

Astropraktikum

Grundlagen der Infrarotbeobachtung

Betreuer: Markus Mugrauer

1 Einleitung

Im Jahre 1800 entdeckte der aus Hannover stammende Astronom Wilhelm Friedrich Herschell¹ (1738-1822) eine unsichtbare Komponente des Sonnenspektrums, die er an dessen langwelligigen roten Ende nachweisen konnte. Diese *infrarote* Strahlung konnte durch Thermometer detektiert werden, die innerhalb bzw. außerhalb des Sonnenspektrums angeordnet wurden (Abb. 1). Allgemein unterteilt man heute den infraroten Spektralbereich grob in drei Teile: nahes ($0.75\text{-}5\ \mu\text{m}$), mittleres ($5\text{-}25\ \mu\text{m}$) und fernes ($25\text{-}350\ \mu\text{m}$) Infrarot.

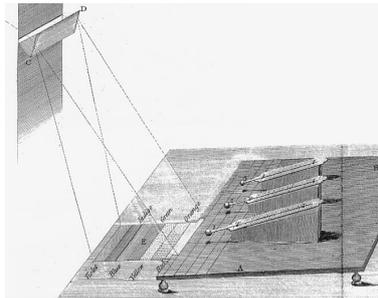


Abbildung 1: Mit dem hier gezeigten Aufbau gelang es erstmals Infrarotstrahlung durch Temperaturmessung nachzuweisen.

Durch die Beobachtungen des Nachthimmels im Infraroten konnten in den vergangenen Jahren viele interessante astronomische Entdeckungen gemacht werden. Dazu gehören neben der direkten Beobachtung der ersten massearmen substellaren Objekte (Braune Zwerge bzw. Planeten), die Untersuchung von Sternentstehungsregionen, die Erforschung des Milchstraßenzentrums wie auch die Detektion ferner und damit stark rot verschobener Galaxien.

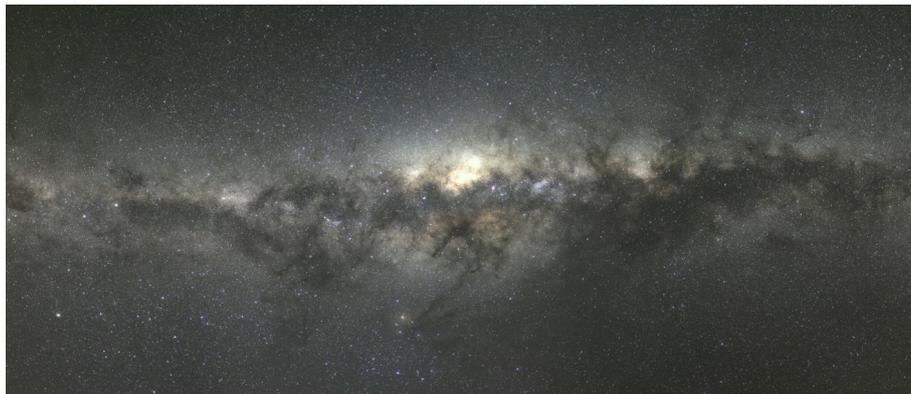


Abbildung 2: Das Zentrum unserer Galaxis, aufgenommen im sichtbaren Spektralbereich. Dichte Wolken aus Gas und Staub verdecken den Blick ins Zentrum der Galaxis. Der gelblich leuchtende Stern Antares ist in der unteren Bildmitte zu erkennen.

¹Entdecker des Planeten Uranus

Beobachtet man unsere Milchstraße im sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums, so fallen viele dunkle Bänder und Filamente entlang der galaktischen Ebene auf (siehe Abb. 2). Diese dunklen Regionen bestehen aus Staub- und Gasmassen, die sich vor den Sternen unserer Milchstraße befinden und deren Licht absorbieren und streuen. Die Absorption und Streuung der elektromagnetischen Strahlung oder kurz deren Extinktion A_λ ist stark von der Wellenlänge abhängig:

$$A_\lambda \propto \lambda^{-1.75}$$

Frage: Bestimmen Sie das Extinktionsverhältnis zwischen sichtbarem Licht (600 nm) und Infrarotstrahlung bei $2 \mu\text{m}$ bzw. $10 \mu\text{m}$.

Info: Alle in diesem Kapitel gestellten Fragen müssen noch vor der Versuchsdurchführung bearbeitet werden. Die Antworten sind dem Betreuer am Versuchstag vorzulegen.

Sternentstehungsregionen liegen tief in Gas- und Staubwolken eingebettet und können so im sichtbaren Licht nicht beobachtet werden, da das Licht der gerade neu entstandenen Sterne vollständig absorbiert wird. Im nahen Infraroten können die Sterne dagegen beobachtet werden, da die Infrarotstrahlung die Gas- und Staubmassen durchdringen kann.

Bekannte Sternentstehungsgebiete sind in Abb. 2 zu erkennen. Sie liegen nördlich von Antares im Sternbild Skorpion (Scorpius) und erstrecken sich hinein bis ins Sternbild Schlangenträger (Ophiuchus). Südlich von Antares findet man eine weitere Sternentstehungsregion im Sternbild Wolf (Lupus).

Die Geburtsstätten der Sterne kann man sich vereinfacht als eine große Staub- und Gaswolke vorstellen. Ist der interne Gasdruck (Temperatur) der Wolke kleiner als der durch die Schwerkraft (Masse) erzeugte Gravitationsdruck, kollabiert die Wolke unter der eigenen Schwerkraft. Allgemein ist die Wolke nur dann gravitativ stabil wenn ihre Masse die so genannte *Jeans-Masse* M_{Jeans} nicht überschreitet. Mit der Boltzmann-Konstante k , der Gravitationskonstante G , der mittleren Teilchenmasse μ sowie der Dichte der Wolke ρ lässt sich die *Jeans-Masse* berechnen und es gilt:

$$M_{Jeans} = 5.46 \left(\frac{kT}{G\mu} \right)^{1.5} \rho^{-0.5}$$

Massereichere Wolken sind gravitativ instabil und kollabieren in der so genannten *Frei-Fall-Zeit* τ_{ff} .

$$\tau_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}$$

Für das interstellare Medium mit $T = 10 \text{ K}$ und einer Dichte von 1 H-Atom/cm^3 ergibt sich eine *Jeans-Masse* von $M_{Jeans} \approx 3000 M_\odot$. Wie diese Abschätzung zeigt, müssen die Wolken vergleichsweise große Massen besitzen, damit in ihnen überhaupt Sterne entstehen können. Beim Kollaps der Wolke steigt zunächst nur die mittlere Dichte an (gleiche Masse bei kleinerem Volumen). Die Temperatur bleibt annähernd konstant, da die bei der Kontraktion freiwerdende Gravitati-

onsenergie nach außen abgestrahlt werden kann. Durch den Dichteanstieg verkleinert sich die *Jeans-Masse* und so werden nach und nach immer masseärmere Teilbereiche der Wolke gravitativ instabil. Die große Wolke zerfällt so nach und nach in immer kleinere gravitativ instabile Fragmente (Fragmentation).

Frage: Bestimmen Sie die minimale Dichte (in kg/m^3 und in Atome/cm^3) einer Gaswolke ($M = 1 M_\odot$; $T = 10 \text{ K}$) damit diese durch ihre eigenen Schwerkraft kollabiert. Wie lange (in Jahren) dauert der Kollaps dieser Gaswolke? Berechnen Sie dazu die *Frei-Fall-Zeit* τ_{ff} .

Aus diesen einzelnen Fragmenten entstehen entweder Sterne mit Massen größer $0.078 M_\odot$ oder die massenärmeren braunen Zwerge ($0.013 M_\odot < m < 0.078 M_\odot$). Bei der fortschreitenden Kontraktion der großen Gaswolke steigt die Gasdichte immer weiter an und das Gas wird schließlich für Strahlung undurchlässig. Da nun neben der Dichte auch die Temperatur der Wolke stark ansteigt, verkleinert sich die *Jeans-Masse* nicht weiter, sondern erreicht ein Minimum bei ca. $0.013 M_\odot$.

Viele der neu entstandenen Sterne sind von Scheiben umgeben. Die Akkretion von Scheibenmaterial bzw. die gravitative Instabilität der Scheiben führt zur Bildung von Planeten, die ihren Mutterstern umkreisen. Da die Lebensdauer der Scheiben nur wenige Millionen Jahre beträgt muss auch die Planetenentstehung in diesem Zeitraum ablaufen. Die Masse eines Planeten ($m < 0.013 M_\odot$) ist so gering, dass Druck und Temperatur in seinem Kern nicht ausreichen um Kernfusionsprozesse in Gang zu setzen. Der einzige Energievorrat des Planeten ist die beim Kollaps frei gewordene Gravitationsenergie, die der Planet dann im Laufe der Zeit abstrahlt. In nur wenigen Millionen Jahren kühlen die Planeten rasch aus und werden dabei immer leuchtschwächer.

Braune Zwerge besitzen bereits eine so hohe Masse ($0.013 M_\odot < m < 0.078 M_\odot$), dass in ihren Kernen das Deuteriumbrennen zünden kann. Durch Konvektion durchmischt sich das Gas im Inneren des Braunen Zwerges andauernd. Kühles Gas von der Oberfläche sinkt zum Kern hinab und heißes Gas steigt vom Kern zur Oberfläche auf. Auf Grund dieser Durchmischung der Atmosphäre gelangt schließlich das ganze Deuterium in den Kern und wird dort fusioniert. Nach mehreren Millionen Jahren ist alles Deuterium verbraucht und die innere Energiequelle erlischt. Ab diesem Zeitpunkt kühlen dann auch braune Zwerge aus und werden immer dunkler. Braune Zwerge und Planeten werden auch als substellare Objekte bezeichnet, da sie in ihrem Inneren keine lang anhaltenden Kernfusionsprozesse zünden können.

Die stellaren Objekte sind die Sterne. Im Zentrum eines Sterns herrschen so hohe Temperaturen und Drücke, dass Wasserstoff zu Helium fusioniert werden kann (Wasserstoffbrennen). Dadurch steht dem Stern eine stabile Energiequelle zur Verfügung, die solange Energie liefert bis der gesamte Wasserstoffvorrat im Kernbereich verbraucht ist. Bei sonnenähnlichen Sternen reicht der Wasserstoff im Kern für viele Milliarden Jahre. Während dieser Phase, dem so genannten Hauptreihenstadium, verändert sich die Temperatur und die Leuchtkraft des Sterns nur sehr langsam.

Kreist ein brauner Zwerg oder Planet als Begleiter um einen Stern, ist das Helligkeitsverhältnis zwischen beiden Objekten sehr stark vom Alter des Systems abhängig. Da substellare Objekte im Laufe der Zeit immer dunkler werden lassen sie sich bevorzugt bei jungen Systemen eng am Stern nachweisen. Der Helligkeitsunterschied zwischen dem heißen Stern und dem kühlen substellaren Begleiter ist dabei von der Wellenlänge abhängig und erreicht ein Minimum im nahen Infrarot.

Frage: Berechnen sie den Helligkeitsunterschied Δm (in Magnituden) zwischen einem jungen heißen Planeten ($T = 1000\text{ K}$, $R = 0.1 R_{\odot}$) und einem sonnenähnlichen Stern ($T = 5800\text{ K}$, $R = 1 R_{\odot}$) im sichtbaren Wellenlängenbereich $\lambda = 550\text{ nm}$ und im nahen Infrarot bei $\lambda = 2\text{ }\mu\text{m}$. Nehmen Sie vereinfacht an, dass beide Objekte schwarze Körper^{2,3} sind.

1.1 Detektoren

Für lange Zeit konnten astronomische Beobachtungen nur im sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums durchgeführt werden. Wurde zunächst nur mit dem bloßen Auge beobachtet, konnte Mitte des 19. Jahrhunderts erstmals auch die Photographie erfolgreich als astronomische Beobachtungstechnik eingesetzt werden. Damit war es möglich, das vom Teleskop gesammelte Licht über einen längeren Zeitraum zu integrieren, was die Untersuchung von leuchtschwachen Objekten ermöglichte (Abbildung und Spektroskopie). Die Schwärzung des Filmmaterials ist dabei ein Maß für die Zahl der detektierten Photonen.

Bis Mitte der 70er Jahre des letzten Jahrhunderts waren Film bzw. Photoplatten die am weitesten verbreiteten Detektoren in der Astronomie bevor sie von den viel lichtempfindlicheren CCD-Detektoren (Charge Coupled Devices) abgelöst wurden. Schwärzt in einer photographischen Emulsion nur jedes hundertste Photon den Film, können in modernen CCD-Detektoren bereits über 90% der am Detektor ankommenden Photonen nachgewiesen werden. Ein CCD-Detektor ist aus vielen einzelnen Bildelementen (Pixel) aufgebaut. Die Größe dieser Bildelemente liegt im Bereich zwischen 5 und 30 μm . Im einfachsten Fall besteht jedes Pixel aus einer p - dotierten Siliziumschicht, die über eine dünne SiO_2 Schicht mit einem Metallkontakt verbunden ist (MOS: Metal Oxide Semiconductor) an dem ein elektrisches Potential angelegt wird. Trifft nun ein Photon auf den Halbleiter bildet sich durch den photoelektrischen Effekt ein Elektron-Loch Paar, das durch das angelegte elektrische Feld getrennt wird bevor es rekombinieren kann. Die erzeugte Ladung ist dabei zur Zahl der einfallenden Photonen direkt proportional. Nach der Belichtung ändert man das Potential an den einzelnen Pixeln und transportiert so die gesammelten Ladungsträger zur Ausleseelektronik. Dort wird nacheinander die Ladung jedes Pixels über den Spannungsabfall an einer Kapazität bestimmt. Die spektrale Empfindlichkeit der auf Silizium⁴ basierenden CCD-Detektoren reicht von ca. 200 nm bis in nahe Infrarot.

Frage: Bestimmen Sie die Grenzwellenlänge eines CCD - Detektors.

²Spektrale Flussdichte eines Schwarzen Strahlers: $F_{\lambda}(\lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5(e^{hc/kT\lambda} - 1)}$

³Scheinbare Helligkeit eines Objektes: $m = -2.5\log(F) + m_0$

⁴Energielücke von Si: $E_{gap} = 1.12\text{ eV}$

Infrarot-Detektoren, die von der Pixelzahl und Größe mit CCD-Detektoren vergleichbar sind, kamen erstmals Mitte der 80er Jahre des letzten Jahrhunderts in der Astronomie erfolgreich zum Einsatz. Im Gegensatz zum CCD kann die Ladung jedes Pixels des Infrarot-Detektors direkt gemessen werden und muss nicht erst über den gesamten Detektor transportiert werden. Die Detektion der einfallenden Photonen erfolgt wie im CCD durch den photoelektrischen Effekt. Wegen der niedrigeren Energie der Infrarotphotonen müssen aber Halbleiter mit entsprechend kleineren Bandlücken verwendet werden. In den heute gängigen Infrarot-Detektoren verwendet man meistens die Halbleiter $Hg_{0.55}Cd_{0.45}Te$ (0.5 eV) bzw. $InSb$ (0.23 eV).

Die einzelnen Pixel eines Infrarot-Detektors sind zweilagig aufgebaut. Die obere Schicht besteht aus einer für Infrarotenstrahlung sensitiven Photodiode. Die darunter liegende Schicht enthält einen Silizium Feldeffekttransistor, der zur Messung der Diodenspannung verwendet wird. Zu Beginn jeder Belichtung wird eine Sperrspannung an der Photodiode angelegt. Die dabei verschobene Ladung hängt von der angelegten Sperrspannung U_{Sperr} und der effektiven Diodenkapazität C ab und berechnet sich einfach zu $Q = C \cdot U_{Sperr}$. Treffen nun Photonen auf die Photodiode, bilden sich durch den photoelektrischen Effekt Elektron-Loch-Paare, die durch das interne elektrische Feld am pn - Übergang der Photodiode getrennt werden bevor es zur Rekombination kommt. Aus dem Spannungsabfall $\Delta U_{Sperr} = \Delta Q / C$ an der Diode ergibt sich die während der Belichtungszeit erzeugte Ladungsmenge, die direkt proportional zur Zahl der eingefallenen Photonen ist. Die Empfindlichkeit der einzelnen Pixel ist leicht unterschiedlich. Dieser Effekt kann aber durch die Aufnahme einer gleichmäßig beleuchteten Fläche, dem so genannten *Flatfield*-Bild, korrigiert werden.

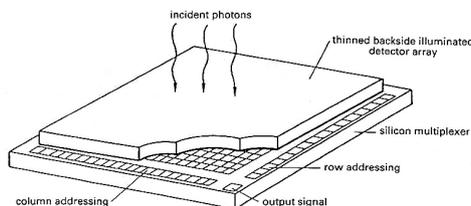


Abbildung 3: Aufbau eines Infrarot Detektors.

Neben den Ladungsträgern, die durch den photoelektrischen Effekt im Halbleiter erzeugt werden, reicht auch die thermische Energie mancher Elektronen aus um im Halbleiter Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Um diesen so genannten *Dunkelstrom* so niedrig wie möglich zu halten müssen Infrarot-Detektoren immer gekühlt betrieben werden.

Frage: Schätzen Sie die mittlere thermische Energie (in eV) eines Elektrons im Halbleiter bei $T = 300\text{ K}$ ab und erklären Sie, warum es dennoch zum Dunkelstrom kommt. Bei welchem Infrarot-Detektor ($InSb$ oder $HgCdTe$) erwarten Sie einen höheren Dunkelstrom wenn beide bei der gleichen Temperatur betrieben werden?

1.2 S/N - Das Signal/Rausch-Verhältnis

Die Zahl der detektierten Photonen einer Quelle schwankt nach der Poisson-Statistik um den Mittelwert S . Dieser Mittelwert entspricht dem detektierten Signal der Quelle und kann aus dem Strahlungsfluss der Quelle s und der Belichtungszeit t berechnet werden.

$$S = s \cdot t$$

Die Standardabweichung vom Mittelwert S wird als das Photonenrauschen N der Quelle bezeichnet. Nach der Poisson-Statistik gilt:

$$N = \sqrt{s \cdot t}$$

Trifft auf ein Pixel während der Belichtungszeit t der Strahlungsfluss der Quelle s und der Strahlungsstrom des Himmelshintergrundes b , so ergibt sich ein Signal zu Rauschverhältnis (S/N)

$$S/N = \frac{s \cdot t}{\sqrt{s \cdot t + b \cdot t + R^2}}$$

R ist das Ausleserauschen des Detektors, das bei Infrarot-Detektoren durch geringfügige Schwankungen in der am Pixel angelegten Sperrspannung hervorgerufen wird.

Solange das beobachtete Objekt die hellste Quelle ist, limitiert das Photonenrauschen der Quelle das S/N der Aufnahme. Ist der Himmelshintergrund viel heller als das beobachtete Objekt, limitiert das Photonenrauschen des Hintergrundes das S/N der Aufnahme. In beiden Fällen wächst das S/N der Aufnahme mit der Wurzel der Belichtungszeit. Dies gilt aber nur für ausreichend lange Belichtungszeiten. Bei einer Belichtungszeit kürzer als

$$\tau_{RN} \approx R^2/b$$

ist das Photonenrauschen des Hintergrundes kleiner als das Ausleserauschen des Detektors. In diesem Bereich steigt das S/N linear mit der Belichtungszeit an (siehe auch Abb. 4).

Addiert man N Aufnahmen zu einem Gesamtbild, so ist das S/N der Summe aller Bilder \sqrt{N} mal höher als das S/N einer Einzelaufnahme. Werden die Einzelbilder nur durch das Photonenrauschen limitiert, so hat die Summe dieser Bilder das gleiche S/N wie eine entsprechend länger belichtete Einzelaufnahme.

Dominiert dagegen das Ausleserauschen des Detektors die Einzelbilder, so ist das S/N der Summe dieser Bilder jedoch kleiner als das S/N einer entsprechend länger belichteten Einzelaufnahme.

Bei der Beobachtung im nahen Infraroten ($1-2.5 \mu m$) liegt τ_{RN} wellenlängenabhängig im Bereich zwischen einigen Sekunden und einigen Minuten. Bei noch längeren Wellenlängen verkürzt sich τ_{RN} wegen der immer weiter ansteigenden Hintergrundhelligkeit deutlich unter eine Sekunde.

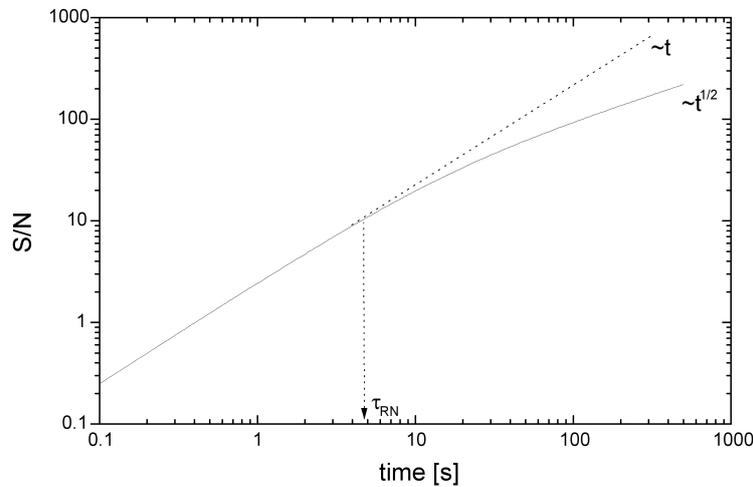
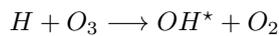


Abbildung 4: Entwicklung des S/N über die Belichtungszeit.

1.3 Die Erdatmosphäre im nahen Infrarot - Emission und Absorption

Die Atmosphäre der Erde besteht aus einer Vielzahl von Molekülen. Da Moleküle neben den einzelnen Energieniveaus des elektrostatischen Potentials auch noch Vibrations- und Rotationsenergiezustände besitzen, stehen im Vergleich zum einzelnen Atom deutlich mehr Energieniveaus zur Verfügung. Beim Übergang eines Moleküls von einem höheren zu einem niedrigeren Energiezustand wird elektromagnetische Strahlung emittiert. Dieses Leuchten der Atmosphäre im nahen Infrarot (siehe Abb. 5) wird vor allem durch das Hydroxyl-Ion (OH) verursacht, das in der Hochatmosphäre in ca. 90 km Höhe durch die Reaktion



gebildet wird. Das Ion befindet sich in einem hoch angeregten Energiezustand und gibt seine Energie durch Emission von Infrarotstrahlung wieder ab. Die Emission des Nachthimmels ist dabei nicht konstant, sondern schwankt innerhalb von 15 Minuten unregelmäßig um bis zu 10%. Innerhalb einer Nacht kann die Himmelhelligkeit im Ganzen sogar um bis zu 50% variieren. Ab einer Wellenlänge von $3.5\ \mu\text{m}$ macht sich neben der Strahlung der OH -Moleküle bereits auch die thermische Strahlung der Erdatmosphäre störend bemerkbar.

Frage: Bestimmen Sie die Wellenlänge bei der ein schwarzer Strahler mit einer Temperatur $T = 30^\circ\text{C}$ die höchste spektrale Flussdichte aufweist.

Im nahen Infrarot ist der Himmelshintergrund bereits viel heller als die meisten beobachtbaren Objekte (siehe Tab. 1). Dieser Hintergrund ist variabel und verändert seine Helligkeit innerhalb von nur wenigen Minuten. Damit trotzdem

auch leuchtschwache Objekte erfasst werden können, muss der Himmelshintergrund bei der Beobachtung abgezogen werden.

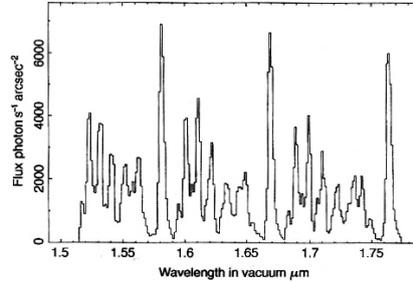


Abbildung 5: Die Emission der Erdatmosphäre im H-Band ($1.65 \mu m$). Die einzelnen Emissionslinien werden von angeregten OH -Molekülen in der Erdatmosphäre erzeugt.

Tage seit Neumond	V ($0.60 \mu m$)	J ($1.25 \mu m$)	H ($1.65 \mu m$)	K ($2.16 \mu m$)
0	21.4	15.7	14.0	12.5
7	21.0	15.7	14.0	12.5
14	19.2	15.7	14.0	12.5

Tabelle 1: Flächenhelligkeit [$mag/arcsec^2$] des Nachthimmels in verschiedenen Bändern. Die Helligkeit des Nachthimmels ist dabei nur im sichtbaren Spektralbereich von der Mondphase abhängig.

Aus diesem Grund wird bei der Beobachtung im nahen Infrarot die *Jitter*-Technik eingesetzt. Man nimmt dabei viele Bilder des Objektes auf und verschiebt zwischen den Aufnahmen das Teleskop um einen kleinen Winkel, so dass alle Objekte immer auf leicht unterschiedliche Stellen des Detektors fallen. Subtrahiert man diese Einzelbilder voneinander, wird der Himmelshintergrund aus den Aufnahmen entfernt. Die *Jitter*-Technik ist ein sehr effektives Beobachtungsverfahren, da die Objektaufnahmen gleichzeitig zur Messung des Himmelshintergrundes verwendet werden. Damit dies aber funktioniert muss gesichert sein, dass die meisten Pixel des Detektors tatsächlich nur den Himmelshintergrund messen. Bei der Beobachtung dichter Sternfelder bzw. ausgedehnter Objekte muss der Hintergrund mit einer zusätzlichen Aufnahme bestimmt werden (*extended Jitter*-Technik). Dabei wird das Teleskop nach der Belichtung des Objektes auf eine möglichst nahe gelegene Himmelsposition gefahren, an der dann das Hintergrundbild aufgenommen wird. Danach bewegt man das Teleskop wieder zum Objekt zurück. Subtrahiert man nun von jeder Objektaufnahme das zugehörige Hintergrundbild, so wird der Himmelshintergrund abgezogen. Neben den Emissionslinien der OH -Moleküle erzeugen andere Moleküle (vor allem H_2O und CO_2) starke Absorptionsbanden im nahen Infrarot. Zwischen 1 und $3 \mu m$ ist die Erdatmosphäre nur in drei Bändern für elektromagnetische Strahlung transparent (siehe Abb. 6). Das J-Band liegt bei einer Zentralwellenlänge von $1.25 \mu m$, gefolgt vom H-Band bei $1.65 \mu m$ und dem K-Band bei $2.16 \mu m$. Mit

speziellen Bandpassfiltern (J, H, K) kann man in diesen nur wenige hundert nm breiten Wellenlängenbereichen beobachten.

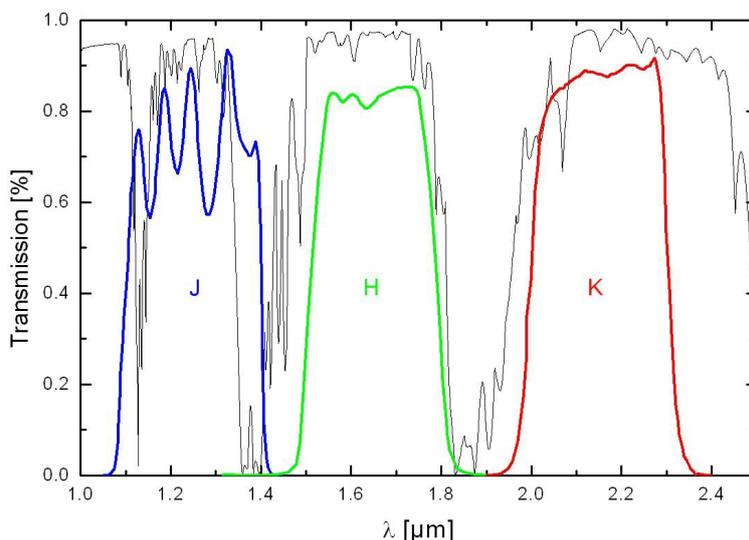


Abbildung 6: Transmission der Erdatmosphäre im nahen Infrarot. In Farbe sind die Durchlasskurven des J, H und K-Band Filters gezeigt, die an die atmosphärische Transmission der Erdatmosphäre angepasst wurden.

1.4 Die adaptive Optik - ALFA und NAOS

Das Licht eines Sterns kann als planparallele Wellenfront betrachtet werden, da die Teleskopöffnung im Vergleich zum Abstand des Sterns vernachlässigbar klein ist. Das Licht des Sterns wird an der Teleskopöffnung gebeugt, wodurch in der Bildebene des Teleskops ein Beugungsbild entsteht, das durch ein Airy-Scheibchen mit der Halbwertsbreite

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

beschrieben werden kann. Stehen zwei Objekte näher als θ zusammen, werden sie vom Teleskop nicht mehr getrennt voneinander abgebildet. Dieser Winkel wird deshalb auch als das Auflösungsvermögen des Teleskops bezeichnet.

Steht ein leuchtschwacher Begleiter einige Vielfache von θ vom Stern entfernt so trifft wegen der Beugung immer auch etwas Sternenlicht auf die Position des Begleiters. Das Photonenrauschen dieses Hintergrundsignals erschwert die Detektion des Begleiters. Damit die Detektion des Begleiters neben dem viel helleren Stern gelingt, muss deshalb das störende Sternenlicht auf eine möglichst kleine Zone um den Stern herum eingegrenzt werden. Nach dem Beugungsgesetz ist dies nur mit einer großen Teleskopöffnung und der Beobachtung bei einer möglichst kurzen Wellenlänge erreichbar.

Frage: Bestimmen Sie das Auflösungsvermögen eines 8.2 m Teleskops im K-Band in Milli-Bogensekunden (mas).

In der Erdatmosphäre treten wegen der Sonneneinstrahlung Turbulenzen auf. Warme Luftmassen steigen auf (geringere Dichte) und kalte sinken ab (höhere Dichte). Da der Brechungsindex der Luft von der Dichte abhängt, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in diesen Luftzellen unterschiedlich hoch. Im vereinfachten Modell besteht die Erdatmosphäre aus Luftzellen mit dem Durchmesser r_0 , die sich in einer Höhe von 10 km mit einer Geschwindigkeit von $v_0=10\text{ m/s}$ bewegen.

Der Zellendurchmesser r_0 wird als Fried-Parameter bezeichnet und ist von der Wellenlänge abhängig.

$$r_0 \propto \lambda^{1.2}$$

Trifft eine ebene Wellenfront auf die Atmosphäre wird sie beim Durchqueren der einzelnen Luftzellen verbogen. Beobachtet man diese verformte Wellenfront mit einem Teleskop, so erhält man in der Bildebene mehrere beugungsbegrenzte Bilder des Sterns. Die Anzahl dieser so genannten *Speckle* entspricht einfach der Zahl der Luftzellen, die man auf der Teleskopöffnung verteilen kann.

$$N_{\text{Speckle}} = \left(\frac{D}{r_0}\right)^2$$

Die einzelnen *Speckle* überlagern sich und erzeugen eine breite Lichtverteilung in der Bildebene, deren Halbwertsbreite als *Seeing* bezeichnet wird.

$$\text{Seeing} \propto \lambda^{-0.2}$$

Die einzelnen Luftzellen bewegen sich im Laufe der Zeit über die Teleskopöffnung hinweg, was zu einer Veränderung des *Speckle*-Musters innerhalb der Zeit t führt.

$$t = r_0/v_0$$

Frage: Ein Stern wird mit einem 8.2 m Teleskop im K-Band beobachtet. Nehmen Sie dabei ein typisches *Seeing* von $1''$ bei 550 nm an ($r_{0,\lambda=550\text{ nm}} = 0.11\text{ m}$). Bestimmen Sie das *Seeing* im K-Band und vergleichen Sie es mit dem Auflösungsvermögen des Teleskops. Aus wie vielen *Speckle* besteht das *Seeing*-limitierte Bild des Sterns? Mit welcher Frequenz verändert sich das *Speckle*-Muster?

Wäre ein enger Begleiter eines Sterns im beugungsbegrenzten Fall noch detektierbar, kann er in einer durch das *Seeing* begrenzten Aufnahme nicht mehr getrennt vom Stern beobachtet werden. Um den Begleiter detektieren zu können, müssen die atmosphärischen Störungen der Wellenfront korrigiert werden. Im nahen Infrarot ist diese Korrektur heute bereits durch Einsatz einer so genannten adaptiven Optik möglich. Dabei trifft das vom Teleskop gesammelte Licht auf einen verformbaren Spiegel und wird von diesem zur Infrarotkamera reflektiert. Mit Hilfe eines Strahlenteilers gelangt ein Teil des Lichtes auf einen Wellenfrontsensor, der die Deformation der Wellenfront ermittelt. Die Oberfläche

des verformbaren Spiegels wird dann mit Aktuatoren auf der Spiegelrückseite so eingestellt, dass bei der Reflexion die Wellenfront parallelisiert wird. Da die Wellenfront und damit auch das *Speckle*-Bild nur innerhalb der Zeit $t = r_0/v_0$ konstant sind, muss der gesamte Mess- und Steuervorgang in diesem Zeitintervall erfolgen.

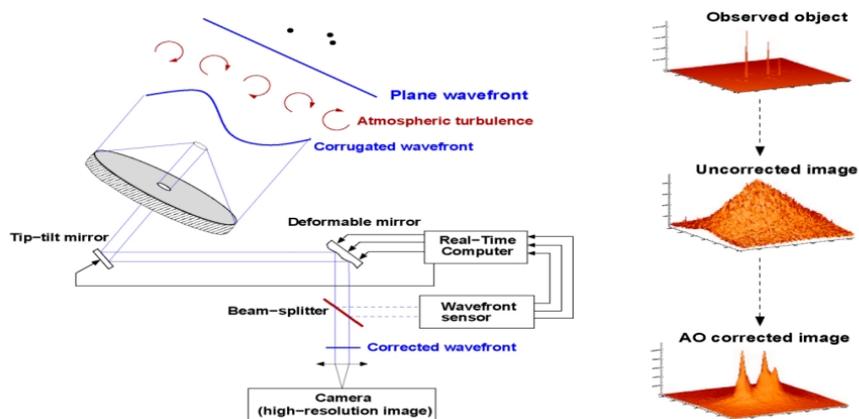


Abbildung 7: Funktionsprinzip einer adaptiven Optik.

In diesem Astropraktikum werden Infrarotdaten bearbeitet, die mit dem 3.5 m Teleskop des Calar Alto Observatoriums (in Spanien) und mit einem der vier 8.2 m Teleskope des Paranal Observatoriums (in Chile) aufgenommen wurden.

Am 3.5 m Teleskop des Calar Alto Observatoriums wird die adaptive Optik ALFA (Adaptive optics with a Laser For Astronomy) in Kombination mit der Infrarotkamera Ω -Cass eingesetzt, die im Cassegrain-Fokus des Teleskops installiert ist (siehe Abb. 8). Ω -Cass arbeitet mit einem *HgCdTe* Detektor mit 1024×1024 Pixel und einer Pixelskala von $77.6 \pm 0.3\text{ mas/Pixel}$. Die Arbeitstemperatur des Detektors liegt bei 77 K . Kernstück der adaptiven Optik ALFA ist ein deformierbarer Spiegel mit 97 Aktuatoren, der zusammen mit einem Tip-Tilt-Spiegel⁵ betrieben wird. Der Wellenfrontsensor ist ein Shack-Hartmann Sensor, der die sichtbare Komponente des Sternenlichts zur Analyse der Wellenfront verwendet.

Das Teleskop Yepun (UT4) ist eines der vier baugleichen 8.2 m Teleskope des Paranal Observatoriums. Im Nasmyth-Fokus dieses Teleskops befindet sich die adaptive Optik NAOS (Nasmyth Adaptive Optics System), die zusammen mit der Infrarotkamera CONICA (Coudé Near Infrared Camera) betrieben wird (siehe Abb. 8). Der Detektor in CONICA ist ein 1024×1024 *InSb* Pixel-Array, das bei einer Temperatur von 35 K betrieben wird. CONICA besitzt mehrere Objektive zur Beobachtung bei unterschiedlicher Auflösung, z.B. das S13 ($13.23 \pm 0.05\text{ mas/Pixel}$) oder das S27 ($27.07 \pm 0.05\text{ mas/Pixel}$) Objektiv. In der Bildebene des Teleskops können zudem noch Koronographenmasken eingefahren werden. Die adaptive Optik NAOS besteht aus einem Tip-Tilt-Spiegel,

⁵Tip-Tilt-Spiegel: Ein Kippspiegel der die Bewegung des Lichtschwerpunktes ausgleicht.

der zusammen mit einem verformbaren Spiegel mit 185 Aktuatoren betrieben wird. Mit zwei Strahlenteilern kann entweder das sichtbare bzw. infrarote Licht zur Analyse der deformierten Wellenfront verwendet werden. Für beide Spektralbereiche steht jeweils ein Shack-Hartmann Sensor zur Analyse der Wellenfront zur Verfügung.



Abbildung 8: Das Bild links zeigt die adaptive Optik ALFA (rot) zusammen mit der Infrarotkamera Ω -Cass im Cassegrainfokus des 3.5 m Teleskops des Calar Alto Observatoriums. Das Bild rechts zeigt den Nasmythfokus des 8.2 m Teleskops Yepun (UT4) des Paranal Observatoriums. Die adaptive Optik NAOS (hellblau) befindet sich im Strahlengang zwischen dem Teleskop und der Infrarotkamera CONICA (rot).

1.5 Die Suche nach substellaren Begleitern von Sternen

Wie im Kapitel 1 bereits beschrieben wurde, kühlen substellare Objekte (braune Zwerge und Planeten) nach ihrer Entstehung aus und werden dabei immer dunkler. Wegen der niedrigen Atmosphärentemperaturen liegt das Strahlungsmaximum dieser Objekte bereits im nahen Infrarot. Durch den Einsatz einer adaptiven Optik können heute diese leuchtschwachen Objekte als enge Begleiter von Sternen abgebildet werden.

In den meisten Fällen sind in einer Aufnahme neben dem Begleiter viele weitere Objekte zu erkennen, die aber nur zufällig im Gesichtsfeld stehen, in Wahrheit aber weit entfernte Hintergrundsterne sind. Da der Begleiter an den Stern gebunden ist, bewegen sich beide Objekte gemeinsam am Himmel in die gleiche Richtung (Orbitbewegung vernachlässigt).

Auf Grund der Bewegung des Sterns ändert sich sein Abstand zu den Hintergrundobjekten über die Zeit. Der Abstand zwischen Stern und Begleiter bleibt dagegen konstant, da beide Objekte die gleiche Eigenbewegung aufweisen. Vergleicht man nun in zwei Aufnahmen die Abstände der detektierten Objekte zum Stern, können echte Begleiter des Sterns von Hintergrundobjekten unterschieden werden.

Frage: Die Sonne bewegt sich mit 250 km/s um das Milchstraßenzentrum. Bestimmen Sie die scheinbare jährliche Bewegung (in $''/\text{yr}$) unserer Sonne für einen ruhenden Beobachter in 10 Lichtjahren Abstand. Bestimmen Sie das Verhältnis der Orbitbewegung des Jupiters zur Eigenbewegung der Sonne.

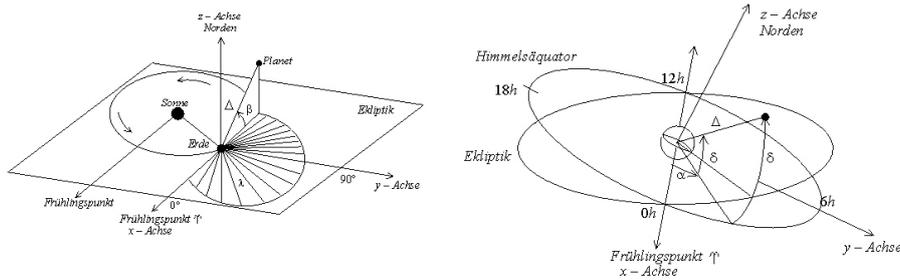


Abbildung 9: Das geozentrisch-ekliptikale (links) und geozentrisch-äquatoriale (rechts) Koordinatensystem.

Die Position eines Objektes am Himmel wird am einfachsten im geozentrisch-äquatorialen Koordinatensystem mit den beiden Koordinaten Rektaszension (α) und Deklination (δ) beschrieben (siehe Abb. 9 rechts). Die Bezugsebene ist der Himmelsäquator ($\delta=0^\circ$), der die Projektion des Erdäquators auf die Himmelskugel darstellt. Die Schnittlinie der Erdbahnebene mit der Himmelskugel ist die Ekliptik, die um $\epsilon=23.439^\circ$ gegen den Himmelsäquator geneigt ist. Die Sonne wandert auf dieser Bahn jährlich einmal über den ganzen Himmel. Die Schnittpunkte zwischen Ekliptik und Himmelsäquator nennt man Frühlings- ($\alpha=0^\circ$, $\delta=0^\circ$) bzw. Herbstpunkt ($\alpha=180^\circ$, $\delta=0^\circ$), da die Sonne diese Punkte zum Frühlings- bzw. Herbstanfang erreicht.

Die Bewegung eines Sterns im geozentrisch-äquatorialen Koordinatensystem ist immer die Summe aus der Eigenbewegung des Sterns und dessen Parallaxenbewegung, die durch die Rotation der Erde um die Sonne herum entsteht.

Für die Eigenbewegung des Sterns in der Zeitspanne Δt gilt:

$$\Delta RA = \mu_\alpha \cos(\delta) \cdot \Delta t$$

$$\Delta Dec = \mu_\delta \cdot \Delta t$$

mit $\mu_\alpha \cos(\delta)$ und μ_δ den Eigenbewegungen des Sterns in Rektaszensions- bzw. Deklinationsrichtung. Die durch die Parallaxe verursachte Verschiebung der Sternposition hängt von den äquatorialen Koordinaten des Sterns (α , δ) und der Position der Erde auf ihrer Umlaufbahn ab. Mit der Neigung der Ekliptik zum Himmelsäquator ϵ , der geozentrisch-ekliptikalen Länge der Sonne zum Beobachtungszeitpunkt λ_\odot und der Parallaxe π des Sterns kann die Parallaxenverschiebung berechnet werden.

$$\Delta RA = \pi(\cos(\epsilon)\sin(\lambda_\odot)\cos(\alpha) - \cos(\lambda_\odot)\sin(\alpha))$$

$$\Delta Dec = \pi(\sin(\epsilon)\sin(\lambda_\odot)\cos(\delta) - \cos(\epsilon)\sin(\lambda_\odot)\sin(\alpha)\sin(\delta) - \cos(\lambda_\odot)\cos(\alpha)\sin(\delta))$$

Frage: Bestimmen Sie die geozentrisch-ekliptikale Breite der Sonne β_\odot .

Frage: Betrachten Sie einen Stern der im Abstand a von der Sonne steht und sich von der Erde aus gesehen genau am Frühlingspunkt befindet. Berechnen Sie die Parallaxenbewegung des Sterns im geozentrisch-äquatorialen Koordinatensystem. Überprüfen Sie Ihr Ergebnis im geozentrisch-ekliptikalen Koordinatensystem durch einfache geometrische Überlegungen (siehe Abb.9 links).

2 Versuchsdurchführung

2.1 Datenreduktion

Die Reduktion der Rohdaten wie auch die anschließende Analyse der Bilder erfolgt mit dem Programm MIDAS (Munich Image Data Analysis System). MIDAS bietet eine Vielzahl verschiedener Befehle zur Bildverarbeitung. Neben diesen internen MIDAS-Kommandos können auch shell-Befehle direkt unter MIDAS ausgeführt werden.

Einige wichtige **shell-Kommandos** im Überblick:

cd	kehrt in das Ausgangsverzeichnis zurück
cd name	wechselt in das Verzeichnis name
inmidas	Start von MIDAS
ls	zeigt den Inhalt des aktuellen Verzeichnisses
pwd	gibt den Pfad des aktuellen Verzeichnisses aus

Einige wichtige **MIDAS-Befehle** im Überblick.

average/image	mittelt mehrere Bilder
clear/chan o	löscht alle Linien im MIDAS-Display
comp	führt Operationen zwischen Bildern und Variablen aus
copy/display ? ? P	erzeugt eine Postscript-Kopie des MIDAS-Displays
create/icataloge	erzeugt einen Bildkatalog
load	lädt ein Bild
stat/image	gibt Informationen über die Bildstatistik aus
@@	führt ein MIDAS-Programm aus

Die Eingabe der Befehle in MIDAS erfolgt über das Terminal. Nach der Eingabe eines Befehls kann dieser noch verändert werden in dem man den Cursor mit den Pfeiltasten (\leftarrow \rightarrow) auf die entsprechende Position verschiebt und dann die gewünschten Änderungen durchführt. Danach wird der Befehl durch Drücken der *enter*-Taste ausgeführt. Alle bereits eingegebenen MIDAS-Befehle lassen sich mit der Pfeiltaste (\uparrow) in die Kommandozeile zurückholen. Dieser Befehl kann dann noch geändert bzw. direkt ausgeführt werden.

Bevor Sie mit der Datenreduktion beginnen wechseln Sie zunächst vom Grundverzeichnis in das Stammverzeichnis dieses Versuchs `irdata`.

cd irdata

2.2 Die *Jitter*-Technik

Im ersten Teil des Versuches sollen nun Infrarotaufnahmen reduziert werden, die mit dem normalen *Jitter*-Verfahren aufgenommen wurden. Der Stern GJ 702.1 wurde im K-Band mit dem S13 Objektiv von NAOS-CONICA belichtet.

Starten Sie MIDAS und verschaffen Sie sich mit dem Befehl

```
ls
```

einen Überblick über die im Stammverzeichnis *irdata* liegenden Dateien und Verzeichnisse.

Wechseln Sie nun mit

```
cd gj702
```

in das Verzeichnis *gj702* in dem Sie alle für den ersten Versuchteil benötigten Daten finden. Das Verzeichnis enthält 27 Rohbilder des Sterns GJ 702.1 (Präfix *bild*) und zwei *Flatfield*-Bilder (Präfix *flat*).

Im ersten Schritt wird nun zunächst das *Flatfield*-Bild erzeugt. Dazu werden die Bilder *flat_on.bdf* und *flat_off.bdf* bearbeitet.

Laden Sie beide Bilder ins MIDAS-Display

```
load flat_on.bdf cent=512,512 scale=-2 cuts=f,sigma  
load flat_off.bdf cent=512,512 scale=-2 cuts=f,sigma
```

Die Parameter *cent*, *scale* und *cuts* geben an wie das Bild dargestellt werden soll. *Cent* zeigt die Koordinaten des Bildmittelpunktes an. *Scale* gibt den Skalierungsfaktor an mit dem das Bild geladen wird. Ein negativer Wert bedeutet eine Verkleinerung um den angegebenen Faktor. Die dargestellten Intensitätswerte der Pixel werden mit *cuts=x,y* eingestellt, wobei *x* dem untersten (schwarz) und *y* dem obersten (weiß) dargestellten Pixelwert entspricht.

flat_on.bdf ist das *Flatfield*-Bild und *flat_off.bdf* das Hintergrundbild, das mit der gleichen Belichtungszeit wie das *Flatfield*-Bild aufgenommen wurde. Damit der störende Hintergrund aus der Aufnahme entfernt wird müssen beide Bilder voneinander subtrahiert werden.

```
comp flat.bdf = flat_on.bdf - flat_off.bdf
```

Um die unterschiedliche Sensitivität der Pixel korrigieren zu können, müssen später die einzelnen Bilder durch das *Flatfield*-Bild dividiert werden. Aus diesem Grund wird der Mittelwert der Pixelintensität im *Flatfield*-Bild auf 1 normiert.

Dazu benötigt man Informationen über die Bildstatistik, die mit dem Befehl

```
stat/image flat.bdf
```

abgefragt werden können. Im Feld *mean* findet man den Mittelwert der Pixelwerte des Bildes *flat.bdf*. Das Normieren des *Flatfield*-Bildes wird durch eine einfache Division erreicht wobei *mean* der zuvor bestimmte Mittelwert des *Flatfield*-Bildes ist.

```
comp flat.bdf = flat.bdf / mean
```

Testen Sie, ob der Mittelwert des *Flatfield*-Bildes nun tatsächlich auf 1 normiert ist, indem Sie nochmals den Befehl *stat/ima* auf das Bild *flat.bdf* anwenden. Vergleichen Sie nun das reduzierte *Flatfield*-Bild mit dem Rohbild *flat_on.bdf*. Laden Sie dazu beide Bilder nacheinander ins MIDAS-Display und beschreiben Sie (in der Ausarbeitung) die auffälligsten Unterschiede zwischen den beiden Bildern. Wie lassen sich diese Unterschiede erklären?

```
load flat_on.bdf scale=-2 cuts=f,sigma  
load flat.bdf scale=-2 cuts=f,sigma
```

Im nächsten Bearbeitungsschritt wenden wir uns nun den einzelnen Rohbildern des Sterns GJ 702.1 zu. Laden Sie die einzelnen Bilder mit dem Befehl

```
load bild1.bdf scale=-2 cuts=-5,100  
load bild2.bdf scale=-2 cuts=-5,100  
...
```

Sie können auch die *cuts* entsprechend variieren, um unterschiedliche Pixelintensitäten im MIDAS-Display darzustellen.

Da die Position des Teleskops von Aufnahme zu Aufnahme leicht verschoben wurde (*Jitter*-Technik) befindet sich der Stern immer an einer unterschiedlichen Stelle des Detektors. Der helle Hintergrund im Infraroten kann aus den Aufnahmen entfernt werden indem einfach zwei aufeinander folgende Bilder voneinander abgezogen werden. Alle Differenzbilder werden dann noch durch das *Flatfield*-Bild dividiert was die unterschiedliche Sensitivität der einzelnen Pixel korrigiert.

```
comp s1.bdf = (bild1.bdf - bild2.bdf) / flat.bdf  
...  
comp s26.bdf = (bild26.bdf - bild27.bdf) / flat.bdf
```

Vergleichen Sie die Rohbilder (z.B. *bild1.bdf*) mit den reduzierten Bildern (z.B. *s1.bdf*). Laden Sie die Bilder abwechselnd in das MIDAS-Display.

```
load bild1.bdf scale=-2 cuts=-5,10  
load s1.bdf scale=-2 cuts=-5,100  
...
```

Speichern Sie nun das Rohbild *bild1.bdf* wie auch das zugehörige reduzierte Bild *s1.bdf* (zur späteren Darstellung in der Ausarbeitung) als ps-file ab. Laden Sie dazu zunächst jedes Bild in das MIDAS-Display und kopieren Sie das Display in ein Postscript-File mit dem Befehl

copy/display ? ? POSTSCRIPT

Dabei wird die Postscript-Datei *screen00.ps* erzeugt die dann mit dem Befehl **mv screen01.ps newname.ps**

umbenannt werden kann (hier als Beispiel in die Datei mit dem Namen *newname.ps*). Beschreiben Sie (in der Ausarbeitung) die auffälligsten Unterschiede zwischen den beiden Bildern. Wie lassen sich diese Unterschiede erklären?

Im nächsten Schritt müssen nun die reduzierten Einzelbilder so verschoben werden, dass der Teleskop-Offset zwischen den einzelnen Aufnahmen ausgeglichen wird. Der helle Stern GJ 702.1 kann hier als Referenzobjekt zur Messung der Bildverschiebung verwendet werden.

Mit dem MIDAS-Programm **@@ align ref pic** kann das Bild *pic* so verschoben werden, dass es mit dem Referenzbild *ref* übereinstimmt. Dabei erscheinen beide Bilder nacheinander im MIDAS-Display. Zentrieren Sie jeweils die Messbox mit der Maus auf den Stern und bestätigen Sie zunächst mit der linken und dann mit der rechten Maustaste.

@@ align s1 s2

@@ align s1 s3

...

Der Bildsuffix (*bdf*) wird hier nicht mit angegeben!

Das Programm misst zunächst die Positionen des Sterns in beiden Bildern und berechnet daraus die nötige Verschiebung in x- und y-Richtung. Danach wird das Bild *pic* um den ermittelten Wert verschoben und als neues Bild mit dem Suffix *_shifted* gespeichert. Überprüfen Sie, ob die Einzelbilder richtig verschoben wurden. Laden Sie dazu die Bilder ins MIDAS-Display, z.B.

load s2_shifted.bdf cent=512,512 scale=-2 cuts=-5,100

Nachdem der Teleskop-Offset korrigiert wurde können nun die Bilder kombiniert werden. Dazu erstellt man zunächst einen Bildkatalog der alle Bilder enthält.

create/icatalog cat s1.bdf,*shifted.bdf

Bei der Kombination der Einzelbilder kann entweder der Mittelwert oder auch der Median aus den Bildern berechnet werden.

average/image average.bdf = cat.cat M ? average

average/image median.bdf = cat.cat M ? median

Laden Sie die beiden Ergebnisse der Datenreduktion nacheinander ins MIDAS-Display.

```
load median.bdf scale=-3 cuts=-5,10
load average.bdf scale=-3 cuts=-5,10
```

Speichern Sie nun die Bilder *average.bdf* und *median.bdf* (zur späteren Darstellung in der Ausarbeitung) als ps-files ab und diskutieren Sie (in der Ausarbeitung) die auffälligsten Unterschiede zwischen den beiden Ergebnissen der Datenreduktion. Wie lassen sich diese Unterschiede erklären?

Verändern Sie nun die *cuts* im Bild *median.bdf* so, dass neben dem hellen Stern auch leuchtschwache Objekte im MIDAS-Display dargestellt werden. Wie viele Objekte können Sie im Bild erkennen?

Bestimmen Sie nun die Halbwertsbreiten der drei hellsten Objekte in x- und y-Richtung im Winkelmaß in Milli-Bogensekunden (mas). Vergleichen Sie die gemessenen Halbwertsbreiten mit dem Auflösungsvermögen des Teleskops.

Laden Sie dazu das Bild zuerst ins MIDAS-Display und verwenden Sie dann den MIDAS-Befehl

```
center/gauss
```

Eine Messbox erscheint im MIDAS-Display, die Sie mit der Maus über das Bild bewegen können. Mit den Pfeiltasten ($\leftarrow\rightarrow\uparrow\downarrow$) kann die Größe der Box verändert werden. Bewegen Sie die Box über ein Objekt im Bild und ändern Sie die Boxgröße so, dass nur das Objekt in der Box liegt. Aktivieren Sie den Messvorgang durch Drücken der linken Maustaste. Nach der Ausgabe der Messdaten im Terminal können Sie nun ein weiteres Objekt vermessen. Zum Beenden des Messvorgangs drücken Sie die rechte Maustaste. Die Position jedes Objektes ist in den Feldern (*xcenter*, *ycenter*) angegeben mit den Messfehlern (*xerr*, *yerr*). Die Halbwertsbreiten in x- und y-Richtung finden Sie in den Feldern (*xfwhm*, *yfwhm*). Diese sind jeweils in Pixel angegeben und können mit der Pixelskala des CONICA S13 Objektivs ins Winkelmaß umgerechnet werden.

2.3 Die *extended Jitter*-Technik

In diesem Versuchsteil sollen nun Infrarotdaten reduziert werden, die mit der *extended Jitter*-Technik aufgenommen wurden. Der Stern HD 175742 wurde mit NAOS-CONICA im K-Band mit dem S27 Objektiv beobachtet. Zusätzlich wurde in die Bildebene des Teleskops eine Koronographenmaske eingefügt, die das Licht des Sterns um den Faktor 10000 abschwächt (semitransparenter Koronograph mit 4 Masken). Die Rohdaten befinden sich im Verzeichnis *hd175*. Die Objektaufnahmen sind mit dem Präfix (*bild*), die zugehörigen Hintergrundbilder mit dem Präfix (*back*) bezeichnet. Erstellen Sie zuerst wieder das *Flatfield*-Bild aus dem Rohbild *flat_on.bdf* und dem zugehörigen Hintergrundbild *flat_off.bdf* und normieren Sie es auf 1.

Da die Koronographenmasken in der Bildebene an festen Positionen sitzen kann die *Jitter*-Technik nicht angewendet werden. Deshalb kommt die *extended Jitter*-Technik zum Einsatz bei der abwechselnd das Objekt und dann der Hintergrund beobachtet werden. Die Hintergrundaufnahmen werden dann von den Objektaufnahmen abgezogen und dann wird wieder durch das *Flat-field*-Bild dividiert. Da die Position des Sterns hinter der Koronographenmaske von Bild zu Bild leicht variiert müssen auch hier die Differenzbilder (Präfix *s*) zueinander verschoben werden. Verwenden Sie hierzu das MIDAS-Programm *aligncoro*

@@ aligncoro s1 s2

@@ aligncoro s1 s3

...

Der Bildsuffix (*bdf*) wird hier nicht angegeben!

Das Bild *s1.bdf* ist wieder das Referenzbild auf das alle anderen Aufnahmen zentriert werden. Als Referenzobjekt können Sie den Stern HD 175742 verwenden, der hinter der Koronographenmaske steht. Wählen Sie die Boxgröße jeweils nur so groß, dass das Sternscheibchen gut hineinpasst. Die Größe der Messbox kann wieder mit den Pfeiltasten angepasst werden.

Nachdem Sie alle Bilder relativ zur ersten Aufnahme verschoben haben, können die einzelnen Aufnahmen kombiniert werden. Bilden Sie den Median aller Einzelbilder und laden Sie das Bild in das MIDAS-Display

load median.bdf scale=-2 cuts=0,100

Wie viele Objekte sind neben dem hellen Stern HD 175742 zu erkennen?

Variieren Sie die *cuts* so, dass möglichst alle detektierten Objekte im Display erkennbar sind und speichern Sie das Bild (zur späteren Darstellung in der Ausarbeitung) als ps-file ab.

Bestimmen Sie die Position aller Objekte und berechnen Sie deren Abstände zum Stern HD 175742 in Pixelkoordinaten. Berechnen Sie dabei jeweils die Abstände in x- und y-Richtung wie auch den Gesamtabstand (Fehlerrechnung nicht vergessen!). Unter Verwendung der Pixelskala des CONICA S27 Objektivs können diese Abstände dann ins Winkelmaß (in mas) umgerechnet werden (Fehlerrechnung nicht vergessen!).

CONICA ist so orientiert, dass die Achsen des Detektors mit den Koordinatenachsen des geozentrisch-äquatorialen Koordinatensystems zusammenfallen. Die Rektaszension wird nach links immer größer und die Deklination wächst nach oben hin an (linkshändiges Koordinatensystem).

2.4 Datenanalyse

Der Stern HD 175742 wurde bereits zwei Jahre vor der NAOS-CONICA Aufnahme mit ALFA und Ω -Cass am 3.5 m Teleskop des Calar Alto Observatoriums beobachtet. Diese Aufnahme finden Sie im Verzeichnis alfa. Wechseln Sie in dieses Verzeichnis

```
cd..  
cd alfa
```

und laden Sie die ALFA Aufnahme des Sterns.

```
load hd175.bdf scale=-2 cuts=-200,4000
```

Suchen Sie im ALFA Bild die Objekte, die Sie zuvor in der NAOS-CONICA Aufnahme in der Nähe des Sterns identifiziert haben. Variieren Sie die cuts entsprechend, so dass die Objekte gut erkennbar sind und speichern Sie (zur späteren Darstellung in der Ausarbeitung) das Bild als ps-file ab. Beachten Sie dabei die unterschiedlichen Pixelskalen der verwendeten Detektoren. Das ALFA Bild ist zudem im Vergleich zur NAOS-CONICA Aufnahme noch um ca. 22° verdreht.

Bestimmen Sie wieder die Abstände der detektieren Objekte zum Stern HD 175742 im Winkelmaß (Fehlerrechnung nicht vergessen!).

Vergleichen Sie nun die Abstände aus der ALFA Aufnahme mit den Abständen im NAOS-CONICA Bild und schließen Sie daraus, ob es sich bei den detektierten Objekten um Begleiter des Sterns oder um Hintergrundsterne handelt. Beachten Sie dabei die Astrometrie des Sterns HD 175742.

```
 $\alpha=18\text{h } 55\text{m } 53\text{s}, \delta=23^\circ 33' 24''$   
 $\mu_\alpha \cos(\delta)=130.79 \text{ mas/yr}, \mu_\delta=-283.07 \text{ mas/yr}$   
 $\pi=46.64 \text{ mas}$ 
```

Berechnen Sie die erwartete Bewegung des Sterns HD 175742 zwischen der ALFA und NAOS-CONICA Beobachtung. Die Zeitdifferenz zwischen beiden Aufnahmen beträgt $\Delta t=826 \text{ d}$. Die geozentrische-ekliptikale Länge der Sonne war $\lambda_\odot=34.8105^\circ$ während der ALFA und $\lambda_\odot=128.9553^\circ$ während der Beobachtung mit NAOS-CONICA.

Mit der Bewegung des Sterns HD 175742 und den gemessenen Abständen der Objekte im NAOS-CONICA Bild können die Abstände der Objekte im ALFA Bild berechnet werden. Nehmen Sie dazu an, dass nur der Stern eine messbare Eigenbewegung besitzt, alle anderen Objekte aber feststehende Hintergrundsterne sind. Vergleichen Sie die berechneten Abstände mit den gemessenen Abständen im ALFA Bild.