

# Hochauflösende Experimente mit Quantengasen

vorgelegt von

Bernd Lienau

geboren am  
25. Juni 1993  
in Pinneberg

Masterarbeit  
im Studiengang Physik  
an der Universität Hamburg

Juni 2019

- 1. Gutachter:** Prof. Dr. Henning Moritz
- 2. Gutachter:** Prof. Dr. Andreas Hemmerich



# Abstract

This thesis describes several hardware and software improvements to an existing experimental setup studying two-dimensional homogenous ultracold Fermi gases. The first and most consequential improvement is the replacement of the existing metal experimental chamber with a new all-glass cell, which improves the vacuum-limited lifetime of the atoms by an order of magnitude. This necessitated the realignment of the high-resolution microscopes with respect to the windows of the new chamber, where diffraction limited performance was achieved. Since the glass cell is much smaller, we gain the option to use smaller magnetic field coils and improve the setup for the optical dipole traps; the design of the new coils and the improved optical setup are described in this thesis. Furthermore, the imaging setup for double-spin-experiments is tested and an algorithm to remove artifacts from the imaging procedure was developed and found to greatly improve the signal-to-noise ratio.

# Kurzfassung

In dieser Arbeit werden mehrere Hard- und Software-Verbesserungen für einen im Betrieb befindlichen experimentellen Aufbau zur Untersuchung homogener, zweidimensionaler, ultrakalter Quantengase vorgestellt. Die erste und weitreichenste Änderung ist der Tausch der Experimentkammer von einer Stahlzelle mit Glasfenstern zu einer reinen Glaszelle, wodurch die vakuum-limitierte Lebensdauer der Atome um eine Größenordnung verbessert wird. Dieser Eingriff macht eine Ausrichtung der hochauflösenden Mikroskope auf die Fenster der neuen Glaszelle unumgänglich, wir beschreiben eine Prozedur bei der beugungsbegrenzte Abbildung erreicht wurde. Da die Glaszelle deutlich kleiner ist, erhalten wir die Möglichkeit kleinere Magnetfeldspulen zu verwenden und den Aufbau für die optischen Dipolfallen zu verbessern; sowohl die Konstruktion der neuen Spulen als auch die Planung des verbesserten optischen Aufbaus werden beschrieben. Außerdem wurde der Abbildungsmechanismus für spin-sensitive Experimente getestet und ein Algorithmus zur Entfernung von Artefakten durch die Bildaufnahme entwickelt, dieser erhöht das Signal-Rausch-Verhältnis merklich.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Justageprozedur für die Mikroskope</b>	<b>4</b>
2.1. Abbildungsfehler . . . . .	6
2.2. Testaufbau . . . . .	8
2.3. Justage des oberen Mikroskops . . . . .	12
<b>3. Design neuer Experimentspulen</b>	<b>18</b>
3.1. Die vorhandenen Magnetfeldspulen . . . . .	18
3.2. Simulation der Spulen in BiotSavart . . . . .	20
3.3. Konstruktion der Spulenkörper . . . . .	21
<b>4. Design des neuen 2D-Breadboards</b>	<b>28</b>
4.1. Gaußsche Strahlen . . . . .	31
4.2. Atome in einer optischen Dipolfalle . . . . .	31
4.3. Strahlengometrie unserer Dipolfalle . . . . .	32
4.4. Realisierung der Gitterstrahlen . . . . .	34
4.5. Simulation in Matlab . . . . .	38
4.5.1. Gitter mit $\alpha = 90^\circ$ Strahlwinkel . . . . .	38
4.5.2. Gitter mit $\alpha = 80^\circ$ Strahlwinkel . . . . .	41
4.6. Aufbau auf dem 2D-Breadboard . . . . .	44
<b>5. DMD-Ansteuerung</b>	<b>47</b>
5.1. Digital Micromirror Device . . . . .	47
5.2. Experimenteller Aufbau . . . . .	48
5.3. Bestimmung der Koordinatentransformation . . . . .	48
5.4. Softwareunterstützte DMD-Ansteuerung . . . . .	49
<b>6. Streifenalgorithmus</b>	<b>54</b>
6.1. Vom Quantengas zum sichtbaren Bild . . . . .	54
6.2. Absorptionsabbildungen von ultrakalten Quantengasen . . . . .	55
6.3. Funktionsweise von sCMOS Kameras . . . . .	56
6.4. Durch Aufnahmemodus induzierte Bildfehler . . . . .	59
6.5. Motivation für eine softwaregestützte Bildnachbearbeitung . . . . .	63
6.6. Funktionsweise des Streifen-entfern-Algorithmus . . . . .	64
6.7. Resultate des Algorithmus . . . . .	73
<b>7. Ergebnisse, Diskussion und Ausblick</b>	<b>80</b>
<b>A. Appendix</b>	<b>85</b>



# 1. Einleitung

Das Verständnis von Materialien wie Hochtemperatursupraleitern und Graphen ist von fundamentalem wissenschaftlichen und letztendlich auch kommerziellen Interesse. Sowohl in Hochtemperatursupraleitern als auch in Graphen können sich die Elektronen im Wesentlichen nur in zwei Dimensionen bewegen. Dies sorgt unter anderem dafür, dass es keine langreichweitige Ordnung gibt, wie Hohenberg, Mermin und Wagner [1, 2] für alle 2D Systeme schon in den 60er Jahre bewiesen haben. Diese Tatsache ebenso wie die teils starke Wechselwirkung zwischen den Elektronen ist eine Herausforderung für das theoretische Verständnis solcher 2D Materialien. Leider können selbst mit modernen Rechenclustern theoretische Modelle für diese Vielteilchensysteme nur für eine sehr beschränkte Anzahl von ca. 10-20 Teilchen exakt berechnet werden. Als Lösung dieses Problems schlug Feynman bereits 1983 vor, Vielteilchenprobleme in physikalischen Systemen experimentell nachzustellen, die weniger komplex und zusätzlich deutlich besser zu kontrollieren sind [3]. Diese experimentellen Modellsysteme müssen die zentralen physikalischen Aspekte des Ursprungssystems aufweisen.

Solche Quantensimulationen sind in den letzten Jahren mit ultrakalten Quantengasen möglich geworden. Ein Meilenstein war die Realisierung von Bose-Einstein-Kondensaten 1995 [4, 5], wofür der Nobelpreis an Cornell, Wiemann und Ketterle verliehen wurde. Seitdem hat sich dieses Forschungsfeld rasant entwickelt, so können mittlerweile auch ultrakalte Fermigase erzeugt und manipuliert werden. Hier können die fermionischen Atome dann in der Quantensimulation die Rolle der Elektronen im Festkörper übernehmen.

In den letzten Jahren haben diverse Arbeitsgruppen [6–9] zweidimensionale, fermionische Quantengase in ihren Experimenten realisiert, das unterliegende Potential in den effektiven 2D Systemen ist hierbei ein harmonisches.

In der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Henning Moritz am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg wird ein homogenes 2D Gas in einem Kastenpotential gefangen, dies kommt der Situation in Festkörpern nahe. [10] Das Experiment wurde von zwei Doktorandengenerationen aufgebaut, nach einer Messung der kritischen Geschwindigkeit im homogenen 2D Quantengas [11] werden aktuell Josephson-Oszillationen in stark korrelierten fermionischen Suprafluiden untersucht, ein Effekt, der zuerst in Supraleitern nachgewiesen wurde. [12] Für zukünftige Experimente mit Fermi-Gasen mit einem ungleichen Verhältnis der Spinzustände oder für die Realisierung quantenmechanischer Problemstellungen durch Aufprägen eines beliebigen Potentials auf die Atome müssen jedoch einige Neuerungen am Experiment vorgenommen werden.

Die Änderung mit den größten Auswirkungen war der Wechsel von der Experimentierzelle, da in der alten Experimentierkammer der zu hohe Hintergrunddruck die Lebensdauer der Atome in den Fallen empfindlich limitiert hat. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde entsprechend die Experimentierkammer ausgetauscht, um ein besseres Vakuum zu erreichen und eine Justageprozedur für die hochauflösenden Mikroskope entwickelt und angewendet. Des Weiteren wurden kompaktere Magnetspulen geplant und in Fertigung gegeben sowie ein mit den kleineren Magnetspulen kompatibler neuer Optik-Aufbau konzipiert. Experimente mit ultrakalten Quantengasen finden im Hochvakuum statt, damit Stöße zwischen dem heißen Restgas und den ultrakalten Atomen minimiert werden. Die Lebensdauer der Teilchen in der optischen Dipolfalle ist somit invers proportional zum Druck in der Experimentierkammer. Der Druck in der alten Kammer war entweder limitiert durch ein Mikroleck in einem der Fenster, ein virtuelles Leck innerhalb der Kammer oder zu hohe Ausgasraten des verwendeten Stahls. Durch den Austausch mit einer Glaszelle konnte der Hintergrunddruck deutlich reduziert und die Lebensdauer von 10 Sekunden auf et-

wa 2 Minuten erhöht werden. Allerdings geht ein Umbau auch Hand in Hand mit dem Verlust der Justage der verwendeten Laserstrahlen und der Mikroskope. Um wieder eine beugungsbegrenzte Abbildung mit Hilfe der Mikroskope erreichen zu können, mussten diese wieder so justiert werden, dass ihre optische Achse senkrecht auf den Fenstern der Glaszelle steht. Leider ist es nicht praktikabel, die ultrakalten Atome als Testobjekt und Justagehilfe zu benutzen. Entsprechend wird für die Justage eine andere Referenz benutzt: Es wird eine Prozedur benötigt, mit der die Mikroskope auf die neue Glaszelle ausgerichtet werden können. Da die Struktur der Atomwolke im Experiment unbekannt ist, können diese nicht verwendet werden, um die Mikroskope mit dieser Referenz zu justieren. Des Weiteren ist eine Justage mit den Unterbrechungen im Experimentzyklus, während denen keine Atomwolke gefangen ist, nicht erstrebenswert.

Die Justageprozedur für die Mikroskope wird deshalb eine andere Referenz verwenden: ein Testtarget mit kleinen, wohldefinierten Strukturen. Es wird ein Testaufbau realisiert, welcher alle relevanten optischen Elemente vereint, anstelle der Glaszelle wird eines der Fenster der Glaszelle verwendet, an der Position der Atome befindet sich das Testtarget. Wir nehmen einen Referenzlaserstrahl, der senkrecht zum Glaszellenfenster steht, als absolute Referenz; dieser ist auch im Experiment vorhanden. Nun wird das Mikroskop auf das Testtarget scharf gestellt und die Verkippung des Mikroskops relativ zum Referenzstrahl bestimmt. Mit diesen sogenannten ‚magic turns‘ kann im Experiment vom Referenzstrahl auf die Atomposition scharf gestellt werden.

Doch es gibt noch weitere Veränderungen am Quantengas-Experiment. Die Spulenkörper sind im Verdacht bei Feldsprüngen Wirbelströme zu induzieren, diese nachträglich schlitzen zu lassen, um die Wirbelströme zu verhindern ist technisch nur schwer möglich. Durch den gewonnenen Platz beim Wechsel von Metall- zu Glaszelle bietet es sich an, die Spulen neu zu designen. Die Spulen können nun näher an die Atome rücken, sie müssen demnach auch nicht mehr so groß sein wie zuvor, um die Helmholtz-Konfiguration zu erfüllen, bzw. um die gewünschte Feldstärke zu erreichen. Mit dem Design der neuen Spulenkörper wurden gleich weitere Verbesserungen vorgenommen, so ist das Feldzentrum der Helmholtz-Konfiguration im neuen Aufbau einstellbar, damit dieses direkt auf die Atome geschoben werden kann. Der gewonnene Platz kommt direkt dem Laseroptik-Breadboard für die 2D-Physik zugute, dieses kann nun größer dimensioniert werden, außerdem wird ein optisches Gitter für die 2D-Physik aufgebaut.

Nach dem Design der neuen Spulenkörper wird mit der Konzeption des neuen Breadboards fortgefahren. Der Platz auf dem Breadboard ist begrenzt, es bleibt eine Optimierungsfrage, wie mit einfachen Strahlengängen alle Elemente auf dem Breadboard untergebracht werden können. Wie bereits erwähnt benötigt das Experiment eine optische Dipolfalle, die die Atomwolke in zwei Dimensionen bringt. Außerdem soll ein Gitter installiert werden, welches in diesen zwei Dimensionen Gitterplätze für die Atome vorgibt. Aufgrund der bereits verwendeten Achsen der Glaszelle bleiben hier nur die diagonalen Fenster. Unter Berücksichtigung der Rückreflexe von diesen Glasfenstern wird hier eine Simulation durchgeführt, damit ein homogenes Gitter erzeugt werden kann. Die verwendeten Linsen und Spiegel werden außerdem virtuell auf dem Breadboard aufgebaut und mit einer Abbildungsmöglichkeit versehen, damit das Gitterzentrum auf die Atomwolke geschoben werden kann.

Mit den beschriebenen Schritten zum 2D-System wird die Tür zu neuen physikalisch äußerst interessanten Experimenten aufgestoßen, jedoch wird noch mehr Kontrolle über das 2D-System angestrebt. Über die Mikroskope können mit zwei DMDs nahezu beliebige Strukturen in das 2D-Quantengas hingezeichnet werden. Für ein homogenes System in einem Kastenpotential können so die Wände realisiert werden. Das verwendete Laserlicht

ist jedoch nicht homogen, sondern hat räumlich variierende Intensitäten. Wie Philip Zupancic in seiner Masterarbeit dargelegt hat, ist es möglich mit einem DMD das Lichtfeld lokal zu modulieren. Wo Zupancic Amplitude und Phase mit dem DMD korrigiert hat, wird hier der DMD verwendet, um die Amplitude zu modulieren und ein gewünschtes, aufzuprägendes Muster helligkeitsgetreu wiederzugeben.

Da die Streurate des Beleuchtungslichtes an den Lithium-Atomen sehr gering ist, wird eine Kamera mit hoher Auflösung, hoher Quanteneffizienz, geringem Rauschen und schneller Bildwiederholungsrate benötigt. Die Andor Zyla 5.5 sCMOS Kamera liefert alle diese Anforderungen, jedoch führt die spezielle Bildaufnahme-prozedur und anschließende Berechnung des Differenzbildes zu Streifenmustern. Ein in dieser Arbeit entwickelter Algorithmus erlaubt es, diese von der Ausleselektronik der Kamera stammenden Fehler weitestgehend zu entfernen.

Im Folgenden wird in Kapitel 2 die Justageprozedur für die Mikroskope erläutert und auf beugungsbegrenzte Genauigkeit in der Ausrichtung untersucht. Durch den Umbau zur Glaszelle steht uns die Möglichkeit zur Verkleinerung der Magnetfeldspulen offen. In Kapitel 3 werde ich die Konzeption der Spulen mit mehreren Verbesserungen gegenüber dem vorhandenen Setup vorstellen. Mit den neuen Magnetfeldspulen ist auch ein Neubau des 2D-Breadboards geplant. Die Anforderungen an das Breadboard, sowie das zu realisierende Gitter werde ich vorstellen und das Konzept für den Neubau erläutern.

Des Weiteren wurden zwei Softwareprojekte durchgeführt. Für das Aufprägen beliebiger Potentiale auf die Atomwolke wird ein Digital Micromirror Device benutzt, welches für eine deutlich exaktere Manipulation des eingestrahlten Laserlichts verwenden werden soll. Ich werde einen Algorithmus erarbeiten, der aus einem gewünschten Potential die dazugehörige Spiegelansteuerung berechnet. Im Experimentzyklus werden die Atome anschließend abgebildet. Für zukünftige Experimente mit ungleichen Verteilungen der Spinzustände entwickel ich einen Abbildungsmechanismus und werde die bei diesem Aufnahmemodus durch die Kameraelektronik auftretenden Artefakte mit dem in Kapitel 6 vorgestellten Algorithmus entfernen.

## 2. Justageprozedur für die Mikroskope

Wie bereits erwähnt sind mit dem beschriebenen Aufbau vielfältige Experimente möglich. Limitierend ist hierfür die Lebensdauer der gefangenen Lithium-Atome in der Experimentierzelle. Durch Vakuumslecks wird die Lebensdauer verringert und wie beschrieben verbessert der Umbau auf die Glaszelle die Lebensdauer im Experiment. Für den Umbau wurden jedoch große Teile des Aufbaus entfernt, um an diese zentrale Komponente herankommen zu können, hierunter fallen auch die Mikroskope für die Abbildung der Atome. Diese sind eines der zentralen Komponenten des Quantengas-Experiments, da nur mit einem Mikroskopobjektiv von hoher numerischer Apertur die Atome mit hoher Auflösung abgebildet werden können. Befinden sich die Mikroskope außerhalb der Vakuumkammer, wie in diesem Aufbau, so müssen die Mikroskope den Einfluss der Glasfenster kompensieren. Dafür ist eine spezielle Bauweise und vor allem eine exakte Ausrichtung von der optischen Achse der Mikroskope auf die Fensternormale erforderlich. Aufgrund des Umbaus müssen die Mikroskope neu justiert werden, in diesem Kapitel zeige ich eine reproduzierbare Vorgehensweise für die Justage der Mikroskope.

Hierfür gibt es mehrere Möglichkeiten, ich orientiere mich hierbei an der Arbeit von J. H. Drewes, der während seiner Masterarbeit eine Lösung für die gleiche Problemstellung erarbeitet hat. [13] J. H. Drewes stellt drei Möglichkeiten vor, wie Optiken justiert werden können: „Methode A basiert auf Minimierung der Wellenfrontfehler mit Hilfe eines Interferometers“, bei Methode B wird ein Testobjekt abgebildet, „bis das erzeugte Bild der theoretischen Erwartung entspricht“, Methode C verwendet einen „Pilotstrahl, der die optische Achse darstellt, auf den die Komponenten ausgerichtet werden“. [13, S. 39, drittes Zitat sinngemäß]

Methode B war Drewes 2012 nicht zugänglich, da eine Abbildung von einem Objekt hinter dem Fenster der Experimentkammer bedeutet, dass dieses Objekt sich im Vakuumaufbau befinden muss. Mit dem Wechsel zu Glaszelle ist uns dieser Weg zugänglich, wir verwenden ein Ersatzfenster der Glaszelle und ein Testtarget mit kleinen, wohldefinierten Strukturen. Zusätzlich verwenden wir Methode C, das Glasfenster, sowie die anderen Optiken richten wir auf den gleichen Referenzstrahl aus. Anschließend werden wir das Mikroskop auf das Testtarget ausrichten. Durch Abbilden von immer kleineren Strukturen können wir die Ausrichtung iterativ bis zur beugungsbegrenzten Abbildung verbessern.

Nun verwenden wir Methode C, um im Experiment die gleiche Präzision zu erreichen. Mit einem auf das obere Mikroskop gelegten Spiegel können wir das Mikroskop auf den Referenzstrahl ausrichten und die Verkippung des Mikroskops mit den Feingewindeschrauben vermessen. Diese „Magic Turns“ werden wir im Experiment verwenden. Dort können wir das Mikroskop auf den Pilotstrahl ausrichten und mit den „Magic Turns“ auf die senkrechte Ausrichtung zum Glasfenster einstellen.

Um zu überprüfen, ob die Abbildung des Testtargets im Testaufbau beugungsbegrenzt ist, ist es notwendig, den Einfluss der so genannten Punktspreizfunktion des Objektivs auf die Abbildung zu verstehen. Die Apertur des Mikroskops beschränkt den Öffnungswinkel unter dem das Licht aufgenommen und auf die Kamera fokussiert wird. Hierdurch befindet sich effektiv eine Blende im Strahlengang, welche als optische Transferfunktion in der Abbildungsgleichung zu verstehen ist. In dem abgebildeten Bild lässt sich dies mit der Fouriertransformation verstehen und interpretieren. Die Fouriertransformierte einer eindimensionalen Blende, also einer Kastenfunktion, ist eine Sinc-Funktion. Die optische Transferfunktion eines Mikroskops oder einer Linse ist jedoch zweidimensional. Die resultierende Fouriertransformation dieser zweidimensionalen Blende ist dann die Punktspreiz-

funktion des Objektivs. Die Punktspreizfunktion gibt an, wie das Bild eines Punktes beziehungsweise eine Deltafunktion nach Abbildung mit dem Mikroskop aussieht. Für eine zweidimensionale Blende ist die Punktspreizfunktion die so genannte Airy-Funktion, bei der der Intensitätsverlauf kreisförmig entsprechend einer Besselfunktion erster Art der nullten Ordnung  $J_0$  abfällt. [14] Die Abbildung im Fourierraum kann durch Multiplikation von Objekt und optischer Transferfunktion berechnet werden.

$$FT(\text{Bild}) = FT(\text{Objekt}) \cdot FT(\text{Optische Transferfunktion}) \quad (1)$$

Mit der inversen Fouriertransformation kann die mathematische Operation im Realraum bestimmt werden, eine Multiplikation im Fourierraum entspricht einer Faltung im Realraum. [15]

$$\text{Bild} = \text{Objekt} \circledast \text{PSF} \quad (2)$$

Um das von der Kamera aufgenommene Bild zu berechnen, wird jeder einzelne Signalpunkt der Objektebene mit diesen Beugungsringen gefaltet. Dies lässt sich so interpretieren, dass jeder Punkt des Objektes durch diese Beugungsringe verzerrt auf die Kamera abgebildet wird. Deshalb tragen die Beugungsringe als Funktion des optischen Systems den Namen Punktspreizfunktion. Zwei helle Einzelobjekte, beispielsweise zwei Pinholes, lassen sich hierbei nicht mehr in der Abbildung von einem einzelnen Langloch unterscheiden, wenn der Abstand der Objekte und die Größe der Punktspreizfunktion, bedingt durch die Güte des optischen Abbildungssystems, im gleichen Größenbereich liegen. Hierfür wird meist das Rayleigh-Kriterium herangezogen. Hierbei wird davon ausgegangen, dass zwei Strukturen genau dann noch getrennt aufgelöst werden können, wenn der Abstand beider Strukturen

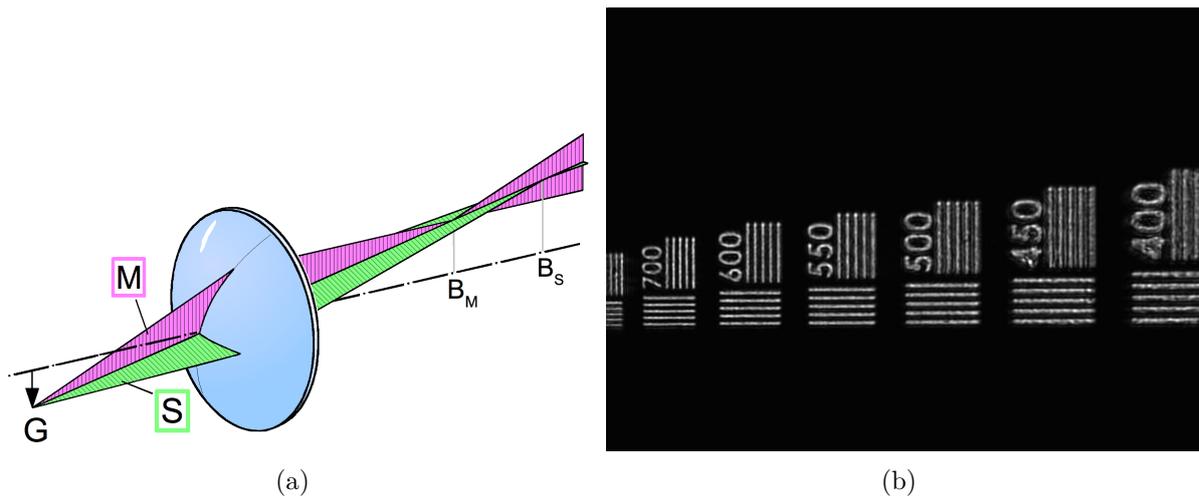
$$a \geq 0,61 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad (3)$$

größer oder gleich der Entfernung des ersten Minimums der Beugungsringe ist. In die von Baron Rayleigh aufgestellte Gleichung gehen die numerische Apertur des optischen Systems  $NA$ , sowie die Wellenlänge des eingestrahlt Lichts  $\lambda$  ein. [16] Mit Hilfe dieses grundlegenden Verständnisses ist es nun möglich abzuschätzen, welche Strukturen mit dem Mikroskop beobachtbar sein sollten. Die verwendeten Mikroskope sind baugleich, was die verwendeten Linsen angeht und besitzen eine numerische Apertur von 0,62. Bei dem im Testaufbau verwendeten Licht der Wellenlänge  $\lambda = 532 \text{ nm}$  ist die beugungsbegrenzte Auflösung von Strukturen im Abstand von 523 nm möglich. Bei den Linienstrukturen auf dem Testtarget ist dies in der Größenordnung der Struktur mit 950 Linienpaaren pro mm, bei dieser Struktur beträgt der Abstand der Linien 517,83 nm. Die beiden kleinsten Pinholes mit Durchmessern von 250 nm und 500 nm sind kleiner als die vom Rayleigh-Kriterium angegebenen Auflösungsbegrenzung. Dies bedeutet, wie oben ausgeführt, dass die Strukturen mit den Beugungsringen gefaltet werden und wir diese bei den kleineren Strukturen, wie dem 250-nm-Pinhole, dominanter sehen als bei größeren Strukturen. Diesen Effekt werden wir uns zu Nutze machen, um das Mikroskop auf das Testtarget auszurichten. Ist das Mikroskop nicht senkrecht und mittig auf das Testtarget ausgerichtet, so erscheinen die Ringe aufgrund von Strahlfehlern verzerrt.

## 2.1. Abbildungsfehler

Über die Auswirkungen von nicht perfekt aufeinander ausgerichteten optischen Elementen, sowie über generelle Fehler von Linsensystem gibt es unzählige wissenschaftliche Veröffentlichungen. An dieser Stelle soll dem Leser ein kurzer Überblick gegeben werden, welche Abbildungsfehler es gibt und welchen Einfluss diese auf die Abbildung haben. Wir werden hier nur die Fehler, welche durch ein falsch ausgerichtetes Mikroskop Einfluss erhalten, namentlich den Astigmatismus und die Koma, ausführlich diskutieren. Die anderen Fehlertypen lassen sich durch uns nicht mehr beeinflussen, da das Mikroskop bereits gebaut ist. Für diese Fehlertypen wurde in der Planung die entsprechenden Kompensationen vorgenommen und mit den in bereits erfolgten Experimenten aufgenommenen Daten kann bestätigt werden, dass das Experiment seine Spezifikationen erfüllt.

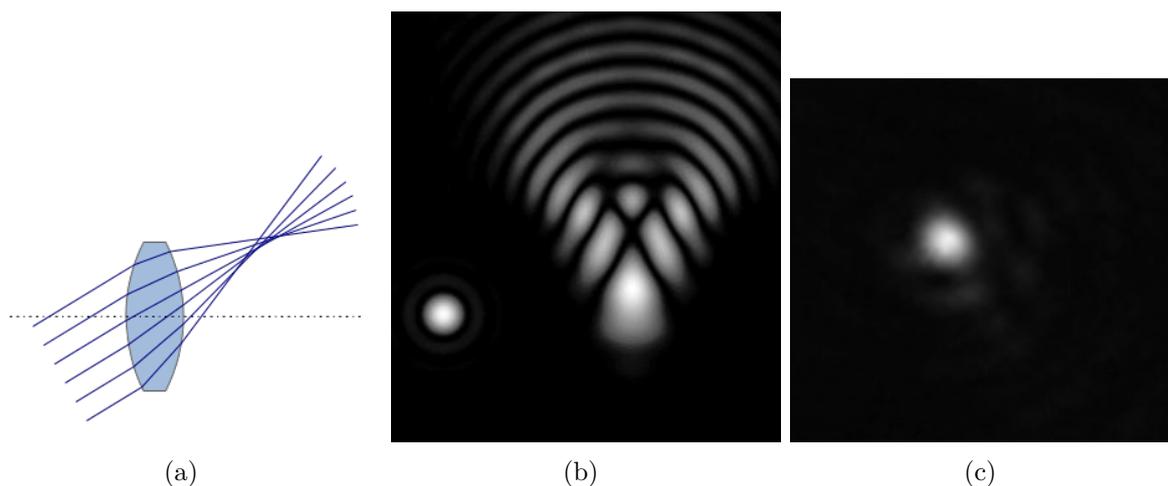
Bei der Betrachtung der Linienstrukturen wird der Astigmatismus für die Ausrichtung des Mikroskops verwendet. Astigmatismus bezeichnet die Abbildung des Objektes in Meridional- und Sagittalebene an unterschiedlichen Brennweiten hinter dem optischen System. Die Ursache hierfür liegt darin, dass Objekte abseits der optischen Achse in der Meridionalebene, also der Ebene, welche die optische Achse enthält, unter einem Winkel abgebildet werden. Hierdurch verkürzt sich die Brennweite in der Meridionalebene  $B_M$  im Vergleich zur Brennweite  $B_S$  bei Abbildung in der Sagittalebene. [17] Durch die Möglichkeit das Mikroskop mit einem 3-Achsen-Nanopositioniersystem zu verschieben, sind wir sensitiv auf kleinste Bildfehler. Im Testaufbau soll der zentrale Punkt des Sichtfelds des Mikroskops keinen Astigmatismus aufweisen. Mit dem Testaufbau sind wir in der Lage das Testtarget auf einem Mikrometertisch zu bewegen und so auf den Rand des Sichtfelds des Mikroskops zu betrachten. Dort unterliegt die Abbildung der Strukturen dem Astigmatismus, dieser soll für alle vier Richtungen in der Bildebene identisch sein. Dieses Kriterium liefert eine grobe Ausrichtung des Mikroskops senkrecht auf das Testtarget und gewährleistet, dass nicht außerhalb der optischen Achse abgebildet wird. Die optische Achse liegt somit auf der Symmetrieachse des Mikroskops.



**Abb. 1: Schematische Abbildung zur Veranschaulichung des Astigmatismus und Astigmatismus bei Abbildung des Testtargets**

(a) Das Objekt  $G$  wird hierbei in der Sagittalebene  $S$  in der Brennweite  $B_S$  abgebildet. In der Meridionalebene  $M$  befindet sich  $G$  nicht auf der optischen Achse und wird deshalb in der von  $B_S$  abweichenden Brennweite der Meridionalebene  $B_M$  abgebildet. [17] Sichtbar ist dieser Effekt auch bei unserer Abbildung des Testtargets (b). Hier sind die Strukturen auf der linken Seite deutlich erkennbar, besonders die vertikalen Strukturen am rechten Rand werden nur verschwommen abgebildet. Die optische Achse des Mikroskops ist hier in der Bildhorizontalen verkippt.

Für eine genauere Ausrichtung des Mikroskops werden die Pinholes verwendet. Steht das Mikroskop schräg zur optischen Achse des Beleuchtungslaserstrahls, so entsteht bei der Abbildung des Pinholes ein Schweif im Bild, genannt Koma. Die Koma entsteht aus dem bereits beschriebenen Astigmatismus, sowie der sphärischen Aberration von achsfernen Strahlen. Die Koma verwenden wir zur Justage des Mikroskops, denn bei einem parallel zur optischen Achse ausgerichteten Mikroskop erhalten wir auf der Kamera das Pinhole mit den konzentrischen Beugungsrings des Pinholes in Form der Airy-Scheiben darum. Mit Hilfe der Kamera nehmen wir die Abbildung des Pinholes auf und vergleichen diese mit dem theoretisch vorhergesagten Bild aus der Faltung von Pinhole und der Punktspreizfunktion des Abbildungssystems.



**Abb. 2: Schematische Darstellung der Koma, Abbildung mit und ohne Koma, sowie Koma bei Abbildung des Testtargets**

Durch schiefen Durchlauf der Strahlen durch die Linse werden diese an einer Seite des zu erwartenden Beugungsrings zu einem Schweif, der Koma [17] (a). Deutlich erkennbar ist der Unterschied in der Theorie zwischen einer beugungsbegrenzten Abbildung auf der linken und einer Abbildung mit Koma auf der rechten Bildhälfte [17] (b). Sichtbar ist dieser Effekt auch bei unserer Abbildung des Testtargets (c). Hierbei sind die kleinen Ringe auf der rechten Bildseite zu erkennen.

## 2.2. Testaufbau

Für den Testaufbau verwendet wir als Quelle für das Abbildungslicht einen Spectra Physics Millennium Vs bei 532 nm Wellenlänge und 1 W Leistung. Mit Hilfe eines Beam Samplers wird dieser auf 100 mW Leistung abgeschwächt, um das Testtarget nicht zu zerstören. Das nächste Element im Strahlengang ist ein Teleskop, um die Strahlhöhe zu verringern, anschließend folgt ein Polarisationssteilerwürfel, um die Polarisation festzulegen. Mit Hilfe zweier Spiegel lässt sich der Strahl in die Faser einkoppeln, je nachdem, an welchem Ende des Strahlenganges die Faser angeschlossen wird, fungiert sie als Beleuchtungslicht oder als Referenzstrahl zum Ausrichten der Elemente. Zwischen den beiden Spiegeln wird mit Hilfe eines 50-50-Strahlteilerwürfels der Rückreflex der optischen Elemente durch eine Blende geschickt. Damit kann beobachtet werden, wann der Rückreflex der Optiken direkt in die Faser eingekoppelt ist und die Optiken somit senkrecht zum Referenzstrahl stehen. Dazu verwenden wir zwei Faserkoppler für den Referenzstrahl und den Abbildungsstrahl. Zuerst wird der Referenzstrahl justiert, mit einem Ausrichtungsspiegel und dem oberen Umlenkspiegel wird der Strahl hinter dem Umlenkspiegel senkrecht zum Tisch ausgerichtet. Dies gewährleisten wir mit Hilfe des Rückreflexes eines auf den Tisch gelegten Spiegels. Der obere Umlenkspiegel befindet sich über dem oberen Mikroskop und ist mit mechanischen Anschlägen fixiert, damit dieser für das Einsetzen des oberen Mikroskops herausgenommen werden kann. In den Strahl wird auf den optischen Tisch der untere Umlenkspiegel hineingestellt. Der untere Umlenkspiegel ist im Drei-Achsen-Kippeltisch des unteren Mikroskops montiert, das untere Mikroskop wird deshalb für die Justage des Referenzstrahles und des oberen Mikroskops heruntergenommen. Hinter den unteren Umlenkspiegel werden zwei weitere Ausrichtungsspiegel, sowie der Auskoppler für den Beleuchtungsstrahl gesetzt. Mit Hilfe der beiden Spiegel wird der von unten kommende Beleuchtungsstrahl mit dem Referenzstrahl überlagert.

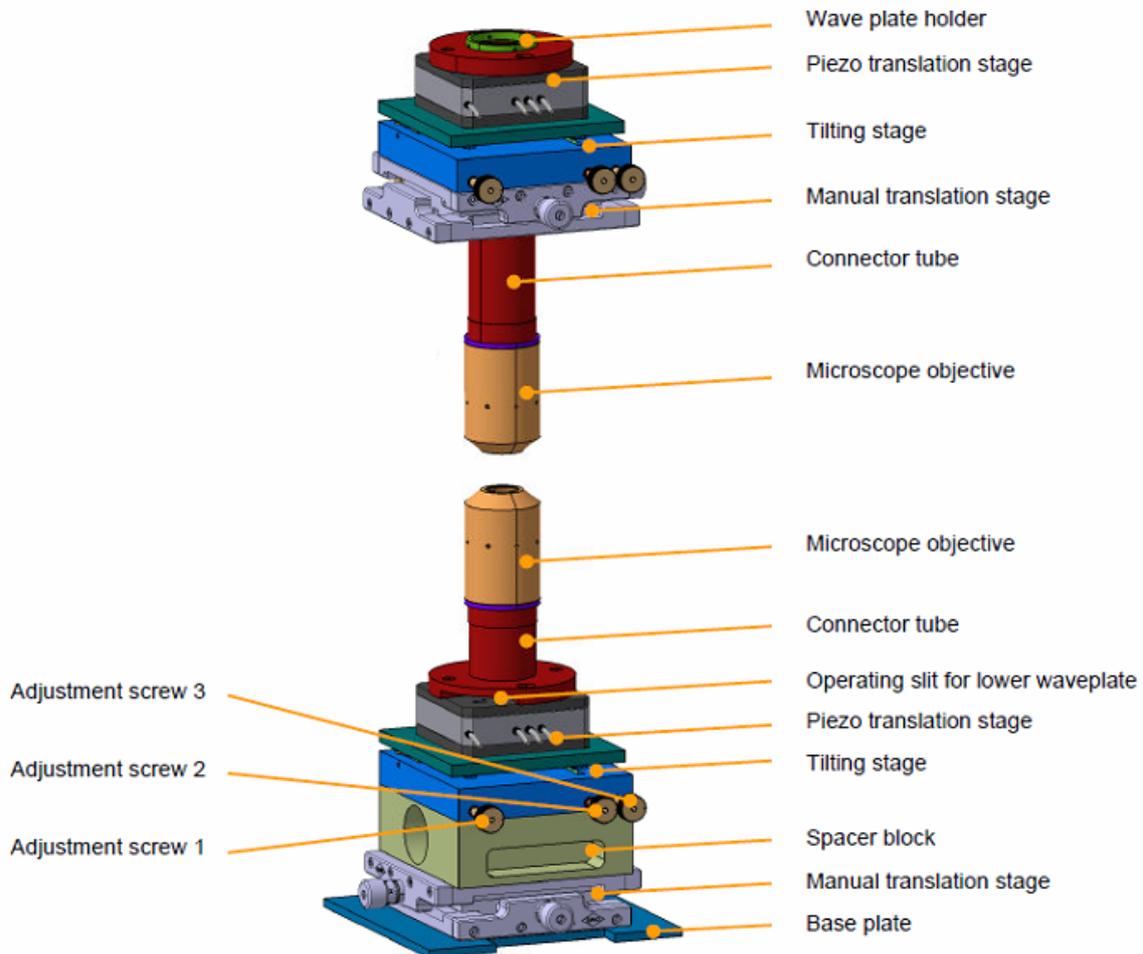
Mit dem vorhandenen Setup sind die Grundlagen für den Testaufbau geschaffen: Referenz- und Beleuchtungsstrahl sind ausgerichtet, es fehlen jedoch noch die zentralen Elemente. Diese sind das obere und das untere Mikroskop mit zugehörigem Teleobjektiv, sowie das Testtarget und das Glasfenster. Diese Elemente werden im Folgenden mit ihren Justage-Prozeduren vorgestellt, wir werden ausführlich die Justage-Prozedur für das obere Mikroskop erläutern.

Beide Mikroskope sind baugleich und bestehen aus mehreren Linsen. Sie besitzen eine numerische Apertur von 0,62 und sind für die Wellenlängen 532 nm, 670 nm und 1064 nm optimiert. Das Objektiv wird dabei von einer Plastikhalterung getragen, die Abbildung 3 zeigt den Aufbau der Mikroskope. Diese ist an einem 3-Achsen-Nanopositioniersystem, dem TRITOR 102 von piezosystem jena GmbH, befestigt, womit eine x-y-z-Feinjustage des Mikroskops um je 100 nm möglich ist. Der TRITOR sitzt auf einer Halterung, welche sowohl eine größere 2D-Translation in der Ebene senkrecht zur Strahlachse als auch eine Winkelausrichtung des Mikroskops über einen Kippeltisch mit drei Auflagepunkten ermöglicht. Die 2D-Translation erfolgt hierbei über Mikrometerschrauben, die Winkelausrichtung über drei Feingewindeschrauben, die drei Zapfen bewegen, welche an drei Eckpunkten die Platte heben und senken und so den Winkel festlegen. Dazu befindet sich oberhalb des oberen Mikroskops eine Aussparung, um dort ein Lambda-Plättchen hineinzulegen, eine ähnliche Aussparung befindet sich beim unteren Mikroskop in der Plastikhalterung, sodass das Lambda-Plättchen auf dem TRITOR liegen kann. Die Lambda-Plättchen drehen nicht nur die Polarisation der Laserstrahlen im Experiment, wir werden sie auch als Retroreflektoren für die Justage verwenden.

Das Teleobjektiv wird verwendet, um das von den Mikroskopen erzeugte Fourierbild auf die Kamera abzubilden. Es besteht aus mehreren Linsen, hat eine Brennweite von ca. 1000 mm und besitzt eine rückseitigen Arbeitsabstand von 490 mm, sodass die Kamera in diesem Abstand aufgestellt wird. Der Abbildungsstrahl soll durch die Mitte des Teleobjektivs auf die Kamera treffen und Teleobjektiv wie auch Kamera sollen senkrecht zum Strahl aufgestellt sein. Die Pixelposition des Abbildungsstrahls auf der Kamera wird markiert, um die korrekte Ausrichtung des Teleobjektivs zu erreichen. Das Teleobjektiv sitzt auf einer Halterung, die eine Bewegung entlang der optischen Achse und eine Verkipfung entlang der beiden anderen Achsen ermöglicht. Diese Einstellung erfolgt jeweils mit Feingewindeschrauben wie in Abbildung 4 ersichtlich.

Wir montieren das Teleobjektiv mit Thorlabs-Bauteilen auf die Strahlhöhe und justieren anschließend das Teleobjektiv. Hierfür verwenden wir eine Schablone, um den Strahl auf beiden äußersten Linsen des Teleobjektivs jeweils durch den Mittelpunkt gehen zu lassen. Nach dieser groben Justage folgt die iterative Feineinstellung. Wir nehmen einen Spiegel und halten diesen an die dem Referenzstrahl zugewandte Seite des Teleobjektivs. Das Teleobjektiv wird so ausgerichtet, dass der zurücklaufende Referenzstrahl in die Faser eingekoppelt wird. Hiermit ist das Teleobjektiv im Winkel ausgerichtet. Anschließend nehmen wir den Beleuchtungsstrahl und bilden das Licht auf die Kamera ab. Der Positionsversatz des Teleobjektivs sorgt nun dafür, dass das Licht auf der Kamera nicht mehr auf den vorher markierten Pixel auf die Kamera trifft. Wir drehen das Teleobjektiv, bis diese Positionen übereinstimmen und wiederholen Winkel- und Positionsjustage bis beide Bedingungen gleichzeitig erfüllt sind.

Berechnungen von J. H. Drewes mit OSLO haben folgende Winkel- und Positionsgenauigkeiten in der Justage von Glaszelle, Objektiv und Teleskop für eine beugungsbegrenzte Auflösung mit weniger als 7% RMS der Wellenfront ergeben: Die Justagegenauigkeit für das Teleobjektiv können wir mit der beschriebenen Prozedur erreichen. Die Justagegenauigkeit des Mikroskops werden wir durch Validation der „Magic Turns“ prüfen.

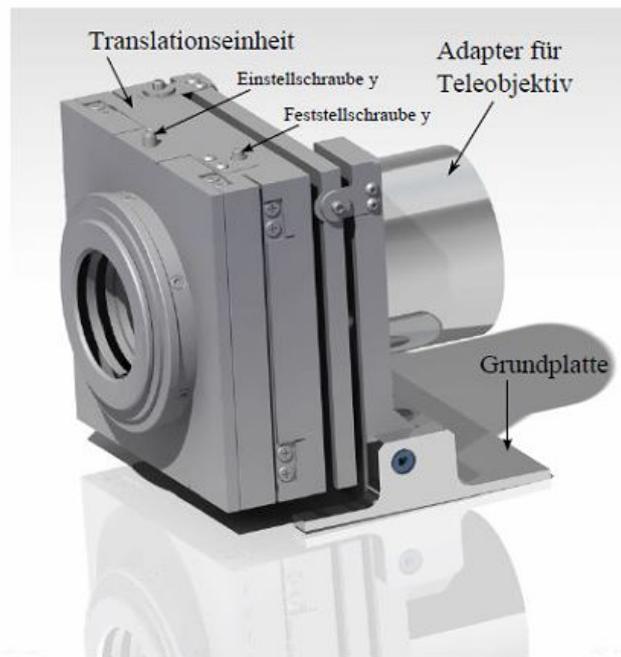


### Abb. 3: Aufbau der Mikroskope

Die beiden hochauflösenden Mikroskope mit einer numerischen Apertur von 0,62 bestehen aus mehreren Teilen. Das Objektiv ist mit einer Plastikverbindungsrohre am TRITOR 3-Achsen-Nanopositioniersystem befestigt. Der TRITOR befindet sich auf einem Kippeltisch mit drei Auflagepunkten für die Winkeleinstellung über drei Feingewindeschrauben. Der Kippeltisch befindet sich auf einem 2-Achsen-Verstelltisch mit Mikrometerschrauben. Die Wellenplatte kann beim oberen Mikroskop in eine Aussparung vom roten Plastikverbindungsrohre eingesetzt werden, beim unteren Mikroskop wird dies zwischen dem Tritor und dem Plastiktubus eingebaut. [18]

**Tabelle 1: Benötigte Justagegenauigkeit**

Komponente	Verkipfung	Translation
Glaszelle	0,1°	-
Objektiv	0,1°	2 mm
Teleskop	0,15°	3 mm
Glaszelle und Mikroskop	0,2°	-



**Abbildung 2.9:** Die gezeigte Translationseinheit des Teleobjektivs lässt sich um zwei Achse kippen und in drei senkrechten Richtungen verschieben. Dadurch wird die freie Ausrichtung des Teleobjektivs ermöglicht. Das Teleobjektiv selbst wird von einem Adapter gehalten. Dieser Adapter ermöglicht als zusätzlichen Freiheitsgrad das Rollen um die optische Achse.

#### Abb. 4: Teleskop Objektiv

Darstellung des Teleobjektivs mit den Einstellschrauben zur Translation und Rotation. [13]

Das Glasfenster wird in einen abgesägten Thorlabs-2“-Linsenhalter eingesetzt. Dieser wird an einen Thorlabs KS1 Spiegelhalter montiert und mit Posts auf die richtige Höhe gebracht. Mit dem Spiegelhalter sind wir in der Lage das Glasfenster im Winkel auszurichten. Die Position wird entsprechend der Höhe der Glaszelle im Experiment gewählt.

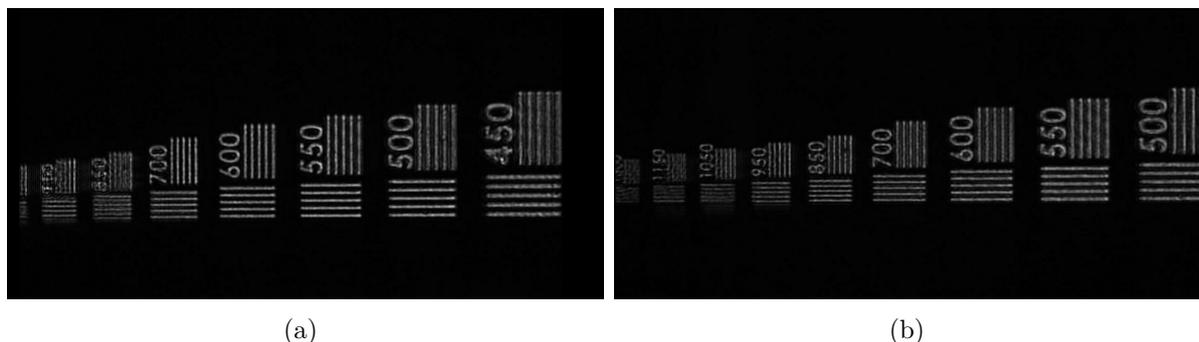
Das Testtarget wird auf einen Radiant Dyes MDI-3025 Spiegelhalter geklebt, damit dieses ebenfalls im Winkel ausgerichtet werden kann. Außerdem wird der Spiegelhalter an eine Drei-Achsen-Verschiebebühne geschraubt, damit das Testtarget in der Strahlachse an das Glasfenster heran bewegt werden kann und in der senkrechten Ebene die betrachteten Strukturen ausgewählt werden können. Diese Verschiebebühne wird ebenfalls auf Posts gestellt, um die Höhe grob einzustellen. Der Abstand des Glasfensters und des Testtargets soll dem Abstand des Glasfensters und der Atome im Experiment entsprechen, dies sind 1,3mm Abstand der beiden nächsten Kanten.

### 2.3. Justage des oberen Mikroskops

Mit diesen Vorrichtungen werden wir nun die Justage für das obere Mikroskop vornehmen. Hierfür verwenden wir den bereits beschriebenen Aufbau mit justiertem Referenzstrahl und Beleuchtungsstrahl. Des Weiteren fügen wir zuerst das Testtarget in den Strahlengang ein und richten diesen mit dem Referenzstrahl senkrecht dazu aus. Als nächstes folgt das Glasfenster, dieses wird ebenfalls ausgerichtet und das Testtarget auf den richtigen Abstand herangefahren. Anschließend wird der obere Umlenkspiegel entfernt, das Mikroskop eingesetzt und der obere Umlenkspiegel wieder eingesetzt. Anstelle der Lambda-Platte legen wir einen Planspiegel auf die Einsparung in der Plastikhalterung des Mikroskops und richten diese Oberfläche des Mikroskops senkrecht zum Referenzstrahl aus. Nun wechseln wir auf den Beleuchtungsstrahl und geben mit einem Spiegel, der sich auf einem Magnetfuß befindet, die Abbildung auf die Kamera. Anstelle einer Kamera verwenden wir einen Schirm, da die abgebildeten Strukturen mit der Vergrößerung unseres optischen Systems von etwa 40 deutlich größer sind als der Sensor der Kamera. Hiermit sind wir in der Lage die größten Strukturen auf dem Testtarget mit 7,5 Linienpaaren pro Millimeter, dies entspricht etwa  $67\mu\text{m}$  Linienbreite, auf den Schirm abzubilden. Nun werden Winkel und Position des Mikroskops mit den dafür vorgesehenen Schrauben eingestellt, bis die Strukturen mit 70 Linienpaaren pro Millimeter auf dem Schirm sichtbar sind. Bei der erreichten Linienbreite von etwa  $7\mu\text{m}$  wird eine qualitative Einschätzung, ob das Bild durch die Ausrichtung des Mikroskops schärfer wird, für das menschliche Auge zunehmend schwieriger. Wir wechseln deshalb auf die Kamera und können mit dieser Prozedur bis zu Strukturen von 500 Linienpaaren/mm auflösen.

Wir befinden uns nun bei einer Linienbreite der Strukturen von  $1\mu\text{m}$  und werden nun die Einstellung des Mikroskops systematisch abrastern. Der Aufbau ermöglicht es uns das Testtarget in der Ebene zu verschieben und dann mit dem Mikroskop den Winkel zu verändern, bis wieder die gleiche Struktur auf der Kamera erscheint. Wir werden nun nacheinander in beiden Achsen die Strukturen des Testtargets um  $10\mu\text{m}$  bewegen und anschließend mit dem Mikroskop den Winkel so justieren, dass die gleiche Struktur wieder im Zentrum der Kamera erscheint. Anschließend muss noch wieder auf das Testtarget scharf gestellt werden. Dies ermöglicht uns der Verschiebetisch in z-Richtung gemeinsam mit dem TRITOR. Hiermit rastern wir den Bereich von  $\pm 120\mu\text{m}$  in beiden Achsen ab, dies entspricht einem Winkel des Mikroskops von  $\alpha = \arctan\left(\frac{120\mu\text{m}}{20\text{cm}}\right) = 0,03^\circ$ . Wir wählen diejenige Position, an der die abgebildeten Strukturen am linken und rechten Bildrand beide scharf abgebildet werden. Außerdem soll bei den zentralen Strukturen die Position des Tritors, an der die horizontalen und vertikalen Linien scharf abgebildet werden,

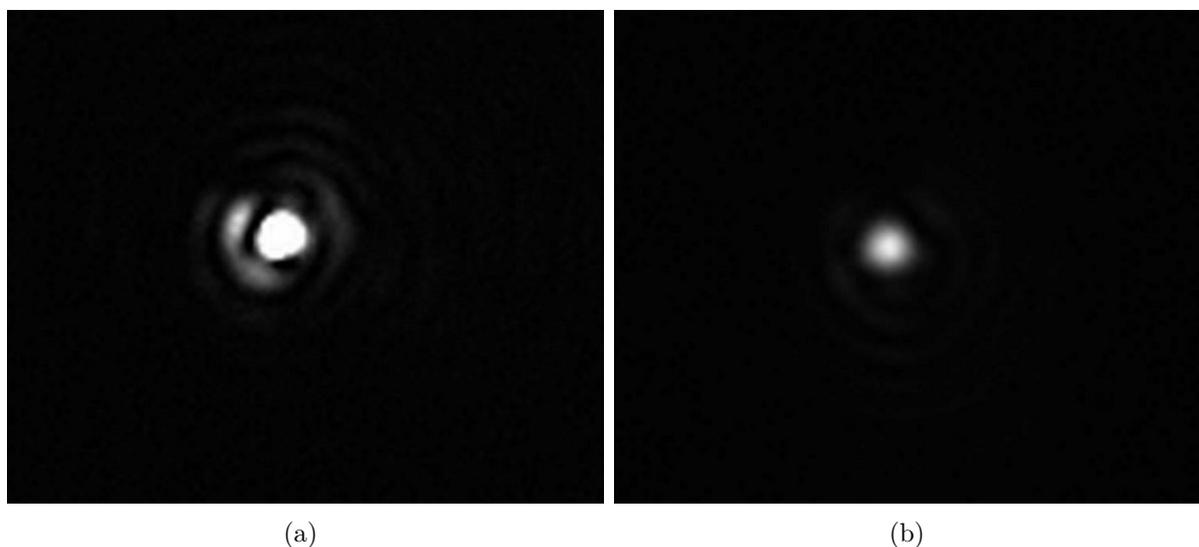
identisch sein. In dieser Position können wir sicher sein, dass die optische Achse des Mikroskops senkrecht auf das Testtarget ausgerichtet ist, da kein Astigmatismus sichtbar ist.



**Abb. 5: Bildfehler bei Betrachtung der Teststrukturen**

Leichte Dejustierung verhindert eine Auflösung der kleineren Strukturen (a), bei einer beugungsbegrenzten Abbildung können Strukturen bis zur Beugungsbegrenzung aufgelöst werden (b).

Nach diesen vom menschlichen Auge bestimmten Justage-Schritten wird es Zeit die theoretische Vorhersage mit den bisher erreichten Ergebnissen zu vergleichen und die letzte Feinjustage hiermit durchzuführen: Wir wechseln von den Linienstrukturen zu den Pinholes. Die Pinholes der Größe 0,25mm und 0,5mm zeigen deutliche Airy-Scheibchen bei der Abbildung und anhand derer Symmetrie können wir das Mikroskop justieren.



**Abb. 6: Bildfehler bei Betrachtung der Teststrukturen**

Deutlich zu sehen ist die Koma bei einer leichten Dejustierung der Abbildungsoptiken mit gleichzeitiger Überbelichtung der Kamera (a), bei einer beugungsbegrenzten Abbildung erhält man die von der Theorie vorhergesagten Beugungsringe (b).

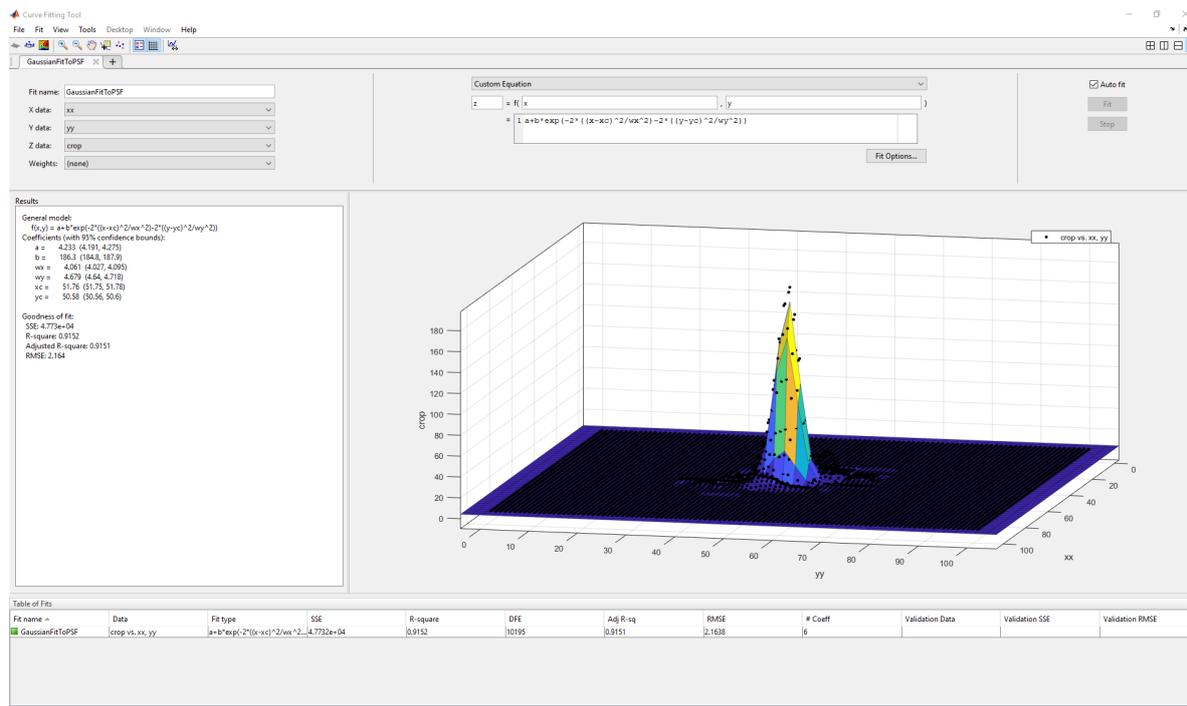
Mit dem bereits diskutierten Bildfehler Koma kann so die Fehlstellung des Mikroskops erkannt und korrigiert werden. Hierfür verschieben wir wie zuvor das Testtarget und kompensieren diese Bewegung mit dem Winkel des Mikroskops, anschließend fokussieren wir wieder auf das gewählte Pinhole. Dies lässt sich anfangs mit dem menschlichen Auge durchführen, für eine qualitative Aussage zur Güte der Justage vergleichen wir die mit

der Kamera gemachten Aufnahmen in Matlab mit der theoretischen Vorhersage. Aufgrund des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses wählen wir als theoretisches Modell einen Gauß, dieser lässt sich robust an die Messpunkte fitten und beschreibt den zentralen Peak des Signals mit hoher Übereinstimmung. Das Bestimmtheitsmaß für die beiden Pinholegrößen liegt bei  $R_{0,5\mu m}^2=0.9152$  und  $R_{0,25\mu m}^2=0.9192$ . Die zugehörigen Fits sind in Abbildung 7 zu sehen.

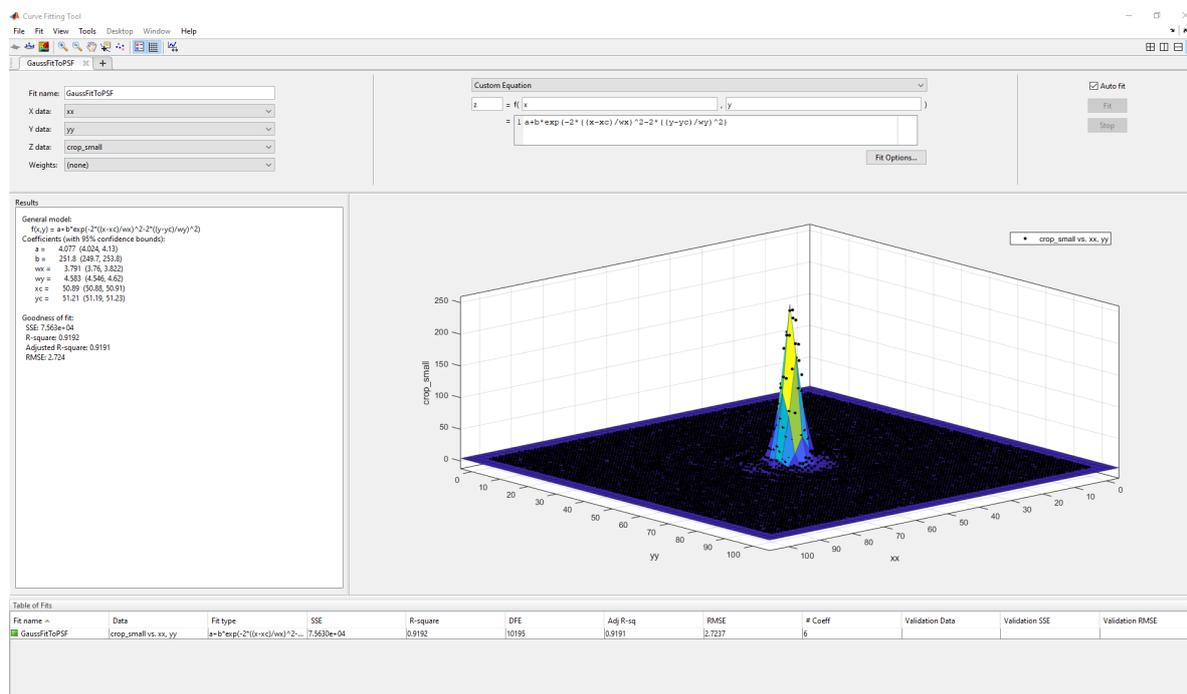
Die Justage für das untere Mikroskop erfolgt analog zum oberen Mikroskop. Es werden Probe- und Referenzstrahl hierbei vertauscht und Testtarget und Glasfenster werden in der Position getauscht und gedreht. Das obere Mikroskop bleibt dabei eingebaut. Der Unterschied ist hierbei, dass das untere Mikroskop nicht mit einem aufgelegten Spiegel auf den Referenzstrahl ausgerichtet wird. Stattdessen wird das  $\lambda$ -Plättchen verwendet, das im Mikroskop-Tubus auf dem TRITOR liegt. Die Ergebnisse der Abbildungsjustage ähneln denen es oberen Mikroskops, auch hier ist eine die beugungsbegrenzte Auflösung der Pinholes erreicht worden.

Eine Überprüfung der „Magic Turns“ führen wir durch, indem wir die Mikroskope ausbauen, auf den Referenzstrahl justieren, mit den „Magic Turns“ ausrichten und die Bilder betrachten. Hierbei wurde das  $500\mu m$  Pinhole betrachtet, die Bilder sind fast identisch. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Justage-Prozedur unseren Anforderungen, der zuverlässigen Justage auf beugungsbegrenztem Niveau, genügt.

Eine Kontrolle für die Güte der Justage-Prozedur haben wir kürzlich im Experiment durchgeführt. Beim momentan untersuchten Experiment wird auf das homogene, zweidimensionale Quantengas ein Potential aufgeprägt. Dies hat die Form eines rechteckigen Kastenpotentials mit einer dünnen Barriere in der Mitte. Diese Barriere wird durch einen DMD eingestrahlt, sodass wir über die Spiegelbreite des DMD die Breite der Barriere zu  $700\mu m$  bestimmen konnten. Mit einer Kamera von kleinerem Pixeldurchmesser als der standardmäßig verwendeten Andor Ixon war eine Betrachtung dieser Barriere möglich. Das Mikroskop ist somit beugungsbegrenzt justiert, da ansonsten die Auflösung der Barriere nicht möglich gewesen wäre.



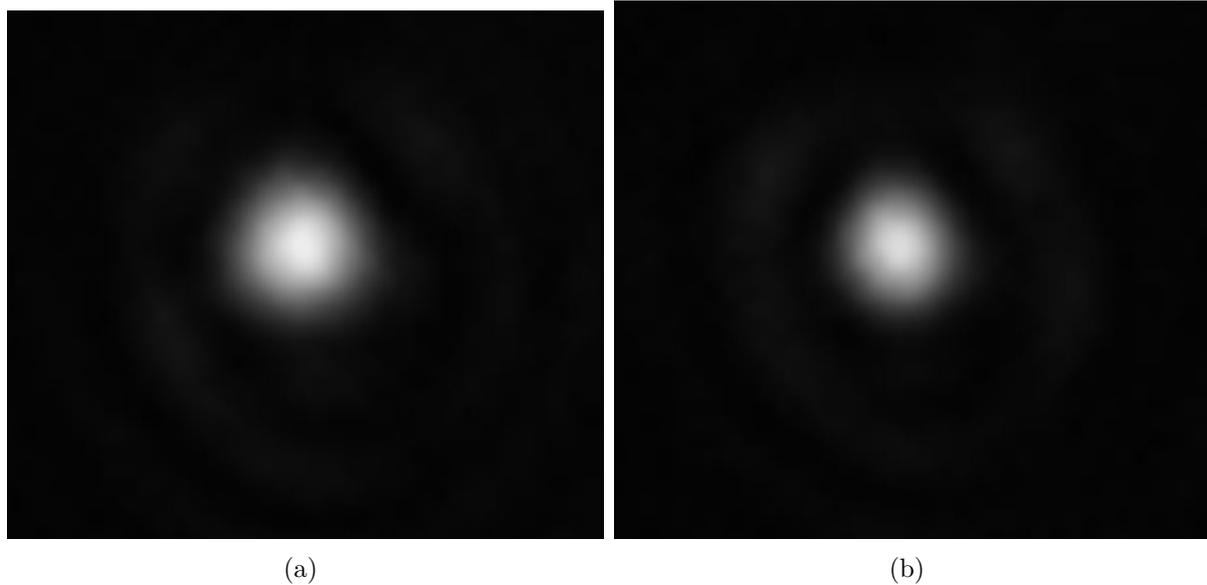
(a)



(b)

### Abb. 7: Gauß-Fit an die Pinhole-Aufnahmen

Die aufgenommenen Bilder von den Pinholes werden mit einem Gauß gefittet. Für  $d=0,5\mu\text{m}$  wird eine Übereinstimmung von  $R_{0,5\mu\text{m}}^2=0.9152$  ermittelt (a), für  $d=0,25\mu\text{m}$  wird  $R_{0,25\mu\text{m}}^2=0.9192$  bestimmt (b).



**Abb. 8: Vergleich von iterativer Justage und „Magic Turns“**

Die Aufnahme des iterativ ausgerichteten Mikroskops (a) ist fast identisch zur Aufnahme nach den „Magic Turns“ (b).

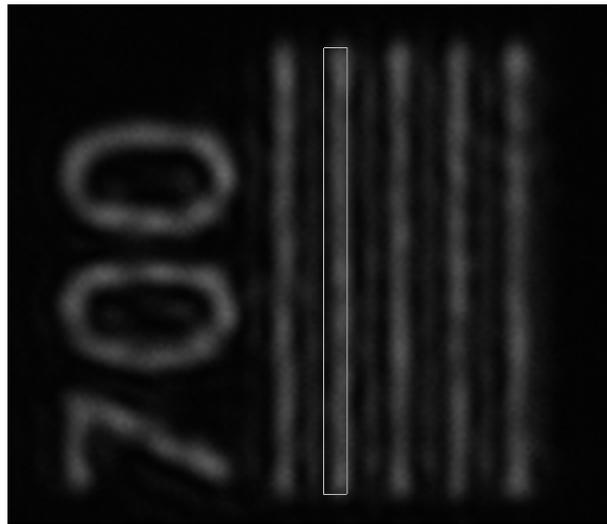
Abschließend wollen wir noch die Vergrößerung unseres optischen Systems bestimmen. Hierfür wechseln wir wieder zu den Linienstrukturen zurück und nehmen ein Bild der Strukturen auf. Wir betrachten die 700 Linienpaare/Millimeter Struktur und messen in vertikaler Richtung die Länge der Streifen und vergleichen diese mit dem Abstand auf dem Testtarget. Die 10 Linienpaare/Millimeter Struktur besitzt Streifen der Länge  $800\ \mu\text{m}$ , somit beträgt die Streifenlänge der 700 Linienpaare/Millimeter Struktur

$$D = \frac{800\mu m \cdot 10Lp}{700Lp} = 114,29nm. \quad (4)$$

Der Abstand auf der Kamera entspricht  $113 \pm 1$  Pixeln, dies entspricht einer Bildgröße  $B = 113 \cdot 3,75\mu m = 423,75\mu m$ . Die Vergrößerung unseres optischen Systems aus Mikroskop und Teleobjektiv

$$V = \frac{B}{D} = \frac{113 \cdot 3,75\mu m \cdot 700Lp}{800\mu m \cdot 10Lp} = 37,08 \pm 0,32 \quad (5)$$

lässt sich als Quotient von Bildgröße B und der realen Streifenlänge D bestimmen.



**Abb. 9: Vermessung der Streifenstrukturen**

Die Struktur mit 700 Linienpaaren pro Millimeter wird in Irfan View geöffnet und die Anzahl der Pixel, die ein Streifen lang ist, ausgemessen. Die Kastenmarkierung zählt die Anzahl der Pixel, hierbei können wir auf  $\pm 1$  Pixel genau ablesen.

## 3. Design neuer Experimentenspulen

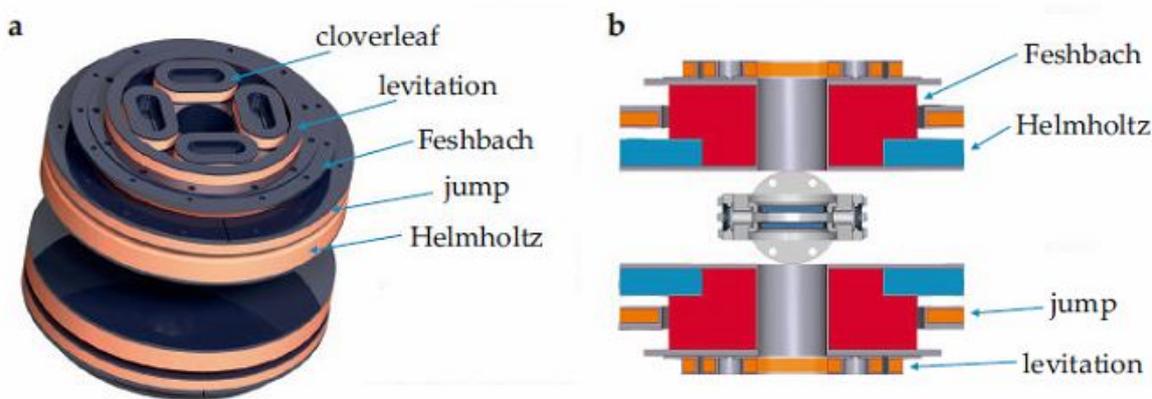
Mit dem Umbau von der Metallzelle zur Glaszelle ist nicht nur das Vakuum in der Experimentierkammer besser geworden, zusätzlich ist auch noch neuer Platz entstanden, da die Glaszelle deutlich kleiner als die Metallzelle ist. Dies ermöglicht es uns, neue, kleiner dimensionierte Spulen zu entwerfen und zu verwenden und den hierbei gewonnenen Platz für die Optiken auf dem Breadboard zu verwenden. Die Leistungsfähigkeit der bisherigen Spulen soll beibehalten werden, wir wollen sie mit den gleichen Netzteilen und der gleichen Wasserkühlung betreiben und die Stärke des erzeugten Magnetfelds soll ähnlich bleiben. Zum anderen können mit den neuen Magnetfeldspulen schnellere Feldsprünge realisiert werden, sodass die Untersuchung dynamischer Vorgänge zugänglich wird.

Wir werden zuerst den Aufbau mit den jetzigen Spulen beleuchten und auf die physikalischen Möglichkeiten der Spulen sowie auf die Rahmenbedingungen für das Design der neuen Spulen eingehen. Anschließend wird das Konzept der neuen Spulen anhand der benötigten magnetischen Felder in BiotSavart vorgestellt, bevor mit den im CAD-Programm Catia konstruierten Spulenkörpern fortgefahren wird.

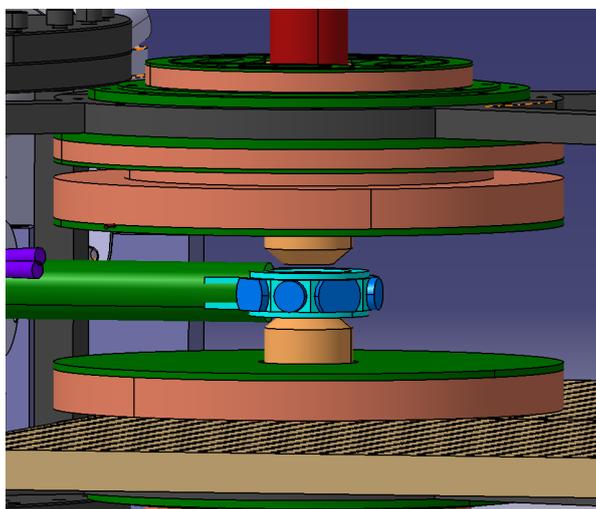
### 3.1. Die vorhandenen Magnetfeldspulen

Die vorhandenen Magnetfeldspulen bestehen aus einem oberen und einem unteren Spulenkörper, die jeweiligen Mikroskope befinden sich in den Aussparungen im Zentrum der Spulenkörper und bestimmen deren Innenradius. Die Spulenkörper bestehen jeweils aus vier verschiedene Spulenkonfigurationen, dies sind die Helmholtz-, Feshbach-, Levitations- und Cloverleaf-Spulen. Die Helmholtz-Spulen sind hierbei in der bekannten Helmholtz-Konfiguration, das bedeutet, dass der Radius der Spulen gleich dem Abstand der Spulen ist, damit ein in der x-y-Ebene homogenes Magnetfeld entsteht. In den Abbildungen finden sich die Helmholtzspulen am nächsten an der Experimentkammer und haben den größten Außendurchmesser. Die Feshbach-Spulen bestehen jeweils aus zwei separat gewickelten Spulen. Eine der Spulen befindet sich innerhalb der Helmholtz-Spule, die andere Spule ist weiter entfernt von der Glaszelle und besitzt einen größeren Außenradius, gut sichtbar ist dies im abgebildeten Querschnitt. Gemeinsam erzeugen sie ein Magnetfeld, welches die Atome in der Falle gefangen hält. Über die Magnetfeldstärke von Helmholtz- und Feshbach-Spule kann die Wechselwirkungslänge der Lithium-Atome über eine Feshbach-Resonanz eingestellt werden. So kann die Bindungsenergie zwischen zwei ursprünglich fermionischen Lithium-Atomen kontinuierlich erhöht werden, sodass effektiv bosonische Dimere gebildet werden. Die Levitations-Spulen befinden sich ebenfalls in Helmholtz-Konfiguration und werden verwendet, um mit dem erzeugten Magnetfeld das Gravitationsfeld der Erde zu kompensieren. Mit Hilfe der Cloverleaf-Spulen kann das Zentrum des Feshbach-Magnetfeldes in der x-y-Ebene verschoben werden, hierfür sind jeweils vier Spulen in Form eines Kleeblattes angeordnet. Durch antisymmetrisches Anschließen gegenüberliegender Spulenpaare kann so ein Magnetfeld erzeugt werden, das in Addition mit dem Feshbach-Magnetfeld ein leicht verschobenes Feshbach-Magnetfeld darstellt.

Die alten Magnetfeldspulen werden detailliert in der Dissertation von Dr. Kai Henning Morgener beschrieben. [19] Über der oberen Levitations-Spule befindet sich das Breadboard, in dem das Mikroskop befestigt ist. Mit einem Mindestabstand von 4mm von der Experimentzelle ist sowohl der Mindestabstand für die beiden Spulenkörper voneinander festgelegt als auch die maximale Höhe der Spulenkörper. Für die Helmholtz-Spule ergibt



(a)



(b) Setup mit alten Spulen nach dem Umbau zur Glaszelle

### Abb. 10: Isometrische Ansicht und Querschnitt durch die vorhandenen Spulen, sowie Glaszelle mit umliegenden Magnetfeldspulen

Die vorhandenen Magnetfeldspulen sind schichtenweise aufgebaut. Um den Mikroskoptubus herum befindet sich die zweiteilige Feshbach-Spule. Näher an der Experimentkammer besteht diese nur aus wenigen Windungen, weiter entfernt befinden sich die restlichen Windungen (rot). Um den unteren Teil der Feshbach-Spule ist die Helmholtz-Spule gewickelt, diese befindet sich in der Helmholtz-Konfiguration für die Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes (blau). Die Jump-Spule befindet sich auf dem breiteren Abschnitt der Feshbach-Spule (orange), die Levitations-Spule ist weiter weg von der Experimentkammer auf den Spulenträger gewickelt (orange). Die Cloverleaf-Spulen sind innerhalb der Levitations-Spule montiert (braun) (a). [18] In der CAD-Zeichnung des experimentellen Aufbaus ist an der linken Seite die Vakuumkammer zu erkennen (grau). Mittig im Bild befindet sich die Glaszelle (türkis) mit den Fenstern (blau) und dem Anschluss an die Vakuumkammer (grün). Ebenfalls in grün eingezeichnet sind die Spulenträger, die Magnetfeldspulen sind in braun dargestellt, ebenso wie das 2D-Breadboard.

sich eine Helmholtzgeometrie mit einem inneren Radius von 66,5mm und einem äußeren Radius von 126,5mm bei einer Höhe von 20mm. Die zweigeteilte Feshbach-Spule hat einen Außenradius von 66,5mm und 91,5mm und ist insgesamt 59mm hoch.

Die Spulen wurden aus einem 4mm×4mm Hohlleiter gewickelt, dieser ermöglicht den Biegeradius von 25mm um die Mikroskope herum und vereint „hohe elektrische Stromdichte mit optimalen Kühleigenschaften“ [19, S. 89]. Die Netzteile, mit denen die Spulen betrieben werden, sind in der Lage 200A bei 30V zu treiben und erreichen die für die Einstellung der Wechselwirkung über eine Feshbach-Resonanz erforderlichen 700G-1000G. Die Fallenfrequenz des Feshbach-Magnetfeldes beträgt bei diesen Feldstärken etwa 30Hz.

Die Magnetspulen sind durch den Wechsel zur Glaszelle deutlich überproportioniert, wie in Abbildung 8 (b) ersichtlich ist. Der Abstand der beiden Spulenträger beträgt insgesamt  $(47,5\text{mm} \cdot 2 - 19\text{mm}) = 76\text{mm}$ , die Glaszelle ist jedoch nur 16mm hoch. Die Glaszelle wird über ein Glasrohr mit der Hauptvakuumkammer verbunden, das Glasrohr hat einen Radius von 12,8mm und ist damit etwa anderthalb mal so hoch wie die Glaszelle. Die Spulenkörper sollen von dem Glasrohr einen Sicherheitsabstand von 4mm einhalten, dadurch ergibt sich ein Mindestabstand für der beiden Spulenträger von  $(12,8\text{mm} + 4\text{mm}) \cdot 2 \approx 34\text{mm}$ . Eine Verringerung des Abstandes um den Faktor 2 sorgt in der Helmholtz-Konfiguration für eine proportionale Verkleinerung vom Radius der Spulen. Mit Magnetspulen des halben Durchmessers wird nicht nur viel Platz auf dem Breadboard gewonnen, die Linsen können auch näher an die Glaszelle stehen, ohne zwischen den Magnetspulen aufgestellt zu sein. Dadurch können einfachere Strahlengänge für die optischen Dipolfallen realisiert werden.

Zudem können mit kleineren Spulen, die sich näher an der Glaszelle befinden, die gleichen Magnetfeldstärken mit viel geringerer elektrischer Leistung realisiert und außerdem deutlich schnellere Feldsprünge durchgeführt werden.

Eine ausführliche Berechnung verschiedener Charakteristika der Magnetspulen werden in der Arbeit von Dr. Morgener vorgestellt, für uns sind jedoch nur wenige in der Planung relevant. Die gewünschte Falltiefe des Feshbach-Magnetfeldes soll wieder im Bereich von 30Hz liegen. Parameter wie die Wärmeentwicklung und der elektrische Widerstand werden bei den kleineren Spulen keine Probleme bereiten. Wir werden uns in der Planung also auf die Fallenfrequenz der Spule und die Geometrie der Spulenkörper beschränken.

## 3.2. Simulation der Spulen in BiotSavart

BiotSavart ist ein Programm, mit dem sich Magnetfeldstärken von stromdurchflossenen Spulen berechnen lassen. Wir simulieren hiermit die geplanten Spulen, um die gewünschten physikalischen und technischen Eigenschaften zu erhalten. Hierbei muss auch bedacht werden, dass die Spulenkörper noch gefertigt und die Spulen darauf gewickelt werden, somit müssen die Spulen auch auf einen konstruierbaren und für das Wickeln stabilen Spulenkörper passen.

Mit dem Minimalabstand der Spulenpaare von 34mm beginnen wir die die Helmholtz-Spulen zu konstruieren. Da diese in der Helmholtz-Konfiguration aufgestellt sein sollen, erhalten wir damit auch den Außenradius der Spulen. Der Innenradius ist durch das Mikroskop vorgegeben und wir möchten für die Helmholtz-Spule ein Potential mit einem kleinen Confinement von 5Hz realisieren. Die Fallenfrequenz für Magnetfallen lässt sich durch Berechnung des magnetischen Potentials und die Annahme eines parabelförmiges

**Tabelle 2: Eigenschaften der neuen Magnetfeldspulen**

	Feshbach	Helmholtz	Levitations
Farbe in Zeichnung	türkis	grün	lila
Radius innen	28mm	37,5mm	71,5mm
Radius außen	78mm	81,5mm	80,5mm
Höhe	57mm	19mm	9mm
Windungen	120	36	≈56
Verwendeter Draht	4mm×4mm Hohlleiter	4mm×4mm Hohlleiter	1x1 Draht
Falltiefe (527G)	21Hz	4Hz	
Falltiefe (870G)	27Hz	6Hz	
Maximaler Stromfluss	>1700A	>600A	
Maximale Feldstärke bei I=200A	1144G	1130G	

Potentials zu  $\omega_{Falle} = \sqrt{\frac{\mu_F}{m} \frac{d^2 B}{dr^2}}$  bestimmen. [20]

Die Feshbach-Spule wird zwischen die Helmholtz-Spule und die aus dem alten Aufbau übernommene Levitations-Spule gewickelt. In BiotSavart passen wir das Design an, bis die gewünschten Fallenfrequenzen erreicht werden. Wir erhalten so folgende Abmessungen für die Helmholtz-, Feshbach- und Levitationsspulen.

Mit der Beschränkung der Netzteile auf  $U_{max} = 30V$  lässt sich mit dem Widerstand der Spulen  $R = \rho \cdot \frac{l}{A}$  der maximale Stromfluss  $I = \frac{U}{R}$  abschätzen. Der maximale Strom, den die Netzteile treiben können, liegt bei 200A. Obwohl in dieser Rechnung die Zuleitungen vernachlässigt wurden, sind die Magnetfeldspulen mit den aktuellen Netzteilen spannungslimitiert. Die maximal erreichbare Feldstärke der beiden Spulen liegt über dem Bereich von 700G-1000G, den wir im Experiment benötigen.

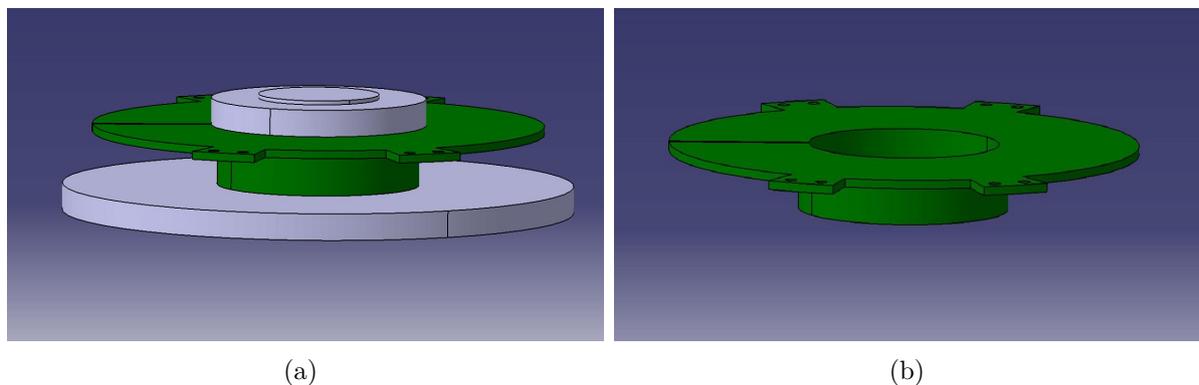
### 3.3. Konstruktion der Spulenkörper

Mit der beschriebenen Anordnung der Magnetfeldspulen lassen sich im Experiment die gewünschten magnetischen Felder realisieren. Es bleibt somit noch, die Spulenkörper zu konstruieren und eine stabile Aufhängung für die Spulen im Experiment zu schaffen. Hierbei wollen wir bei den Spulenkörpern im Vergleich zum alten Design einige Neuerungen einführen, diese werden in den Abbildungen 9-13 vorgestellt.

Wir wollen die obere Helmholtz-Spule auf einen eigenen in allen Achsen beweglichen Spulenträger montieren, um nicht nur das Magnetfeldzentrum der Feshbach-, sondern auch der Helmholtz-Spule bewegen zu können. Dies wird es erlauben, die Magnetfeldzentren beider Spulenpaare genau mit den Atomen zu überlagern. Außerdem wollen wir die Aufhängung der Spulenkörper stabiler gestalten und dabei einen relativ einfachen Ausbau des 2D-Breadboards ermöglichen.

Das Wickeln der Spulen lassen wir von der Firma Oswald Elektromotoren GmbH durchführen, diese haben bereits Vorgängerprojekte der Arbeitsgruppe realisiert. Die Fertigung erfordert beim Wickeln eine Mindestwandstärke der Spulenhalterungen von 3mm, des Weiteren ist eine Wicklung nur auf U-förmige Profile möglich. Für die Helmholtz-Spulen möchten wir ein L-Profil realisieren, sodass die Wände der Spule nahe der Glaszelle nach dem Wickeln wieder entfernt werden. In Abbildung 9 sehen wir die Spulen mit und ohne

Wickeladapter, wir sparen hierbei 3mm Wandstärke ein. Somit können die Spulen näher an der Glaszelle positioniert werden.



**Abb. 11: Oberer Helmholtz-Spulenkörper mit und ohne Wickeladapter**

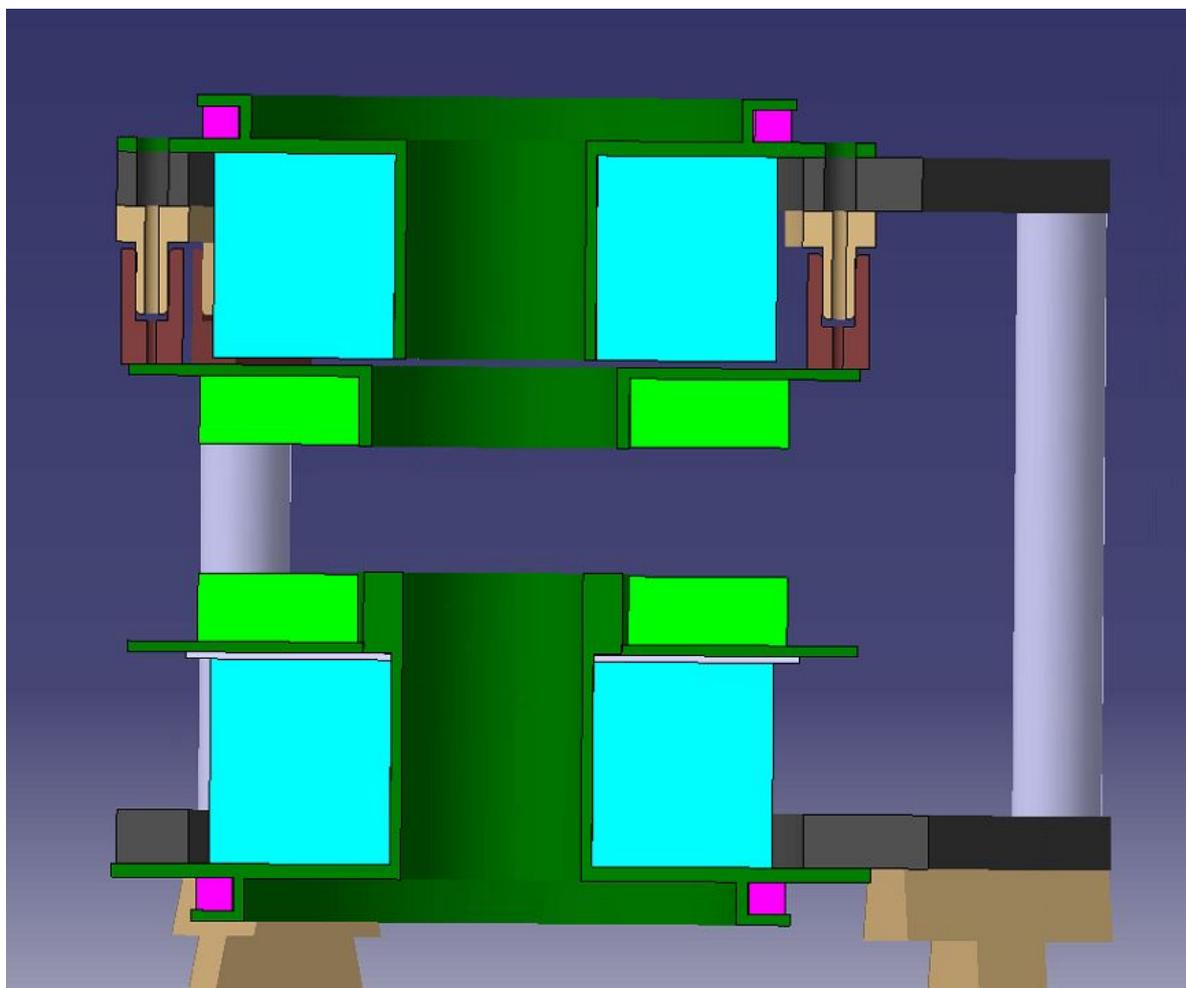
Durch Anbringen eines Wickeladapters mit einem Gewindeverschluss kann das L-Profil der oberen Helmholtz-Spule zu einem U-Profil erweitert werden. Nach dem Wickeln der Spulen wird der Adapter entfernt und eine L-Profil-Spule wurde gefertigt.

Bei den oberen Spulenkörpern trennen wir die in Abbildung 10 grün abgebildete Helmholtz- und die in cyan abgebildete Feshbach-Spule. Die Feshbach-Spule werden wir ebenfalls als L-Profil fertigen lassen, damit die wegfallende Trennplatte zur Helmholtz-Spule als freier Platz für die Bewegung der Helmholtz-Spule fungieren kann. Die Aufhängungen für den oberen Helmholtz-Spulenkörper bauen wir aus zwei Bauteilen, die gemeinsam die Höheneinstellung ermöglichen. Hierfür besitzt der in dunkelgrün abgebildete Helmholtz-Spulenkörper vier Ausbuchtungen, auf die eine der braunen Klemmbacken geschraubt werden kann. Das beige, obere Bauteil verbindet erstreckt sich über zwei benachbarte Klemmbacken um eine höhere Stabilität zu gewährleisten, wir benennen dieses Element als „Bogenhalterung“.

Die Klemmbacke besteht am oberen Ende aus zwei Backen, die zusammengezogen werden können und so die Höheneinstellung arretieren. Die Höheneinstellung kann durch eine Schraube vorgenommen werden, die vom oberen Rand des schwarzen Spulenhalters in die Klemmbacke geschraubt ist. Im Spulenhalter ist hierfür ein überdimensioniertes Durchgangsloch vorgesehen, um eine Verschiebung in der x-y-Ebene zu ermöglichen. In die Bogenhalterung ist hierfür ein normales Durchgangsloch gebohrt.

Die Bogenhalterung ist mit jeweils drei Schrauben von unten in den Spulenhalter geschraubt. Die Durchgangslöcher in der Bogenhalterung sind ebenfalls überdimensioniert, um hier eine Verschiebung in der x-y-Ebene zu ermöglichen. Somit kann das Zentrum des Helmholtz-Magnetfeldes in allen drei Raumachsen auf das Zentrum der Atome in der Transportachse geschoben werden. Das Zentrum des Feshbach-Magnetfeldes können wir wie im alten Aufbau mit Hilfe der Cloverleaf-Spulen verschieben.

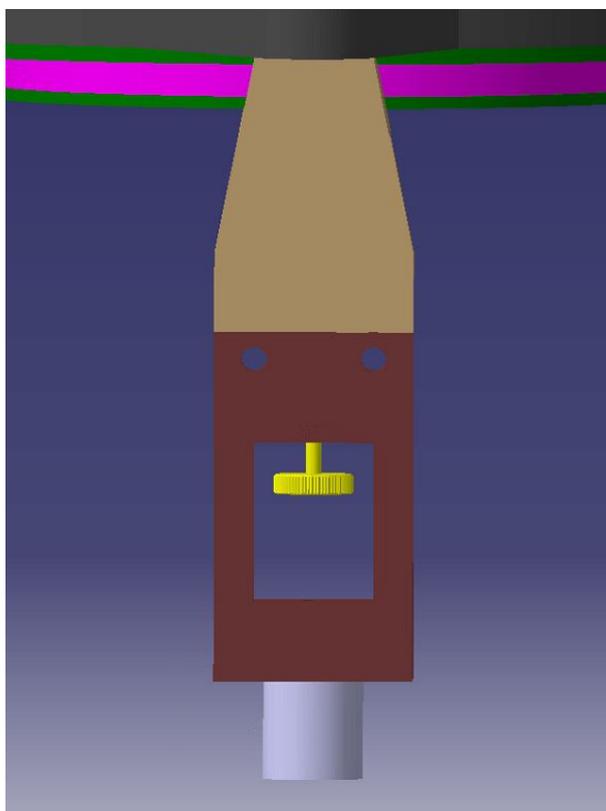
Den äußersten Teil der Spulenkörper bilden die Levitations-Spule in lila und die hier nicht eingezeichneten Cloverleaf-Spulen, diesen Teil übernehmen wir aus dem Design der alten Spulenkörper. Die Cloverleaf-Spulen werden selber gewickelt und auf den Spulenkörper geklebt. Mit Hilfe einer dafür angefertigten Schablone werden wir die Positionierung der Spulenkern vornehmen. Zusätzlich wird auf die Feshbach-Spulen noch eine weitere Spule aus einfachem Draht handgewickelt. Mit dieser Jump-Spule sollen schnelle Magnetfeldsprünge realisiert werden.



**Abb. 12: Querschnitt durch die montierten Spulenkörper**

Erkennbar sind verschiedene Magnetfeldspulen, Helmholtz (grün), Feshbach (cyan), Levitations (rosa), sowie die Aufhängung der Spulenkörper. Die roten Klemmbacken sind an der oberen Helmholtz-Spule montiert und können die Höheneinstellung arretieren, die Positionseinstellung in der horizontalen Ebene erfolgt durch Verschieben der beigefarbenen Bogenhalterungen, Klemmbacken und der oberen Helmholtzspule. Die Spulenkörper sind mit Aluminiumträgern (schwarz) über Posts (grau) und höhenverstellbare Füße (beige) auf dem optischen Tisch befestigt.

Die Füße für die Spulenkörper fertigen wir ähnlich wie die Füße der Vakuumkammer, woher auch die Inspiration für die Aufhängung der Helmholtz-Spule genommen wurde. Auch hier besteht der Fuß aus zwei Teilen, der braunen Klemmbacke und der beigefarbenen Halterung. Bei den Füßen braucht keine platzsparende Konstruktion verwendet werden, deshalb verwenden wir dort eine Schraube, die von unten durch ein Feingewinde auf die beigefarbene Halterung drückt. Bei gelösten Arretierbacken kann so die Höhe eingestellt werden, dies kann in Abbildung 11 nachvollzogen werden. Die Füße werden mit einem Träger aus Aluminium an den Spulenkörpern befestigt. Zwischen unterem und oberem Spulenträger verwenden wir Posts, um den gewünschten Abstand der Spulen gewährleisten zu können. Die Zuleitungen für die Magnetfeldspulen führen wir in Richtung der Vakuumkammer und zur linken Seite nach hinten weg, in dieser Richtung sind keine Optiken montiert und die Zuleitungen können bequem verlegt werden.

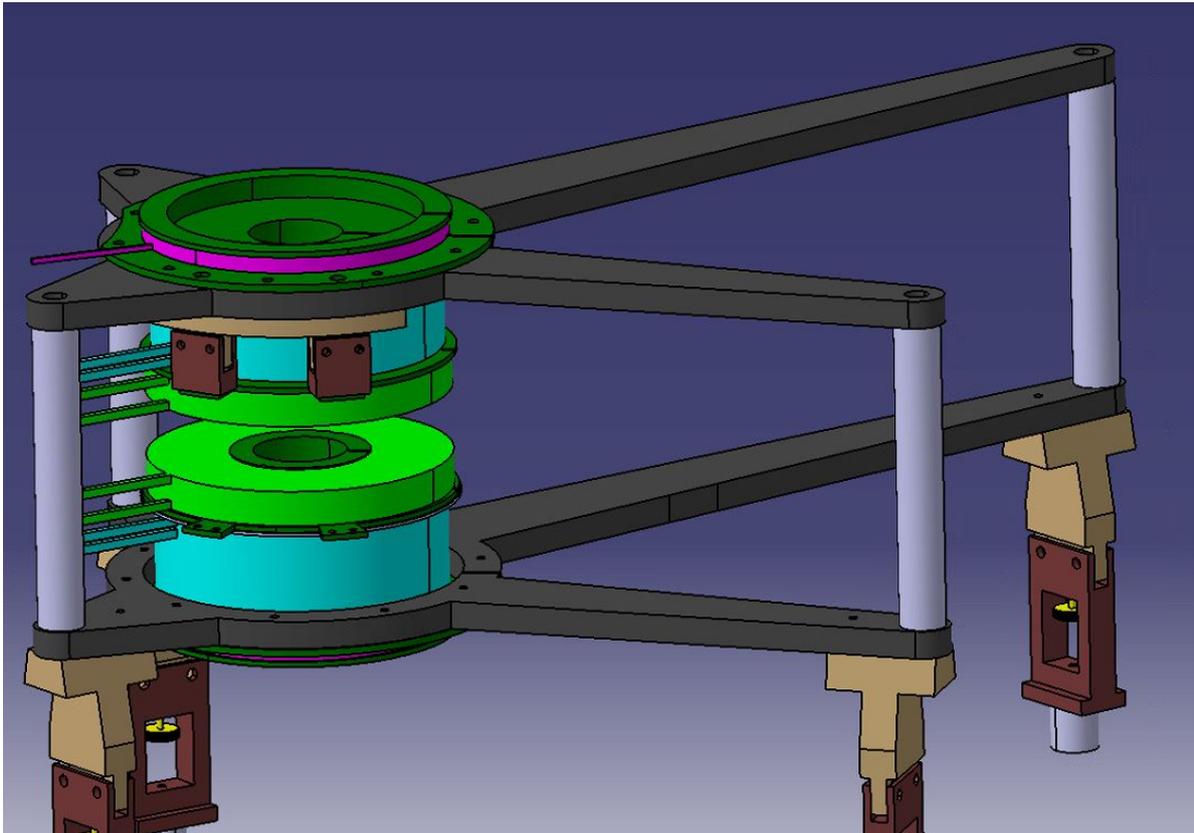


**Abb. 13: Seitenansicht eines Spulenhalterungsfußes**

Ähnlich der Konstruktion an der oberen Helmholtz-Spule ist hier eine Klemmbacke (rot) und ein Gegenstück (beige) vorhanden. Die Höheneinstellung vor der Arretierung kann hier mit der Feingewindeschraube (gelb) vorgenommen werden.

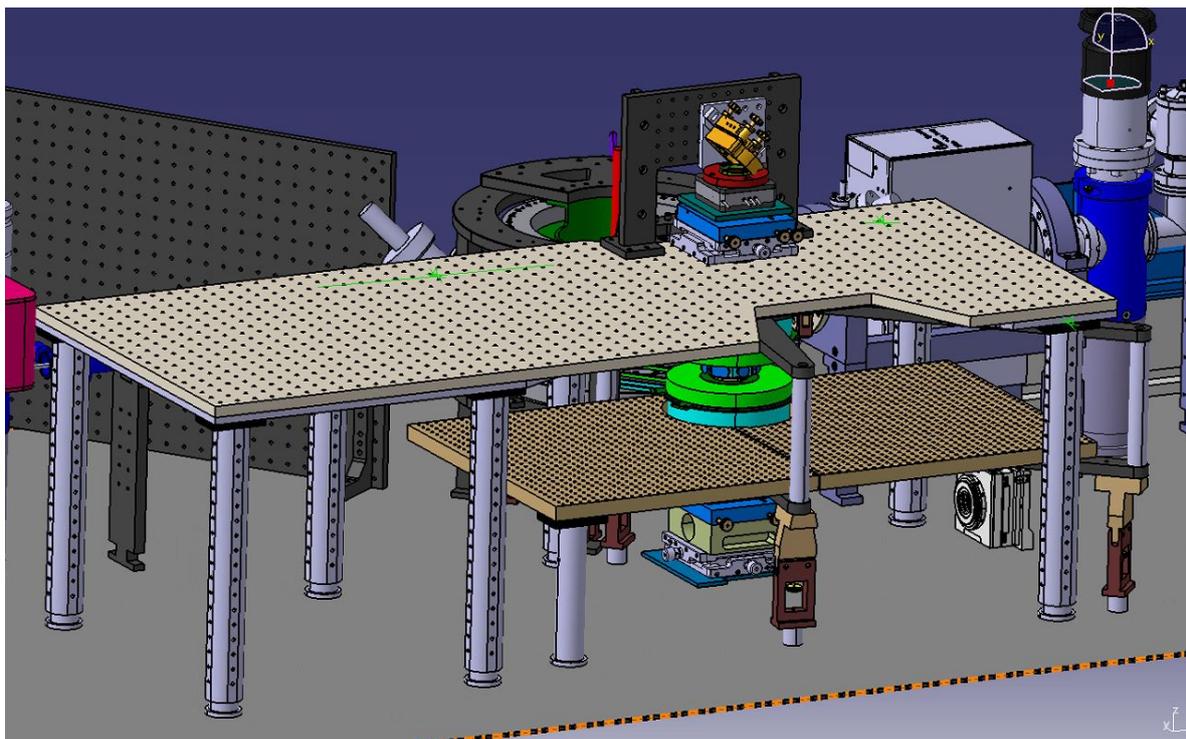
Die Füße werden im Experiment so aufgestellt, dass diese nicht mit den weiteren Objekten auf dem optischen Tisch kollidieren. Hierfür befinden sich die beiden hinteren Füße hinter dem 2D-Breadboard, die beiden vorderen Füße befinden sich vor dem 2D-Breadboard. Dies sorgt im Vergleich zum bisherigen Aufbau für mehr Stabilität, da die Magnetfeldspulen nicht mehr an der Vakuumkammer befestigt sind. Mit dem im nächsten Kapitel ausführlich beschriebenen 2D-Breadboard wird die Positionierung der Füße ersichtlicher. Das Breadboard besteht aus zwei Teilen, die zwischen den Posts des oberen Breadboards und den Halterungen für die Magnetspulen hindurch herausgenommen sind. Die Füße stehen unter dem größten Winkel, um maximale Stabilität für die Spulenhalterung zu

gewährleisten, und an dem Punkt, wo sie den Ausbau des Breadboards nicht behindern.



**Abb. 14: Isometrische Ansicht der montierten Spulenkörper**

Die montierten Spulenkörper mit der Helmholtz-Spule (grün), Feshbach-Spule (türkis) und Levitations-Spule (rosa). Montiert sind diese auf den Aluminiumträgern (schwarz) mit Posts (grau) und höhenverstellbare Füße (beige). Die Anschlüsse der Magnetfeldspulen gehen zum linken Rand des Bildes weg und so vorgesehen, dass sie nicht mit dem 2D-Breadboard kollidieren.



**Abb. 15: CAD-Zeichnung des experimentellen Aufbaus**

In der Bildmitte befindet sich die Experimentierzelle mit den darumliegenden Spulen und den Mikroskopen. Außerdem eingezeichnet sind das 2D-Breadboard und das darüberliegende Breadboard. Dahinter befindet sich die Vakuumkammer und der Ofen mit den für die Erzeugung eines Quantengases relevanten Apparaten, diese sind jedoch verdeckt. Die Füße des oberen Breadboards schränken die Positionierungsmöglichkeiten der Füße von den Magnetspulenhalterungen ein. Der linke Teil des Breadboards soll zwischen dem vorderen, zweiten Fuß von links des oberen Breadboards und dem Fuß der Magnetspulenhalterung herausnehmbar sein. Der rechte Teil des Breadboards soll zu rechten Seite geschoben und entfernt werden können, die Füße der Magnetspulen befinden sich vor dem Breadboard und so weit außen wie möglich.

In das vorgestellte neue Design für die Magnetfeldspulen unseres Experiments sind viele konzeptionelle Verbesserungen im Vergleich zum alten Aufbau eingeflossen. Die Spulen sind deutlich kleiner, wodurch eine geringere elektrische Leistung verbraucht wird, eine geringere Abwärme produziert wird und die damit verbundene benötigte Kühlleistung abnimmt. Die neuen Spulen reproduzieren hierbei die Falleneigenschaften der bisherigen Magnetspulen und können besser justiert werden. Die gesamte Aufhängung kann in der Höhe angepasst werden, außerdem kann das Zentrum der Helmholtz-Spule bewegt werden. Die Magnetspulen sind zudem stabiler, da sie nicht mehr an der Stahlkammer befestigt sind, sondern auf eigenen Füßen stehen und mit den kleineren, geschlitzten Spulen werden Magnetfeldsprünge möglich sein. Zudem kann mit der Positionierung der Füße das neue 2D-Breadboard ausgebaut werden. Der Umbau der Magnetfeldspulen zu einer kompakteren Konstruktion ermöglicht das Design eines neuen 2D-Breadboards, welches im Folgenden vorgestellt wird. Die Spulen sind Ende Mai 2019 von Oswald geliefert worden, ein Einbau in das Experiment ist noch nicht terminiert. Die Spulen werden voraussichtlich im Rahmen einer gerade begonnenen Bachelorarbeit untersucht werden, bevor diese in das Experiment überführt werden.

**Abb. 16: Magnetfeldspulenlieferung**

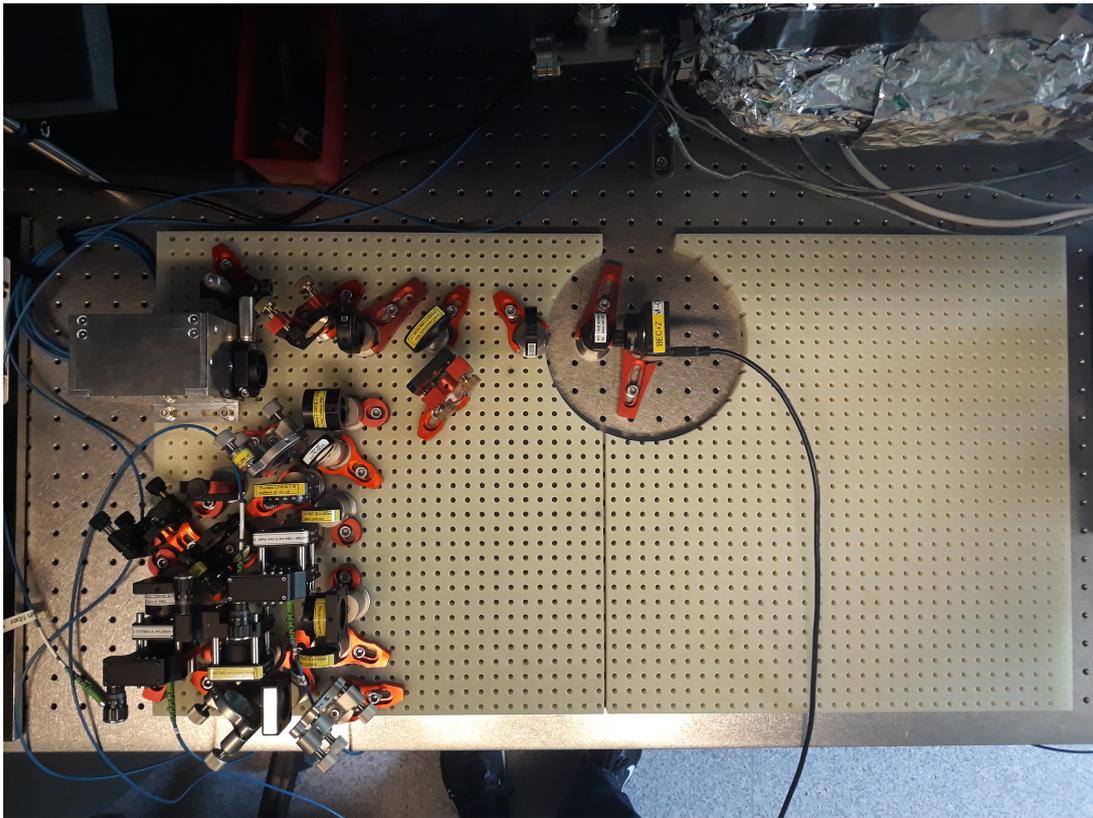
Die von Oswald gefertigten Magnetfeldspulen mit den entsprechenden Zuleitungen für Kühlwasser und Stromversorgung (a), sowie eine Nahaufnahme des oberen Feshbach-Spulenkörpers (b)

## 4. Design des neuen 2D-Breadboards

Mit dem neu gewonnenen Platz durch die verkleinerten Magnetfeldspulen beginnt die Planung für ein neues 2D-Breadboard. Auf dem 2D-Breadboard befinden sich sämtliche optischen Elemente, die für unsere Experimente in zwei Dimensionen nötig sind. Mit dem neuen Design des Breadboards wollen wir zum einen den Aus- und Einbau des Breadboards erleichtern, damit Änderungen hieran problemlos durchgeführt werden können, zum anderen soll der Zugewinn an Platz dazu verwendet werden, einen Aufbau mit größerer Stabilität und leichterem Justage zu errichten. Hierfür beschäftigen wir uns zuerst mit dem Konzept des neuen Breadboards zum leichteren Aus- und Einbau, anschließend geht es an die Planungen für die Optiken auf dem 2D-Breadboard. Für die Experimente in zwei Dimensionen benötigen wir optische Gitter mit bestimmten Anforderungen, in denen die Atome gefangen werden können. Mit der Glaszelle erhalten wir von den Fensteroberflächen Rückreflexe in die Experimentkammer, die das Potential der Dipolfalle in der Kammer verunreinigen. Wir werden deshalb die Grundlagen einer optischen Dipolfalle, sowie unsere Simulation für das geplante Gitter in der Experimentkammer diskutieren. Anschließend werden wir erläutern, wie wir die gewünschten Anforderungen an das Gitter mit den Optiken auf dem 2D-Breadboard realisieren können.

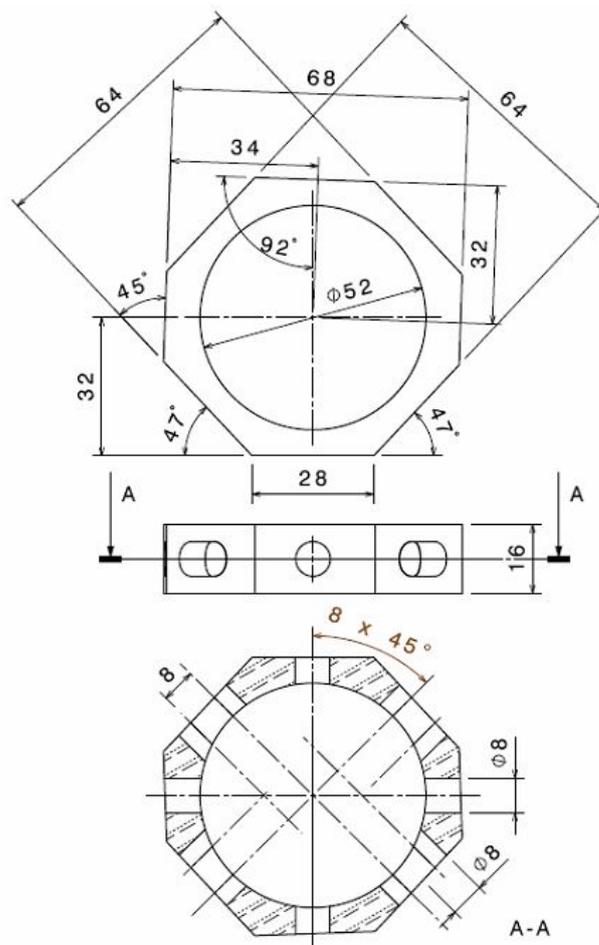
Wie bereits im Kapitel über die neuen Magnetfeldspulen gezeigt, ergibt sich durch den Umbau deutlich mehr Platz im Experiment. Diesen wollen wir mit einem neuen Breadboard füllen, welches im Gegensatz zum alten Breadboard mit drei verschraubten Teilen nun aus zwei separaten Breadboards besteht. Diese lassen sich von der vorderen linken Seite, sowie von der rechten Seite an die Glaszelle heranschieben und dort montieren. Anschließend werden die beiden Hälften miteinander verbunden, sodass wir ein großes stabiles Breadboard erhalten. Das Breadboard lassen wir von der Firma Hippe aus EP GC 201 mit einem Lochmuster für die Montage der Optiken fertigen. Die linke Hälfte des Breadboards hat eine Größe von  $380\text{mm} \times 412,5\text{mm}$  und lässt sich nach Verschieben nach links zur Vorderseite aus dem Aufbau herausnehmen. Die rechte Hälfte des Breadboards lässt sich direkt zur rechten Seite hinausschieben, beide Breadboards stehen hierbei auf Posts, die die Höhe festlegen. Mit den Abmessungen von  $400\text{mm} \times 412,5\text{mm}$  des rechten Breadboards ergibt sich so eine rechteckige Fläche, auf die wir die Optiken für die optische Dipolfalle stellen können.

Am hinteren Rand befindet sich mittig noch eine Aussparung für die Spulenkörper, diese hat einen Radius von  $R=87\text{mm}$ . Begrenzt wird die Größe des Breadboards durch die Item-Profile, die das Breadboard tragen, auf dem das obere Mikroskop montiert ist. Deshalb dürfen auch keine Optiken über das Breadboard hinausragen, da ansonsten die Breadboards nicht herausgenommen werden können. Besonders an der hinteren Kante des Breadboards führt dies zu Limitationen, da durch die rückwärtigen, schrägen Fenster der Glaszelle Laserstrahlen in die Experimentkammer geführt werden. Außerdem wollen wir eine Lösung mit einer zweiten Etage für Optiken, wie sie momentan auf dem Breadboard vorhanden ist, vermeiden. Deshalb sollen alle Optiken auf dem Breadboard Platz finden. Wir wollen auf dem Breadboard einen Aufbau für das Confinement in zwei Dimensionen, eine optische Dipolfalle in diesen zwei Dimensionen für ein Gitter aus einzelnen Potentialtöpfen, sowie die Abbildung entlang dieser Achsen realisieren.



**Abb. 17: 2D-Breadboard mit Aufbau für Confinement in zwei Dimensionen**  
Auf dem Breadboard aufgebaut wird der Aufbau von Markus Bohlen für das Confinement in zwei Dimensionen charakterisiert. An der Position der Experimentierkammer befindet sich eine Kamera, um die Dipolfalle zu untersuchen. Außerdem ist eine Aussparung für die Magnetfeldspulen vorhanden. Der verbleibende Platz soll für das Gitter in zwei Dimensionen verwendet werden.

Betrachten wir die Glaszelle von oben: Sie ist achteckig und an der oberen Kante mit der Vakuumkammer verbunden. Des Weiteren sind an allen anderen sieben Kanten Glasfenster für die Laserstrahlen in die Experimentkammer vorhanden, die Glasfenster sind dabei jeweils um  $2^\circ$  zu einem regelmäßigen Oktagon verkippt, um Rückreflexe zu vermeiden. Die Fenster entlang der Diagonalen haben hierbei die Geometrie eines Langloches, einer der Langlochmittelpunkte befindet sich dabei in der Glaszellendiagonalen. Die Langlöcher haben einen Radius von  $r = 4\text{mm}$  und einen Lochabstand von  $a_{\text{Löcher}} = 8\text{mm}$ . Die Winkel der Normalen der diagonalen Glasfenster lassen sich aus den Winkelangaben zu  $43^\circ$ ,  $137^\circ$ ,  $223^\circ$  und  $317^\circ$  zur positiven x-Achse bestimmen, gegenüberliegende Glasfenster sind parallel zueinander.



**Abb. 18: Technische Zeichnung der Glaszelle**

Die Glaszelle ähnelt einem Oktagon, gegenüberliegende Seiten sind jedoch um  $2^\circ$  zu einem regelmäßigen Oktagon verkippt. Entlang der Diagonalen befinden sich Glasfenster mit der Geometrie von Langlöchern. Einer der Kreismittelpunkte des Langlochs ist hierbei exakt in der diagonalen Achse. Die Fensteröffnungen haben die Form von Kreisen mit 8mm Durchmesser.

Die optische Dipolfalle das Confinement in zwei Dimensionen realisieren wir entlang der x-Achse, ebenso eine Abbildung entlang dieser Achse, damit überprüft werden kann, ob die Atome in eine einzelne Stehwelle geladen werden und somit ein einzelnes zweidimensionales Quantengas erzeugt wird. Diese Dipolfalle realisieren wir durch Überlagerung zweier Laserstrahlen der Wellenlänge  $\lambda = 532\text{nm}$  in der senkrechten Ebene mit einem Überlagerungswinkel von  $9,8^\circ$ . Hierdurch erreichen wir eine Gitterperiode von  $a_{\text{latt}} = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\alpha/2)} = 3,1\mu\text{m}$ . Dieser Aufbau wurde von Markus Bohlen, einem Doktoranden der Arbeitsgruppe, entworfen und aufgebaut. Die optischen Elemente geben uns weitere

Randbedingungen an die Positionierung für den Aufbau des Gitters in zwei Dimensionen und die Abbildung entlang dessen Hauptachsen. Entlang der y-Achse befindet sich der Strahlengang der Transportachse, hier werden die Atome aus der Vakuumkammer in die Experimentzelle hinüberschoben. Auch in dieser Achse ist wie eine Abbildung geplant, um die Position der Atome in dieser Achse bestimmen zu können. Das Gitter für Potentialtöpfe in der Bildebene realisieren wir entlang der diagonalen Achsen. Hierbei ist die Geometrie der Glaszelle für uns von Nachteil. Das Coating der Glasfenster ist auf eine Transmission  $>98\%$  ausgelegt, doch selbst bei einer Reflexion von  $2\%$  sorgen die Reflexe der Gitterlaserstrahlen für eine Modifikation der Potentialtöpfe. Hierfür diskutieren wir die Grundlagen von Gaußschen Strahlen und werden anschließend mit den gewünschten Eigenschaften der Potentialtöpfe eine Anordnung für die Gitterlaserstrahlen simulieren.

## 4.1. Gaußsche Strahlen

Ein Gauß-Strahl beschreibt die Ausbreitung einer monochromatischen, kollimierten elektromagnetischen Welle, also die Ausbreitung des von einem Laser emittierten Lichts. Hierbei wird das Strahlprofil als zylindersymmetrisch angenommen, die mathematische Beschreibung findet deshalb in Zylinderkoordinaten statt. Im Querschnitt verläuft das Intensitätsprofil eines Gauß-Strahls wie eine Gaußsche Glockenkurve, diese Glockenkurve ist umso breiter, je weiter entfernt von der Strahltaile bei  $z=0$  gemessen wird. Für die Interferenz mehrerer Strahlen ist außerdem die Phase relevant. Diese wird beschrieben durch einen Phasenanteil ähnlich wie bei einer Kugelwelle mit einer Phase von  $-ik \cdot \left(\frac{r^2}{2R(z)} + k\right)$  beschrieben. Des Weiteren sorgt die Gouy-Phase für eine Verformung der Wellenfronten durch einen weiteren Phasenterm von  $-i \cdot \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$ .

$$E(r, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \cdot \exp\left(\left(-\frac{r}{\omega(z)}\right) \cdot \exp\left(-ik \cdot \left(\frac{r^2}{2R(z)} + k\right)\right) \cdot \exp\left(-i \cdot \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right)\right). \quad (6)$$

Bei Reflexion eines Gauß-Strahls lässt sich mit der Matrizenoptik die weitere Propagation berechnen [21], da hier nur eine Reflexion diskutiert werden soll, werden wir direkt den einfacheren, strahlenoptischen Ansatz wählen. Somit ergibt die Reflexion an dem Glasfenster eine Spiegelung des Ausbreitungswellenvektors an der Fensternormalen. In unserer optischen Dipolfalle entstehen durch die Überlagerung von zwei Laserstrahlen entlang der Winkelhalbierenden dieser beiden Laserstrahlen stehende Wellen. Diese stehenden Wellen sind Bereiche mit konstanter Phasen-Zeit-Relation, sodass wir in diesen Bereichen eine Potentiallandschaft erhalten, um die Atome fangen zu können. Die Intensitätsberechnung der überlagerten Strahlen erfolgt durch Addition der verschiedenen elektrischen Felder nach obiger Formel, die anschließende Berechnung der Intensität erfolgt durch Betragsbildung. Nun müssen wir noch diskutieren, wie die Laserstrahlen mit den Lithium-Atomen wechselwirken und wie sich Fallenparameter wie Tunnelfrequenz oder Potentialhöhe berechnen lassen, damit das Potentialgitter die gewünschten Eigenschaften erfüllen kann.

## 4.2. Atome in einer optischen Dipolfalle

In den letzten 30 Jahren wurden große Fortschritte bei Methoden zur Kühlung und Speicherung erzielt. Die Methode mit der geringsten Wechselwirkungsstärke und mit der Möglichkeit neutrale Atome zu fangen ist hierbei die optische Dipolfalle. Hierbei wird die Induktion eines elektrischen Dipols durch Einstrahlung von weit zu atomaren Resonanzen

verstimmtem Laserlicht genutzt. Der induzierte elektrische Dipol wechselwirkt anschließend mit dem elektrischen Feld des Laserlichts und wir erhalten so einen Ausdruck für das Potential

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Delta}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Delta}{\omega_0 + \omega} \right) I(r) \quad (7)$$

dieser optischen Dipolfalle.

Hierbei ist  $\Delta$  die Linienbreite der Resonanz,  $\omega$  die Frequenz, mit der der Laser diese Resonanz zu treiben versucht, und  $\omega_0$  die Frequenz dieser Resonanz. Je nachdem ob rot- oder blauverstimmtes Licht verwendet wird, ist die Dipolfalle attraktiv oder repulsiv für die Atome. [22] Für ein Atom müssen wir noch über die verschiedenen atomaren Resonanzen summieren, um das korrekte Potential berechnen zu können. Die Intensität  $I(r)$  erhalten wir durch Summation der verschiedenen überlagerten Laserstrahlen. Der berechnete Potentialverlauf ähnelt durch die Überlagerung von Gaußschen Wellen einer Sinuswelle, sodass wir den Potentialverlauf mit einer Sinus-Funktion approximieren. Aus dieser Approximation können wir in den verschiedenen Gitterachsen die Höhe des Potentials  $U_x$  und  $U_y$  bestimmen. Die Potentialtiefe wird hierbei typischerweise in der dimensionslosen Einheit  $s = U/E_R$  angegeben.  $E_R$  ist hierbei die Rückstoßenergie, berechenbar durch  $E_R = \hbar^2 \pi^2 / (2md^2)$  mit der Masse der Atome  $m$  und dem Gitterabstand  $d$  unseres periodischen Potentialverlaufs. [23] Für tiefe Gitter, also Gitter mit einer deutlich höheren Potentialschwelle als Rückstoßenergie  $U \gg E_R$ , ist die Bewegung der Atome stark eingeschränkt. Das Tunneln in benachbarte Potentialtöpfe erniedrigt die kinetische Energie der Atome. Aus der Lösung der eindimensionalen Mathieu-Gleichung lässt sich die Tunnelenergie

$$J_{NN} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} E_R \left( \frac{U}{E_R} \right)^{\frac{3}{4}} \exp\left(-2 \left( \frac{U}{E_R} \right)^{\frac{1}{2}}\right) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} E_R \cdot s^{\frac{3}{4}} \exp(-2 \cdot \sqrt{s}) \quad (8)$$

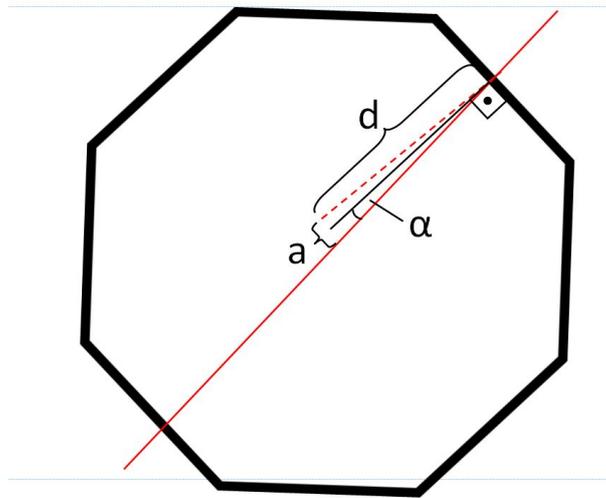
für das Tunneln eines Teilchens an einen benachbarten Gitterplatz berechnen. [24] Die Tunnelenergie ist hierbei größer für höhere Potentialwände und kleiner für eine geringere Barrierenbreite, genau wie beim Tunneln an einem Kastenpotential.

### 4.3. Strahlengeometrie unserer Dipolfalle

Für die Strahlenanordnung einer Dipolfalle gibt es vielfältige Möglichkeiten. Für eine eindimensionale Falle reicht es bereits, einen Laserstrahl mit einem Spiegel in sich selbst zurücklaufen zu lassen. Für rotverstimmtes Laserlicht liefert die resultierende stehende Welle einen Potentialverlauf, der die Atome in den jeweiligen Maxima der Wellenfront fängt. Für mehr als zwei Laserstrahlen gibt es verschiedenste, experimentell erfolgreiche Fallengeometrien. Über Laserstrahlen aus drei Richtungen zu einem Aufbau mit einem einzigen Laserstrahl, der im rechten Winkel zu sich selbst nochmals durch die Kammer geschossen wird und anschließend reflektiert den gleichen Pfad zurückläuft. [25]

Eine solche Anordnung ist ebenfalls mit vier Laserstrahlen möglich, die aus vier jeweils um  $90^\circ$  versetzten Richtungen in die Kammer treffen. Sämtliche Fallengeometrien haben hierbei ihre eigenen Vorzüge und Einschränkungen. Für unser Experiment ist ein solches Gitter sehr erstrebenswert, da die Laserleistung bei diesem Aufbau nicht in zwei Strahlarme geteilt werden muss. Die maximale Intensität, die auf die Atome wirkt, ist hierbei  $I_A = |E_{Laser} + E_{Laser} + E_{Laser} + E_{Laser}|^2 = 16I_{Laser}$ . Für zwei separate Strahlarme, die überlagert werden, ergibt sich hierbei  $I_A = |E_{Laser} + E_{Laser}|^2 + |E_{Laser} + E_{Laser}|^2 = 8I_{Laser}$ . Diese grobe Rechnung berücksichtigt nicht den Verlust von Leistung beim Durchgang des

Lasers durch die Glasfenster und eine entsprechende Regulierung der Leistung, damit alle Laserarme die gleiche Leistung erhalten und die Dipolfalle homogen wird. Jedoch wird aus dieser Abschätzung deutlich, dass eine zweiarmige Falle deutlich mehr Laserleistung für die gleiche Fallentiefe benötigt. In unserem Aufbau sind wir jedoch limitiert durch die Geometrie der Glaszelle. Wie bereits diskutiert fällt bei einem gaußschen Strahl die Intensität im Querschnitt zwar gemäß einer Gauß-Glockenkurve ab, jedoch ist die Intensität des Strahles außerhalb des Strahlradius  $\omega$  noch immer bei  $1/e^2 \approx 13,5\%$ . Deshalb möchten wir eine räumliche Trennung des Originalstrahles und des vom Fenster reflektierten Strahles von  $a \geq 3\omega$ . Mit einem Strahl, der durch den Mittelpunkt der Glaszelle läuft und anschließend an einem der diagonalen Glasfenster reflektiert wird, ergibt sich mit Trigonometrie eine Abschätzung für den Abstand von einlaufendem und rückläufigem Strahl  $a = 2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d$ .



**Abb. 19: Schematische Darstellung von Reflexionen an der Glaszelle**

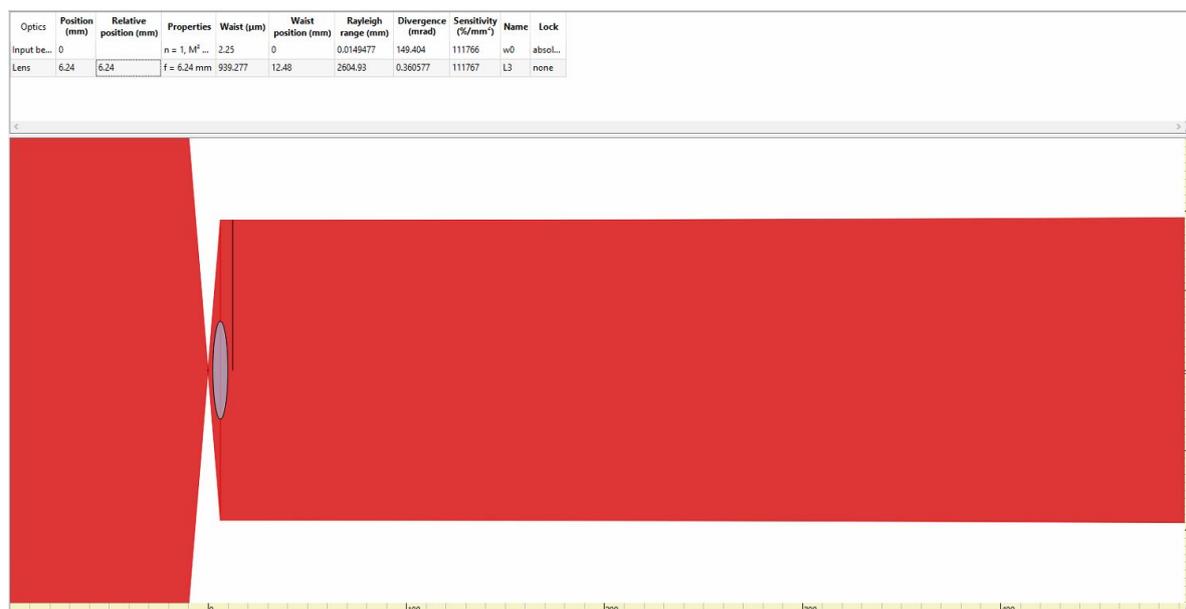
Die Glaszelle ist hier als regelmäßiges Oktagon gezeichnet. Läuft ein Laserstrahl (rot) durch die Kammer, so wird er von der Oberfläche des Glasfensters reflektiert. Der Abstand von reflektiertem und einfallendem Strahl  $a$  lässt sich durch den Einfallswinkel  $\alpha$  und die Strecke  $d$  zu  $a = 2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d$  bestimmen.

Bei einer Strahltaile von  $\omega = 1\text{mm}$  und der Abmessung der Glaszelle von  $d=32\text{mm}$  erhalten wir so einen Winkel  $\alpha_{min} \geq \arcsin\left(\frac{3 \cdot 1\text{mm}}{64\text{mm}}\right) = 2,68^\circ$ . Außerdem läuft der an der Glaszelle reflektierte Gaußstrahl weiter und geht hierbei noch weiter auf, dies ist aufgrund der geringen Divergenz des Strahles bei der Rayleigh-Länge von  $z_R = 2,95\text{m}$  für uns jedoch vernachlässigbar. Mit dem Mindestwinkel von  $2,68^\circ$  zur Fensternormalen bleibt uns die Verkippung der vier Laserstrahlen zu den Diagonalen. Aufgrund der Abmessungen der Glaszelle ist es uns jedoch nicht möglich, alle vier Strahlachsen um den gleichen Winkel zu versetzen, da dies unweigerlich in der anderen Diagonalen zur Reflexion des Strahles unterhalb des kritischen Winkels führt. Mit dem Winkel von  $2^\circ$  der Fenster zu den Diagonalen müssen wir somit um etwa  $0,7^\circ$  verkippen, auf der Entfernung zur Kammermitte von  $d=32\text{mm}$  führt dies zu einem Abstand von  $d_{Verk} = \tan(0,7^\circ) \cdot 32\text{mm} = 0,4\text{mm}$ . Dieser Abstand ist mit dem Waist von  $1\text{mm}$  zwar kleiner als der Radius des Glasfensters von  $4\text{mm}$ , sodass eine Verkippung der Strahlachse auf  $45^\circ + 0,7^\circ = 45,7^\circ$  zur Horizontalen möglich ist. Jedoch müssen wir dann auch in der anderen Strahlachse eine Verkippung von  $135^\circ$  zur Horizontalen zu  $135^\circ + 0,7^\circ = 135,7^\circ$  durchführen und erhalten in dieser Achse nur noch einen Winkel von  $137^\circ - 135,7^\circ = 1,3^\circ$  zum Glasfenster. Zum einen werden wir die Strahldurchmesser verkleinern, damit der kritische Winkel zu den Fensternormalen

kleiner wird und die Strahlachsen doch entlang der beiden Diagonalen belassen werden können. Zum anderen werden wir die Konstruktion eines Gitters mit vier Strahlen diskutieren, wobei zwei Strahlen aus der gleichen Richtung kommen. Hierbei erzeugen jeweils zwei der Strahlen die horizontalen, bzw. vertikalen Gitteranteile. Hierbei haben wir zwei Möglichkeiten das Gitter zu realisieren, wir können entweder unter einem flacheren Winkel durch die Glaszellenfenster einstrahlen und erhalten ein Gitter mit einem Strahlwinkel von  $\alpha = 80^\circ$ , das durch leicht frequenzverstimmte Laserstrahlen erzeugt wird. Alternativ können wir die Strahlen entlang der Diagonalen belassen, hierfür müssen wir zwei Strahlen überlagern, was nur mit polarisationsverschiedenen Strahlen und einem Strahlteilerwürfel möglich ist.

#### 4.4. Realisierung der Gitterstrahlen

Im Folgenden werden wir die Präparation des Laserlichtes für unsere Dipolfalle erläutern, hierfür greifen wir auf das kostenlose Programm GaussianBeam zurück und verwenden Standard-Thorlabs-Optiken für den Aufbau. Diese bieten einfache Montage, hohe Stabilität und gute Möglichkeiten den Aufbau zu verändern bei einem angemessenen Preis. Die Gitterstrahlen realisieren wir durch Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda = 1064\text{nm}$ , mit Hilfe eines Faserauskopplers und einer Linse kollimieren wir den Laserstrahl. Mit einer Linse der Brennweite  $f=6,24\text{mm}$  erhalten wir so einen Laserstrahl mit dem Strahlradius  $\omega_0 = 939\mu\text{m}$ .

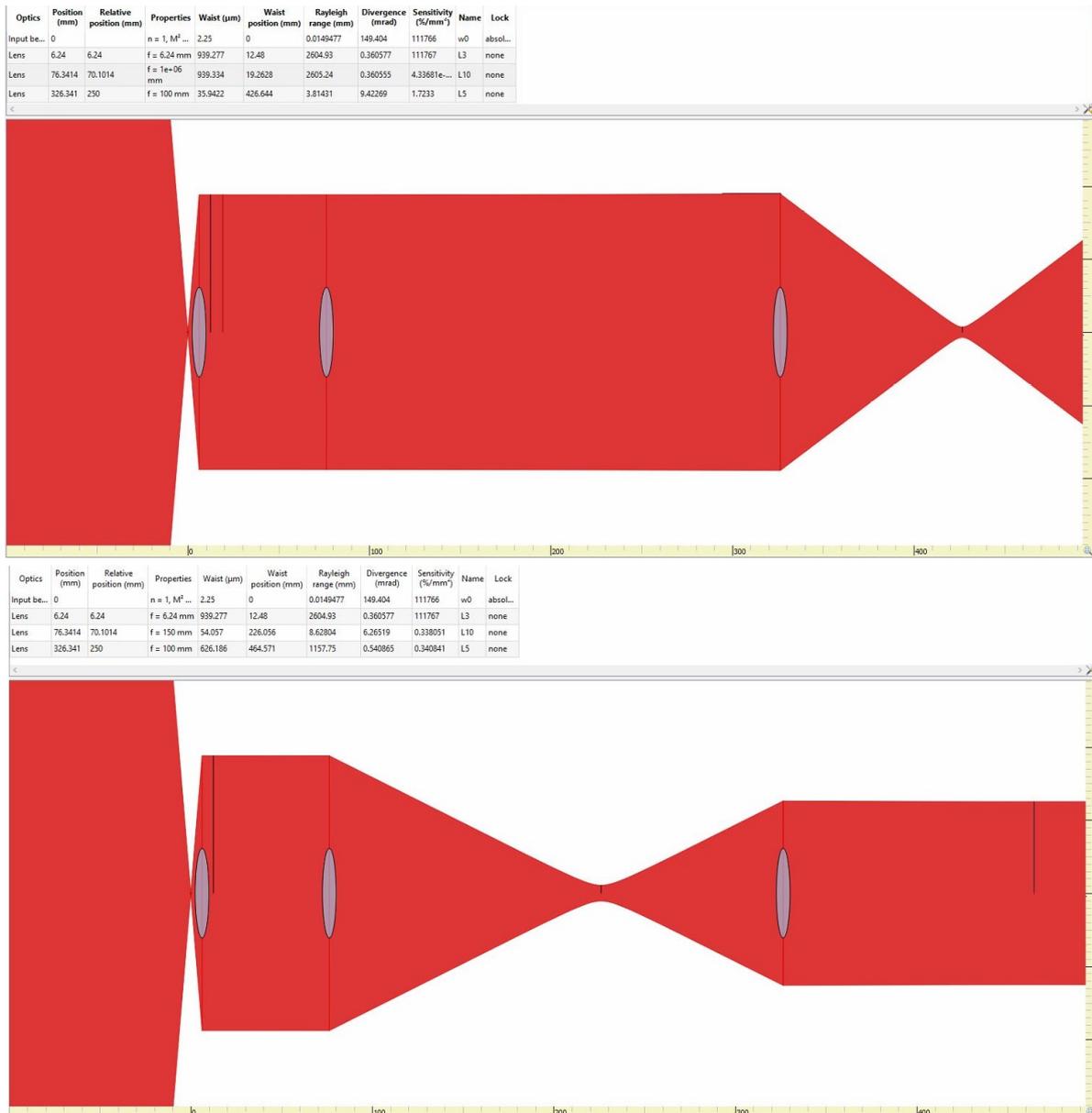


**Abb. 20: Strahlpropagation in GaussianBeam**

Aus einem Faserkoppler austretendes Licht wird mit einer  $f=6,24\text{mm}$  Linse zu einem Strahl mit dem Radius  $\omega_0 = 939\mu\text{m}$  kollimiert.

Mit dem Radius der Spulenträger und der entsprechenden Aussparung auf dem Breadboard können wir um die Spulen herum Linsen mit einer Brennweite von  $f=100\text{mm}$  aufstellen. Um die Potentialtiefe der Dipolfalle zu erhöhen, werden wir den Laserstrahl weiter fokussieren. Eine Fokussierung der Laserstrahlen in der x-y-Ebene, also der Ebene, in der die Dipolfalle entstehen soll, sorgt dafür, dass die Reflexe der Gitterstrahlen weiter divergieren. Hierdurch verschlechtert die Fokussierung unser Gitter, da der Reflex nun wieder stärkeren Einfluss am Platz der Atome hat. Deshalb wird eine Fokussierung senk-

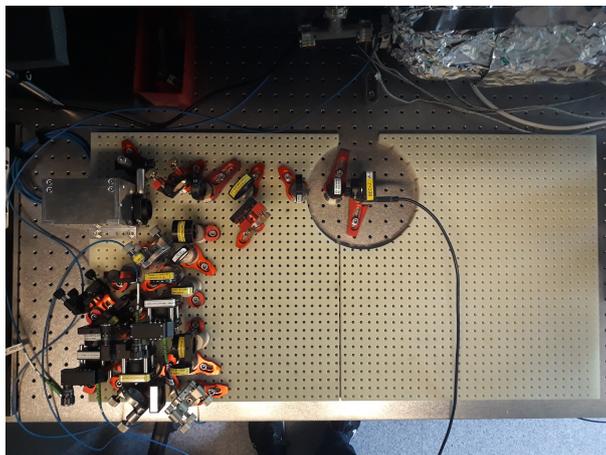
recht zur x-y-Ebene stattfinden, dies verringert durch die Divergenz des Strahls sogar die Intensität des Reflexes in der x-y-Ebene und somit den Einfluss der Reflexe. Des Weiteren werden wir durch ein einfaches Linsensystem aus zwei Linsen den Strahlradius in der x-y-Ebene verkleinern, damit der Einfluss von Reflexen ebenfalls verringert wird. Wir verwenden hierfür eine Zylinderlinse der Brennweite  $f_Z = 150\text{mm}$  und eine sphärische Linse der Wellenlänge  $f_A = 100\text{mm}$ . Die sphärische Linse wird in Brennweite zu den Atomen aufgestellt, die Zylinderlinse in f+f-Konfiguration zur sphärischen Linse. Durch die Zylinderlinse wird senkrecht zur x-y-Ebene kein Einfluss auf den Strahl ausgeübt, hierdurch passiert der Strahl die Zylinderlinse und wird anschließend von der sphärischen Linse zu einem Strahlradius  $\omega_{z-Atome} = 35,97\mu\text{m}$  an der Position von  $a = 100,247\text{mm}$  hinter der Linse fokussiert. In der x-y-Ebene wird der Strahl zuerst durch die Zylinderlinse fokussiert und anschließend von der sphärischen Linse durch die f+f-Konfiguration wieder kollimiert. Hierbei wird der Strahlradius auf  $\omega_{x-y} = 626\mu\text{m}$  verringert, die Intensität  $I(r,z)$  steigt demnach um den Faktor  $(\frac{\omega_0}{\omega})^2 = 2,25$ . Durch die Verringerung des Strahlradius wird der Mindestwinkel  $\alpha_{min} \geq \arcsin(\frac{3 \cdot 0,626\text{mm}}{64\text{mm}}) = 1,68^\circ$  unter die Fensterverkipfung von  $2^\circ$  verringert, sodass auch eine Dipolfalle mit Gitterstrahlen entlang der Diagonalen realisiert werden können.



**Abb. 21: Axiales Profil der Lasergitterstrahlen in GaussianBeam**

Mit einer  $f=150\text{mm}$  Zylinderlinse und einer sphärischen  $f=100\text{mm}$  Linse werden die Laserstrahlen für die optische Dipolfalle vorbereitet. Senkrecht zur  $x$ - $y$ -Ebene durchläuft der Strahl die Zylinderlinse ohne Änderung des Strahlverlaufs, die sphärische  $f=100$  Linse fokussiert den Strahl auf die Atome mit einem Strahlradius von  $\omega_{z-Atome} = 35,97\mu\text{m}$  (a). In der  $x$ - $y$ -Ebene findet eine Fokussierung durch die Zylinderlinse statt, die sphärische Linse kollimiert den Strahl durch die  $f+f$ -Konfiguration zu einem Strahlradius von  $\omega_{x-y} = 626\mu\text{m}$ .

Werfen wir einen Blick auf das 2D-Breadboard, hier befindet sich bereits der Aufbau von Markus Bohlen für den Einschluss der Teilchenbewegungen auf zwei Dimensionen. An der Position der Glaszelle steht eine Kamera, um die Strahlstabilität seines Aufbaus zu vermessen. Auf dem verbleibenden Platz wollen wir die vier Strahlen für die optische Dipolfalle, sowie jeweils eine Abbildung entlang der beiden diagonalen Hauptachsen realisieren. Auf den ersten Blick fällt auf, dass beim diagonalen Glasfenster in der oberen linken Ecke wenig Platz für Optiken vorhanden ist.



**Abb. 22: 2D-Breadboard mit Aufbau für Confinement in zwei Dimensionen**

Auf dem Breadboard aufgebaut wird der Aufbau von Markus Bohlen für das Confinement in zwei Dimensionen charakterisiert. An der Position der Experimentierkammer befindet sich eine Kamera, um die Dipolfalle zu untersuchen. Außerdem ist eine Aussparung für die Magnetfeldspulen vorhanden. Der verbleibende Platz soll für das Gitter in zwei Dimensionen verwendet werden. Die Gitterstrahlen sollen hierbei von rechts-oben und links-unten, sowie zwei weitere von rechts-unten in die Glaszelle gelenkt werden.

Wir werden deshalb einen Aufbau vorstellen, bei dem der vertikale Gitteranteil durch die Laserstrahlen von rechts-oben und rechts-unten realisiert wird. Diese werden als „grüne“ Laserstrahlen bezeichnet und sind in Abbildung XX in ebenjener Farbe eingezeichnet. Der horizontale Gitteranteil wird durch die Laserstrahlen von links-unten und rechts-unten zusammengesetzt, diese werden in der vorliegenden Arbeit als „rote“ Strahlen bezeichnet, diese sind in rot in der Zeichnung aufgeführt. Es sollen jeweils nur die gewünschten Strahlenpaare direkt miteinander interferieren, da ansonsten keine homogene Dipolfalle entsteht. Wir simulieren die beiden Gitter in Matlab und werden anschließend die Vor- und Nachteile diskutieren, bevor wir den Aufbau anhand des Gitters mit Gitter mit  $\alpha = 80^\circ$  Strahlwinkel vorstellen.

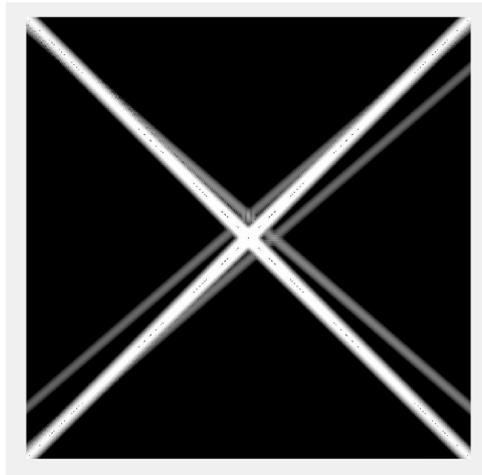
## 4.5. Simulation in Matlab

Mit Matlab kann eine Simulation der optischen Dipolfalle durchgeführt werden. Hierfür benötigen wir die vier Gaußstrahlen mit den Punkten ihrer Strahltaillen und ihre Ausbreitungsvektoren. Da sämtliche Gaußstrahlen durch den Mittelpunkt der Glaszelle im Ursprung verlaufen und an den Fenstern reflektiert werden, können wir die reflektierten Strahlen durch eigene Gaußstrahlen mit neuem Startpunkt außerhalb der Glaszelle und eigenen Ausbreitungsvektoren, gespiegelt an den Glasfensternormalen, darstellen. Hierbei vereinfachen wir die Reflexe von den beiden Oberflächen der Glaszelle zu einem reflektierten Strahl mit dem Reflexionsgrad  $R=0,04$ . Nun erstellen wir uns ein Raster aus  $2001px \cdot 2001px$ , auf dem wir für jeden Punkt für alle acht Strahlen das entsprechende elektrische Feld berechnen. Anschließend addieren wir die Strahlen, die mit der gleichen Frequenz eingestrahlt werden und interferieren, und berechnen deren Intensität an dieser Stelle. In erster Näherung lässt sich durch Addition der Intensitäten von den Laserstrahlen verschiedener Frequenzen die Gesamtintensität berechnen. Aus einem von Prof. Dr. Henning Moritz geschriebenen Mathematica-Skript übernehmen wir die oben beschriebene Wechselwirkung von Lithium mit dem eingestrahlt Laserlicht und erhalten so das Potential unserer optischen Dipolfalle. Wir separieren die beiden Hauptachsen des Gitters, indem wir Schnitte durch das Potential bilden und können anschließend die vorgestellten Formeln für ein eindimensionalen Gitter verwenden [24]

Nun fitten wir hieran ein sinusförmiges Potential und erhalten hieraus die Gitterperiode, sowie die Potentialtiefe der Dipolfalle. Aus diesen Parametern erhalten wir mit der Formel (6) die Tunnelenergie  $J$  und möchten hierbei eine möglichst homogene Tunnelrate in beide Hauptachsen erhalten. Wir gehen hierbei von einer Laserleistung von 5W pro Laserstrahl aus und möchten eine Gittertiefe von etwa  $10 E_R$  erreichen.

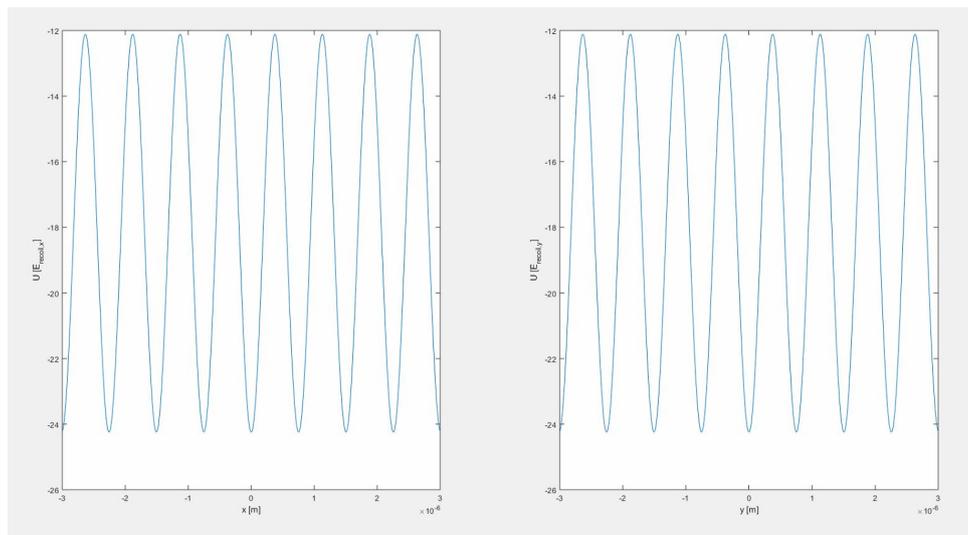
### 4.5.1. Gitter mit $\alpha = 90^\circ$ Strahlwinkel

Das Gitter mit Interferenz unter einem Strahlwinkel von  $90^\circ$  hat den großen Vorteil des homogenen Potentials. Jedoch müssen hierfür zwei Laserstrahlen auf der gleichen Strahlachse überlagert werden. Dies ist nur mit polarisationsverkippten Laserstrahlen und einem Strahlteilerwürfel möglich. Wir betrachten zuerst die verschiedenen Strahlen und deren Reflexe. Hierfür wählen wir ein grobes Raster mit einer Abmessung von -30mm bis +30mm. Wir berechnen auf dem Raster in  $1\mu\text{m}$ -Schritten für jeden Punkt die entsprechende Intensität der interferierenden Laserstrahlen. Wir stellen dies logarithmisch dar, um die deutlich schwächeren Reflexe sehen zu können. Hierbei sind deutlich die Ränder der Glaszelle zu sehen, an denen die Reflexstrahlen und die Gitterlaserstrahlen überlagert sind. Des Weiteren kann nachvollzogen werden, dass die Reflexe nicht im Zentrum der Zelle mit den Gitterlaserstrahlen überlagert sind und so die Potentiallandschaft der optische Dipolfalle verunreinigen. Anschließend wollen wir das Zentrum der Glaszelle die optische Dipolfalle untersuchen. Hierfür wählen wir ein Raster im Intervall  $[-3\mu\text{m}, +3\mu\text{m}]$  mit der Schrittgröße von 0,1nm. An den berechneten Intensitätsverlauf multiplizieren wir noch die bekannte Wechselwirkung der Lithium-Atome nach Formel (7) und erhalten so das Potential der Dipolfalle. Wir bestimmen in x- und y-Richtung die jeweilige Gitterperiode und die Potentialtiefe. Mit Formel (8) erhalten wir anschließend die Tunnelenergie  $J$  zu  $J_x=813\text{Hz}$  und  $J_y=813\text{Hz}$ . Aufgrund der  $90^\circ$ -Geometrie stimmen  $J_x$  und  $J_y$  überein, für einen Strahlwinkel  $\alpha \neq 90^\circ$  ist dies nicht der Fall bei gleicher Laserintensität. Die Potentialtiefen  $U_x = U_y = 12,1E_R$  sind hierbei ebenso symmetrisch wie die Rückstoßenergien  $E_R = E_{R,x} = E_{R,y}$



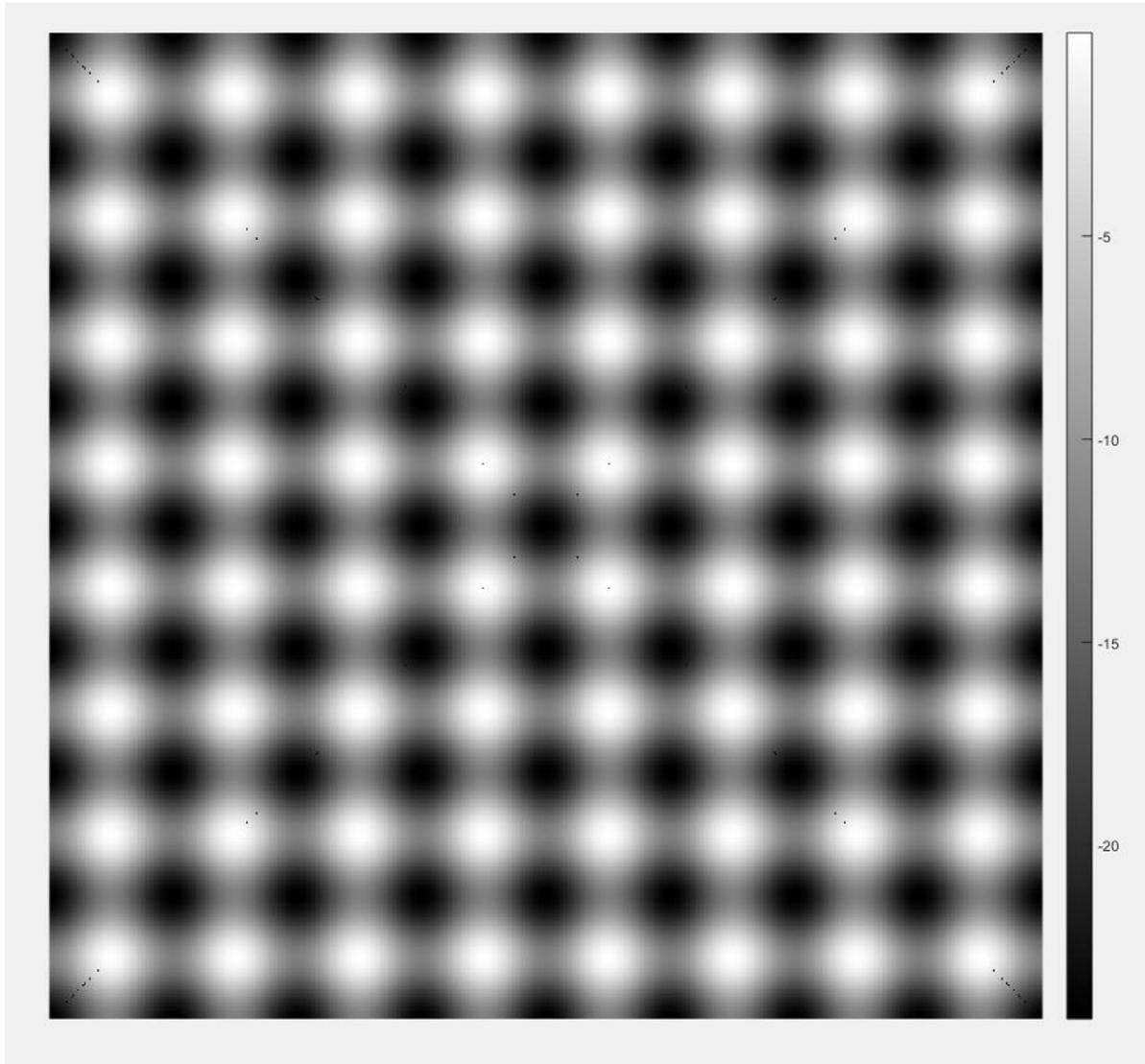
**Abb. 23: Strahlverlauf des Gitters mit  $\alpha = 90^\circ$**

Dargestellt ist in logarithmisch geplotteter Intensität der Verlauf der einzelnen Gitterstrahlen. In hellem Weiß erscheinen die Gitterstrahlen, je einer von rechts oben und links unten, außerdem zwei von rechts unten. In Grau sind die weniger intensiven Reflexe dargestellt, an den Schnittpunkten sind jeweils die Ränder der Glaszelle.



**Abb. 24: Potentialquerschnitt für  $\alpha = 90^\circ$**

Die Schnitte entlang der zentralen Reihe und Spalte sind ebenfalls identisch. Aus den Schnitten lässt sich eine Potentialtiefe von  $U=12,1E_R$  ablesen, außerdem kann der Gitterparameter zu  $d \approx 75\text{mum}$  bestimmt werden.

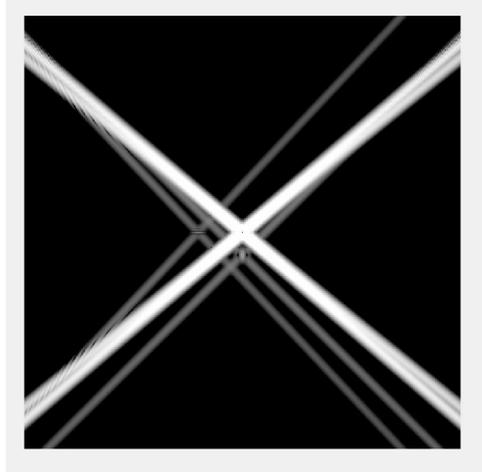


**Abb. 25: Gitterpotential für  $\alpha = 90^\circ$**

Dargestellt ist das Gitterpotential in Einheiten der Rückstoßenergie  $E_R$ . Aufgrund der Rotverstimmung ist die Dipolfalle attraktiv für die Atome, die Gitterplätze sind hier radialsymmetrisch und harmonisch.

#### 4.5.2. Gitter mit $\alpha = 80^\circ$ Strahlwinkel

Das Gitter mit  $80^\circ$  Strahlwinkel wird über zwei Strahlen, die parallel zueinander in der einen Kammerdiagonalen verlaufen und durch eine Linse in die Kammer fokussiert werden, realisiert. In der anderen Diagonalachse sind ebenfalls zwei nicht überlagert Strahlen vorhanden. Für die Simulation wählen wir die gleiche Vorgehensweise wie zuvor und beginnen mit dem Verlauf der Gitterlaserstrahlen.

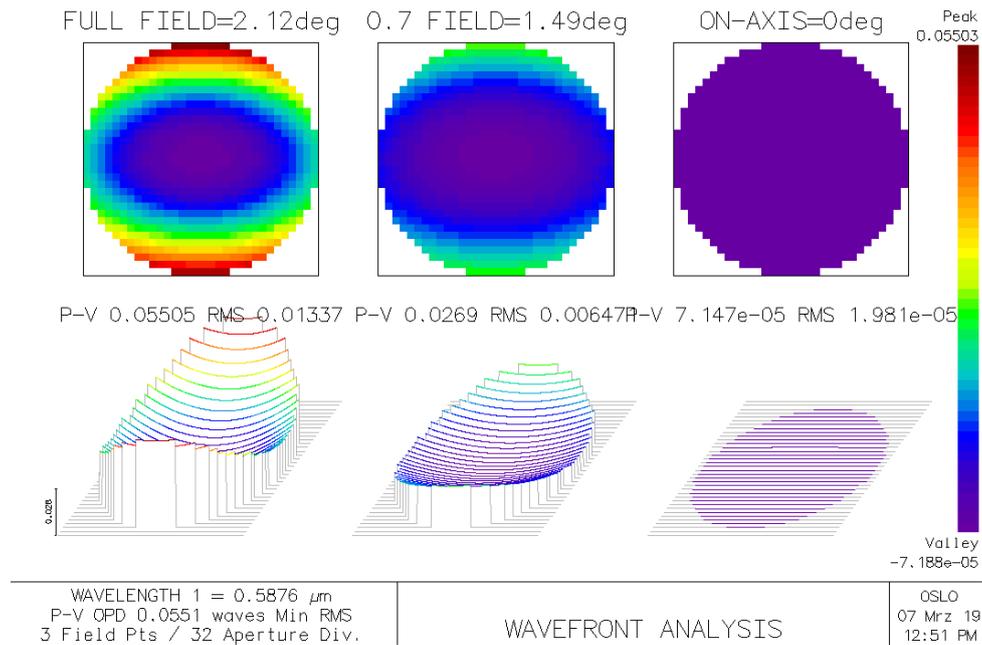


**Abb. 26: Strahlverlauf des Gitters mit  $\alpha = 80^\circ$**

Dargestellt ist in logarithmisch geplotteter Intensität der Verlauf der einzelnen Gitterstrahlen. In hellem Weiß erscheinen die Gitterstrahlen, je einer von rechts oben und links unten, außerdem zwei von rechts unten. In Grau sind die weniger intensiven Reflexe dargestellt, an den Schnittpunkten sind jeweils die Ränder der Glaszelle.

Bei diesem Aufbau kommen von unten rechts zwei Laserstrahlen. Aufgrund der hohen Intensität des Lasers ist eine Überlagerung mit einem Strahlteilerwürfel nicht die favorisierte Lösung. Wir werden deshalb mit der sphärischen  $f=100\text{mm}$  Linse vor der Glaszelle die beiden Strahlen überlagern. Aus zwei parallelen Strahlen werden so zwei Strahlen, die beide auf das Zentrum der Kammer fokussiert werden. Wir simulieren mit OSLO die Auswirkungen beim Durchgang eines Strahles mit dem Waist  $\omega = 1\text{mm}$  beim Durchgang durch eine Linse der Brennweite  $f=100\text{mm}$  bei einer Verkipfung um  $\delta = 2,12^\circ$ , dies entspricht einem Strahlversatz von  $a = 100 \cdot \tan(2,12^\circ) = 3,7\text{mm}$ . Hierbei sammeln wir zwar einen Strahlfehler auf, der Peak to Valley-Wellenfrontfehler  $\epsilon=0,06\lambda$  beträgt jedoch nur etwa 6% der Wellenlänge  $\lambda$ . Bei einem Durchgang unter dem Winkel  $\delta = 1,49^\circ$ , also einem Versatz von  $a = 2,6\text{mm}$  ist der Peak to Valley-Fehler kleiner als 3% der Wellenlänge  $\lambda$ .

Der Abstand der beiden Strahlachsen wird hierbei auf  $d = 2 \cdot a = 3,5\text{mm}$  festgelegt, dies entspricht bei der  $f=100$  Linse einem Winkel von  $\beta = \arctan\left(\frac{3,5\text{mm}}{100\text{mm}}\right) = 1^\circ$ . Dies ist geringer als der oben berechnete Versatz, sodass die Strahlfehler beim Linsendurchgang vernachlässigbar sind. Aufgrund des Winkels von  $\gamma = 140^\circ$  zwischen den Strahlachsen vor der sphärischen Linse und der Horizontalen ergibt sich ein minimaler Versatz zu den Glasfenstern von  $\delta = 2^\circ$ . Dementsprechend liefert dies den gleichen Winkelversatz zu den Glasfenstern, wie das Gitter mit  $90^\circ$  Strahlwinkel. Hierbei könnten wir den Winkel weiter erhöhen, indem wir die Strahlachse durch die Glaszelle noch weiter entfernt von der Diagonalen verkippen. Auch hier zeigt sich, dass die Reflexe räumlich von den Gitterlaserstrahlen getrennt sind und nicht auf die Homogenität des Potentials einwirken. Dies werden wir auch wieder im Detail untersuchen.

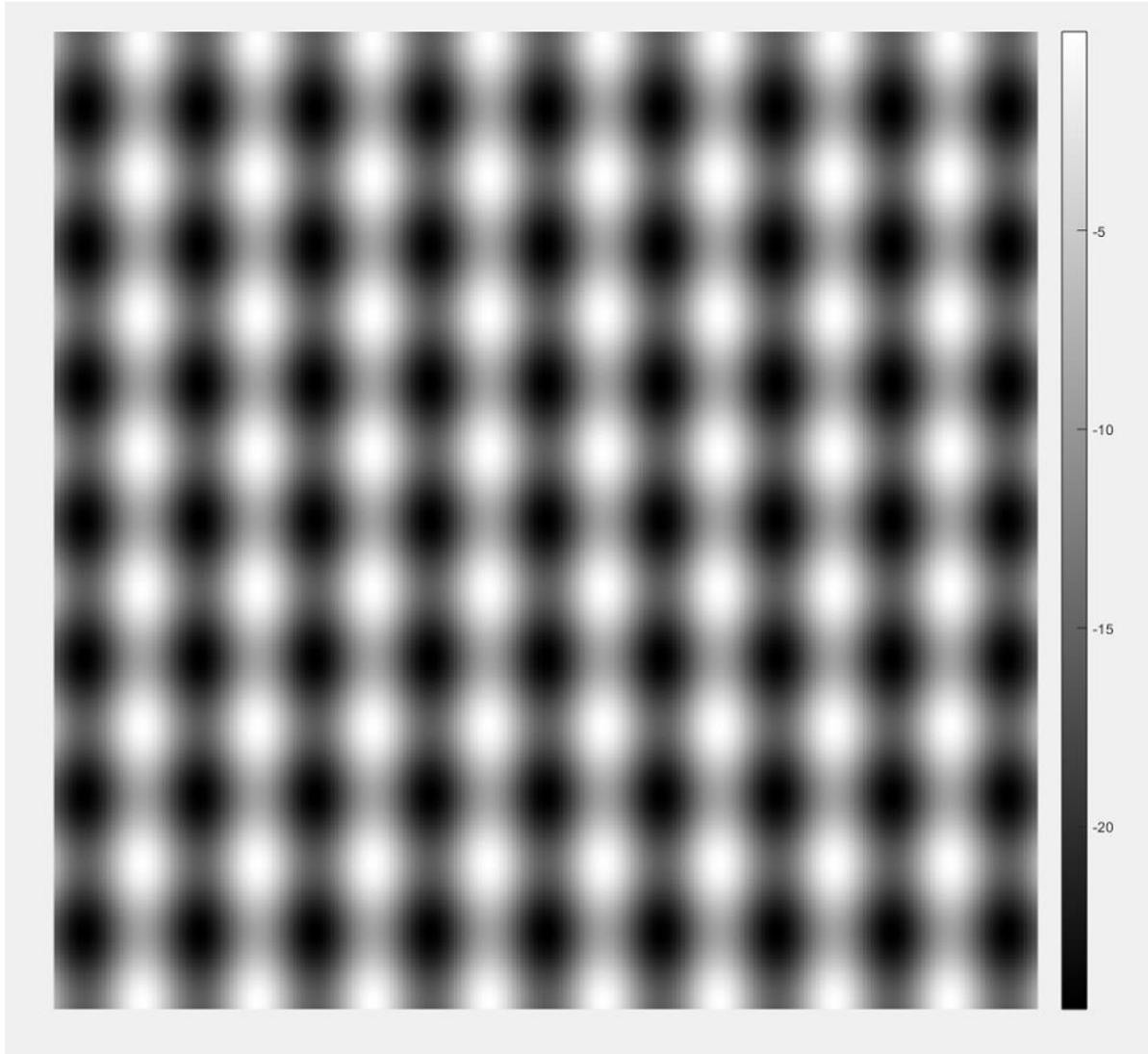


**Abb. 27: Wellenfrontfehler bei Linsendurchgang abseits der optischen Achse**

In OSLO wurde der Wellenfrontfehler für den Durchgang durch die sphärische  $f=100$  Linse abseits der optischen Achse simuliert. Für einen Versatz von  $a=2,6\text{mm}$  zur optischen Achse ist der Peak to Valley-Fehler kleiner als 3% der Wellenlänge  $\lambda$  (mittlere Abbildung). Für weiter von der optischen Achse entfernte Strahlen wächst der Strahlfehler, bei  $a=3,7\text{mm}$  beträgt der Fehler etwa 6% der Wellenlänge  $\lambda$ .

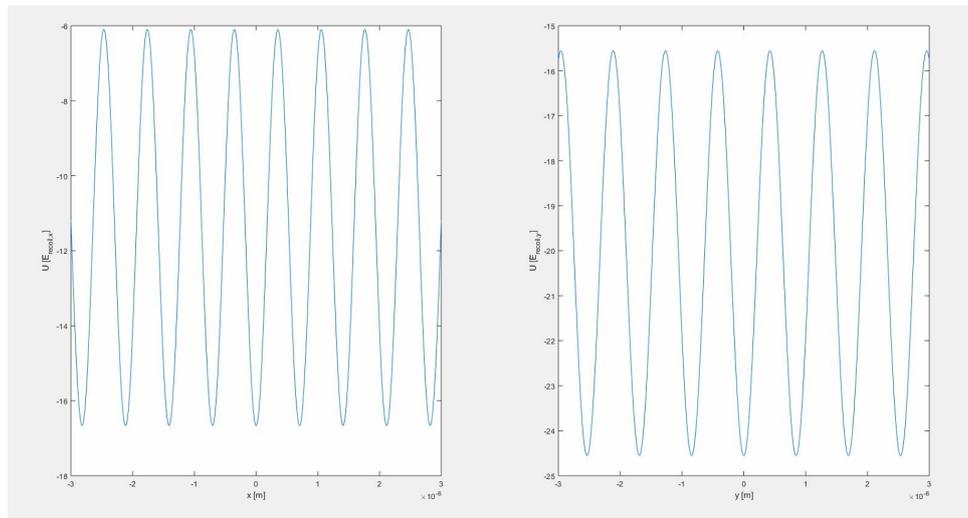
Bei diesem Gittertypen haben wir eine unterschiedliche Gitterkonstante in den beiden Hauptachsen. Um eine homogene Tunnelrate in beide Richtungen zu erhalten, müssen wir entsprechend die Potentialhöhe in den Achsen anpassen. In  $y$ -Richtung ist die größere Gitterkonstante  $k_y$  vorhanden, deshalb müssen wir in dieser Achse auch die kleinere Potentialschwelle  $U_y$  aufbauen. Wir verringern die Intensität der beiden grün eingezeichneten Laserstrahlen auf  $I_{\text{grün}} = 3,8\text{W}$  und erhalten ein nunmehr ein Gitter mit gleichen Tunnelenergien  $J_x \approx 1340\text{Hz}$  und  $J_y \approx 1330\text{Hz}$  in beiden Achsen. Die Intensität in den beiden rot eingezeichneten Laserstrahlen belassen wir bei  $I_{\text{rot}} = 5\text{W}$ , wir erhalten Potentialtiefen von  $U_x = 10,6 E_{\text{Recoil},x}$  und  $U_y = 9,0 E_{\text{Recoil},y}$ .

Mit beiden Konfigurationen lässt sich das gewünschte Gitter mit einer Potentialtiefe von etwa  $10E_R$  bei 5W Leistung realisieren. Der ausschlaggebende Grund für das Gitter mit  $\alpha = 80^\circ$  Strahlwinkel ist die Unabhängigkeit von Polarisation. Beim anderen Aufbau wird eine hohe Polarisationsstabilität für ein stabiles Gitter benötigt, mit der hohen Intensität ist außerdem eine Resttransmission/-Reflektion im Strahlteilerwürfel für ein homogenes Gitter ein großes Risiko. Mit der frequenzverschobenen Überlagerung umgehen wir diese Probleme und können trotz des komplizierteren Aufbaus das Gitter mit den gewünschten Eigenschaften erzeugen.



**Abb. 28: Gitterpotential für  $\alpha = 80^\circ$**

Dargestellt ist das Gitterpotential in Einheiten der Rückstoßenergie  $E_R$ . Aufgrund der Rotverstimmung ist die Dipolfalle attraktiv für die Atome, die Gitterplätze sind hier weder radialsymmetrisch noch harmonisch. Die Geometrie ist leicht elliptisch und darauf optimiert, dass die Tunnelenergie in beiden Hauptachsen identisch ist.



**Abb. 29: Potentialquerschnitte für  $\alpha = 80^\circ$**

Die Potentialquerschnitte ermöglichen nicht nur das Auslesen der Gitterkonstanten  $a_x \approx 70,5 \mu\text{m}$  und  $a_y \approx 84,5 \mu\text{m}$ . Die Parameter  $J_x \approx 1340 \text{Hz}$  und  $J_y \approx 1330 \text{Hz}$ ,  $U_x = 10,6 E_{\text{Recoil},x}$  und  $U_y = 9,0 E_{\text{Recoil},y}$  geben ein intuitives Verständnis, dass für eine Falle mit homogenen Tunnelraten  $J$  bei der breiteren Barriere in  $y$ -Richtung  $a_y > a_x$  eine geringere Potentialschwelle  $U_y < U_x$  vorhanden sein muss.

## 4.6. Aufbau auf dem 2D-Breadboard

Für diesen Aufbau benutzen wir die bereits beschriebenen Strahlverläufe mit der sphärischen Linse mit Brennweite  $f=100\text{mm}$  und der Zylinderlinse mit Brennweite  $f=150\text{mm}$ . Wir teilen den Aufbau in die zwei verschiedenen erzeugten Gitterrichtungen auf, diese sind in der Abbildung in rot und grün dargestellt. In beiden Richtungen beginnen wir mit einem Faserauskoppler, aus dem wir das leistungsregulierte Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda = 1064\text{nm}$  für die optische Dipolfalle erhalten. Anschließend verwenden wir einen Strahlteilerwürfel, um die Polarisationsachse festzulegen. Mit einem  $\lambda^{-1/4}$ -Plättchen drehen wir die Polarisation, damit beim anschließenden Strahlteilerwürfel der Laserstrahl in zwei gleich starke Anteile geteilt wird. Über jeweils zwei Spiegel sind wir in der Lage, den Laserstrahl in Winkel und Position zu verschieben und mittig durch die Linsen auf das Zentrum der Glaszelle zu fokussieren. In den Strahlengang kommen nun die oben beschriebene Zylinderlinse und sphärische Linse. Mit dem von uns gewählten Aufbau, bei dem die gegensätzlich laufenden Strahlen leicht verkippt sind, müssen wir uns außerdem keine Maßnahmen überlegen, um eine Einkopplung der Laserstrahlen in den gegenüberliegenden Faserauskoppler zu verhindern. Die durch die Kammer laufenden Laserstrahlen trennen sich auf der anderen Seite räumlich von den entgegenlaufenden Strahlen und können von einem Beam Dump absorbiert werden. Wir stellen zudem hinter einen der beiden Spiegel, mit denen wir die Laserstrahlen in das Zentrum der Kammer ausrichten, eine Abbildung mit einer Linse auf eine Photodiode. Dadurch können wir die Intensität des Gitterlaserstrahls messen und kontrollieren.

Entlang der beiden Diagonalen wollen wir eine Abbildung mit rotem Licht der Wellenlänge  $\lambda = 670\text{nm}$  aufbauen. Hierfür stellen wir ebenfalls Faserauskoppler für diesen Laserstrahl auf, diese werden wir auf eine schwenkbare Halterung montieren und sparen und so einen Justierspiegel. In den kollimierten Strahl stellen wir eine sphärische Linse der Brennweite  $f=100\text{mm}$ , um auch hier mit der Linse vor der Glaszelle eine  $f+f$ -Abbildung zu erhalten. Mit einem zweiten Spiegel sind wir in der Lage den Abbildungsstrahl mit dem Gitterla-

serstrahl zu überlagern. Nach einem Reinigungsstrahlteilerwürfel koppeln wir den Strahl über einen dichroitischen Spiegel in den Strahlengang des Gitterlaserstrahls zwischen die sphärische und die zylindrische Linse ein. Hinter der Glaszelle verwenden wir bei der Abbildung wieder einen dichroitischen Spiegel, um Beleuchtungs- und Gitterlaserlicht zu trennen, anschließend bilden wir wieder mit einer Linse der Brennweite  $f=100\text{mm}$  auf die Kamera ab. Die Kamera stellen wir ein einen Cage-Mount, um die Kamera in den Fokus der Abbildung justieren zu können. Außerdem bauen wir entlang der vertikalen Achse eine Abbildung, um entlang der Transportachse ebenfalls ein Bild der Atome zu machen. Abschließend werden wir den Aufbau nochmals zusammenfassen, um dessen Vorzüge herauszustellen und die Erfüllung unserer Anforderung zu überprüfen.

Der Aufbau verwendet hierbei nur Standardteile aus dem Sortiment von Thorlabs und verwendet 1/2“-Optiken. Die Optiken stehen außerdem ausnahmslos auf dem gleichen Breadboard, mit Ausnahme von den Optiken am rechten Rand. Diese ragen leicht über das Breadboard hinaus, dies ist jedoch nicht dramatisch, da in diese Richtung Platz verfügbar ist, weil das Breadboard in diese Richtung entfernt werden kann. Am oberen Rand des Breadboards stehen die Optiken direkt an der Kante, aufgrund der Linsen mit Brennweite  $f=100\text{mm}$  und dem notwendigen Umlenkspiegel, ist dies leider unumgänglich. Die Kameras und Faserauskoppler befinden sich alle am Rand des Breadboards, was das Anschließen der optischen Fasern und Ansteuerungskabel erleichtert. Alle Laserstrahlen besitzen zwei Spiegel oder justierbare Auskoppler, um die Strahlen in Winkel und Position aufeinander auszurichten, und die Polarisation der Gitterlaserstrahlen wird ebenfalls festgelegt. Außerdem können wir mit den Laserdioden die Leistung in den Gitterarmen messen und nachregulieren, falls diese nicht dem Sollwert entspricht. Zuletzt haben die anderen Aufbauten auf dem Breadboard ebenfalls ihren Platz, dies sind namentlich der Aufbau von Markus Bohlen für die optische Dipolfalle zum Einschluss in zwei Dimensionen und die Abbildung entlang der Transportachse. Die benötigten Strahlachsen, die hierfür frei bleiben müssen, sind ebenfalls in der Abbildung dargestellt. Dieser Aufbau erfüllt somit die von uns geforderten Kriterien, sowohl von der Qualität der optischen Dipolfalle als auch von der Simplizität des Aufbaus. Den Aufbau anhand dieser Spezifikationen aufzubauen und zu testen wird Aufgabe zukünftiger Masteranden oder Doktoranden sein.

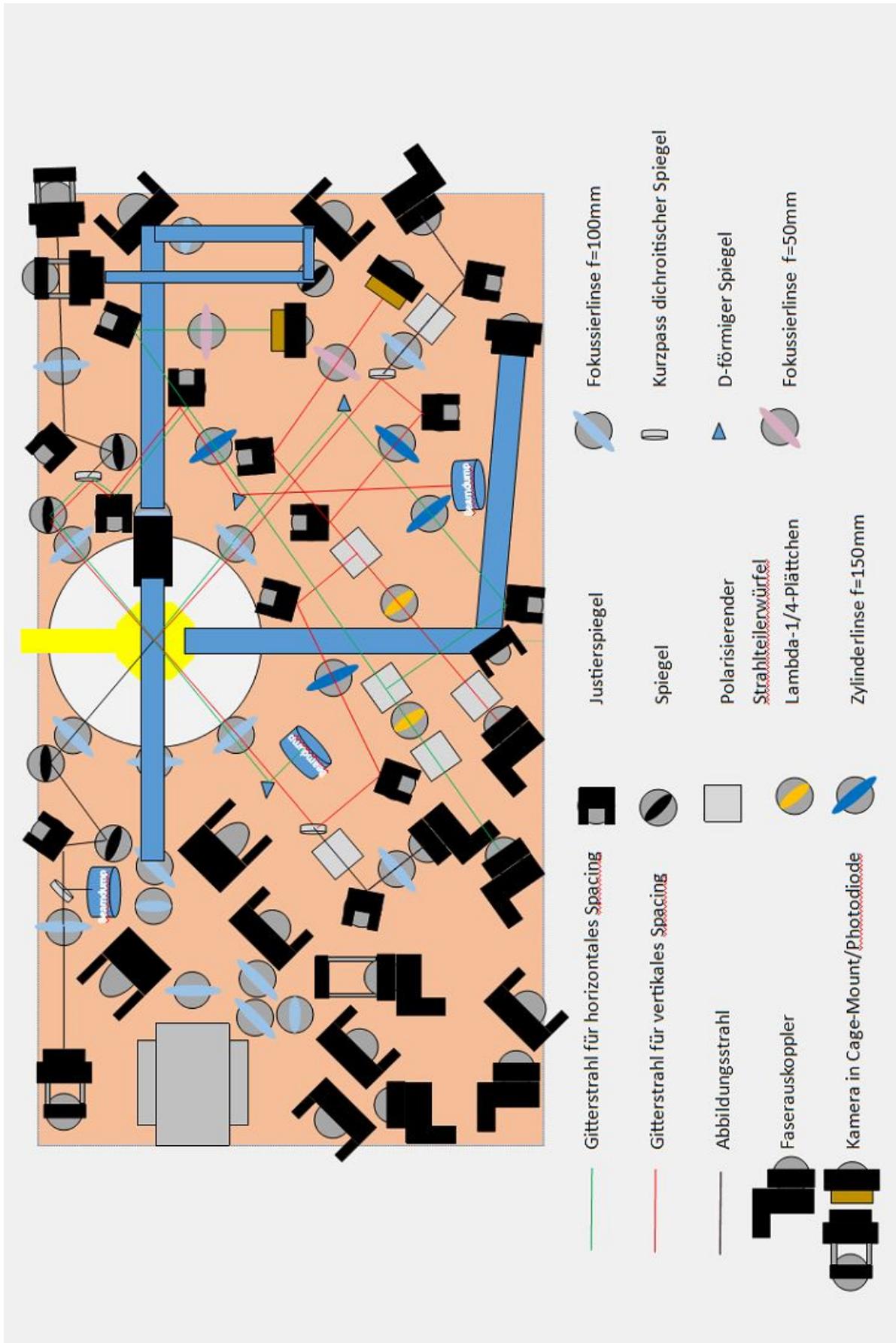


Abb. 30: Geplanter optischer Aufbau auf dem 2D-Breadboards

## 5. DMD-Ansteuerung

Mit den bisher beschriebenen Erweiterungen des Experiments ist eine Vorbereitung eines zweidimensionalen Quantengases möglich. Wir können die Atome zu einem BEC herunterkühlen, mit Hilfe eines Magnetfeldes über eine Feshbach-Resonanz die Wechselwirkungsstärke einstellen und in einer optischen Dipolfalle die Bewegung der Atome auf zwei Dimensionen einschränken, außerdem mit dem vorgestellten Gitter einzelne Potentialtöpfe realisieren. Mit Hilfe zweier separat agierender Digital Micromirror Devices (DMD) kann ein beliebiges Potential durch die Mikroskope auf die Atome aufgeprägt werden, dieser Aufbau fungiert somit als Quantensimulator. Dies ermöglicht uns die Untersuchung vieler für einen Computer rechenaufwändiger oder quantenmechanischer Problemstellungen in einem homogenen, zweidimensionalen Quantengases. [26] Da die Intensität des Laserstrahles, den wir für dieses Potential verwenden, nicht homogen ist, benötigen wir eine Lösung, um ein homogenes Potential einstellen zu können. Hierfür verwenden wir eine softwareregulierte Ansteuerung des DMD. Wie mehrere Autoren gezeigt haben, ist eine geschickte Modulation des Lichtstrahls, beispielsweise durch ein- und ausgeschaltete Spiegel des DMDs, möglich. [27,28] Hier wollen wir aus einem Potential, das wir auf die Atome einstrahlen wollen, und dem bekannten Intensitätsprofil des Laserstrahles eine ideale Spiegelansteuerung berechnen, die das gewünschte Potential realisiert. Hierfür beginnen wir mit der Vorstellung eines DMD, anschließend diskutieren wir den experimentellen Aufbau der beiden DMD. Hieraus ergibt sich der erste Teil des Projekts, die Berechnung einer Transfermatrix für die Transformation der jeweiligen DMD-Koordinaten zu den Atom-, bzw. Kamerakoordinaten. Mit dieser Vorarbeit werden wir aus den nun ermittelten Transfermatrizen einen Algorithmus entwickeln, der eine Ansteuerung des DMD für das gewünschte Potential berechnet.

### 5.1. Digital Micromirror Device

Digital Micromirror Devices (DMDs) sind eine Ansammlung von Mikrospiegeln, die durch elektrische Spannung zwischen zwei Zuständen geschaltet werden. Hierbei kann jeder einzelne Spiegel separat hin und her gekippt werden, sodass einzelne Teile eines Lichtstrahles adressiert werden können. Die eine Spiegelstellung wird hierfür für die Strahlpropagation genutzt und entspricht einer logischen 1, die andere Spiegelstellung führt in einen Beam Dump und entspricht einer logischen 0, wenn man den DMD als multiplikative Matrix für den Lichtstrahl auffasst. DMDs werden in Projektoren im Kino, aber auch immer häufiger in privaten Geräten und in Laserlaboren verwendet. Dementsprechend gibt es viele Dokumentationen zum Aufbau und der Funktionsweise, die hier nicht weiter vertieft werden soll. [27, 29] Befinden sich die Spiegel des DMD zu lange in einer Position, so können sie in dieser Position blockieren. Deshalb verwenden die DMDs einen Regelimpuls der regelmäßig den Zustand der Spiegel ändert, also diese zwei Mal umschaltet. Dies ist ein Hindernis für die Anwendung in ultrakalten Quantengasen, wo für kurze Zeiten der DMD ohne Unterlass funktionieren soll, um den benötigten Laserstrahl zu liefern. Eine Lösung hierfür bietet eine Lösung, die in dieser Arbeitsgruppe erarbeitet wurde. [30]

Für uns ist relevant, dass wir mit dem DMD in der Lage sind einzelne Teile des Laserstrahls nach Belieben propagieren zu lassen, bzw. abzublocken. Je nachdem, wo sich der DMD dabei befindet, kann so der Laserstrahl in der Fourierebene oder in der Objektebene modifiziert werden. Wir verwenden den DMD hier in der Objektebene, um Inhomogenität

ten des Querschnitts des Laserstrahls ausgleichen zu können. Mit An- und Aus-Schalten von einzelnen Spiegeln können wir so die Helligkeit in verschiedenen Bereichen anpassen. Hierfür verwenden wir einen DMD mit insgesamt  $1920 \times 1080$  einzelnen Spiegeln, damit wir kleinste Helligkeitsänderungen vornehmen können. Die Ansteuerung der DMDs verwendet hierfür eine Eingabematrix mit  $1920 \times 1080$  Einträgen, die entweder 1 oder 0 sind.

## 5.2. Experimenteller Aufbau

Der Aufbau im Experiment verwendet zwei DMDs, die durch das Mikroskop mit Licht der Wellenlänge  $\lambda = 532\text{nm}$  ein Potential auf die Atome aufprägen können. Entlang der gleichen Achse bilden wir ebenfalls auf eine Kamera mit einer Auflösung von  $512\text{px} \cdot 512\text{px}$  ab und können somit direkt die Position der Atome und damit das Potential abbilden. Der erste Schritt besteht darin, von den Koordinatensystemen der DMDs eine Transformation auf das Koordinatensystem der Kamera zu bestimmen. Hierdurch sind wir in der Lage die zu den gewünschten Potentialen gehörenden DMD-Steermatrizen zu berechnen. Außerdem können wir auch beide DMDs gemeinsam verwenden, um gemeinsam ein Potential zu zeichnen, dies ist jedoch noch in der Entwicklung.

## 5.3. Bestimmung der Koordinatentransformation

Im Folgenden werden wir die  $1920 \times 1080$  Spiegel des DMD nur noch als Matrix betrachten, genauer gesagt als Gitter mit festgelegten Punkten, die die Werte 0 oder 1 haben können. Selbiges tun wir mit dem Bild der Kamera  $I_{\text{Kamera}}$ , welches wir mathematisch als pixelweise Multiplikation von dem Beleuchtungsstrahl  $I_{\text{Laser}}$  und der Transferfunktion des DMD-Musters  $T_{\text{DMD}}$  mit einer anschließenden affinen Koordinatentransformation  $A$  verstehen.

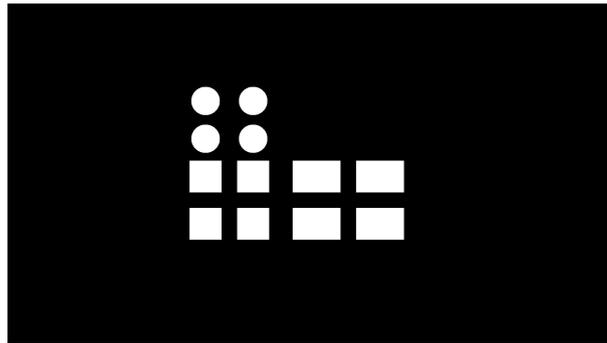
$$I_{\text{Kamera}} = A(I_{\text{Kamera}} \circ T_{\text{DMD}}) \quad (9)$$

Diese Transformation  $A$  wollen wir bestimmen. Hierfür bietet es sich an, ein Muster auf dem DMD anzuzeigen, dieses wird anschließend auf die Kamera abgebildet. Aus den Positionen der Objekte auf der Kamera und den entsprechenden Positionen auf dem DMD kann so die Transformation ermittelt werden.

Bei dieser Koordinatentransformation werden die Strukturen erhalten, sie können jedoch gestreckt, verschoben oder gedreht sein. Zusätzlich kann das Bild gespiegelt sein, diese Abbildung wird in der Mathematik durch eine Ähnlichkeitstransformation beschrieben. Eine Ähnlichkeitstransformation hat insgesamt fünf Freiheitsgrade, deshalb benötigen wir drei Punkte, um eine genaue Bestimmung der Transformation zu ermöglichen. [31]

Um den Computer direkt aus dem verwendeten DMD-Muster und dem aufgenommenen Bild die Transformation berechnen zu lassen, muss dieser die Punkte erkennen und einander zuordnen können. Hierfür lesen wir das Kamerabild ein und binarisieren das Kamerabild. Dadurch kann der Computer zwischen den Hintergrundpixeln und den Pixeln, auf denen Strukturen vom DMD zu finden sind, unterscheiden. Anschließend muss der Computer die Strukturen einander zuordnen. Wir geben auf den DMD drei verschiedene Objekte, die sich in der Größe und Form unterscheiden. Die Zuordnung überlassen wir dem Computer, dieser zählt in dem binären Bild die Anzahl der zusammenhängenden Pixel und sortiert die Objekte anhand dieser Zahl. Die kleinsten Objekte sind hierbei die

Kreise, die Quadrate sind die nächstgrößeren Objekte und am größten sind die Rechtecke. Für eine genauere Bestimmung der Transformation sind von jedem Objekt vier Stück vorhanden. Da der Computer beim binarisieren keine runden oder verkippten eckigen Objekte darstellen kann, wird die Mittelpunktbestimmung ungenau. Deshalb wird über sämtliche Pixel, die zum gleichen Objekt gehören, der Schwerpunkt bestimmt. Anhand dieser drei Schwerpunkte und den bekannten Positionen auf dem DMD berechnet der Algorithmus nun die Transformation und speichert diese für den nächsten Schritt ab, die Berechnung der optimalen DMD-Ansteuerung.



**Abb. 31: Muster zur automatischen Koordinatentransformationserkennung**

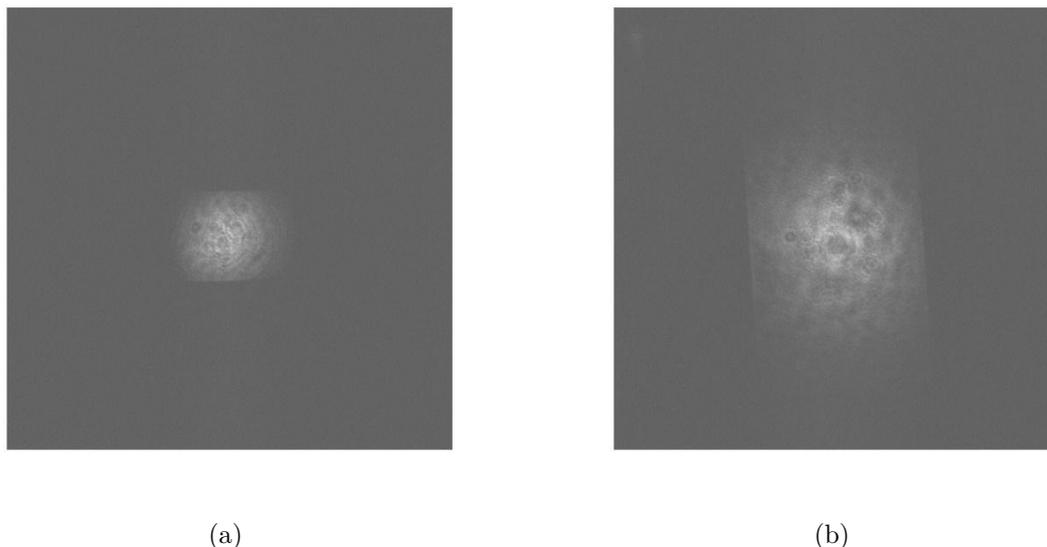
Das Muster ist so konzipiert, dass es im hellsten Bereich des Beleuchtungsstrahls auf beiden DMDs platziert ist. Es gibt drei Gruppen aus jeweils vier Elementen, die der Computer als Strukturen wahrnehmen kann und anhand der unterschiedlichen Pixel, die die Strukturen beinhalten, zuordnen kann. Die drei Schwerpunkte der Strukturgruppen werden mit den festgelegten Punkten im Muster abgeglichen und die entsprechende Koordinatentransformation von DMD zur Kamera bestimmt.

## 5.4. Softwareunterstützte DMD-Ansteuerung

Mit der Ansteuerung des DMD wollen wir aus dem inhomogenen Laserstrahl, der auf die DMDs fällt, eine vorgegebene Potentiallandschaft darstellen. Hierfür verwenden wir die bereits berechnete Transformation zwischen der Kamera und dem DMD-Koordinatensystem. Außerdem benötigen wir eine Aufnahme von dem Laserstrahl, der das Potential erzeugen soll, wir verwenden dafür eine Aufnahme, bei der alle DMD-Spiegel auf 1 gestellt werden. Dazu müssen wir noch ein Bild des gewünschten Potentials im Kamerakoordinatensystem besitzen. Zuerst beschäftigen wir uns mit der wichtigsten Frage: Woran machen wir fest, welche Spiegel auf 0 oder 1 geschaltet werden sollen?

Hierfür müssen wir den Intensitätsquerschnitt in Relation zum gewünschten Potential betrachten. Wollen wir in einem Bereich auf der Kamera, wo wenig Licht auftrifft, ein hohes Potential erzeugen, so müssen wir dort sämtliche Spiegel auf 1 stellen. Wir beginnen deshalb mit der Berechnung, auf welchem Kamerapixel das größte Verhältnis von gewünschtem Potential zu eingestrahlttem Licht zu finden ist. Dieser Quotient lässt sich direkt bilden, da beide Bilder im gleichen Koordinatensystem vorhanden sind, doch taucht sogleich die nächste Frage auf. Alle Spiegel, die auf diesen Pixel abbilden, sollen auf 1 gestellt sein, doch wie viele Spiegel werden in den benachbarten Pixeln auf 1 gestellt und welche von ihnen?

Wir werden einen kurzen Blick auf den Algorithmus werfen, um das generelle Vorgehen kurz zu erläutern. Wir berechnen zuerst, wie viel Helligkeit jeder einzelne Spiegel des



**Abb. 32: Strahlprofil auf DMD 1 und 2**

In (a) ist der Beleuchtungsstrahl bei Abbildung über DMD1 zu sehen, in (b) der Abbildungsstrahl über DMD2. Die Bilder sind einander ähnlich, jedoch sind sie um etwa  $90^\circ$  zueinander gedreht und etwa um den Faktor 2 in beiden Achsen gestaucht. Der vorgestellte Algorithmus kann die genaue Transformation berechnen. Zudem sind Gebiete von unterschiedlicher Helligkeit im Strahlprofil vorhanden. Der zweite Teil des DMD-Algorithmus wird durch geschickte Wahl von ein- und ausgeschalteten Spiegeln die Helligkeiten modulieren, um ein gewünschtes Intensitätsprofil zu realisieren.

DMD auf die Kamera abbildet und wie viel Helligkeit in jedem einzelnen Kamerapixel gewünscht ist. Anschließend beginnen wir in jeder Ecke der Kamera simultan und berechnen für jeden Kamerapixel, welche zu diesem Pixel gehörenden Spiegel idealerweise auf 1 stehen müssen. Anschließend fahren wir mit den benachbarten Spiegeln fort, bis alle Kamerapixel berechnet wurden.

Beginnen wir mit der Präparation vom Bild des gewünschten Potentials. Natürlich wollen wir das Potential so nah an der Realität wie möglich abbilden, allerdings sind uns hierbei keine steilen Kanten möglich. Wenn wir steile Kanten mit dem DMD abbilden, bedeutet dies, dass unser Laserstrahl ebenfalls Kanten besitzt. Beim weiteren Strahlverlauf wird durchläuft der Strahl mehrere Linsen und Spiegel, die hier wie eine Blende funktionieren. In der Fourierebene, die der Strahl zwangsweise in der Abbildung durchläuft, wirkt sich ein solcher Spiegel, eine Linse oder gar der Mikroskoptubus direkt auf das Kamerabild aus. Werden die großen Raumfrequenzen, die für eine steile Kante notwendig sind, abgeschnitten, bleiben die kleineren Raumfrequenzen übrig. Diese bilden in der Bildebene einen breiten Streifen im Bild wie in Abb. 31.

Deshalb glätten wir das Bild des gewünschten Potentials mit einem Gaußfilter. Nun müssen wir für jeden einzelnen Kamerapixel die gewünschte Helligkeit so skalieren, dass beim angesprochenen Maximum vom Verhältnis von gewünschtem Potential zu eingestrahlttem Licht die Summe der einzelnen, berechneten Pixelintensitäten gleich dem normierten Wert der gewünschten Helligkeit ist. Dies ist zwar rechnerisch möglich, bedeutet jedoch, dass wir das, was der Algorithmus im Kern tut, nämlich für jeden Kamerapixel Helligkeiten addieren, nochmals tun müssen. Deshalb verwenden wir eine weitaus einfachere Herangehensweise. Hierfür machen wir einen kurzen Exkurs zu Ähnlichkeitstransformationen in Matlab.



**Abb. 33: Erschaffung eines Potentials mit harten Kanten**

Die abgebildete Aufnahme stammt von der Bestimmung der Koordinatentransformation und die Spiegel sind nicht auf eine harte Potentialkante optimiert. Dennoch ist eine steile Kante des DMD-Spiegelmusters vorhanden und durch Abschneiden von Raumfrequenzen entstehen die Artefakte im Bild.

Zweidimensionale Ähnlichkeitstransformationen sind in Matlab Abbildungen von zweidimensionalen Koordinaten  $(u \ v \ 1)$  auf zweidimensionale Koordinaten  $(x \ y \ 1)$ . Hierbei werden die Koordinaten mit einer tform  $T$  multipliziert, einer nicht-singulären Matrix der

$$\text{Form } T = \begin{pmatrix} a & b & 0 \\ c & d & 0 \\ e & f & 1 \end{pmatrix}.$$

$$(x \ y \ 1) = (u \ v \ 1) \cdot \begin{pmatrix} a & b & 0 \\ c & d & 0 \\ e & f & 1 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Die Bausteine einer Ähnlichkeitstransformation sind Translation, Streckung und Rotation und lassen sich ebenfalls als Transformationsmatrizen darstellen. Diese lauten dann:

$$\text{Translation } T_T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ t_x & t_y & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{Streckung } T_{Str} = \begin{pmatrix} s_x & 0 & 0 \\ 0 & s_y & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{Rotation } T_R = \begin{pmatrix} \cos(\phi) & \sin(\phi) & 0 \\ -\sin(\phi) & \cos(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Eine beliebige tform  $T$  ist somit das Produkt der einzelnen Bausteine

$$T = T_T \cdot T_{Str} \cdot T_R. \quad (11)$$

Mit dem Determinantenmultiplikationssatz

$$|T_{Str}| = |T| / |T_T| / |T_R| = |T| = |a \cdot d - b \cdot c| \quad (12)$$

können wir die Determinante der Streckungsmatrix  $|T_{Str}|$  bestimmen, diese ist gleich dem Betrag des Produkts der Streckungsfaktoren in den beiden Achsen  $|s_x \cdot s_y|$ . Dieser Zahlenwert entspricht hierbei der Flächenänderung beim Wechsel zwischen den Koordinatensystemen und beschreibt in diesem Fall die Anzahl der DMD-Spiegel, die auf einen Pixel der Kamera transformiert werden.

Mit der Anzahl der DMD-Spiegel, die auf einen Kamerapixel fallen, können wir aus dem genannten Punkt, an dem alle Spiegel auf 1 stehen müssen, abschätzen, auf welchen Zahlenwert die gewünschte Helligkeit normiert sein muss. Da nicht alle Spiegel die Helligkeit 1 besitzen, sondern gerade benachbarte Spiegel ähnliche Helligkeiten aufweisen, multiplizieren wir diese gewünschte Helligkeit mit 0,9. Hierdurch können wir gewährleisten, dass im Punkt, in dem alle Spiegel an sein müssen, auch die gewünschte Helligkeit erreicht wird.

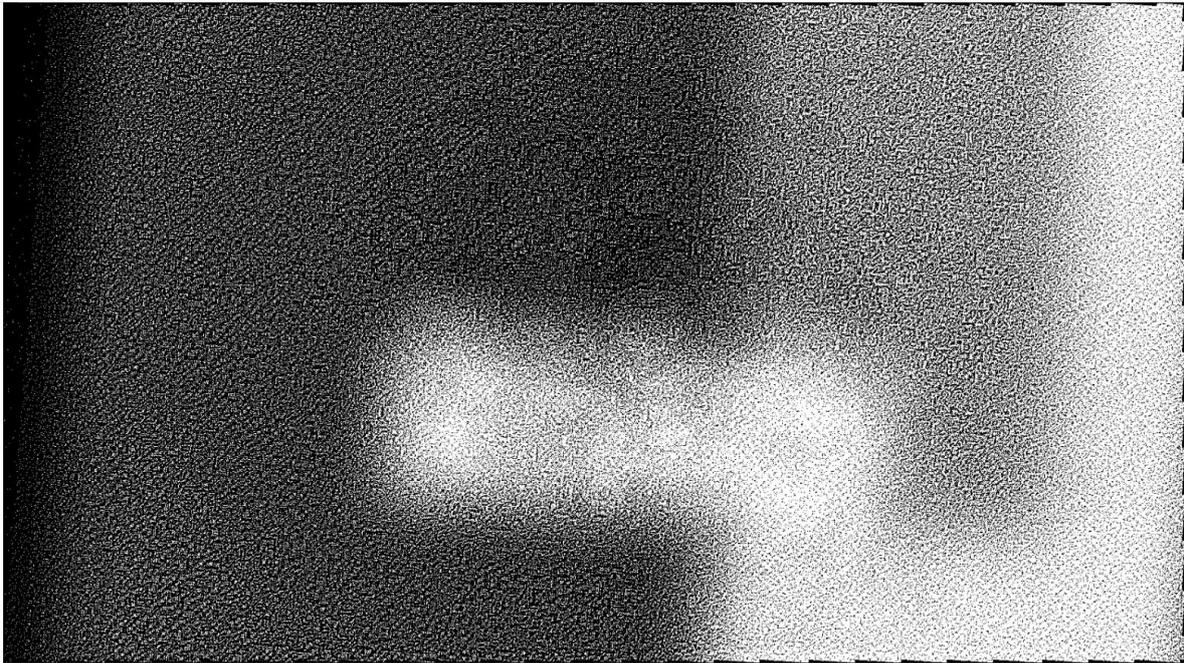
Anschließend folgt die Berechnung der Helligkeit, die jeder einzelne Spiegel des DMD zum Bild auf der Kamera beisteuert. Mit einer Transformation erhalten wir die Positionen der Kamerakoordinaten im Koordinatensystem des DMD, anschließend verwenden wir Interpolation, um die Werte an den Koordinaten der DMD-Spiegel zu bestimmen. Wir normieren diese Zuordnung, sodass der Spiegel mit der höchsten Intensität den Wert 1 erhält.

Nun beginnt der eigentliche Teil des Algorithmus, wir haben die Lichtintensität auf jedem einzelnen Spiegel bestimmt und außerdem wissen wir, wie viel Lichtintensität wir auf jedem Kamerapixel haben wollen. Wir teilen das auf der Kamera gewünschte Intensitätsbild in vier Quadrate und beginnen in jeder Ecke über jeden einzelnen Kamerapixel zu iterieren:

Wir nehmen uns alle Spiegel, die einen Beitrag zu diesem Kamerapixel leisten. Wir berechnen den Flächenüberlapp von dem Spiegel und dem Kamerapixel und multiplizieren diesen mit der Intensität, die auf den Spiegel trifft. Dies ist der Wert, den der Spiegel effektiv zum Kamerapixel beiträgt. Aus den Werten für diese Spiegel suchen wir eine Kombination von aus- und eingeschalteten Spiegeln, sodass die Summe ihrer Intensität dem gewünschten Wert möglichst nahekommt. Anschließend schreiben wir die Spiegel, welche auf 1 geschaltet werden sollen, in den Speicher und sperren alle bereits gesetzten Spiegel. Bei der nächsten Iteration beim benachbarten Kamerapixel sind nun schon sämtliche Pixel, die auch in den bereits bearbeiteten Kamerapixel hineinragen mit 0 oder 1 versehen. Die effektive Intensität dieser Spiegel nehmen wir mit in die Kalkulation für den neuen Pixel und berechnen auch hier die ideale Möglichkeit mit den verbleibenden Spiegeln die restliche, gewünschte Intensität zu erhalten. Dies iterieren wir für sämtliche Spiegel und erhalten am Ende eine Konfiguration, wie wir alle einzelnen Spiegel auszurichten haben, um das gewünschte Potential auf die Atome aufzuprägen, bzw. auf die Kamera abzubilden. Durch simultanen Beginn von allen vier Ecken der Kamera erhalten wir einen Überlapp auf den Pixeln, die an der vertikalen und horizontalen Bildhalbierenden liegen. Dadurch, dass wir sämtliche Spiegel abspeichern, die auf 1 gesetzt werden sollen, können am Ende auch Spiegel auf 1 stehen, die in Summe zu viel Intensität auf diese Kamerapixel abgeben. Dies lässt dadurch beheben, dass die Kamerapixel nur von einer Ecke aus nacheinander abgearbeitet werden, was den Algorithmus um etwa den Faktor 4 langsamer macht. Alternativ können die betreffenden Pixel zum Abschluss nochmals nachbearbeitet werden, dieser Teil ist jedoch noch nicht programmiert.

Die Ergebnisse des Algorithmus werden in dieser Arbeit nicht qualitativ untersucht, da das Experiment momentan mit anderen Messungen beschäftigt ist, die dieses Feature nicht benötigen. Um einen quantitativen Einblick in die Ergebnisse zu erhalten, werden wir an einem Beispiel zeigen, wie das zu einem angestrebten Potentialbild gehörende DMD-

Steuerbild aussieht.



**Abb. 34: Ansteuerungsbild für DMD2**

Im Bild zu sehen ist die Ansteuerung der einzelnen Microspiegel des DMD, das gesamte Bild besteht nur aus 1 und 0, den Signalen für jeden einzelnen Microspiegel. Zu erkennen ist einerseits die Kantenglättung, die im Algorithmus verankert ist, die Kanten der Struktur sind ausgewaschen. Außerdem kann man im Hintergrund einen Abdruck sehen, dieser entspricht dem Negativ des Beleuchtungsstrahls. Der Algorithmus gleicht die Bereiche, wo viel Licht auftritt, durch weniger auf 1 gestellte Microspiegel in diesem Bereich aus.

## 6. Streifenalgorithmus

### 6.1. Vom Quantengas zum sichtbaren Bild

Werfen wir noch einen kurzen Blick auf die beiden letzten Schritte im Experimentzyklus: die Abbildung der Atome und die anschließende Datenverarbeitung am Computer. Im Experiment werden die Lithium-Atome über mehrere Stufen auf einige 100nK gekühlt, und in der Experimentierkammer in das optische 2D-Gitter geladen. Mit Hilfe der Magnetfeldspulen kann das Magnetfeld in der Experimentierkammer variiert und somit über eine Feshbach-Resonanz die Wechselwirkung des Lithiums beeinflusst werden. Die Lithium-Wolke kann dadurch als Ansammlung von fermionischen Einzelatomen oder von bosonischen Molekülen aus jeweils zwei Lithium-Atomen realisiert werden. Die Abbildung mit einem Mikroskopobjektiv mit hoher numerischer Apertur bietet die Möglichkeit, die Teilchenwolke auf der Größenskala von einigen Ångström aufzulösen. Mit einem DMD können beliebige Potentialstrukturen für das 2D-System generiert werden, beispielsweise ein Kastenpotential.

Für die Abbildung der Atomwolke in unserem Experiment sind die Anforderungen an die Kamera vielfältig, so soll die Auflösung hoch sein, damit einzelne Atome in den Gitterplätzen detektiert werden können. Des Weiteren können an den Atomen nur wenige Photonen gestreut werden, bevor sie durch Rückstöße so stark beschleunigt werden, dass die Doppellerverschiebung größer als die Linienbreite des atomaren Übergangs wird. Damit kann nur ein geringes Signal gemessen werden, eine hohe Quanteneffizienz wird benötigt, um diese geringe Photonenzahl zu detektieren. Als letzte Anforderung soll die Kamera-Elektronik in der Lage sein, mit hoher Wiederholungsrate Bilder aufzunehmen. Bei Spin-sensitiven Messungen soll die Kamera zwei Bilder im Abstand von  $100\mu\text{s}$  aufnehmen und die Bilder sollen möglichst wenig Rauschen haben.

Bei diesem Aufnahmemodus verlassen wir den Anwendungsbereich, für den moderne Kameras ausgelegt sind. Die Kamera liest die Zeilen und Spalten nacheinander aus, hierbei variieren jedoch Offset und Gain der Ausleseelektronik zeitlich. Die Kamera nimmt hierfür zu jedem Bild ein Referenzbild, um die Schwankungen auf der Ausleseelektronik ausgleichen zu können. Mit der gewünschten sofortigen Aufnahme von zwei Bildern hintereinander, kann die Kamera jedoch nicht mehr die Referenzbilder aufnehmen und es erscheinen Streifen in den Bildern. Diese wollen wir in der digitalen Bildnachbearbeitung entfernen, ohne hierbei wesentliche Informationen über unser Quantensystem zu verlieren.

Wir werden zuerst die Aufnahme-prozedur für Absorptionsabbildungen bei ultrakalten Quantengasen darstellen. Anschließend wird der Aufbau der verwendeten Kamera analysiert, wir beginnen hierbei mit der Funktionsweise einer CMOS-Schaltung und dem Aufbau der Kameraelektronik. Zudem werden die verschiedenen Aufnahmemodi der Kamera erwähnt und der für uns relevante Modus auf seine Schwächen untersucht. Danach werden anhand eines mit der Kamera aufgenommenen Bildes die entstehenden Bildfehler, sowie deren Entstehung, diskutiert. Mit diesem Hintergrundwissen werden wir einen Algorithmus motivieren, der die Bildfehler in der digitalen Bildnachbearbeitung entfernen soll. Dieser Algorithmus wird konzeptionell und im Detail dargestellt und anschließend wird die Leistungsfähigkeit des Algorithmus durch verschiedene Kennzahlen untersucht werden.

## 6.2. Absorptionsabbildungen von ultrakalten Quantengasen

Gehen wir nun direkt zum Experiment, im Ultrahochvakuum befindet sich das ultrakalte Quantengas, welches wir mit der Kamera betrachten wollen. Hierfür wird die Atomwolke mit kohärentem Laserlicht beleuchtet und ein Absorptionsbild der Atomwolke aufgenommen. Mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz lässt sich so eine Relation zwischen der gemessenen Intensität  $I_1$ , der Intensität des Laserstrahls  $I_0$  und der Dichte der Atomwolke  $\sigma_{eff}$  herleiten. Es werden sowohl ein Bild mit den Atomen als auch ein Referenzbild ohne Atome für die Dichtebestimmung benötigt. Hierbei ist die Dichte  $\sigma_{eff}$  proportional zum Extinktionskoeffizienten  $E_\lambda$  aus dem Lambert-Beer'schen Gesetz.

$$\sigma_{eff} \propto E_\lambda = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_1}\right) \quad (13)$$

Für die Abbildung soll eine Momentaufnahme der Atome geschehen, die Bewegung der Atome während der Belichtungszeit soll möglichst gering sein. Hierfür wird die Belichtungszeit entsprechend verringert, die Intensität des Beleuchtungslasers wird erhöht, damit die gleiche Streurrate der Photonen an den Atomen erreicht wird. Die hier beschriebene optische Dichte der Atomwolke kommt durch einen atomaren Übergang des Lithiums, welcher das eingestrahelte Licht absorbiert. Die Streurrate  $\gamma(s)$  an diesem optischen Übergang lässt sich durch

$$\gamma(s) = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0} \quad (14)$$

mit der natürlichen Linienbreite des Übergangs  $\Gamma$  und dem Sättigungsparameter  $s_0 = \frac{I_{in}}{I_{sat}}$  beschreiben. Durch die hohe Intensität des Lasers wird nun die Sättigungsintensität des atomaren Übergangs  $I_{sat}$  relevant. Des Weiteren kann die Intensität des Laserstrahls an der Position der Atomwolke weder direkt gemessen werden, noch kann garantiert werden, dass die Polarisation des Laserstrahls wie gewünscht ist. Somit trägt nur eine effektive Sättigungsintensität  $I_{sat}^{eff}$  zum Gesamtsignal bei. Die Bestimmung der effektiven Sättigungsintensität sowie die Herleitung der theoretischen Grundlagen wird in einer früheren Veröffentlichung der Arbeitsgruppe beschrieben. [32] Dieser Korrekturterm zum Lambert-Beer'schen Gesetz fließt direkt in die Berechnung der optischen Dichte der Atomwolke ein. Nochmals zusammengefasst benötigen wir zwei Bilder, eines ohne Atomwolke als Referenzbild (in Zukunft „Bright“ genannt) und eines mit der Atomwolke als Signalbild („Atoms“). Anschließend werden wir aus diesen Bildern die optische Dichte der Atomwolke bestimmen.

Sei  $z$  die Achse entlang des Beleuchtungslasers,  $n(x,y,z)$  die reale Dichte der Atomwolke am Ort  $(x,y,z)$  und  $n_{2D}(x,y)$  die entlang  $z$  aufintegrierte Dichte der Atomwolke. Mit den einzelnen Pixelwerten von Bright $(x,y)$  und Atoms $(x,y)$  lässt sich die optische Dichte der Wolke in der Ebene  $(x,y)$

$$od(x,y) = \sigma_{eff} n_{2D}(x,y) = -\ln\left(\frac{I_{out}(x,y)}{I_{in}(x,y)}\right) + \frac{I_{in}(x,y) - I_{out}(x,y)}{I_{sat}^{eff}} \quad (15)$$

berechnen. Wie in Kapitel 7.4 beschrieben wird durch die Funktionsweise der Kamera ebenfalls zu jedem Bright/Atoms ein Referenzbild für die Dunkelbelichtung aufgenommen, dieses bezeichnen wir mit DarkBright, bzw. DarkAtoms. Um das Originalsignal zu erhalten, müssen wir diese Dunkelbilder von den entsprechenden Signalbildern subtrahieren. Die Berechnung der Dichte der 2D-Atomwolke an jedem einzelnen Pixel  $(i,j)$

$$\sigma_{eff} n_{2D}(i, j) = \ln \left( \frac{Bright(i, j) - DarkBright(i, j)}{Atoms(i, j) - DarkAtoms(i, j)} \right) + \frac{(Bright(i, j) - DarkBright(i, j)) - (Atoms(i, j) - DarkAtoms(i, j))}{C_{sat}^{eff}} := Reinaudi(i, j) \quad (16)$$

erfolgt anschließend mit der effektiven Sättigungszahlrate  $C_{sat}^{eff}$ . [32] Wir betrachten im weiteren Verlauf nur noch das sogenannte Reinaudi-Bild, welches proportional zu der Dichte der Atomwolke ist.

### 6.3. Funktionsweise von sCMOS Kameras

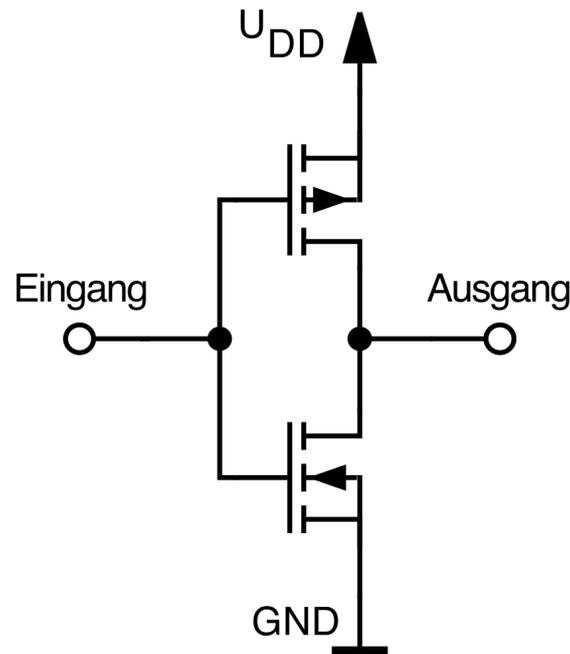
Im Experiment findet die Abbildung der Atomwolke durch einen Beleuchtungslaserstrahl auf die Kamera statt. Aufgrund des im Vergleich zur verwendeten Lichtstärke geringen Signals wird eine Kamera mit hoher Sensitivität benötigt. Moderne Kameras für diesen Anwendungsbereich verwenden hierfür eine von zwei grundsätzlich verschiedenen Elektronikschaltungen.

„Für die Erfindung eines bildgebenden Halbleiterschaltkreises - dem CCD-Sensors“ (charge coupled device) wurde 2009 der Nobel-Preis in Physik an Willard S. Boyle und George E. Smith vergeben. [33] In Videokameras oder Digitalkameras lassen sich solche CCD-Sensoren wiederfinden. Für Aufnahmen bei weniger Signal, also einer geringeren Photonenzahl, wird das Signal mit einem Elektron-Multiplikator noch verstärkt, man erhält so einen EMCCD-Sensor (electron multiplying charge-coupled device). [34]

Einen anderen Ansatz liefert der sCMOS-Sensor, der auch in der verwendeten Andor Zyla Kamera zum Einsatz kommt. Hierbei wird zu Beginn der Bildaufnahme auf einen Kondensator im Sensor eine Spannung aufgebracht und der Sensor durch ein Belichtungssignal scharf geschaltet. Die einfallenden Photonen entladen den Kondensator, sodass eine Restspannung in Abhängigkeit von der eingestrahnten Leistung erhalten bleibt. Diese Restspannung wird anschließend für jeden Kamerapixel, auf dem sich ein einzelner, separater Sensor befindet, ausgelesen und, umgewandelt in einen digitalen Helligkeitswert, abgespeichert. Wir werden uns nun den Aufbau der Andor Zyla Kamera im Detail ansehen, vorher jedoch beginnen wir mit den Grundlagen der CMOS-Technik.

CMOS steht für complementary metal-oxide-semiconductor, wie schon im Namen beschrieben werden hierbei p-Kanal- und n-Kanal-Metall-Oxid-Halbleiter

-Feldeffekttransistoren (MOSFET) gemeinsam verwendet. sCMOS (scientific CMOS) ist eine 2009 erstmals vorgestellte Weiterentwicklung der CMOS-Technologie durch die Firmen Andor Technology, Fairchild Imaging und PCO Imaging. Im Vergleich zur normalen CMOS-Technologie wird hierbei das Rauschen verringert, die Bildrate, der Kontrastumfang, die Quanteneffizienz, sowie die Auflösung werden erhöht. Wir betrachten die CMOS-Technologie und sehen uns zuerst einen simplen Invertierer an. Für ein Nicht-Gatter werden so jeweils ein p-Kanal- und n-Kanal-MOSFET mit der gleichen Steuerspannung, dem Eingangssignal, kombiniert. Je nach eingehender Spannung schaltet so jeweils nur einer der beiden MOSFET in den leitenden Zustand. Ist die Eingangsspannung niedrig, so sperrt der untere n-Kanal-MOSFET, der obere p-Kanal-MOSFET wird leitend und auf dem Ausgangssignal liegt die Versorgungsspannung UDD an. Umgekehrtes gilt für eine angelegte höhere positive Spannung, je nach Schaltkreis über 1V, hier wird das Ausgangssignal auf Masse gezogen.



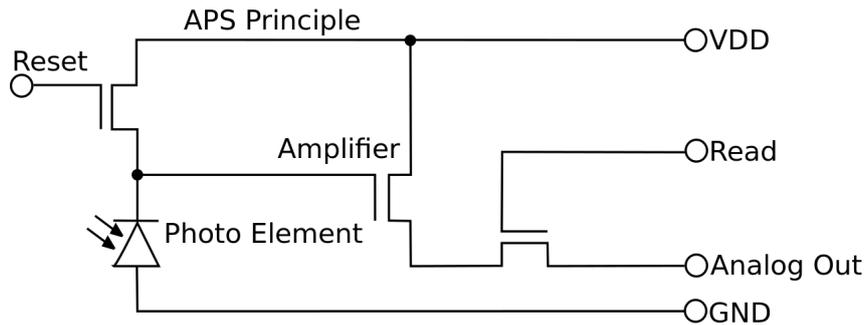
**Abb. 35: CMOS Invertierer**

Bei CMOS-Schaltkreisen schaltet mindestens einer der MOSFET in den leitenden Zustand. Beim CMOS-Invertierer schaltet bei niedriger Signalspannung der obere MOSFET leitend, es wird  $U_{DD}$  ausgegeben. Bei HIGH als Eingangssignal schaltet der untere MOSFET und der Ausgang wird auf Ground gesetzt. [35]

Das Prinzip in der CMOS-Technik ist stets das gleiche, je nach angelegter Spannung schaltet einer oder mehrere der verwendeten MOSFETs in den leitenden Zustand. Für einen Sensor, wie er in einer Kamera verwendet werden kann, wird ein Aufbau mit drei n-Kanal-MOSFET verwendet. Für eine Bildaufnahme wird eine Spannung über der Photodiode aufgebaut. Anschließend folgt die Belichtung des Sensors, hierbei sinkt der Widerstand der Photodiode und die Sperrschichtkapazität wird entladen. Diese Restkapazität wird über den Verstärker an den Analogausgang weitergegeben und kann weiter verstärkt oder digitalisiert werden.

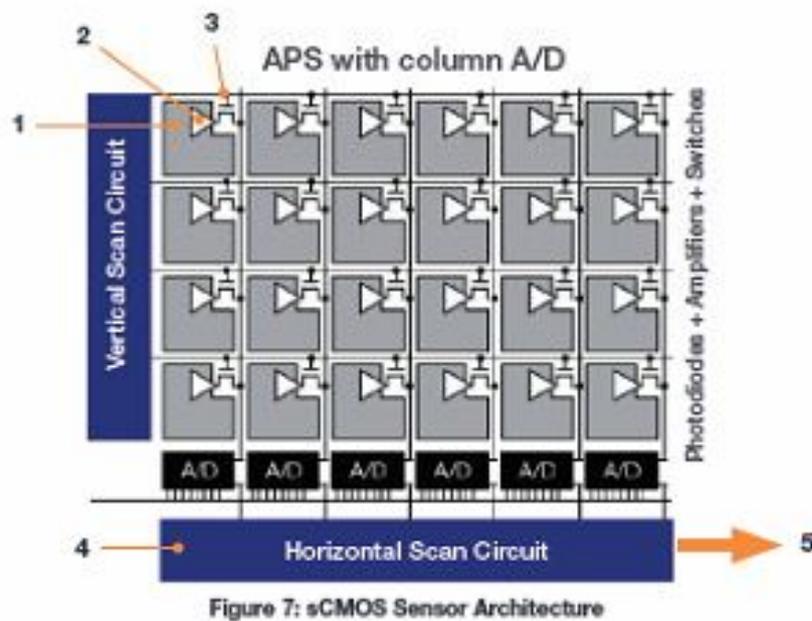
Die Andor Zyla 5.5 sCMOS Kamera ist wie folgt aufgebaut:

Sie besteht aus insgesamt  $2560 \times 2160$  einzelnen Pixeln, auf denen sich eine Schaltung, ähnlich der in Abb. 34 beschriebenen, befindet. Je nach eingestrahelter Lichtleistung wird Ladung ansammelt. Anschließend wird diese Ladung zu einer analogen Spannung umgewandelt, dies findet direkt auf jedem Pixel separat statt. Dazu befindet sich an jedem Pixel eine Speichereinheit, die am Ende der Belichtungszeit die akkumulierte Ladung zwischenspeichert. Diese Speichereinheit wird hierbei zwei Mal ausgelesen, vor dem Schreiben der akkumulierten Ladung um einen Referenzwert zur Rauschunterdrückung zu erhalten und anschließend um das eigentliche Signal zu messen.



**Abb. 36: Schematische Zeichnung eines aktiven Pixelsensors**

Es gibt hier ebenfalls einen Masse- (GND) und einen Versorgungsspannungsanschluss (VDD), des Weiteren einen Analogausgang und zwei Steuersignale. Diese umfassen das Belichtungssignal (Reset), sowie das Auslesesignal (Read). Soll ein Bild aufgenommen werden, so erfolgt das Belichtungssignal, mit dem die Spannung über der Photodiode  $U_{ph}$  auf die Differenz von Versorgungsspannung  $V_{DD}$  und Schwellenspannung des Transistors  $U_{th}$  gesetzt wird. Anschließend folgt die Belichtung des Sensors, hierbei sinkt der Widerstand der Photodiode und die die Sperrschichtkapazität wird so proportional zur Bestrahlungsstärke und Belichtungszeit entladen. Mit dem nachfolgenden Auslesesignal (Read) wird ein zur noch vorhandenen Sperrschichtkapazität proportionaler Teil der Versorgungsspannung durch den Verstärker (Amplifier) an den Analogausgang weitergegeben. Die Differenz von der über der Photodiode angelegten Spannung  $U_{ph}$  und diesem Signal liefert die Helligkeit an einem einzelnen Pixel und kann nun weiterverarbeitet werden, beispielsweise weiter verstärkt oder digitalisiert werden. [36]

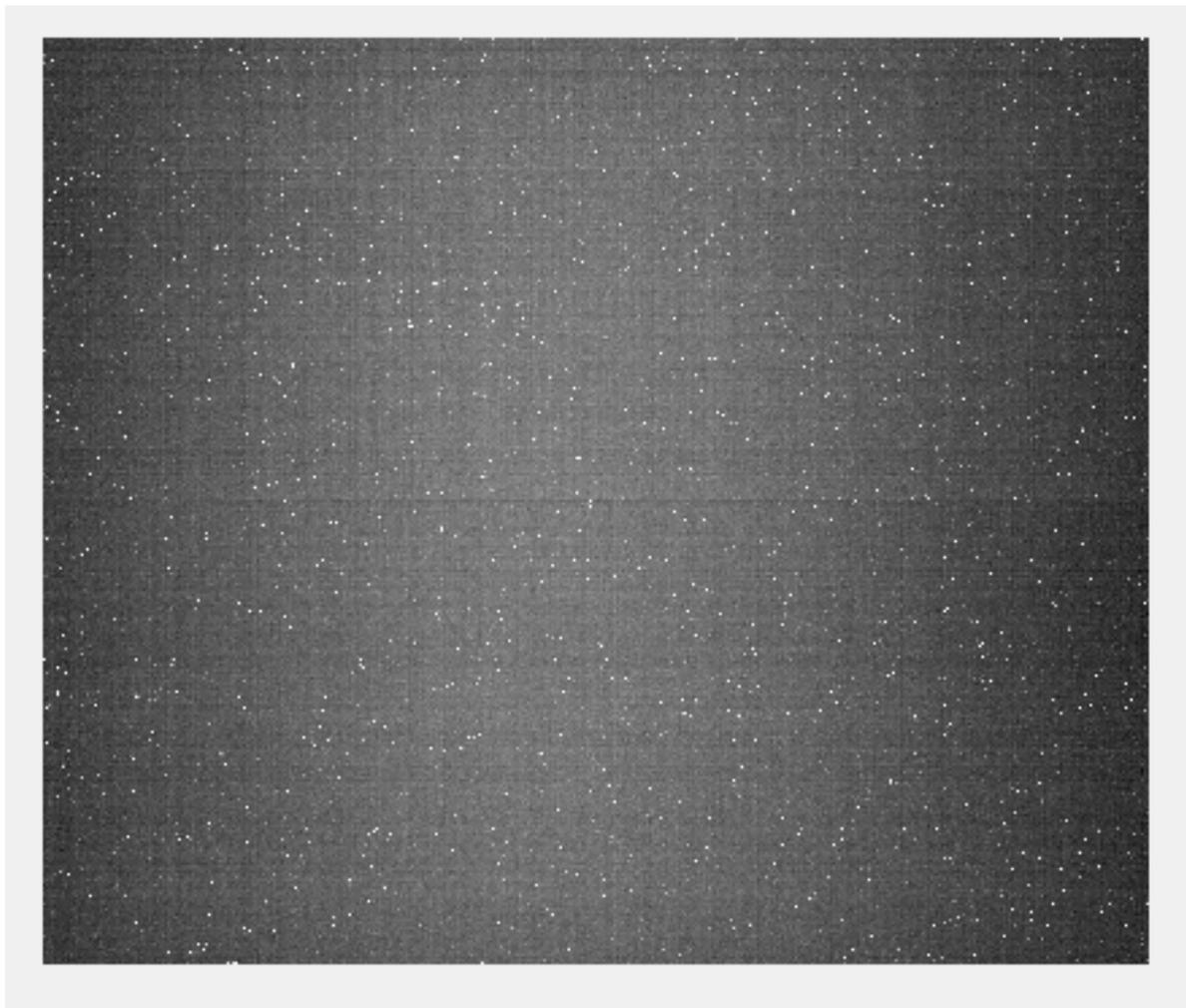


**Abb. 37: Aufbau der Andor Zyla**

Auf jedem einzelnen Pixel befindet sich ein aktiver Sensor, der auf ein Belichtungssignal wartet. Wenn dieses Signal gegeben wird, fängt der Sensor an zu belichten, am Ende der Belichtungszeit schreibt er den Wert in eine Speichereinheit, die ebenfalls auf jedem Pixel vorhanden ist. Die Ausleseelektronik steuert über Busse die Speichereinheiten nacheinander an und liest deren Werte aus. Diese werden digitalisiert, anschließend wird ein ebenfalls aufgenommenen Referenzwert von jedem einzelnen Pixel abgezogen, um Rauschen zu unterdrücken. [37, S. 16]

## 6.4. Durch Aufnahmemodus induzierte Bildfehler

Über den gesamten Kamera-Chip verteilt befindet sich Busse, die jeweils eine Spalte der Pixel mit der Ausleseelektronik verbinden. Die analoge Spannung in den Speichereinheiten der einzelnen Pixel wird so über den Bus zu den dargestellten Analog-Digital-Wandlern übertragen und anschließend verstärkt, ausgelesen und digital abgespeichert. Jeder einzelne Pixel liegt hierbei an einer zentralen Versorgung für die Versorgungsspannung. Beim Auslesen jeder Spalte wird ein anderer Analog-Digital-Wandler verwendet, deren Verstärkung und Offset unterschiedlich sein kann und zusätzlich noch aufgrund von Schwankungen in der Referenzspannung zeitlich variieren kann.



**Abb. 38: Aufnahme mit der Zyla ohne Filter**

Im Bild lässt sich deutlich ein Hintergrund ausmachen, der ähnlich einem Bergkamm in vertikaler Richtung geformt ist. Zusätzlich sind Hotpixel im Bild verteilt. Der Hintergrund ist sehr rauscharm und wird bei unserer Aufnahmemethode automatisch herausgerechnet. Die heißen Pixel sind zum Teil defekte Pixel, zum Teil statistisches Rauschen und für uns nicht zugänglich. Des Weiteren sind im Bild Streifenmuster zu erkennen, welche wir herausfiltern werden.

Dies wird vom Hersteller nicht weiter diskutiert, dem Bild nach zu urteilen wird die Referenzspannung zentral an die Analog-Digital-Wandler angelegt und fällt zur Seite ab, dadurch ergibt sich in den Dunkelbildern ein Helligkeitsverlauf.

Man beachte, dass jeder Pixel einen eigenen Eingang für das Steuersignal zur Belichtung hat, sodass nur Ladung durch eingestrahktes Licht generiert wird, solange dieses Steuersi-

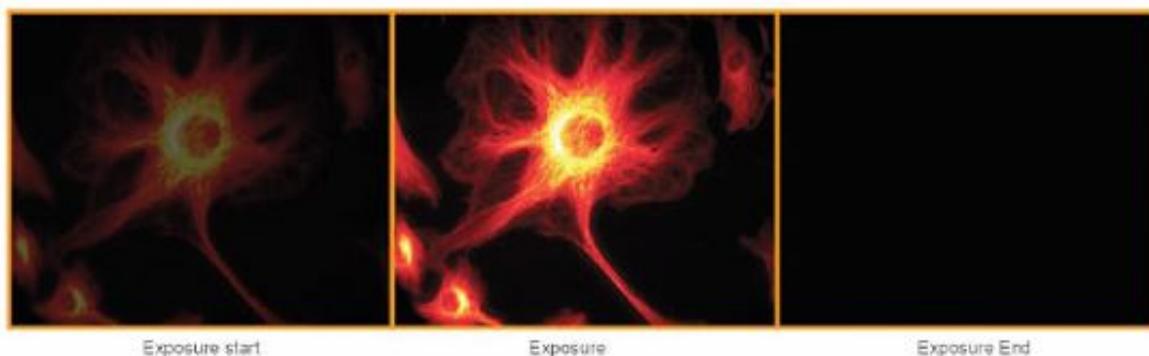
gnal High ist. Somit kann jeder einzelne Pixel individuell belichtet werden. Dies wird für zwei verschiedene Aufnahmemodi genutzt. So gibt es den „Rolling shutter mode“, hierbei wird jede Reihe nacheinander belichtet und ausgelesen, sodass die Ausleseelektronik möglichst wenig Totzeit hat und die Aufnahme­frequenz maximal wird.



**Abb. 39: Bildaufnahme im „Rolling shutter mode“**

Beim „Rolling shutter mode“ wird nacheinander jede einzelne Pixelreihe belichtet und in der gleichen Reihenfolge ausgelesen. Die Reihen werden hierbei von der Mitte nach Außen ausgelesen. Der Modus liefert die maximale Bildaufnahme­rate bei geringem Rauschen, da die Referenzwerte zu jedem Pixel direkt vor dem Rauschen verursachenden Speicherzugriff ausgelesen werden. [37, S. 18]

Beim „Global shutter mode“ werden alle Pixel simultan belichtet, dies hat Vorteile, wenn man einen echten Schnappschuss des Systems nehmen möchte, beispielsweise für eine dreidimensionale Rekonstruktion eines Moleküls oder für eine Momentaufnahme eines ultrakalten Quantengases. Beide Aufnahmemodi haben eine eigene Strategie, um das Rauschen bei den Referenzspannungen zu unterdrücken.



**Abb. 40: Bildaufnahme im „Global shutter mode“**

Im „Global shutter mode“ wird eine Momentaufnahme gemacht, hierbei können die Referenzwerte jedoch nicht ausgelesen werden und das Rauschen erhöht sich. Die Kamera nimmt als Referenzwert ein komplettes, zweites Bild, sodass die maximale Bildrate bei diesem Modus nur halb so groß wie beim „Rolling shutter mode“ ist. [37, S. 19]

Beim „Rolling shutter mode“ wird jede Reihe einzeln nacheinander belichtet und ausgelesen, dabei werden die folgenden Schritten abgearbeitet:

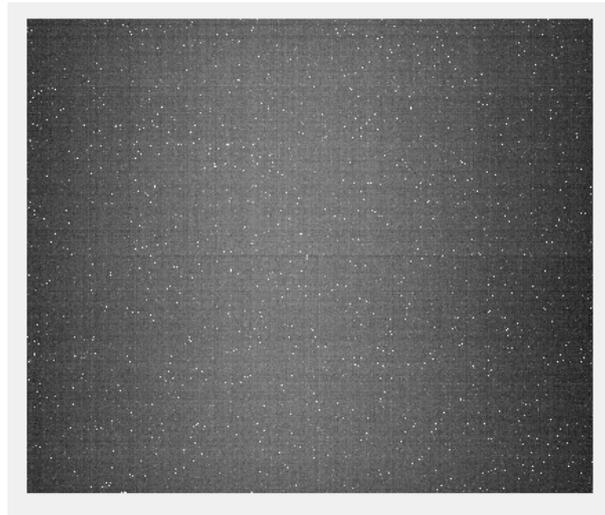
- 1) Die Speichereinheit im Pixel wird zurückgesetzt.
- 2) Es folgt die Belichtung des Pixels, bevor die akkumulierte Ladung in den Speicher geschrieben wird, wird die Ladung der Speichereinheit von der Ausleseelektronik gemessen (Referenz).
- 3) Mit dem Auslesesignal wird die verbleibende Ladung in der Speichereinheit des adressierten, einzelnen Pixels über den Bus an die Ausleseelektronik übertragen.
- 4) Die angelegte Spannung an der Ausleseelektronik wird digitalisiert und gemessen (Signal).
- 5) Das echte Signal wird durch Differenz von Signal- und Referenzspannung gebildet.

Dieser Prozess wird CDS (Correlated Double Sampling) genannt und ist notwendig, da beim Zurücksetzen der Ausleseelektronik in Schritt 1 eine andere Referenzspannung erreicht wird. Deshalb muss diese vor jeder Messung einer Pixelspannung ausgelesen und als Referenzwert gespeichert werden.

Beim „Rolling shutter mode“ können diese Schritte wiederholt werden, bis der komplette Sensor ausgelesen wurde. Die einzelnen Reihen werden nacheinander belichtet und können nacheinander ihre Referenzspannungen und Signalspannungen auslesen lassen.

Beim „Global shutter mode“ ist dies nicht möglich. Sämtliche Pixel werden hier gleichzeitig belichtet und es müssten von allen Pixeln die Referenzspannungen der Speichereinheiten ausgelesen, bevor anschließend das Signal von allen Pixeln gemessen wird. Die Lösung hierfür bietet die Aufnahme eines kompletten Referenzbildes, um das Referenzlevel für jeden einzelnen Pixel zu speichern. Anschließend wird das Referenzbild von dem Signalbild abgezogen, um das echte Bild zu erhalten. Aufnahmen mit diesem Modus bedeuten, dass vor jedem Bild ein Referenzbild aufgenommen werden muss, um die Referenzspannungen zu speichern. Dies verhindert eine Beobachtung eines im System induzierten Spin-Flips. Hierfür wollen wir ein Bild vom System direkt vor dem Spin-Flip und  $105\mu s$  später aufnehmen, direkt nach dem Spin-Flip. Ein von Tilman Lennart Sobirey programmierter Aufnahmemodus ermöglicht uns die Aufnahme mit dem gewünschten Zeitabstand, erhöht auch das Rauschen im Bild. Dieser Kameramodus belichtet das erste Signalbild für  $5\mu s$ , schreibt die Werte in den Speicher und belichtet anschließend für das zweite Bild für  $10ms$ . Wir stellen den Beleuchtungslaserstrahl jedoch nach  $T = 5s$  Beleuchtungszeit ab und nehmen ein Dunkelbild auf, während das erste Bild aus dem Speicher ausgelesen wird. Anschließend lesen wir das zweite Bild aus und haben zwei direkt nacheinander aufgenommene Bilder. Um die Dunkelbelichtung herausrechnen zu können, nehmen wir anschließend mit den gleichen Zeitintervallen Dunkelbilder. Diese subtrahieren wir von den Signalbildern und erhalten so die bereinigten Absorptionen mit und ohne Atome. Das zugehörige Referenzbild zu den einzelnen Kameraaufnahmen kann hierbei wie erwähnt nicht vor den jeweiligen Bildern aufgenommen werden. Wir nehmen das Referenzbild als fünftes und letztes Bild auf. Hierbei sind das Referenzbild und die Dunkelbilder zeitlich einige Millisekunden von den Signalbildern getrennt. Da diese Bilder voneinander subtrahiert werden, sorgt Rauschen auf der Ausleseelektronik für Linienmuster in den Bildern. Dies ist in der Differenz von Dunkelbild und Referenzbild sichtbar, für ein hieraus berechnetes Reinaudi-Bild pflanzen sich die Fehler fort.

Diese Bildfehler wollen wir mit dem vorgestellten Algorithmus beheben.

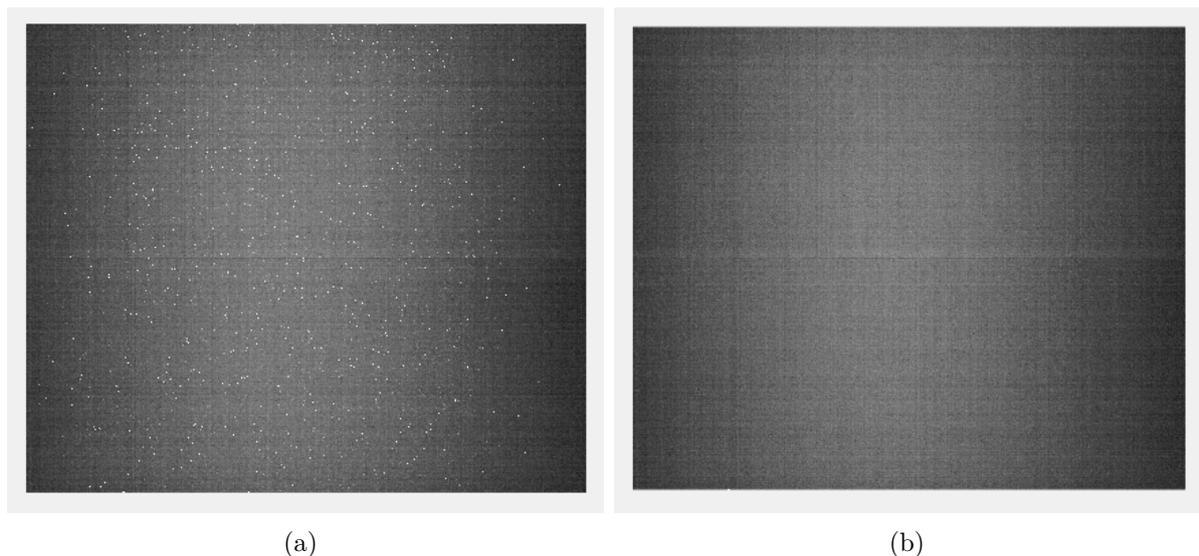


**Abb. 41: Dunkelbild ohne Filter**

Dunkelbild mit Korrektur durch Referenzbild, hierbei wurde kein weiterer Pixelfilter verwendet.

Befassen wir uns weiter mit der Ausleseelektronik der Kamera, schließlich brauchen wir ein vollständiges Verständnis der Effekte, die später mit einer Softwarelösung bereinigt werden sollen.

Da im Gegensatz zu einer CCD-Kamera jeder einzelne Pixel eine eigene Elektronik besitzt, um aus Ladung Spannung zu erzeugen und diese dann durch in jeder Spalte unterschiedliche Verstärker und Analog-Digital-Wandler weitergeleitet werden, ist das Rauschen hier für jeden Pixel unterschiedlich. Das Rauschen beträgt im Median 1.38 Elektronen pro Pixel [37, S. 22], außerdem kommen noch andere Fehlerquellen dazu. So sind einige Pixel defekt oder so genannte Hotpixel, diese können von der Kamera-Software herausgefiltert werden. Hierfür hat die Kamera zwei Filter, den sogenannten „spurious noise filter“ und den „blemish filter“. Der „spurious noise filter“ sucht nach einzelnen Pixeln, die einen deutlich zu hohen oder zu niedrigen Wert im Vergleich ihrer Nachbarn haben, als wären sie durch Salt-and-Pepper-Rauschen entstanden. Der „blemish filter“ sucht ebenfalls nach Hotpixeln, die viel Rauschen im Vergleich zu ihren Nachbarn besitzen oder nach der Fertigung als defekt klassifiziert wurden. In der Dokumentation der Kamera finden sich keine genaueren Beschreibungen. Testaufnahmen mit der Kamera zeigen, dass die Filter die abweichenden Pixel in unterschiedlichen Helligkeitsbereichen zuverlässig erkennen. So funktioniert der „spurious noise filter“ besser bei niedriger Helligkeit und der „blemish filter“ besser bei höherer Lichteinstrahlung.

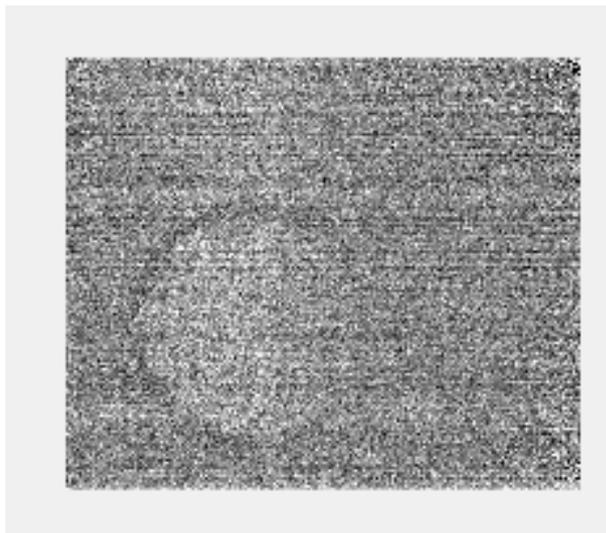


**Abb. 42: Dunkelbilder mit „spurious noise filter“ und mit beiden Filtern**  
 Der „spurious noise filter“ verbessert in den dunklen Randbereichen das Rauschen deutlich. Gemeinsam mit dem „blemish filter“ können auch in den hellen Bildbereichen Pixelfehler behoben werden.

## 6.5. Motivation für eine softwaregestützte Bildnachbearbeitung

Wie in den vorherigen Kapiteln mehrmals angedeutet wurde, sorgt der elektronische Ausleseschaltkreis der Kamera an mehreren Stellen für Rauschen. Dieses Rauschen kann durch Wahl eines anderen Kamera-Systems vermindert werden, so haben EMCCD-Kameras, wie sie vornehmlich in der Astronomie verwendet werden, ein geringeres Rauschen, bieten jedoch nicht die Möglichkeit, die Bilder mit der benötigten Taktrate aufzunehmen. [38–40] Generell schlägt sich Rauschen auf den Referenzspannungen von Analog-Digital-Wandlern und Verstärkern in Form von Offset- und Gain-Modifikation in den Reihen und Spalten des Bildes nieder. Durch die zeitliche Trennung von Referenzbild (DarkBright/DarkAtoms) und Signalbild (Bright/Atoms) wird der Mechanismus der Kamera, der dieses Rauschen unterdrücken soll, behindert. Außerdem wird zur Berechnung der Dichte wieder die Differenz zweier aufgenommener Bilder, bzw. der Logarithmus ihres Quotienten genommen. Auch hier wird so die Anfälligkeit gegenüber Rauschen der Referenzspannungen erhöht. Durch die geringe Dichte der Atomwolke ist das Signal-Rausch-Verhältnis sehr gering. Deshalb ist das Auftreten des Rauschens deutlich sichtbar in den aus den Aufnahmen berechneten Reinaudi-Bildern im Vergleich zur Signalstärke der Atomwolke.

Das Rauschen auf den einzelnen Pixel ist vollkommen zufällig verteilt und mathematisch nicht zugänglich, ohne Systeminformationen zu verlieren. Das Rauschen beim Auslesen der einzelnen Reihen und Spalten ist jedoch hochgradig korreliert, da viele Pixel den gleichen Fehlerwert erhalten. Diese Korrelation von benachbarten Reihen- und Spaltenmodulationen sollte es ermöglichen, die Abweichungen zu bestimmen und das Bild zu korrigieren. Das unverfälschte Bild, welches ohne Fehler auf der Kamera abgebildet werden würde, ist im mathematischen Sinne glatt. Hier gibt es keine Reihen und Spalten, welche einen anderen Gain oder Offset besitzen. Dies ermöglicht es, im Bild auftretende linienartige Strukturen den Bildfehlern zuzuordnen, da diese durch Gain- und Offsetmo-



**Abb. 43: Reinaudi-Bild vom 20.08.2018**

Das hier berechnete Reinaudi-Bild ist das Ergebnis eines Testlaufs mit der Andor Zyla. Der Ring aus Atomen ist deutlich sichtbar, aber vor allem sind horizontale Streifen im Bild vorhanden. Diese wollen wir mit Bildnachbearbeitung entfernen.

difikatoren in den Zeilen und Spalten entstehen. So lässt sich für jeden Pixel  $(x,y)$  dieser Fehler beschreiben als:

$$KameraBild(x, y) = a_x * a_y * Realität(x, y) + c_x + c_y \quad (17)$$

Wir werden nun das Realitätsbild mit einem Glättefilter simulieren und anschließend das Kamera-Bild mit den bestmöglichen Gain- und Offsetmodifikatoren  $a_x$ ,  $c_x$ ,  $a_y$  und  $c_y$  hieran fitten. Wenden wir diese Gain- und Offsetmodifikatoren auf das Kamera-Bild an, erhalten wir so ein fast glattes Bild, welches noch die Strukturen der ursprünglichen Aufnahme besitzt.

## 6.6. Funktionsweise des Streifen-entfern-Algorithmus

Um die Streifen aus dem Bild zu entfernen wurde ein Algorithmus entwickelt. Im Folgenden sollen die notwendigen Anforderungen an den Algorithmus diskutiert werden. Ziel ist es darzulegen, welche Anforderungen es gibt und warum der Algorithmus in seiner aktuellen Form diese Anforderungen erfüllt. Es gibt verschiedene Einstellungsparameter, die je nach experimentellen Bedingungen andere Optima haben können. Im Anschluss an dieses Kapitel wird der Algorithmus auf seine Leistungsfähigkeit untersucht, hierbei werden auch die verschiedenen Einstellungsparameter und ihre Einflüsse auf die Performance beleuchtet.

### A) Generierung des „besten“ Realität-Bildes

Es gibt zahllose Algorithmen, um ein Bild zu glätten, gesucht wird ein Algorithmus, der eine kurze Berechnungsdauer mit einem ausgewogenen Verhältnis von Bildglättung und Strukturhaltung kombiniert.

### B) Finden des globalen Optimums in endlicher Zeit

Idealerweise findet die Auswertung der aufgenommenen Bilder direkt während des Experimentzyklus statt, sodass auch eine in-situ-Kalibration des Experiments möglich ist. Ein Zyklus dauert circa 15 Sekunden, mit Berücksichtigung der benötigten Zeit der Bildübertragung auf den Computer und der menschlichen Überprüfung der erhaltenen Bilder soll der Algorithmus also unter 10 Sekunden für eine Bildrekonstruktion benötigen.

### C) Optimale Wahl der Einstellungsparameter

Der Algorithmus ist chronologisch um mehrere Features erweitert worden, dementsprechend gibt es mehrere Einstellungsmöglichkeiten. Anhand unserer Messapparatur soll hier skizziert werden, welche Parameter es gibt, welchen Einfluss die einzelnen Parameter haben und warum die Standardparameter so gewählt wurden. Nachdem die mathematischen, informatischen und technischen Grundlagen zum Streifenentfern-Algorithmus gelegt wurden, wird dieser nun im Detail betrachtet. Der Matlabcode findet sich im Anhang dieser Arbeit, hier sollen nun die einzelnen Schritte nochmal im Detail beleuchtet werden.

- 1) Initialisierung
- 2) Erstellung des glatten Realitätsbildes
- 3) Berechnung der optimalen Gain- und Offsetmodifikatoren...
  - a ... für die Reihen
  - b ... für die Spalten

#### 1) Initialisierung (Zeilen 3-40)

Am Anfang des Algorithmus werden die Eingabeparameter abgespeichert und die Differenzbilder von *Atoms* und *DarkAtoms*, sowie von *Bright* und *DarkBright* gebildet. Die verschiedenen Variablen werden initialisiert und auf ihre Startwerte gesetzt, des Weiteren werden die Originalbilder abgespeichert, damit auf diese am Ende die Gain- und Offsetmodifikatoren angewendet werden können.

#### 2) Erstellung des glatten Realitätsbildes (Zeilen 128-176)

Anschließend wird je nach spezifizierter Methode das geglättete Realitätsbild *atoms\_X* und *bright\_X* berechnet. Hierbei sind folgende Bedingungen relevant: Die Methode soll die Streifenmuster entfernen und dabei die durch die Atomwolke erzeugten Strukturen erhalten und gleichzeitig eine kurze Rechenzeit mit sich bringen.

Damit der Algorithmus die Gain- und Offsetmodulationen auf den Reihen und Spalten korrekt ermitteln und herausrechnen kann, muss das Information über Originalbild bekannt sein. So zeichnet sich in den von uns angestrebten Experimenten das zu erwartende Originalbild durch einen glatten Bildhintergrund durch den Beleuchtungsstrahl aus. In einem kleinen Bereich, in dem sich die Atome befinden, ist eine Struktur vorhanden, die je nach mit dem DMD eingestrahlem Potential unterschiedlich ist. Dieses Bild wird außerdem durch unseren Abbildungsstrahl beeinflusst. Wir erhalten ringförmige Interferenzstrukturen, die über das gesamte Bild verteilt sind. Diese sind jedoch ebenfalls glatt und besitzen keine Sprungstellen. Außerdem sind noch die diskutierten Gain- und Offsetmodulation über das Bild verteilt. Diese brechen die Glätte des Bildes und ermöglichen uns so, sie zu erkennen.

Das Ziel bei der Approximation des Originalbildes besteht darin, dass die Struktur durch die Absorption der Atome erhalten bleiben soll, ebenso die ringförmigen Interferenzstrukturen und der Hintergrund des Abbildungsstrahles. Gleichzeitig sollen jedoch Streifen

durch die Gain- und Offsetmodulation entfernt werden. Hierfür wurden verschiedene Glättungsfilter getestet, die je nach eingestellten Parametern für verschiedene Bilder auch unterschiedlich gute Resultate erzielen. Des Weiteren ist die Berechnungszeit für diese Glätteverfahren der limitierende Zeitfaktor, deshalb sind einige Glätteverfahren bei ungebundenen Bildern für Auswertungen während des Experimentzyklus auch nicht anwendbar.

Die eingesetzten Glättungsfilter reichen von den gängigen Algorithmen wie einem Gaußschen Glättefilter über Medianfilter bis hin zu morphologischem Öffnen und Schließen des Bildes. Bei den morphologischen Operationen wurden Öffnen und Schließen kombiniert, damit das Öffnen helle Fehlerstrukturen herausfiltert und das Schließen lokale dunkle Fehlerstrukturen. An komplexeren Algorithmen wurde eine totale Variation, wie sie von Rudin, Osher und Fatemi 1992 vorgestellt wurde, eingesetzt. [41] Außerdem wurde ein Spline zum Glätten verwendet, welcher letztendlich auch die Standardmethode des Algorithmus geworden ist. Die verschiedenen Methoden unterscheiden sich sowohl in Hinsicht auf die Art von Strukturen, welche sie erhalten und entfernen, als auch auf die Berechnungszeit. Zuerst werden die Methoden auf die Art der Strukturen, die sie erhalten oder verändern untersucht.

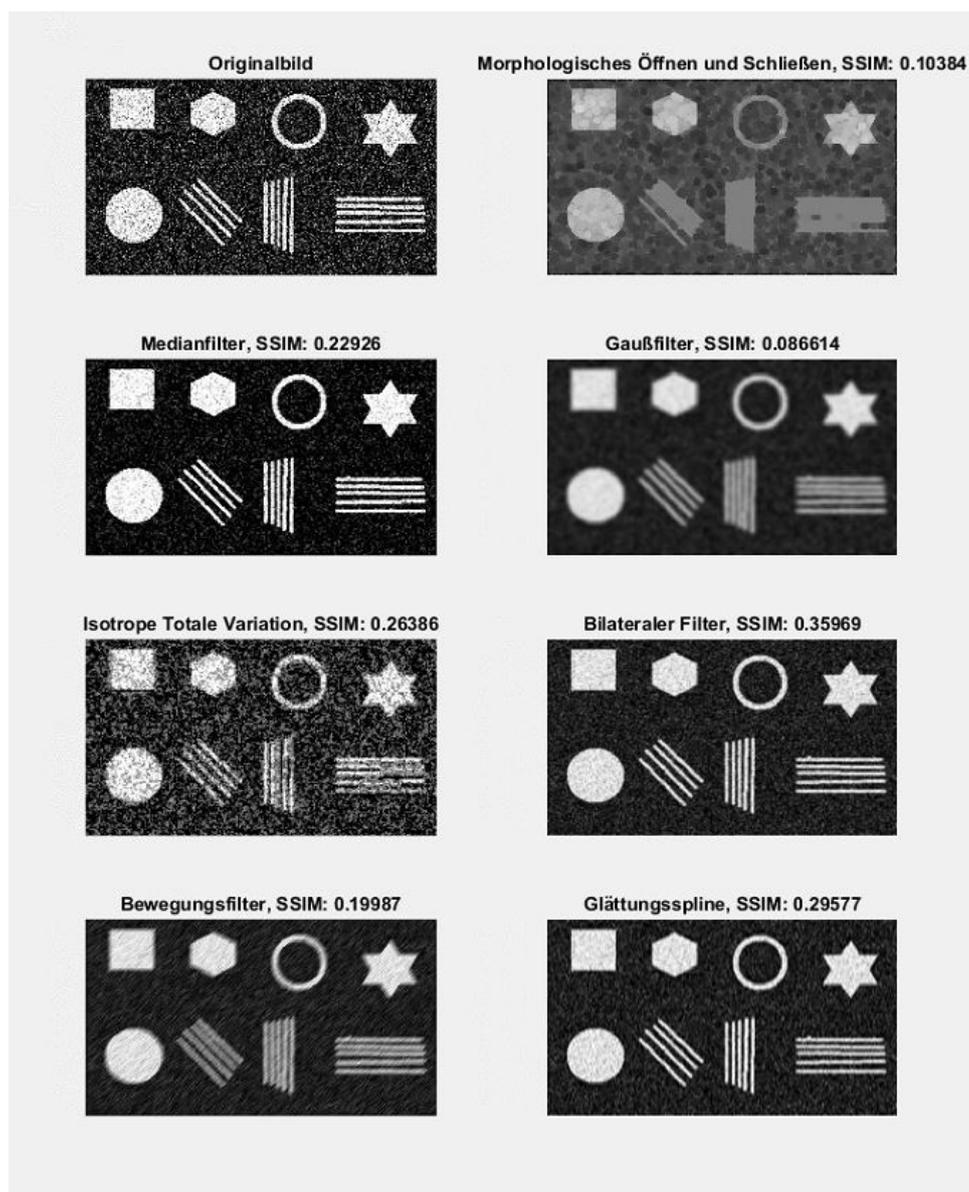
Hierbei zeigt sich, dass die mathematisch simpleren Methoden wie Medianfilter oder Gaußsche Filter vor allem einzelne Strukturen harten Kanten nicht erhalten können. Diese werden von ihnen als Rauschen wahrgenommen und somit weggemittelt. Anders ist dies bei komplexeren, rechenaufwendigeren Algorithmen wie der totalen Variation, diese wurde speziell dafür entwickelt auch harte Kanten zu erhalten. Der Spline liefert letztendlich eine Zwischenlösung dieser beiden Ansätze, er ist nicht so rechenaufwändig wie die totale Variation, erreicht jedoch auch nicht deren Kantenschärfe.

Eine erste Eingrenzung des geeigneten Algorithmus lässt sich durch die benötigte Rechenzeit erhalten. Im Experiment dauert ein Zyklus etwa 15 Sekunden, der Algorithmus soll also unter 15 Sekunden Rechendauer bleiben, um während der Messung die aufgenommenen Bilder auszuwerten und anzeigen zu können. Die verschiedenen Methoden haben Berechnungszeiten je nach ihrer Komplexität, der Gaußsche Filter benötigt beispielsweise eine geringe Berechnungszeit, komplexere Ansätze wie die totale Variation oder der bilaterale Filter benötigt besonders für größere Bilder mehr Rechenzeit. Werden die aufgenommenen Bilder von der Kamerasoftware direkt auf  $8px \times 8px$  Größe gebint, so sind bis auf den bilateralen Filter alle Methoden in der Lage schnell genug das nunmehr auf  $320px \times 270px$  verkleinerte Bild zu verarbeiten. Bleibt das Bild in Originalauflösung, so ist die totale Variation zu langsam, um das glatte Bild zu erzeugen, die zu optimierenden, einzelnen Pixel sind zu zahlreich.

Die Rechendauer ist durch Einführung von oberen und unteren Grenzen für die Gain- und Offsetmodifikatoren  $a_i$  und  $c_i$  etwa um den Faktor 2 langsamer geworden. Mehr zu dieser Entscheidung findet sich in Kapitel 7 bei der Diskussion um die nächsten Verbesserungen des Algorithmus.

Im Experiment wird momentan das von der Kamera mitgelieferte Softwarebinning auf  $320px \times 270px$  verwendet, da es bei kurzer Rechenzeit robust die Atomstrukturen erhält und einzelnes Pixelrauschen durch die Elektronik entfernt. Des Weiteren reicht diese Auflösung für die informationsverlustfreie Speicherung der betrachteten Atomwolkenstrukturen und benötigt weniger Speicherplatz.

Da somit für die bereits durchgeführten Testläufe mit der Kamera alle Methoden in Betracht kommen, werden wir die einzelnen Methoden im Folgenden näher betrachten. Für



**Abb. 44: Vergleich der Resultate unterschiedlicher Filter auf verschiedene Geometrien**

Die Auswirkungen verschiedener Filter auf unterschiedliche Geometrien mit gaußischem Hintergrundrauschen der Varianz  $\sigma^2 = 0,1$  werden untersucht. In der oberen Zeile von links nach rechts befindet sich das Originalbild, ein morphologisch gefiltertes Bild, wobei der Mittelwert aus dem mit einer Scheibe des Radius 5 geöffneten und geschlossenen Bildes gebildet wurde, ein mit einem Medianfilter der Kastengröße  $3px \times 3px$  erzeugtes Bild, sowie ein Gaußfilter mit einer Standardabweichung von  $\sigma = 3$ . In der unteren Reihe finden sich eine isotrope Totale Variation mit den Parametern  $\mu = 1$ ,  $\nu = 1$  und  $Niter = 10$ , ein bilateraler Fit mit dem Glättungsparameter  $DegreeOfSmoothing = 100$ , daneben ein Filter, der die Aufnahme mit einer bewegten Kamera kompensieren soll, wir wählen hier die Bewegungsgeschwindigkeit  $len = 10$  und den Winkel der Bewegung  $\theta = 10^\circ$ . In der rechten unteren Ecke findet sich der Glättungsspline, wir wählen hier einen Glättungsgrad von  $smoothing = 2000$ . Diese Filter sind alle einstellbar durch ihre Parameter, so lassen sich verschiedenste Filtertypen realisieren.

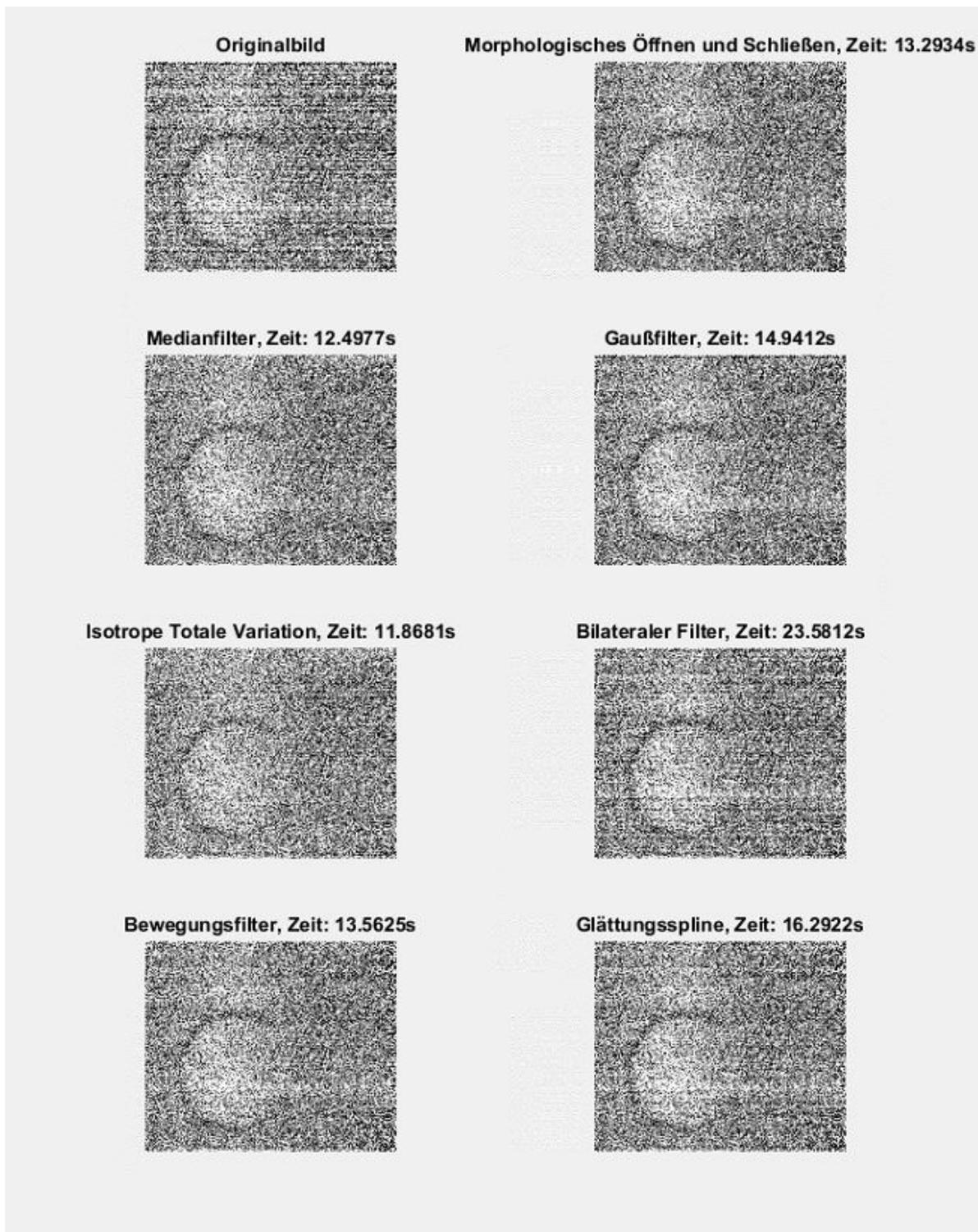


Abb. 45: Berechnungszeiten für verschiedene Methoden

die verschiedenen Methoden gibt mindestens einen Parameter, der die Glättung des Bildes beeinflusst. Bei Gaußfiltern kann die Standardbreite der Normalverteilung, über welche die Pixelwerte gewichtet und gemittelt werden verändert werden. Beim morphologischen Öffnen und Schließen kann die Form der Struktur und deren Größe, mit denen die Operationen durchgeführt werden gewählt werden. Bei der totalen Variation kann die Gewichtung von Bildglättung und dem Erhalt der ursprünglichen Pixelwerte verändert werden. Die hier gewählten Parameter wurden nach der Performance optimiert, eine detaillierte Darstellung, warum diese für jede einzelne Methode gewählt wurden, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Deshalb wird am Beispiel des Splines dargestellt, welchen Einfluss die Variation des Glättungsparameters hat.

Wie in Abb. 44 zu sehen ist, wird bei höherem Glättungsparameter das Bild mehr geglättet. Da keine Absorptionsstrukturen der Atome geglättet werden sollen, muss außerdem das entstehende Bild betrachtet werden und hier der gewünschte Kompromiss zwischen Streifenentfernen und Bildglättung gefunden werden.

Für diese Bildaufnahmen wurde der Glättungsparameter auf  $\text{tol}=4e9$  festgelegt, da somit die Streifen entfernt werden, die Struktur im Bild jedoch erhalten bleibt. Für andere Messungen muss der Parameter gegebenenfalls nachgebessert werden, die Beleuchtung auf der Kamera bleibt zwar gleich, jedoch kann eine andere Atomstruktur oder andere optische Dichte der Atomwolke bei anderen Parameterwerten ein besseres Bildergebnis liefern. Für andere Experimente bleibt eine komplette Justage des Parameters dem Nutzer überlassen, da das Signal-Rausch-Verhältnis und die Form der zu erhaltenden Strukturen gänzlich unbekannt sind und einen vollkommen anderen Glättungsparameter als Optimum haben können.

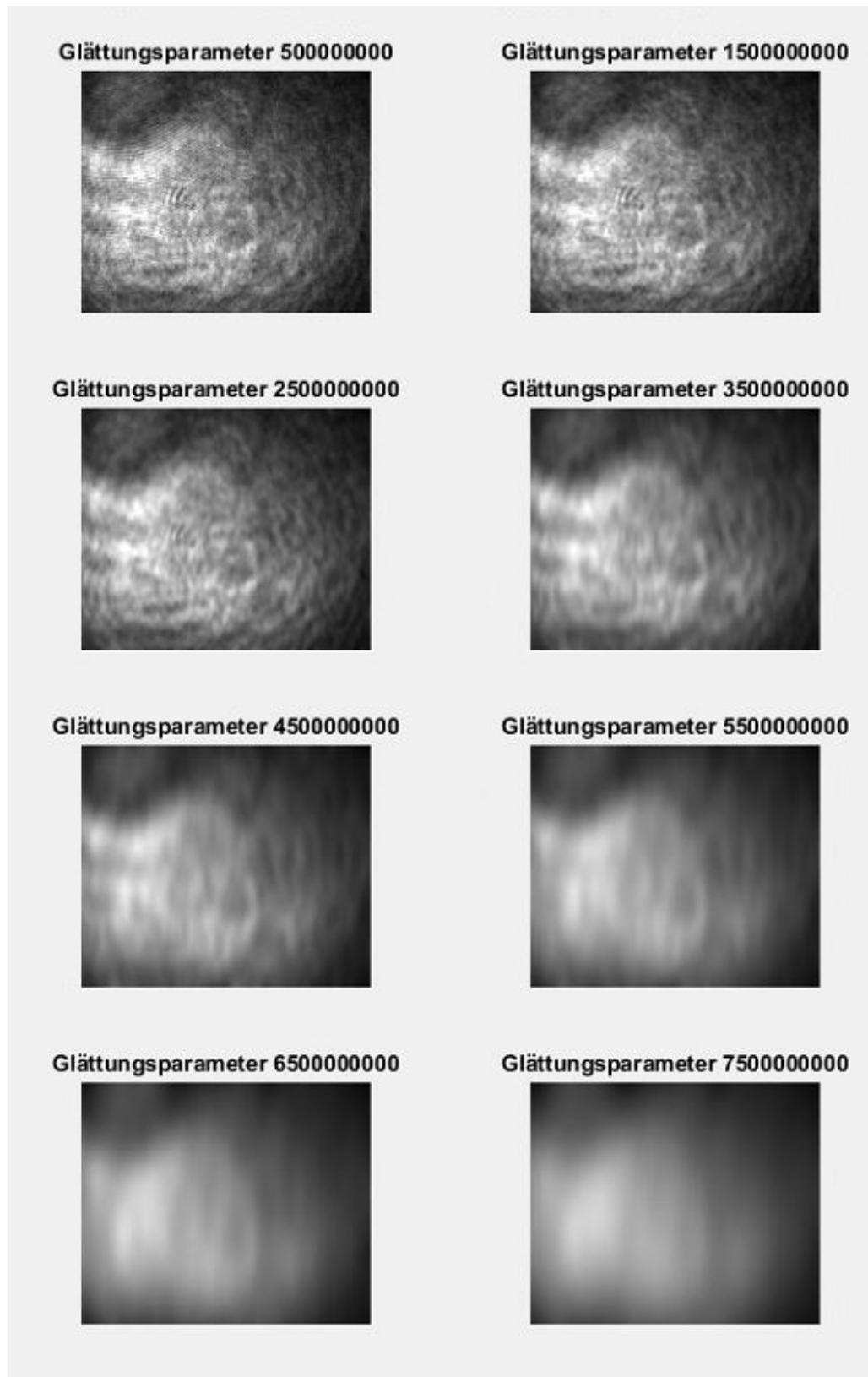


Abb. 46: Glättungsspline mit unterschiedlichen Glättungsparametern

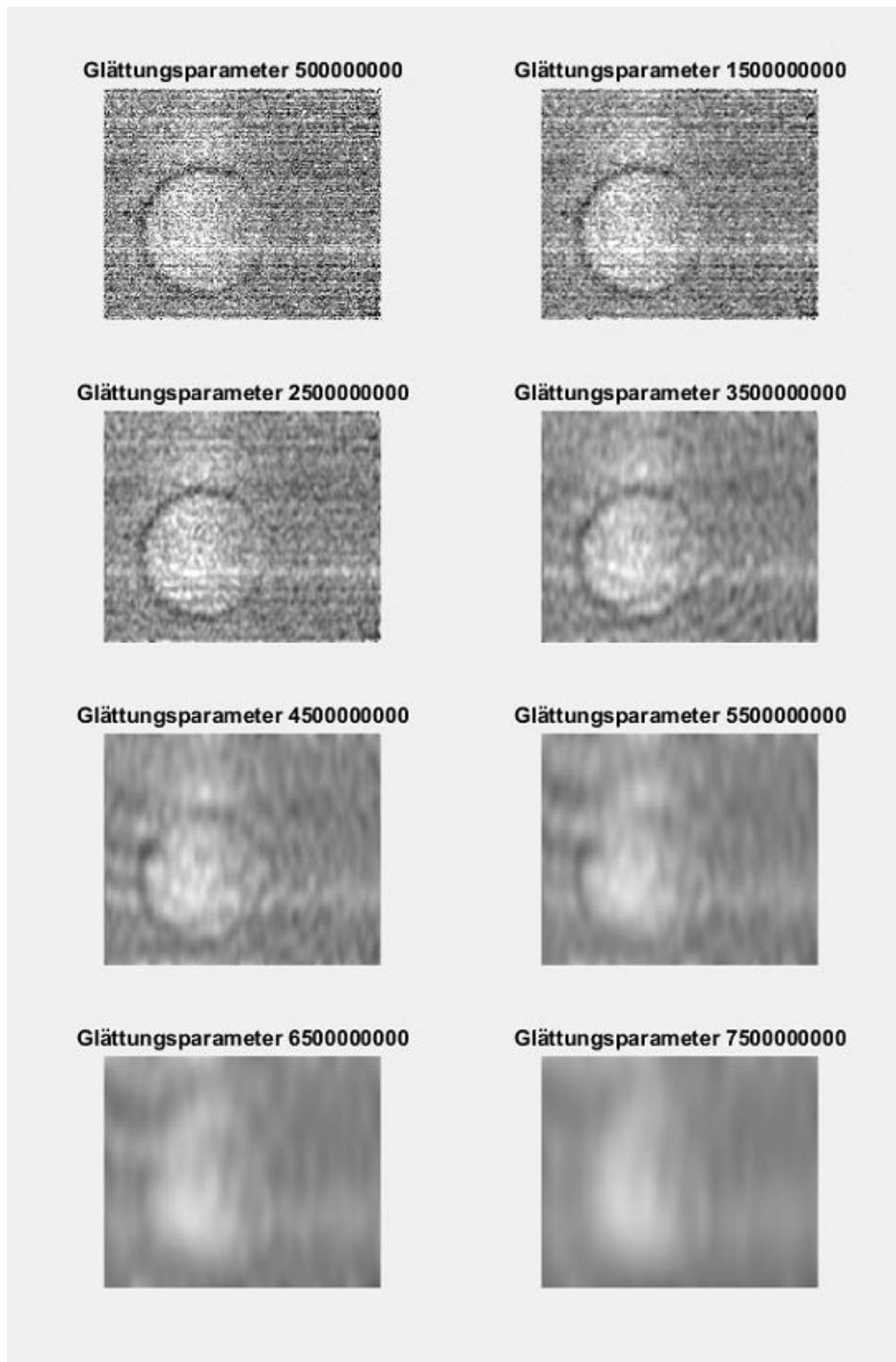


Abb. 47: Reaudi-Bilder nach Rekonstruktion durch Glättungsspline mit unterschiedlichen Glättungsparametern

3) Berechnung der optimalen Gain- und Offsetmodifikatoren... (Zeilen 178-280) Die Berechnung der optimalen Gain- und Offsetmodifikatoren ist eine Optimierung von den Koeffizienten jeder Reihe und Spalte, sodass das Originalbild möglichst ähnlich zum glatten Bild ist. Da die Ausleseelektronik der Kamera das Bild in der Mitte teilt und die obere Hälfte am oberen Bildrand ausliest und die untere Hälfte am unteren Bildrand, entsteht so auch unterschiedliches Rauschen in beiden Hälften. Die Anzahl der simultan zu optimierenden Parameter beträgt so bei ungebinten Bildern (2160 Reihen + 2560 Spalten  $\times$  2 für obere/untere Hälfte)  $\times$  2 für Gain und Offset = 14560 Parameter. Auch bei einem gebinten Bild bleiben 1820 Parameter über. Dieses Problem benötigt mit Sicherheit eine lange Berechnungszeit und ist wahrscheinlich nicht konvex und damit ist auch nicht gegeben, dass das globale Minimum innerhalb des Experimentzyklus erreicht wird. Deshalb wurde das Problem separiert in eine Reihen- und eine Spaltenoptimierung, diese werden einzeln und nacheinander berechnet. Da die Linienstrukturen in den Reihen dominanter sind als in den Spalten, werden diese zuerst herausgefiltert. Es wurde außerdem getestet, wie mehrfaches Anwenden der Reihen-Spalten-Optimierung das Bild beeinflusst. Das Bild wird hierbei glatter, aber die Gesamtformel für einen Pixel lässt sich schon bei  $N=1$  Iterationen nicht mehr in unabhängig optimierte Reihen- und Spaltenanteil separieren.

$$X_{ij} = ((a_{i1} * x_{ij} + c_{i1}) * a_{j1} + c_{j1})X_{ij} = a_{j1} * a_{i1} * x_{ij} + c_{i1} * a_{j1} + c_{j1} \quad (18)$$

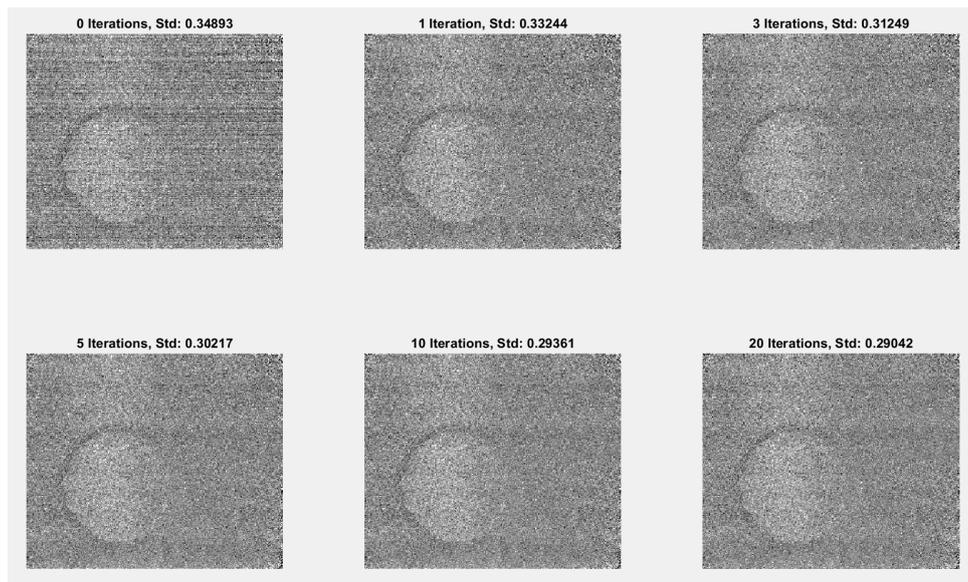
Für  $N>1$  Iterationen weicht das Problem so deutlich von der ursprünglichen simultanen Optimierung ab, da sämtliche vorher bestimmten Vorfaktoren noch zur Lösung beitragen. Hier ist eine dem Newtonverfahren ähnliche Vorgehensweise denkbar, bei der abwechselnd jeweils Reihen- und Spaltenkoeffizienten optimiert werden. Dies sprengt jedoch den für diese Arbeit vorgesehenen Rahmen.

Eine weitere Änderung im Code sind obere und untere Grenzen  $lb$  und  $ub$  für  $a_i$  und  $c_i$ . Diese wurden eingefügt, da die gefitteten Parameter für das gesamte Bild  $a_i < 0,8$  beinhielten und eine derart drastische Signal-Änderung nicht gewünscht ist. Weitere Überlegungen zu diesem Problem finden sich in Kapitel 7, wo Weiterentwicklungen des Algorithmus diskutiert werden.

a) ... für die Reihen (Zeilen 209-235) Für jede einzelne Reihe wird nun der Soll-Wert  $y_i$  aus dem glatten Bild und der Ist-Wert  $x_i$  aus dem Originalbild bestimmt. Mit Hilfe der Gleichung  $y=a*x+c$  können so die Koeffizienten  $a_i$  und  $c_i$  für jede einzelne Reihe  $i$  bestimmt werden. Anstatt eines gewöhnlichen linearen Fits werden hier noch obere und untere Grenzen  $lb$  und  $ub$  für  $a_i$  und  $c_i$  festgelegt. Die für jede Reihe bestimmten Koeffizienten werden anschließend gespeichert und auf das Bild angewandt, damit die Änderungen nun in der Optimierung für die Spalten benutzt werden können.

b) ... für die Spalten (Zeilen 242-280) Hier erfolgt nun die gleiche Prozedur wie schon für die Reihen für die Spalten. Die Soll-Werte  $y_j$  aus dem glatten Bild und Ist-Werte  $x_j$  werden für alle Spalten bestimmt und einzeln die zugehörigen Koeffizienten  $a_j$  und  $c_j$  ermittelt. Hier sind ebenfalls obere und untere Grenzen  $lb$  und  $ub$  für  $a_i$  und  $c_i$  festgelegt. Anschließend werden diese auch gespeichert und auf das Bild angewandt. Wurde eine Iterationszahl  $N>1$  festgelegt, so wird nun mit den bereits angewandten Koeffizienten der Schritt 3) von vorne begonnen.

Abschließend werden beide bearbeiteten Bilder vom Algorithmus an die aufrufende Prozedur zurückgegeben, dort werden sie dann zum Reinaudi-Bild weiterverarbeitet. Dieses wird anschließend dem Benutzer angezeigt und für die Messungen verwendet, dies ist jedoch nicht mehr Teil des hier präsentierten Algorithmus.



**Abb. 48: Auswirkungen mehrmaliger Iteration**

Mehrmalige Iteration glättet das Bild und die Standardabweichung der Pixelwerte verkleinert sich. Allerdings sind die Verbesserungen vom Signal-Rausch-Verhältnis weiterer Iterationen nicht notwendig. Außerdem wird durch mehrmalige Iteration der Ansatz von einmaligen, unabhängigen Zeilen- und Spaltenmodifikationen nicht mehr erfüllt.

## 6.7. Resultate des Algorithmus

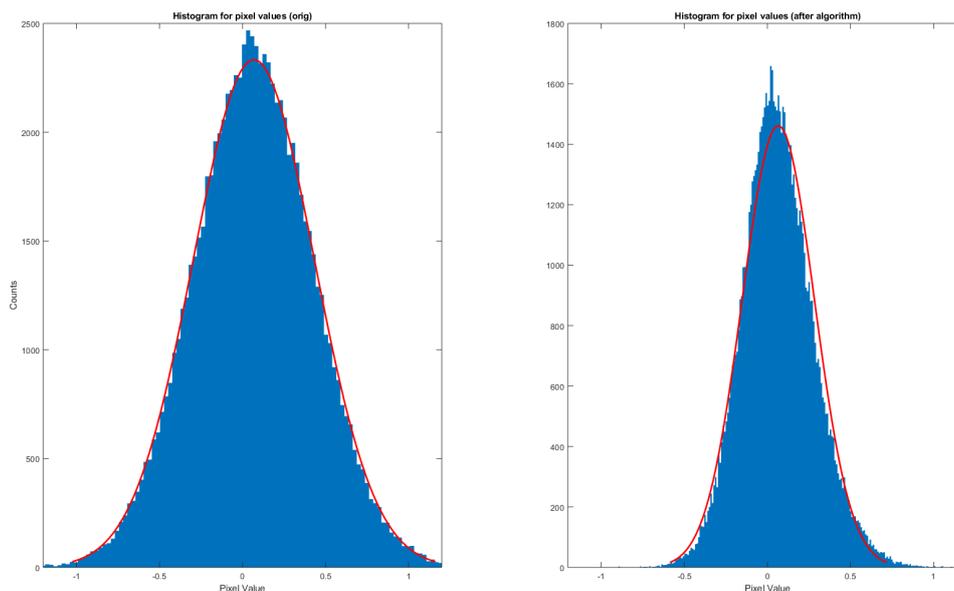
Nach den Grundlagen und dem Vorstellen des Algorithmus wird es Zeit, die Qualität des Algorithmus zu bewerten und seine Stärken und Schwächen zu beleuchten. Betrachten wir zuerst den Effekt des Algorithmus auf die aufgenommenen Bilder mit dem bloßen Auge. Der Algorithmus ist in der Lage die Streifen aus dem Bild zu entfernen und dabei die Atomwolkenstruktur zu erhalten.

Um bewerten zu können, wie gut der Algorithmus seinen Zweck, nämlich die Streifenmuster in den Kamerabildern zu entfernen, erfüllt, wird ein Maß benötigt. So können die Bilder mit dem Auge betrachtet werden und auf Streifen untersucht werden. Jedoch ist eine statistisch abgesicherte Aussage erst bei größerer Bildmenge möglich. Bei den mit der Kamera aufgenommenen Bildern ist nicht klar, wie das zugrunde liegende Originalbild aussehen muss, von daher ist ein Vergleich mit dem durch den Algorithmus rekonstruierten Bild nicht möglich. Hier kann jedoch die Verteilung der Pixelwerte betrachtet werden. Das in Abb. 47 erstellte Histogramm mit den Pixelwerten eines Absorptionbildes zeigt deutlich ab, dass der Algorithmus die Verteilung deutlich schmaler macht. Deutliche Modulationen der Reihen und Spalten werden so entfernt, das Bild wird insgesamt glatter.

Dies liefert jedoch keine detaillierte Aussage, welche Fehlertypen bereinigt werden und ob das rekonstruierte Bild dem Originalbild ähnlichsieht.

Hierfür muss das Originalbild bekannt sein und nachträglich die verschiedenen Fehlerarten einzeln hinzugefügt werden. Dies wird von einem Bildgenerator durchgeführt. Der Generator verwendet als Basis die aufgenommenen *Bright*- und *DarkBright*-, bzw. *Atoms*- und *DarkAtoms*-Bilder aus einer Ring-Evaporationsmessung.

Der folgende Abschnitt benötigt eine umfangreiche Nomenklatur, dem Leser sei deshalb die Schnellreferenz empfohlen. Die Referenz auf eines der Bilder, beispielsweise *fringe* bezieht sich auf das berechnete Reinaudi-Bild aus *fringe\_Atoms* und *fringe\_Bright*.



**Abb. 49: Verteilung der Pixelwerte vor und nach dem Algorithmus**

Eine Anwendung des Algorithmus staucht die Verteilung der Pixelwerte erheblich. Der angestrebte, bildglättende Effekt zeigt Wirkung, jedoch sagt dies noch nichts über die Erhaltung der Struktur des ursprünglichen Bildes aus.

Die genau Funktionsweise des Bildgenerators wird nun vorgestellt.

Das grundlegende Bild ist das *flat\_Bright*, dieses wird durch Gaußsches Filtern des Mittelwerts aller *Bright*-Bilder gewonnen. Es zeichnet sich durch einen flachen Hintergrund ohne Atome aus. Für das *flat\_Atoms* wird zum *flat\_Bright* ein zufälliger aus der Basis der der *Atoms*-Bilder addiert, *flat\_Atoms* besitzt ebenfalls einen relativ glatten Hintergrund, aber auch das Signal der Atome.

Für die *fringe*-Bilder benötigen wir eine neue Basis, die Basis aus Bildern mit ringförmigen Strukturen. Wir subtrahieren von jedem *Bright flat\_Bright* und erhalten Bilder, die einen Mittelwert von ungefähr 0 besitzen. Zudem beinhalten sie vornehmlich die Ringstrukturen, aber auch die Streifenmuster. *fringe\_Bright* und *fringe\_Atoms* werden aus den jeweiligen *flat\_-*Bildern gewonnen, indem ein zufälliger Vektor aus dem beschriebenen *fringe*-Vektorraum addiert wird. Hierbei bleiben die Ringstrukturen dominant, da sie in den verschiedenen Bildern ähnlich sind, die Streifenmuster mitteln sich dabei heraus und können vernachlässigt werden.

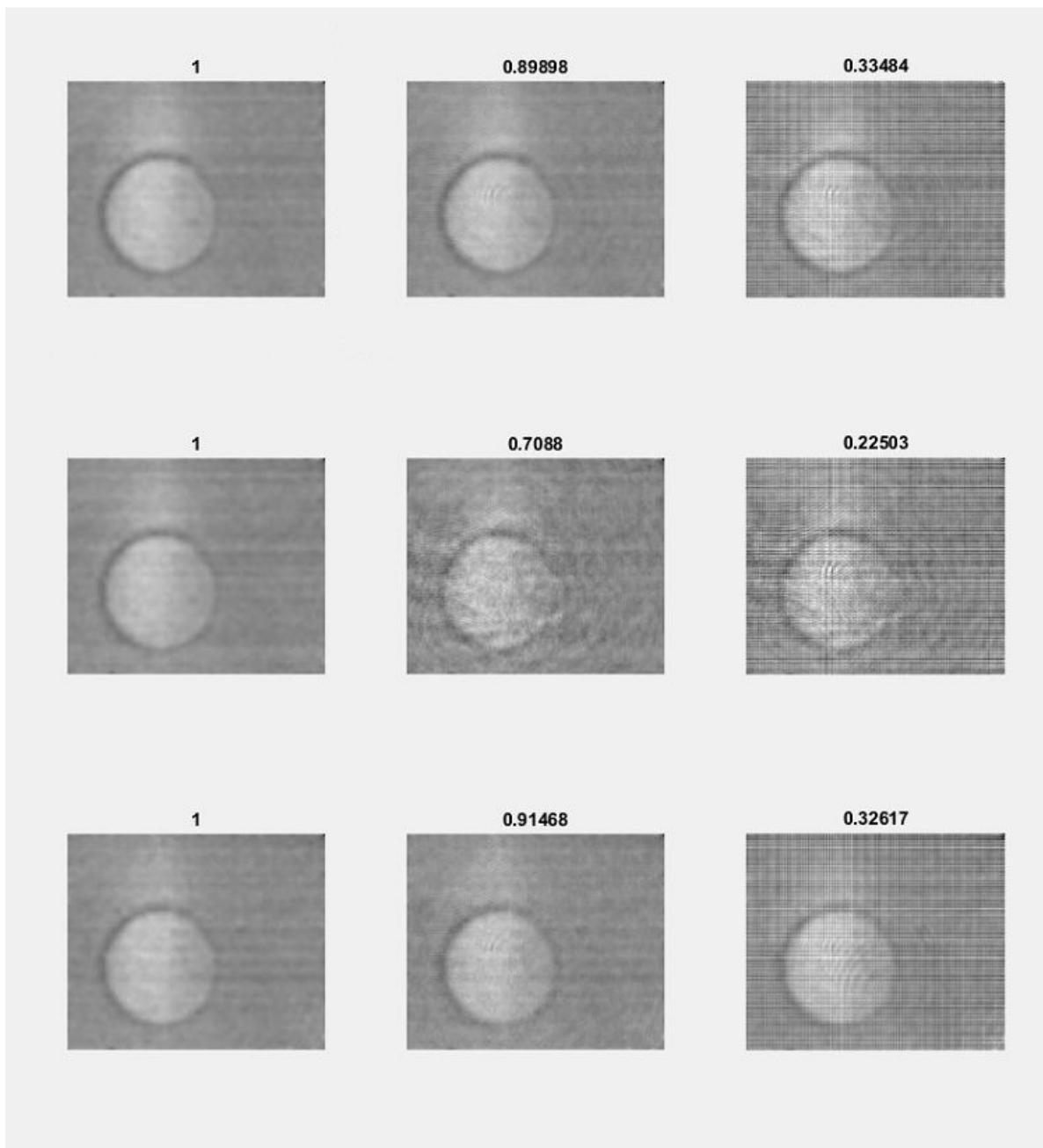
Anschließend werden wir die Streifenmuster hinzufügen. Auch hierfür erstellen wir eine Basis, wir nehmen die *Bright*-Bilder und subtrahieren hiervon das vom Algorithmus von Streifen bereinigte *Bright*. Das Ergebnis ist ein Bild, das nur die Streifenmodulation enthält. Mit einem zufälligen Vektor aus diesem Vektorraum kann ein zufälliges Streifenmuster dem Bild hinzugefügt werden. Die so erhaltenen Bilder benennen wir *frstr\_*, aus „fringe“ und „stripes“.

Abschließend wird der Algorithmus die Bilder bearbeiten, die entstehenden Bilder bezeichnen wir mit *res\_* wie „restored“. Ein wiederhergestelltes *fringe* wird demnach als *res\_fringe* bezeichnet.

Nachdem mit dieser Methode wirklichkeitsnahe Testbilder generiert werden können, ist es an der Zeit, den Algorithmus an diesen Bildern auszutesten. Hierfür soll der Algorithmus

**Tabelle 3: Schnellreferenz für die generierten Bilder**

Name	Ringstrukturen?	Streifen?	vom Algorithmus berechnet?
flat			
fringe	X		
frstr	X	X	
res_fringe	X		X
res_frstr	X	X	X

**Abb. 50: Testbildgenerierung aus einer Basis von Originalbildern**

Aus der Basis der Originalaufnahmen erstellen wir Bilder mit den verschiedenen Bildfehlern. In der oberen Reihe finden sich die glatten, generierten Realitätsbilder. Wir fügen die Ringstrukturen hinzu und erhalten die Bilder in der mittleren Reihe. Durch Addieren der Streifenmuster entstehen die Bilder der letzten Reihe.

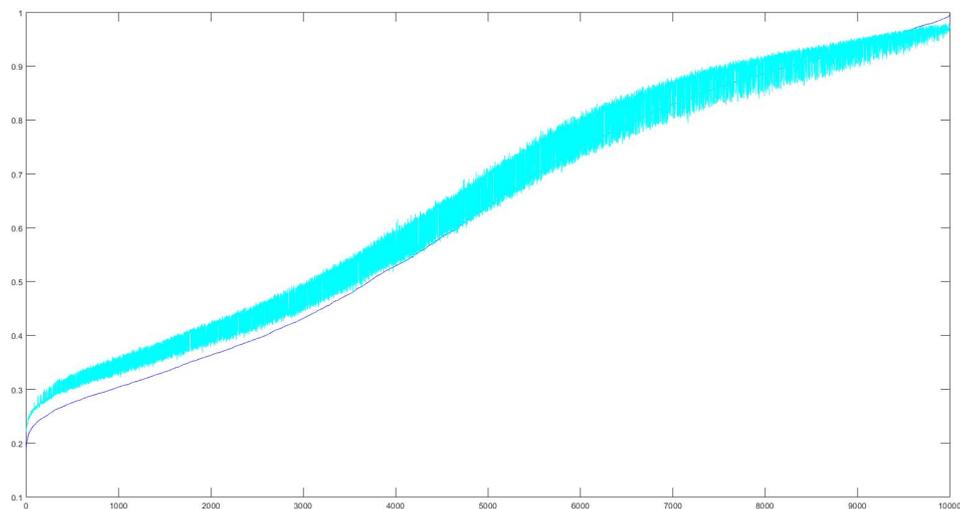
auf die einzelnen Fehlerbilder angewandt werden, mit dem Ziel die Streifen aus dem Bild zu entfernen und andere Strukturen, hier die Atom- und Ringstrukturen nicht zu verändern. Dadurch können wir auch sicher sein, dass bei einer anderen Form der Atomwolke der Algorithmus die Atome nicht als Rauschen identifiziert und herausrechnet.

Um die Bilder vergleichen zu können, wird der structural similarity index (SSIM-Index) verwendet [42]. Dieser Index wurde 2004 von Zhou Wang et al. vorgestellt und liefert eine Ähnlichkeitsmaßzahl für die Ähnlichkeit von zwei Bildern. Hierfür werden die Bilder in drei unterschiedlichen Kategorien lokal verglichen: in Helligkeit, Kontrast und Struktur. Für jeden einzelnen Pixel werden die umliegenden Pixel mit einer Gauß-Verteilung gewichtet und anschließend werden diese gewichteten Verteilungen für jeweils einen Pixel vom Referenzbild und dem damit zu vergleichenden Bild untersucht. Die Helligkeit wird hierbei durch die Mittelwerte, der Kontrast durch die jeweiligen Varianzen und die Strukturähnlichkeit durch die Kovarianzen abgebildet. Die Maßzahl ist symmetrisch, befindet sich im reellen Zahlenintervall  $[-1, 1]$  und ist außerdem genau dann 1, wenn die Pixelumgebungen exakt identisch sind. Sind die Umgebungen antisymmetrisch, was helle, bzw. dunkle Pixel betrifft, so wird der Wert negativ. Ebenfalls negativ wird der Wert, wenn der durchschnittliche Pixelwert einer der Bilder größer als null, im anderen Bild jedoch kleiner als null ist. Bei unseren Reinaudi-Bildern kommt dies aufgrund des Mittelwertes knapp über null für einige Pixelumgebungen vor. Um diesen Fall zu vermeiden wird zum Reinaudi-Bild der konstante Wert 1 hinzuaddiert. Der SSIM-Index für zwei Bilder berechnet sich durch den Mittelwert über die SSIM-Indices aller einzelnen Pixel. Die gezeigten Bilder werden mit dem Basisbild in der obersten Reihe verglichen und mit dem jeweiligen SSIM-Index gezeigt, um dem Leser ein Gefühl für die Beziehung von SSIM-Index und Bildqualität zu geben.

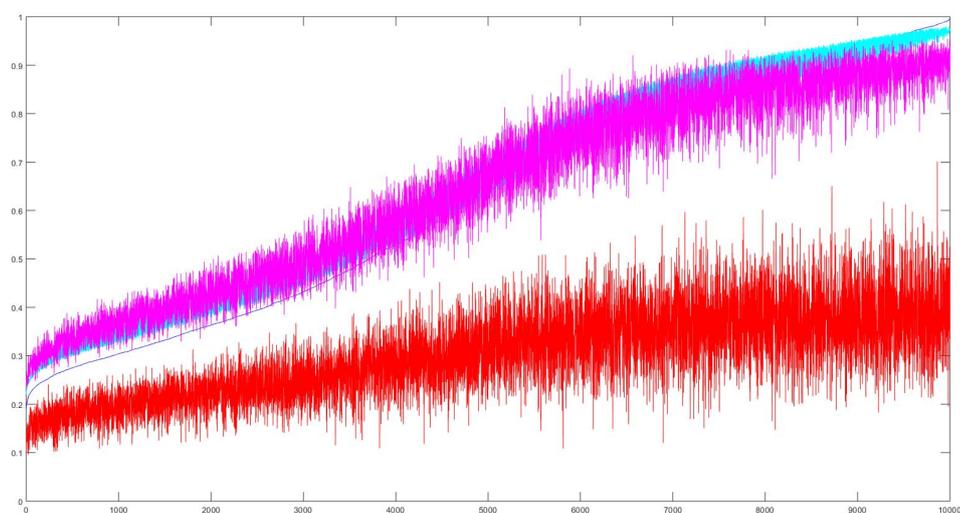
Mit dem menschlichen Auge lässt sich eine hohe Übereinstimmung der Bilder ausmachen, jedoch liefert ein Vergleich der Pixelwerte mit dem vorgestellten SSIM-Index einen besseren Kennwert. Für die Charakterisierung der Güte des Algorithmus wurden 10.000 Testbilder erstellt und diese mit dem Ergebnis nach dem Algorithmus verglichen.

Es wurde die Ähnlichkeit von *flat* und *fringe* aufgezeichnet, des Weiteren die Ähnlichkeit von *flat* und *res\_fringe*. Zudem die Ähnlichkeit von *flat* und *frstr*, sowie die Ähnlichkeit von *flat* und *res\_frstr*. In Abbildung 51 sind über die 10000 verschiedenen generierten Bilder diese SSIM-Indices aufgetragen und sortiert man diese nach dem SSIM-Index von *flat* und *frstr*, so zeigt sich ein deutliches Bild. Die *fringe*-Bilder werden vom Algorithmus kaum verändert, die vom Algorithmus restaurierten Bilder (türkis) liegen fast auf einer Kurve mit den *fringe*-Bildern (blau). Anders ist dies bei den *frstr*-Bildern (rot) und den *res\_frstr*-Bildern (magenta), hier entfernt der Algorithmus die ungewollten Streifen und die Bilder werden ähnlich den *fringe*-Bildern (cyan).

In Abbildung 52 betrachten wir noch die Ähnlichkeit zwischen den *res\_frstr*-Bildern und den *fringe*-Bildern, um zu untersuchen, ob tatsächlich die Linienstrukturen entfernt werden. Dann muss das entstehende Bild gleich *fringe* sein, da *frstr* im Bildgenerator aus dem Ursprungsbild *fringe* mit den überlagerten Linienstrukturen kreiert wird. Hierbei zeigt sich, dass der Algorithmus eine hohe Übereinstimmung erreicht von etwa 90% erreicht, unabhängig davon wie sehr das Bild verunreinigt wurde.



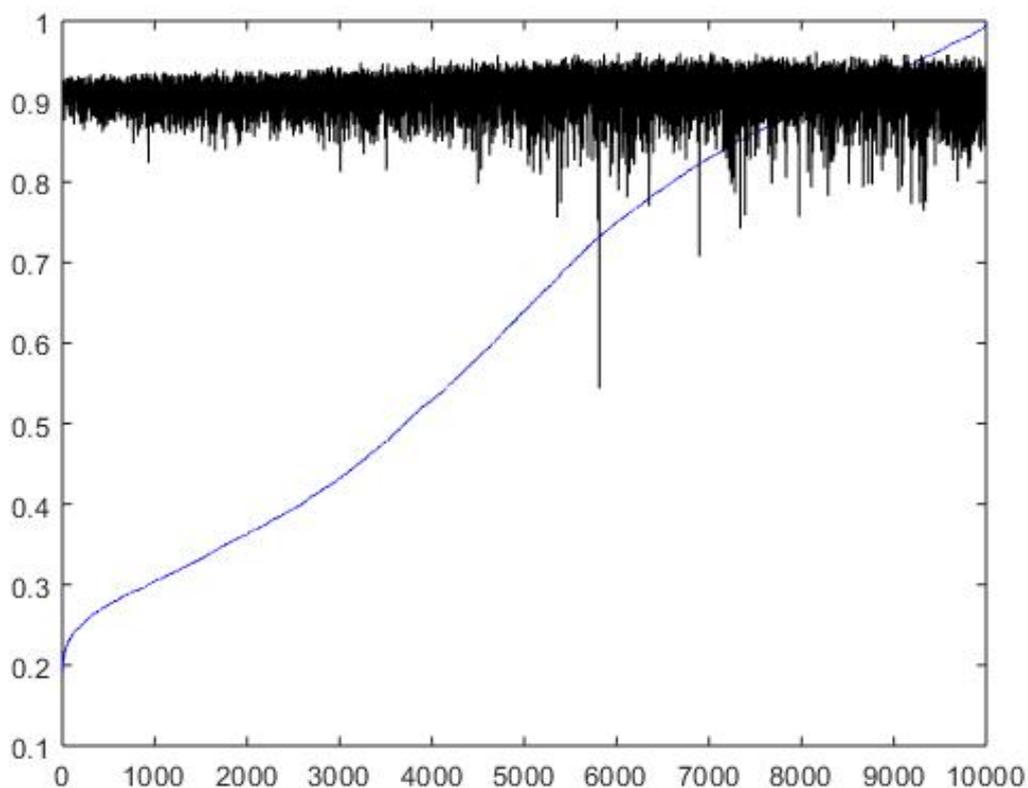
(a)



(b)

### Abb. 51: Algorithmusbewertung durch Ähnlichkeitsvergleich

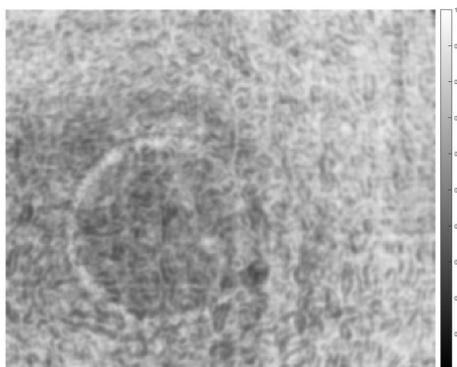
Zuerst werden nur *fringe* (blau) und *res\_fringe* (cyan) verglichen (a). Es zeigt sich, dass der Algorithmus kaum Auswirkungen auf die Ringstrukturen nimmt. In (b) sind zusätzlich *frstr* (rot) und *res\_frstr* (magenta) aufgetragen. Der Vergleich von *res\_frstr* und *fringe* zeigt, dass der Algorithmus die Linienstrukturen herausfiltert und die Ringstrukturen erhält.



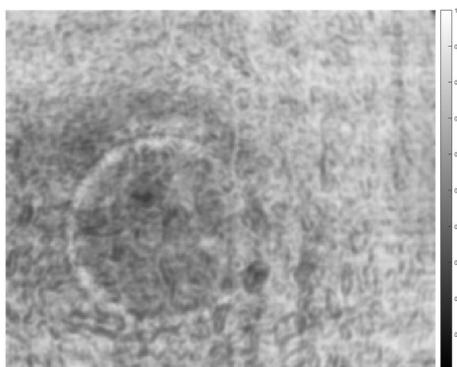
**Abb. 52: Algorithmusbewertung aufgrund erhaltener Strukturen**

Diese Grafik zeigt, dass der Algorithmus für unterschiedlich schwerwiegendes Signalrauschen *fringe* (blau) es konstant schafft, das Bild mit den Ringstrukturen zu rekonstruieren und dabei die Streifenmuster zu entfernen. Die schwarze Linie ist hierbei der SSIM-Index von *fringe* und *res\_frstr*.

Es bleibt noch zu klären, welche Aspekte des Bildes der Algorithmus wiederherstellt und an welchen Punkten sich Fehler einschleichen. Hierfür wird die SSIM-Map untersucht, diese besteht aus den einzelnen SSIM-Indices, die für die jeweiligen Pixel ermittelt wurden. Hierdurch kann ermittelt werden, welche Strukturen durch den Algorithmus nur schlecht restauriert werden. Es zeigt sich hierbei, dass die SSIM-Indices gleichmäßig über das Bild verteilt sind, die Atomstrukturen haben tendenziell sogar noch bessere Werte als der Bildhintergrund. Ebenso erfolgt eine gute Wiederherstellung in den Randbereichen. Weitere Tests, auch mit einem weiteren Verfahren für das glatte Realitätsbild, werden Aufschluss darüber geben, welche Strukturen der Algorithmus im Detail erhält oder verliert. Dies wird jedoch nicht mehr in dieser Arbeit vorgestellt werden.



(a)



(b)

### Abb. 53: Pixelaufgelöster Ähnlichkeitsvergleich

Beim Ähnlichkeitsvergleich von *res\_fringe* mit *orig* (a) zeigt sich, dass die Ringstruktur der Atome gut rekonstruiert wurde, ebenso der Hintergrund, wo nur wenig Signal vorhanden ist. Die hellen Bereiche um die Atome herum vereinen den Großteil der Rekonstruktionsfehler. Selbiges gilt für den Ähnlichkeitsvergleich von *res\_frstr* mit *orig* (b). Bis auf minimale Abweichungen sind die Bilder identisch, dies bedeutet, dass der Algorithmus die Ringstrukturen nicht gut verarbeiten kann, die Linienmuster aber zufriedenstellend und zuverlässig entfernt.

## 7. Ergebnisse, Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere, zum Teil sehr einprägsame, Weiterentwicklungen für das bestehenden Quantengas-Experiment geplant und durchgeführt. Hier zu zählt vor allem der Wechsel der Experimentierzelle, der Verbesserung der Vakuumlebensdauer der Atome um eine Größenordnung mit sich gebracht hat. Der Umbau ist nicht direkt Thema dieser Arbeit, er bedingt jedoch das zuerst vorgestellte Projekt, die Justage der Mikroskope.

Mit Hilfe des Testaufbaus und des Testtargets konnte eine wiederholbare Prozedur erarbeitet werden, die eine beugungsbegrenzte Abbildung der ultrakalten Quantengase im Experiment ermöglicht. Diese ist Kernbestandteil für sämtliche Experimente, ohne Abbildung der Atome kann das Quantengas nicht untersucht werden.

Mit dem Umbau der Glaszelle ist auch der Umbau der Magnetfeldspulen thematisiert worden. Vom ersten Design über zahlreiche Weiterentwicklungen sind die Spulen vor kurzem geliefert worden. Umfangreiche Tests stehen noch aus, die Simulation zeigt, dass eine Realisierung der gewünschten Magnetfelder in der Kammer mit dem gewählten Design machbar ist. Zudem verfügen die neuen Spulen über Einstellungsmöglichkeiten was die Position angeht. So kann bei der Helmholtz-Spule die Fallenfrequenz verändert werden, wenn die Spule in näher an die Helmholtz-Konfiguration oder weiter davon entfernt aufgebaut wird. Eine weitere Einstellungsmöglichkeit liefern die Füße, die Spulen stehen in Zukunft nicht nur auf eigenen, höhenverstellbaren Füßen, sondern die Füße sind so positioniert, dass das neue 2D-Breadboard herausnehmbar ist.

Das neue Breadboard ist in zwei Teile geschnitten worden. Diese sind einzeln herausnehmbar und können so im Vergleich zum vorherigen Aufbau leicht umgebaut oder gewartet werden. Die Optiken auf dem neuen 2D-Breadboard sind alle Standard-Teile, dies sichert eine hohe Verfügbarkeit, Stabilität und auch die Möglichkeit für einen Umbau. Das geplante Gitter besitzt homogene Tunnelraten in beide Achsen und zudem eine Potentialtiefe von etwa  $10 E_R$ . Der Aufbau wird entweder von den Doktoranden oder einem der nächsten Masteranden durchgeführt werden, dann können die Gitterqualitäten getestet werden.

Mit dem Algorithmus für den DMD können beliebige Muster auf die Atome aufgeprägt werden und so verschiedenste physikalische Systeme abgebildet werden. Auch hier steht ein Testlauf unter konkreten experimentellen Bedingungen noch aus. Momentan ist eine Erweiterung geplant, sodass beide DMDs gemeinsam ein Potential realisieren. Durch die feinere Abstufung aufgrund von mehr Spiegeln, die zugeschaltet werden können, kann so ein viel genaueres Potential erschaffen werden.

Mit dem Streifen-entfernen-Algorithmus ist ein weiter Baustein für einige der angestrebten Experimente gelungen. Der Algorithmus kann zuverlässig die Streifen aus den Bildern entfernen. Dabei wird allerdings das Signal vermindert, eine obere und untere Schranke für die Fitparameter behebt dieses Problem zwar, macht den Algorithmus jedoch langsamer. Momentan laufen Testdurchläufe um dieses Problem zu beheben. Auch ein neuer Ansatz zur automatischen Erkennung von den Streifen, besonders von breiteren Streifen, die durch größere Schwankungen entstehen, wird gerade programmiert.

Trotz einiger Verbesserungswünsche für die vorgestellte Software, geben besonders die hardwareseitigen Ergebnisse dieser Arbeit Zuversicht für weitere interessante physikalische Forschung mit dieser Lithium-Quantengas-Maschine.

# Literatur

- [1] N. D. Mermin and H. Wagner, “Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic heisenberg models,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 17, pp. 1133–1136, Nov 1966.
- [2] P. C. Hohenberg, “Existence of long-range order in one and two dimensions,” *Phys. Rev.*, vol. 158, pp. 383–386, Jun 1967.
- [3] R. P. Feynman, “Simulating physics with computers,” *International journal of theoretical physics*, vol. 21, no. 6, pp. 467–488, 1982.
- [4] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, “Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor,” *Science*, pp. 198–201, 1995.
- [5] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, “Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 3969–3973, Nov 1995.
- [6] B. Fröhlich, M. Feld, E. Vogt, M. Koschorreck, W. Zwerger, and M. Köhl, “Radio-frequency spectroscopy of a strongly interacting two-dimensional fermi gas,” *Physical review letters*, vol. 106, p. 105301, 03 2011.
- [7] N. Strohmaier, Y. Takasu, K. Günter, R. Jördens, M. Köhl, H. Moritz, and T. Esslinger, “Interaction-controlled transport of an ultracold fermi gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 220601, Nov 2007.
- [8] M. Greiner, C. A Regal, and D. S Jin, “Emergence of a molecular bose-einstein condensate from a fermi gas,” *Nature*, vol. 426, pp. 537–40, 02 2004.
- [9] K. E. Strecker, G. B. Partridge, and R. G. Hulet, “Conversion of an atomic fermi gas to a long-lived molecular bose gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 080406, Aug 2003.
- [10] K. Hueck, N. Luick, L. Sobirey, J. Siegl, T. Lompe, and H. Moritz, “Two-dimensional homogeneous fermi gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, p. 060402, Feb 2018.
- [11] W. Weimer, K. Morgener, V. P. Singh, J. Siegl, K. Hueck, N. Luick, L. Mathey, and H. Moritz, “Critical velocity in the bec-bcs crossover,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 095301, Mar 2015.
- [12] P. W. Anderson and J. M. Rowell, “Probable observation of the josephson superconducting tunneling effect,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, pp. 230–232, Mar 1963.
- [13] J. H. Drewes, “Aufbau eines hochauflösenden optischen systems zur untersuchung ultrakalter quantengase,” masterarbeit, Universität Hamburg, Fachbereich Physik, Institut für Laserphysik, 2012.
- [14] “Airy disk.” [https://en.wikipedia.org/wiki/Airy\\_disk](https://en.wikipedia.org/wiki/Airy_disk). Aufgerufen: 2019-05-27.
- [15] “The point spread function.” <https://www.zeiss.com/microscopy/int/solutions/reference/basic-microscopy/the-point-spread-function.html>. Aufgerufen: 2019-06-01.

- [16] “Rayleigh-kriterium.” <https://de.wikipedia.org/wiki/Rayleigh-Kriterium>. Aufgerufen: 2019-04-17.
- [17] “Abbildungsfehler.” <https://de.wikipedia.org/wiki/Abbildungsfehler#Astigmatismus>. Aufgerufen: 2019-05-25.
- [18] W. Weimer, *Probing superfluid properties in strongly correlated Fermi gases with high spatial resolution*. Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Laserphysik, 2014.
- [19] K. H. Morgener, *Microscopy of 2D Fermi Gases: Exploring excitations and thermodynamics*. Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Laserphysik, 2014.
- [20] R. Dinter, “Aufbau und charakterisierung einer magnetfalle zur simultanen speicherung von  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$ ,” diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Laserphysik, 2010.
- [21] K. Meyer, “An optical dipole trap for atwo-species quantum degenerate gas,” diplomarbeit, Universität Heidelberg, Fakultät für Physik und Astronomie, 2010.
- [22] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, “Optical dipole traps for neutral atoms,” *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, vol. 42, p. 95, 12 2000.
- [23] O. Morsch and M. Oberthaler, “Dynamics of bose-einstein condensates in optical lattices,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, pp. 179–215, Feb 2006.
- [24] W. Zwerger, “Mott-hubbard transition of cold atoms in optical lattices,” *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 5, pp. S9–S16, apr 2003.
- [25] J. Sebby-Strabley, M. Anderlini, P. S. Jessen, and J. V. Porto, “Lattice of double wells for manipulating pairs of cold atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 73, p. 033605, Mar 2006.
- [26] T. H. Johnson, S. R. Clark, and D. Jaksch, “What is a quantum simulator?,” *EPJ Quantum Technology*, vol. 1, p. 10, Jul 2014.
- [27] P. P. J. Zupancic, “Dynamic holography and beamshaping using digital micromirror devices,” masterarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2013.
- [28] Y. Zhang, Y. Liu, and S. Wang, “Digital mirror device application in reduction of wave-front phase errors,” *Sensors (Basel, Switzerland)*, vol. 9, pp. 2345–51, 04 2009.
- [29] “Digital micromirror device.” [https://en.wikipedia.org/wiki/Digital\\_micromirror\\_device](https://en.wikipedia.org/wiki/Digital_micromirror_device). Aufgerufen: 2019-05-24.
- [30] K. Hueck, A. Mazurenko, N. Luick, T. Lompe, and H. Moritz, “Note: Suppression of khz-frequency switching noise in digital micro-mirror devices,” *The Review of scientific instruments*, vol. 88 1, p. 016103, 2017.
- [31] “Matrix representation of geometric transformations.” <https://de.mathworks.com/help/images/matrix-representation-of-geometric-transformations.html>. Aufgerufen: 2019-05-24.
- [32] K. Hueck, N. Luick, L. Sobirey, J. Siegl, T. Lompe, H. Moritz, L. W. Clark, and C. Chin, “Calibrating high intensity absorption imaging of ultracold atoms,” *Opt. Express*, vol. 25, pp. 8670–8679, Apr 2017.

- 
- [33] “The nobel prize in physics 2009.” <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2009/summary/>. Aufgerufen: 2019-05-30.
- [34] “Ccd-sensor.” <https://de.wikipedia.org/wiki/CCD-Sensor>. Aufgerufen: 2019-05-29.
- [35] “Complementary metal-oxide-semiconductor.” [https://de.wikipedia.org/wiki/Complementary\\_metal-oxide-semiconductor](https://de.wikipedia.org/wiki/Complementary_metal-oxide-semiconductor). Aufgerufen: 2019-05-30.
- [36] “Active pixel sensor.” [https://de.wikipedia.org/wiki/Active\\_Pixel\\_Sensor](https://de.wikipedia.org/wiki/Active_Pixel_Sensor). Aufgerufen: 2019-05-30.
- [37] *Zyla sCMOS Hardware Guide*, Andor, 2015.
- [38] J. Joubert and D. Sharma, “Emccd vs. scmos for microscopic imaging,” vol. 45, 03 2011.
- [39] “A visual guide to ccd vs. em-ccd vs. cmos.” [https://camera.hamamatsu.com/jp/en/technical\\_guides/visual\\_guide/index.html](https://camera.hamamatsu.com/jp/en/technical_guides/visual_guide/index.html). Aufgerufen: 2019-05-11.
- [40] “Comparing scmos.” <https://andor.oxinst.com/learning/view/article/comparing-scmos>. Aufgerufen: 2019-05-11.
- [41] L. I. Rudin, S. Osher, and E. Fatemi, “Nonlinear total variation based noise removal algorithms,” *Phys. D*, vol. 60, pp. 259–268, Nov. 1992.
- [42] Zhou Wang, A. C. Bovik, H. R. Sheikh, and E. P. Simoncelli, “Image quality assessment: from error visibility to structural similarity,” *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 13, pp. 600–612, April 2004.

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbstständig verfasst wurde, ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe und alle Textpassagen, die ich wörtlich oder sinngemäß aus anderen Veröffentlichungen entnommen habe, entsprechend gekennzeichnet habe. Die Arbeit wurde von mir weder in dieser noch in ähnlicher Form in einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Masterarbeit veröffentlicht wird.

---

Ort/Datum

Bernd Lienau

## A. Appendix

Listing 1: Remove\_Dark\_and\_OffsetGain\_Pattern\_v4.m

```

1 function [bright_clean,atoms_clean]=
    Remove_Dark_and_OffsetGain_Pattern_v4(bright,darkbright,
    atoms,darkatoms,varargin)
2
3 if (nargin < 4) || ((size(bright)==size(darkbright)) .* (size
    (atoms)==size(darkatoms)) .* (size(atoms)~=size(bright))
    *[1;1])
4     error('This function needs 4 input images/matrices of the
        same dimensions.');
```

```

5 end
6 % quicksave the matrix dimensions for further applications
7 len_ver=size(atoms,1);
8 len_hor=size(atoms,2);
9
10 % % Parse Param-Value Inputs
11 PARAM_NAMES={'method','ROI','lb','ub','iter','smooth'};
12 PARAM_VALUES={7,ones(len_ver,len_hor)
    ,[0.95,-200],[1.05,200],1,4000000000};
13
14 n=1;
15 N=numel(varargin);
16 while n<N
17     % Read parameter name.
18     if ischar(varargin{n}) && isrow(varargin{n})
19         tf=strncmpi(varargin{n},PARAM_NAMES);
20         if any(tf)
21             % Set parameter value.
22             PARAM_VALUES{tf}=varargin{n+1};
23         else
24             error('Unrecognized parameter name.');
```

```

25         end
26     else
27         error('Unrecognized input. Parameter name must be a
            string.');
```

```

28     end
29     n=n+2;
30 end
31 if n<=N
32     warning('An extra input argument was provided, but is
        ignored.');
```

```

33 end
34
35 method=PARAM_VALUES{1};
36 ROI=PARAM_VALUES{2};
37 lb=PARAM_VALUES{3};
38 ub=PARAM_VALUES{4};
```

```

39 iterations=PARAM_VALUES{5};
40 smoothing=PARAM_VALUES{6};
41
42 %
43 % =====
44 % function [bright_clean,atoms_clean]=
45 %   Remove_Dark_and_OffsetGain_Pattern(bright,darkbright,atoms
46 %   ,darkatoms,varargin)
47 %
48 % Takes the Bright/Atoms image and subtracts the respective
49 %   DarkImage.
50 % Furthermore it removes horizontal/vertical stripes created
51 %   by the
52 %   Andor Zyla in global shutter mode.
53 % Version:
54 % -v1.0 2018-09-20
55 % -v2.0 2018-11-20
56 %
57 %       -Now with arbitrary sizes of atoms/bright
58 %       -And a Region of Interest consisting of 1/NaN for
59 %       the area
60 %       which the algorithm shall be applied to
61 %       -Also with better algorithm to compute the fit
62 %       for the
63 %       upper/lower half separately due to the split
64 %       readout for
65 %       top/bottom of the image with rolling shutter mode
66 % -v3.0 2019-03-20
67 %       -With best working smoothing spline [method==7]
68 %       -Now with large documentation and testing in
69 %       OneNote
70 %       \Knowledgebase_QM\Allgemeine Technik\Software
71 %       -Useful argument parser
72 %
73 % This function subtracts the Bright/Atoms and their
74 %   respective DarkImage to get the image Y.
75 % Then it fits the result with an imclose/imopen-mean which
76 %   yields X.
77 % Next we consider that each row and column has an offset
78 %   c_row/c_col and a
79 %   gain a_row/a_col.
80 % Thus we may create the equation for each pixel with indices
81 %   y(i,j) in Y:
82 %  $y(i,j)=a\_row(i)*a\_col(j)*x(i,j)+c\_row(i)+c\_col(j)$ 
83 % Because the lines are dominant in horizontal direction, we
84 %   assume a_col=1
85 % and c_col=1. Now we go through every row i and with the y(i
86 %   ,:) and x(i,:)
87 % we calculate the best fitting a_row(i) and c_row(i).

```

```
72 % Next we will do the same for the columns j and insert our
    % results for the
73 % a_row(i) and c_row(i).
74 % We will alternately iterate those two fits to optimize the
    % gain/offset
75 % values for the rows/columns to get an image with smooth
    % background.
76 % Then we will use the calculated optimization parameters on
    % our original
77 % data to smoothen it and then return the result.
78 %
79 %
80 % Input Variables
81 %
82 % bright (mandatory) = Bright_... image
83 % darkbright (mandatory) = DarkBright_... image
84 % atoms (mandatory) = Atoms_... image
85 % darkatoms (mandatory) = DarkAtoms_... image
86 % method (optional) = default 7
87 %     depending on the input the algorithm for the
88 %     flat image generation will be chosen:
89 %     0) gaussfiltering of 1/2*(morphological opening[5] +
        % closing[5])
90 %     1) medianfiltering
91 %     2) gaussfiltering
92 %     3) ITV_ROF algorithm (isotropic total variation denoising
        % as proposed
93 %     by Rudin Osher Fatemi. This algorithm conserves edges
        % while
94 %     flattening the image.
95 %     4) gaussfiltering to create superflat images (when there
        % is a lot
96 %     of noise in each line and a strong signal)
97 %     5) bilateral filtering
98 %     6) moving image filtering
99 %     7) smoothing spline [default]
100 % Credits for the ITV_ROF algorithm go to Jerome Gilles -
    % he wrote a quite
101 % large toolbox for minimization algorithms with bregmann
    % iterations.
102 % It is called "Bregmann Cookbook" and can be added
    % directly in Matlab
103 % ROI (optional) = default matrix of 1, this matrix defines
    % the region of
104 % interest, if you only want to fit to the background or
    % want to exclude
105 % any area for whatever reason you may parse a matrix
    % filled with 1
106 % expect for the area to be excluded, which has to be
```

```

    filled with NaN
107 % lb (optional) = default [0.975,-150]
108 %   lower bounds for the row/column offset/gain alteration
109 % up (optional) = default [1.025,150]
110 %   upper bounds for the row/column offset/gain alteration
111 % iter (optional) = default 1
112 %   number of iterations the algorithm will fit the best row/
    column
113 %   alterations to the input image and modificate it
114 % smooth (optional) = default 4000000000
115 %   smoothness factor to create the flat image with method #7
116 %   increasing will make the image smoother and filter out
    more line
117 %   structures
118 %
119 % Author: Bernd Lienau
120 % Institution: Universitaet Hamburg - ILP, AG Moritz
121 % email: blienau@physnet.uni-hamburg.de
122 %
123 %

```

```
=====
```

```

124
125 %disable the fmincon alerts
126 options = optimoptions('fmincon','ConstraintTolerance',1e-6,'
    Display','off');
127
128 % subtract the Dark images
129 atoms=(atoms-darkatoms);
130 bright=(bright-darkbright);
131
132 % store the original input for later
133 atoms_clean=atoms;
134 bright_clean=bright;
135
136 % create X depending on the input in method
137 if method==0
138     atoms_X=imgaussfilt((imclose(atoms,strel('disk',5))+
        imopen(atoms,strel('disk',5)))/2,2);
139     bright_X=imgaussfilt((imclose(bright,strel('disk',5))+
        imopen(bright,strel('disk',5)))/2,2);
140 elseif method==1
141     atoms_X=medfilt2(atoms,[15 15]);
142     bright_X=medfilt2(bright,[15 15]);
143 elseif method==2
144     atoms_X=imgaussfilt(atoms,10);
145     bright_X=imgaussfilt(bright,10);
146 elseif method==3
147     atoms_X=ITV_ROF(atoms,0.01,1,1000);

```

```

148     bright_X=ITV_ROF(bright,0.01,1,1000);
149 elseif method==4
150     atoms_X=imgaussfilt(atoms,30);
151     bright_X=imgaussfilt(bright,30);
152 elseif method==5
153     crop=bright(70:120,250:300);
154     smoothValue = 100000;
155     atoms_X=imbilatfilt(atoms,smoothValue);
156     bright_X=imbilatfilt(bright,smoothValue);
157 elseif method==6
158     h = fspecial('motion',45,10);
159     atoms_X=imfilter(atoms,h);
160     bright_X=imfilter(bright,h);
161 elseif method==7
162     x=1:270;
163     y=1:320;
164     sp = spaps({x,y},atoms,smoothing);
165     atoms_X=fnval(sp,{x,y});
166     sp = spaps({x,y},bright,smoothing);
167     bright_X=fnval(sp,{x,y});
168 elseif method==8
169     %fft under construction
170 end
171
172 % add the ROI to the input to only fit to background
173 atoms=atoms.*ROI;
174 bright=bright.*ROI;
175 atoms_X=atoms_X.*ROI;
176 bright_X=bright_X.*ROI;
177
178 % initialize all the arrays for a_/c_ & row/col
179 % since the algorithm works iteratively, computes a and c
    from y=a*x+c
180 % and then adapts x=a*x+c accordingly, we need to store each
    a/c to be able
181 % to do the same algorithm backwards for our Y_original at
    the end to get
182 % the stripeless image Y_final we want to obtain.
183
184 atoms_a_row_total=ones(len_ver,1);
185 atoms_a_col_total=ones(2,len_hor);
186 atoms_c_row_total=zeros(len_ver,1);
187 atoms_c_col_total=zeros(2,len_hor);
188 atoms_a_col_top=ones(1,len_hor/2);
189 atoms_a_col_bot=ones(1,len_hor/2);
190 atoms_c_col_top=zeros(1,len_hor/2);
191 atoms_c_col_bot=zeros(1,len_hor/2);
192 atoms_a_row=ones(len_ver,1);
193 atoms_c_row=zeros(len_ver,1);

```

```

194 bright_a_row_total=ones(len_ver,1);
195 bright_a_col_total=ones(2,len_hor);
196 bright_c_row_total=zeros(len_ver,1);
197 bright_c_col_total=zeros(2,len_hor);
198 bright_a_col_top=ones(1,len_hor/2);
199 bright_a_col_bot=ones(1,len_hor/2);
200 bright_c_col_top=zeros(1,len_hor/2);
201 bright_c_col_bot=zeros(1,len_hor/2);
202 bright_a_row=ones(len_ver,1);
203 bright_c_row=zeros(len_ver,1);
204
205
206 for iteration=1:iterations
207     %rows
208     % take each row and fit the original values(X) and "flat"
        values(Y)
209     for k=1:len_ver
210         y=atoms_X(k,:);
211         x=atoms(k,:);
212         fun=@(p)sum((x*p(1)+p(2)-y).^2);
213         [ac]=fmincon(fun,[1,0],[],[],[],[],lb,ub,[],options);
214         atoms_a_row(k,1)=ac(1);
215         atoms_c_row(k,1)=ac(2);
216
217         y=bright_X(k,:);
218         x=bright(k,:);
219         fun=@(p)sum((x*p(1)+p(2)-y).^2);
220         [ac]=fmincon(fun,[1,0],[],[],[],[],lb,ub,[],options);
221         bright_a_row(k,1)=ac(1);
222         bright_c_row(k,1)=ac(2);
223     end
224     % save the fit parameters for later when we want to use
        them on the
225     % original image
226     atoms_a_row_total(:,:,iteration)=atoms_a_row;
227     atoms_c_row_total(:,:,iteration)=atoms_c_row;
228     % use the fit parameters on the image and go to the next
        iteration
229     atoms=atoms.*repmat(atoms_a_row,1,len_hor);
230     atoms=atoms+repmat(atoms_c_row,1,len_hor);
231     % same for bright
232     bright_a_row_total(:,:,iteration)=bright_a_row;
233     bright_c_row_total(:,:,iteration)=bright_c_row;
234     bright=bright.*repmat(bright_a_row,1,len_hor);
235     bright=bright+repmat(bright_c_row,1,len_hor);
236
237     %columns
238     % same again for the columns
239     % also split the matrices in the middle to compensate the

```

```

    split readout with
240 % the rolling shutter mode and thus the different readout
    ADC for the
241 % upper/lower half
242 for k=1:len_hor
243     y=atoms_X(1:len_ver/2,k);
244     x=atoms(1:len_ver/2,k);
245     fun=@(p) sum((x*p(1)+p(2)-y).^2);
246     [ac]=fmincon(fun,[1,0],[],[],[],[],lb,ub,[],options);
247     atoms_a_col_top(1,k)=ac(1);
248     atoms_c_col_top(1,k)=ac(2);
249
250     y=atoms_X(len_ver/2+1:len_ver,k);
251     x=atoms(len_ver/2+1:len_ver,k);
252     fun=@(p) sum((x*p(1)+p(2)-y).^2);
253     [ac]=fmincon(fun,[1,0],[],[],[],[],lb,ub,[],options);
254     atoms_a_col_bot(1,k)=ac(1);
255     atoms_c_col_bot(1,k)=ac(2);
256
257     y=bright_X(1:len_ver/2,k);
258     x=bright(1:len_ver/2,k);
259     fun=@(p) sum((x*p(1)+p(2)-y).^2);
260     [ac]=fmincon(fun,[1,0],[],[],[],[],lb,ub,[],options);
261     bright_a_col_top(1,k)=ac(1);
262     bright_c_col_top(1,k)=ac(2);
263
264     y=bright_X(len_ver/2+1:len_ver,k);
265     x=bright(len_ver/2+1:len_ver,k);
266     fun=@(p) sum((x*p(1)+p(2)-y).^2);
267     [ac]=fmincon(fun,[1,0],[],[],[],[],lb,ub,[],options);
268     bright_a_col_bot(1,k)=ac(1);
269     bright_c_col_bot(1,k)=ac(2);
270 end
271 % same as above for the columns
272 atoms_a_col_total(:, :, iteration)=[atoms_a_col_top;
    atoms_a_col_bot];
273 atoms_c_col_total(:, :, iteration)=[atoms_c_col_top;
    atoms_c_col_bot];
274 atoms=atoms.*[repmat(atoms_a_col_top,len_ver/2,1);repmat(
    atoms_a_col_bot,len_ver/2,1)];
275 atoms=atoms+[repmat(atoms_c_col_top,len_ver/2,1);repmat(
    atoms_c_col_bot,len_ver/2,1)];
276 bright_a_col_total(:, :, iteration)=[bright_a_col_top;
    bright_a_col_bot];
277 bright_c_col_total(:, :, iteration)=[bright_c_col_top;
    bright_c_col_bot];
278 bright=bright.*[repmat(bright_a_col_top,len_ver/2,1);
    repmat(bright_a_col_bot,len_ver/2,1)];
279 bright=bright+[repmat(bright_c_col_top,len_ver/2,1);

```

```
        repmat(bright_c_col_bot, len_ver/2, 1)];
280 end
281
282 % apply fit parameters to the original image
283 for k=1:iterations
284     atoms_clean=(atoms_clean.*repmat(atoms_a_row_total(:, :, k)
        , 1, len_hor))+repmat(atoms_c_row_total(:, :, k), 1, len_hor
        );
285     atoms_clean=(atoms_clean.*[repmat(atoms_a_col_total(1, :, k)
        ), len_ver/2, 1]; repmat(atoms_a_col_total(2, :, k), len_ver
        /2, 1)]+[repmat(atoms_c_col_total(1, :, k), len_ver/2, 1);
        repmat(atoms_c_col_total(2, :, k), len_ver/2, 1)];
286     bright_clean=(bright_clean.*repmat(bright_a_row_total
        (:, :, k), 1, len_hor))+repmat(bright_c_row_total(:, :, k)
        , 1, len_hor);
287     bright_clean=(bright_clean.*[repmat(bright_a_col_total
        (1, :, k), len_ver/2, 1); repmat(bright_a_col_total(2, :, k),
        len_ver/2, 1)]+[repmat(bright_c_col_total(1, :, k),
        len_ver/2, 1); repmat(bright_c_col_total(2, :, k), len_ver
        /2, 1)]);
288 end
```