



Dem Seeing ein Schnippchen schlagen

Adaptive Optik in der Astronomie, Teil I VON STEFAN HIPPLER UND MARKUS KASPER

Mit innovativer Technik und zukunftsweisenden Schlüsseltechnologien versuchen Astronomen, erdgebundene Teleskope so scharf zu stellen, als wären sie im Weltraum. Es geht um die Herausforderung, die störenden optischen Einflüsse der Atmosphäre zu beseitigen.

Können erdgebundene Teleskope die Astronomie weiter voran bringen? Oder wird dies den Nachfolgern erfolgreicher Weltraumteleskope wie HUBBLE, ROSAT oder SOHO vorbehalten bleiben? Ein wichtiger Faktor in der Abwägung zwischen den Standorten Weltraum oder Erdboden ist die erreichbare Winkelauflösung. Gerade hier hat sich der Vorteil der Weltraumteleskope in den letzten Jahren deutlich verringert und liegt zur Zeit eindeutig bei den erdgebundenen Großteleskopen. Der Grund dafür ist die inzwischen ausgereifte Technik der Adaptiven Optik.

Normalerweise verhindert das »Seeing«, die Bildverschlechterung aufgrund der Luftunruhe, das Erreichen des maximal möglichen Winkelauflösungsvermögens eines Teleskops, welches durch die Beugungsgrenze gegeben ist. Diese steigt linear mit dem Spiegeldurchmesser und nimmt umgekehrt proportional zur Wel-

lenlänge ab. Die Beugungsgrenze eines modernen Großteleskops, dessen Hauptspiegel einen Durchmesser von acht bis zehn Metern aufweist, liegt im sichtbaren Bereich (Wellenlänge 550 nm) bei 0.015 Bogensekunden. Selbst unter den besten atmosphärischen Bedingungen erzielt man hingegen lediglich etwa 0.5 Bogensekunden. Mit der Adaptiven Optik lässt sich demnach das Auflösungsvermögen dieser Teleskope, sprich die Bildschärfe, um mehr als eine Größenordnung steigern – und das bei vergleichsweise geringen Kosten. Heute sind alle Großteleskope, wie SUBARU, das VLT, KECK und GEMINI, mit Adaptiver Optik ausgestattet. Diese ermöglicht es, optische Störungen der turbulenten Atmosphäre in Echtzeit zu korrigieren. Jüngste Aufnahmen dieser Teleskope mit eingeschalteter Adaptiver Optik übertreffen die Auflösung des Weltraumteleskops HUBBLE (siehe Abb. 1 a und b).

Nimmt man die ersten erfolgreichen Beobachtungen mit den großen optischen Interferometern wie dem VLT-Interferometer (siehe SuW 3/2003, S. 24) oder dem KECK-Interferometer hinzu, so zeigt sich, dass die bodengebundene Astronomie mehr als konkurrenzfähig ist. Dabei ist zu beachten, dass die Auflösung bei Interferometern mit dem Abstand der Teleskope zunimmt und die Adaptive Optik darüber hinaus den Kontrast verbessert.

In dieser zweiteiligen Artikelserie wird der aktuelle Stand der Forschung und Technik der Adaptiven Optik in der Astronomie dargestellt. Alle aktuellen Projektstudien zum Bau der nächsten Generation erdgebundener Teleskope sehen die Adaptive Optik als integralen Bestandteil und somit als Schlüsseltechnologie in der Teleskopoptik vor. Projekte wie das 30-m-TMT und das 100-m-OWL sind nur zwei Beispiele.

Die Anfänge

Im Jahre 1953 legte Horace W. Babcock, damals am Mount Wilson Observatory, mit seinem Aufsatz »The Possibility of Compensating Astronomical Seeing« (»Die Möglichkeit der Kompensation des

◀ Abb. 1: links – die Spiralgalaxie NGC 1097, Komposit aus drei Nahinfrarot-Wellenlängen (J, H und K), aufgenommen am VLT mit der Infrarotkamera NACO. Als Leitstern für die Adaptive Optik wurde der Galaxienkern benutzt. Die Auflösung ist besser als 0."14. (Bild: Eso)
rechts – die Spiralgalaxie NGC 1097 im nahen Infrarot (J-Band), aufgenommen mit dem Teleskop GEMINI-SOUTH ohne Adaptive Optik. Die Auflösung beträgt etwa 0."5. (Bild: GEMINI Observatory/NOAO/Abu Team)



Wind und Konvektion erzeugen Luftbewegung

Statistische Temperaturschwankungen erzeugen kleine Änderungen im Brechungsindex der Luft

Luftbewegung erzeugt statistische Temperaturschwankungen



Fluktuationen des Brechungsindex = Optische Turbulenz

▼ Abb. 2: Zur Entstehung optischer Turbulenz.

astronomischen Seings») die Grundlagen für die moderne Adaptive Optik (AO) in der Astronomie. Allerdings waren die technischen Möglichkeiten noch nicht ausreichend, um seine Ideen in die Tat umzusetzen. Erst Anfang der neunziger Jahre wurde das erste astronomische AO-System, COME-ON, am 3.6-m-Teleskop der ESO auf La Silla (Chile) in Betrieb genommen. In den siebziger Jahren waren nicht-öffentliche Forschungen und Entwicklungen auf diesem Gebiet unter anderem im Rahmen des amerikanischen SDI-Programms («Star Wars») schon einen Schritt weiter. Als auch Astronomen Anfang der 90er Jahre Laserleitsterne für die AO vorschlugen und der Kalte Krieg dem Ende zu ging, wurden die meisten bis dahin geheimen Forschungsergebnisse der Öffentlichkeit preisgegeben.

Licht und Luft

Um zu verstehen, wozu eine AO überhaupt nötig ist und wie Sternenlicht von der Erdatmosphäre gestört wird, ist ein kurzer Blick auf die physikalischen Grundlagen der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen sowie auf die Physik der Erdatmosphäre notwendig. Sichtbares Licht besteht aus elektromagnetischen Wellen, ebenso wie Röntgenstrahlung oder Radiowellen. Elektromagnetische Wellen kann man sich als Sinuswellen vorstellen mit einer Wellenlänge, die dem Abstand benachbarter Maxima entspricht. Die Frequenz einer elektromagnetischen Welle gibt die Anzahl von Schwingungen pro Sekunde an.

Zwischen der Geschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle in ihrem Ausbreitungsmedium c , ihrer Frequenz f und ihrer Wellenlänge λ besteht folgender Zu-

sammenhang: $c = \lambda \times f$. Im Vakuum ist $c = c_0 \sim 3 \times 10^8$ m/s. In Materie, also beispielsweise in Luft, ist c dagegen um einen Faktor n kleiner ($c = c_0/n$). Die Zahl n wird Brechungsindex genannt. Sie hängt unter anderem vom Material, der Temperatur und der Wellenlänge ab. Für gelbes Licht der Wellenlänge 589 nm beträgt der Brechungsindex von Wasser der Temperatur 20 °C genau $n = 1,333$, für Luft derselben Temperatur und Normaldruck beträgt n dagegen nur $n = 1,00027$. Tritt Licht einer Wellenlänge von einem optisch dünnen Medium mit Brechungsindex n_1 in ein optisch dichteres Medium mit Brechungsindex n_2 ($n_1 < n_2$) gilt das Snellius'sche Brechungsgesetz $\sin \alpha / \sin \beta = n_2 / n_1 = c_1 / c_2$ für den Einfallswinkel α und den Ausfallswinkel β , und das Licht wird zum Lot hin gebrochen. Im umgekehrten Fall wird es bis zu einem maximalen Grenzwinkel vom Lot weg gebrochen. Wird der Grenzwinkel überschritten, tritt Totalreflexion ein und es gilt $\alpha = -\beta$. Daraus lässt sich erahnen, wie die Erdatmosphäre einfallendes Sternlicht beeinflusst – nämlich über den mit der Temperatur und somit der Dichte der Luft variierenden Brechungsindex (Abb. 2).

Zusammensetzung und vertikale Struktur der Erdatmosphäre

Die Hauptbestandteile der Erdatmosphäre sind Stickstoff mit ca. 75 Prozent, Sauerstoff mit ca. 23 Prozent, Argon und Kohlendioxid. Diese Gase machen ca. 99,98 Prozent der trockenen Luft aus. Hinzu kommen noch als Spurengase Helium, Neon, Krypton, Schwefeldioxid und molekularer Wasserstoff. Je nach Temperatur enthält die Luft noch Wasserdampf, Aerosole, Ozon, Stickoxide («sau-

rer Regen») und so weiter. Nun werden diese Bestandteile nicht ihrem Gewicht nach aufgeschichtet, sondern, zumindest in der so genannten Homosphäre, den unteren 80 Kilometern der Atmosphäre, durch Wind, Stürme und Konvektion (warme Luft steigt auf, kalte Luft steigt ab) gut durchmischt. An die Homosphäre schließt sich die Turbopause und danach die Heterosphäre an. In der Heterosphäre findet man Schichten mit hoher Konzentration von Natrium, die man mit Natriumlasern zum Leuchten anregen kann, dies wird im zweiten Teil behandelt.

Für die Adaptive Optik ist vor allem die Troposphäre von Interesse. Hier entstehen durch die unterschiedliche Erwärmung von Wasser und Land durch die Sonne Druckunterschiede (warme Luft ist leichter als kalte Luft und steigt konvektiv auf), die durch horizontale Winde ausgeglichen werden. Dabei zeigt die Windrichtung grob von Hoch- zu Tiefdruckgebieten. Winde und Konvektion, das Wetter sowie der tägliche Tag- und Nachtverlauf sind für eine turbulente Durchmischung der Troposphäre verantwortlich.

Turbulenz in der Atmosphäre

Schon Isaac Newton schrieb 1704 in seinem Buch «Opticks»: »Denn die Luft, durch welche wir nach den Sternen blicken, ist in beständigem Erzittern, wie wir an der zitternden Bewegung der Schatten hoher Türme und aus dem Flimmern der Fixsterne erkennen.« Zittrige Bewegungen, oder modern ausgedrückt: turbulente Strömungen, sind in mancher Hinsicht bis heute unverstanden. Turbulenz kann sowohl chaotisch aber auch »einfach« nur verwirbelt und deterministisch sein. Zur

Name	Definition	Abhängigkeiten	Typische Werte
Atmosphärische Kohärenzlänge bzw. Fried-Parameter r_0	Durchmesser eines Kreises in dem die mittlere quadratische Fehler der Phasenstörungen $\sigma^2 = 1 \text{ rad}^2$ ist	$\sim \lambda^{6/5}$ $\sim (\sec z)^{-3/5}$	$r_0 = 0.1 - 0.3 \text{ m}$ im sichtbaren Spektralbereich $r_0 = 0.3 - 1.5 \text{ m}$ im infraroten Spektralbereich
Kohärenzzeit τ_0	Zeitintervall über die die mittlere quadratische Änderung der Phasenstörungen $\sigma^2 = 1 \text{ rad}^2$ ist	$\sim \lambda^{6/5}$ $\sim (\sec z)^{-3/5}$ $\cong 0.3 r_0 / V_{\text{wind}}$	$t_0 = 1 - 7 \text{ ms}$ im sichtbaren Spektralbereich $t_0 = 4 - 20 \text{ ms}$ im infraroten Spektralbereich
Kleinste Turbulenzzelle (eddy) bzw. »inner scale« l_0	Bestimmt den oberen Gültigkeitsbereich im Kolmogorov-Modell	$l_0 \approx L_0 (Re)^{-3/4}$ l_0 beeinflusst die Scintillation (Amplitudenvariationen im Sternlicht)	$l_0 = \sim 1 \text{ mm} - \sim 1 \text{ cm}$
Größte Turbulenzzelle (eddy) bzw. »outer scale« L_0	Bestimmt den unteren Gültigkeitsbereich im Kolmogorov-Modell	Variiert stark mit der Höhe der turbulenten Schicht	$L_0 = \sim 1 \text{ m} - \sim 100 \text{ m}$
Isoplanatischer Winkel θ_0	Winkeldistanz über die der mittlere quadratische Fehler der Phasenstörungen $\sigma^2 = 1 \text{ rad}^2$ ist	$\sim 0.3 (\cos z) r_0 / h$	Einige Bogensekunden im sichtbaren Spektralbereich; einige zehn Bogensekunden im infraroten Spektralbereich
Seeingbegrenzte Halbwertsbreite einer Punktquelle FWHM_S	$\text{FWHM}_S = \lambda / r_0$	$\sim \lambda^{-1/5}$	$\lambda = 1 \mu\text{m}, r_0 = 0.3 \text{ m} \Rightarrow$ $\text{FWHM}_S = 0.69 \text{ Bogensekunden}$
Beugungsbegrenzte Halbwertsbreite einer Punktquelle FWHM_{A0}	$\text{FWHM}_{A0} = \lambda / D$	Airmuster hängen von der Größe der Sekundärspiegel ab	$\lambda = 1 \mu\text{m}, D = 8 \text{ m} \Rightarrow$ $\text{FWHM}_{A0} = 0.026 \text{ Bogensekunden}$
Turbulenzstärkefunktion C_n^2	Bestimmt die Stärke (Amplitude) der Phasenfluktuationen	Hängt in komplexer Weise von der Höhe über dem Erdboden ab	$5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (Bodenschicht) $1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ (8 km über dem Teleskop)
Strehlzahl S	Verhältnis der Peakintensitäten einer Punktabbildung mit und ohne Aberrationen	$S \cong e^{-\sigma^2}$ (für gaußähnliche Aberrationen und $S > 0.1$)	$S > 0.8$ (sehr gute A0, Phasenfluktuation $< \lambda/14$) $S < 0.01$ (Seeing begrenzt im sichtbaren Spektralbereich für $D = 8 \text{ m}$)

λ = Wellenlänge in Metern; D = Teleskopdurchmesser in Metern; z = Zenitabstand in Grad; rad = Radiant; h : mittlere Höhe der turbulenten Schicht; θ = Winkelabstand zwischen Beobachtungsobjekt und A0-Referenzstern; σ^2 = Varianz der Phasenfluktuationen einer Lichtwelle; Re = Reynoldszahl.

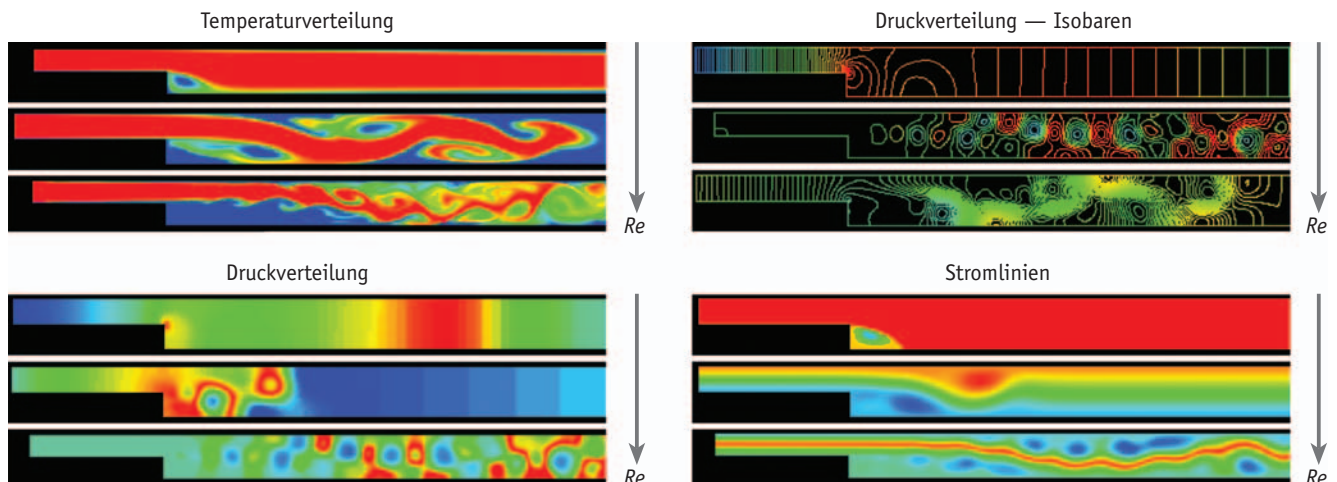
▲ Kenngrößen der Adaptiven Optik.

▼ Abb. 3: Strömungsverhalten über einer Stufe. In der Nähe der Stufe entstehen je nach Reynoldszahl komplexe Temperatur-, Druck- und Stromlinienmuster. Die Reynoldszahl Re nimmt nach unten hin zu. (Bild: The Virtual Album of Fluid Motion)

physikalisch-mathematischen Beschreibung der Turbulenz gibt es unterschiedliche Ansätze. Der älteste Ansatz wurde 1824 von Claude Navier, einem Professor für Mechanik an der Ecole Polytechnique in Paris, und 1845 von George Stokes, einem Professor für Mathematik in Cambridge gefunden. Die beiden fanden unabhängig voneinander ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen. Will man danach eine dreidimensionale Berechnung der Turbulenz durchführen, so benötigt selbst ein leistungsfähiger

Computer, je nach der Auflösung der Rechnung, mehrere Monate. Das ist nur selten praktikabel.

Eine andere Herangehensweise zur Beschreibung der Turbulenz beruht auf einer statistischen Betrachtung und wurde von Osborne Reynolds (1842–1912) aufgestellt. Die Reynoldszahl ist ein Maß für die Stärke der Turbulenz. Ein weiteres Modell wurde von dem russischen Mathematiker Andrei Kolmogorov (1903–1987) aufgestellt. Seinem Modell zufolge entsteht die Turbulenz durch Energiezu-



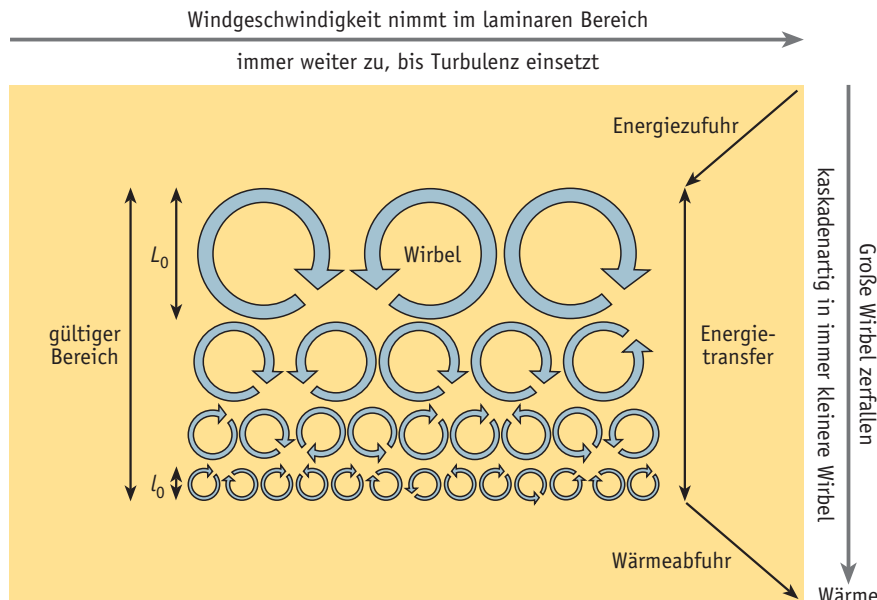
fuhr in großen Luftballen (Engl. *eddies*) mit der charakteristischen Größe L_0 , um schließlich in immer kleinere Luftballen der charakteristischen Größe l_0 zu zerfallen, von denen die Energie über Viskosität in Wärme überführt wird (Dissipation). Das Kolmogorov-Modell (Abb.4) bildet die Grundlage zur Beschreibung atmosphärischer Turbulenz in der AO und wird in der Regel durch Messdaten gut bestätigt. Typische Werte an astronomischen Standorten liegen für L_0 im Bereich von einhundert Metern und für l_0 im Bereich mehrerer Millimeter.

Die Existenz turbulenter Wirbel in der Erdatmosphäre lässt sich auch an der Reynoldszahl Re der Luft ablesen. Sie charakterisiert, ob eine Strömung laminar (turbulenzfrei) oder turbulent ist. Re ist definiert als $Re = vLd/m$, mit der Windgeschwindigkeit v , dem Viskositätsmodul m , der charakteristischen Länge L und der Luftdichte d . Setzt man für diese Größen realistische Werte ein, beispielsweise $v = 2 \text{ m/s}$, $m_{\text{Luft}} = 1.7 \times 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$, $L = 20 \text{ m}$ und die Luftdichte $d = 1.25 \text{ kg/m}^3$, ergibt sich die Reynoldszahl zu etwa drei Millionen. Der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung findet im Bereich $Re \sim 2000$ statt (kleine Reynoldszahlen zeigen laminare, große turbulente Strömungen an). Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3 der Einfluss der Reynoldszahl auf das Strömungsverhalten einer Flüssigkeit dargestellt.

Kolmogorov zufolge ist die meiste kinetische Energie in den großen Turbulenzzellen enthalten. Kleinere Turbulenzzellen enthalten deutlich weniger Energie. Überträgt man diese Feststellung auf die optische Turbulenz (Abb. 5), so zeigt sich, dass ebene Lichtwellen von kleinen und großen Turbulenzzellen deformiert werden. Die stärksten (negativen) Effekte werden jedoch von den energiereichsten, großen Turbulenzzellen verursacht.

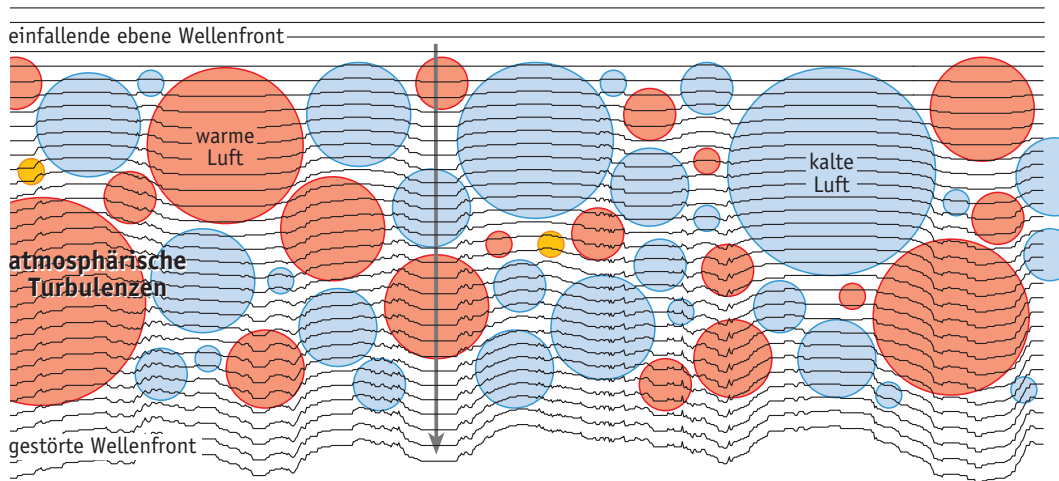
Abb. 5 zeigt schematisch, wie die atmosphärische Turbulenz, im Folgenden Seeing genannt, das Bild eines Sterns verändert. Die beugungsbegrenzte Punktbildfunktion des hier als punktförmig angenommenen Sterns (gelb) wird zu einer Seeing-Scheibe verschmiert. Die Intensität im Zentrum der Seeing-Scheibe, I_{Seeing} , ist meist deutlich geringer als die Intensität im Zentrum der ungestörten Punktbildfunktion, I_{AO} . Das Verhältnis $I_{\text{Seeing}}/I_{\text{AO}}$ wird Strehlverhältnis S genannt (Abb. 6). Es liegt zwischen 0 und 1. Je geringer die Bildqualität, desto geringer das Strehlverhältnis. An modernen Großteleskopen liegt die Strehlzahl im sichtbaren Spektralbereich in der Regel unter 0.01.

Eine weitere Größe, der so genannte Friedparameter r_0 , beschreibt die Größe der Seeing-Scheibe. Streng definiert gibt



▲ Abb. 4: Mechanisches Modell der Turbulenz nach Kolmogorov.

▼ Abb. 5: Einfluss warmer und kalter Turbulenzzellen auf Lichtwellen.

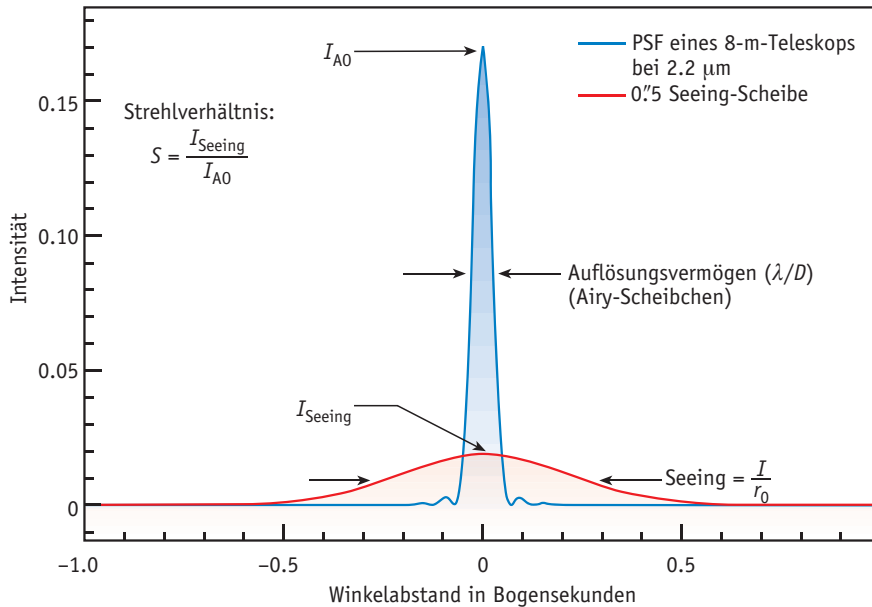


dieser Parameter die Länge an, über welche die mittlere Abweichung der Lichtwellen von der ebenen Welle nicht größer als die Standardabweichung von einem Radian ist. Ein solcher Wellenfrontfehler entspricht einem Strehlverhältnis von etwa 0.3. In diesem Fall zeigen punktförmige Objekte noch einen fast geschlossenen ersten Bewegungsring im Fokus eines Teleskops. Der Friedparameter r_0 kann auch aus der Halbwertsbreite der Punktbildfunktion eines Teleskops bei Beobachtung durch die Erdatmosphäre bestimmt werden. Es gilt: $r_0 = \text{Wellenlänge/Seeing}$. Je nach Beobachtungsstandort und nächtlichen atmosphärischen Bedingungen ergibt sich ein Seeing von der Größenordnung einer Bogensekunde.

Daraus ergibt sich für sichtbares Licht der Wellenlänge 500 nm ein r_0 von 10 cm. Benutzt man für die Beobachtung ein Teleskop mit beispielsweise acht Metern Durchmesser, so ist die mittlere Abweichung der Lichtwellen deutlich größer als

ein Radian und die durch das Strehlverhältnis beschriebene Abbildungsqualität nahe null. Die Zeitskala, auf der sich die atmosphärische Turbulenz um die Strecke $0.3r_0$ weiterbewegt hat, wird Kohärenzzeit τ_0 genannt. Stellt man sich die Turbulenz als eingefrorenes Muster vor, das mit der Windgeschwindigkeit v_w über das Teleskop geblasen wird, so gilt $\tau_0 = 0.3r_0/v_w$. Dieser Fall wird als Taylors *frozen turbulence*-Hypothese bezeichnet. Im sichtbaren Spektralbereich ergibt sich mit $r_0 = 10 \text{ cm}$ und $v_w = 10 \text{ m/s}$ ein τ_0 von 3 ms.

Da die Adaptive Optik die von der Atmosphäre verursachten Störungen an den Lichtwellen korrigieren soll, ergeben sich zwei fundamentale Regelparameter. Die räumliche Korrektur muss mindestens in r_0 und die zeitlich Korrektur mindestens in τ_0 Abständen erfolgen. Für ein 8-m-Teleskop ergibt sich die Anforderung von ca. $(8\text{m}/r_0)^2 = 6400$ Korrektur-elementen und eine Korrekturfrequenz von ca. 333 Hz im sichtbaren Spektralbereich. Für in-

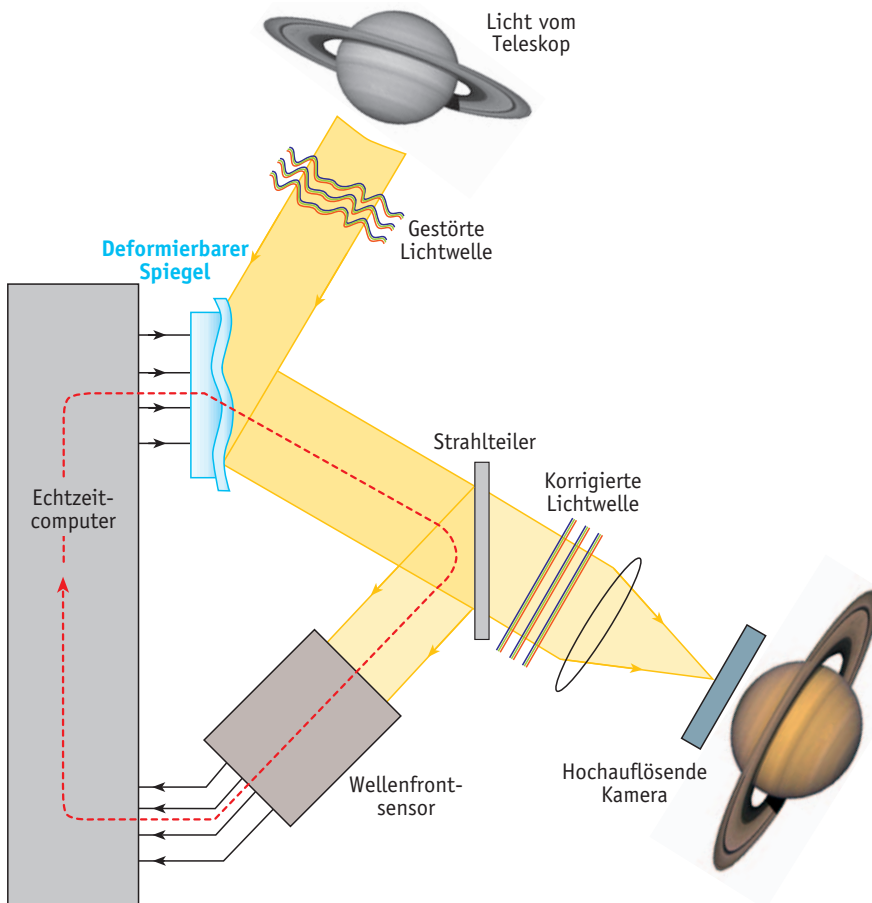


▲ Abb. 6: Die Punktbildfunktion (PSF) gibt die Lichtintensität eines Sternbilds in Abhängigkeit der Entfernung von dessen Mittelpunkt an. Die Punktbildfunktion eines nicht von der Atmosphäre gestörten Bildes (blau) zeigt, dass die Intensität des Sternlichts mehr auf das Zentrum konzentriert ist als in einem gestörten Bild (rot). An diesen beiden Kurven lassen sich mehrere Kenngrößen der Adaptiven Optik definieren.

farotes Licht mit einer Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ reduzieren sich die Anforderungen aufgrund des fünfmal größeren r_0 auf etwa 200 Korrekturlemente und 70 Hz.

Wie man Sternenlicht glattbügelt

Wie glättet man mit Hilfe der Adaptiven Optik gestörte Lichtwellen und macht aus Bildern, die vom Seeing verschmiert sind, beugungsbegrenzte Bilder? Indem man in den optischen Strahlengang des Teleskops ein Korrekturlement (deformierbarer Spiegel) einbaut, welches mit einem Wellenfrontsensor einen geschlos-



◀ Abb. 7: Funktionsprinzip einer Adaptiven Optik.

senen Regelkreis bildet! Hierbei misst der Sensor die Wellenfrontfehler hinter dem Korrekturlement und führt diese – nach entsprechender Konvertierung in Spiegelansteuersignale im Echtzeit-Computer – wieder an das Korrekturlement zurück (Abb. 7).

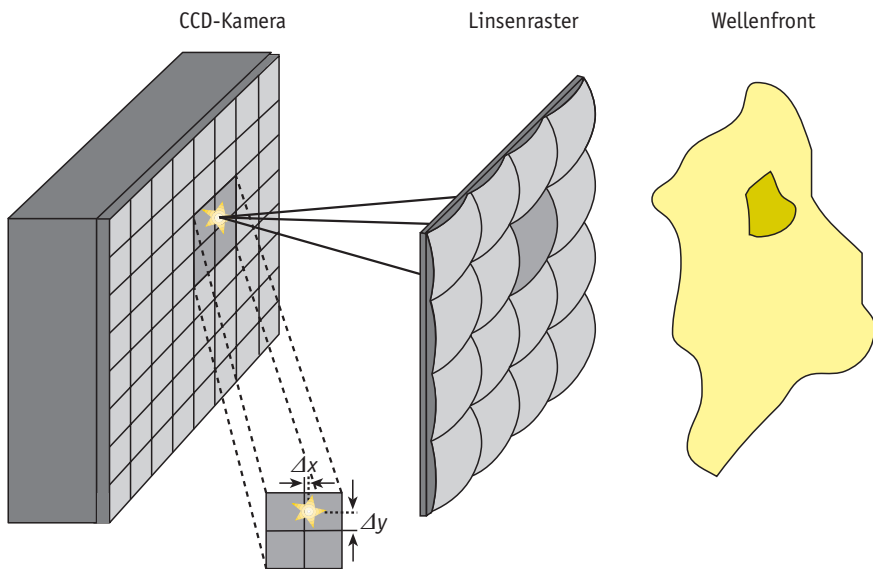
Die räumliche und zeitliche Auflösung des Regelkreises müssen den oben besprochenen Anforderungen genügen. Wegen der deutlich geringeren Anforderungen beobachten die meisten mit Adaptiver Optik ausgestatteten Instrumente im nahen Infrarot. Aufgrund der geringen Dispersion der Atmosphäre kann aber der sichtbare Spektralbereich für die Messung der Wellenfront verwendet werden, ohne das für die Instrumente wichtige infrarote Licht zu verschwenden. Daher besitzen Adaptive Optiken in der Regel einen Strahlteiler hinter dem Korrekturlement, welcher das Licht auf den Wellenfrontsensor und das Messinstrument aufteilt. Ein weiteres wichtiges Element des Regelkreises ist der Echtzeitcomputer, dessen Aufgabe es ist, aus den Sensordaten die optimale Ansteuerung des Korrekturlements zu berechnen.

Im Folgenden werden die verschiedenen gebräuchlichen Typen von Wellenfrontsensoren und Korrekturlementen vorgestellt.

Der Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor

Die Hartmann-Methode wurde im Jahr 1900 von Johannes Hartmann (1865–1936) entwickelt, damals Professor für Astronomie in Potsdam. Zum Testen einer optischen Linse wird hierbei eine Maske mit Löchern benutzt, welche hinter der Linse angebracht wird. Durch jedes dieser Löcher lässt sich eine Abbildung erzeugen. Die Position dieser Abbildung auf dem Bildschirm hängt von der lokalen Neigung der Lichtwellenfront über der Lochmaske ab. Ende der sechziger Jahre hatten Ben Pratt und Roland Shack von der Universität von Arizona die Idee, die Hartmann-Löcher durch kleine, in einem Gitter angeordnete Linsen zu ersetzen. Dies hat den entscheidenden Vorteil, dass man unter Verwendung eines Strahlteilers gleichzeitig die Linse (oder das Teleskop) normal benutzen und mit dem Sensor ihre optische Qualität messen kann. Bei der klassischen Hartmann-Methode liegt die Maske hingegen direkt auf dem Spiegel oder der Linse des Teleskops.

Ein *Shack-Hartmann-Sensor* (SHS) unterteilt die Wellenfront in ein Gitter kleinerer Bereiche, welche durch die Mikrolinsen individuell abgebildet werden und



◀ Abb. 8: Messprinzip des Shack-Hartmann-Wellenfrontsensors (SHS). Die einfallende, durch die Atmosphäre gestörte Lichtwelle wird von einem Mikrolinsenarray in kleinere Flächen zerlegt. Jede Mikrolinse erzeugt ein Bild, dessen Zentrum entsprechend der Neigung der Wellenfront über der Mikrolinse gegenüber einer Referenzposition verschoben ist.

▼ Abb. 9: Vier Shack-Hartmann-Mikrolinsenarrays, eingedruckt auf eine dünne Epoxidfolie und aufgeklebt auf eine Glasplatte. Die hexagonalen Mikrolinsen haben Durchmesser von 0,5 mm (rechts) bis 1 mm (links).

ein Gitter von Punktbildern erzeugen (Abb. 8). Die laterale Verschiebung dieser Punktbilder misst lokale Wellenfrontneigungen über den Flächen der Mikrolinsen. Sie wird auf vorher bestimmte Referenzpositionen bezogen, welche einer perfekt ebenen Welle entsprechen. Aus den lokalen Neigungen, mathematisch gesehen also den ersten Ableitungen der Wellenfront, lässt sich dann der Wellenfrontfehler bestimmen.

Die einzelnen Mikrolinsen des Gitters messen typischerweise einen Millimeter (Abb. 9), die Positionen der Punktbilder werden mit CCD-Kameras gemessen. Modernste CCDs für die Adaptive Optik besitzen bis zu $128 \text{ Pixel} \times 128 \text{ Pixel}$ und lassen sich 2000-Mal pro Sekunde auslesen.

Der Curvature-Wellenfrontsensor

Der erste *Curvature* (= Krümmungs)-Wellenfront-Sensor (CWS) wurde Anfang der neunziger Jahre von Francois Roddier an der University of Hawaii entwickelt. Dank seiner exzellenten Leistungsfähigkeit, insbesondere in AO-Systemen mit wenigen Korrektur-elementen, wurde der CWS schnell so populär wie der SHS. Die Idee des CWS besteht darin, die Intensitätsverteilung in zwei Ebenen zu messen, einmal vor dem Fokus und einmal nach dem Fokus. Die Differenz beider Bilder ist ein Maß für die Krümmung der Wellenfront, mathematisch betrachtet ihre zweite Ableitung. Das Prinzip ist in Abb. 10

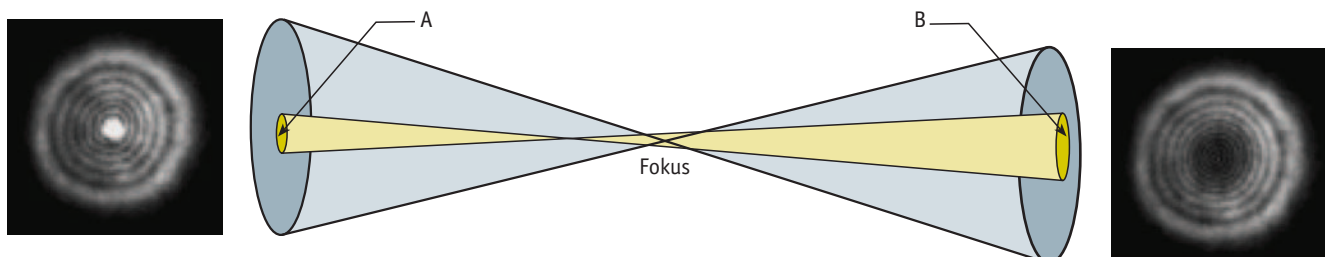
schematisch dargestellt. Die in den beiden Ebenen A und B gemessenen Intensitäten kann man sich als defokussierte Bilder der Teleskop-Pupille vorstellen. Eine gestörte, gekrümmte Wellenfront führt zu einer erhöhten Intensität in A und zu einer verringerten Intensität in B. Aus dem lokalen Kontrast in den beiden Bildern ergibt sich die Krümmung der Wellenfront. An den Rändern lässt sich die Verkippung (Engl. *tilt*) der Wellenfront bestimmen.

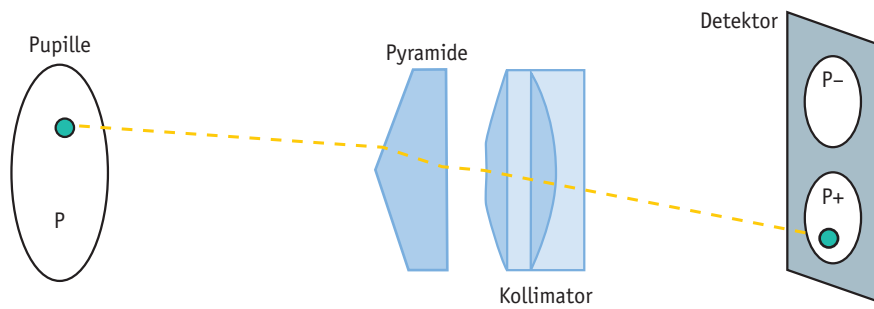
Der Abstand der beiden Messebenen A und B von der Fokalebene ist ein wichtiger Parameter des CWS, um auf unterschiedliche Seeing-Bedingungen sowie Helligkeit und Winkeldurchmesser der Referenzquelle Rücksicht zu nehmen. Dieser Parameter wird oft auch optische Verstärkung (*optical gain*) genannt. Je kleiner der Abstand der Messebenen zum Fokus ist, desto geringer ist das Rauschen des CWS. Gleichzeitig wird jedoch der dynamische Messbereich verkleinert. Man kann somit den CWS im laufenden Betrieb an die jeweiligen Bedingungen anpassen.

Der CWS besteht in der Regel aus einem Mikrolinsen-Array, von dem optische Glasfasern das Licht direkt auf Photodioden (sogenannte *Avalanche Photo Diodes*, APD) lenken. Die Empfindlichkeit heutiger APDs ähnelt derjenigen von CCDs. Jedoch haben APDs einen entscheidenden Vorteil: Es gibt bei ihnen kein Ausleserauschen. Damit sind sie auch bei sehr hohen Ausleseraten im Kilohertz-Bereich bestens einsetzbar. Die



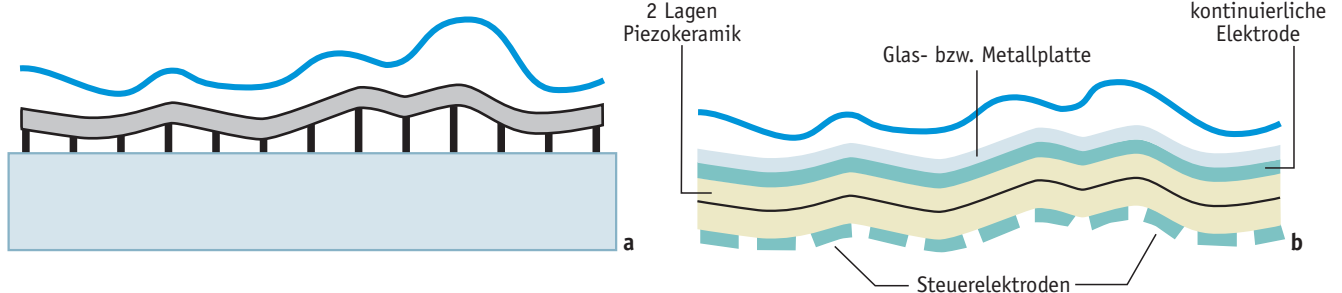
▼ Abb. 10: Messprinzip des *Curvature-Wellenfront-Sensors* (CWS). Eine lokal gekrümmte Lichtwelle erzeugt in der Ebene A eine höhere Intensität als in Ebene B. Im hier gezeigten Beispiel liegt der Fokus der gestörten Lichtwelle vor dem Teleskopfokus. Der Wellenfrontfehler erscheint als Intensitätsdifferenz der beiden Bilder A–B.





▲ Abb. 11: Vereinfachtes Messprinzip des Pyramiden-Wellenfrontsensors (PWS). Eine lokale Verkipfung der Wellenfront in der Pupille des Teleskops führt zu einer Verschiebung des Fokuspunkts der von diesem Punkt ausgehenden Lichtwelle. Sitzt im Fokus eine Pyramide (Strahlteiler), so fällt der Lichtstrahl nur auf eine Seite. Betrachtet man die Intensitätsverteilung in den Pupillenbildern, so ist die Intensität einmal erhöht ($P+$) und einmal erniedrigt ($P-$). Die Intensitätsdifferenz ist ein Maß für die lokale Verkipfung der Wellenfront in der Pupille.

▼ Abb. 12: Deformierbare Spiegel mit Piezo-Stack-Aktuatoren (a) und nach dem Bimorph-Design (b). Piezo-Stack-Aktuatoren verbinden eine dünne Glasplatte mit einem Referenzblock. Die Aktuatoren verändern ihre Länge je nach angelegter Spannung und verformen so die dünne Glasplatte. Bimorphe Spiegel bestehen aus einer dünnen Glasplatte, einer kontinuierlichen Elektrode, zwei Schichten einer Piezokeramik und Steuerelektroden in je nach Anwendung verschiedener geometrischer Anordnung. Durch Anlegen von Spannungen an die Steuerelektroden verbiegen sich die keramischen Schichten und erzeugen so die abgebildeten Verformungen.



Abwesenheit des Ausleserausens führt zu einer bedeutsamen Steigerung der Empfindlichkeit und damit auch zu einer besseren Himmelsabdeckung. Das ist der Hauptvorteil des CWS gegenüber anderen auf CCDs basierenden Wellenfrontsensoren.

Der Pyramiden-Wellenfrontsensor

Flexibilität und Leistungsfähigkeit bei vielen Freiheitsgraden soll der *Pyramiden-Wellenfront-Sensor* (PWS) verbinden, ein von Roberto Ragazzoni an der Universität Padua 1996 vorgeschlagenes Konzept. Dieser Sensor beruht auf dem so genannten Foucault-Messerschneidentest, einem unter beobachtenden Astronomen gebräuchlichen Test zur Fokussierung eines Teleskops. Ähnlich dem SHS liefert der PWS ein Signal, das proportional zur lokalen Neigung der Wellenfront ist. Außerdem kann der PWS genau wie der CWS die optische Verstärkung im laufenden Betrieb ändern und sich ebenfalls an die Beobachtungsbedingungen wie Seeing, Helligkeit oder Winkeldurchmesser der Referenzquelle anpassen.

Das Arbeitsprinzip des PWS ist in Abb. 11 schematisch dargestellt. Mit geometrischer Optik erkennt man, dass ein gestörter Lichtstrahl die Pyramide (im Bild als Prisma dargestellt) nicht exakt auf ihrer Spitze trifft. Dadurch gelangt dieser Lichtstrahl nur in eine von vier Pupillen (zur Vereinfachung sind in der Abbildung nur zwei Pupillen dargestellt). Der Unterschied in der Intensität in den Bildern $P+$ und $P-$ ist ein Maß der Richtung der lokalen Wellenfrontneigung. Lässt man nun die Pyramide kreisförmig oszillieren, so fällt der gestörte Lichtstrahl bei einer Integrationszeit die einigen Oszillationen entspricht, in alle Pupillen. Aus der Differenz der Intensitäten ergeben sich dann

die lokalen Wellenfrontneigungen. Die Amplitude der Oszillationen wird ähnlich wie beim CWS als optische Verstärkung bezeichnet. Sie erlaubt eine Anpassung der PWS an die aktuellen Beobachtungsbedingungen.

Obwohl der PWS genau wie der SHS die lokale Neigung der einfallenden Wellenfront misst, zeigt er doch ein deutlich besseres Rauschverhalten in der Regelschleife als der SHS. Dies lässt sich dadurch verstehen, dass der PWS von einer Verbesserung der Wellenfront über dem gesamten Teleskopspiegel profitiert, während der SHS durch Beugungseffekte an den Mikrolinsen eingeschränkt wird. Ein weiterer Vorteil des PWS-Konzepts besteht in der Möglichkeit, mit Hilfe des Zoomobjektivs die Wellenfront in unterschiedlichen örtlichen Abständen abzutasten. Außerdem erlaubt der Einsatz mehrerer Referenzquellen optisch zu addieren. Dadurch steht mehr Licht als Mess-Signal zur Verfügung. Diese beiden Eigenschaften des PWS verbessern entweder das Rauschverhalten oder erlauben die Verwendung lichtschwächerer Referenzobjekte.

Wellenfront-Korrektoren

Der Wellenfront-Korrektor hat die Funktion, die von dem Wellenfrontsensor gemessenen Störungen der Wellenfront zu kompensieren und somit möglichst ebene Wellenfronten zu erzeugen. Die Anzahl der benötigten Korrekturlemente entspricht normalerweise dem räumlichen Abtastraster des Wellenfrontsensors. Der Abstand zwischen zwei Korrekturlementen sollte etwa dem Friedparameter r_0 bei der Beobachtungswellenlänge entsprechen. Der Wellenfrontkorrektor wird in Intervallen von $\tau_0/10$ neu gestellt. In den allermeisten Fällen ist der Wellenfrontkorrektor einer Adaptiven Optik ein deformierbarer Spiegel der sich mittels so genannter Aktuatoren kontrolliert verbiegen lässt.

Die verschiedenen Typen solcher deformierbarer Spiegel werden im Folgenden beschrieben. Dazu ist es sinnvoll, wichtige Charakteristika zu vergleichen. Neben der Reaktionszeit und dem Korrekturraster sind dies der dynamische Be-

reich oder Hub einzelner Aktuatoren, beziehungsweise der gesamten Spiegeloberfläche, der Einfluss einzelner Aktuatoren auf die Form des ganzen Spiegels (die so genannte *influence function*), mechanische Resonanzfrequenzen, sowie nichtlineare Effekte wie Aktuatorhysterese und *Creep-Effekt*. Der Creep-Effekt beschreibt das Kriechen eines Aktuators an seine Endposition, nachdem er vorher sehr schnell einen großen Weg zurückgelegt hat.

Der dynamische Bereich der einzelnen Aktuatoren ist entscheidend für die Korrektur der Phasenstörungen der einfallenden Wellenfronten – diese Störungen liegen im Mittel bei etwa ± 5 Mikrometern. Die mechanischen Resonanzfrequenzen der Aktuatoren müssen ausreichend groß sein um Interferenzen mit der Regelschleife der AO zu vermeiden.

Deformierbare Spiegel auf der Basis von Piezo-Aktuatoren

Deformierbare Spiegel dieses Typs bestehen aus Piezo-Aktuatoren bzw. aneinander geklebten Piezo-Aktuatoren. Letzteres sind so genannte *Piezo Stacks*, die den Aktuatorhub vergrößern. Die Aktuatoren werden mit einem Ende an einen Glasspiegel geklebt. Das andere Ende wird mit einer massiven Plattform verbunden. Der Glasspiegel muss ausreichend dick sein, um flach poliert werden zu können, und gleichzeitig dünn genug, um sich durch die Aktuatoren verbiegen zu lassen (Abb. 12).

Piezo-Aktuatoren können aus verschiedenen Legierungen hergestellt werden. Üblich sind PZT (eine Mischung aus Blei, Zirkon und Titan) und PMN (eine Mischung aus Blei, Magnesium und Niob). Beide Legierungen können unter elektrischer Spannung expandieren bzw. kontrahieren. PMN-Piezos zeigen eine geringere Hysterese (etwa drei Prozent) und Kriecheigenschaften (*creep*) als PZT-Piezos (etwa zehn Prozent Hysterese). Allerdings sind PMN-Piezos in ihrem Verhalten sehr temperaturempfindlich. Der Hub von Piezo-Aktuatoren liegt bei einigen Mikrometern, mit Resonanzfrequenzen deutlich über einem Kilohertz. Die Ansprechzeit, also die Zeit zwischen Anlegen einer Spannung und dem Ende der Ausdehnungs- bzw. Kontraktionsphase, liegt bei etwa 100 μ s.

Aufgrund ihres Durchmessers lassen sich Piezo-Aktuatoren nur in Abständen von einigen Millimetern aneinanderreihen. Typische Werte liegen bei Abständen von fünf bis sieben Millimetern. Sollen 1000 Aktuatoren mit einem Abstand von sieben Millimetern auf einem kreisförmigen Spiegel angebracht werden, wird dieser mit knapp 30 cm Durchmesser schon recht unhandlich. Verändert man die Län-

ge eines einzelnen Aktuators, so reagiert der Spiegel darauf sehr lokal. Benachbarte Aktuatoren werden zu ca. 10 Prozent in ihrer Länge beeinflusst. Deformierbare Spiegel mit Piezo-Aktuatoren werden gewöhnlich zusammen mit Shack-Hartmann-Wellenfrontsensoren eingesetzt. Dabei befinden sich die Aktuatoren jeweils an den Ecken der Shack-Hartmann-Teilöffnungen.

Bimorphe Spiegel

Bimorphe deformierbare Spiegel bestehen aus einer dünnen Glasplatte, die direkt mit einer Piezokeramikplatte verbunden ist. An den Ecken werden beide Platten so eingefasst, dass die Resonanzeigenschaften ähnlich der Membran einer gespannten Trommel sind. Die Verbindung zwischen Glas- und Piezokeramik enthält eine elektrisch leitfähige Elektrode und die Rückseite der Piezokeramik ist mit Steuerelektroden versehen, die voneinander unabhängig sind. Legt man an diese eine elektrische Spannung an, so entstehen in der Piezokeramik seitwärts gerichtete Kräfte, die zu einer Verbiegung des Spiegels führen. Der Krümmungsradius ist proportional zum Quadrat der Dicke der Piezokeramik und umgekehrt proportional zur angelegten Spannung. Der lokale Hub des Spiegels hängt hingegen vom Krümmungsradius und vom Quadrat des Durchmessers der Steuerelektrode ab. Die Resonanzfrequenz ist proportional zum Krümmungsradius und umgekehrt proportional zum Spiegeldurchmesser.

Diese drei Eigenschaften bimorpher Spiegel schränken die astronomische Anwendung auf Adaptive Optiken niedriger Ordnung ein. Will man die Anzahl der Aktuatoren erhöhen, ohne die Resonanzfrequenz zu verändern, so müsste der Spiegeldurchmesser kleiner werden, um den gleichen Korrekturhub zu erreichen. Der kleinste Spiegeldurchmesser wird aber durch eine Mindestdicke der Glasplatte eingeschränkt, denn diese ist zum Polieren und Kontaktieren nötig. Aus diesem Grund gibt es bislang keine bimorphen Spiegel im Einsatz mit mehr als 100 Aktuatoren. Bimorphe Spiegel werden oft zusammen mit Curvature-Wellenfrontsensoren eingesetzt.

MOEMS

Seit einigen Jahren gibt es ein Verfahren zur Herstellung deformierbarer Spiegel mit einer sehr großen Anzahl von Aktuatoren (Eintausend bis 10 Millionen), das auch recht preiswert ist. Es basiert auf einer Technologie, die MEMS (*Micro-electro-mechanical systems*) oder MOEMS (*Micro-optical-electro-mechanical systems*) genannt wird. Darunter fällt auch der



■ GEOMAG Panels 125

Entwerfen Sie fantastische Konstruktionen und Modelle. Erlernen Sie die Gesetze von Physik,

NEU

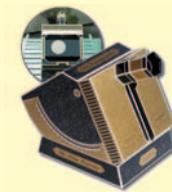
Magnetismus und Geometrie! Die Panels sind bunte, leuchtend durchsichtige Formen – Pentagramme, Quadrate, Rhomben und Dreiecke – die zwischen die Stäbe und Kugeln geklemmt werden und die Spielmöglichkeiten erweitern und eine größere und stabilere Konstruktion zulassen.

Für Tüftler von 3–99 Jahren!

Inhalt: 31 Stäbe (transparent), 24 Kugeln, 12 Pentagramme (rot), 16 Quadrate (blau), 16 Rhomben (gelb) und 26 Dreiecke (grün). Bestell-Nr. 1762. € 49,90

■ GEOMAG Panels 250

Inhalt des Doppelpacks: 62 Stäbe (transparent), 48 Kugeln, 24 Pentagramme (rot), 32 Quadrate (blau), 32 Rhomben (gelb) und 52 Dreiecke (grün). Bestell-Nr. 1763. € 92,-



■ Der Sonnen-Projektor

Mit seinem handlichen Format von nur 200 x 250 x 250 mm und seinem bequemen Einblick, rechtwinklig zum Lichteinfall, verspricht der Sonnen-Projektor gefahrloses Beobachtungsver-

gnügen. Die Optik besteht aus einem zweilinsigen Glas-Achromaten mit 30 mm Durchmesser und 250 mm Brennweite, der in 5 Stufen bis auf 12 mm abgeblendet werden kann, einer Wechseloptik mit 2 Konvexspiegeln mit 10 bzw. 14 mm Brennweite und einem Planspiegel aus Acrylglas.

Vorgestanzter Kartonbausatz für ein Sonnen-Projektionsgerät zur gefahrlosen Sonnenbeobachtung. Bestell-Nr. 1709. € 19,90



■ Solarscope

Ein preiswertes Teleskop zur Sonnenbeobachtung im Projektionsverfahren. Beobachten Sie Sonnenflecken, die Sonnenrotation und Finsternisse. Eine hochwertige Optik (Öffnungsblende 40 mm) in Kombination mit stabiler Kartonbauweise ermöglicht puren Beobachtungsgenuß.

Format: 370 x 260 x 410 mm. Bestell-Nr. 1676. € 49,-

■ Solarscope Ausbildungsversion

Daran können bis zu 7 Beobachter gleichzeitig arbeiten. Es enthält zusätzlich eine Messschablone und ein Bleilot.

Format: 380 x 450 x 600 mm. Best-Nr. 1677. € 84,-



Science-Shop.de

vor allem Wissen

Bequem bestellen:

→ direkt bei
www.science-shop.de

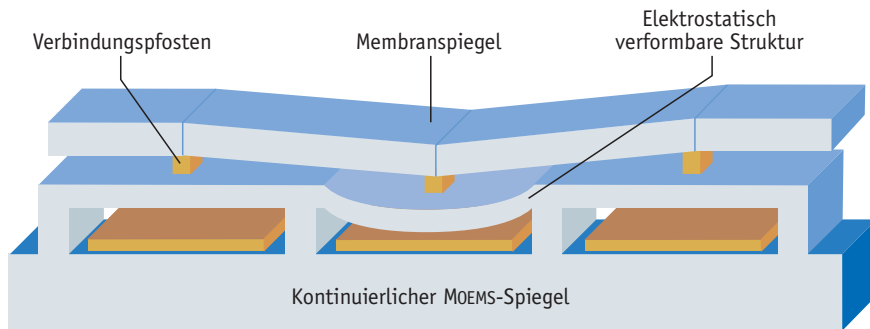
→ telefonisch
06221/9126-841



→ per E-Mail:
shop@wissenschaft-online.de

→ per Fax:
06221/9126-869

* Bei Bestellungen in Deutschland & Österreich unter € 20,- sowie bei Bestellungen im sonst. Ausland berechnen wir € 3,50. Alle Preise inkl. Umsatzsteuer. Preise unter Vorbehalt.



▲ Abb. 13: Funktionsprinzip eines MOEMS-Spiegels.

von Texas Instruments entwickelte und in vielen Projektoren eingesetzte *Digital Light Processor* (DLP). MOEMS werden mit herkömmlichen Produktionstechniken für Siliziumchips hergestellt. Ihre Aktuatoren werden über elektrostatische Kräfte bewegt.

Abb. 13 zeigt das Funktionsprinzip. Eine Elektrode wird gegenüber einer Maske aus einzeln ansteuerbaren Elektroden angebracht. Die elektrostatische Anziehung und Abstoßung zwischen den Elektroden führt zu Verformungen. Es gibt zwei mögliche Implementierungen. Entweder ist die Elektrodenmaske unbeweglich und die gegenüberliegende Elektrode bewegt sich, oder umgekehrt. Im letzten Fall kann die bewegliche Elektrode direkt mit einem reflektierenden Material beschichtet werden – und fertig ist der deformierbare Spiegel!

Im ersten Fall kann eine beschichtete dünne Glasplatte an die Einzelelektroden kontaktiert werden, und man erhält ein MOEMS ähnlich einem *Piezo-Stack-Spiegel*. Der typische Abstand zweier Aktuatoren eines MOEMS liegt bei etwa 100 Mikrometern. Allerdings ist der erreichbare Korrekturhub bei den heutzutage verfügbaren MOEMS-Spiegeln für die Anwendungen in der Astronomie noch nicht ausreichend. Ähnliches gilt für die optische Qualität der Spiegeloberflächen. Diese Probleme werden vermutlich in näherer Zukunft gelöst werden.

Adaptive Sekundärspiegel

Diese Art deformierbarer Spiegel unterscheidet sich von den vorher erwähnten in mancherlei Hinsicht. Die wesentliche Idee besteht hierbei darin, den Sekundärspiegel des Teleskops durch einen deformierbaren Spiegel zu ersetzen. Mit dieser Lösung reduziert man zum einen die Anzahl reflektierender Flächen bis zum Detektor. Dadurch wird die Transmission des Gesamtsystems erhöht. Zum anderen reduziert man die instrumentell bedingte thermische Hintergrundstrahlung. Ein weiterer Vorteil eines adaptiven Sekundärspiegels ist, dass dadurch alle

Teleskopfoki von der Adaptiven Optik profitieren. Ein erster adaptiver Sekundärspiegel wurde am Arcetri-Observatorium in Florenz entwickelt und vor etwas mehr als einem Jahr am 6.5-m-MMT-Teleskop auf dem Mount Lemmon in Arizona (USA) in Betrieb genommen.

Als Aktuatoren werden so genannte *voice coils* (ähnlich Lautsprecherspulen) eingesetzt, die eine Basisplattform mit einer dünnen, verformbaren Glasplatte verbinden. Zwischen Glasplatte und Basisplattform befindet sich eine Referenzplatte, in die Löcher eingelassen sind. Darin befinden sich die Spulen-Aktuatoren. Kapazitive Abstandssensoren auf der Referenzplatte halten die Glasplatte, beziehungsweise die darin eingeklebten Magnete, auf dem gewünschten axialen Abstand. Mit Hilfe der Abstandssensoren und einer Regelschleife wird die Glasplatte unabhängig von der Teleskopstellung immer in der bestmöglichen Grundform gehalten. Der MMT-Spiegel hat 336 Aktuatoren mit einem Aktuatorhub von etwa 100 Mikrometern. Der Abstand zwischen zwei Aktuatoren liegt bei einigen Zentimetern (Abb. 14). Damit lassen sich bei den typischen Größen von Sekundärspiegeln bis zu etwa 1000 Aktuatoren realisieren. Für das *Large Binocular*

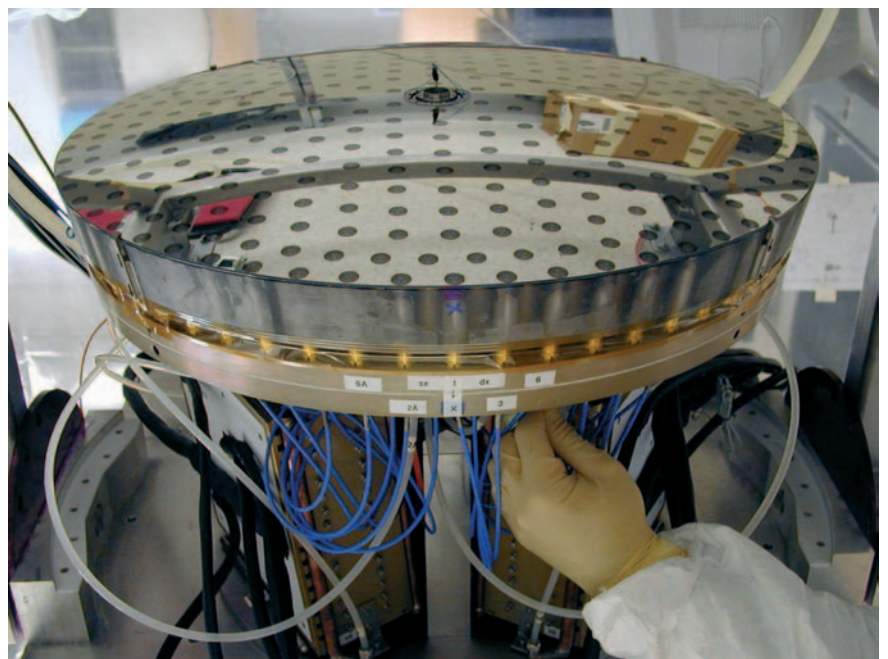
Telescope (LBT, siehe SuW 3/2002, S. 12, und 5/2003, S. 26) wird ein adaptiver Sekundärspiegel mit 672 Aktuatoren zum Einsatz kommen.

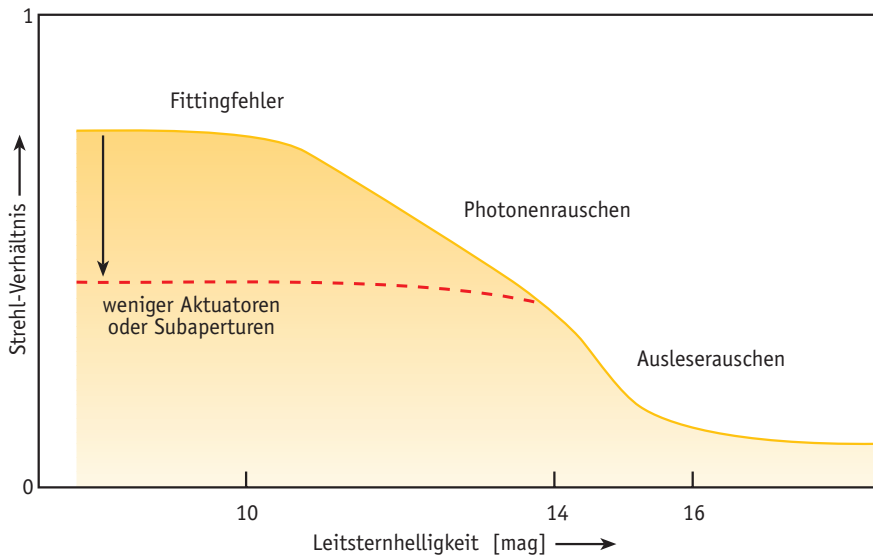
Die Schwierigkeiten bei der Verwendung dieser Technik liegen einmal mehr bei möglichen Resonanzen zwischen Glasplatte und Aktuatorspulen, zwischen denen sich eine dämpfend wirkende dünne Luftschicht befindet. Nur durch ausgeklügelte Kontrollalgorithmen sind diese Resonanzen kontrollierbar. Weiterhin erreichen die *voice coils* die gewünschte Position erst nach mehr als einer Millisekunde, im Vergleich zu anderen deformierbaren Spiegeltypen recht langsam.

Korrekturen berechnen

Aus dem Zusammenspiel von deformierbarem Spiegel und Wellenfrontsensor unter Einbeziehung der Messgenauigkeit und des instrumentellen Rauschens ergibt sich die Leistungsfähigkeit einer Adaptiven Optik. Der deformierbare Spiegel bestimmt, welche Wellenfront-Topographien korrigiert werden können und der Wellenfrontsensor muss in der Lage sein, genau diese Wellenfront-Topographien

▼ Abb. 14: Der adaptive Sekundärspiegel des MMT mit 336 *Voice-coil*-Aktuatoren. Der Spiegel hat einen Durchmesser von 64 cm. Die durchsichtige, ca. 2 mm dicke, Glasplatte ist noch nicht bedampft. Die dunklen Punkte sind auf der Rückseite der Glasplatte aufgeklebte Magnete, die von den *Voice-coil*-Aktuatoren (längliche Zylinder im Abstand von ca. 30 Mikrometern zu den Magneten) von der Referenzplatte weggedrückt werden können.





▲ Abb. 15: Das Strehlverhältnis als Funktion der Helligkeit des Leitsterns der Adaptiven Optik.

effektiv zu messen. Da sowohl die Anzahl der Korrektur- als auch der Abtastelemente begrenzt ist, ist die Messung durch den Wellenfrontsensor und die Korrektur durch den Spiegel immer nur eine Annäherung an die tatsächlich einfallende Wellenfront.

Aus diesem Grund kommt der Wellenfrontrekonstruktion eine entscheidende Rolle zu. Damit ist die Berechnung der Spiegelstellung aus den Wellenfrontsensordaten mit optimalem Effekt auf die Korrektur der optischen Aberrationen gemeint. Mathematisch gesehen verbindet die so genannte Interaktionsmatrix die Spiegelformen mit den gemessenen Sensordaten. Die Messung der Interaktionsmatrix ist die wichtigste Kalibrierung, um ein System erfolgreich zu betreiben. Eine typische Kalibrierung kann so erfolgen, dass jeder Aktuator einzeln zu einem Hub angesteuert wird und dazu jeweils das Signal des Wellenfrontsensors in die Interaktionsmatrix aufgenommen wird.

Um dann im echten Betrieb die zur Korrektur eines gemessenen Wellenfrontsensordaten benötigte Spiegelstellung zu bestimmen, muss die Interaktionsmatrix invertiert werden. Dabei ergibt sich in der Regel das Problem, dass die Zahl der Aktuatoren nicht gleich der Zahl der Sensorkanäle entspricht, d.h. die Interaktionsmatrix ist nicht quadratisch und kann somit nicht direkt invertiert werden. Hier muss man sich mit einer Näherungstechnik behelfen.

Ungeliebtes Rauschen

Wellenfrontsensoren können durch verschiedene Rauschquellen in ihrer Messgenauigkeit gestört werden. Unvermeidbar ist das Photonengeräusch des Leitsterns der Adaptiven Optik. Die Anzahl der Photonen, die den Wellenfrontsensor während einer Integrationszeit erreichen, unterliegt der so genannten Poisson-Statistik, d.h. das Rauschen der Intensität ist

proportional zur Wurzel der Intensität. Neben der Zahl der gemessenen Photonen, führt die Winkelausdehnung des Leitsterns zu einem weiteren Messfehler.

Der Anteil des Rauschens an einer Messung wird umso geringer, je heller und je punktförmiger der Leitstern ist. Das Photonengeräusch kann natürlich auch durch Hintergrundstrahlung des Himmels oder des Instruments verursacht werden. Für sichtbares Licht spielt das bei der Wellenfrontmessung jedoch kaum eine Rolle. Wellenfrontsensoren, die im längerwelligen Infrarot arbeiten, müssen den deutlich helleren Himmelsuntergrund abgeblendet im Auge behalten.

Eine weitere Rauschquelle ist das so genannte Detektorausleserauschen. Bei jedem Auslesen eines CCD- oder Infrarotdetektor-Pixels wird dieses elektronische Rauschen zum Signal addiert. Für sehr schwache Leitsterne ist das Ausleserauschen oft der limitierende Faktor einer Adaptiven Optik. Aus diesem Grund sind Detektoren wie beispielsweise Avalanche Photodiodes (APD), die kein Ausleserauschen zeigen, für die astronomische AO sehr geeignet. Da es noch keine großen APD-Arrays gibt, bleibt deren Nutzung bislang auf AO-Systeme niedriger Ordnung beschränkt. Neben dem Photonengeräusch und dem Detektorrauschen ist der durch den deformierbaren Spiegel verursachte so genannte Fittingfehler kritisch. Dieser Fehler charakterisiert die Unfähigkeit der Adaptiven Optik, Wellenfrontstörungen zu korrigieren, die deutlich kleiner als der Abstand zweier Aktuatoren bzw. zweier Teilöffnungen sind.

Abb. 15 zeigt schematisch die Leistungsfähigkeit von einer Adaptiven Optik in Abhängigkeit der Leitsternhellig-

Die Zeitschrift für
**praktische
Astronomie**

interstellarum



In jedem Heft:

- ausführliche Vorbereitung auf alle astronomischen Ereignisse
- Beobachtungsempfehlungen aus der Praxis
- Tests von astronomischen Teleskopen und Zubehör
- Anleitungen zu neuesten Aufnahmetechniken
- Einstieg in die beobachtende Astronomie
- aktuelle Informationen aus Forschung und Amateurszene
- geführte Himmelstouren komplett mit Karten und Daten

5 interstellarum-Pluspunkte:

- + wirklich neutrale Produktvergleiche, keine Erfahrungsberichte
- + keine Übersetzungen: alle Beiträge sind selbst recherchiert
- + alle Redakteure haben mehr als 10-jährige Praxiserfahrung
- + Leseförderung durch einzigartige Beobachtungsprojekte
- + Anzeigen aller namhaften Händler und Hersteller

erscheint 6× im Jahr (jeweils Anfang Februar, April, Juni, August, Oktober, Dezember), jeweils 80 Seiten A4, durchgehend farbig, Hochglanzleinband

Jahresabo: 37,80 € (D), 40,90 € (A), 44,80 € (CH)
Probeabo: 3 Hefte, 15,80 € (D), 19,80 € (A, CH)
Einzelheft: 6,90 € (D, A), 13,50 sFr (CH) am Kiosk

Leseproben, Suchindex, Aktuelles:
www.interstellarum.de

interstellarum, Westl. Stadtmauerstr. 30a,
D-91054 Erlangen • aboservice@interstellarum.de
Tel.: 09131/970694 • Fax: 09131/978596

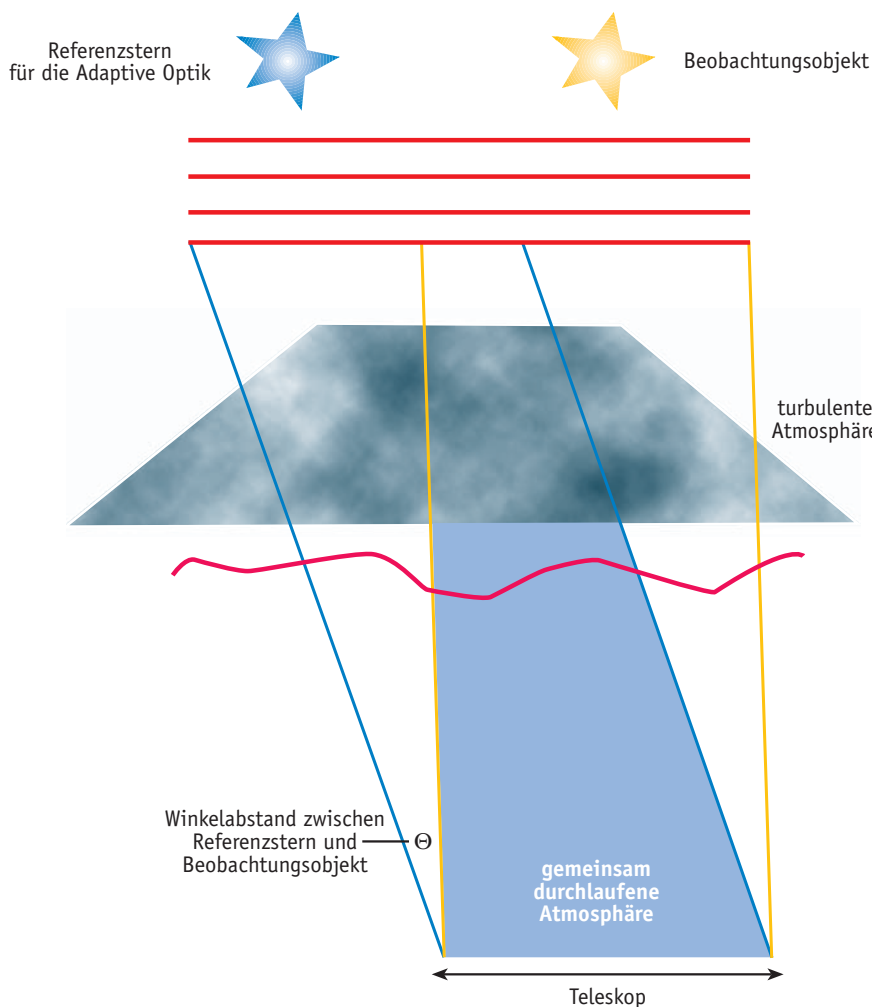


Abb. 16: Effekt der Anisoplanasie: Je größer der Winkelabstand zwischen Referenzstern und Beobachtungsobjekt, umso weniger durchlaufen beide Lichtwellen die gleiche atmosphärische Turbulenz.

gen von $0.5 \mu\text{m}$ gut korrigieren, so muss der Leitstern bereits eine Helligkeit von 8 mag aufweisen.

Eine natürliche Grenze

Diese Betrachtungen verdeutlichen die Notwendigkeit eines ausreichend hellen Referenzsterns für die Wellenfrontmessung. Dieser Referenzstern muss zudem in der Nähe des Beobachtungsfeldes liegen, da die Übereinstimmung seiner Wellenfront mit der des Beobachtungsobjekts mit zunehmendem Winkelabstand stark abnimmt (siehe Abb. 16). Der Winkelabstand, bei dem die Adaptive Optik nur noch 37 Prozent der maximalen Korrekturqualität erreicht, heißt isoplanatischer Winkel. Dieser beträgt für eine typische Höhenschichtung der Turbulenz im sichtbaren Licht etwa fünf Bogensekunden und im nahen Infrarot etwa 25 Bogensekunden (siehe Kasten auf Seite 34). Die Notwendigkeit eines hellen und nahen Leitsterns reduziert den mit Hilfe der Adaptiven Optik beobachtbaren Teil des Himmels auf Werte von wenigen Prozent in der galaktischen Ebene bis hinab auf deutlich unter einem Prozent in der Polregion. Wie diese Einschränkungen überwunden werden können, beschreibt der zweite Teil dieser Serie. □

keit. Für helle Leitsterne begrenzt der Fittingfehler die Korrekturqualität. Höhere Strehlverhältnisse und bessere Korrekturen können nur durch einen deformierbaren Spiegel mit mehr Aktuatoren und einen Wellenfrontsensor mit mehr Sensorelementen erreicht werden. Für mittelhelle Leitsterne ist das Photonenrauschen der limitierende Faktor, während für

lichtschwache Leitsterne das Rauschen des Detektors die Korrekturqualität noch einmal deutlich senkt, was schließlich der unkorrigierten Abbildung entspricht. Unter guten Seeing-Bedingungen muss ein Leitstern eine visuelle Helligkeit von 15.5 mag aufweisen, um sich für Korrekturen bei einer Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ zu eignen. Will man bei Wellenlän-

Literaturhinweise und Internetadressen

Andreas Glindemann, Stefan Hippler, Thomas Berkefeld und Wolfgang Hackenberg: Adaptive Optics on Large Telescopes, in: Experimental Astronomy 10 [2000].

Francois Roddier (Hrsg.): Adaptive Optics in Astronomy. Cambridge: Cambridge University Press 1999. ISBN: 052155375-X.

John W. Hardy: Adaptive Optics for Astronomical Telescopes: Oxford University Press, New York 1998. ISBN: 019509019-5.

Robert K. Tyson: Principles of Adaptive Optics. 2. Auflage. Boston: Academic Press, 1998. ISBN: 012705902-4.

Adaptive Optik am Max-Planck-Institut für Astronomie:

<http://www.mpia.de/AO>

Detwinkling the Stars: Ultra-Sharp Astronomy with Adaptive Optics by Laird Close:

http://athene.as.arizona.edu/~7Elclose/talks/public_lecture_AO

Twinkle, twinkle little star: the need for adaptive optics in optical astronomy. By

Jennifer Lotz: <http://www.pha.jhu.edu/~jlotz/aoptics/empaper2.html>

European Southern Observatory Adaptive Optics:

<http://www.eso.org/projects/aot>

Center for Adaptive Optics: <http://cfao.uchicago.edu>



Dr. Stefan Hippler ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Astronomie in Heidelberg, mit Forschungsschwerpunkt Adaptive Optik.

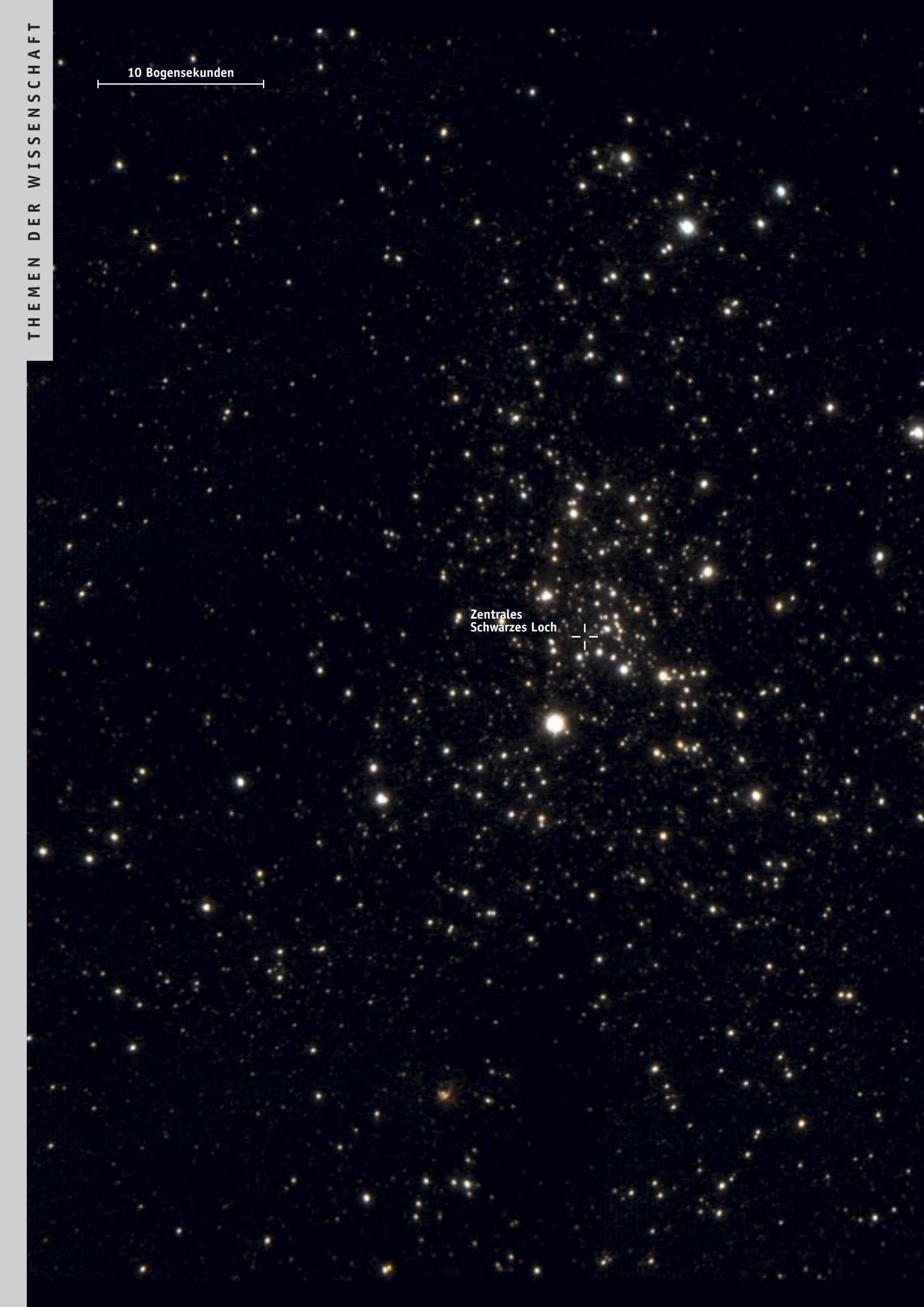


Dr. Markus Kasper ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am European Southern Observatory in Garching bei München, mit Forschungsschwerpunkt Adaptive Optik.

Anzeige Ludes

10 Bogensekunden

Zentrales
Schwarzes Loch



Künstliche Sterne und große Gesichtsfelder

Adaptive Optik in der Astronomie, Teil 2

VON RICHARD DAVIES, STEFAN HIPPLER UND ROBERTO RAGAZZONI

Im ersten Teil dieses Artikels [1] wurden die Grundlagen der Adaptiven Optik zur Ausschaltung atmosphärischer Bildstörungen dargestellt. Es zeigte sich, dass zwei Faktoren ihren Nutzen stark einschränken: Ein relativ heller Leitstern muss innerhalb des Gesichtsfeldes stehen, und die Bildkorrektur ist nur in dessen unmittelbarer Nähe möglich. Hier geht es um die Überwindung dieser beiden Einschränkungen.

Adaptive Optik: Eine Revolution in der Astronomie?

Anfang der 1990er Jahre schien es, als würde die Adaptive Optik (AO) die gesamte Astronomie revolutionieren. Nie wieder würden die Astronomen durch das atmosphärische Seeing eingeschränkt sein. Stattdessen wären mit den neuen Teleskopen der 8-Meter-Klasse im Infraroten (K-Band, Wellenlänge $2.2 \mu\text{m}$) beugungsbegrenzte Aufnahmen mit 0.06 Bogensekunden Auflösung möglich.

Doch heute – mehr als zehn Jahre nach der ersten wissenschaftlichen Publikation des William-Herschel-Teleskops 1991 – erscheinen jährlich nur etwa 40 Veröffentlichungen, die auf Beobachtungen mit Hilfe der Adaptiven Optik basieren. Bis vor kurzem wurden für die meisten dieser Beobachtungen lediglich zwei AO-Systeme eingesetzt: ADONIS – ein Shack-Hartmann-System am 3.6-m-Teleskop der ESO auf La Silla in Chile – und PUEO – ein Curvature-System am 3.6-m-Canada-France-Hawaii-Teleskop auf dem Mauna Kea in Hawaii. Erst heute nimmt die Verbreitung der

Adaptiven Optik in der astronomischen Forschung langsam zu.

Dafür gibt es zwei Gründe. Zum einen benötigt ein AO-System, um optimal arbeiten zu können, einen hellen Leitstern – idealerweise heller als 13 mag. Nur damit lassen sich hohe Strehl-Zahlen erreichen. (Die Strehl-Zahl ist das Verhältnis der maximalen Intensität im Bild einer Punktquelle zu ihrem beugungsbegrenzten theoretischen Wert.) Doch die meisten astronomischen Objekte sind um einiges schwächer und häufig auch nicht punktförmig. Daher kann das untersuchte Objekt selbst nicht als Leitstern benutzt werden, und ein separater Leitstern ist erforderlich. Aufgrund isoplanatischer Effekte (wie in [1] beschrieben) muss dieser Leitstern nicht nur genügend hell sein, sondern auch möglichst nahe am astronomisch interessanten Objekt stehen.

Im K-Band beträgt der maximal zulässige Winkel zwischen Leitstern und untersuchtem Objekt nur etwa 30 Bogensekunden. Sogar in der galaktischen Ebene ist daher die Chance, einen geeigneten Leitstern zu finden, sehr gering. Bei den Polen fällt sie aufgrund der viel geringeren Dichte heller Sterne bei höheren Strehl-Zahlen nahezu auf null (Abb. 1).

Um der Adaptiven Optik zum Durchbruch zu verhelfen, müsste man also entweder einen künstlichen Leitstern überall am Himmel erzeugen können, oder es müsste möglich sein, auch in größeren Abständen vom Leitstern eine gute Korrektur der Wellenfront zu erreichen be-

◀ Dieses Mosaikbild des Galaktischen Zentrums, ein Komposit aus Aufnahmen bei 2.1 und 3.8 Mikrometern Wellenlänge, entstand am 10-m-Keck-Teleskop auf Hawaii. Ein Natrium-Laserleitstern steuerte die Adaptive Optik. Die Winkelauflösung beträgt 0.056 Bogensekunden.

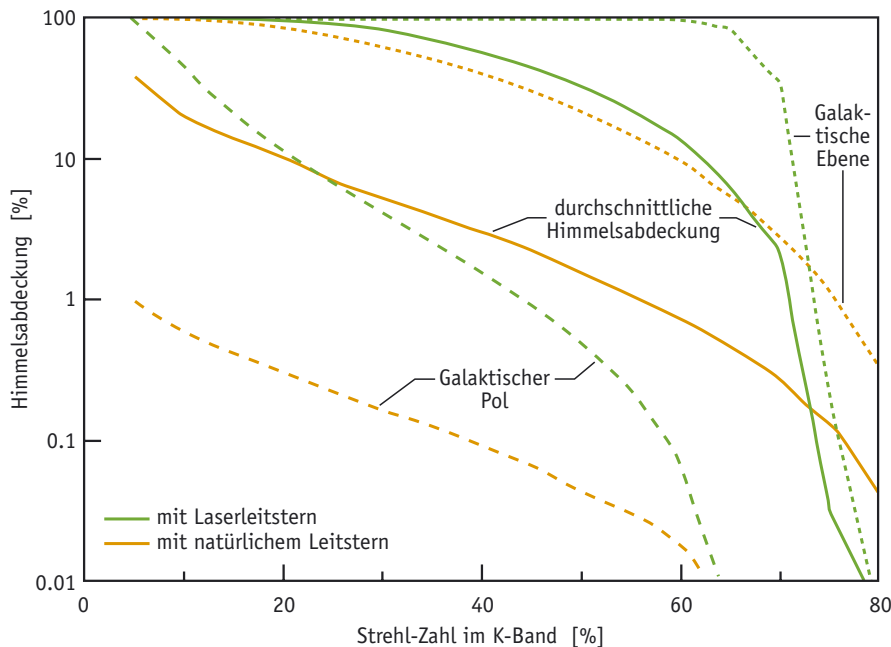


Abb. 1: Himmelsabdeckung einer Adaptiven Optik mit natürlichem Leitstern und Laserleitstern als Funktion der Strehl-Zahl im K-Band (Wellenlänge 2.2 μm).

Abb. 3: Links – der Laserleitstern von ALFA, dem Laser-System auf dem Calar Alto, in ca. 90 km Höhe, mit kegelförmiger Rayleigh-Rückstreuung bis ca. 30 km Höhe. Rechts – Aufnahmen eines Sterns ohne (oben) und mit adaptiver Optik und Laserleitstern (unten). Beugungsringe sind erkennbar.

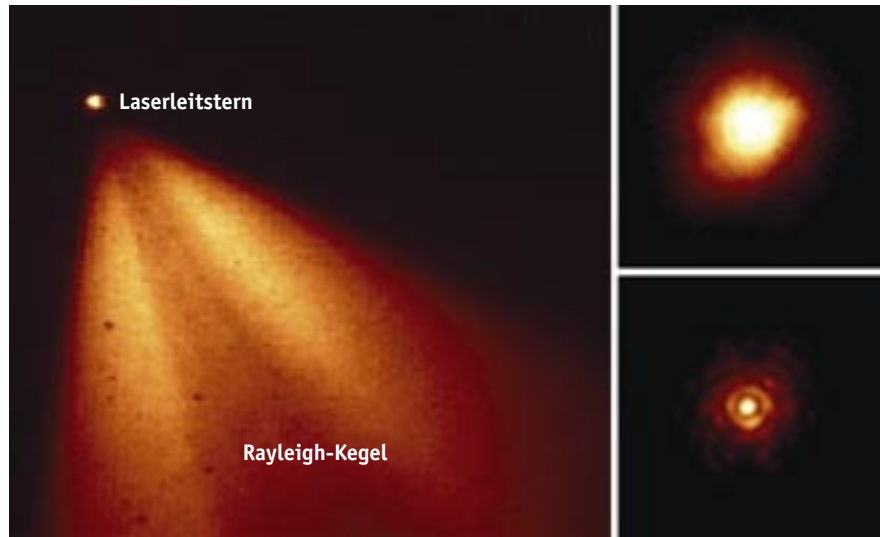


Abb. 2: Der russische Physiker und Optiker Vladimir Pavlowitsch Linnik (1889–1984).

ziehungsweise lichtschwächere Leitsterne zu nutzen. Im Folgenden zeigen wir, wie sich mit neuen Technologien diese Forderungen erfüllen lassen.

Künstliche Leitsterne

Bereits 1957 schlug der russische Physiker und Optiker Vladimir Pavlowitsch Linnik (1889–1984, Abb. 2) vor, mit einem Flugzeug über das Teleskop zu fliegen und mit einem hellen Scheinwerfer nach unten zu strahlen. Diese Idee wurde jedoch nie verwirklicht. Zur Erzeugung künstlicher Leitsterne war eine entscheidende neue Technologie nötig, nämlich die Entwicklung des Lasers seit 1958. In der US-Armee, wo man seit den 1970er Jahren die Entwicklung Adaptiver Optiken betrieb, wurde Anfang der 1980er Jahre mit der Entwicklung eines Laserleitsterns begonnen. Die Idee eines Laserleitsterns (LLS)



zur Messung der Deformation der Wellenfront durch die Atmosphäre hatte zuerst Julius Feinleib von der Firma Adaptive Optics Associates in Boston. Er hatte das Beispiel der LIDAR-Experimente vor Augen (*Light Detection and Ranging*, eine ähnliche Technik wie RADAR, aber mit sichtbarem Licht anstatt Radiowellen), die einen von einem kleinen Teleskop ausgehenden Laserstrahl benutzen.

Das daraus resultierende Projekt, geleitet vom Amerikaner Robert Q. Fugate, gipfelte in der Entwicklung eines Systems am Starfire Optical Range, einem Stützpunkt der US Air Force in New Mexico. Dabei wurde ein gepulster grüner Laser an einem 1.5-m-Teleskop installiert und auf eine Höhe von 15 Kilometer fokussiert. Hierbei wird das Licht von den Luftmolekülen zurückgestreut (die so genannte *Rayleigh-Streuung*) und anschließend mit einem Detektor im AO-System registriert.

Die Rückstreuung geschieht entlang des gesamten Weges des Laserlichts

durch die Atmosphäre. Daher muss die zeitliche Abstimmung des Detektors auf die einzelnen Pulse des Lasers sehr genau sein, damit der Detektor nur den Teil des Pulses sieht, der aus 15 Kilometer Höhe zurückkommt. Ist dies gewährleistet, so sieht das AO-System einen hellen, kompakten Punkt, der genau wie ein natürlicher Leitstern benutzt werden kann, um die Deformation der ankommenden Wellenfront zu bestimmen.

Unabhängig von diesem bis 1992 geheimen Militärprojekt hatten auch zwei französische Astronomen – Antoine Labeyrie und Renaud Foy am Centre de Recherche en Géodynamique – schon 1985 die Idee, einen Laserleitstern für die Adaptive Optik zu nutzen. Sie schlugen jedoch ein anderes Konzept vor, nämlich Atome in der Mesosphäre, in einer Höhe von etwa 90 Kilometern, mit einem Laserstrahl anzuregen.

In dieser Höhe führen Ablagerungen durch Meteoriten in einer etwa zehn Kilometer dicken Schicht zu einer stark

überhöhten Dichte an Eisen-, Natrium-, Kalium- und anderen schweren Atomen. Wie sich herausstellte, bieten die Natriumatome die beste Möglichkeit, einen hellen Laserleitstern zu erzeugen. Labeyrie und Foy schlugen vor, diese Natriumatome mit einem Laser der Wellenlänge 589 Nanometer zu bestrahlen, um sie aus ihrem Grundzustand heraus anzuregen. Die dadurch induzierte Emission der Natrium-D2-Linie (gelbes Straßenlicht) könnte einen so genannten Natrium-Leitstern erzeugen.

Dieser Natrium-Leitstern wurde zuerst am 3-m-Shane-Teleskop des Lick-Observatoriums in Kalifornien und mit dem ALFA-System am 3.5-m-Teleskop auf dem Calar Alto [2] getestet, wobei bereits beachtliche Strehl-Zahlen erreicht wurden. Die ersten erfolgreichen Beobachtungen der beiden Gruppen gelangen im September 1996 beziehungsweise im Dezember 1997. In den folgenden Jahren konnten am ALFA-System Strehl-Zahlen von etwa 20 Prozent (Abb. 3), am Lick-Observatorium sogar von 60 Prozent erreicht werden. Aber beide Gruppen hatten bald auch ganz neue Probleme zu lösen.

Neue Schwierigkeiten

Das erste Problem eines Laserleitsterns ist der in Abb. 4 dargestellte, so genannte fokale Anisoplanatismus, auch Kegel-effekt genannt. Die Ursache dafür ist die endliche Höhe des Laserleitsterns: 15 bis 25 Kilometer für einen Rayleigh-LLS und etwa 90 Kilometer für einen Natrium-LLS. Auf seinem Rückweg ins Teleskop durchquert das Licht nur einen kegelförmigen Bereich der Atmosphäre, während

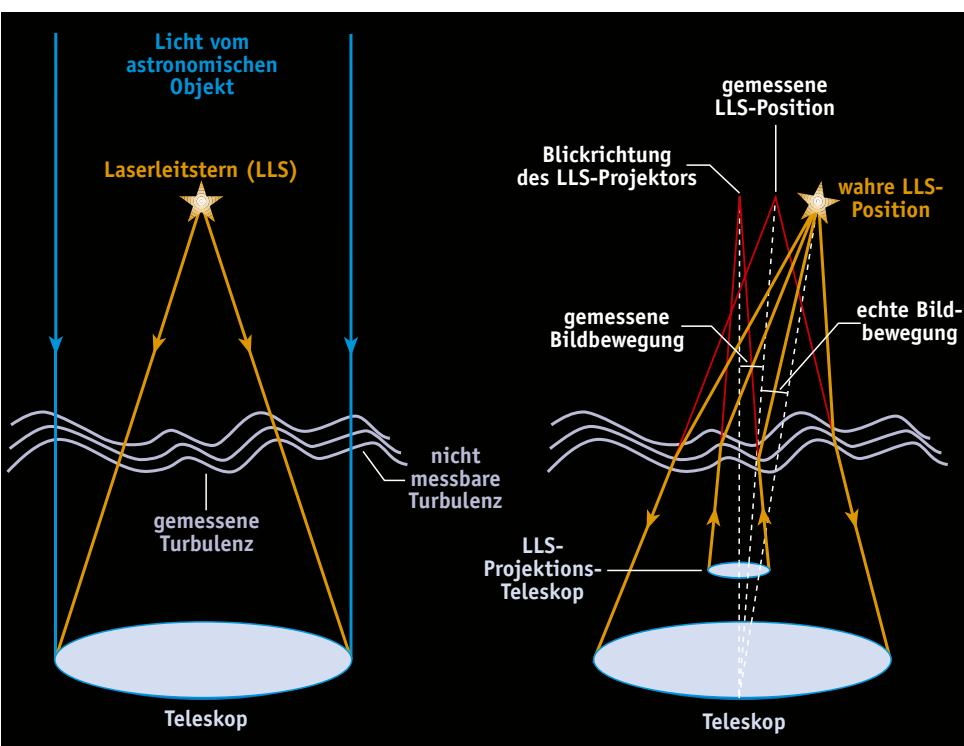
das Licht von den fernen astronomischen Objekten einen zylindrischen Bereich durchquert (Abb. 4, links).

Daher ist die gemessene Deformation der Wellenfront des LLS geringfügig anders als die des Sternlichts. Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je größer das Teleskop und je geringer die Höhe des Laserleitsterns in der Atmosphäre ist. Bei Teleskopen mit Öffnungen von acht Metern und mehr ist er bereits so groß, dass alle heutigen Projekte einen Natrium- und keinen Rayleigh-Laserleitstern benutzen.

Eine zweite Schwierigkeit bei Laserleitsternen liegt darin, dass der Laserstrahl vom Boden aus hochgeschossen wird, um den künstlichen Stern zu erzeugen. Wie auf dem Weg durch die Atmosphäre nach unten, wird die Wellenfront des Lichts auch auf dem Weg nach oben deformiert. Dies führt dazu, dass der Laserleitstern hin und her wackelt (Abb. 4, rechts). Benutzt man zur Projektion des Lasers ein Teleskop mit mehr als 50 Zentimeter Öffnung, so lässt sich dieses Wackeln zwar auf ein Minimum reduzieren, doch kann die Bewegung des LLS nicht ganz verhindert werden.

Die gemessene Verkippung der Wellenfront ist dann eine Kombination von Aufwärts- und Abwärtsbewegung, und die einzelnen Anteile lassen sich prak-

▼ Abb. 4: Links – Kegel-effekt bei der Verwendung von Laserleitsternen (LLS). Rechts – Aus der gemessenen Position des Laserleitsterns lässt sich die von der Atmosphäre verursachte Bildverkipfung nicht bestimmen.



Klaus Tschira Stiftung gGmbH, Landesakademie für Fortbildung und Personalentwicklung an Schulen, Max-Planck-Institut für Astronomie

ermöglichen jetzt durch ihre Kooperation die Entwicklung und Bereitstellung neuer praxisnaher Unterrichtsmaterialien für den Physikunterricht.

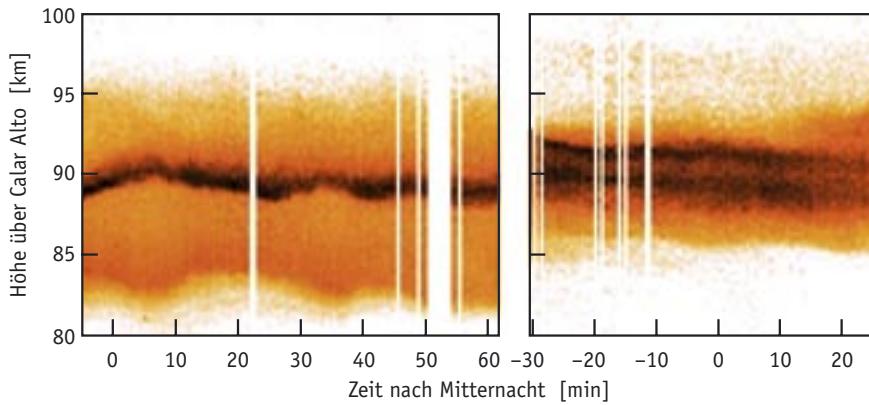
Ein erfahrener Mitarbeiter der Landesakademie entwickelt im Rahmen dieser Zusammenarbeit zur Zeitschrift STERNE UND WELTRAUM passendes didaktisches Material. Der Praxistest erfolgt in den Lehrerfortbildungskursen der Landesakademie und in monatlichen Unterrichtsstunden an einer ausgewählten Stützpunktschule.

STERNE UND WELTRAUM ist seit Herbst 2003 Partner der Aktion »Wissenschaft in die Schulen!«.

Diese Initiative des SPEKTRUM Verlages bietet Schülern und Lehrern naturwissenschaftlicher Fächer kostenlos hochwertige didaktische Zusatzmaterialien für den Unterricht.

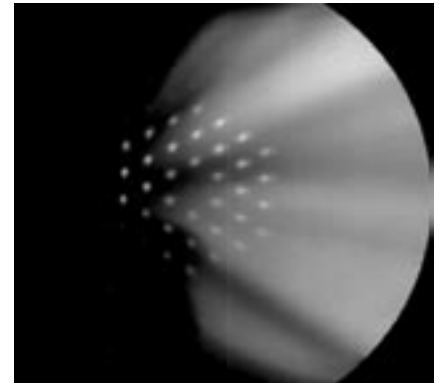
Weitere Informationen:

Wissenschaft in die Schulen
www.wissenschaft-schulen.de
 Klaus Tschira Stiftung gGmbH
www.kts.villa-bosch.de
 Landesakademie für Fortbildung und Personalentwicklung an Schulen
www.sal-ds.vs.bw.schule.de
 Max-Planck-Institut für Astronomie
www.mpia-hd.mpg.de

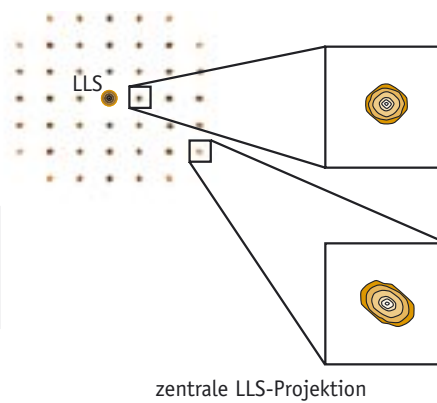
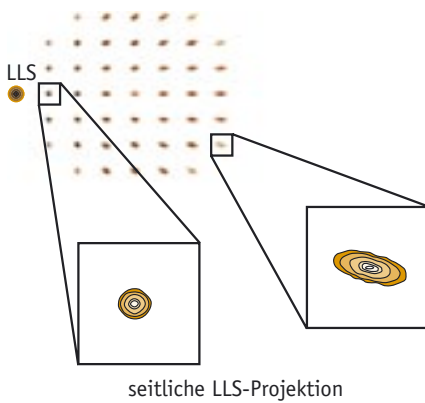


▲ Abb. 5: LIDAR-Messungen der Natriumdichte in der Mesosphäre an zwei Tagen.

▼ Abb. 6: Das Bild des Laserleitsterns an verschiedenen Stellen der Teleskoppupille.



▲ Abb. 7: Aufnahme des Keck-Laserleitsterns an verschiedenen Stellen des KECK-10-m-Spiegels.



tisch nicht voneinander trennen. Alle heute betriebenen Laserleitsternsysteme benötigen daher zusätzlich einen natürlichen Leitstern, um die atmosphärische Bildverkipfung (*Tilt*) zu messen. Da dieser so genannte *Tip-tilt-Stern* aber bis zu 60 Bogensekunden vom Beobachtungsobjekt entfernt und bis zu etwa 19 mag schwach sein darf (weil die Bildverkipfung mit der gesamten Teleskop-Apertur gemessen wird), ist dies in der Praxis keine wesentliche Einschränkung.

Die dritte Schwierigkeit mit den Laserleitsternen liegt in der Variation der Höhe der Natriumschicht im Laufe einer Nacht (Abb. 5): Der Fokus des Laserleitsterns muss dieser Veränderung folgen, denn anderenfalls wird der deformierbare Spiegel defokussiert und das Beobachtungsobjekt erscheint entsprechend unscharf. Innerhalb von einer bis zwei Minuten kann sich die Höhe der Natriumschicht durchaus um bis zu 400 Meter verändern. An einem 8-m-Teleskop kann dadurch die Strehl-Zahl um bis zu zehn Prozent im K-Band (und wesentlich mehr bei kürzeren Wellenlängen) verschlechtert werden.

Doch glücklicherweise lässt sich dieser Effekt mit Hilfe des Wellenfrontsensors messen, denn im zeitlichen Mittel sollte die von der Atmosphäre verursachte Defokussierung null sein. Wird ein zeitlicher Mittelwert ungleich null gemessen, so ist dies höchst wahrscheinlich durch eine

Änderung der Höhe der Natriumschicht verursacht und kann entsprechend korrigiert werden, ohne das Bild des Beobachtungsobjekts zu verschlechtern.

Schließlich führt die endliche Dicke der Natriumschicht zu einem zigarrenförmigen LLS. Liegt dieser LLS nicht exakt in der Blickrichtung des Teleskops, so erscheint er nicht mehr rund, sondern leicht elliptisch (Abb. 6 links). Aus diesem Grund wurde für das europäische *Very Large Telescope* (VLT) in Chile beschlossen, den Laser von direkt oberhalb des Sekundärspiegels hochzuschießen, damit kein Teil des Hauptspiegels mehr als vier Meter von der Achse des (zigarrenförmigen) LLS entfernt ist. Hingegen wird am 10-m-KECK-Teleskop auf dem Mauna Kea der LLS von der einen Seite des Teleskops aus projiziert (Abb. 7) und erscheint von der anderen Seite aus bis zu 2.5 Bogensekunden groß, was die Leistung des AO-Systems beeinträchtigt.

Der richtige Laser

Sind alle diese Probleme gelöst, so bleibt noch die technologische Herausforderung, einen brauchbaren Laser zu bauen. Da es für Laser mit 589 Nanometer Wellenlänge keine kommerzielle Anwendung gibt, müssen die Astronomen die nötige Entwicklungsarbeit selbst leisten. Die ersten auf dem Calar Alto (ALFA, [2]) und am Lick-Observatorium benutzten Laser

basieren auf dem selben Prinzip: Hochleistungslaser regen Moleküle in einer Farbstofflösung an, und die Wellenlänge des von diesen Molekülen abgestrahlten Lichts wird auf den gewünschten Wert eingestellt.

Die ersten beiden Systeme für 8-m-Teleskope wurden vom Lick- beziehungsweise vom ALFA-Team entwickelt: Es handelt sich um das LLS-System für das KECK-II-Teleskop, gebaut vom *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL), und um das LLS-System für das 8.2-m-Teleskop des VLT auf dem Cerro Paranal in Chile mit seinem PARSEC (*Paranal Artificial light Source for Extending Coverage*) genannten Laser. Dieses System wurde von den Max-Planck-Instituten für extraterrestrische Physik in Garching und für Astronomie in Heidelberg entwickelt und gebaut. Beide Systeme brachten eine wesentliche Verbesserung verglichen mit den Lasern der ersten Generation – sowohl in Hinblick auf die erzielte Ausgangsleistung, als auch auf den Grad der Automatisierung.

Heute werden neue Techniken eingesetzt. Der Laser für das GEMINI-Nord-Teleskop auf Hawaii ist ein Frequenzsummen-Laser, der zwei infrarote Laser in einem speziellen Kristall so überlagert, dass der resultierende Laserstrahl genau die Summe der Frequenzen der beiden einzelnen Laser hat. LLNL entwickelt hingegen zusammen mit der ESO in Garching einen Faser-Laser, bei dem das Laserlicht direkt innerhalb einer optischen Faser erzeugt wird.

Ziel all dieser Systeme ist es, einen Laser zu erzeugen, der die Natriumatome in der Mesosphäre so effizient wie möglich anregt und zugleich robust und einfach zu handhaben ist. Doch bis jetzt gibt es noch keine Einigkeit über die beste Strategie. Soll beispielsweise der Laser kontinuierlich sein oder nur gepulst? Sollte es ein 10-MHz-Einzelfrequenz-Laser oder doch besser ein 3-GHz-Breitband-Laser sein? Wie hoch sollte seine Leistung sein? Ist es

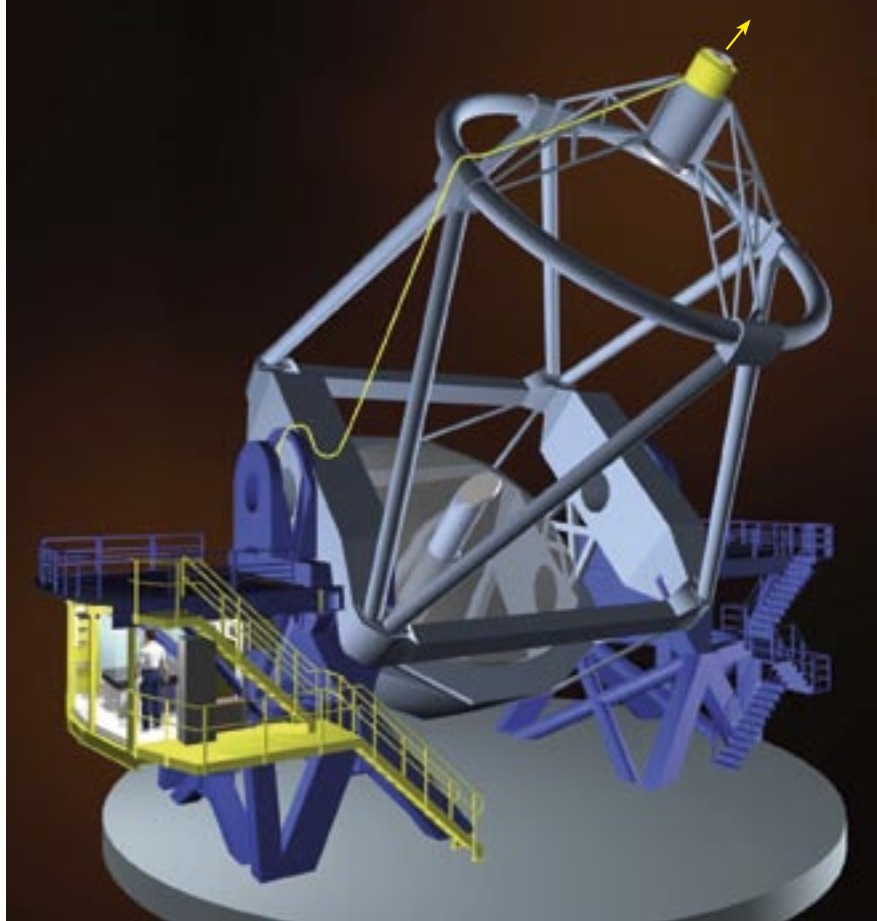
besser, den Laser von der Seite des Teleskops aus zu projizieren oder von oberhalb des Sekundärspiegels? Welche Sicherheitsmaßnahmen müssen eingebaut werden? Wie lässt sich verhindern, dass Flugzeuge durch den Strahl fliegen?

Der Laserleitstern am VLT

Wir beschränken uns hier auf eine kurze Beschreibung des Laserleitstern-Systems für das 8.2-m-Teleskop des VLT auf dem Cerro Paranal in Chile. Dieses System wird erstmals im Mai 2005 am Teleskop installiert (Abb. 8).

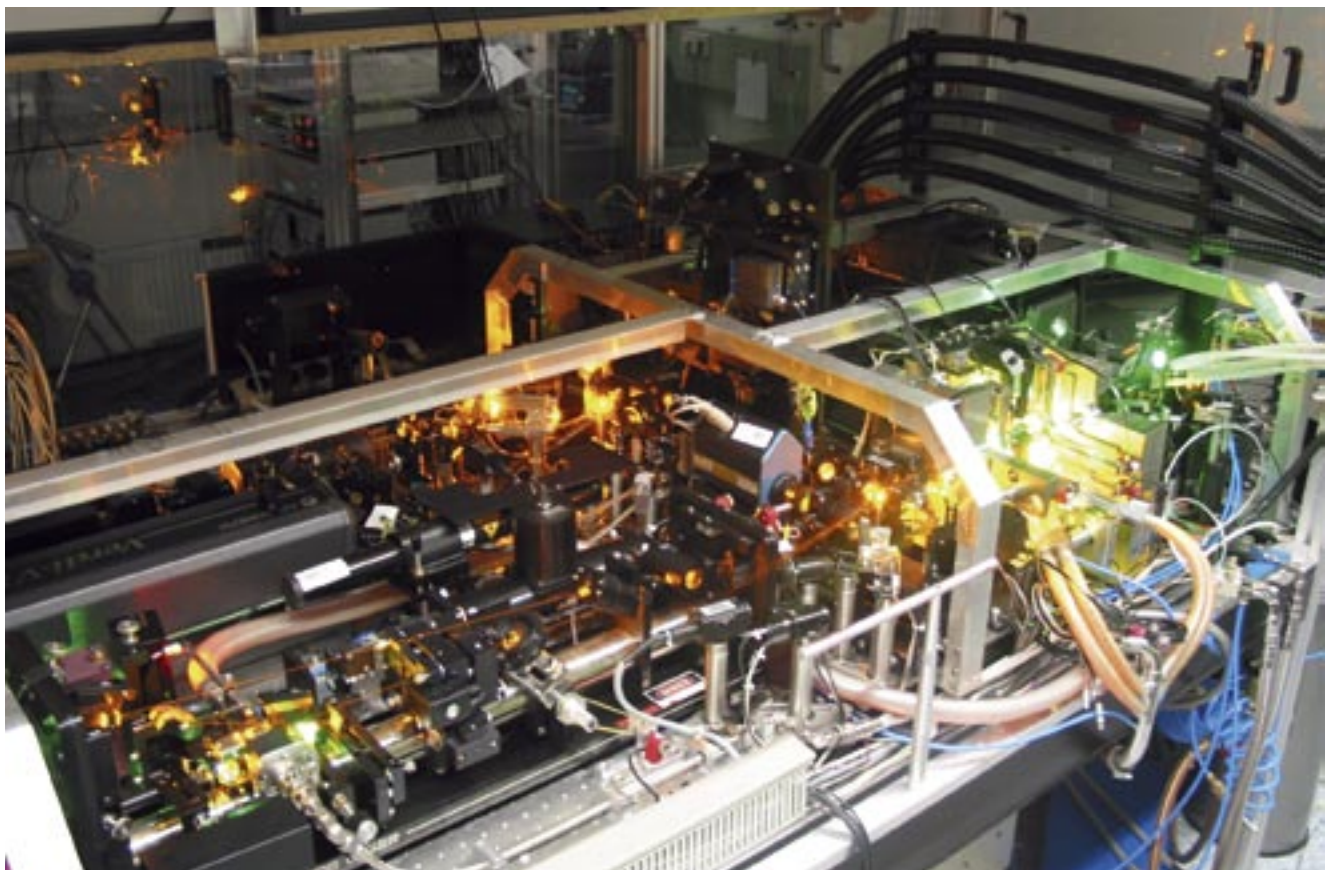
PARSEC, der Laser dieses Systems (Abb. 9), ist ein kontinuierlicher Einzelfrequenzlaser. Er besteht aus fünf Festkörper-Pumplasern, jeder davon hat eine Leistung von zehn Watt, seine Wellenlänge von 532 Nanometer ist genau auf den verwendeten Farbstoff (Rhodamine 6G) abgestimmt, der in Äthylenglykol gelöst ist und durch drei Saphir-Ventile mit nahezu 30 bar durch den Laserstrahl der Pumplaser geschossen wird. Jeder der drei Strahlen aus gelöstem Farbstoff ist nur 0.2 Millimeter dick und hat eine Geschwindigkeit von 40 Metern pro Sekunde. Einer der Farbstoffstrahlen befindet sich innerhalb des Hauptlasers, der ein abgewandelter kommerzieller Ringlaser ist.

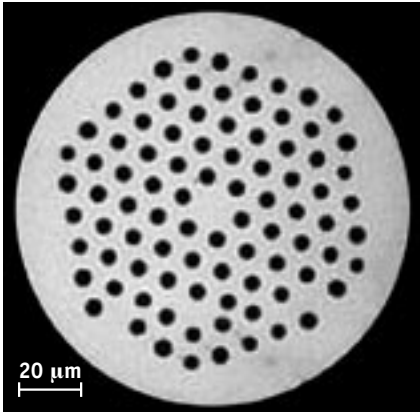
Ringlaser sind komplizierter als lineare Laser, aber ihre Effizienz ist höher, da das Licht keine stehenden Wellen bilden kann. Der Hauptlaser ist äußerst stabil und produziert einen nahezu perfek-



▲ Abb. 8: Das VLT-Teleskop YEPUN mit dem am Frontring montierten Laserprojektionsteleskop (gelb). Der Laser selbst befindet sich in der Kabine unterhalb der Nasmyth-Fokusstation. Der Pfeil zeigt in Richtung des Laserleitsterns.

▼ Abb. 9: Der von den Max-Planck-Instituten für extraterrestrische Physik und Astronomie für das VLT gebaute Laser PARSEC im Labor. Vorne links der Hauptlaser (oranges Licht), hinten rechts der Verstärkerlaser (gepumpt mit grünem Licht).





▲ Abb. 10: Photonische Kristallfaser mit Siliziumkern und mikroskopisch kleinen Luftröhren.

talfaser« Diese besteht aus einem Silikatkern mit 15 Mikrometern Durchmesser, umgeben von zahlreichen mikroskopisch kleinen »Luftröhren«, wodurch das Licht aufgrund von Totalreflexion im Kern gefangen bleibt (Abb. 10). Der zweite Trick ist, das einfarbige Laserlicht durch einen Hochleistungsmodulator in vier verschiedene Farben aufzuteilen (Abb. 11). Bei einem Unterschied in der Frequenz von jeweils 100 Megahertz bewegen sich die Laserstrahlen voneinander unabhängig durch die Faser. Mit diesen beiden neuen Technologien ist es gelungen, die Energiedichte des Strahls weit unter die Schwelle für nichtlineare Effekte abzusenken.

Das andere Ende der Faser befindet sich am Projektionsteleskop auf dem o-

ren Haltering des Hauptteleskops. Dort gibt es auch zwei Kameras, die den Luftverkehr überwachen. Obwohl der aufgeweitete Strahl bereits zu schwach ist, um Schaden anzurichten, wird er dennoch automatisch abgeschaltet, sobald ein Flugzeug entdeckt wird, um die Piloten nicht zu blenden.

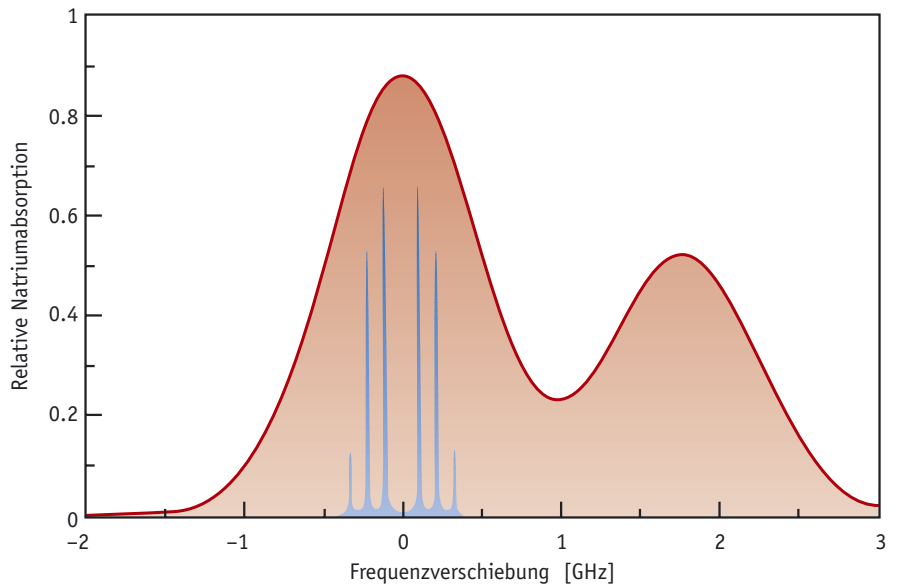
Eine strahlende Zukunft für Laserleitsterne

Die erste erfolgreiche Korrektur der Wellenfrontdeformation durch einen Laserleitstern der neuen Generation an großen Teleskopen wurde am 7. Oktober 2003 bekannt gegeben (Abb. 12). Damals gelang es Peter Wizinowich und seinem Team, am 10,2-m-Teleskop KECK II während ei-

ten Laserstrahl, der in einen Verstärker gespeist wird. Dieser Verstärker ist ein speziell gefertigter Resonanzhohlraum und beinhaltet die anderen beiden Farbstoffstrahlen. Durch die Kopplung an den Hauptlaser sind alle drei Laserstrahlen in Resonanz miteinander, womit die Leistung bis auf 20 Watt gesteigert werden kann. Während des normalen Betriebs wird PARSEC aber wohl eher bei 10 bis 12 Watt arbeiten.

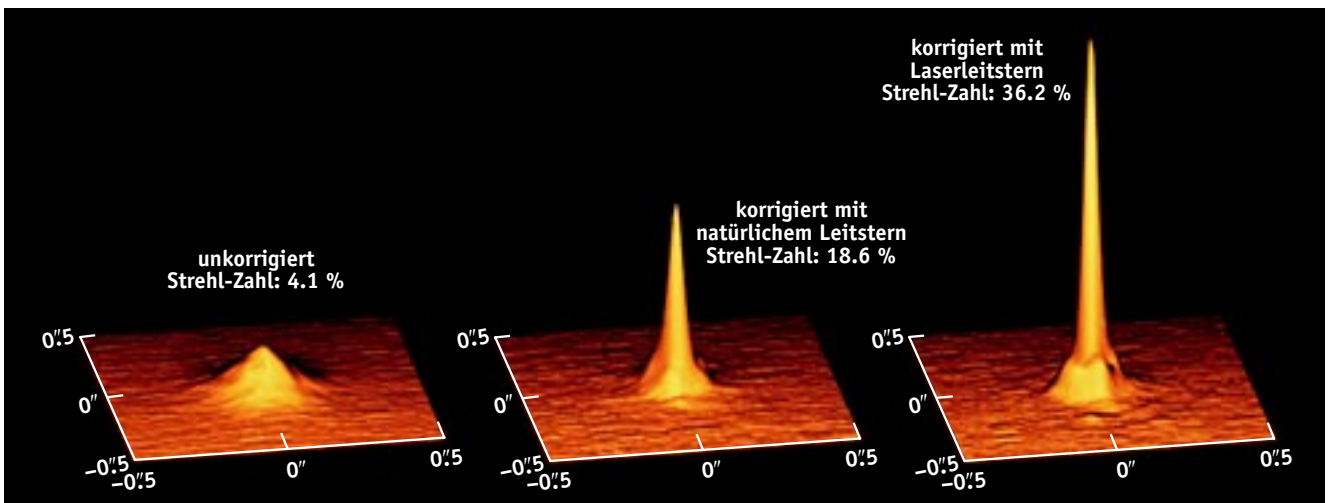
Der Ausgangsstrahl des Laser-Moduls von PARSEC wird durch eine Glasfaser zum Teleskop übertragen (Abb. 8). Allerdings haben die bisher verfügbaren Ein-Moden-Glasfasern einen Kanal von nur etwa vier Mikrometern Durchmesser. Fokussiert man die zehn Watt des Lasers auf eine so kleine Fläche, so ergibt sich eine enorme Energiedichte von etwa 10^{12} Watt pro Quadratmeter. Bei solchen Energiedichten treten nichtlineare Effekte auf, die dazu führen, dass das meiste Licht bereits am Fasereingang zurückgeworfen wird.

Um dies zu umgehen, gibt es zwei Tricks. Zum einen verwendet man keine gewöhnliche Ein-Moden-Glasfaser, sondern eine neuartige »Photonische Kris-



▲ Abb. 11: Aufteilung des Laserlichts in vier um jeweils 100 MHz verschobene Farben (blau). Die rote Kurve zeigt die Absorptionswahrscheinlichkeit der Natrium-D2-Linie mit den beiden Maxima entsprechend der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Natrium-Grundzustandes.

▼ Abb. 12: Erste Ergebnisse der Adaptiven Optik am Keck-Teleskop. Links – Aufnahme eines Sterns ohne Adaptive Optik. Mitte – mit Adaptiver Optik und lichtschwachem natürlichem Leitstern. Rechts – mit Adaptiver Optik und Laserleitstern.



ner Nacht mit äußerst gutem Seeing die Adaptive Optik zunächst an einem nur 14 mag hellen natürlichen Stern zu betreiben und eine Strehl-Zahl von 19 Prozent zu erreichen. Dann konnte mit dem Laserleitstern als Referenz die Strehl-Zahl bis auf 36 Prozent gesteigert werden.

Dieses einfache Ergebnis von einem hochkomplexen Stück Ingenieurskunst gibt einen Ausblick darauf, was mit Laserleitsternen und Adaptiver Optik in naher Zukunft möglich sein wird. Im Mai 2005 soll am VLT in Chile der erste Laser installiert werden und hoffentlich bald danach für die astronomische Nutzung einsatzbereit sein. Wenig später wird das Lasersystem des GEMINI-Teleskops auf Hawaii zum Einsatz kommen.

Im Folgenden geht es um Methoden und Technologien der Adaptiven Optik für die nächste Generation bodengebundener Großteleskope.

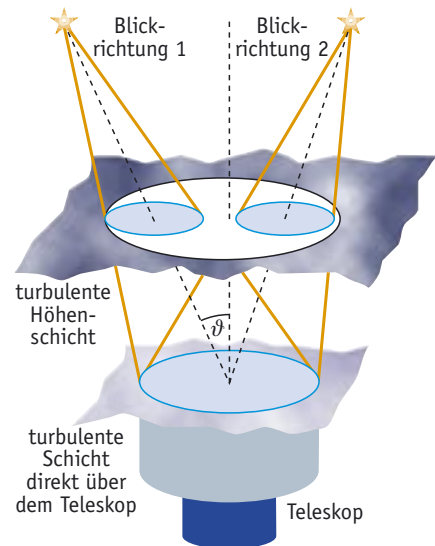
Großteleskope von morgen: atmosphärische Tomographie und Multikonjugierte Adaptive Optik

■ **Die dritte Dimension:** Bei den bisher beschriebenen Formen der Adaptiven Optik kommt es nicht so sehr darauf an, in welcher Höhe zwischen dem zu beobachtenden Objekt und dem Teleskop die Wellenfront durch die atmosphärischen Turbulenzen gestört wird. Betrachten wir zum Beispiel einen Lichtstrahl, der auf eine gewisse Stelle des Hauptspiegels eines 8- oder 10-m-Teleskops trifft, so interessiert allein die Abweichung die-

ses Strahls von der Geraden, die er ohne Turbulenz beschreiben würde. Die Details, wo genau in der etwa 20 Kilometer hohen Atmosphäre der Lichtstrahl abgelenkt wird, werden vernachlässigt: In dieser Form betrachtet die Adaptive Optik die Atmosphäre nur als zweidimensionale, flache Scheibe – ihr fehlt die dritte Dimension!

Deshalb sind die Bilder herkömmlicher Systeme der Adaptiven Optik auf einen nur sehr kleinen Bereich um den Leitstern herum beschränkt (Anisoplanatismus, vgl. [1]). Sobald man aber diese Einschränkung überwinden, also den Bereich vergrößern möchte, innerhalb dessen die Korrektur durch die Adaptive Optik akzeptabel ist, wird die genaue Lage der Turbulenzen in der Atmosphäre entscheidend.

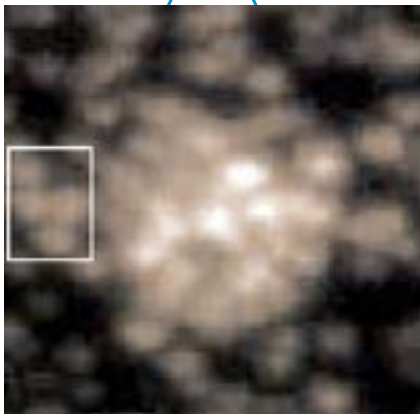
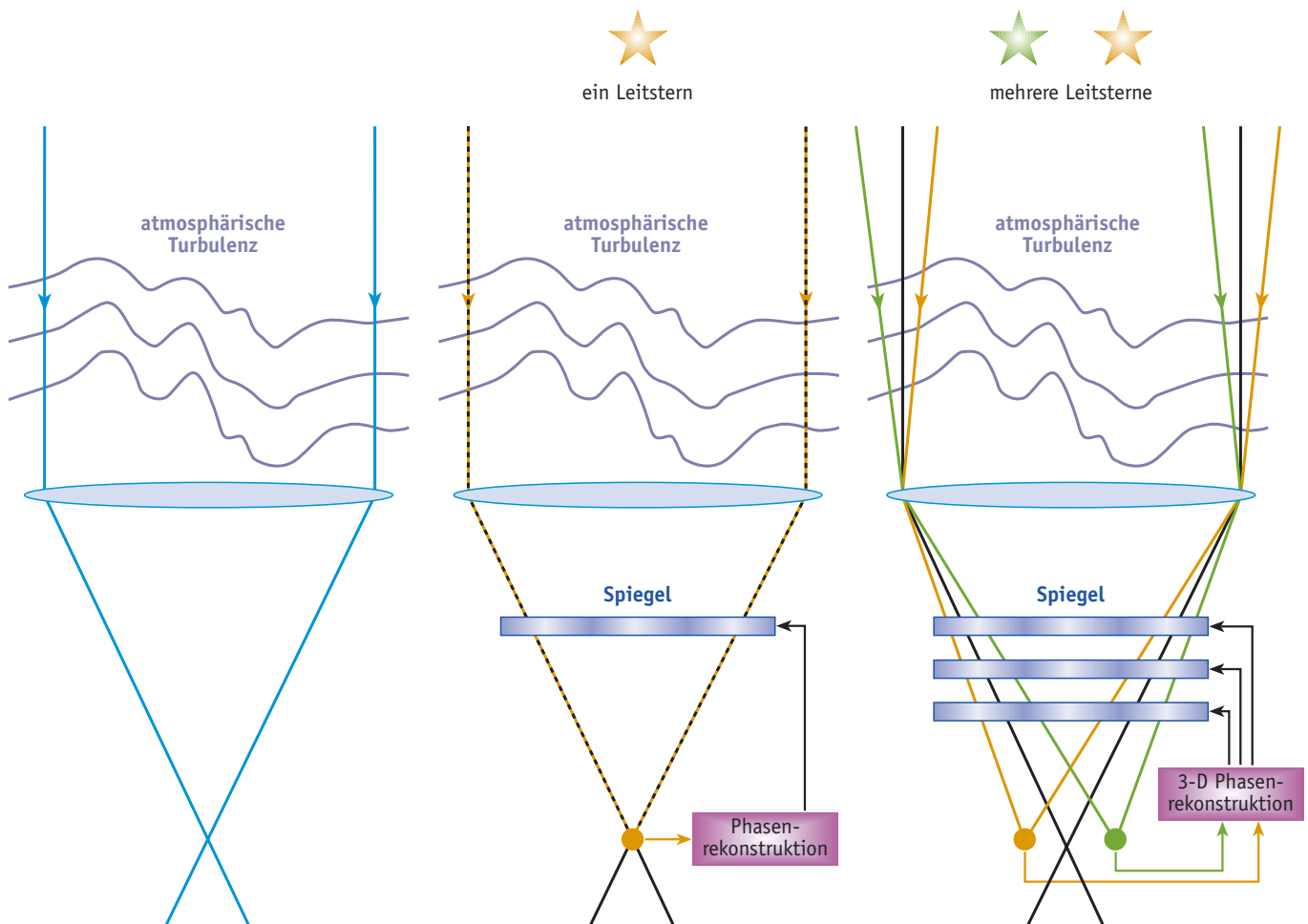
Diesen Effekt erläutert Abb. 13: Angenommen, die Turbulenzen in der Atmosphäre beschränken sich auf eine dünne Schicht direkt über dem Teleskop. Dann ist die Aberration der Wellenfronten für jede Beobachtungsrichtung eine andere. Als anschauliches Beispiel dafür betrachten wir die Plejaden (Abb. 14). Ihre beiden hellsten Sterne, Alcyone und Atlas, sind nur 0.5 Grad voneinander entfernt. Dies ist eine kleine Entfernung für die herkömmliche Astrophotographie, aber für die Adaptive Optik ist sie riesig.



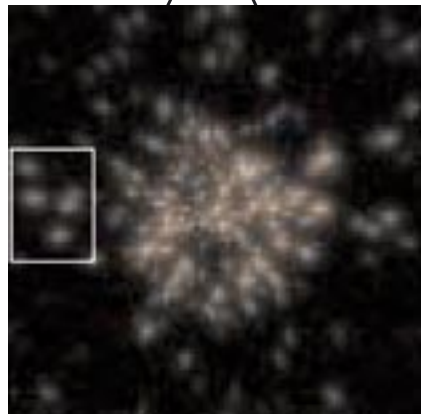
▲ Abb. 13: Wellenfrontdeformationen für zwei Blickrichtungen und zwei turbulente Schichten über dem Teleskop.

▼ Abb. 14: Das Siebengestirn, dessen beide hellsten Sterne Atlas und Alcyone etwa 0.5 Grad auseinander liegen. (Bild: HST)

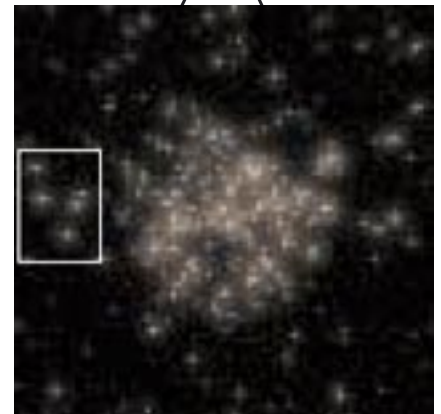




a ohne Adaptive Optik



b klassische Adaptive Optik



c Multikonjugierte Adaptive Optik

Warum? Befinden sich die Turbulenzen in einer Höhe von, sagen wir, zehn Kilometern, so verlaufen die Lichtstrahlen dieser beiden Sterne, die auf die gleiche Stelle des Hauptspiegels treffen, in dieser Höhe bereits 87 Meter voneinander entfernt. Die beiden Lichtstrahlen werden also von den Turbulenzen vollkommen unterschiedlich beeinflusst, das heißt: Die Korrektur der Wellenfronten mit dem einen Stern als Leitstern ist für den anderen komplett falsch – und umgekehrt!

■ **Ein deformierbarer Spiegel hilft, aber zwei oder drei helfen noch viel mehr...** Herkömmliche Adaptive Optik ermöglicht beugungsbegrenzte Aufnahmen nur innerhalb eines sehr kleinen Gesichtsfeldes, viel kleiner als beispiels-

weise die Ausdehnung der Plejaden. Zur Lösung dieses Problems muss die dritte Dimension berücksichtigt, also in Echtzeit nicht nur die Deformationen der Wellenfront bestimmt werden, sondern auch die Höhe, in der sie in der Atmosphäre erzeugt werden. Im zweiten Schritt müssen diese Deformationen an entsprechender Stelle im Strahlengang des Teleskops korrigiert werden.

Dieses Konzept, welches als **Multikonjugierte Adaptive Optik (MCAO)** bezeichnet wird, wurde 1988 von Jacques Beckers vorgeschlagen. Hierbei werden die Störungen in verschiedenen Schichten der Atmosphäre korrigiert, indem zu jeder dieser Schichten ein deformierbarer Spiegel konjugiert wird (Abb. 15). Konjugiert bedeutet, dass der Spiegel an genau die

▲ Abb. 15: Oben – Funktionsprinzip der Multikonjugierten Adaptiven Optik (c) im Vergleich zur herkömmlichen Adaptiven Optik (b) und ohne Adaptive Optik (a). Unten – simulierte Ergebnisse.

optische Position in den Strahlengang gesetzt wird, an der die entsprechende turbulente Schicht der Atmosphäre scharf abgebildet wird. In unserem Beispiel hätte das adaptiv-optische System einen deformierbaren Spiegel, der die Turbulenzen nahe am Boden korrigiert, und einen zweiten, welcher die Turbulenzen in einer Höhe von zehn Kilometern kompensiert.

Werden beide Spiegel richtig gesteuert, und nimmt man weiterhin an, dass die Turbulenzen außerhalb dieser bei-

den Schichten vernachlässigbar sind, so ist eine Korrektur der Deformation der Wellenfronten über einen viel größeren Winkelbereich möglich. Die gesamten Plejaden lassen sich dann mit beugungsbegrenzter Schärfe abbilden. Momentan versuchen weltweit mehrere Arbeitsgruppen dieses Ziel zu erreichen. Wir geben hier einen kurzen Überblick über den aktuellen Stand. Doch der Leser sei gewarnt: Den meisten der hier präsentierten Ergebnisse fehlt noch der ultimative Test am Himmel!

■ **Die Höhe der Turbulenzen:** Bisher gab es die meisten Fortschritte bei der Messung der Deformation der Wellenfront in Abhängigkeit von der Höhe über dem Teleskop. Diese Messung ist eine Variante der Tomographie der atmosphärischen Turbulenzen. Eine uns allen vertraute Form der Tomographie ist unser zweiäugiges Sehen. Es ermöglicht uns, die Entfernung naher Objekte abzuschätzen, da ihre scheinbare Position vor einem entfernten Hintergrund, mit je einem Auge gesehen, leicht unterschiedlich ist. Um die Höhe der atmosphärischen Turbulenzen zu messen, muss man sie – ganz ähnlich – aus zwei verschiedenen Richtungen betrachten.

Mit dem Teleskop haben wir zwar nur ein Auge, aber dafür können wir innerhalb des Gesichtsfeldes mehrere Sterne gleichzeitig anschauen. Daraus wird die Höhenabhängigkeit der atmosphärischen Turbulenzen berechnet, indem die gemessenen deformierten Wellenfronten der einzelnen Sterne in einem leistungsfähigen Computer verglichen werden. Treten die Turbulenzen in einer Höhe von etwa zehn Kilometern auf, so sind die ge-

messen Deformationen für die einzelnen Sterne leicht unterschiedlich, für Turbulenzen knapp über dem Teleskop sind sie aber für alle Sterne gleich. Die erforderliche Analyse, die noch dazu in Echtzeit ausgeführt werden muss, ist sehr komplex.

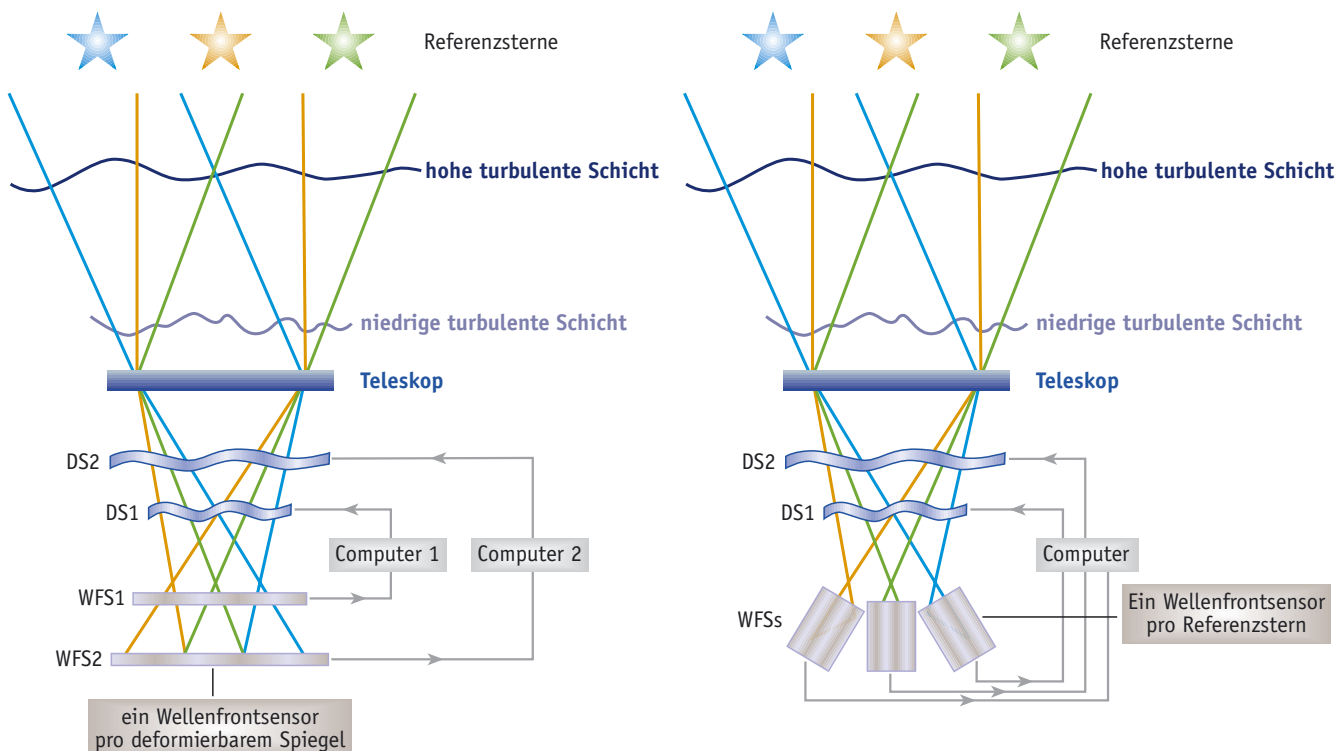
■ **Mit und ohne Leitstern:** Bis Laserleitsterne allgemein verfügbar sind, ist man bei der herkömmlichen Adaptiven Optik auf helle, natürliche Leitsterne beschränkt, die noch dazu sehr nahe am zu beobachtenden astronomischen Objekt stehen müssen. Man benutzt so viele natürliche Leitsterne wie nur möglich – wenn auch nur sehr schwache – und überlagert anschließend das Licht all dieser Sterne in einem Detektor. Stehen beispielsweise fünf starke Laser zur Verfügung, so können fünf künstliche Leitsterne derart am Himmel angeordnet werden, dass die tomographischen Messungen möglichst einfach werden. Dabei kann der Algorithmus zur Berechnung der atmosphärischen Tomographie schon vorher gelöst werden, denn die Positionen der Leitsterne sind bekannt und für alle Beobachtungen die gleichen. Wir werden diese beiden Ansätze später noch genauer betrachten.

Eines der beiden identischen 8-m-Teleskope des GEMINI-Projekts steht auf dem Mauna Kea in Hawaii, das andere auf dem Cerro Pachon in Chile. Das erste hat bereits ein herkömmliches adaptiv-optisches System, am zweiten soll in den nächsten Jahren eine Multikonjugierte Adaptive Optik installiert werden. Dieses System beinhaltet drei deformierbare Spiegel, die zu den turbulenten Schichten in Bodennähe, in fünf Kilometer und

in zehn Kilometer Höhe konjugiert sind. Die Deformationen der Wellenfronten werden an insgesamt fünf Laserleitsterne mit jeweils einem Shack-Hartmann-Sensor gemessen. Vier dieser Leitsterne werden in die Ecken eines Quadrats mit zwei Bogenminuten Seitenlänge projiziert, der fünfte in die Mitte dieses Quadrats.

Die beiden größten Probleme bei der Realisierung dieses Projektes sind zum einen die erforderliche enorme Laserleistung (wie oben beschrieben, benötigt man für jeden einzelnen Laserleitstern etwa 10 bis 20 Watt), und zum anderen die Rechenleistung der Computer. Um dieses komplexe Problem zu lösen, versucht man es so weit wie möglich zu vereinfachen. Da die relative Position der Laserleitsterne für alle beobachteten Objekte die gleiche ist, kann man das System einmal für alle weiteren Beobachtungen kalibrieren. Für die Kalibration wird nacheinander jeder Aktuator jedes deformierbaren Spiegels um eine bestimmte Strecke ausgelenkt und die Reaktion aller fünf Shack-Hartmann-Sensoren darauf gemessen. Daraus lernt der Computer, welche Spannungen er an welche Aktuatoren anlegen muss, um die aktuell ge-

▼ Abb. 16: Prinzip der Schichtenorientierten (links) und der Sternorientierten (rechts) Multikonjugierten Adaptiven Optik. DS1 und DS2 bezeichnen die jeweils zu einer turbulenten Schicht optisch konjugierten deformierbaren Spiegel. WFS1, WFS2 und WFSs bezeichnen die verwendeten Wellenfrontsensoren.



Literaturhinweise und Internetadressen

- [1] **Stefan Hippler, Markus Kasper:** Dem Seeing ein Schnippchen schlagen (Adaptive Optik in der Astronomie, Teil 1), SuW 10/2004, S. 32–42.
- [2] **Andreas Glindemann, Andreas Quirrenbach:** Künstlicher Stern über dem Calar Alto. Teil 1, SuW 11/1997, S. 950–955; Teil 2, SuW 12/1997, S. 1038–1044.
- [3] **Stefan Hippler:** Scharfe Bilder für das Large Binocular Telescope, Sterne und Weltraum 3/2002, S. 12–13.
- [4] **Einweihung des Large Binocular Telescope,** SuW 11/2004, S. 16–17.
- [5] **Stefan Hippler:** Der scharfe Blick ins All und ins Auge. Physik in unserer Zeit, 1/2005, S. 24–31.

Adaptive Optik mit Laserleitstern am MPIA: www.mpia.de/AO/INSTRUMENTS/AO_Instruments.html

Das Projekt PARSEC: www.mpe.mpg.de/ir/parsec

Adaptive Optik mit Laserleitstern am Keck Teleskop: www.keck.hawaii.edu/optics/lgsao

Multi-Conjugate Adaptive Optics Demonstrator der Eso: www.eso.org/projects/aot/mad

Multi-Conjugate Adaptive Optics am GEMINI-Teleskop: www.gemini.edu/sciops/instruments/adaptiveOptics/MCAOPrimer.html

Das OWL-Projekt: www.eso.org/projects/owl

messene Deformation der Wellenfronten zu korrigieren.

Der Schwerpunkt der Entwicklungsarbeit für das MCAO-System von GEMINI-Süd liegt darin, eine hohe photometrische Genauigkeit über ein für Adaptive Optiken extrem großes Gesichtsfeld von einigen Bogenminuten zu erreichen. Da, wie bereits beschrieben, der Laserstrahl bereits auf seinem Weg nach oben durch die Atmosphäre gestört wird und daher der künstliche Stern hin und her wackelt, benötigt man zur vollständigen Korrektur der Wellenfront noch einige zusätzliche natürliche Leitsterne. Da diese sehr schwach sein dürfen (ca. 19 mag) und an beliebiger Stelle innerhalb des etwa zwei Bogenminuten großen Quadrats liegen können, ist die Himmelsabdeckung

durch dieses MCAO-System dennoch nahezu komplett.

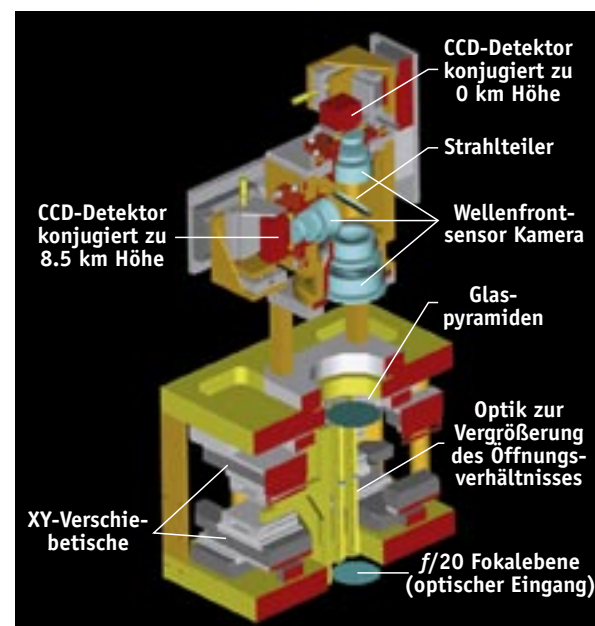
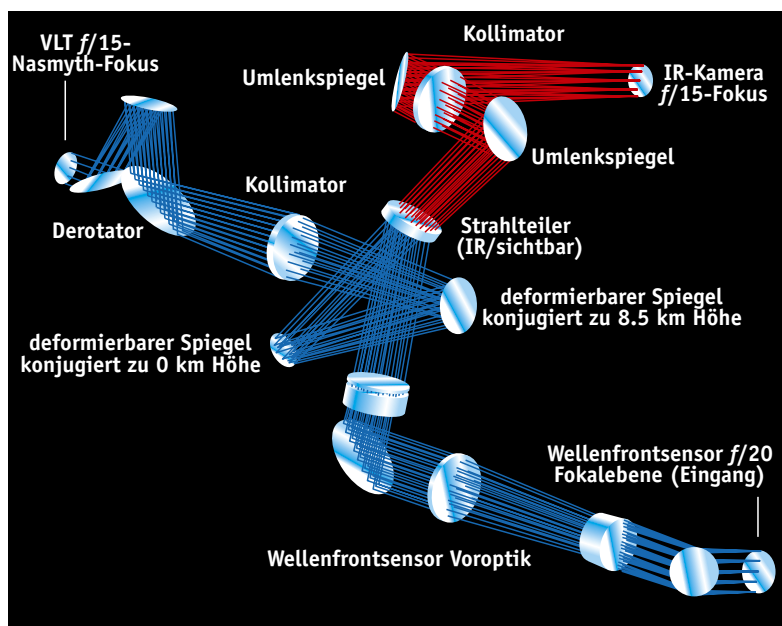
Im Gegensatz zu dieser so genannten Stern-orientierten MCAO, werden bei der zweiten Technik, der Schichten-orientierten MCAO, nur natürliche Leitsterne benutzt. Sobald das zu beobachtende Gebiet am Himmel ausgewählt ist, werden die darin enthaltenen Sterne nach ihrer Helligkeit und Entfernung zum Zentrum sortiert. Dann wird für die (typischerweise zehn) dafür am besten geeigneten Sterne jeweils die Deformation der Wellenfronten gemessen. Dazu wird an die Position eines jeden dieser Sterne in der Brennebene des Teleskops mit Hilfe eines motorisierten Roboterarms jeweils eine kleine Glaspyramide gesetzt, die sein Licht in vier Strahlen aufspaltet.

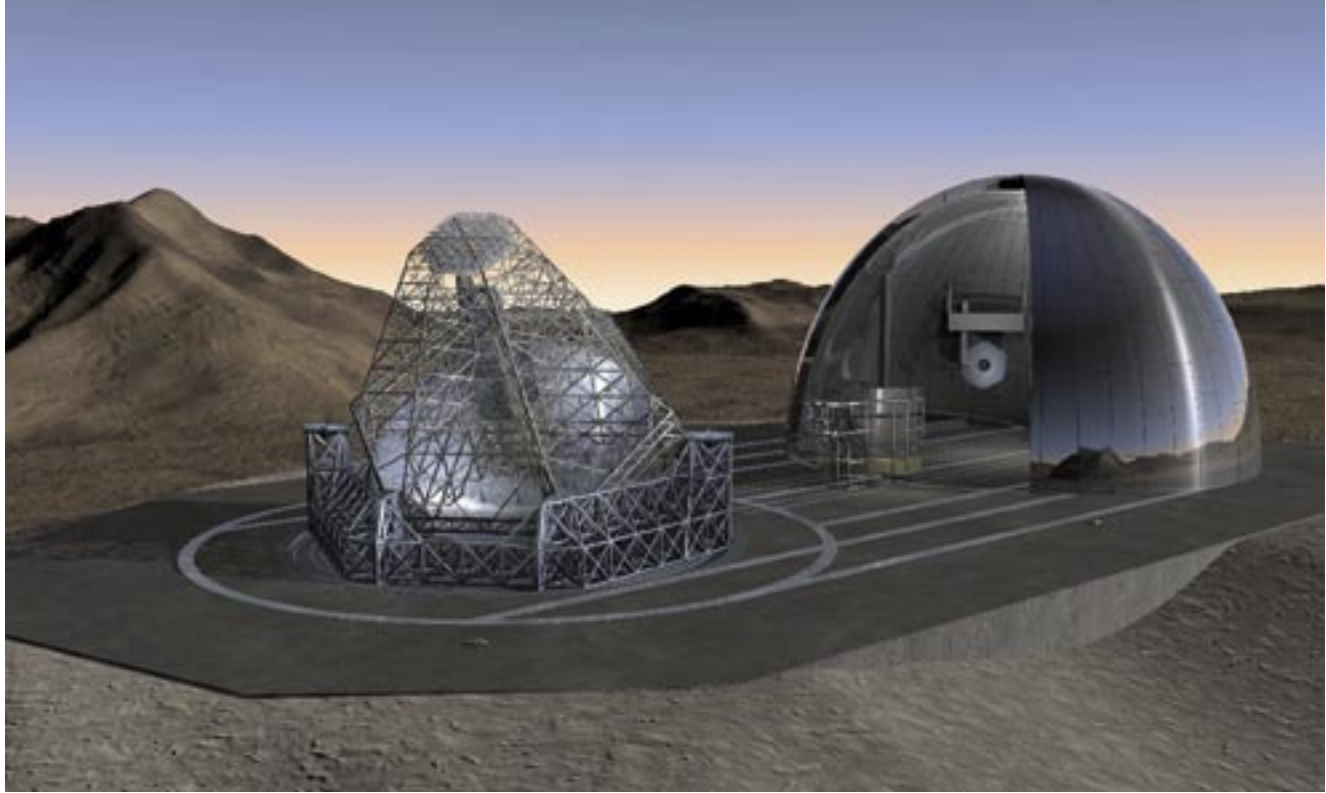
Wie diese Aufspaltung des Lichts durch die einzelnen Pyramiden genau geschieht, hängt davon ab, wie die Deformationen der einzelnen Wellenfronten aussehen. Der einfache Fall einer reinen Verkipfung der Wellenfront führt zu einer Verschiebung des Sternbildes weg von der Spitze der Pyramide und damit zu einer Erhöhung der Intensität in einem der vier aufgespalteten Strahlen, relativ zu den drei anderen (vgl. [1]).

Das interessante an diesem Ansatz ist, dass das Licht aller Pyramiden mit einem einzigen optischen System auf einen oder mehrere Detektoren abgebildet wird (je ein Detektor ist zu jeder zu korrigierenden Schicht konjugiert). Auf diesem Weg addiert sich das Licht aller Leitsterne im Detektor und man erhält ein stärkeres Signal, so dass die einzelnen Sterne viel schwächer sein dürfen.

Da diese Schichten-orientierte MCAO nur natürliche Leitsterne benutzt, hat sie den Nachteil, dass die Himmelsabdeckung nur sehr klein ist. Noch dazu hängt die Qualität der Korrektur der Wellenfront von der Verteilung der Leitsterne im Gesichtsfeld und von ihrer Helligkeit ab. Deshalb lässt sich hier die Himmelsabdeckung im Voraus nicht genau berechnen. Wie schon gesagt, ist sie stark richtungsabhängig – in den für extragalaktische Forschung besonders interessanten Gebieten nahe den galaktischen Polen beträgt sie nur wenige zehn Prozent.

- ▼ Abb. 17: Das MAD-Instrument. Links – Optisches Design mit zwei deformierbaren, zu 0 km und 8.5 km Höhe über dem Teleskop konjugierten Spiegeln. Rechts – Wellenfrontsensoren für die Schichten-orientierte MCAO.





▲ Abb. 18: Das geplante optische 100-m-Teleskop der Eso (OWL, *Overwhelmingly Large Telescope*). Die Schutzkuppel ist geöffnet und zur Seite gefahren.

Experimente am Himmel bringen die Entscheidung

Die Europäische Südsternwarte baut zur Zeit den »Multi-conjugate Adaptive Optics Demonstrator« MAD – also verrückt ... in der Tat kein schlechter Name. Damit lassen sich die beiden Techniken, Stern- und Schichten-orientierte MCAO, unter den gleichen Bedingungen testen, um einen aussagekräftigen Vergleich zu ermöglichen: Man benutzt das selbe Teleskop, die selben deformierbaren Spiegel, die selbe Kamera und das selbe Gebiet am Himmel.

Dabei kommt eine Infrarot-Kamera mit einem Gesichtsfeld von einer Bogenminute zum Einsatz, das in einem zweiten Schritt auf zwei Bogenminuten erweitert werden kann. Die Korrektur der Wellenfront wird durch zwei deformierbare Spiegel übernommen (Abb. 17, links). Zur Messung der Wellenfront dienen (für die Stern-orientierte MCAO) drei Shack-Hartmann-Sensoren und drei Detektoren oder (für die Schichten-orientierte MCAO) acht Pyramiden und zwei zum Boden beziehungsweise zu 8.5 Kilometer Höhe konjugierte Detektoren (Abb. 17, rechts).

Zwei weitere Instrumente werden in naher Zukunft das Spektrum der Adaptiven Optiksyste me an 8-m-Teleskopen vervollständigen. Das erste ist LINC-NIRVANA, ein Interferometer für das nahe Infrarot am *Large Binocular Telescope* (LBT, [4]). Das zweite Instrument, genannt MUSE, wird an einem der Teleskope des

VLT installiert werden. MUSE korrigiert die deformierte Wellenfront innerhalb eines Gesichtsfeldes von einer Bogenminute Durchmesser zumindest teilweise.

Dadurch wird die gleichzeitige Spektroskopie zahlreicher Objekte möglich, für die eine nicht ganz perfekt beugungsbegrenzte Auflösung ausreicht. LINC-NIRVANA wird eine verbesserte Version der Schichten-orientierten MCAO einsetzen, um mit Hilfe von bis zu 20 natürlichen Leitsternen eine beugungsbegrenzte Auflösung innerhalb eines Gesichtsfeldes von bis zu sechs Bogenminuten zu ermöglichen. MUSE dagegen wird bis zu vier Natrium-Laserleitsterne benutzen, um nur die atmosphärische Turbulenz in Bodennähe zu kompensieren.

Die vier beschriebenen Projekte (MAD, GEMINI, LINC-NIRVANA und MUSE) werden für die Entwicklung der großen Teleskope der nächsten Generation, der so genannten *Extremely Large Telescopes*, eine entscheidende Rolle spielen. Solche Teleskope, mit Öffnungen von bis zu 100 Metern (Abb. 18), werden Bilder von ungeahnter Schärfe und Brillanz liefern – aber nur dann, wenn es gelingt, ihre beugungsbegrenzte Auflösung zu verwirklichen. Der dazu erforderliche, enorme Aufwand lohnt sich nur, wenn dies für hinreichend große Gesichtsfelder gelingt, wenn also die Techniken der Multikonjugierten Adaptiven Optik ausgereift sind. Es kann daher nicht genug betont werden, wie wichtig es ist, die Resultate der hier beschriebenen visionären Projekte in die Pläne für die Teleskope der nächsten Generation einfließen zu lassen. Wie gesagt, die Auswahl der besten Methode wird am Himmel entschieden. □

(Aus dem Englischen von Sebastian Egner)



Richard Davies ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching bei München,

mit den Forschungsschwerpunkten Laserleitsterne für Adaptive Optik, Starbursts und Aktive Galaxienkerne.



Stefan Hippler ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-

Institut für Astronomie in Heidelberg, mit Forschungsschwerpunkt Adaptive Optik.



Roberto Ragazzoni ist Professor am astrophysikalischen Observatorium Arcetri (Florenz), mit Forschungsschwerpunkt Adaptive Optik.

Für seine Arbeiten zur Multikonjugierten Adaptiven Optik und für den Aufbau einer Arbeitsgruppe am MPI für Astronomie in Heidelberg erhielt er 2001 den Wolfgang-Paul-Preis der Alexander-von-Humboldt-Stiftung.