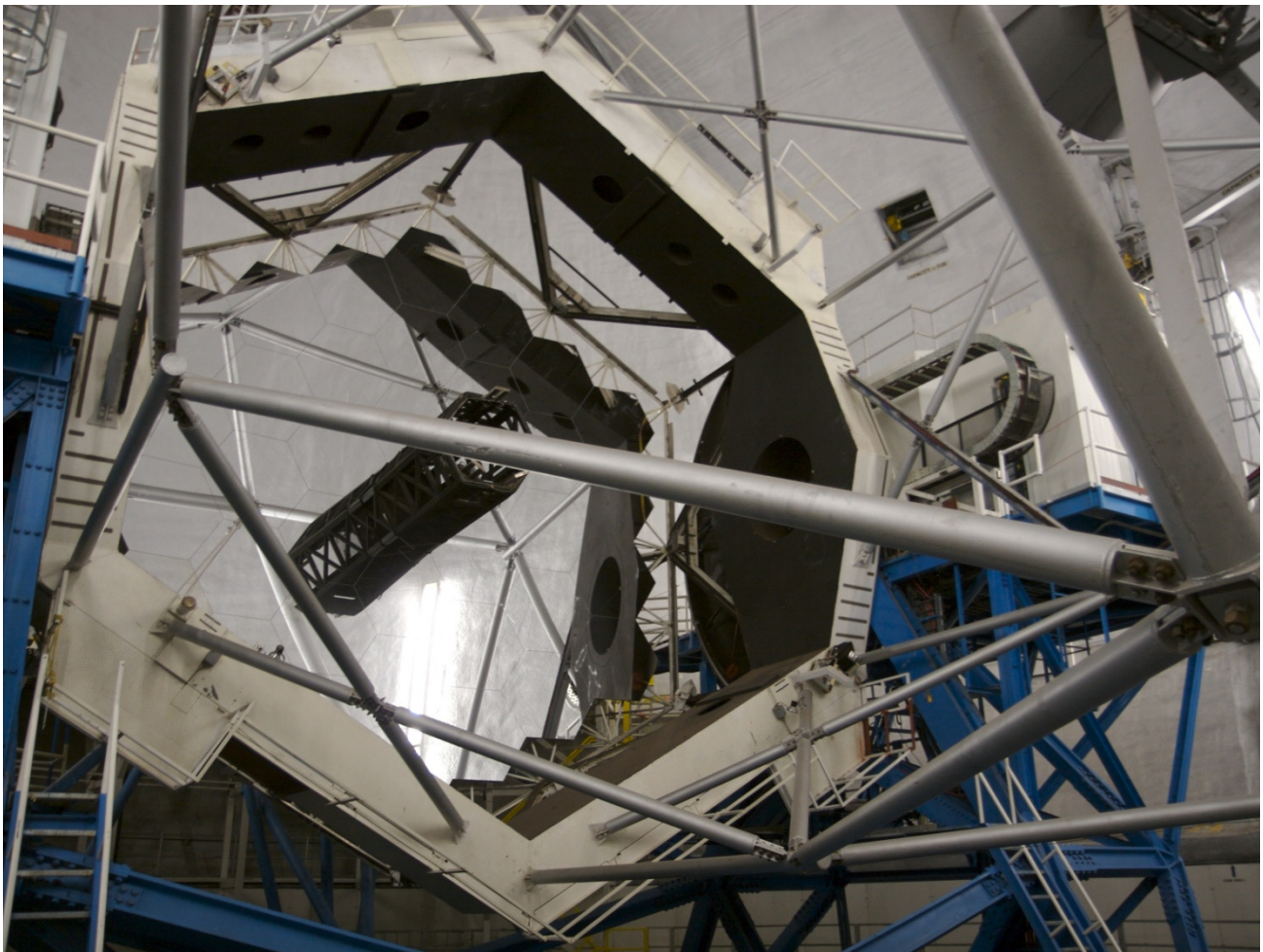


Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik

M. Scholz

Band 2: Teleskope, Detektoren, Methoden



Optische- und Infrarotastronomie, Astronomie im kurzwelligen Bereich, Radioastronomie, Millimeter- und Submillimeterastronomie, Sonnenforschung, Neutrinoastronomie

M.Scholz

Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik

Band 2: Teleskope, Detektoren, Methoden

Optische- und Infrarotastronomie, Astronomie im kurzwelligen Bereich, Radioastronomie, Millimeter- und Submillimeterastronomie, Sonnenforschung, Neutrinoastronomie

E-Book-Ausgabe 2009

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Autors unzulässig.

Bildnachweis: Wikipedia Commons, NASA, ESA, Autor

Kontakt: mathias.scholz@t-online.de

M.Scholz

Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik

Band 2

Teleskope, Detektoren, Methoden

Optische- und Infrarotastronomie, Astronomie im kurzwelligen Bereich, Radioastronomie, Millimeter- und Submillimeterastronomie, Sonnenforschung, Neutrinoastronomie

Ausgabe 2009

mathias.scholz@t-online.de

INHALTSVERZEICHNIS

TELESKOPe, DETEKTOREN UND MEßGERÄTE, BEOBACHTUNGSTECHNIKEN	2
INFORMATIONSGEWINNUNG IN DER ASTRONOMISCHEN FORSCHUNG	3
ASTRONOMIE IM OPTISCHEN UND INFRAROTEN SPEKTRALBEREICH	7
TELESKOPe.....	8
<i>Refraktoren</i>	<i>10</i>
<i>Reflektoren.....</i>	<i>11</i>
<i>Die größten Spiegelteleskope der Welt.....</i>	<i>15</i>
<i>Weltraumteleskope.....</i>	<i>15</i>
Hubble-Weltraumteleskop	15
Spitzer-Weltraumteleskop (SIRTF).....	18
<i>Kompensation mechanischer und optischer Unzulänglichkeiten eines Teleskops</i>	<i>20</i>
Aktive Optik	20
<i>Kompensation des Einflusses der Erdatmosphäre auf die Bildqualität.....</i>	<i>21</i>
Adaptive Optik.....	23
STRAHLUNGSDETEKTOREN.....	25
Fotografie	26
CCD – Charge Coupled Devices.....	28
Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)	32
Bolometer.....	33
ANALYSEGERÄTE	35
<i>Spektrographen und Spektroskope</i>	<i>35</i>
<i>Optische Filter</i>	<i>39</i>
<i>Polarimeter und Polarimetrie.....</i>	<i>41</i>
OPTISCHE INTERFEROMETRIE	45
ASTRONOMIE IM KURZWELLIGEN SPEKTRALBEREICH	50
UV-ASTRONOMIE	55
RÖNTGENASTRONOMIE	58
GAMMA-ASTRONOMIE	62
<i>Direkter Nachweis von Gammastrahlung.....</i>	<i>64</i>
<i>Indirekter Nachweis von Gammastrahlung</i>	<i>67</i>
RADIOASTRONOMIE	71
RADIOTELESKOPe	74
INTERFEROMETRIE	82
<i>Erdrotations-Synthese.....</i>	<i>83</i>
<i>Very Long Baseline Interferometry (VLBI).....</i>	<i>84</i>
MILLIMETER- UND SUBMILLIMETERASTRONOMIE	87
MILLIMETER- UND SUBMILLIMETERTELESKOPe	88

BEOBACHTUNGSGERÄTE UND METHODEN DER SONNENFORSCHUNG	91
SONNENTELESKOPE.....	92
<i>Optisches Design und Montierung</i>	94
<i>Der Lyot-Koronograph</i>	96
BEOBACHTUNGEN IM SPEKTRALBEREICH AUßERHALB DES SICHTBAREN LICHTS	97
SPEKTROGRAPHEN UND SPEKTROHELIOGRAPHEN.....	100
<i>Beobachtung von solaren Magnetfeldern</i>	103
NEUTRINOASTRONOMIE	106
NEUTRINO-OSZILLATIONEN UND DER MIKHEYEV-SMIRNOV-WOLKENSTEIN-EFFEKT	109
NEUTRINOTELESKOPE.....	110
AUFGABENSTELLUNGEN DER NEUTRINOASTRONOMIE.....	116

Literatur

Index

Vorwort

Das Ziel dieser mehrbändigen Lehrbuchreihe ist es, grundlegende Erkenntnisse über die Welt außerhalb unserer Erde in systematischer Weise auf einem Niveau, den man im amerikanischen als „undergraduate“ bezeichnen würde, dem Leser näher zu bringen. Dabei wurde sowohl eine gewisse Ausführlichkeit als auch Aktualität (hier etwa 2007) – soweit das bei den einzelnen Themenkomplexen überhaupt möglich ist – angestrebt. Gerade in der Astronomie und Astrophysik beobachtet man gegenwärtig innerhalb kürzester Zeiträume einen enormen Wissenszuwachs, wie man es bei anderen Wissenschaften in diesem Umfang her nur begrenzt kennt. Allein während der Arbeit an dieser Buchreihe erforschte die Raumsonde „Galilei“ das Jupitersystem, erreichte „Cassini“ den Saturn mit seinem komplexen Ringsystem und „Huygens“ die Oberfläche des Saturnmondes Titan; eine ganze Anzahl von „Transplutos“ mit „Eris“ an der Spitze wurden entdeckt, was u.a. dazu führte, daß der neue Begriff „Zwergplanet“ in die astronomische Terminologie eingeführt wurde und die bekannten Merksätze für die Planeten unseres Sonnensystems nur noch bedingt gültig waren und umformuliert werden mußten ...

Während es vor 30 Jahren nicht sonderlich schwierig war, die Anzahl und die Namen der Satelliten der Planeten unseres Sonnensystems aufzusagen, ist das heute längst nicht mehr möglich. Man hat sogar den Eindruck, daß es zunehmend schwieriger wird, für die neuentdeckten Objekte überhaupt Namen zu finden, wie die vielen noch vorläufigen Bezeichnungen der neuentdeckten Jupiter- und Saturnmonde zeigen. Und schließlich soll in diesem Zusammenhang nur noch auf den inflationären Zuwachs an Entdeckungen von Exoplaneten allein im letzten Jahrzehnt hingewiesen werden, die uns viele neue Einsichten in die Struktur und Entstehung von Planeten und Planetensystemen gewährt haben. Gerade an Planeten um weit entfernte Sterne entzündet sich unsere Phantasie, wie die vielen künstlerischen Darstellungen beweisen, die man bei der Recherche im Internet leicht auffinden kann.

Ziel dieser „Einführung“ in die Astronomie und Astrophysik ist es Leser anzusprechen, die einen nicht zu kompakten Einstieg in diese Wissenschaft in deutscher Sprache wünschen und auch daran interessiert sind, an die im Internet oder über Zeitschriften zugängliche Fachliteratur herangeführt zu werden. Angesprochen sind in erster Linie Schüler der Abiturstufe unserer Gymnasien, ihre Lehrer, Studenten der ersten Studienjahre sowie selbstverständlich auch die wachsende Zahl an Liebhaberastronomen (so wie der Autor), die mehr wissen wollen über die Objekte, die sie in ihren „Backyard“- Observatorien oder an Volks- und Schulsternwarten beobachten.

Auf Zitierungen wurde im Text – dem Charakter eines Lehrbuches entsprechend – weitgehend verzichtet. Fachaufsätze lassen sich mittlerweile leicht über Google Scholar oder über das Astrophysics Data System (ADS) recherchieren.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei meinem Freunden, Bekannten und Kollegen bedanken, die mich mittelbar und unmittelbar während der Zeit der Erarbeitung dieser Buchreihe unterstützt haben.

M.Scholz
Herbst 2007

Teleskope, Detektoren und Meßgeräte, Beobachtungstechniken

Der enorme Wissenszuwachs in der Astronomie und Astrophysik allein in den letzten zwanzig Jahren ist dem Einsatz immer modernerer und raffinierterer Beobachtungsgeräte zu verdanken. Dabei hat uns der technische Fortschritt nicht nur leistungsfähige Weltraumteleskope und interplanetare Forschungssonden beschert, sondern auch die irdischen Observatorien sind heute mit einem Equipment ausgestattet, welches eher im Bereich des Schwermaschinenbaus als im Bereich der Präzisionsoptik anzusiedeln ist. In dieser Hinsicht ähneln wissenschaftlich arbeitende Sternwarten immer mehr den Großforschungszentren der Hochenergiephysik wie z.B. CERN bei Genf oder das FermiLab bei Chicago in Illinois / USA. Großsternwarten, wie man sie z.B. auf Hawaii, in den chilenischen Anden oder auf den kanarischen Inseln findet, können oftmals nur noch multinational betrieben und finanziert werden. Allein für das Mt. Paranal-Observatorium der ESO (VLT) betragen die Investitionskosten über 15 Jahre ca. 500 Millionen Euro, die aus Steuermitteln der Mitgliedsstaaten der Europäischen Südsternwarte aufgebracht werden. Zum Vergleich, das nationale Projekt des Hubble-Teleskops hat den amerikanischen Steuerzahler bisher rund 2 Milliarden US-Dollar gekostet wobei nicht nur nach Meinung der Astronomen jeder Dollar wirklich gut angelegt war. Aufgrund dieser Forschungsanstrengungen gelangen in den letzten Jahrzehnten sehr viele neue atemberaubende Entdeckungen, aber es konnten auch viele brennende Fragen aus der Vergangenheit einer Antwort näher gebracht werden. Das Urknallmodell der Kosmologie ist z.B. mittlerweile durch diese Forschungen empirisch so gut abgesichert, daß kaum noch Zweifel an der prinzipiellen Richtigkeit dieses Modells bestehen. Andererseits haben die Beobachtungen neue Fragen aufgeworfen - zu nennen ist die „Dunkle Materie“, über deren Natur es nur Vermutungen gibt, sowie die „Dunkle Energie“, die wahrscheinlich irgend etwas mit Einsteins kosmologischen Glied seiner Gravitationsfeldgleichungen zu tun hat - die sich (in Bezug auf die beiden genannten Beispielen) nur in Zusammenarbeit von Astronomen und Hochenergiephysikern beantworten lassen werden. So nutzen Elementarteilchenphysiker immer mehr das riesige Laboratorium „Kosmos“ um Probleme zu bearbeiten, die mit irdischen Beschleunigern auf Grund deren technischer Begrenzungen experimentell prinzipiell nicht angegangen werden können. In diesem Sinn ist die astronomische Forschung nur ein Teil eines riesigen interdisziplinären Forschungsnetzwerkes welches nicht nur unser Weltbild immer mehr präzisiert sondern durchaus auch Auswirkungen im täglichen Leben hat.

In den folgenden Abschnitten sollen ohne Anspruch auf Vollständigkeit die grundlegenden Beobachtungsgeräte und Beobachtungsmethoden der Astronomen vorgestellt werden. Dabei wird das Hauptaugenmerk auf die erdgebundene Astronomie gelegt ohne die satellitengestützte Astronomie nicht ganz zu vernachlässigen.

Informationsgewinnung in der astronomischen Forschung

Gegenstand der Astronomie und Astrophysik ist – landläufig gesprochen – die Welt außerhalb unserer Erde. Das ist zwar nicht ganz exakt, da sich die Astronomen natürlich auch für die Erde als Planeten interessieren. Aber im Allgemeinen sind die Objekte ihres Forschungsgebietes so weit von der Erde entfernt, daß sie dinglich quasi unzugänglich sind – sieht man einmal von den Objekten im Sonnensystem ab, die seit einigen Jahrzehnten mit Hilfe von Satelliten „vor Ort“ inspiziert werden. Astronomie und Astrophysik beruht auf „Beobachtung“ und der Einordnung der Beobachtungen in den Rahmen, der durch experimentell gesicherte Theorien – insbesondere der Physik – abgesteckt ist. Dabei wird stillschweigend vorausgesetzt (und es gibt keine ernsthaften Hinweise darauf, daß dem nicht so ist), daß die Gesetze der Physik, die auf der Erde gelten, überall im Kosmos ihre Gültigkeit haben.

Beobachtende Astronomen analysieren mit ihren Instrumenten – in der optischen Astronomie sind das z.B. riesige Spiegelteleskope – die elektromagnetische Strahlung, die von kosmischen Objekten emittiert, reflektiert, gestreut oder verändert wird. Dazu steht ihm das gesamte Strahlungsspektrum vom kurzwelligen Bereich der Gammastrahlung bis hin zu langwelligen Radiowellen zur Verfügung, wobei jedoch ein beträchtlicher Teil des elektromagnetischen Spektrums aufgrund der Absorptionswirkung der Erdatmosphäre von der Erdoberfläche aus unzugänglich ist. Das ist aber heute kein Hindernis mehr, da entsprechende Detektoren (z.B. für den Röntgenbereich oder das ferne Infrarot) auf künstlichen Satelliten außerhalb der Erde eingesetzt werden können. Erinnert sei dabei an die überaus erfolgreichen Missionen IRAS, ISO und das Spitzer-Weltraumteleskop (Infrarot) sowie ROSAT und CHANDRA (Röntgenstrahlung). Aber auch das Weltraumteleskop „Hubble“ kann hoffentlich bis 2014 noch seine Beobachtungen ohne Beeinflussung der Erdatmosphäre ausführen was es in vielerlei Hinsicht konkurrenzlos macht bzw. gemacht hat.

Ein weiteres großes Gebiet der beobachtenden Astronomie wird unter dem Begriff der Radioastronomie zusammengefaßt. Als Anfang der dreißiger Jahre des vorigen Jahrhunderts KARL GUTHE JANSKY (1905-1950) entdeckte, daß die Radiostrahlung, die er im Kurzwellenband mit seiner Antenne empfangen hat, aus dem kosmischen Raum stammte, konnte er nicht ahnen, daß nur 50 Jahre später riesige Radioteleskopspiegel und riesige Antennen-Arrays routinemäßig den Kosmos überwachen. Dieser Beobachtungstätigkeit verdankt man einen großen Teil des Wissens über den interstellaren Raum, den darin enthaltenen Gas- und Staubwolken und über die Mechanismen, wie daraus letztendlich wieder Sterne entstehen. Es sei auch daran erinnert, daß sowohl die Pulsare (rotierende Neutronensterne) als auch die Quasare radioastronomisch entdeckt wurden. Zur Radioastronomie zählt man manchmal auch Beobachtungen im Millimeter- und Submillimeterbereich, die in den letzten Jahrzehnten durch den Bau extrem genauer Radiospiegel erst möglich wurden. Ihnen verdanken wir viele Einblicke in das „kalte“ Universum der interstellaren Molekülwolken mit ihren Sternentstehungsgebieten.

Mit Radar-Methoden kann man von der Erde aus einen Blick durch die optisch undurchsichtige Wolkendecke der Venus werfen als auch die Größe und Gestalt von Planetoiden bestimmen. Vor kurzem konnten z.B. Radioastronomen des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie in Bonn mit dem IRAM 30-Meter Radiospiegel in Südspanien die Größe einiger Planetoiden des Kuiper-Gürtels

vermessen. Die Planetenforschung oder allgemeiner die Erforschung des Sonnensystems ist mittlerweile eine Domäne der Satellitenfernerkundung geworden. Während man vor 30 Jahren noch alle Planetensonden mit Namen kannte, muß man heute bereits genauer recherchieren wenn man wissen möchte, wie viele Raumsonden z.B. gerade am Mars arbeiten. Als Höhepunkte der letzten Jahrzehnte sollen hier nur die Missionen Galileo bei Jupiter (1989-2003), Cassini-Huygens bei Saturn (gestartet 1997) sowie Mars Global Surveyor (gestartet 1996) und Marsexpress (gestartet 2003) genannt werden, die auch in der breiteren Öffentlichkeit wahrgenommen wurden. Seit vielen Jahren zieht mit der ESA-Sonde Venus-Express (gestartet 2005) auch wieder ein künstlicher Satellit um Venus und erforscht ihre Atmosphäre.

Neben der elektromagnetischen Strahlung kosmischer Objekte ist man bemüht, auch noch andere Arten von „Strahlungen“ zu untersuchen. Da ist als Erstes die kosmische Partikelstrahlung zu nennen. Von der Sonne geht z.B. eine derartige „Strahlung“ aus, die man als Sonnenwind bezeichnet. Sie hat Auswirkungen auf das Erdmagnetfeld und bewirkt u. a. die Ausrichtung der Kometenschweife. Ein genaues Verständnis der Physik dieses energiereichen Partikelstroms ist von fundamentaler Bedeutung für bemannte Weltraummissionen, die in Zukunft aus dem Erdmagnetfeld hinaus zum Mond oder zum Mars führen sollen und von denen man erwartet, daß die Astronauten wieder wohlbehalten zur Erde zurückkehren.

Tief unter der Erde in alten Bergwerksstollen, im ewigen Eis am Südpol (AMANDA, Projekt ICECUBE) und im klaren Tiefenwasser des Baikalsees (NT-200) gibt es Teleskope, mit denen man versucht, Neutrinos habhaft zu werden. Das sind schwach wechselwirkende Teilchen, die in großen Mengen im Inneren der Sonne bei den dort ablaufenden Kernfusionsprozessen entstehen oder die in Form von extrem energiereichen „Blitzen“ bei Supernovaausbrüchen in riesiger Zahl emittiert werden. Ihre Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit normaler Materie ist so extrem gering (nur ca. jedes Billionste bleibt beim Durchgang durch die Erde hängen...), daß man einen riesigen technischen Aufwand betreiben muß, um wenigsten einige dieser Teilchen überhaupt nachweisen zu können. So gelang es in den letzten dreißig Jahren mit derartigen Teleskopen weltweit lediglich ein paar 1000 Neutrinos zu detektieren. Diese Bemühungen wurden übrigens 2002 durch Verleihung des Nobelpreises an die beiden Pioniere der Neutrinoastronomie RAYMOND DAVIES und MASATOSHI KOSHIBA belohnt.

Bleiben noch die Gravitationswellen – Kräuselungen der Raum-Zeit – wie sie z.B. von umeinander kreisenden Neutronensternen emittiert werden. Kosmische Katastrophen wie die Verschmelzung von Schwarzen Löchern lassen sich quasi direkt beobachten, wenn man die bei diesem Ereignis ausgehenden Gravitationswellen messen kann. Die Technik ist mittlerweile soweit fortgeschritten, daß in den nächsten Jahren die Erfolgsaussichten steigen, diese spezielle Art von Strahlung nachzuweisen. Entsprechende Instrumente (z.B. GEO600, LIGO) sind im Aufbau bzw. in der Erprobungsphase. Auch Satellitenexperimente (z.B. LISA) sind geplant um die indirekt bereits nachgewiesenen Gravitationswellen (Verringerung der Rotationsfrequenz von Doppelpulsaren durch Abstrahlung von Gravitationswellen, Nobelpreis 1993 an RUSSELL HULSE und JOSEPH TAYLOR) jetzt auch direkt habhaft zu werden.

Die moderne Astronomie und Astrophysik ist ohne Frage zu einem fachübergreifenden Wissenschaftsgebiet geworden. Theoretische Physiker profitieren von den Erkenntnissen, welche die

Astronomen bei der Beobachtung von weit entfernten Galaxien und Galaxienhaufen am „Rand der Welt“ gewinnen. Moderne Elementarteilchenphysik (Stichwort Superstringtheorie) ist ohne Bezug auf die Astrophysik kaum mehr denkbar. Physikalische Prozesse, wie sie kurz nach dem „Urknall“ stattgefunden haben, sind auf der Erde experimentell nur begrenzt nachvollziehbar (z.B. in der Herstellung eines Quark-Gluonenplasmas bei Schwerionenstößen). Andernfalls implizieren diese Prozesse auf eine extrem fein abgestimmte Art und Weise, wie sich der überschaubare Kosmos nach diesem für uns singulären Ereignis weiter entwickelt. Kosmologische Theorien sollten z.B. eine Erklärung dafür liefern, warum sich großräumig Galaxienhaufen in wabenartige Strukturen anordnen, die riesige Leerräume (sogenannte „Voids“) umschließen. Moderne Quantenfeldtheorien müssen sich daran messen lassen, ob sie mit derartigen Strukturbildungsprozessen vereinbar sind: Stichwort sind „kosmische Hintergrundstrahlung“ und „nichtbaryonische Dunkle Materie“. Und auch die noch immer völlig geheimnisvolle „Dunkle Energie“ soll nicht unerwähnt bleiben.

Experimentelle Astrophysik. Was ist das? Viele Fragestellungen der modernen Astrophysik werden mittlerweile bei Experimenten in Labors untersucht. In der Planetenphysik simuliert man z.B. das Verhalten verschiedener Gesteine und Minerale unter hohem Druck, wie er im Innern der Erde oder bei anderen Planeten auftritt. Schon lange wurde vermutet, daß im Innern der Planeten Jupiter und Saturn Wasserstoff in einer besonderen Form vorkommt, der als „Metallischer Wasserstoff“ bezeichnet wird. Bei Hochdruckexperimenten – z.B. im Lawrence Livermore-Laboratorium – konnte er kurzzeitig hergestellt und seine Eigenschaften bestimmt werden.

In Chemie-Labors untersucht man die Infrarot-, Mikrowellen- und Radio-Strahlung hochverdünnter molekularer Gase, um ihre Spektren auszumessen. Auf diese Weise werden Grundlagen geschaffen die wiederum Astronomen helfen, um z.B. aus radioastronomischen Beobachtungen von kühlen Molekülwolken deren chemische Beschaffenheit abzuleiten. Aus diesen Molekülwolken entstehen durch Kontraktion neue Sterne und um diese Sterne neue Planetensysteme. Außerdem untersucht man im Labor, wie sich Staubteilchen im interstellaren Raum verhalten, wie es dazu kommt, daß sie sich unter den Bedingungen protosolarer Scheiben zu Planetesimals zusammenklumpen um daraus letztendlich planetare Körper zu bilden.

Erkenntnisse aus der Theorie der Sterne fließen in Experimente der Plasmaphysik ein – Stichwort „kontrollierte Kernfusion“. Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik sind Fächer, die jeder theoretische Astrophysiker kennen muß, wenn er sich mit dem inneren Aufbau von Sternen (z.B. der Sonne) beschäftigt. Und ohne astronomische Beobachtungen würde man Wissenschaftlern, die sich mit moderner Gravitationstheorie auseinandersetzen, fast jeder empirischen Grundlage berauben.

Diese Beispiele lassen sich beliebig fortsetzen. Astronomische Grundlagenforschung ist Grundlagenforschung schlechthin. Aber es ist auch ein gutes Stück angewandte Forschung dabei. Der Bau und die Entwicklung von Großteleskopen und der dazugehörigen Strahlungsdetektoren führen zu Produkten, deren Anwendungsgebiete nicht auf die astronomische Forschung begrenzt bleiben. Aktive Optiken, die für Großteleskope entwickelt wurden um deren Abbildungseigenschaften zu verbessern, haben längst andere Anwendungsgebiete - wie z.B. in der Lasertechnologie - gefunden.

Die Suche nach Lösungen für astrophysikalische Problemstellungen (z.B. Simulation von Stoßwellen im interstellaren Gas) haben den Bau von Supercomputern befördert und dabei noch nebenbei viele

Gebiete der angewandten Informatik befruchtet: Stichwort „*parallel computing*“. Astronomen profitieren von der Informationstechnologie selbst mit am meisten, so von der Entwicklung von Massenspeichern und nicht zuletzt vom Internet. Erst diese Entwicklungen erlauben den Betrieb von Sternwarten in entlegenen Gebieten der Erde (Stichwort ESO) und die Verteilung der dort gesammelten Daten an interessierte Wissenschaftler quasi online - wo auch immer sie arbeiten.

Moderne Observatorien sind Großforschungseinrichtungen, vergleichbar mit CERN bei Genf, DESY bei Hamburg oder SLAC in Stanford. Ihr Bau und ihre Unterhaltung kosten enorme Summen, die international von den Steuerzahlern und von Sponsoren aufgebracht werden. Deshalb stehen gerade auch Astronomen in der Verantwortung, die von ihnen gewonnenen Erkenntnisse zu popularisieren und sie damit dem interessierten Publikum zugänglich zu machen. Wer möchte nicht wissen, was Schwarze Löcher sind, wie es auf dem Mars aussieht oder ob es irgendwo in unserer Galaxis weitere belebte Planeten gibt? Die Aufmerksamkeit, welche die Fahrt des kleinen Spielzeugautos „Sojourner“ ein paar Meter über den Mars hervorgerufen hat, zeigt, daß viele Menschen an den Ergebnissen der wissenschaftlichen Forschung teilhaben möchten. Wenn reine Astronomie auch keine irdischen Probleme zu lösen vermag, ist es doch ein Kulturgut, das gepflegt und weiterentwickelt werden muß. Astronomie ist nicht umsonst die älteste Wissenschaft der Menschheit.

Astronomie im optischen und infraroten Spektralbereich

Die Erdatmosphäre absorbiert den größten Teil der elektromagnetischen Strahlung, welche von außen auf die Erde auftrifft. Es gibt lediglich zwei Fenster, wo Strahlung bestimmter Wellenlänge die Atmosphäre mehr oder weniger gut durchdringt. Das ist einmal das sogenannte optische Fenster ($\lambda \sim 300 - 20000 \text{ nm}$) und zum anderen das Radiofenster ($\lambda \sim 1 \text{ mm} - 18 \text{ m}$). In diesem Kapitel geht es in erster Linie um Geräte und Detektoren, mit denen man die Richtung, Intensität, Polarisationszustand und spektrale Energieverteilung elektromagnetischer Strahlung vom nahen Ultraviolett (UV, λ ca. 290 nm) bis zum nahen Infrarot (IR, λ ca. $1 \mu\text{m}$) messen kann. Dieser Spektralbereich entspricht weitgehend dem optischen Fenster. Die Durchlässigkeit von Infrarot- und Mikrowellenstrahlung hängt stark vom Wasserdampfgehalt der Atmosphäre ab. Deshalb versucht man auch Infrarot- und Mikrowellentelkope möglichst auf hohen Bergen oder in ariden Wüstengebieten zu stationieren.

Den Wellenlängenbereich zwischen 400 nm und 800 nm nennt man sichtbares Licht. Das ist traditionell der Bereich, der von optischen Teleskopen abgedeckt wird und den wir auch visuell wahrnehmen können.

Bereich	Wellenlänge	Quellen / Beobachtungsobjekte	Teleskope (Auswahl)
Gamma	$< 10^{-11} \text{ m}$	Gamma Ray Bursts, Quasare, Stoßwellen im interstellaren Gas	INTEGRAL, CGRO (COMPTON-Observatorium) H.E.S.S., MAGIC (La Palma)
Röntgen	$10^{-12} - 10^{-8} \text{ m}$	Extrem heiße Plasmen, Sonnen- und Sternkoronen, Röntgenpulsare, Supernova-Überreste, Akkretionsscheiben Aktive Galaxienkerne, Quasare	ROSAT, CHANDRA, XMM-Newton, XEUS
Ultraviolett	$10 - 400 \text{ nm}$	Kometen, Sonne, Sterne, Milchstraße	IUE, SOHO (Sonne), EUVE, TRACE (Sonne) FUSE, GALEX, SWIFT, z.T. HST
Optisch	$400 - 800 \text{ nm}$	Planeten und Planetoiden, Kometen Gasnebel, Sterne Galaxien, Galaxienhaufen	HST (Hubble Space Telescope) LBT, GTC, Keck I und II, SALT, HET, Subaru Telescope, VLT 1 – 4, Gemini North / South
Infrarot	$0.8 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$	Interstellarer Staub, Rote- und braune Zwergsterne, Riesen- und Überriesensterne, Sternentstehungsgebiete, Zirkumstellare Scheiben	IRAS, ISO, SST (Spitzer Telescope), Akari, Herschel Keck I und II sowie alle weiteren Großteleskope mit Detektoren für nahes Infrarot (NIR)
Mikrowellen	$1 \text{ mm} - 30 \text{ cm}$	Kosmische Hintergrundstrahlung	COBE, WMAP, PLANCK
Millimeter / Radio	$> 1 \text{ mm}$	Pulsare, Flare-Sterne, Planetarische Nebel, Interstellares Gas, Molekülwolken, Radiogalaxien	Effelsberg (100 m), Green Bank, Arecibo (305 m), VLA (27 Teleskope a 25 m), ALMA, LOFAR, IRAM LMT, Hertz, Maxwell

Teleskope

Die Fernrohre, welche heute in der professionellen Astronomie Verwendung finden, sind fast ausschließlich Spiegelteleskope. Die Größten unter ihnen haben mittlerweile Primärspiegel, deren Durchmesser die 8 Meter-Marke übertreffen (z.B. die Keck-Teleskope, Hobby-Eberle-Teleskop). Es sind sogar optische Teleskope mit Spiegeldurchmessern von bis zu 100 Metern („OWL“) in der Diskussion bzw. im Stadium von Machbarkeitsstudien.

Hieraus erkennt man, daß es in der Astronomie in erster Linie auf das Lichtsammelvermögen, d.h. auf die Öffnung eines Teleskops ankommt. Darüber hinaus verlangt man noch ein gutes Auflösungsvermögen und ein möglichst großes fehlerfreies Bildfeld. Wenn man bedenkt, daß die Form der optischen Fläche nur um Bruchteile der Lichtwellenlänge von der Idealform abweichen darf, kann man ungefähr die technologische Herausforderung erahnen, die der Bau von Riesenteleskopen darstellt.

Genau wie bei einem Refraktor, dessen Objektiv aus einem kompliziert geschliffenen Satz aus Glaslinsen besteht, sammelt ein entsprechend geschliffener Spiegel (bei Amateurinstrumenten oft ein Parabolspiegel) das unter verschiedenen Winkeln einfallende Licht in einer sogenannten Brennebene (die bei manchen Teleskoptypen durchaus gekrümmt sein kann), wo in der Entfernung f (der Brennweite) ein reelles Bild entsteht. Für die Helligkeit dieses Bildes (soweit es sich um das Bild eines ausgedehnten Objektes wie z.B. einer Galaxie handelt) ist das Öffnungsverhältnis O verantwortlich. Darunter versteht man den Quotienten zwischen Brennweite f und Spiegeldurchmesser d , der in der Fotografie auch als Blendenzahl bezeichnet wird. Wie groß ein Objekt mit der Winkelausdehnung ϑ in der Brennebene abgebildet wird, hängt dagegen nur von der Brennweite ab.

Bezeichnet man die in senkrechter Richtung zur Spiegelachse gemessene Koordinate mit y , dann ergibt sich aus elementaren geometrischen Überlegungen sofort folgende Beziehung für den Abbildungsmaßstab:

$$y = f \tan \vartheta \quad [1.1]$$

oder bei kleinen Winkeln, wo man den Tangens mit dem Bogenmaß gleichsetzen kann:

$$y = f \vartheta \quad (\vartheta \text{ in rad}) \quad [1.2]$$

Das Verhältnis

$$\frac{d\vartheta}{dy} = \frac{1}{f} \quad [1.3]$$

bezeichnet man als Plattenskala. Der Name kommt daher, daß man in der Brennebene eines Fernrohrs als Detektor oftmals eine Fotoplatte (heute zumeist eine CCD) positioniert. In dem man nach deren Entwicklung darauf Abstände (z.B. zwischen Sternabbildern) ausmißt, kann man über (1.3) bei bekannter Brennweite f aus dem linearen Abstand den wahren Objektanstand an der Himmelskugel in Winkelmaß berechnen. Man erkennt auch, daß mit größer werdenden f zwei Sterne mit dem konstanten Winkelabstand ϑ in der Brennebene immer weiter separiert werden.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist das Auflösungsvermögen. Es bestimmt, unter welchem Winkel ϑ zwei Lichtpunkte in der Brennebene noch getrennt abgebildet werden können.

Das Licht eines Sterns kann aufgrund seiner großen Entfernung praktisch als parallel angesehen werden. Unter Vernachlässigung der Auswirkungen der Erdatmosphäre kann man davon ausgehen, daß eine ebene Lichtwelle auf die runde Öffnung des Teleskops auftrifft. Nach der Wellentheorie des Lichtes wird sie an dessen Rand gebeugt, wodurch es zu Interferenzerscheinungen kommt. Diese führen dazu, daß der Stern im Brennpunkt des Teleskops nicht genau punktförmig, sondern in Form eines kreisförmigen Musters (dem Beugungsscheibchen) abgebildet wird.

Aus der Beugungstheorie erhält man für die Intensitätsverteilung $I(\vartheta)$ dieses Scheibchens:

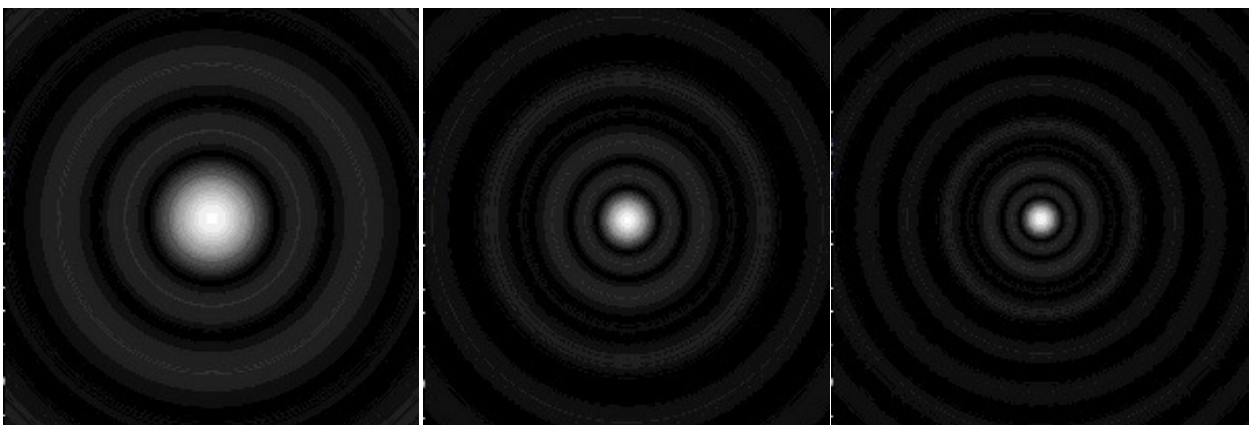
$$I(\vartheta) \approx \frac{d^2 \lambda^2}{4 \sin^2 \vartheta} \left(J_1 \left(\frac{\pi d \sin \vartheta}{\lambda} \right) \right)^2 \quad [1.4]$$

d ist die Öffnung, λ die Lichtwellenlänge und J_1 die Besselfunktion erster Art der Ordnung 1. Die Nullstellen der Besselfunktion J_1 bestimmen den Ort, wo die Intensität durch Interferenz auf Null fällt. Sie liegen bei $m=3.8317, 7.0156, 10.1735 \dots$, d.h. die konzentrischen Beugungsringe

$$\begin{aligned} \sin \vartheta \approx \vartheta = \frac{m \lambda}{\pi d} &\Rightarrow \vartheta = \frac{1.220 \lambda}{d} \text{ (1.Minimum),} \\ \vartheta = \frac{2.233 \lambda}{d} \text{ (2.Minimum), } \vartheta = \frac{3.238 \lambda}{d} \text{ (3.Minimum)} \end{aligned} \quad [1.5]$$

stellen jeweils ein Minimum in der Intensitätsverteilung dar.

Das helle Maximum innerhalb des ersten Beugungsringes wird als Airy-Scheibchen (nach dem britischen Astronomen GEORGE AIRY (1801-1892)) bezeichnet. Es konzentriert bei einer perfekten Optik ca. 84% des Sternlichts in sich.



Berechnete Beugungsbilder für Fernrohre mit 100 mm, 200 mm und 300 mm freier Öffnung. Man erkennt, wie sich mit steigender Apertur das Airy-Scheibchen verkleinert und sich damit die Auflösung verbessert.

Zwei gleichhelle Sternscheibchen können gerade noch in einem Fernrohr aufgelöst werden, wenn das zentrale Maximum von (1.4) des ersten Sterns mit dem ersten Minimum (1.5) des zweiten Sterns zusammenfällt. Diese Bedingung wird als Rayleigh-Kriterium bezeichnet. Optiken, die dem Rayleigh-Kriterium genügen, bezeichnet man als „beugungsbegrenzt“.

In der Praxis wird diese Auflösung natürlich so gut wie nie erreicht (genaugenommen können nur Weltraumteleskope ohne besondere technische Hilfsmittel nahezu beugungsbegrenzt arbeiten, s. u.). So bewirken schon geringe Intensitätsunterschiede zwischen zwei eng benachbarten Sternen, daß sie praktisch nicht mehr aufgelöst werden, weil der hellere Stern den Schwächeren überstrahlt. Außerdem begrenzt die Erdatmosphäre das praktische Auflösungsvermögen eines Fernrohrs beträchtlich. Das Teleskop liefert zwar kurzzeitig beugungsbegrenzte Sternbildchen, nur werden sie durch die stetigen Richtungsänderungen aufgrund der refraktiven Eigenschaften einzelner Luftpakete (Seeing) über einen größeren Bereich (Richtwert ca. 1'') verschmiert. In der Speckle-Interferometrie wird dieser an sich negative Effekt ausgenutzt, um doch noch nahezu beugungsbegrenzte Abbilder zu erhalten. Auch die sogenannte adaptive sowie die aktive Optik versuchen diesen Effekt auszuschalten.

Refraktoren

Nachdem mit GALILEO GALILEI (1564-1642) 1609 das „Galilei'sche“ Fernrohr in die Astronomie eingeführt wurde, ist es zum wichtigsten Beobachtungsinstrument der beobachtenden Astronomie geworden. Die von Galilei verwendete Kombination aus einer langbrennweitigen Sammellinse als Objektiv und einer negativen, kurzbrennweitigen Zerstreuungslinse geht auf einen holländischen Glasmacher mit Namen HANS LIPPERSHEY (1570-1619) zurück. Diese Form eines Fernrohrs wird wegen seiner schlechten optischen Eigenschaften heutzutage nicht einmal mehr als Opernglas verwendet. Das „Astronomische Fernrohr“ geht vielmehr auf JOHANNES KEPLER (1571-1630) zurück, der es 1611 ausführlich in seiner „*Dioptrice*“ beschrieben hat. Da man hier eine Sammellinse als Okular verwendet, hat man eine echte Fokalebene mit einem reellen Bild zur Verfügung, wo sich z.B. ein Mikrometer für Winkelmessungen anbringen läßt.

Das Verhältnis von Objektiv-Brennweite zu Okularbrennweite bezeichnet man als „Vergrößerung“. Diese Kenngröße, die häufig von Laien als erstes erfragt wird, hat in der praktischen Astronomie so gut wie keine Bedeutung mehr. Sie ist eigentlich nur noch für visuelle Beobachtungen interessant.

Refraktoren spielen im astronomischen Forschungsbetrieb nur noch eine relativ untergeordnete Rolle, da ihr Lichtsammelvermögen begrenzt ist. Außerdem sind die mit Linsenoptiken verbundenen Bildfehler (insbesondere die chromatische Aberration) nur durch komplizierte Kombinationen aus Linsen unterschiedlicher Brecheigenschaften näherungsweise zu beheben. Der 1897 fertiggestellte Yerkes-Refraktor mit einem Objektivdurchmesser von 1.02 Meter dürfte deshalb auch in Zukunft das größte Linsenfernrohr aller Zeiten bleiben.

Linsenfernrohre sind heute hauptsächlich im Amateurbereich verbreitet, wo sie besonders ihre Stärken bei der Planetenbeobachtung (Kontrast) und bei der Fotografie größerer Sternfelder ausspielen können. Für manche Überwachungsaufgaben (z.B. für die Untersuchung des Lichtwechsels veränderlicher Sterne) werden noch Astrographen eingesetzt und auch manche Sonnentelkope besitzen noch eine Linsenoptik.

Reflektoren

Ein Spiegelteleskop besteht aus einem lichtsammelnden Primärspiegel, der gewöhnlich aus Glas oder Glaskeramik hergestellt und mit Aluminium und einer korrosionsbeständigen Schutzschicht belegt wird, sowie aus weiteren Spiegeln, welche die räumliche Lage der Fokalebene festlegen (soweit man nicht im Primärfokus arbeitet).

Im einfachsten Fall hat der Primärspiegel die Form eines Kugelsegments. Ein derartiger Hohlspiegel wird auch als Kugelspiegel bezeichnet. Er ist zumindest bei kleinen Öffnungsverhältnissen ohne optische Korrektoren für die astronomische Beobachtung ungeeignet, da achsenferne Strahlenbündel eine kürzere Brennweite haben als achsennahe. Dieser Bildfehler wird als sphärische Aberration bezeichnet. Sie kann für achsenparallel einfallende Strahlen leicht korrigiert werden, wenn man dem Spiegel die Form eines Rotationsparaboloids gibt. Aufgrund ihrer vergleichsweise einfachen Herstellungstechnologie wird diese Art von Primärspiegel früher häufig bei professionellen Teleskopen eingesetzt. Unter Amateuren ist dieser Spiegeltyp weit verbreitet, da man ihn auch ohne große technische Hilfsmittel durchaus selbst herstellen kann. Dafür tritt jedoch ein neuer Bildfehler auf, der das brauchbare Gesichtsfeld eines Parabolspiegels stark einschränkt. Dieser Bildfehler wird als Koma oder Asymmetriefehler bezeichnet, da die Sternbildchen außerhalb der optischen Achse wie kleine „Kometen“ aussehen. Er entsteht, wenn Lichtstrahlen nicht parallel zur optischen Achse einfallen. Dadurch wird die sphärische Aberration verstärkt wodurch die Lichtpunkte nicht mehr kreisförmig, sondern einseitig auslaufend abgebildet werden. Koma läßt sich durch Linsensysteme, die vor der Brennebene angeordnet werden, über einen größeren Bereich (bis zu 1°) korrigieren. Komakorrektoren gehören deshalb zur Grundausstattung moderner Parabolspiegelteleskope.

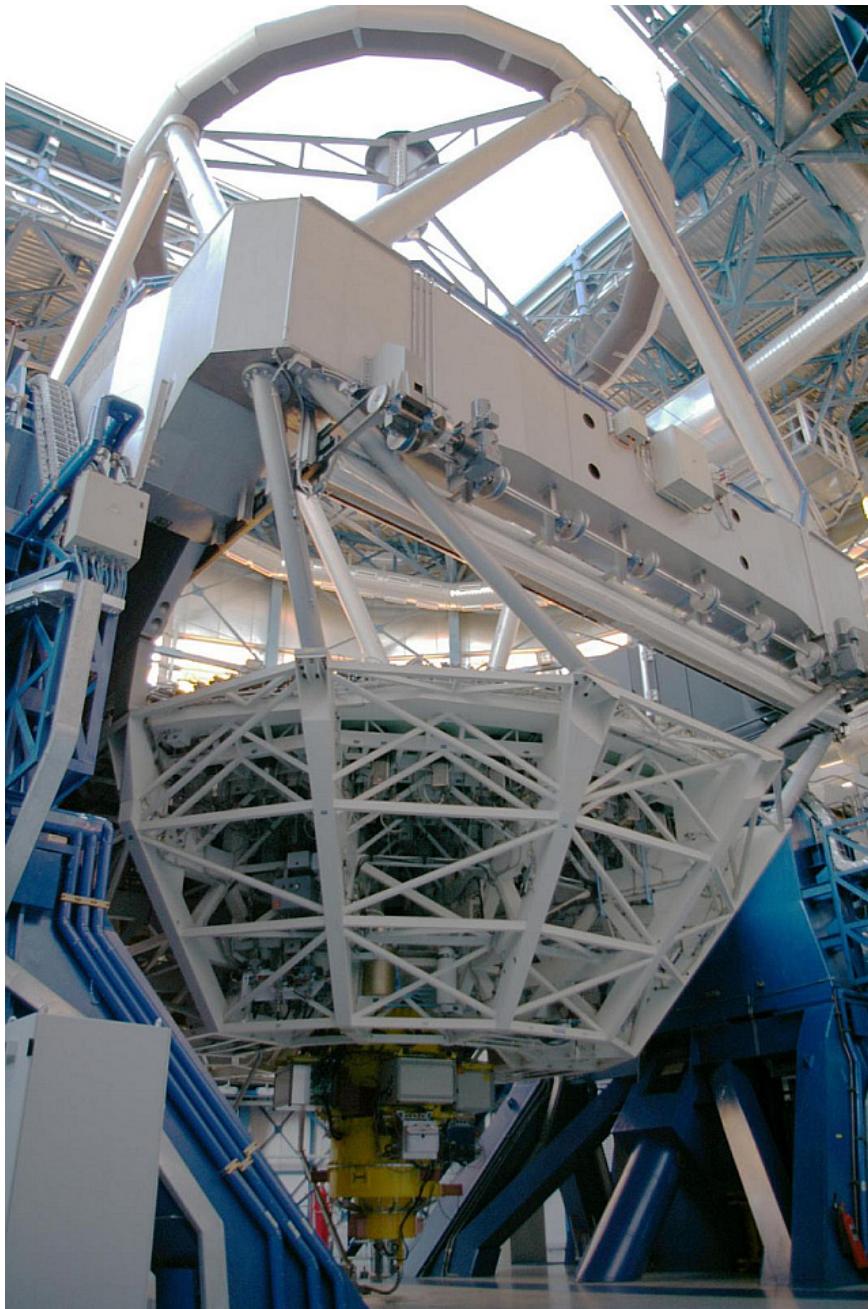
Teleskope, bei denen sphärische Aberration und Koma weitgehend korrigiert sind, bezeichnet man als aplanatisch. Ein häufig verwendetes aplanatisches optisches System findet man bei den Ritchey-Chretien-Teleskopen. Sowohl der Primärspiegel als auch der in Cassegrain-Anordnung angebrachte Sekundärspiegel sind in diesem Fall Hyperbolspiegel, wobei der Sekundärspiegel, der für die Koma-Korrektur verantwortlich ist, schwer herzustellen ist.

RC-Teleskope zeichnen sich durch ein für klassische Spiegelteleskope großes brauchbares Gesichtsfeld aus. Das Hubble Weltraum-Teleskop und das japanische 8.2-Meter Subaru-Teleskop auf Hawaii sind Beispiele für Forschungsteleskope im Ritchey-Chretien-Design.

Klassische Spiegelteleskope sind für Durchmusterungsaufgaben aufgrund kleiner Gesichtsfelder nicht besonders gut geeignet. 1930 gelang es dem genialen Optiker BERNHARD SCHMIDT (1879-1935) an der Hamburger Sternwarte mittels einer speziell geformten dünnen Korrektionsplatte, die in doppelter Brennweite vor einem etwas größeren Kugelspiegel angebracht wurde, alle Bildfehler über einen großen Winkelbereich (mehrere Grad !) fast vollständig zu eliminieren. Der Nachteil der gekrümmten Fokalfläche kann man leicht dadurch ausgleichen, daß man die Fotoplate über eine Kugelkalotte spannt. Bei kleineren „Schmidt-Kameras“ kann dieser Nachteil auch durch eine Ebnungslinse ausgeglichen werden. Die durch die Korrektionsplatte eingetragene schwache chromatische Aberration hat in der Praxis kaum eine Bedeutung. Bekannte Schmidtteleskope sind der „Big Schmidt“ („*Oschin Telescope*“) des Mt. Palomar-Observatoriums (Korrekturplatte / Hauptspiegel / Brennweite (cm): 126/183/307, 1948), die fast baugleiche Schmidt-Kamera des Siding-Spring-Observatoriums in

Australien (124/183/307) und – das größte Schmidt-Teleskop der Welt – das „Alfred-Jensch-Teleskop“ der Thüringer Landessternwarte in Tautenburg bei Jena (134/200/400). Letztere erreicht ein vignettelfreies Gesichtsfeld von $2.4^\circ \times 2.4^\circ$.

Neben dem Schmidt-Teleskop gibt es noch weitere katadioptrische Systeme (das sind Fernrohre, die aus einer Kombination von Spiegel- und Linsenoptik bestehen), die heute in der professionellen Astronomie nur eine untergeordnete Rolle spielen. Dazu gehören z.B. die bei Amateuren sehr beliebten Maksutov-Teleskope (hier wird als Korrekturoptik eine konkave Meniskuslinse verwendet) und die Schmidt-Cassegrain-Systeme.



Very Large Telescope des ESO-Observatoriums auf dem Mt. Paranal / Chile

Da die Spiegel in Spiegelteleskopen auf der Rückseite unterstützt werden, sind für deren Größe keine prinzipiellen Grenzen gesetzt. Aus technologischen Gründen ist es aber sinnvoll, Teleskope mit einem Primärspiegeldurchmesser von mehr als 8 Meter aus mehreren Spiegelsegmenten zusammenzusetzen. So bestehen z.B. die beiden 10-Meter Keck-Teleskope aus jeweils 36 hexagonalen Spiegelsegmenten die so ausgerichtet werden können, daß sie einen gemeinsamen Brennpunkt bilden und deshalb wie ein einziger monolithischer Spiegel wirken.

Eine andere Methode, Spiegel mit möglichst großer Apertur herzustellen, besteht in der Idee, als Spiegel rotierende metallische Flüssigkeiten (wie z.B. Quecksilber oder Gallium) zu verwenden. Eine gleichmäßig rotierende Flüssigkeit nimmt die Form eines Rotationsparaboloids an, also genau die Form, die man für ein Spiegelteleskop benötigt. Nachteil ist, daß ein derartiges Teleskop natürlich nur senkrecht betrieben werden kann, was seine Nutzung auf einen schmalen Bereich um den Zenit herum begrenzt. Die Nachführung läßt sich in einem eng begrenzten Bereich durch eine gleichmäßige horizontale Verschiebung der Kamera oder elektronisch durch eine Verschiebung der lichtempfindlichen Pixelreihen der Aufnahme-CCD erreichen (sogenannter „*drift-scan mode*“). Wenn man ein bestimmtes Himmelsareal in aufeinanderfolgenden Nächten auf diese Weise immer wieder beobachtet, lassen sich die Einzelaufnahmen in einem Computer zu einem lichtstarken Gesamtbild aufaddieren. Daß die mit einem solchen Teleskop verbundenen technischen Probleme lösbar sind, hat eine ganze Anzahl von Testinstallationen (übrigens bis zu einem Durchmesser von 2.70 Meter) gezeigt. Die dabei gewonnenen Erfahrungen haben mit dazu beigetragen, daß 1995 beschlossen wurde, ein Teleskop der 6-Meter-Klasse ($f/1.5$) nach dieser Technologie zu entwickeln und zu bauen. Dieses Projekt ist das „*Large Zenith Telescope*“ im Fraser Valley in British Columbia / Kanada. Dieses Teleskop hat mittlerweile sein „*First Light*“ (2002) hinter sich. Es besitzt ein korrigiertes Blickfeld von 24 Bogenminuten und erlaubt eine maximale Integrationszeit von etwa 1 Minute. Ziel ist es, mit diesem Teleskop in Form eines Surveys die spektralen Eigenschaften und Rotverschiebungen von einigen 100000 Galaxien und Quasaren zu ermitteln, um das statistische Fundament der beobachtenden Kosmologie zu verbessern.

Flüssigspiegelteleskope sind nicht nur bei Umweltschützern umstritten, da Quecksilber ein sehr starkes Umweltgift ist.

Designstudien für Arrays aus Zenitteleskopen mit 10-Meter-Flüssigkeitsspiegeln sind z.Z. in Arbeit wie z.B. das Projekt LAMA (= „*Large Aperture Mirror Array*“) zeigt. Wenn es gebaut wird, entspricht es in seiner Leistung einem monolithischen Spiegelteleskop von 42 Meter Öffnung. Durch die Verwendung verschiebbarer Gegenspiegel werden diesem Riesenteleskop immerhin 6% der gesamten Himmelsfläche (ca. 2400 Quadratgrad) zugänglich sein.

Nach der Art des Strahlenganges und der Art des verwendeten Sekundärspiegels unterscheidet man folgende Bautypen von Spiegelteleskopen, die häufig auch in Kombination vorkommen:

Primärfokus: Bei sehr großen Teleskopen verzichtet man oft auf einen Gegenspiegel und baut an dessen Stelle eine Beobachterkabine an der Stelle der Fokalebene ein. Bekanntestes Beispiel ist das 5-Meter Hale-Teleskop auf dem Mt. Palomar.

Newton-Teleskop: Beim Newton-Teleskop wird das Licht durch einen 45° -Planspiegel seitlich aus dem Tubus geführt. Diese Bauart ist im Amateurbereich weit verbreitet.

Cassegrain-Teleskop: Beim Cassegrain-Teleskop besitzt der Primärspiegel eine zentrale Bohrung, durch die das Licht, welches durch einen vor dem Primärfokus angeordneten hyperbolisch geschliffenen Gegenspiegel zurückgeworfen wird, herausgeführt wird. Auf diese Weise kann die effektive Brennweite f des Fernrohr vergrößert, die Baulänge aber auf ca. $f / 2$ verkürzt werden.

Nasmyth-Teleskop: Kombination zwischen Cassegrain- und Newton-Teleskop. Der Cassegrain-Fokus wird in Höhe der Deklinationsachse durch einen 45° -Planspiegel seitlich aus dem Tubus herausgeführt.

Coude'-System: Durch einen Ablenkspiegel im Schnittpunkt der Höhen- und Stundenachse wird das Strahlenbündel durch die Stundenachse in ein Labor unterhalb des Teleskops geleitet. Dadurch wird der Fokus raumfest, d.h. seine Lage ist unabhängig von der momentanen Ausrichtung des Teleskops. Im Coude'-Raum werden oftmals hochempfindliche Spektrographen betrieben.

Nicht nur die Herstellung großer Optiken ist eine Herausforderung an die Technologie. Auch der Entwurf, die Herstellung und Steuerung der sie tragenden Montierungen erfordern vielfältige Innovationen (es handelt sich immerhin um Präzisions-Schwermaschinenbau!). Ein Fernrohr muß sich an jeden Punkt des Himmels ausrichten lassen und es muß der täglichen Bewegung der Himmelskörper nachgeführt werden und daß mit einer Nachführgenauigkeit von Bruchteilen einer Bogensekunde.

Für Großteleskope hat sich in den letzten Jahrzehnten die azimutale Montierung durchgesetzt. Bei dieser Art der Montierung, wo eine Achse immer senkrecht zur Schwerkraft und die andere parallel dazu ausgerichtet ist, lassen sich mechanische Probleme wie Biegungen leichter beherrschen als bei parallaktisch montierten Teleskopen. Das „Bolshoi“-Teleskop der Russischen Akademie der Wissenschaften im Kaukasus hat dabei eine Vorreiterrolle gespielt. Es wurde 1976 in Dienst gestellt und hat einen Spiegeldurchmesser von 6 Meter. Im Gegensatz zu einem parallaktisch montierten Teleskop erfolgt bei einem azimutal aufgestellten Fernrohr die Nachführung durch die kontinuierliche Bewegung zweier Achsen (Höhe und Azimut). Außerdem muß die dabei unausweichlich auftretende Bildfelddrehung kompensiert werden. Mit Hilfe moderner Computertechnik und hochgenauer Schrittmotoren ist das aber kein Problem mehr. Selbst Amateurfernrohre mit Computersteuerung sind häufig azimutal montiert.

Als parallaktische (bzw. äquatoriale) Montierung bezeichnet man eine Montierung, bei der die Stundenachse genau zum Himmelspol ausgerichtet ist. Das hat den Vorteil, daß man zum Ausgleich der Erdrotation im Prinzip nur eine Achse und zwar die Stundenachse den Sternen nachführen muß. Auch tritt keine Drehung der Fokalebene auf.

Äquatoriale Montierungen gibt es in einer Vielzahl von Bauformen. Bei kleineren Teleskopen findet man oft die deutsche Montierung. Große Spiegelteleskope haben meistens eine Gabel- oder Rahmenmontierung.

Etwas aus der Reihe tanzt eine völlig neue Montierungsform, die erstmalig im Jahre 2000 auf der Weltausstellung Expo2000 in Hannover vorgestellt wurde. Das 1.5 Meter Hexpod-Teleskop steht auf 6 hochgenauen Spindeln, deren Länge mit Hilfe eines Computers so verändert werden kann, daß dadurch eine beliebige Positionierung am Himmel sowie eine kontinuierliche Nachführung möglich werden. Sein endgültiger Aufstellungsort ist das Observatorio Cerro Armazonis in den chilenischen Anden.

Inwieweit diese Konzeption für zukünftige Riesenspiegelteleskope eine Bedeutung haben wird, kann noch nicht gesagt werden.

Eine spezielle Art von Fernrohren sind die Coelostaten, die besonders in der Sonnenforschung eingesetzt werden. Bei ihnen ist vor dem festmontierten Fernrohr ein System aus zwei Planspiegeln angebracht, die das Licht der Sonne in das Objektiv hineinspiegeln. Das Fernrohr selbst befindet sich dabei senkrecht in einem Turm („Turmteleskope“). Eine spezielle Bauform ist der Jensch-Coelostat, bei dem das Fernrohr horizontal angeordnet ist.

Systeme mit einem Nachführspiegel, die als Heliostaten (Planspiegel parallaktisch montiert, Fernrohr senkrecht) bzw. Siderostaten (Planspiegel azimuthal montiert, Fernrohr waagrecht) bezeichnet werden, haben in der Sonnenforschung keine Bedeutung mehr.

Die größten Spiegelteleskope der Welt

Je größer die freie Öffnung eines Fernrohrs, desto lichtschwächere Objekte lassen sich damit nachweisen, desto weiter kann man in das Weltall hinaus und – in die Vergangenheit zurück blicken. Der Fortschritt der astronomischen Forschung ist eng mit der Verfügbarkeit immer größerer Teleskope verbunden. Mittlerweile hat man bei optischen Spiegelteleskopen die 10-Meter Größe erreicht. Für die nächsten Jahren und Jahrzehnte erwartet man, daß diese Größe weiter überschritten wird. Technologische Studien sind weltweit in Arbeit und werden auf speziellen Symposien diskutiert.

Weltraumteleskope

Seitdem man wissenschaftliche Geräte auch außerhalb der Erdatmosphäre zum Einsatz bringen kann, haben sich die Beobachtungsmöglichkeiten der Astronomen nicht nur quantitativ erweitert (z.B. durch die Erschließung von der Erde aus nicht zugänglicher Wellenlängenbereiche), sondern es wurde auch eine völlig neue Qualitätsstufe erreicht, die sich in vielen aufregenden Entdeckungen in den letzten Jahrzehnten niedergeschlagen hat - zu nennen sei hier nur die sehr genaue Bestimmung des „Weltalters“ aus der Beobachtung der kosmischen Hintergrundstrahlung mit dem WMAP-Satelliten der NASA. Im Folgenden sollen aus der mittlerweile unüberschaubar gewordenen Menge von astronomischen Beobachtungssatelliten zwei etwas näher vorgestellt werden, deren Ergebnisse auch von der nicht unbedingt astronomisch interessierten Öffentlichkeit mit Aufmerksamkeit bedacht wurden. Es handelt sich dabei um das Hubble-Weltraumteleskop und um das im Infrarotbereich arbeitende Spitzer-Weltraumteleskop.

Hubble-Weltraumteleskop

Das Hubble-Teleskop (HST) ist das erste größere optische Teleskop, welches außerhalb der Erdatmosphäre arbeitet. Es wurde nach einer mehrjährigen Verzögerung aufgrund der Challenger-Katastrophe (1986) am 24.4.1990 in eine 590 km hohe Erdumlaufbahn gebracht. Herzstück des 16 Meter langen Teleskops ist ein Hauptspiegel mit einem Durchmesser von 2.4 Meter, der in Kombination mit einem 0.3 Meter großen Ablenkspiegel ein f/24 Ritchey-Chretien-System bildet. Er ist mit einer dünnen Aluminiumschicht versehen, die durch eine weitere Schicht aus Magnesium-

Fluorit geschützt ist. Diese Fluorit-Schicht erhöht zugleich das Reflektionsvermögen im Ultraviolett-Bereich. Meßgeräte und Kameras werden im Cassegrain-Fokus betrieben. Sie sind dort in speziellen Gerätecontainern untergebracht, die sich im Orbit (z.B. bei einer Service-Mission) austauschen lassen. Der Bildfehler, der die Leistung des Teleskops anfänglich herabsetzte, konnte mit der ersten Servicemission 1993 behoben werden, so daß „Hubble“ seitdem nahezu beugungsbegrenzte Bilder in bemerkenswerter Qualität liefert. Zu diesem Zweck wurde ursprünglich ein spezielles optisches System entwickelt, welches die durch die falsche Hauptspiegelform verursachten Unschärfen ausgleichen konnte (COSTAR – „*Corrective Optics Space Telescope Axial Replacement*“). Mittlerweile sind bei den bei Service-Missionen neu eingesetzten Instrumenten die Korrekturoptiken bereits integriert, so daß COSTAR überflüssig geworden ist und durch ein modernes UV-Spektrometer ausgetauscht werden konnte (COS).



Hubble-Weltraumteleskop beim Herausheben aus der Ladebucht des Space Shuttles

Folgende Instrumente kommen bzw. kamen im Hubble-Teleskop zum Einsatz (Auswahl):

WFPC2 – Wide Field / Planetary Camera 2

Diese Kamera besitzt 4 CCD-Arrays der Größe 800x800 Pixel. Ein Array erreicht eine Auflösung von 0.1'' und wird landläufig als Planetenkamera bezeichnet. Sie wurde bei der 4. Service-Mission durch die Kamera WFC3 ersetzt.

STIS - Space Telescope Imaging Spectrograph

Dieser Spektrograph benutzt sogenannte MAMA's („*Multi Anode Microchannel Array*“) und CCD's, mit deren Hilfe Bilder und Spektren über einen großen Wellenlängenbereich – vom UV bis zum nahen Infrarot – aufgenommen werden können.

NICMOS - Near-Infrared Camera and Multi Object Spectrograph

Dieses Gerät besteht aus drei Kameras, die ausschließlich im infraroten Spektralbereich arbeiten. Als Strahlungsempfänger verwendet man HgCdTe-Detektoren, die auf 77K gekühlt werden.

ACS – Advanced Camera for Surveys

Das Bildfeld der ACS ist ungefähr doppelt so groß wie der älteren WFPC2. Sie besteht aus drei Kameras, der „*Wide Field Camera*“ (WFC, zwei 2048x4096 CCD-Arrays, 15 μm pro Pixel), der „*High Resolution Camera*“ (HRC, 1024x1024 CCD, 21 μm pro Pixel) und der „*Blind Sun Camera*“ (SBC, 1024x1024 MAMA-Detektor). Mit der Letzteren kann man Streulichtanteile von der Sonne blockieren, um die UV-Empfindlichkeit der Kamera zu erhöhen. Außerdem wurde die HRC mit einem Stern-Koronagraphen ausgestattet, mit der man hellere Sterne oder Quasare abdecken kann, um ihre nähere Umgebung untersuchen zu können.

WFC3 – Wide Field Camera 3

Unterstützt ACS und erweitert deren Fähigkeiten im infraroten Spektralbereich.

COS – Cosmic Origin Spectrograph

Dieses UV-Spektrometer wurde für die Beobachtung von sehr schwachen Punktquellen bei einer moderaten spektralen Auflösung konzipiert. Es ist seit der 4. Servicemission im Einsatz. An ihrem Platz befand sich zuvor die Korrekturoptik COSTAR, die nicht mehr benötigt wird.

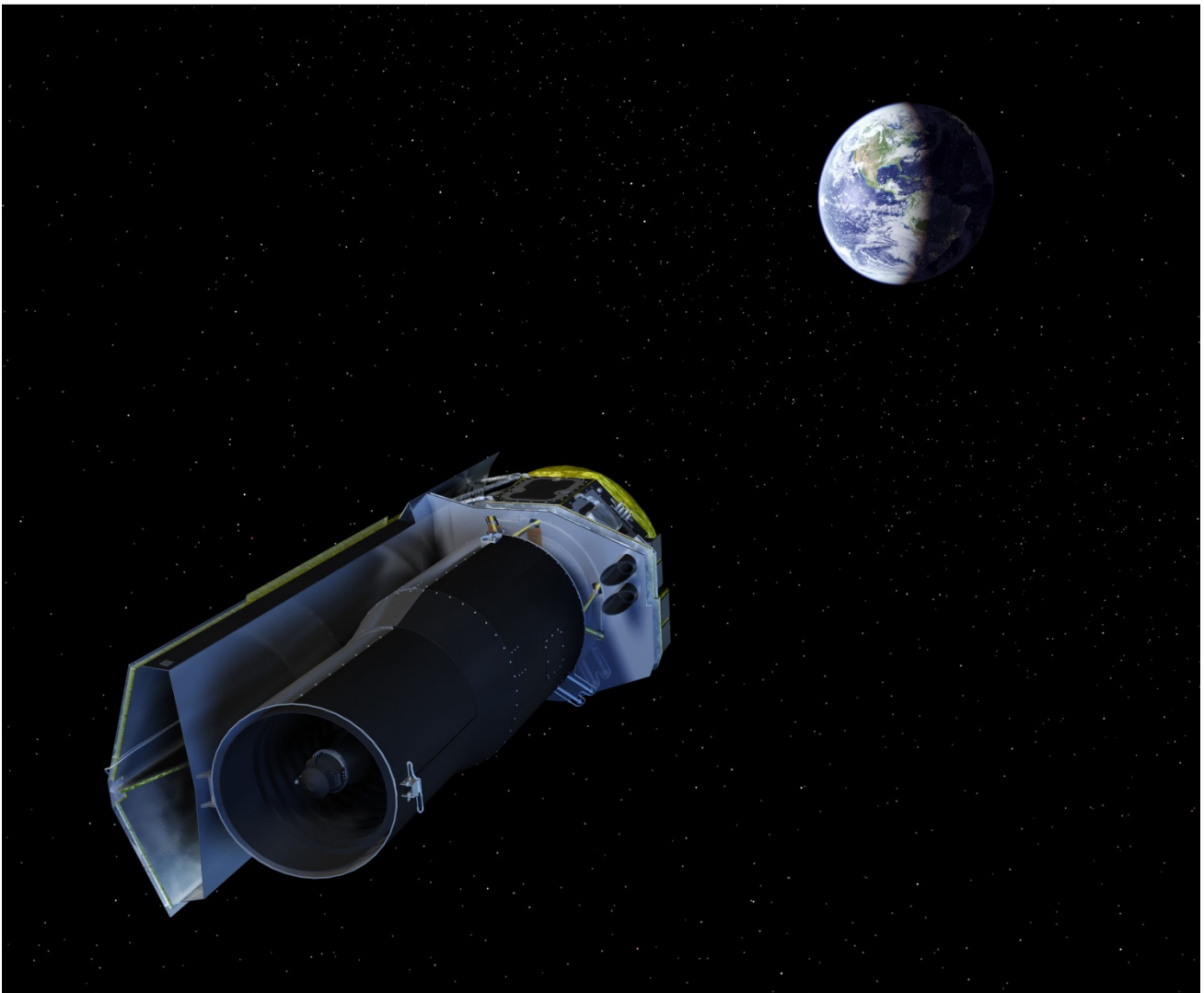
Das Gemeinschaftsprojekt der NASA und der ESA wird vom Space Telescope Science Institute in Baltimore geleitet und koordiniert (www.stsci.edu). Die schönsten Aufnahmen des Weltraumteleskops stehen im Internet auf der Website des „*Hubble Heritage Project*“ jedermann zur Verfügung (heritage.stsci.edu) und ein regelmäßiger Blick darauf lohnt immer wieder einmal.

Das Hubble-Teleskop soll bis etwa 2013 betrieben werden. Voraussetzung ist, daß die 2006 angekündigte Service-Mission im Mai 2008 auch wirklich stattfindet.

Nachfolger für „Hubble“ wird voraussichtlich das James Webb Space Teleskope, welches sich z.Z. in der Entwicklungsphase befindet. Es soll nach den ersten Planungen mit einem 6.5-Meter Primärspiegel aus Beryllium ausgestattet und im Librationspunkt L2 des Erde-Mond-Systems positioniert werden. Es wird für Infrarotbeobachtungen ausgelegt.

Spitzer-Weltraumteleskop (SIRTF)

Nach der überaus erfolgreichen IRAS-Mission, die im Januar 1983 gestartet wurde, blieb der Wunsch der Astronomen nach einem großen und leistungsfähigen Weltraumteleskop, welches im infraroten Spektralbereich arbeitet, lange Zeit unerfüllt. 2003 war es aber dann doch soweit. Das „*Space Infrared Telescope Facility*“, kurz SIRTF nahm seinen Betrieb auf und wurde auch sogleich – einer guten Tradition folgend – in „Spitzer-Weltraumteleskop“ umbenannt. LYMAN SPITZER JR (1914-1997), der sich nicht nur in der Astrophysik Verdienste erworben hat (er war u.a. der Erfinder des Stellarator-Prinzips bei Kernfusionsreaktoren), war die treibende Kraft bei der Entwicklung des Hubble-Weltraumteleskops gewesen. Man hat ihn deshalb oft mit Recht als „Vater des Weltraumteleskops“ bezeichnet.



Weltraumteleskop „Spitzer“ in einer künstlerischen Darstellung

Das Spitzer-Teleskop ist ein Spiegelteleskop, dessen 85 cm großer Spiegel aus Beryllium – einem sehr spröden, stahlgrauen Leichtmetall – besteht, welches sehr gut Infrarotstrahlung reflektiert. Der Wellenlängenbereich, der durch die Optik und die Detektoren abgedeckt wird, liegt etwa zwischen 3 und 180 μm . Um Störungen durch die Eigenstrahlung des Teleskops zu vermeiden, wird das gesamte

Teleskop inklusive der Meßgeräte in einem speziellen Kryostaten gelagert und mit flüssigen Helium gekühlt wobei für eine fehlerfreie Funktion eine Betriebstemperatur von ca. 5.5 K garantiert werden muß. Außerdem hat man das Teleskop auf eine Bahn um die Sonne gebracht, auf der es sich kontinuierlich von der Erde entfernt. Auf einem Erdborbit wäre es zu sehr der irdischen Wärmestrahlung ausgesetzt gewesen, was zwangsläufig zu einer Beeinträchtigung der Beobachtungen geführt hätte.

Weitere konstruktive Vorkehrungen schirmen die empfindlichen Meßeinrichtungen noch zusätzlich von der Sonnenstrahlung ab.

Die wissenschaftliche Nutzlast des Spitzer-Weltraumteleskops besteht neben dem eigentlichen Infrarotteleskop aus folgenden Meßgeräten:

IRAC - Infrared Array Camera

eine Infrarotkamera, welche simultan vier Kanäle mit den Wellenlängen 3,6 μm , 4,5 μm , 5,8 μm und 8 μm aufnehmen kann. Das Gesichtsfeld beträgt 5,12 x 5,12 Bogenminuten und die Auflösung ist 256 x 256 Pixel.

IRS - Infrared Spectrograph

ein Infrarot-Spektrometer mit vier Unter-Modulen, die die Wellenlängenbereiche 5,3 μm -14 μm (niedrig auflösend), 10 μm -19,5 μm (hoch auflösend), 14 μm -40 μm (niedrig auflösend), 19 μm -37 μm (hoch auflösend) abdecken.

MIPS - Multiband Imaging Photometer for Spitzer

besteht aus drei Detektor-Arrays im fernen Infrarotbereich (128 x 128 Pixel bei 24 μm , 32 x 32 Pixel bei 70 μm , 2 x 20 Pixel bei 160 μm), welche neben Bildern auch spektroskopische Daten liefern. Das Gesichtsfeld variiert dabei zwischen 5 x 5 Bogenminuten bei kürzeren Wellenlängen und 5 x 0,5 Bogenminuten bei längeren Wellenlängen.

Diese Geräte sind alle in einer speziellen Box untergebracht, die als „Multiple Instrument Chamber“ bezeichnet wird.

Mit dem Spitzer-Weltraumteleskop erschließt sich den Astronomen ein Spektralbereich, der von der Erde aus völlig unzugänglich ist. Die kosmischen Objekte, die bevorzugt derartige Strahlung emittieren, sind sehr vielgestaltig. Es handelt sich dabei z.B. um Braune Zwergsterne, um „umherirrende“ Großplaneten ohne Mutterstern oder um kalte Gasscheiben um neuentstehende Sterne in Molekülwolken. Aber auch die Beobachtung von interstellaren Gas- und Staubwolken in fernen Galaxien und die Suche nach Sternsystemen, die einen Großteil ihrer Strahlung im Infraroten emittieren, sind von großem Interesse. Man hofft insbesondere auch Informationen über die Entstehung der ersten Sterngenerationen nach dem Urknall zu erhalten. Hier werden Fragestellungen berührt, die für die kosmologische Forschung sehr wichtig sind. Man erwartet, 5 Jahre lang mit diesem Teleskop Beobachtungen ausführen zu können. Danach sind die Heliumvorräte, die zur Kühlung benötigt werden, aufgebraucht.

Kompensation mechanischer und optischer Unzulänglichkeiten eines Teleskops

Großteleskope haben nicht nur mit der Luftunruhe am Beobachtungsort zu kämpfen. Thermische und gravitative Verformungen der oft mehrere Tonnen wiegenden Hauptspiegel müssen genauso kompensiert werden wie Biegungen in der Montierung.

Um eine stabile Oberflächenform eines Spiegels trotz der Temperaturschwankungen während einer Beobachtungsnacht zu gewährleisten, verwendet man als Spiegelmaterial fast ausschließlich spezielle Glaskeramiken. Ihr thermischer Ausdehnungskoeffizient liegt im Gegensatz zum normalen Kronglas nahe bei Null. Ein besonders beliebtes Spiegelmaterial für astronomische Teleskope ist unter dem Markennamen Zerodur bekannt ($\alpha \approx 0 \pm 0.05 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Ein ähnliches Material – aber für einen ganz anderen Verwendungszweck ausgelegt – nennt man Sital.

Aktive Optik

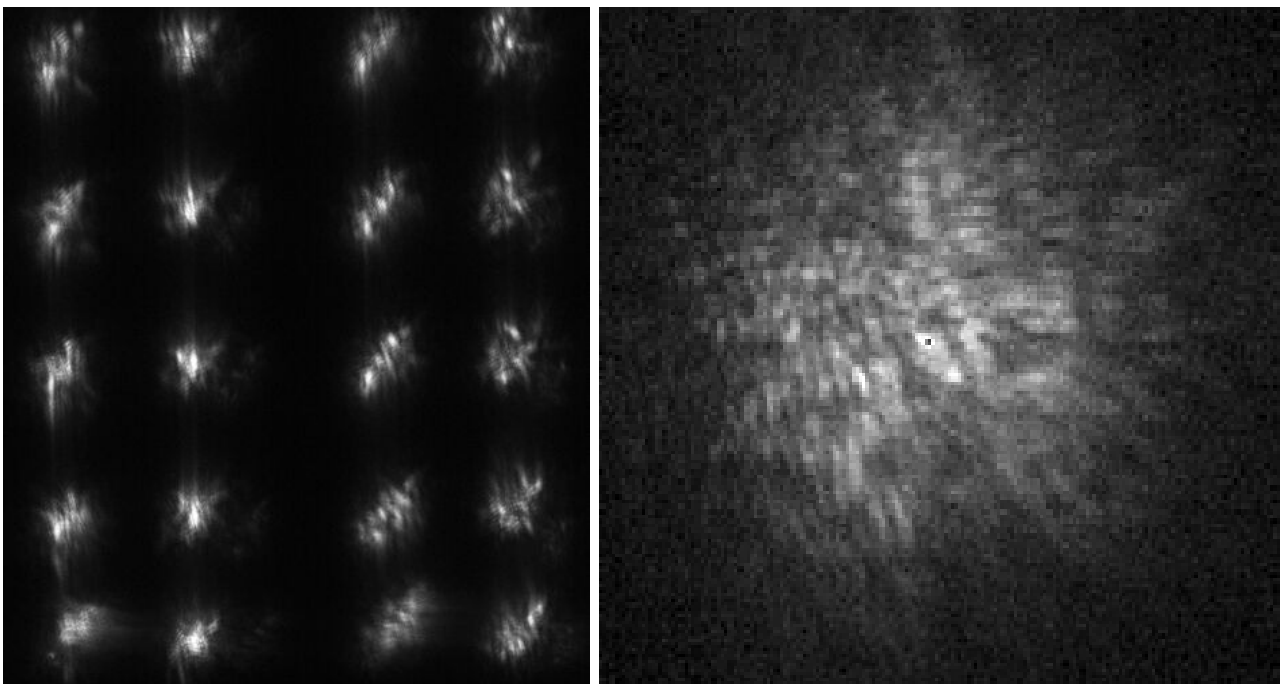
Das Gewichtsproblem der Spiegel löst man, in dem man den Spiegelträger verhältnismäßig dünn auslegt, mit Bohrungen versieht oder ihm eine wabenartige Struktur gibt. Durch die Bohrungen läßt sich der Spiegel mit Hilfe von Aktuatoren abstützen und – was das Wesentliche ist – seine Form kontrollieren. Auf diese Weise lassen sich Verformungen aufgrund des Eigengewichts sowie eventuell vorhandene Restfehler der Optik „aktiv“ ausgleichen. Beim „*New Technology Telescope*“ (NTT) der ESO sind es insgesamt 75 Aktuatoren, deren Druck auf den Spiegel von einem Computer ständig den thermischen und mechanischen Gegebenheiten angepaßt wird. Ähnlich wie bei der adaptiven Optik erhält er seine Informationen von einem speziellen Sensor der ständig überprüft, ob das Bildscheibchen des Nachführsterns kreisrund bleibt. Wenn das nicht mehr der Fall ist, werden aus dem Grad der Deformation Korrektursignale berechnet, die über die Aktuatoren die Form des Spiegels entsprechend korrigieren. Mit dieser Methode, die man als „Aktive Optik“ bezeichnet, können niederfrequente Störeinflüsse wie Verbiegungen, thermisch und mechanisch bedingte Bildfehler sowie in gewissen Grenzen eine ungenaue Nachführung ausgeglichen werden. Für hochfrequente Störungen – verursacht durch das Seeing – ist dagegen die „Adaptive Optik“ zuständig.

Die hochpräzise Steuerung einzelner Spiegelsegmente wie z.B. bei den Keck-Teleskopen auf dem Mauna Kea in Hawaii erfolgt im Prinzip nach der gleichen Methodik. Der ca. 10 m große Hauptspiegel besteht aus jeweils 36, 1.8 m großen hexagonalen Spiegelsegmenten (Gesamtgewicht ca. 14 t). Die technische Herausforderung war, die einzelnen Teilspiegel so zu steuern, daß sie das Licht der kosmischen Objekte über eine Beobachtungsnacht hinweg in einen gemeinsamen Brennpunkt vereinigen. Insgesamt sind über die gesamte Spiegelfläche 168 Sensoren verteilt, welche die jeweils momentane Lage der Spiegelsegmente ermitteln. 108 Aktuatoren dienen der präzisen Ausrichtung und Formgebung. Das Zusammenspiel zwischen Sensoren und Aktuatoren gewährleistet ein schneller Computer mit einem zwar simplen, aber leistungsfähigen Programm, welches ungefähr 100-mal pro Sekunde (!) die Lage der Spiegelsegmente bestimmt und gegebenenfalls korrigiert.

Es ist müßig zu sagen, daß alle neuen Riesenteleskope mit aktiver Optik ausgestattet sind.

Kompensation des Einflusses der Erdatmosphäre auf die Bildqualität

Der Brechungsindex n von Luft hängt bekanntermaßen von ihrer Dichte ρ und damit von ihrer Temperatur T ab. Außerdem ist die Erdatmosphäre hochgradig turbulent, d.h. einzelne Zellen erwärmter Luft steigen kontinuierlich nach oben während andere, kühlere und damit schwerere Luftpakete zu Boden sinken. Diese statistisch verteilten Luftpakete unterscheiden sich geringfügig in ihrem Brechungsindex, wodurch sie optisch wie schlechte langbrennweitige Linsen wirken. Das führt dazu, daß die Sterne „funkeln“, eine Erscheinung, die man auch Szintillation nennt und die man besonders gut in Horizontnähe oder beim Durchzug eines Sturmtiefs beobachten kann. Der Durchmesser der einzelnen optisch wirksamen Luftpakete beträgt dabei 10 bis 20 Zentimeter. Sie verursachen in Bodennähe Intensitätsschwankungen über einen linearen Bereich, der ungefähr dem Durchmesser dieser Luftpakete entspricht. Fällt das Sternlicht auf den Spiegel eines Teleskops, dessen Öffnung größer ist als der Durchmesser der Luftpakete, dann entfallen auf die Teleskopfläche entsprechend viele Turbulenzzellen und das beugungsbegrenzte Bild eines Sterns wird entsprechend der Anzahl dieser Turbulenzzellen in einzelne „Speckles“ aufgespalten, die sich wie wild über einen Bereich von ungefähr 1 Bogensekunde Durchmesser zufällig hin und her bewegen. Ist die Belichtungszeit kleiner als 1/10 Sekunde, dann kann man Momentaufnahmen dieser Specklebilder gewinnen. Wählt man dagegen eine größere Integrationszeit (was gewöhnlich der Fall ist), dann überlagern sich diese Specklebilder zu einem gleichmäßig ausgeleuchteten Sternscheibchen, dessen Halbwertsbreite in der Astronomie als „Seeing“ bezeichnet wird.



Bei der Fotografie des Seeingscheibchens eines Sterns wurde die Belichtungszeit so kurz gewählt, daß die einzelnen Speckles sichtbar werden

In Mitteleuropa ist das Seeing selten besser als 1'', erreicht aber an den Standorten der Großteleskope in trockenen Wüstengebieten oder auf hohen Bergen durchaus Werte $<0.5''$.

Nach (1.6) hängt das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen eines Teleskops der Öffnung D von der Wellenlänge λ ab. Ein 8 Meter-Spiegel des VLT hat im visuellen Spektralbereich ($\lambda=550$ nm) ein theoretisches Auflösungsvermögen von $0.017''$ und im nahen Infrarot bei 10000 nm von $0.3''$. Das praktische Auflösungsvermögen erreicht aber aufgrund des Seeing kaum das eines 20-cm Amateurteleskops ($0.69''$ bei $\lambda=550$ nm).

Das Licht eines Sterns trifft aufgrund seiner riesigen Entfernung auf der Erde quasi als ebene Welle ein. Beim Durchgang durch die Erdatmosphäre wird diese ebene Welle gestört oder genauer gesagt, über Skalen, die dem Durchmesser der Turbulenzzellen entsprechen, verbeult. Die durchschnittliche Breite einer derartigen Turbulenzzelle wird als Korrelationslänge oder Fried-Parameter r_0 bezeichnet und ist wellenlängenabhängig. Das Seeing σ kann man deshalb durch folgende Beziehung ausdrücken:

$$\sigma = \frac{1.2 \lambda}{r_0} \quad [1.7]$$

Wobei r_0 zu $\lambda^{\frac{6}{5}}$ proportional ist. Das erklärt, warum gerade große Teleskope mit einer Apertur von mehreren Metern im Infrarotbereich praktisch beugungsbegrenzte Sternabbildungen liefern.

Der Durchmesser eines Airy-Scheibchens eines Teleskops der Öffnung D ist dagegen gegeben durch:

$$d_{\text{airy}} = \frac{1.2 \lambda}{D} \quad [1.8]$$

Die Anzahl der Speckles, die in der Fokalebene abgebildet werden, entspricht ungefähr der Anzahl von Turbulenzzellen der Ausdehnung r_0 , die auf die Objektivfläche entfallen. Sie läßt sich folgendermaßen abschätzen:

$$N = \frac{D^2}{r_0^2} \quad [1.9]$$

Wie aus der Tabelle zu entnehmen ist, besteht die „Speckle-Wolke“ bei einem Teleskop der 8-Meter-Klasse im visuellen Bereich bei $\lambda=550$ nm aus über 6000 Einzelbildern der Größe $0.017''$, die sich wild bewegend über die Größe des Seingscheibchens verteilen. Bei einer Wellenlänge von $20 \mu\text{m}$ hat man es dagegen nur noch mit einem Speckle-Bild zu tun. Der einzige Effekt, der aufgrund der Turbulenz weiterhin auftritt, besteht in einem relativ langsamen hin- und her bewegen dieses Bildchens. Wenn es durch geeignete Maßnahmen gelingt dieses hin- und her wandern auszuschalten, dann kann man das entsprechende Teleskop ab dieser Wellenlänge beugungsbegrenzt betreiben. Die einfachste Möglichkeit ist, in dem man mit einem in zwei Achsen kippbaren Planspiegel die Bildbewegung kompensiert und so das Sternbildchen zwingt, während der gesamten Integrationszeit seine Position auf der CCD, der Fotoplatte oder dem Spektrographenspalt beizubehalten. Derartige Korrekturoptiken werden als Tip-Tilt-Systeme bezeichnet. Sie bestehen aus einem Wellenfrontsensor,

einem schnellen Computer und dem schon erwähnten Kippspiegel. Man kann sie mittlerweile so preiswert herstellen, daß sie auch in der Amateurastronomie als „*low cost adaptive Optic*“ ihren Einzug gehalten haben. Mit Hilfe einer solchen Korrekturoptik lassen sich nicht nur „schärfere“ CCD-Aufnahmen gewinnen. Sie ist auch in der Lage, Unzulänglichkeiten in der Fernrohrmontierung und in der Nachführung auszugleichen.

Der Einsatz von reinen Tip-Tilt-Systemen ist bei Großteleskopen nicht mehr üblich. Man strebt vielmehr eine komplette Rekonstruktion der ursprünglichen ebenen Wellenfront an, d.h. man versucht nicht nur einem Speckle nachzuführen, sondern möglichst vielen. Technisch erreicht man das durch adaptive Optiken mit deformierbaren Hilfsspiegeln.

Adaptive Optik

Moderne adaptive Optiken bestehen aus einer Kombination aus Wellenfrontsensor, einen tip-tilt-Spiegel und einen verformbaren Korrektionspiegel, der die atmosphärische Wellenfrontdeformation kontinuierlich ausgleicht. Die Informationen, die der Wellenfrontsensor über den Zustand der einfallenden Wellenfront (darunter versteht man die räumliche Fläche gleicher Phase) liefert, muß ein schneller Computer in Echtzeit in Steuersignale für sogenannte Aktuatoren umrechnen. Darunter versteht man die hinter einem dünnen Planspiegel angeordneten piezoelektrischen Bauelemente, mit denen gezielt auf den Spiegel Druck ausgeübt werden kann. Ziel ist es, die Spiegelfläche kurzzeitig so zu „verbiegen“, daß als Resultat - nach der Reflektion - wieder eine annähernd ebene Wellenfront entsteht. Diese Deformation muß innerhalb der Korrelationszeit

$$\tau_0 \approx \frac{r_0}{v_{wind}} \quad [1.10]$$

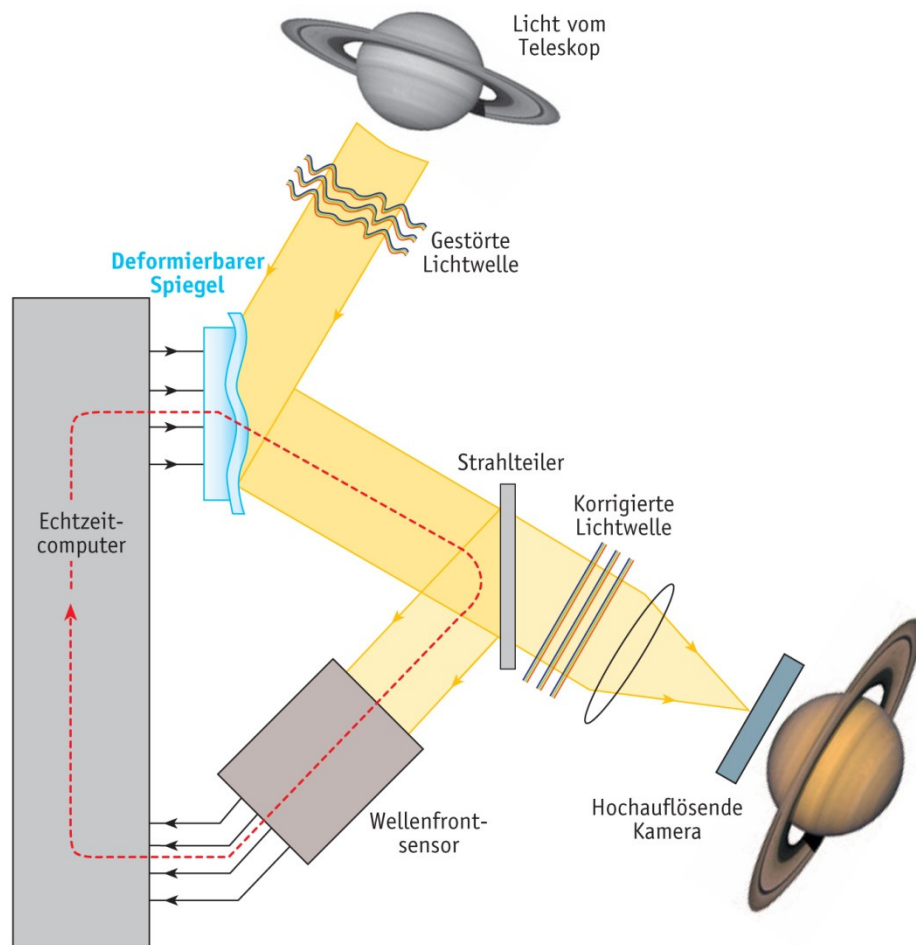
erfolgen. v_{wind} ist dabei die mittlere Windgeschwindigkeit in der Luftschicht, in der sich die störenden Luftpakete befinden. Die Anzahl der über einen Spiegel verteilten Aktuatoren sollte in der Größenordnung der zu erwartenden Speckles sein. Hier wird deutlich (siehe Tabelle), warum man bei Großteleskopen adaptive Optiken besonders für Beobachtungen im infraroten Spektralbereich einsetzt. Da die von den Piezo-Aktuatoren erreichte maximale Auslenkung ($\pm 10 \mu\text{m}$) nicht ausreicht, um die durch das Seeing bewirkten Richtungsänderungen voll auszugleichen, werden adaptive Systeme zusätzlich noch mit einem tip-tilt-Spiegel ausgestattet.

Wesentlich ist dabei die über den Steuercomputer realisierte Rückkopplungsstrecke. Die gestörte Wellenfront von einem genügend hellen Referenzstern wird von dem entsprechend deformierten Spiegel in eine möglichst perfekte ebene Wellenfront reflektiert. Diese fällt auf einen Strahlteiler und von dort auf einen Wellenfrontsensor. Dort werden die noch bestehenden Abweichungen von der Idealform bestimmt und die Ergebnisse vom Steuerrechner in entsprechende Signale für die Aktuatoren umgerechnet, welche den Korrekturspiegel Bruchteile von Sekunden danach neu in Form bringen. Wenn die Zeit zum Durchlaufen dieser Rückkopplungsstrecke kürzer ist als die Korrelationszeit τ_0 , dann wird die Wellenfront hinter dem System weitgehend dem Ideal einer ebenen Welle entsprechen.

Als Wellenfrontsensor verwendet man häufig einen sogenannten Shack-Hartmann-Sensor. Durch einen Kollimator wird das einfallende Licht in ein gerades Strahlenbündel verwandelt und auf ein rechteckiges Array von kleinen Linsen geleitet, die auf einem dahinterliegenden CCD-Chip jeweils ein kleines Sternbildchen erzeugen. Das Ziel ist es, die Position dieser Sternbildchen möglichst genau und mit hoher Zeitauflösung zu bestimmen. Eine Störung der Wellenfront äußert sich dann darin, daß diese kleinen Sternbildchen gegenüber ihrer Normallage verschoben sind. Aus dieser Verschiebung kann man mit Hilfe spezieller mathematischer Verfahren näherungsweise die Form der gestörten Wellenfront berechnen.

Damit man überhaupt mit adaptiver Optik beobachten kann, benötigt man in unmittelbarer Objektnähe einen möglichst hellen Referenzstern. Und das ist auch das Problem. Diese Forderung läßt sich leider in den meisten Fällen für das gerade interessierende Beobachtungsziel nicht erfüllen. Deshalb arbeitet man neuerdings mit einem künstlichen Referenzstern. Man erzeugt ihn, in dem man einen Laserstrahl in eine bestimmte, in ca. 90 Kilometer Höhe befindliche Atmosphärenschiicht richtet. In dieser Schicht gibt es in geringer Konzentration Natriumatome, die von diesem Laserlicht zu einer Lichtemission bei einer Wellenlänge von 589.6 nm bzw. 589.0 nm (die „D-Linien“) angeregt werden. Der dabei entstehende Lichtfleck wird dann als Referenzstern für die adaptive Optik verwendet.

Die folgende Abbildung zeigt den prinzipiellen Aufbau einer adaptiven Korrektoptik:



Strahlungsdetektoren

Astronomie und Astrophysik beruhen im hohen Maße auf der Analyse der elektromagnetischen Strahlung, die von kosmischen Objekten emittiert, reflektiert oder gestreut wird. Man bestimmt die Richtung, die spektrale Intensitätsverteilung und den Polarisationszustand dieser Strahlung um daraus Informationen über den Ort, den physikalischen Zustand und die zeitliche Entwicklung der jeweiligen Quellen zu ermitteln. Was für Strahlungsdetektoren dabei zum Einsatz kommen, hängt in erster Linie von der Wellenlänge der zu untersuchenden Strahlung ab. Bis zum letzten Drittel des vergangenen Jahrhunderts war z.B. die fotografische Platte der wichtigste und ökonomischste Strahlungsempfänger in der beobachtenden Astronomie. Sie wird auch heute noch – z.B. in Schmidt-Teleskopen – als universeller Strahlungsempfänger und Informationsspeicher in Einem verwendet. Auf ihr lassen sich in kurzer Zeit sehr große Himmelsfelder abbilden und deren Zustand kostengünstig und dauerhaft konservieren. Die Plattenarchive großer Sternwarten bilden heute noch – im digitalen Zeitalter – einen riesigen und nur zu einem kleinen Bruchteil ausgewerteten Fundus astronomischen Beobachtungsmaterials, deren wissenschaftliche Bedeutung kaum abzuschätzen ist. Einige Plattensammlungen sind bereits als legendär zu bezeichnen wie z.B. die Plattenarchive des Harvard-Observatoriums und der von CUNO HOFFMEISTER (1892-1968) gegründeten Sternwarte Sonneberg in Thüringen. Man bemüht sich z.Z. diese Schätze durch Digitalisierung den Wissenschaftlern weltweit allgemein zugänglich zu machen.

Die klassische Fotografie hat im Beobachtungsbetrieb der Großteleskope ihre ursprüngliche Bedeutung jedoch weitgehend verloren. Als Strahlungsdetektoren werden fast ausschließlich optoelektronische Bauelemente verwendet, die an ihrem Ausgang elektrische Signale liefern, die mit modernen Computern leicht zu speichern, zu analysieren und auszuwerten sind. Außerdem können sie quasi in Echtzeit über internationale Datennetze verbreitet und den interessierten Wissenschaftlern (und Hobbyastronomen!) zugänglich gemacht werden. Jemand, der am Tage in einem Büro über Bestellungen und Rechnungen sitzt, kann abends zur Entspannung an seinem Computer die neuesten Aufnahmen der Sonnensonde SOHO nach Kometen durchsehen, die gerade dabei sind in die Sonne zu stürzen ...

Die fotografische Platte und die CCD sind ohne Zweifel die Innovationen, welche von Seiten der Strahlungsempfänger die Astronomie am weitesten vorangebracht haben. Und trotzdem soll ein Strahlungsempfänger nicht vergessen werden. Die Phasen der Venus, die Jupitermonde, der Saturnring, der Planet Uranus und die Hunderte von Nebelflecken (Galaxien, wie wir heute wissen) wurden mit dem Auge am Fernrohr entdeckt. Und auch heute noch sollte man trotz der brillianten und aufsehenerregenden Bilder der Großteleskope in Büchern, Zeitschriften und im Internet nicht auf das Vergnügen verzichten, diese Objekte einmal in einer dunklen Nacht durch das Okular eines Fernrohrs zu betrachten ...

Fotografie

Die fotografische Platte (oder, besonders gern von Amateurastronomen eingesetzt, der Film) war und ist eines der wichtigsten Strahlungsempfänger der optischen Astronomie. Sie vereint in sich eine hohe Informationsdichte mit leichter Archivierbarkeit und stellt jeweils ein unikates wissenschaftliches Dokument dar. Außerdem ist sie im Vergleich zu modernen photoelektrischen Strahlungsempfängern konkurrenzlos billig und kann (z.B. in Astrographen und Schmidt-Teleskopen) in Abmessungen eingesetzt werden, die von CCD-Arrays nicht einmal näherungsweise zu erreichen sind.

In der Astrofotografie wird wie bei der normalen Fotografie ein fotochemischer Prozeß ausgenutzt, um mit Hilfe einer Kamera oder eines Teleskops dauerhafte Abbilder kosmischer Objekte zu erhalten. Eine typische Fotoplatte besteht aus einem Glasträger, auf deren Oberseite eine dünne, lichtempfindliche Schicht aufgetragen ist. Diese Schicht – oft als Emulsion bezeichnet – besteht im Wesentlichen aus in Gelatine eingelagerten feinen Silberbromid- und Silberjodidkörnern sowie weiteren chemischen Bestandteilen, die hauptsächlich auf die spektrale Empfindlichkeit Einfluß nehmen. Während der Belichtung entsteht in dieser Emulsionsschicht ein sogenanntes latentes Bild, welches anschließend in einem chemischen Prozeß, den man Entwicklung nennt, sichtbar gemacht wird. Dabei werden die Silberhalogenidkörner, die während der Belichtung genügend viele Photonen absorbiert haben, zu metallischem Silber reduziert. Die unbelichtet gebliebenen Silberhalogenidkristalle lassen sich nach der Entwicklung durch einen weiteren chemischen Prozeß – der Fixage – aus der Emulsion entfernen. Dabei wird das Bild – ein Negativ – dauerhaft „fixiert“ und kann nach Trocknung archiviert werden. Trotzdem ist die Fotoplatte ein denkbar schlechter Strahlungsempfänger. Ihre Quanteneffizienz erreicht gerade einmal 0.1%, d.h. von 1000 Photonen, die das Teleskop von einem fernen Stern liefert, führt im statistischen Mittel gerade einmal eins zur Ausbildung eines geschwärzten Silberkorns. Das ist auch der Grund dafür, daß heute Amateurastronomen mit einem vergleichsweise bescheidenen Equipment (z.B. 30 cm-Spiegelteleskop) und einer empfindlichen CCD-Kamera fast schon die Reichweite von herkömmlichen Fotografien mit dem 5-m- Mt. Palomar-Teleskops erreichen können.

Wesentlich für die astronomische Anwendbarkeit eines photochemischen Strahlungsempfängers ist, daß der Grad der Schwärzung S auf der Fotoplatte der absorbierten Lichtmenge – also der Lichtintensität I – proportional ist. Den funktionalen Zusammenhang zwischen der Menge des auf die fotografische Schicht fallenden Lichtes und der dadurch erzeugten Schwärzung S nennt man Schwärzungskurve. Leider ist sie in ihrer Gesamtheit nicht linear, was bei der Photometrie von Sternen zu Problemen führt. Nur ihr mittlerer Teil läßt sich weitgehend durch eine lineare Funktion annähern, so daß gilt:

$$S \sim \lg(I t) \quad [1.11]$$

I ist die Intensität der einfallenden Strahlung, t deren Einwirkungszeit (Belichtungszeit)

Der Anstieg der Kurve (1.11) nennt man Gradation. Von ihr hängt der Kontrast eines Fotos ab.

Karl Schwarzschild (1873-1916) konnte zeigen, daß die tatsächlich erzeugte Schwärzung nicht genau dem Produkt $I t$ proportional ist, sondern vielmehr dem Produkt $I t^p$ mit einem p zwischen 0.8 und 0.9. Dieser Effekt wird als Schwarzschild-Effekt und p als Schwarzschildexponent bezeichnet.

Die in der Fotografie eingesetzten Silberhalogenide sind nur in dem Wellenlängenintervall $\lambda \geq 250$ nm und $\lambda \leq 550$ nm empfindlich. Es gibt jedoch spezielle Verfahren, um die langwellige

Empfindlichkeitsgrenze durch die Einlagerung spezieller Farbstoffmoleküle in die Emulsionsschicht (Sensibilisierung) bis in das nahe Infrarot auszudehnen. Auf diese Weise kann mit modernem Fotomaterial das gesamte sichtbare Spektrum abgedeckt werden. Die fotografische Drei- und Mehrfarbenphotometrie beruht beispielsweise auf der Anwendung genau abgestimmter Emulsions-Farbfilter-Kombinationen.

Eine weitere wichtige Kenngröße ist die Empfindlichkeit. Sie ist ein Maß dafür, wie schnell eine Emulsion Strahlungseindrücke aufsummieren kann. Fotoplatten hoher Empfindlichkeit sind schneller ausbelichtet als Fotoplatten geringerer Empfindlichkeit. Die Belichtungszeit kann natürlich nicht beliebig verlängert werden, da auch der Himmelshintergrund sowie die fotografische Schicht selbst (chemischer Schleier) zu einer gleichmäßigen Hintergrundschwärzung beiträgt. Wird sie zu groß, kommt es entweder zu einer Schwärzungsumkehr (Solarisation) oder die schwächeren Sterne verschwinden im Hintergrundrauschen. Erfahrungen zeigen, daß eine Himmelsaufnahme dann ideal ausbelichtet ist, wenn die Hintergrundschwärzung $S = \lg(I_0/I)$ 0.6 bis 0.8 beträgt.

Abgesehen von der Empfindlichkeit unterscheiden sich verschiedene Emulsionen noch in ihrem Auflösungsvermögen. Man gibt sie oft in Linien pro Millimeter an und meint damit, daß bei der genannten Anzahl von Linien jeweils zwei nebeneinanderliegende gerade noch getrennt werden. Es ist offensichtlich, daß diese Größe etwas mit der Größe der lichtempfindlichen Körner in der Emulsion zu tun hat. Emulsionen hoher Empfindlichkeit werden deshalb auch als „grobkörnig“ bezeichnet, da sie lediglich eine Auflösung von ungefähr 50 Linien/mm besitzen. Extrem feinkörnige (und damit auch sehr unempfindliche) Emulsionen erreichen dagegen immerhin eine Auflösung von bis zu 1000 Linien/mm. Sie haben in der Astronomie jedoch so gut wie keine Bedeutung.

Im Laufe der Zeit wurde eine Vielzahl von Verfahren entwickelt, um die Empfindlichkeit fotografischer Platten zu erhöhen. Sie werden unter dem Begriff der Hypersensibilisierung zusammengefaßt und zielen darauf ab, das Schwarzschild-Verhalten einer Emulsion zu reduzieren. Ein oft eingesetztes Verfahren ist die Wasserstoff-Hypersensibilisierung. Dabei wird das in der Emulsion enthaltene Wasser durch Wasserstoff ersetzt. Zu diesem Zweck bringt man die Fotoplatten (oder den Film) in ein Druckgefäß, welches anschließend evakuiert wird wodurch das Wasser aus der Emulsion abdampft. Anschließend füllt man das Gefäß mit einer Wasserstoff-Stickstoff-Mischung und läßt dieses Gas unter Druck und erhöhter Temperatur (ca. 60° C) mehrere Stunden auf die Emulsion einwirken. Diesen Vorgang nennt man im Fachjargon auch „backen“. Nach der Behandlung erhöht sich ein wenig die Empfindlichkeit des Fotomaterials und p nähert sich 1 an.

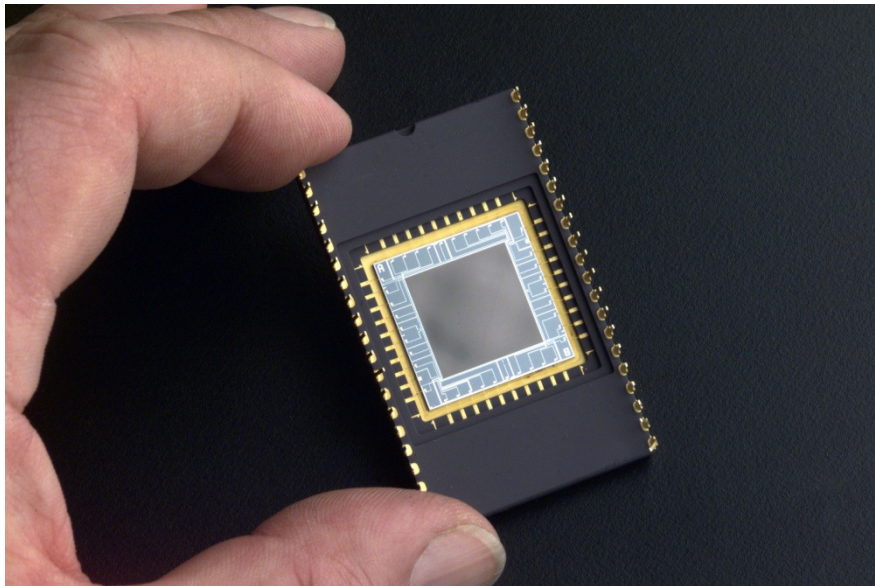
Auch durch eine starke Kühlung der Emulsion kann man den Schwarzschild-Effekt abschwächen. Dieses Verfahren wird von manchen Amateurastronomen für Farbaufnahmen mit Diafilm angewendet. Man benutzt dafür speziell konstruierte Tieftemperaturkameras und kühlt den Farbfilm mit Trockeneis (festes CO₂, $T \sim -78^\circ \text{C}$) auf ca. -40°C ab.

In der professionellen Astronomie werden Fotoplatten gegenüber Film bevorzugt, da sie formstabiler sind und sich deshalb besser vermessen lassen. Wenn es auf eine sehr genaue Positionsbestimmung ankommt (z.B. bei Parallaxenmessungen), wird als Trägermaterial sogar geschliffenes Spiegelglas verwendet um Fehler durch Unebenheiten oder Emulsionsverschiebungen weitgehend auszuschließen. Filme sind für derartige Messungen ungeeignet.

CCD – Charge Coupled Devices

Der wichtigste elektrooptische Detektor in der Astronomie ist die CCD. Die Abkürzung bedeutet „*charge coupled devices*“ und beinhaltet eine vage Beschreibung ihrer Funktionsweise. Dieser Strahlungsdetektor wurde 1969 von W.S.BOYLE und G.E.SMITH (Bell Laboratories) erfunden und befindet sich heute in jeder digitalen Foto- oder Videokamera. Moderne Fertigungstechnologien erlauben eine preisgünstige Massenfertigung, von dem auch die Amateurastronomen infolge des damit verbundenen Preisverfalls profitieren.

Ein CCD-Chip ist eine spezielle Halbleiterstruktur, die aus einer zweidimensionalen Anordnung von Bildelementen – den Pixeln – besteht und die in der Lage ist, Licht in elektrische Ladungen umzuwandeln und diese bis zum sogenannten Auslesevorgang zu akkumulieren und zu speichern. Ähnlich wie bei der Fotoplatte entsteht während der Belichtung in der Detektorfläche ein latentes Ladungsbild, das ohne Umwege auf elektronischem Weg leicht in eine digitale, d.h. computerlesbare Form gebracht werden kann. Der aufwendige Entwicklungsvorgang wie bei einer Fotoplatte entfällt damit völlig und das kosmische Objekt erscheint sofort nach Beendigung der Belichtung auf dem Computermonitor.



Hochempfindlicher CCD-Sensor, wie er in der astronomischen Forschung eingesetzt wird

Ein „Pixel“ wird im CCD-Sensor durch drei MOS-Strukturen („*metal oxide semiconductor*“), die wie ein Kondensator Ladungen sammeln können, repräsentiert. Der physikalisch relevante Teil ist dabei der Übergang zwischen einem p- und einem n-dotierten Halbleiter. Im Übergangsbereich diffundieren Elektronen vom n-Halbleiter in den p-Halbleiter bzw. Defektelektronen („Löcher“) vom p-Halbleiter in den n-Halbleiter, wodurch ein Diffusionsstrom entsteht. Dieser fließt solange, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Der räumliche Bereich, der durch den dabei auftretenden Potentialabfall gekennzeichnet ist, bezeichnet man als Depletionszone. Trifft ein Photon der Energie E_γ auf einen Halbleiter, dann können Elektronen aus dem Leitungsband in das Valenzband angehoben werden, wenn die Energie E_γ ausreicht, die Bandlücke (das „*gap*“) zu überwinden. Auf diese Weise entsteht ein Elektron-Lochpaar („innerer Fotoeffekt“), das jedoch nicht wieder rekombinieren kann, da

es durch den Potentialabfall in der Depletionszone räumlich getrennt wird. Auf diese Weise sammeln sich im Bereich des Pixels Ladungen an. Dieser Effekt läßt sich verstärken, wenn man auf den p-Halbleiter eine nur Bruchteile eines Mikrometers dicke Isolatorschicht aufbringt und darauf eine Metallelektrode setzt („Gate“). Gewöhnlich verwendet man als Substrat p-dotiertes Silizium und als Isolationsschicht Siliziumdioxid (SiO_2). Legt man nun am Gate eine positive Spannung an, dann sammeln sich die durch den inneren Fotoeffekt erzeugten freien Elektronen im Bereich der Substrat-Isolator-Grenze an, während die Löcher in das Innere des Halbleitermaterials abgedrängt werden. Auf diese Weise entsteht ein Potentialtopf, der sich mit Ladungsträgern füllen läßt. Eine Raumladungszone verhindert die Rekombination der darin enthaltenen Elektronen mit den Löchern. Jetzt braucht diese während der Lichteinwirkung angesammelte Ladung nur noch in eine Spannung umgewandelt und auf eine geeignete Art und Weise ausgelesen zu werden. Ein Problem dabei ist, das im Bereich der Raumladungszone natürlich auch thermische Elektronen-Loch-Paare entstehen. Diese Elektronen werden natürlich auch im Potentialtopf gefangen. Bei Zimmertemperatur ist dieser Dunkelstrom so groß, daß die CCD innerhalb weniger Dutzend Sekunden bereits ihren Sättigungszustand erreicht. Deshalb sind bei handelsüblichen Digitalkameras auch keine langen Belichtungszeiten möglich. Astronomisch brauchbare CCD-Arrays werden aus diesem Grund gewöhnlich mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um das thermische Rauschen zu unterdrücken. Amateur-CCD's besitzen zumindest ein Peltier-Element, um den Chip bis zu 40° unter die Umgebungstemperatur zu kühlen.

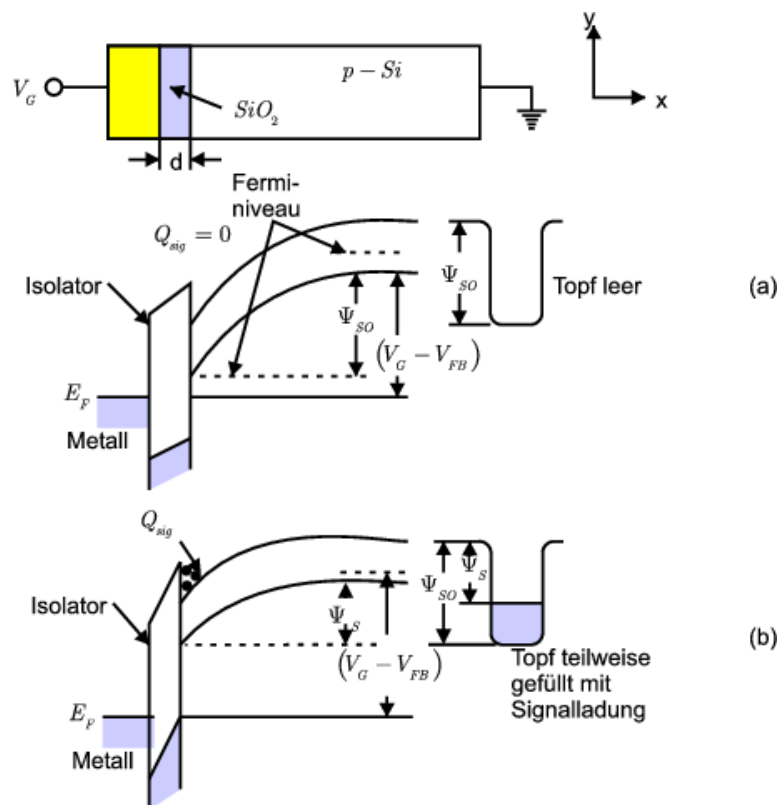
Ein aktives Element besteht aus drei der beschriebenen MOS-„Kondensatoren“, viele davon bilden eine CCD-Zeile und viele Zeilen wiederum die lichtempfindliche Fläche des Detektors. Während des Belichtungsvorgangs in der CCD-Kamera wird an das Gate der mittleren MOS-Struktur eine kleine positive Spannung angelegt. Die Gates der benachbarten MOS-Strukturen werden dagegen auf einer niedrigeren Spannung gehalten (z.B. 0 V). Auf diese Weise wird eine Potentialbarriere aufgebaut, welche die aktiven, d.h. ladungssammelnden MOS-Strukturen durch jeweils zwei Elektroden von ihren aktiven Nachbarn trennt. Indem man nach der Belichtung die Potentiale dieser Gates in einem bestimmten Regime ändert (Multiplexbetrieb, „*charge coupling*“), kann man erreichen, daß die gesammelten Ladungen von Element zu Element verschoben werden, bis sie am Rand der CCD-Zeile angelangt sind. Dort befindet sich die sogenannte Auslesespalte. Sie unterscheidet sich von einer normalen CCD-Spalte nur dahingehend, daß in ihr die Ladungen rechtwinklig zur bisherigen Richtung bewegt werden. Das letzte Element dieser Spalte ist schließlich mit einem Analog-Digital-Wandler verbunden, welcher die Größe der in diesem Pixel angesammelten Ladung digitalisiert, damit sie von einem Computer bearbeitet werden kann.

Die Auslesezeit ist ein wichtiger technischer Parameter. Sie muß so ausgelegt werden, daß das auf der CCD gespeicherte Ladungsmuster beim Lesevorgang nicht verwischt wird.

Das Ergebnis einer CCD-Aufnahme ist vom Prinzip her nichts weiter als eine Tabelle, die genauso viele Zeilen enthält wie die CCD Pixel hat. Dabei ist jedem Pixelindex eine ganze Zahl zugeordnet, die der angesammelten Ladung in dem entsprechenden CCD-Element proportional ist. Der Wertebereich dieser Zahlen hängt vom Auflösungsvermögen des verwendeten Analog-Digitalwandlers ab. Er bestimmt im Wesentlichen auch die Dynamik der CCD-Kamera (genauer, deren „Bildtiefe“). Eine Auflösung von 12 Bit liefert demnach einen Wertebereich von $2^{12} = \{0..4095\}$. Eine Auflösung von 2

Byte (=16 Bit) liefert Pixelwerte zwischen 0 und 65535. Die meisten in der Astronomie eingesetzten CCD-Kameras arbeiten mit dieser Auflösung.

Für die Speicherung astronomischer Bilddaten (aber auch Meßwerten von Radioteleskopen) hat man übrigens ein eigenes Datenformat entwickelt. Es wird als „Flexible Image Transport System“ bezeichnet oder kurz „FITS“ genannt. Es garantiert, daß überall auf der Welt Profiastronomen und Amateure in die Lage versetzt werden (z.B. über das Internet) einheitlich, geräteunabhängig und standardisiert auf die in diesem Format gespeicherten Daten zuzugreifen. Mittlerweile wird dieses Format auch von vielen Bildverarbeitungsprogrammen gelesen und verarbeitet.



Funktionsweise eines „CCD-Pixels“ im Bändermodell einer MOS-Struktur. Unter Einwirkung von Licht geeigneter Wellenlänge kann der „Potentialtopf“ mit Elektronen gefüllt werden, die aus dem Leitungsband stammen. Legt man an die MOS-Kondensatoren-Kette mit Hilfe eines Taktgenerators eine bestimmte Impulsfolge an, so läßt sich die darin angesammelte elektrische Ladung in Form von Paketen kontrolliert an der Oberfläche eines Si-Substrats zu einem Auslesepixel transportieren

CCD's können natürlich auch überbelichtet werden. Das ist dann der Fall, wenn in einem CCD-Element die Sättigungsladung erreicht ist oder – profan gesprochen – der Potentialtopf voll ist. Wird diese Sättigungsladung überschritten, dann laufen die überschüssigen Elektronen in die Potentialtöpfe der benachbarten Pixel. Auf Himmelsaufnahmen sieht man dann längliche, spitz zulaufende Streifen, die von einem hellen Stern ausgehen. Diese zumeist unerwünschte Erscheinung wird als „Blooming-Effekt“ bezeichnet. Moderne Sensoren sind häufig auch in einer Variante mit Blooming-Unterdrückung verfügbar. Durch spezielle Strukturen zwischen den lichtempfindlichen Elementen

lassen sich dort die überschüssigen Ladungen ableiten ohne daß sie die Nachbarpixel beeinflussen können. Das erfolgt jedoch auf Kosten der Empfindlichkeit und auf Kosten der Photometrie-genauigkeit.

Astronomisch genutzte CCD's bestehen aus ungefähr $1K \times 1K$ bis zu $8K \times 8K$ ($K=1024$) Pixeln, deren Größe zwischen $7\mu m$ und $20\mu m$ liegt. Im Vergleich zu Fotoplatten sind CCD's winzig klein. Das schränkt ihren Einsatz für Surveys entscheidend ein, soweit man nicht mehrere von ihnen zu größeren Arrays zusammenfaßt. Zur Untersuchung von Einzelobjekten sind sie dagegen der herkömmlichen Fotografie haushoch überlegen:

- § Die Quantenausbeute (=Effizienz des Detektors) erreicht im empfindlichen Wellenlängenbereich bis zu 90%, d.h. fast alle einfallenden Photonen führen zu einer Vergrößerung der Ladungsdichte in dem entsprechenden CCD-Element.
- § Die angesammelte Ladung ist der Intensität des einfallenden Lichts direkt proportional, d.h. es tritt kein Schwarzschild-Effekt auf.
- § Durch Kühlung kann man den Dunkelstrom soweit unterdrücken, daß sogar mehrstündige Belichtungszeiten möglich werden.
- § Das Signal-Rausch-Verhältnis läßt sich verbessern, wenn man viele relativ kurzbelichtete Aufnahmen rechentechnisch überlagert („aufaddiert“).
- § Die Spektrale Empfindlichkeit, die im roten Bereich bei Wellenlängen um 650 nm ihr Maximum hat, kann mittels spezieller Beschichtungen oder durch die Verwendung von „back illuminated CCD's“ bis in den UV-Bereich hin ausgedehnt werden.

Beim Einsatz einer CCD-Kamera sollte die Pixelgröße so gewählt werden, daß mehrere Pixel die Größe eines Seeingscheibchens (bzw. bei adaptiver Optik des effektiven Beugungsscheibchens) überdecken. Für manche Zwecke ist es auch sinnvoll, mehrere Pixel elektronisch zu einem „Superpixel“ zusammenzufassen, was man als „*Binning*“ bezeichnet. Man unterscheidet dabei zwischen Hardware-Binning und Software-Binning. Beim Hardware-Binning faßt man beim Auslesevorgang die Ladungen mehrerer Pixel zusammen, was letztendlich zu einem verbesserten Signal-Rausch-Verhältnis führt. Wenn es auf die Auflösung nicht so genau ankommt, kann man mit diesen Verfahren noch Lichtquellen sehr geringer Intensität nachweisen (Deep-Sky-Fotografie). Wenn man die Pixel erst im Zuge der Bildverarbeitung zusammenfaßt, spricht man vom Software-Binning.

Ein Rohbild („*science frame*“) muß auf jedem Fall noch nachbearbeitet werden, bevor es auf einem elektronischen Datenträger archiviert wird. Diese Korrektur besteht aus zwei Schritten deren Ziel es ist, Fehler durch eine umgebungs- und herstellungsbedingte ungleichmäßige Empfindlichkeit der Pixel auszugleichen (Flatfield-Korrektur) sowie um das thermische Rauschen in Abzug zu bringen.

Dunkelbild-Korrektur

Ein Dunkelbild erstellt man möglichst zeitnah mit der gleichen Belichtungszeit wie die eigentliche Aufnahme – nur mit völlig abgedecktem Chip. Auf diese Weise erfaßt man das thermische Rauschen über die Aufnahmefläche.

Flatfield-Korrektur

Mit der Flatfield-Korrektur kann man unterschiedliche Pixelempfindlichkeiten, die Auswirkungen von Staub auf optischen Flächen sowie eine ungleichmäßige Ausleuchtung des Chips durch Vignettierungs- und Beugungserscheinungen ausgleichen. Dazu wird lediglich eine gleichmäßig beleuchtete weiße Fläche aufgenommen. Das geschieht in der Regel auf die Weise, daß man vor Beginn oder am Ende der Beobachtungsnacht ein Stück Dämmerungshimmel aufnimmt und als Flatfield speichert.

Bei der Korrektur wird in einem Bildbearbeitungsprogramm (oder bereits in der Aufnahmesoftware) für jedes Pixel folgende Rechnung ausgeführt:

$$S_{\text{kor}}[m,n] = \frac{S[m,n] - D[m,n]}{F[n,m]} \quad [1.12]$$

D=Dunkelbild, F=Flatfield, S=Originalaufnahme, [m,n] Pixelindex Zeile-Spalte

Das korrigierte Bild ist dann das Bild, welches für die weitere wissenschaftliche Bearbeitung verwendet wird.

Bei langen Belichtungszeiten gelangt man bei helleren Sternen, die sich neben dem aufzunehmenden Objekt im Bildfeld befinden, sehr schnell in den Bereich der Pixelsättigung (Blooming). Dieser Effekt läßt sich vermeiden, wenn man eine Serie von relativ kurzbelichteten Aufnahmen aufaddiert. Außerdem verringert sich dabei das Rauschen mit $1/\sqrt{n}$, wenn n die Anzahl der Einzelaufnahmen ist.

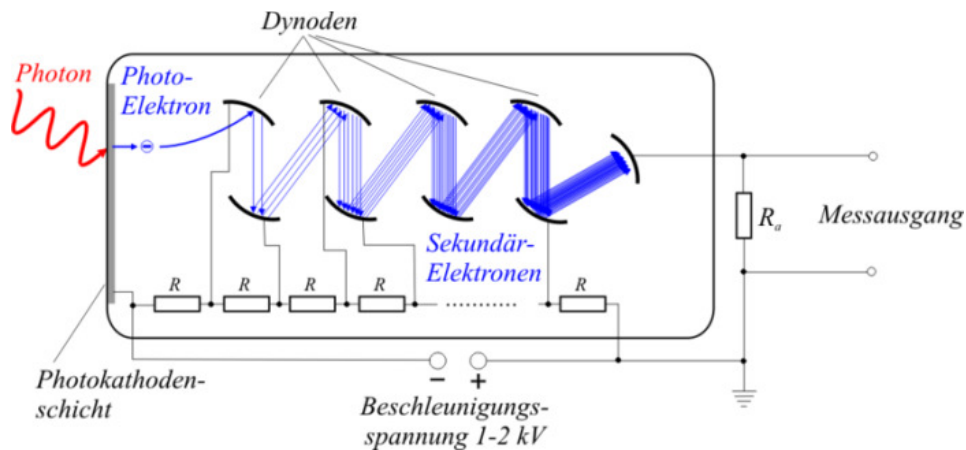
Sekundärelektronenvervielfacher (SEV)

Ein SEV oder Photomultiplier ist ein Gerät, welches auf dem äußeren lichtelektrischen Effekt beruht. Ein Photon löst aus einer Photokathode ein Elektron heraus, welches in einem elektrischen Feld beschleunigt wird und auf eine Prallanode – die sogenannte Dynode – trifft. Dort löst sie mehrere Sekundärelektronen heraus, die wieder beschleunigt werden und auf eine weitere Dynode treffen usw. bis sie zur letzten Elektrode – der Anode – gelangen. Durch diesen kaskadenartigen Prozeß kann das Eingangssignal bis auf das 100 Millionenfache verstärkt werden. Mit einer Quanteneffizienz von z.T. über 30% gehört der Photomultiplier deshalb mit zu den empfindlichsten optischen Strahlungsmeßgeräten, die bei der astronomischen Beobachtung zum Einsatz gelangen. Mit ihm kann man sogar einzelne Photonen nachweisen. Außerdem ist auch bei diesem Gerät – wie bei der CCD – das Ausgangssignal der einfallenden Lichtintensität direkt proportional. Die spektrale Empfindlichkeit reicht vom nahen Infrarot bis in den UV-Bereich und hängt in erster Linie vom Kathodenmaterial ab.

In der Astronomie wird er vornehmlich bei der Beobachtung veränderlicher Sterne bzw. unter Verwendung von Farbfiltern zur Mehrfarbenfotometrie eingesetzt. Besonders vorteilhaft ist der geringe Meßfehler, der häufig unter 1% gedrückt werden kann. Nachteilig ist, daß sich die Helligkeit immer nur von einem Stern zur gleichen Zeit messen läßt. Photomultiplier werden deshalb nach und nach – soweit sinnvoll – durch moderne CCD-Kameras ersetzt.

Sternphotometer montiert man so an ein Teleskop, daß der Stern in der Fokalebene genau in die Öffnung einer Lochblende abgebildet wird. Diese Blende verhindert, daß benachbarte Sterne bzw. der

Himmelshintergrund die Meßwerte verfälschen. Die Größe der Blende wird dabei so gewählt, daß auch die äußeren Bereiche des Beugungs- bzw. Seescheibchens darin noch Platz haben. In der Praxis haben sich für diesen Zweck Irisblenden bewährt. Hinter der Blende beginnt der Meßstrahlengang. In ihm werden u.a. Filter angebracht, wobei die spektralen Durchlässigkeiten der Filter so ausgewählt wird, daß sie in Kombination mit der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit der Photokathode des SEV die gewünschte Durchlaßkurven möglichst gut annähern. Eine Fabry-Linse projiziert schließlich das Sternbildchen leicht extrafokal auf eine kleine Fläche der Photokathode.



Schematischer Aufbau eines Photomultipliers

Mit Photometer hoher Zeitauflösung beobachtet man auch Sternbedeckungen durch den Mond. Aus den dabei während des Bedeckungsvorgangs entstehenden Beugungsmustern lassen sich z.B. die Winkeldurchmesser der Sterne, die bedeckt werden, ableiten. Man hat mit dieser Methode auch schon sehr enge Doppelsterne entdeckt.

Bolometer

Eine weitere Methode zur Strahlungsmessung beruht auf der Ausnutzung des thermoelektrischen Effekts, auch Seebeck-Effekt genannt. Wenn Strahlung – z.B. Wärmestrahlung – auf eine geschwärzte Fläche fällt, dann wird diese Strahlung absorbiert wodurch es zu einer geringfügigen Erwärmung kommt. Diese Erwärmung versucht man mit Hilfe von Bolometer zu messen.

Ein klassisches Bolometer (von griech. „bole“=Strahlung) ist im Wesentlichen ein Thermoelement, welches aus zwei verlöteten Metallen (z.B. Platin und Silber) besteht. Wird die z.B. mit Ruß geschwärzte Lötstelle durch Strahlung erwärmt, fließt ein elektrischer Strom (Thermostrom), den man verstärken und über eine Brückenschaltung messen kann.

Ein Bolometer kann Strahlung aller Wellenlängen aufnehmen, die von ihm absorbiert werden. Deshalb ist er auch für Messungen im Infraroten bis zum Millimeter- und Submillimeter-Bereich geeignet. Ein derartiges Bolometer wird unmittelbar in der Brennebene des Fernrohrs (oder Radiospiegels) angebracht. Um ein genaueres Signal zu erhalten, wechselt man in kurzer Folge zwischen Objekt und Himmelshintergrund hin und her (z.B. 10-mal pro Sekunde) und mißt die Differenz der beiden Signale.

Damit lassen sich Störeinflüsse, die durch die Fluktuationen in der Erdatmosphäre entstehen, verringern.

Um das thermische Rauschen auszuschalten, muß der Detektor entsprechend gekühlt werden.

An modernen Teleskopen setzt man Thermoelemente als Bolometer nicht mehr ein. Zur Strahlungsmessung werden spezielle Halbleiterbauelemente verwendet, die vom Prinzip her das Gleiche leisten. 1961 wurde von FRANK LOW ein Detektor entwickelt, der aus Gallium-gedopten Germanium besteht. Man muß ihn mit flüssigem Helium kühlen, damit er effektiv arbeiten kann. Gemessen wird eine Änderung des Widerstandes des Germanium-Kristalls sobald er sich durch Einwirkung von Infrarotstrahlung erwärmt. Die absorbierte Strahlungsenergie wird bei diesem Vorgang in Gitterschwingungen umgewandelt die wiederum das Widerstandsverhalten des Halbleiters beeinflussen.

In modernen Halbleiter-Bolometern bilden der Absorber und der Detektor eine Einheit. Eine größere Anzahl derartiger Komposit-Bolometer lassen sich sogar in einen bildgebenden 2D-Detektor zusammenfassen. Ein derartiger Detektor arbeitet z.B. in einem Wellenlängenbereich zwischen $2\mu\text{m} < \lambda < 5000\mu\text{m}$. Er muß jedoch mit flüssigen Helium ($0.4\text{ K} < T < 4.2\text{ K}$) gekühlt werden damit er optimal arbeiten kann.

Arrays von Halbleiterbolometer sind mit die wichtigsten Strahlungsmeßgeräte im Millimeter- und Submillimeterbereich. Ein Beispiel ist SCUBA („*submillimetre common-user bolometer array*“), welches am 15-Meter James-Clerk-Maxwell-Teleskop (JCMT, Mauna Kea, Hawaii, 4092 m Höhe) zum Einsatz kommt. Diese „Radioteleskop“ arbeitet im Wellenlängenbereich zwischen 0.3 und 2 mm und wird vornehmlich zur Untersuchung von Sternentstehungsgebieten im fernen Infrarot (Mikrowellenbereich) verwendet.

Moderne Entwicklungen in der Strahlungsmeßtechnik im infraroten Spektralbereich nutzen immer mehr quantenmechanische Effekte in supraleitfähigen Materialien aus. Auch die Entwicklung von höherauflösenden bildgebenden Bolometerarrays für die Submillimeter-Astronomie wird verstärkt vorangetrieben.

Analysegeräte

Elektromagnetische Strahlung ist die wichtigste Informationsquelle in der Astronomie. Zu ihrer Analyse wurden die verschiedensten Meßgeräte entwickelt, um aus ihren quantifizierbaren Eigenschaften die physikalischen Bedingungen am Ort ihrer Entstehung oder Modifikation abzuleiten. Dazu steht seit dem Beginn des Raumflugzeitalters dem Astronomen quasi das gesamte Frequenzband von der harten Gammastrahlung bis hin zu langwelligen Radiowellen zur Beobachtung zur Verfügung. Gerade die Frequenzbereiche, die von der Erdoberfläche aus aufgrund der Absorptionseigenschaften der Atmosphäre unzugänglich sind, haben in den letzten Jahrzehnten zu vielen überraschenden Entdeckungen geführt. Als ein besonders prägnantes Beispiel sei hier nur die Entdeckung der kosmischen Gammastrahlungsburster genannt.

Daneben wurden und werden weitere Informationsquellen erschlossen. Neben der kosmischen Partikelstrahlung sind die Neutrinos und nicht zuletzt die Gravitationswellen Gegenstand intensiver Forschung, die auch eine Herausforderung an die Technologie ihres Nachweises und ihrer Messung stellen.

In diesem Abschnitt sollen jedoch in erster Linie die Geräte und Methoden behandelt werden, die insbesondere in der optischen Astronomie zum Einsatz kommen und der Analyse von Licht dienen.

Spektrographen und Spektroskope

Astrophysik im Unterschied zur klassischen Astronomie wurde eigentlich erst möglich, nachdem GUSTAV ROBERT KIRCHHOFF (1824-1887) und ROBERT WILHELM BUNSEN (1811-1899) die Spektralanalyse auf eine experimentelle Grundlage stellten. Mit ihrer Hilfe ließen sich auf einmal Informationen über die stoffliche Zusammensetzung und über die physikalischen Zustandsgrößen der Himmelskörper, die ja von der Erde aus prinzipiell unerreichbar sind, gewinnen. Bis heute ist die Spektroskopie und Spektralanalyse eine außerordentlich wichtige Disziplin der beobachtenden Astronomie geblieben.

Unter Spektroskopie versteht man ganz allgemein die Zerlegung von Strahlung in ihre Bestandteile. Licht besteht z.B. aus einem Gemisch von elektromagnetischen Wellen verschiedener Frequenzen. Dieses Licht wird in einem Spektralapparat in ein Spektrum zerlegt, in dem die einzelnen Lichtanteile nach ihrer Frequenz (bzw. Wellenlänge) angeordnet sind.

Um ein optisches Spektrum zu erzeugen, kann man zwei verschiedene physikalische Prozesse ausnutzen: einmal die Brechung (z.B. unter Verwendung eines Glasprismas) und zum anderen die Beugung (unter Verwendung eines Beugungsgitters).

Bei einem Prismenspektrograph wird das Sternlicht durch ein Glasprisma geleitet. Nach dem Brechungsgesetz

$$n_i \sin \alpha = n_g \sin \beta$$

[1.13]

wird ein monochromatischer Lichtstrahl beim Durchdringen der Grenzfläche Luft (Brechungsindex $n_l \approx 1$) – Glas (Brechungsindex n_g) zum Lot hin gebrochen.

Da der Brechungsindex n_g dem Quadrat der Wellenlänge λ umgekehrt proportional ist, wird kurzwelliges Licht stärker zum Lot hin abgelenkt als langwelliges Licht.

Bezeichnet man ganz allgemein den Ablenkungswinkel mit ϑ , dann ergibt sich für die Winkeldispersion

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} \sim \frac{dn}{d\lambda} \quad \text{und wegen} \quad n \sim \lambda^{-2} \Rightarrow \frac{d\vartheta}{d\lambda} \sim \lambda^{-3} \quad [1.14]$$

Hieraus erkennt man schon den größten Nachteil eines Prismenspektrographen: Die Dispersionskurve ist nicht linear. Aus diesem Grund werden derartige Spektrographen in der astronomischen Praxis nur noch selten verwendet.

Ein Beugungsgitter als dispergierendes Element besitzt diesen Nachteil nicht. Es besteht aus einer großen Anzahl paralleler Striche (oder Stufen) mit einem Abstand d (der Gitterkonstante), die z.B. mit einem Diamanten auf eine planparallele Glasplatte geritzt sind.

Bezeichnet man mit ϑ_E den Einfallswinkel und mit ϑ_A den Ausfallswinkel, dann ergibt sich aus der Beugungstheorie für den Gangunterschied zwischen zwei benachbarten Strahlen:

$$(\sin \vartheta_A - \sin \vartheta_E) d = k \lambda \quad (k = \pm 1, \pm 2, \dots \rightarrow \text{Beugungsordnung}) \quad [1.15]$$

Praktisch ist die Anzahl der Ordnungen aus geometrischen Gründen begrenzt. Man kann leicht zeigen, das folgende Beziehung

$$k_{\max} = \frac{2d}{\lambda} \quad [1.16]$$

gilt. Nachteilig ist jedoch, daß die durch ein Beugungsgitter entstehenden Spektren bei größer werdenden k immer länger werden und dabei irgendwann überlappen. Durch konstruktive Maßnahmen (z.B. durch einen Predisperser bzw. mittels Farbfilter) läßt sich diese Überlappung bei höheren Ordnungen vermeiden.

Die Winkeldispersion ist natürlich auch abhängig von der Beugungsordnung und ergibt sich aus (1.15) durch Differentiation nach der Wellenlänge λ (ϑ_E als Konstante betrachten):

$$\frac{d\vartheta_A}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \vartheta_A} \quad [1.17]$$

Wie man sieht, ist sie im Gegensatz zu (1.14) wellenlängenunabhängig.

Eine weitere wichtige Kenngröße für ein optisches Gitter ist das Auflösungsvermögen. Es ist definiert durch den Quotienten aus Wellenlänge und dem gerade noch unterscheidbaren Wellenlängenintervall:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad [1.18]$$

Für ein Prisma mit der Basislänge b gilt

$$R = b \frac{n_g}{\Delta\lambda} \quad [1.19]$$

und für ein Gitter mit insgesamt N Strichen auf seiner Gesamtfläche

$$R = k N \quad [1.20]$$

Schon mit kleinen Beugungsgittern erhält man bei einer entsprechend hohen Strichzahl eine bedeutend bessere spektrale Auflösung als mit einem Glasprisma. In der Praxis werden Gitter mit 300 bis 1800 Linien pro Millimeter verwendet.

Beugungsgitter gibt es als Transmissionsgitter und als Reflektionsgitter. Bei den meisten an Teleskopen genutzten Spektrographen werden Reflektionsgitter verwendet. Dabei handelt es sich zumeist um sogenannte Blaze-Gitter, die in der Lage sind, bis zu 80% des Lichtes eines Objektes bevorzugt in einem Spektrum einer bestimmten Ordnung zu konzentrieren. Das erreicht man durch eine spezielle, sägezahnartige Form der Furchen.

Mit Blaze-Gitter, bei denen der Lichteintritt sehr schräg erfolgt, lassen sich in höheren Ordnungen ($k=50 \dots 100$) sehr große Dispersionen erzielen. Man bezeichnet derartige Gitter auch als Echelle-Gitter. Sie werden gern in ortsfesten Coude`-Spektrographen (s.u.) eingesetzt.

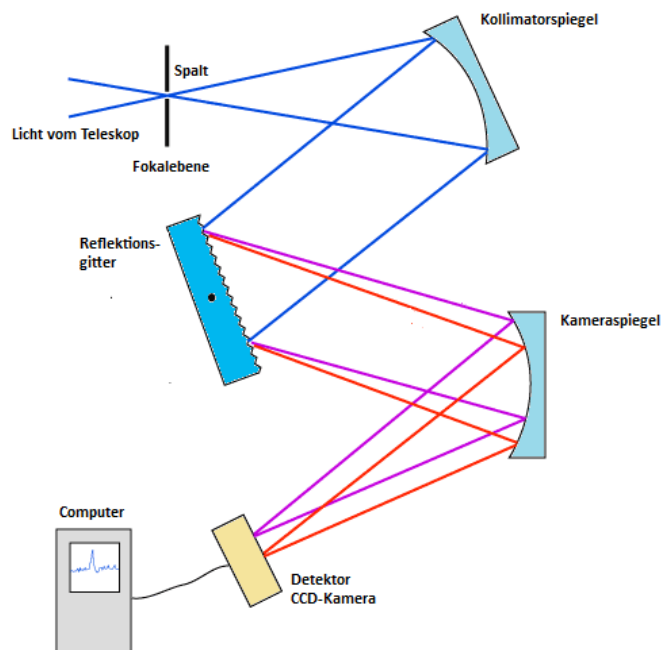
In der astronomischen Spektroskopie verwendet man überwiegend Spaltspektrographen, die vollständig aus spiegelnden optischen Bauteilen aufgebaut sind. Das Licht (z.B. eines Sterns) wird durch die Teleskopoptik auf einen schmalen Spalt fokussiert und mittels eines Kollimatorspiegels in ein entsprechend großes paralleles Lichtbündel umgewandelt, welches auf das schräg stehende Blaze-Gitter gelenkt wird. Dort erfolgt die spektrale Zerlegung des Lichts und das dabei entstehende Spektrum wird über eine weitere Optik (z.B. einer Schmidt-Kamera) auf den Detektor (welcher heute meistens ein CCD-Chip ist) abgebildet.

Spaltspektrographen werden oft am Cassegrain-, Nasmyth- oder Coude`-Fokus eines Teleskops betrieben. Coude`-Spektrographen können sehr große Ausmaße annehmen. Sie werden (um Meßfehler zu minimieren) in speziell temperierten Räumen unterhalb eines Teleskops aufgestellt. Durch ihr hohes spektrales Auflösungsvermögen erlauben sie die detaillierte Untersuchung von Sternspektren um z.B. über die Aufspaltung von Spektrallinien auf die Existenz und Größe von Magnetfeldern zu schließen (Zeeman-Effekt).

Das Auflösungsvermögen eines Spaltspektrographen wird von der Größe des parallelen Strahlungsbündels in Dispersionsrichtung bestimmt und ist damit abhängig von der konkreten Bauart des Spektrographen. In der Regel wird die Abbildungsoptik (also die Kamera) so dimensioniert, daß es das Strahlenbündel mit dem Durchmesser D vollständig aufnehmen kann. Das Auflösungsvermögen wird dann entsprechend (1.5) durch das erste Minimum der Beugungsfigur bestimmt. Ob sich dieses Auflösungsvermögen auch wirklich ausnutzen läßt, hängt natürlich auch noch von der Art des Detektors ab (Fotoplatte oder CCD-Array).

Zusätzlich zum Objektspektrum werden (meist ober- und unterhalb) Vergleichsspektren aufgenommen. Sie dienen sowohl der Wellenlängen- als auch der Intensitätskalibrierung. Zum Vergleich verwendet man häufig das Licht einer Neon-Eisen-Hohlkathode, deren Emissionsspektrum sehr genau bekannt ist.

Spaltspektrographen haben den Nachteil, daß man während der Beobachtungszeit i.d.R. nur von einem bestimmten Objekt ein Spektrum aufnehmen kann. Wenn es dabei nicht auf eine besonders große spektrale Auflösung ankommt, kann man anstelle eines Eintrittsspalt in der Fokalebene des Teleskops die Stirnfläche einer Glasfaser, wie sie z.B. in der Faseroptik verwendet wird, anordnen und durch dieses „Lichtleitkabel“ das Sternlicht auf den regulären Spalt eines Spaltspektrographen leiten. In dem man mehrere solcher Glasfasern verwendet, kann man simultan die Spektren einer ganzen Anzahl etwa gleichheller Objekte gewinnen. Das Hauptproblem ist dabei die Positionierung der Glasfasereintrittsflächen im Teleskop. Die technischen Lösungen reichen dabei von speziellen Lochmasken (wobei die Löcher, in denen dann später die Glasfasern stecken, entsprechend einer zuvor aufgenommenen Himmelsaufnahme an der Fokalposition der interessierenden Objekte gebohrt werden müssen) bis hin zu frei positionierbaren „Spinnen“, an deren „Fußspitzen“ die Glasfasern montiert sind. Während die erste Methode sehr aufwendig ist (für jedes zu untersuchende Objektfeld muß zuvor eine präzise Lochmaske hergestellt werden), ist die Zweite zwar – was die Mechanik betrifft – komplizierter, aber dafür lassen sich die Positionen der Glasfasereintrittsöffnungen relativ leicht mit entsprechenden Computerprogrammen kontrollieren. Letztere Methode hat sich besonders bei der Bestimmung der Rotverschiebung weit entfernter Galaxien bewährt. Sie ist sehr ökonomisch, da sich damit die Spektren von bis zu 100 Galaxien auf einmal aufnehmen lassen.



Typisches optisches Layout eines einfachen Gitterspektrographen. Der Kollimatorspiegel „begradigt“ das vom Spalt ausgehende Lichtbündel und reflektiert es auf das Beugungsgitter. Das von dort spektral aufgespaltene Licht wird vom Kameraspiegel auf den Detektor (heute meistens ein CCD-Chip) abgebildet, dessen Signal in einem Computer gespeichert und weiterverarbeitet wird.

Für große Spektraldurchmusterungen – insbesondere für Sterne – wurden lange Zeit Objektivprismenspektrographen eingesetzt. Dazu hat man einfach ein Glasprisma so vor das Objektiv eines Fernrohrs – meist eines Astrographen – angebracht, daß anstelle des Schwärzungsscheibchens eines Sterns ein zumeist kurzes Spektrum auf der Fotoplatte abgebildet wird. Auf diese Weise konnten sehr effektiv die Spektraltypen sehr vieler Sterne auf einer einzigen Himmelsaufnahme bestimmt werden. Detailuntersuchungen sind jedoch aufgrund der zu geringen Dispersionen auf diese Weise kaum möglich. Aber man kann leicht aus der riesigen Anzahl der Objekte, die auf einer Himmelsaufnahme abgebildet werden, die Interessanteren für Einzeluntersuchungen (wie Planetarische Nebel, Quasare, Emissionsliniensterne) herausfinden. Deshalb hat man z.B. auch viele große Schmidteleskope mit Objektivprismen meist geringer Dispersion (um die Reichweite möglichst wenig zu beeinflussen) ausgestattet. Am Karl-Schwarzschild-Observatorium der Landessternwarte Thüringen verwendet man beispielsweise ein schwachbrechendes Glasprisma mit einem brechenden Winkel von lediglich 0.5° (was bei 4 Meter Brennweite zu einer Dispersion von 250 nm/mm bei H_γ führt), um Objekte mit einer außergewöhnlichen Energieverteilung im Kontinuum (wie z.B. aktive Galaxien) aufzufinden.

Optische Filter

In der Astronomie muß man oft den Strahlungsfluß eines Himmelskörpers in einem mehr oder weniger begrenzten Frequenzbereich bestimmen. Im optischen Spektralbereich werden dafür Filter verwendet, die – vereinfacht gesagt - nur das Licht einer bestimmten Farbe hindurch lassen. Um z.B. die Farben von Sternen zu bestimmen, braucht man lediglich Himmelsfelder mittels bestimmter Kombinationen von Fotoemulsionen und mehr oder weniger breitbandigen Farbfiltern zu fotografieren. Je nach der Eigenfarbe (die ein Maß für ihre Oberflächentemperatur ist) werden die Sterne auf den einzelnen Fotoplaten mit unterschiedlichen Schwärzungen abgebildet. Die Differenz dieser Schwärzungen (ausgedrückt in Sternhelligkeiten) – der Farbenindex – ist dann ein Maß für eine wichtige physikalische Größe, nämlich der Oberflächentemperatur des Sterns. Auf dieser Methodik beruht die besonders in der Stellarastronomie wichtige fotografische Photometrie. Standardisierte Farbsysteme (wie das bekannte UBV-System nach Johnson) sind z.B. bestimmten Emulsion-Filterkombinationen zugeordnet. Natürlich können breit- und mittelbandige Farbfilter (die zumeist aus gefärbtem Glas oder in Glas eingeschlossener gefärbter Gelatine bestehen) auch mit CCD-Kameras und lichtelektrischen Photometern verwendet werden.

Schmalbandige Filter sind dagegen nicht ganz so leicht herzustellen. Bei einfacheren Aufgabenstellungen reichen manchmal Kombinationen von herkömmlichen Farbfiltern aus, um die Durchlaßfähigkeit für ein gegebenes Detektorsystem auf die gewünschte Art und Weise einzuschränken. Will man z.B. dagegen die Emission von Gasnebeln ausschließlich im Licht vom dreifach ionisierten Sauerstoff oder im H_α -Licht untersuchen, dann benötigt man Filter mit möglichst wenigen nm Durchlaßvermögen bei der gewünschten Wellenlänge. Derartige Schmalbandfilter lassen sich in Form von Interferenzfiltern realisieren. Genaugenommen stellen sie eine spezielle Bauform des sogenannten Fabry-Perot-Interferometers dar, einem Instrument, das wegen seiner hohen spektralen Auflösung auch nativ in der beobachtenden Astronomie eingesetzt wird.

Das zuerst 1897 von CHARLES FABRY (1867-1945) und ALFRED PEROT (1863-1925) vorgeschlagene Spektrometer besteht aus zwei fast (oder genau) planparallelen Glasplatten mit einem dünnen Luftspalt der Dicke d dazwischen. Diese Glasplatten sind auf den gegenüberliegenden Seiten schwach versilbert und zwar gerade so stark, daß noch ein kleiner Teil des schräg einfallenden Lichts durch die beiden Platten hindurchgeht, der überwiegende Anteil aber zwischen den Platten hin- und her reflektiert wird bis es schließlich doch noch austritt. Durch diese Reflektionen entstehen Gangunterschiede zwischen den Teilstrahlen die wiederum zur Interferenz der Teilstrahlenbündel führen. Da sich die meisten Wellenlängen dabei durch destruktive Interferenz auslöschen, wird nur Licht in einem sehr schmalbandigen Wellenlängenbereich hindurch gelassen, der wiederum vom Plattenabstand d abhängt. Projiziert man mit einer Optik die austretenden Strahlenbündel auf einen Schirm (oder Fotoplate), dann erkennt man dort ringförmige und z.T. sehr scharfe Interferenzbilder. Jeder Ring entspricht dabei einer bestimmten Beugungsordnung m .

Ein Interferenzfilter arbeitet ähnlich. Auf eine planparallele Glasplatte werden eine dünne Metallschicht, darüber eine Schicht aus einem transparenten dielektrischen Material und darüber eine weitere Metallschicht aufgebracht (z.B. durch Bedampfen im Vakuum). Diese Schichten werden i.d.R. durch eine weitere Glasplatte vor Umwelteinflüssen geschützt. Das dielektrische Material entspricht im Fabry-Perot-Interferometer dem Luftspalt und wird durch die Schichtdicke d und den Brechungsindex n charakterisiert. Beim senkrechten Lichteinfall gilt für den Gangunterschied zweier Strahlen $2nd$ und konstruktive Interferenz tritt unter folgender Bedingung auf:

$$2nd = m\lambda \quad m=1,2,3, \dots$$

Die Wellenlänge für das m -te Maximum ist also

$$\lambda_m = \frac{2nd}{m}$$

und der Abstand zwischen zwei Maxima

$$\Delta\lambda_m = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{2nd}{m(m+1)}.$$

Da es bei einem Interferenzfilter darauf ankommt, die Durchlaßfähigkeit bei einer bestimmten Wellenlänge λ_m – z.B. für die Wasserstoffemission H_α bei 656.3 nm – zu maximieren, muß man für einen möglichst großen Abstand der benachbarten Maxima $\lambda_{m\pm 1}$ sorgen. Das läßt sich technisch für kleine m und kleine Schichtdicken d (in der Größenordnung der gewünschten Wellenlänge) erreichen. Die Halbwertsbreite des Interferenzmaximums hängt dagegen stark von der Reflektionsfähigkeit der die dielektrische Schicht einschließenden Metallschichten ab. Maxima, die weiter von λ_m entfernt sind, können durch nachgeordnete Breitbandfilter (z.B. in Form des entsprechend eingefärbten Trägerglases) blockiert werden.

Für schmalbandige Interferenzfilter gibt es vielfältige Einsatzmöglichkeiten in der beobachtenden Astronomie. Bei der Sonnenbeobachtung – insbesondere der der Protuberanzen – haben enge H_α -

Filter die streulichtanfälligen Protuberanzenfernrohre mit eingebauter Kegelblende weitgehend verdrängt. Durch die Massenfertigung derartiger Filter sind die Preise auch so weit gefallen, daß ernsthafte Amateurastronomen die Sonne in engen Spektralfenstern (Bruchteile eines nm) fast ebenso gut beobachten können wie die Profiastronomen.

Was den Nachthimmel betrifft sind alle Objekte, die Emissionslinienspektren besitzen, mit schmalbandigen Filtern in Kombination mit photographischer – oder CCD-Technik sehr gut zu beobachten. Das betrifft insbesondere galaktische Emissionsnebel und viele planetarische Nebel. Dazu kommt noch der positive Effekt, daß diese Filter auch das von der irdischen Lichtverschmutzung herrührende Licht (z.B. der Quecksilber- und Natriumdampflampen) weitgehend abblocken. So kann man durchaus mit entsprechendem Equipment vom Dach eines Wolkenkratzers den schwachleuchtenden Californianebel im Sternbild Perseus fotografieren...

Polarimeter und Polarimetrie

Elektromagnetische Wellen sind gemäß den Maxwell'schen Gleichungen nichts anderes als sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitende periodisch veränderliche elektrische und magnetische Felder, deren Feldstärkevektoren **E** und **B** senkrecht aufeinander stehen:

$$\mathbf{k} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad [1.21]$$

Die Größe $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}$ nennt man Wellenzahlvektor. Seine Richtung ist durch die Richtung des Energieflusses, also der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle bestimmt (Vektor **n**). Aufgrund von (1.21) kann man den elektrischen Feldvektor **E** als Repräsentant der gesamten ebenen Welle auffassen (was eine Konvention ist) und dafür schreiben:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(kx - \omega t) \quad [1.22]$$

ω nennt man die Kreisfrequenz. Sie ist über die Dispersionsbeziehung $k = \omega/c$ mit dem Betrag des Wellenzahlvektors **k** und der Lichtgeschwindigkeit c (im Vakuum) verbunden.

Führt man ein kartesisches Koordinatensystem (**e_x**, **e_y**, **e_z**) mit der Richtung z als Ausbreitungsrichtung ein, dann läßt sich der Vektor (8.22) in bezug auf die Koordinatenachsen x und y (welche die sogenannten Polarisationssebene aufspannen) folgendermaßen zerlegen:

$$\mathbf{E}_y(z, t) = [E_{0,y} \cos(kz - \omega t - \varepsilon_1)] \mathbf{e}_y \quad [1.23]$$

$$\mathbf{E}_x(z, t) = [E_{0,x} \cos(kz - \omega t - \varepsilon_2)] \mathbf{e}_x$$

wobei $\delta = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ die Phasendifferenz ist.

Ist δ ein konstanter Wert, dann befinden sich beide Partialwellen in Phase und man sagt, daß die Welle linear polarisiert ist. Ist das nicht der Fall, dann handelt es sich um eine elliptisch polarisierte Welle.

In der Polarisationssebene bewegt sich die Spitze des Feldstärkevektors $\mathbf{E}$ entlang einer Ellipse, deren Lage und Form von dem Wert der Phasendifferenz abhängt (beträgt die Phasendifferenz genau 90° , dann spricht man von einer zirkularen Polarisation). So anschaulich eine Schwingungsellipse auch sein mag, sie gilt immer nur für einen konkreten Wellenzug. In der Astronomie hat man es aber immer mit einer Vielzahl von einander unabhängigen Wellenzügen zu tun, so daß sich eine quasi-statistische Behandlung anbietet. Unpolarisiertes Licht besteht demnach aus Wellen, deren Amplituden (= Intensität) und Phasenverschiebungen praktisch gleichverteilt sind. Abweichungen von dieser Gleichverteilung führen zu Licht unterschiedlichen Polarisationsgrades. Im Spezialfall des vollständig polarisierten Lichtes sind das Verhältnis der Amplituden der Komponenten und deren Phasenverschiebung zueinander konstant. Das bedeutet nichts anderes, als daß die Lage, das Achsenverhältnis und der Umlaufsinn der Schwingungsellipse erhalten bleiben.

Für die „statistische“ Beschreibung der Polarisation haben sich die sogenannten Stokes-Parameter bewährt. Sie werden im Folgenden mit den Buchstaben I, Q, U und V abgekürzt und hängen mit der Intensität der Strahlung, die bei bestimmten Polarisationsrichtungen gemessen werden, zusammen. Für diese Messungen verwendet man Polarisationsfilter, die entsprechend ihrer Ausrichtung in der Polarisationssebene nur bestimmte Lichtanteile hindurch lassen. Diese Anteile (Intensitäten) sollen wie folgt bezeichnet werden:

I_0 Durchlaßrichtung entlang der y-Achse

I_{45} Durchlaßrichtung 45°

I_{90} Durchlaßrichtung entlang der x-Achse

I_{135} Durchlaßrichtung 135°

I_{zr} Rechts zirkular polarisierter Anteil

I_{zl} Links zirkular polarisierter Anteil

Als Bezugsrichtung für die y-Achse der Polarisationssebene verwendet man in der Astronomie i.d.R. die Richtung eines Großkreises, der senkrecht zur Äquatorebene steht und zum nördlichen Himmelspol hin verläuft. Richtet man ein Polarisationsfilter genau in diese Richtung aus, dann entspricht die durchgelassene Lichtintensität (z.B. eines Sterns) dem Wert I_0 .

Daraus ergeben sich die Stokes'schen Parameter für die linearen Polarisationsanteile:

$$I = I_0 + I_{90} \quad (= I_{45} + I_{135})$$

$$Q = I_0 - I_{90} \quad [1.24]$$

$$U = I_{45} - I_{135}$$

Je nach dem Polarisationszustand einer Lichtquelle gibt es folgende Fälle:

Das Licht ist vollständig polarisiert

$$I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \quad [1.25]$$

Das Licht ist teilweise polarisiert

$$I > \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} = I^* \quad [1.26]$$

Das Licht ist unpolarisiert

$$Q=U=V=0 \quad [1.27]$$

Aus dem Verhältnis $\frac{I^*}{I}$ [1.28] läßt sich der Grad der Polarisation bestimmen, d.h. wie groß der Anteil der polarisierten Strahlungsintensität I_{pol} an der Intensität der Gesamtstrahlung I ist.

Die Polarisationsrichtung erhält man über folgende Beziehung aus den Stokes'schen Parametern:

$$\tan 2\gamma = \frac{U}{Q} \quad [1.29]$$

Der Polarisationswinkel wird dabei (analog dem Positionswinkel bei Doppelsternen) von Nord aus über Ost laufend gezählt.

Die Aufgabe der Polarimetrie ist es, den Polarisationsgrad und den Winkel γ für jeden Punkt der interessierenden Himmelsfläche (z.B. für einen Reflexionsnebel) zu bestimmen und in Karten festzuhalten.

Polarisiertes Licht enthält u.a. wertvolle Informationen über Magnetfelder (die geladene Staubteilchen ausrichten oder die Teilchen zur Emission von Synchrotronstrahlung veranlassen) und über die Natur lichtstreuender Teilchen (wie z.B. in Reflektionsnebeln oder zirkumstellaren Staubhüllen). Im Wesentlichen führen folgende Prozesse zur Entstehung polarisierten Lichts:

Synchrotronstrahlung: Elektronen, die sich in einem Magnetfeld spiralförmig entlang der Magnetfeldlinien bewegen, emittieren bevorzugt in das Innere eines Konus, dessen Achse mit der momentanen Bewegungsrichtung des Elektrons zusammenfällt. Diese Strahlung ist stark polarisiert wobei die Polarisationsrichtung senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes ist.

Streuung an Staubteilchen: Licht, welches an kleinen Staubteilchen gestreut wird (Mie- und Rayleigh-Streuung), wird polarisiert und zwar bevorzugt in die Richtung, die senkrecht auf der Ebene steht, die durch die Richtung der einfallenden Strahlung und der Streustrahlung aufgespannt wird.

Dichroitische Absorption: optisch anisotrope Staubteilchen (z.B. solche mit einer länglichen Form) absorbieren Licht unterschiedlicher Polarisationsrichtung unterschiedlich stark. Das führt dazu, daß unpolarisiertes Licht beim Durchgang durch Staubwolken, in denen die Staubteilchen mit ihrer langen Achse senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet sind, teilweise polarisiert wird.

Messungen der linearen Polarisation beruhen in der Astronomie auf Intensitätsmessungen unter Verwendung eines Analysators, dessen Durchlaßrichtung in 45°-Schritten gegenüber der Referenzrichtung gedreht wird. Polarisationsfilter werden bei professionellen Polarimetern nur noch

selten verwendet, da ihr Absorptionsvermögen zu groß ist. Man verwendet vielmehr spezielle Prismen aus einem doppelbrechenden Mineral wie z.B. Kalkspat. Bekanntlich wird in einem derartigen Kristall einfallendes Licht in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl gebrochen, die den Feldspat versetzt als parallele Strahlenbündel wieder verlassen. Diese Strahlenbündel haben die bemerkenswerte Eigenschaft, daß sie senkrecht zueinander vollständig polarisiert sind. In einem Nicolprisma sind zwei derartige Kalkspatprismen so zusammengesetzt, daß ein Strahl durch Totalreflektion eliminiert wird. Solch ein Prisma eignet sich sehr gut als Analysator. Als Empfänger hat man früher die Fotoplatte verwendet. Heute benutzt man dafür selbstverständlich CCD-Arrays.

Ein optisches Polarimeter besteht (ohne spezielle konstruktive Feinheiten zu betrachten) aus einem entweder drehbar gelagerten oder fest montierten Nicol-Prisma (bei einem fest montierten Analysator erreicht man die Drehung der Durchlaßrichtung durch ein vorgeschaltetes $\lambda/2$ -Plättchen aus Glimmer oder Gips) und einer CCD-Kamera. Mit dieser Anordnung werden insgesamt 4 Aufnahmen der interessierenden Himmelsgegend angefertigt, wobei die Durchlaßrichtung um jeweils 45° gedreht wird.

Die Auswertung dieser Aufnahmen, deren Ziel es ist, eine möglichst genaue Polarisationskarte des Himmelsausschnitts zu erstellen, ist sehr aufwendig und kann nur mit leistungsfähiger Rechentechnik und speziellen Bildbearbeitungsmethoden gemeistert werden. Neben den üblichen Bearbeitungsschritten wie Flatfield- und Dunkelfeldkorrektur kommen noch spezielle Reduktionsschritte. Sie dienen dazu die Effekte zu minimieren, die sich aus dem Fakt ergeben, daß die einzelnen Aufnahmen niemals unter völlig identischen Bedingungen aufgenommen werden können.

Aus (1.24), (1.28) und (1.29) berechnet man schließlich für jedes Bildelement (meist eine Zusammenfassung von mehreren Bildpunkten) den Polarisationsgrad und den Polarisationswinkel. Diese Arbeit wird von speziellen Bildverarbeitungsprogrammen übernommen. Als Ergebnis erhält man eine Polarisationskarte.

Polarisationsmessungen können prinzipiell natürlich in allen Wellenlängenbereichen durchgeführt werden. Besonders in der Radioastronomie gehört die Polarimetrie zu einer Standardmethode. Die Messung erfolgt z.B. mittels einer Dipolantenne, die man ähnlich wie ein Polarisationsfilter ausrichtet.

Polarimetrische Messungen im optischen Spektralbereich erfordern eine sehr genaue Kalibrierung der Meßapparatur. Es ist nicht einfach, die wenigen Prozent polarisierten Lichtes vom Himmelshintergrund (das wenn auch geringe Streulicht der Atmosphäre ist auch polarisiert) zu trennen. Außerdem darf die instrumentelle Polarisation nicht unbeachtet bleiben. Jede Reflektion an einer spiegelnden Oberfläche, die nicht rotationssymmetrisch zu einer Achse ist, macht den Einsatz eines Polarimeters unmöglich. Deshalb ist ihr Einsatz bei Spiegelteleskopen auf den Primärfokus oder den Cassegrain-Fokus beschränkt.

Optische Interferometrie

Das Auflösungsvermögen eines Teleskops hängt (von den Störungen der Erdatmosphäre einmal abgesehen) von seiner Öffnung (Apertur) und von der Wellenlänge des Lichts ab, das beobachtet wird. Wie bereits beschrieben, ist dafür der Abstand des ersten Minimums des Beugungsscheibchens zu seinem Zentrum ausschlaggebend. Wenn zwei (gleichhelle) Doppelsterne einen Abstand haben, bei dem der jeweils erste Beugungsring des einen Sterns mit dem des anderen zusammenfällt, dann erfüllen sie das Rayleigh-Kriterium und werden gerade aufgelöst. Bei Großteleskopen begrenzt leider die Erdatmosphäre das praktische Auflösungsvermögen. Man kann aber durch den Einsatz adaptiver Optik Bedingungen herstellen, bei denen auch irdische Teleskope zumindest im infraroten Spektralbereich nahezu beugungsbegrenzt arbeiten. Auf diese Weise ist es möglich, bezüglich des Auflösungsvermögens in Bereiche der Größenordnung von einigen 10 Millibogensekunden vorzustoßen (10 Meter-Keck-Teleskope).

Um das Auflösungsvermögen noch weiter zu steigern, nutzt man die moderne Version einer Idee aus, die von dem französischen Physiker ARMAND HIPPOLYTE LOUIS FIZEAU (1819-1896) stammt und die man als astronomische Interferometrie bezeichnet. Seine (später von ABRAHAM A. MICHELSON (1852-1931) verbesserte) Methode soll im Folgenden kurz erläutert werden, da man mit ihr selbst mit kleinen Amateurgeräten Abstände von hellen Doppelsternen sehr genau vermessen kann.

Wenn man ein Teleskop verwendet, dessen freie Öffnung bis auf zwei Lochblenden (entsprechend dem klassischen Doppelspaltexperiment) abgedeckt ist, dann erhält man in der Brennebene von einem i. A. nichtauflösbaren Stern ein Beugungsscheibchen mit einem Muster aus hellen und dunklen Streifen. Diese Streifen werden als „*Fringes*“ bezeichnet. Ist a der Mittenabstand der beiden Lochblenden, dann gilt für den Streifenabstand φ :

$$\varphi = \frac{\lambda}{a} \quad [1.30]$$

Durch eine Veränderung des Lochabstandes kann man demnach auch die Anzahl der Streifen auf einem Beugungsscheibchen verändern wobei sich der Fringe-Abstand φ verkleinert wenn der Lochabstand vergrößert wird.

Hat man es anstelle eines Sterns mit einem Doppelstern zu tun, dessen Abstand größer ist als das theoretische Auflösungsvermögen des Teleskops (d.h. wenn a ungefähr der Apertur entspricht), dann überlagern sich die Interferenzmuster dieser beiden Sterne. Ist s der Winkelabstand der beiden Komponenten, dann kommt es bei günstig gewählten a zu dem Effekt, dass ein heller Streifen der einen Komponente mit einem dunklen Streifen der anderen Komponente zusammenfällt. Im Okular macht sich das dadurch bemerkbar, daß der Kontrast zwischen den hellen und dunklen Streifen stark abnimmt. Die Bedingung für das Zusammenfallen von Minima und Maxima ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$a_{\min}(n) = \frac{(2n-1)\lambda}{2s} \quad [1.31]$$

Während bei einem Einzelstern bei Vergrößerung von a die Fringes immer enger werden, vermindert sich der Kontrast V zwischen Minima und Maxima bei der Auflösung eines Doppelsterns bei ganz bestimmten Basislängen a .

Den Kontrast V (oder besser die „visibility“) kann man auch photometrisch bestimmen, da viele Fringes die Intensität des Beugungsscheibchens verringern. In der Praxis wird deshalb häufig die Größe

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad [1.32]$$

über den Lochabstand a aufgetragen. V liegt zwischen 0 (keine Fringes) und 1 (voller Kontrast). Gewöhnlich benutzt man jedoch das Verhältnis V/V_R , wobei V_R die Visibility einer eindeutigen Punktquelle ist, die zur Kalibrierung mit gemessen wird.

Wenn man die Position der beiden Lochblenden entsprechend dem Positionswinkel des Doppelsterns ausgerichtet hat, kann man mit einem Photometer bei verschiedenen a die Helligkeit des Sterns messen und daraus V berechnen. Beobachtet man visuell (bei möglichst hoher Vergrößerung), versucht man den Lochabstand so zu wählen, daß das Fringe-Muster auf dem Beugungsscheibchen verschwindet. Aus a kann dann mit (1.31) der Abstand der beiden Sterne berechnet werden. Für $n=1$ und s in Bogensekunden folgt für eine Wellenlänge von $\lambda = 550 \text{ nm}$ folgende Formel:

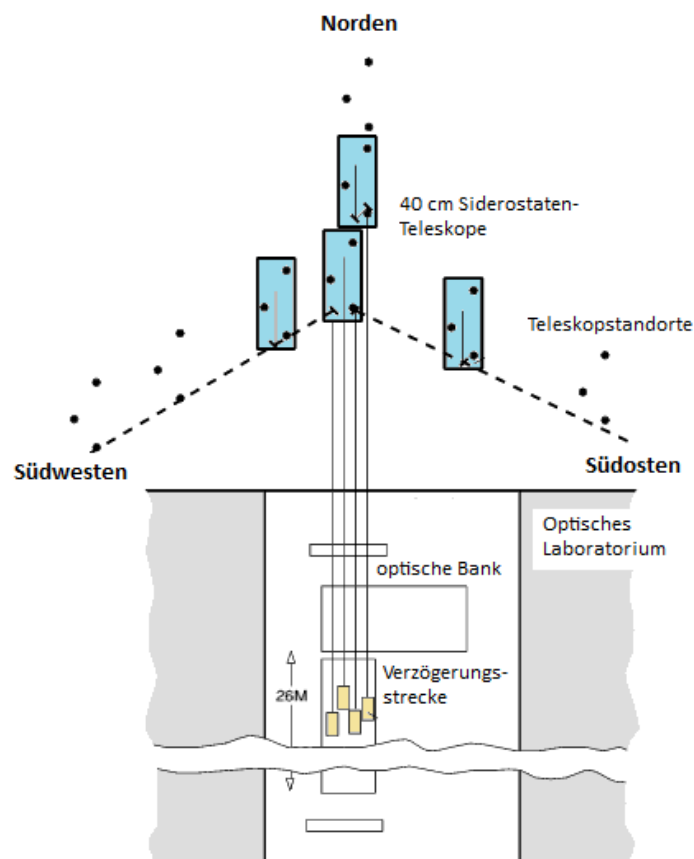
$$s = \frac{57.24}{a} \quad [a \text{ in mm}] \quad [1.33]$$

Mit einem Spiegelteleskop von 20 cm Öffnung (größere Öffnungen führen aufgrund des Seeings zu Problemen) kann man ungefähr gleichhelle Doppelsterne bis zu einem Abstand von $s=0.35''$ nach dieser Methode trennen. Bei visuellen Beobachtungen ist es außerdem günstig, an Stelle der Lochblenden rechteckige Spalte zu verwenden, wodurch man mehr Licht zur Verfügung hat und die Fringes besser sieht.

Mit diesen verblüffend einfachen Verfahren kann man nicht nur die Distanz von Doppelsternen messen. Bereits 1891 konnte ALBERT A. MICHELSON nach dieser Methode die Winkeldurchmesser der 4 hellen Jupitermonde bestimmen. 29 Jahre später hatte er die Gelegenheit, seine Messung an hellen Sternen am damals größten Spiegelteleskop der Welt – dem 2.5 Meter Hooker-Spiegel auf dem Mt. Wilson in Kalifornien – zu wiederholen. Um die Öffnung des Teleskops künstlich zu vergrößern, befestigte er zwei rechtwinklige Ablenkspiegel an einer 6.1 Meter langen Trägerkonstruktion, von wo das Sternlicht über weitere Hilfsspiegel in das Teleskop gelenkt wurde. Zusammen mit FRANCIS G. PEASE (1881-1938) gelang es ihm mit dieser Interferometeranordnung den Durchmesser des Roten Riesensterns Beteigeuze im Sternbild Orion zu bestimmen. Seitdem hat sich die Technik um Größenordnungen weiterentwickelt. Mit den 10 Meter-Keckteleskop auf Hawaii kann man mit Hilfe der adaptiven Optik nicht nur Beteigeuze als Scheibchen abbilden. Auf diesen Scheibchen sind sogar Strukturen in der Sternatmosphäre auszumachen.

Der nächste große Quantensprung in der optischen Interferometrie war das kohärente Zusammenführen des Lichtes von zwei Einzelteleskopen. Was einfach klingt, ist in der Praxis nur schwer und mit riesigem technischem Aufwand zu realisieren. Die Kohärenzbedingung – das Lichtwellen möglichst

phasengleich am Detektor eintreffen müssen, damit sie interferieren – ist bei einem Fernrohr mit einem Objektiv (Linse oder Spiegel) automatisch erfüllt (genaugenommen bestimmt diese Bedingung die Lage des Fokus). Benutzt man zwei (oder mehrere) separate Teleskope, dann ist diese Bedingung schwieriger zu erfüllen. Die Wellenfront einer praktisch ebenen Kugelwelle, die von einem Stern auf der Erde eintrifft, erreicht die beiden Teleskope niemals exakt gleichzeitig (die Weglängen sind unterschiedlich). Man muß also mit technischen Hilfsmitteln versuchen, die von den Teleskopen gelieferten beiden Teilstrahlen wieder in Phase zu bringen. Das erfolgt über eine sogenannte Verzögerungsstrecke. Dahinter verbirgt sich eine Anordnung von z.T. beweglichen Planspiegeln, mit deren Hilfe man den Lichtweg eines Teileteleskops so anpassen kann, daß die beiden Teilstrahlen – über einen halbdurchlässigen Spiegel wieder vereint - interferieren können. Daß dieses Verfahren in der Praxis auch wirklich funktioniert, konnte 1974 A.LABEYRIE eindrucksvoll zeigen. Als Prototyp für ein optisches Interferometer gilt das „*Optical Aperture Synthesis Telescope*“, kurz COAST genannt, der Universität Cambridge (UK). Es arbeitet z.Z. mit vier 40 cm Cassegrain-Teleskopen im roten und nahen infraroten Spektralbereich bei einer Basislänge von bis zu 100 Metern. Sie sind parallel zum Horizont exakt in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet und erhalten ihr Sternlicht über Siderostatenspiegel. Alle vier zusammen bilden eine Ypselon-artige Struktur, wie man sie auch von Radiointerferometeranordnungen her kennt.



Aufbau des COAST-Interferometers. Die von den vier Teleskopen ausgehenden Teilstrahlen werden an einer optischen Bank im Inneren eines thermisch stabilisierten optischen Laboratoriums phasenstabilisiert zusammengeführt und dort zur Interferenz gebracht. © University Cambridge, Cavendish Astrophysics

Der Raum, in dem die Vereinigung der Teilstrahlen zu einem Interferogramm erfolgt, ist 32 m lang und 6 m breit. Er enthält eine optische Bank, auf dem sowohl die Instrumente zur Überprüfung und Korrektur der genauen Strahlausrichtung als auch die Verzögerungsstrecken für die einzelnen Teilstrahlen aufgebaut sind.

Zu diesen Geräten gehören auch frequenzstabilisierte Laser, mit denen die präzise Länge der Lichtwege in der Verzögerungsstrecke überwacht wird.

Neben der extrem genauen Justierung aller optischen Komponenten gilt es die durch die Erdatmosphäre verursachten Effekte – insbesondere das Seeing – auszuschalten. Man benutzt dazu wie bei Großteleskopen die adaptive Optik. Luftturbulenzen führen aber zu einem noch schwerer beherrschbaren Effekt. Aufgrund des wechselnden Brechungsindex der Luftschichten bzw. der Turbulenzzellen in der Erdatmosphäre kommt es zu einer zufälligen und nicht vorhersagbaren Änderung der Lichtlaufzeiten der Lichtwellen, die durch die einzelnen Teildeckelekope laufen. Dadurch wird die Entstehung eines Interferenzbildes erschwert, weshalb eine Korrektur unumgänglich ist. Alle diese Effekte führen dazu, daß letztendlich für die Messung eines Interferenzsignals nur wenige Millisekunden zur Verfügung stehen.

Der Kontrast zwischen den Interferenzstreifen wird von den Eigenschaften des kosmischen Objekts bestimmt, welches beobachtet wird. Er hängt z.B. von der räumlichen Ausdehnung der Lichtquelle (z.B. dem Sterndurchmesser oder dem Winkelabstand bei Doppelsternen) und von der Länge und Orientierung der Basislinien ab. Man nutzt nun aus, daß die Erde um ihre Achse rotiert, wodurch sich die Lage der Basislinien kontinuierlich in bezug auf das Beobachtungsobjekt ändern. Auf diese Weise erhält man Meßreihen, aus denen auf die Eigenschaften des Objekts geschlossen werden kann.

Wenn man – wie bei COAST – mehrere Teildeckelekope zu einem Interferometer zusammenschaltet, dann läßt sich das Prinzip der Apertursynthese anwenden, um rechnerisch aus den Interferenzdaten (Fringes) echte zweidimensionale Bilder der Beobachtungsobjekte zu erhalten. Dazu wird das mathematische Verfahren der Fouriertransformation angewendet. Nach dem van Cittert-Zernike-Theorem stellt die Visibilität V (1.32) die Amplitude der Fourier-Transformierten der Quelle dar. Um ein Bild über die reverse Fouriertransformation zu rekonstruieren, benötigt man noch Informationen über die Phase der Fringes. Diese Information ist jedoch aufgrund der Luftturbulenzen nur schwer zu erhalten (wenn sich Turbulenzzellen über die Teleskopaperturen hinwegbewegen, verschieben sich die Phasendifferenzen der einzelnen Teilstrahlen auf eine zufällige Art und Weise). Benutzt man jedoch mehr als zwei Teleskope, dann läßt sich aus der relativen Lage der Fringes untereinander die gewünschte Information erhalten (die Phasenfehler heben sich in der Summe auf). Diese von der Radioastronomie her bekannte Methode wird genauso wie die erwähnte Summe als „Closure Phase“ bezeichnet. Mißt man diese Summe (die vom Zustand der Atmosphäre unabhängig ist) für verschiedene Interferometeranordnungen, dann kann man daraus mit Hilfe eines Computers das Bild der Quelle rekonstruieren.

Optische Interferometrie ist längst dem reinen Experimentalstadium entwachsen. Weltweit sind schon über ein Dutzend derartiger Anlagen im Einsatz. Besonders erwähnenswert sind die Interferometer, die zusammen mit den größten Teleskopen der Welt betrieben werden: den 10 Meter-Keckteleskopen auf Hawaii und dem VLT der ESO in Chile. Und nicht zu vergessen, das „*Large Binocular Telescope*“

auf dem Mt. Graham in Arizona, dessen „*First Light*“ im Jahre 2004 stattfand. Bei diesem Teleskop sitzen zwei 8.4 Meter Spiegel dicht nebeneinander und ihr Licht soll im Interferometer-Modus durch leistungsfähige adaptive Optiken stabilisiert und dann interferometrisch kombiniert werden. Man erwartet damit bedeutend schärfere Bilder (auch von lichtschwachen Objekten) als es derzeit das Hubble-Weltraumteleskop zu liefern vermag.

Die Einschränkungen und Schwierigkeiten, die sich durch die Erdatmosphäre ergeben, sollen durch ehrgeizige Projekte im Weltraum umgangen werden. Z.Z. sind gleich mehrere Interferometer-Projekte in der Planung und z.T. in der Ausführungsphase. Die Entwicklung des „Terrestrial Planet Finder“, den die NASA 2014 starten möchte, wird sogar von der interessierten Öffentlichkeit wahrgenommen. Ziel ist es, mit interferometrischen Methoden (genaugenommen dem interferometrischen Nulling, bei dem ein Stern durch destruktive Interferenz ausgeblendet werden kann) erdähnliche Planeten bei benachbarten Sternen nachzuweisen. Ob er aber jemals in der angedachten Form gebaut und gestartet wird, ist längst noch nicht entschieden.

Vom wissenschaftlichen Standpunkt aus betrachtet gibt es eine Vielzahl von astronomischen und astrophysikalischen Fragestellungen, die mit optischen Interferometern zu bearbeiten sind. Dabei kristallisieren sich folgende Schwerpunkte heraus:

- § Astrometrische Vermessung von Doppelsternen und deren Bahnbestimmung, Ableitung von Sternmassen (Beispiele: α Aur, β Aur, π And...)
- § Parallaxenmessungen (man erreicht höhere Genauigkeiten als mit Hipparcos)
- § Bestimmung von Sterndurchmessern (z.B. Beteigeuze, Proxima Centauri), Ableitung von Rotationsparametern von Sternen (z.B. Abplattung von α Aqu (Atair)), periodische und nichtperiodische Radiusänderungen (z.B. bei Mira- und δ Cephei-Sternen)
- § Oberflächenstrukturen naher Sterne (z.B. Beteigeuze)
- § Nachweis und Vermessung von zirkumstellaren Staubscheiben (z.B. um α Lyr (Wega)), Masseausflüsse und Jets
- § Beobachtung von protostellaren Sternscheiben, Sternentstehung
- § Nachweis von Planeten und Braunen Zwergsternen um nahe Sterne, Bestimmung ihrer Größe und Masse
- § Auflösung und Strukturuntersuchungen an galaktischen Kernen, Vermessung von Gravitationslinsen (insbesondere Micro-Lensing)
- § Beobachtungen von Novae und Supernovae

Astronomie im kurzwelligen Spektralbereich

Mit der Untersuchung von kurzweiliger ($\lambda < 300 \text{ nm}$) elektromagnetischer Strahlung eröffnet sich dem Astronomen das Gebiet der hochenergetischen Vorgänge im Kosmos. Ein für die Astronomen bedauerlicher und für alle anderen Lebewesen der Erde erfreulicher Umstand ist, daß diese kurzweilige Strahlung ab der Absorptionskante des Ozons (der manchen Sonnenbrand vermeiden hilft) bei ca. 300 nm vollständig von der Erdatmosphäre abgeblockt wird. Oder anders ausgedrückt, die Erdatmosphäre ist für kurzweilige elektromagnetische Strahlung vollkommen undurchsichtig. Um Astronomie in diesem Spektralbereich zu betreiben, muß man zumindest die Ozonschicht in 25 km Höhe unter sich lassen oder die Meßinstrumente gleich außerhalb der Erdatmosphäre plazieren: Gamma-, Röntgen- und UV-Astronomie ist deshalb genaugenommen erst mit der Raumfahrt möglich geworden.

Dazu kommt noch, daß die Beobachtungsgeräte, wie sie in der optischen Astronomie Verwendung finden, im kurzwelligen Bereich unbrauchbar sind. UV-Strahlung wird beispielsweise bereits in normalen optischen Linsen vollkommen absorbiert (spezielle Fluorit-Optiken einmal ausgenommen). Lediglich das nahe UV (NUV) kann außerhalb der Erdatmosphäre mit Spiegelteleskopen, die nur reflektierende Flächen zur optischen Abbildung benutzen, noch recht gut beobachtet werden (Beispiel: Hubble-Teleskop). Für Röntgen- und Gammastrahlung sind auch sie nicht geeignet.

Die Emission von kurzweiliger elektromagnetischer Strahlung ist immer ein Zeichen extrem energetischer Vorgänge. Man kann das leicht zeigen, wenn man von der thermischen Strahlung eines schwarzen Körpers der Temperatur T ausgeht, welche durch das berühmte Planck'sche Strahlungsgesetz beschrieben wird:

$$I_{\lambda} = \frac{2 h c^2}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{h c}{k \lambda T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad [1.34]$$

I_{λ} ist die wellenlängenabhängige Intensität der Strahlung (in $\text{W m}^{-2} \text{m}^{-1} \text{sterad}^{-1}$), k die Boltzmannkonstante, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit. Berechnet man daraus das Strahlungsmaximum (durch Differentiation und Null-Setzen der Ableitung), dann erhält man das Wien'sche Verschiebungsgesetz, daß einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ_{max} des Intensitätsmaximums und der Temperatur T des Strahlers herstellt:

$$T \lambda_{\text{max}} = 0.0028978 \text{ [Km]} \quad [1.35]$$

Dem kurzwelligen elektromagnetischen Spektrum entsprechen damit folgende Temperaturbereiche:

Strahlung	Wellenlängenbereich	Temperaturbereich [in K]
Nahes UV (NUV)	400 nm – 100 nm	$7.24 \cdot 10^3 - 2.89 \cdot 10^4$
Extremes UV (EUV)	100 nm – 10 nm	$2.89 \cdot 10^4 - 2.89 \cdot 10^5$
Weiche Röntgenstrahlung	10 nm – 0.1 nm	$2.89 \cdot 10^5 - 2.89 \cdot 10^7$
Harte Röntgenstrahlung	0.1 nm – 0.01 nm	$2.89 \cdot 10^7 - 2.89 \cdot 10^8$
Gammastrahlung	< 0.01 nm	$> 2.89 \cdot 10^8$

Der Temperaturbereich der kosmischen Gammastrahlung liegt dabei in einem Wertebereich, der bis auf wenige Ausnahmen (z.B. bei Supernovaexplosionen) einen thermischen Ursprung sehr unwahrscheinlich werden läßt. Es existieren aber durchaus einige nichtthermische Strahlungsmechanismen, welche die Erzeugung extrem kurzwelliger Gammastrahlung ermöglichen.

Bei hohen Energien ist die der Wellenlänge λ entsprechende Photonenenergie i.d.R. aussagekräftiger. Drückt man die Photonenenergie entsprechend der bekannten Beziehung $E_\gamma = h\nu$ in [eV] aus, dann kann (1.35) folgendermaßen geschrieben werden:

$$E_\gamma \lambda = 1.24 \cdot 10^6 \quad [1.36]$$

wobei $1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ist.

Der Zusammenhang mit der Temperatur T läßt sich dann leicht über das Stefan-Boltzmann'sche Gesetz herstellen:

$$E = \sigma T^4 \quad [1.37]$$

Es folgt durch Integration aus (1.34), wobei die Strahlungskonstante σ die Zusammenfassung einiger universeller Konstanten ist:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4} \quad [1.38]$$

Kurzwellige Strahlung ist in der Astronomie nicht immer thermische Strahlung. Häufiger beobachtet man eine Strahlung, die als magnetische Bremsstrahlung oder Synchrotronstrahlung bekannt ist. Ihr Charakteristikum ist ihre fast 100% lineare Polarisation und das sie im gesamten elektromagnetischen Spektralbereich – von der kurzwelligen Gammastrahlung bis hin zur langwelligen Radiostrahlung – zu beobachten ist. Sie ist an die Existenz von Magnetfeldern gebunden.

Sie entsteht, wenn sich Elektronen (andere geladene Teilchen sind bei astronomischen Strahlungsprozessen zu vernachlässigen) schraubenförmig entlang von Magnetfeldlinien bewegen. Im nichtrelativistischen Fall gilt z.B. für die Bewegungsgleichung einer Ladung mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}$ in einem homogenen Magnetfeld $\mathbf{B}$ folgende Beziehung (Lorentz-Kraft):

$$\mathbf{F} = q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad [1.39]$$

Dabei stellt die magnetische Kraft $\mathbf{F}$ für die Ladung q eine Zentralkraft dar, wenn sie sich antiparallel zum Magnetfeld bewegt. Es genügt für die folgende Argumentation, wenn nur die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld $\mathbf{B}$ berücksichtigt wird. Die Komponente parallel zu $\mathbf{B}$ liefert im Kreuzprodukt (1.43) keinen Beitrag, so daß man skalar

$$F = q v_\perp B \quad [1.40]$$

schreiben und die Kraft der Zentrifugalkraft gleichsetzen kann:

$$\frac{mv_\perp^2}{r} = q v_\perp B$$

Daraus ergibt sich sofort der Bahnradius r_L der Ladung q bei ihrer meist schraubenförmigen Bewegung (wenn $v_{\parallel} > 0$) um die Magnetfeldlinien (Larmor-Radius):

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}$$

Die Umlauffrequenz ω (Larmor-Frequenz) beträgt dann:

$$\omega = \frac{qB}{m} \quad [1.41]$$

wobei im Falle eines Elektrons q die Elementarladung $e = -1.602 \cdot 10^{-19}$ C und m die Elektronenmasse $m = 9.109 \cdot 10^{-31}$ kg ist. Da es sich bei dieser Bewegung um eine beschleunigte Bewegung handelt, ist die Ladung entsprechend den Maxwell'schen Gleichungen gezwungen, elektromagnetische Strahlung mit der Frequenz (1.45) zu emittieren. Diese Strahlung nennt man im nichtrelativistischen Fall ($v \ll c$) Zyklotronstrahlung.

In der Astronomie hat man es aber zumeist mit sogenannten „relativistischen“ Elektronen zu tun, deren Geschwindigkeiten nahe an der Lichtgeschwindigkeit c liegen. In diesem Fall muß die relativistische Massenzunahme im Ansatz für die Lorentz-Kraft mit berücksichtigt werden. Bezeichnet man wie üblich mit γ den Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

dann modifiziert sich (1.41) zu

$$\omega = \frac{1}{\gamma} \frac{eB}{m_0} \quad [1.42]$$

wobei m_0 die Ruhemasse des Elektrons ist. Die Strahlung, die relativistische Elektronen aussenden, nennt man Synchrotronstrahlung. Die Besonderheit von dieser Strahlung ist, daß sie in Bewegungsrichtung stark gebündelt und vollständig linear polarisiert emittiert wird. Man nutzt übrigens genau diese Eigenschaften aus, um Synchrotronstrahlungsquellen von thermischen Strahlungsquellen zu unterscheiden. Den Polarisationsgrad kosmischer Strahlungsquellen beschreibt man häufig mittels der sogenannten Stokes-Parameter (1.24).

Die exakte Theorie der Synchrotronstrahlung ist im Einzelnen sehr kompliziert. Das Spektrum besteht z.B. aus dicht benachbarten Emissionslinien, die aber gewöhnlich so dicht liegen, daß sie zu einem Kontinuum verschmiert werden. Die Intensitätsverteilung läßt sich dann näherungsweise durch ein Potenzgesetz der Form

$$I_{\omega} \sim \omega^{-\alpha} \quad [1.43]$$

darstellen.

Hochenergetische Synchrotronstrahlung findet man z.B. in Supernovaüberresten (Pulsare) und im Bereich aktiver galaktischer Kerne. Als Röntgenstrahlung wird der Wellenlängenbereich zwischen

$\lambda = 10 \text{ nm}$ und $\lambda = 0.01 \text{ nm}$ bezeichnet. Er schließt sich nahtlos an das EUV an und geht nahtlos in die noch energiereichere Gammastrahlung über. Sie wurde von dem ersten Nobelpreisträger der Wissenschaftsgeschichte, WILHELM CONRAD RÖNTGEN (1845-1923) 1895 in Würzburg entdeckt. Weil er seine neuen „Strahlen“ X-Strahlen nannte, spricht man noch heute im angelsächsischen Raum bzw. in der gesamten astronomischen Community von „*x-rays*“, von „*x-ray observatories*“ und von „*x-ray astronomy*“ wenn man schlicht und einfach Röntgenstrahlung, Röntgensatelliten oder die Röntgenastronomie als Teilgebiet der Astronomie meint.

Bei Röntgen- und Gammastrahlung macht sich der korpuskulare Aspekt der elektro-magnetischen Strahlung sehr stark bemerkbar. In der Astrophysik verwendet man deshalb zur Charakterisierung von Röntgen- und Gammastrahlung häufig die Energie, die ein Röntgen- oder Gammaquant trägt. Entsprechend der Planckschen Beziehung gilt

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1.24}{\lambda} \left[\frac{\text{keV}}{\text{nm}} \right] \quad [1.44]$$

Der Röntgenbereich reicht also auf der Energieskala von 0.1 keV bis 1 MeV. Annihilationsprozesse, wo Teilchen und Antiteilchen zerstrahlen, führen dagegen zu Quantenenergien, die im Gamma-Bereich liegen. Astronomisch bedeutsam ist z.B. die Zerstrahlung eines Elektron-Positron-Paares, wobei - wie man leicht nachrechnet- eine Energie von 1.022 MeV freigesetzt wird.

Die hohen Energien der Röntgen- und γ -Quanten führen, wenn sie auf die Atome der Erdatmosphäre treffen, zu deren Ionisation. Deshalb ist die Erdatmosphäre ein sehr guter Schutz vor dieser lebensfeindlichen Strahlung. Der Astronom dagegen muß sein Equipment außerhalb der Erdatmosphäre plazieren, wenn er Röntgen- oder Gammaastronomie betreiben möchte

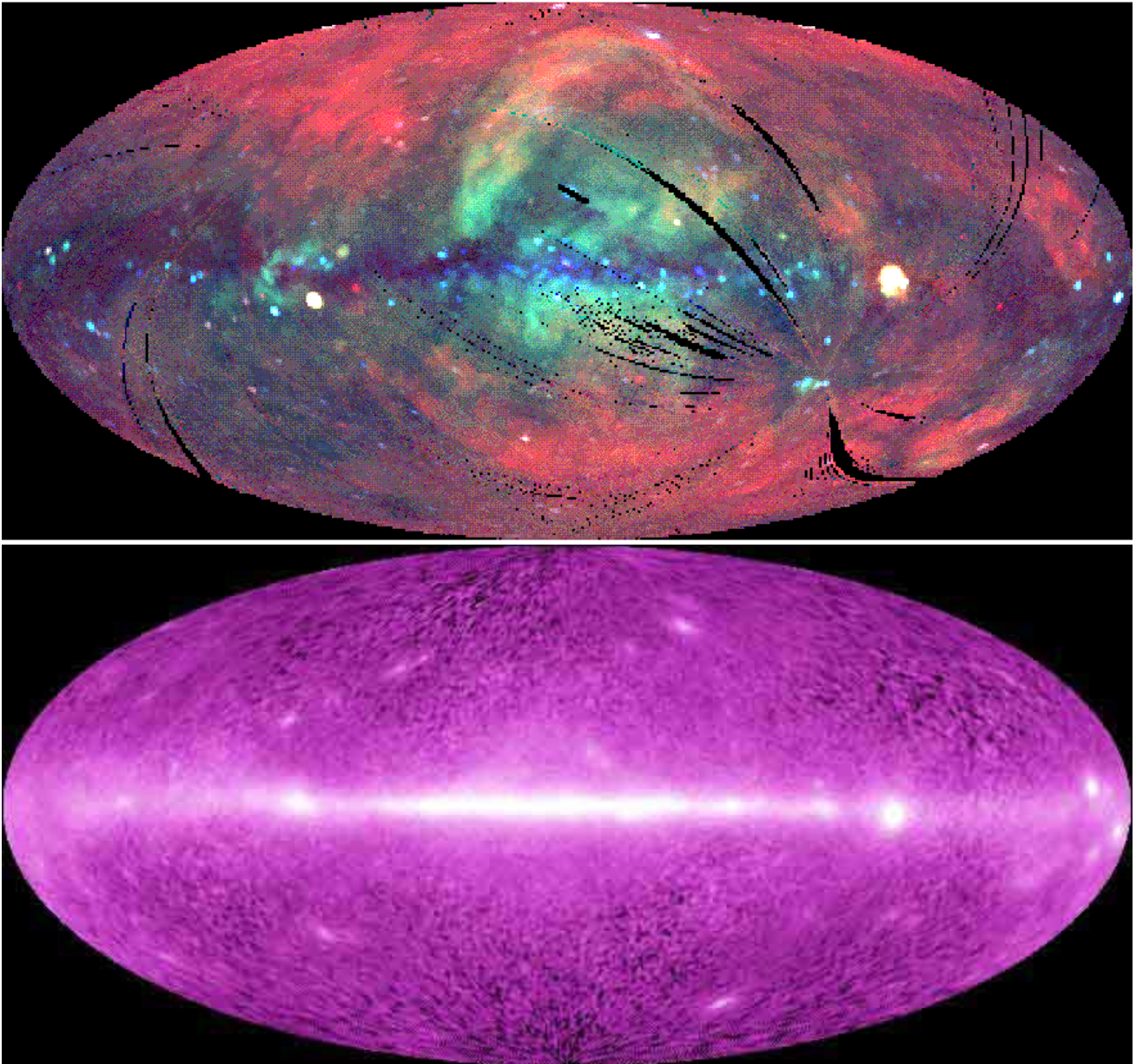
Für die Entstehung kosmischer Röntgenstrahlung gibt es neben der Synchrotronstrahlung im Wesentlichen noch zwei weitere Mechanismen:

Wird aus einem Atom das innerste Elektron (1s-Niveau) entfernt, dann können Elektronen aus kernfernen Energieniveaus auf dessen Platz zurückfallen wobei die Energiedifferenz zur Emission eines diskreten Röntgenquants ausreichen kann. Das Röntgenspektrum, was dabei entsteht, besteht aus scharfen diskreten Emissionslinien, deren Wellenlänge (oder Energie) für jedes Element charakteristisch ist. Mit steigender Ordnungszahl der beteiligten Atome verschieben sich die Spektrallinien in den Bereich höherer Energie.

Relativistische Elektronen, die mit normalen Materieteilchen kollidieren, werden dabei abgebremst (negative Beschleunigung). Dabei entsteht nach den Gesetzen der Elektrodynamik elektromagnetische Strahlung, die man als Bremsstrahlung bezeichnet. Im Gegensatz zur Eigenstrahlung der Atome handelt es sich hierbei um kontinuierliche Spektren, die im Bereich der kinetischen Ausgangsenergien der Elektronen relativ scharf beginnen und sich dann über den UV-Bereich bis hin zum sichtbaren Licht fortsetzen.

Die Röntgen- und Gammaastronomie gehören z.Z. mit zu den Zweigen der Astronomie, wo immer wieder überraschende und faszinierende Entdeckungen gelingen. Innovative und leistungsfähige Röntgen-Satelliten mit abbildenden Optiken wie ROSAT, XMM-Newton oder CHANDRA erlauben oder erlaubten (ROSAT) Beobachtungen von Materiezuständen unter extremen Bedingungen.

Beispiele sind z.B. Akkretionsscheiben um Neutronensterne und Schwarze Löcher, letztere nicht nur im stellaren Ausmaß. Aktive Galaxienkerne sind i.d.R. auch starke Röntgenstrahler. Unter die Rubrik „vollkommene Überraschung“ fällt auch die Entdeckung von Röntgenstrahlung aus der Koma des Kometen Hyakutake durch das ROSAT-Team. Und als Letztes und vielleicht überzeugendstes Beispiel sei die Entdeckung der rätselhaften kosmischen Gammaburster genannt.



Der gesamte Himmel im Röntgenlicht (oben) und in Gammastrahlung (unten). Der deutsche Röntgensatellit ROSAT kartographierte innerhalb von 9 Jahren (1990-1999) den gesamten Himmel im diffusen Röntgenlicht. Die Energie der Röntgenquanten ist in dem Bild farblich codiert und geht von Rot (0.1-0.4 keV) bis zu Blau (0.9-2 keV). Eine Anzahl von individuellen Röntgenquellen findet sich auch auf dem Survey, welches mit dem Compton-Observatoriums der NASA gewonnen wurde. Die hellen Flecke im Bereich der galaktischen Ebene sind Pulsare während es sich bei den individuellen Gamma-Quellen außerhalb davon hauptsächlich um Quasare handelt, in deren Zentrum sich supermassive Schwarze Löcher befinden. © ESA/NASA

UV-Astronomie

Für die Ultraviolettastonomie können normale Spiegelteleskope, soweit sie zusätzlich keine abbildenden Glasoptiken benutzen, eingesetzt werden (Glas blockiert alle Wellenlängen unter 330 nm). Als Strahlungsdetektoren kommen Fotoplatten und modifizierte Festkörperdetektoren (CCD's) zum Einsatz. Ein kleiner Teil (ca. 100 nm) des Spektrums, der sich an das Violett (U) anschließt, ist auch von der Erdoberfläche aus noch zugänglich. Ab 300 nm setzt jedoch die sehr effektive Ozon-Absorption ein, die man nur durch satellitengestützte Beobachtungen umgehen kann. Ab einer Wellenlänge von ca. 90 nm treten auch dort Schwierigkeiten auf, da bei $\lambda < 91.2$ nm das sogenannte Lyman-Kontinuum beginnt. Ab dieser Grenze werden die UV-Quanten durch das neutrale Wasserstoffgas des interstellaren Mediums wirksam absorbiert, welches dann in den einfach ionisierten Zustand übergeht. Durch diesen „interstellaren Nebel“ wird bis hinunter zu etwa $\lambda = 10$ nm der Blick in den kosmischen Raum weitgehend verschleiert. Deshalb sind Beobachtungen im EUV auf kosmische Objekte begrenzt, die sich in der unmittelbaren Umgebung der Sonne befinden (d.h. bis Entfernungen von max. 100 pc). Die Sonne selbst ist in diesem Spektralbereich übrigens ein überaus dankbares Objekt.

Die ersten Versuche, kosmische UV-Strahlung nachzuweisen, erfolgten mit Hilfe von Stratosphärenballons (ab 1957, Stratoscope I und II) und mittels ballistischer Raketen. Das bevorzugte Untersuchungsobjekt war dabei die Sonne. Ende der 60-iger Jahre begann man verstärkt künstliche Erdsatelliten mit Equipment auszustatten, die eine Beobachtung kosmischer UV-Strahlungsquellen erlaubte. Ein besonders erfolgreiches Unternehmen war OAO-3 („*Orbiting Astronomical Observatory*“), welches 1972 in eine Erdumlaufbahn gelangte und ein Jahr später den Namen „Copernicus“ erhielt. Damit begann übrigens die Tradition, besonders leistungsfähige astronomische Beobachtungssatelliten nach berühmten Astronomen zu benennen.

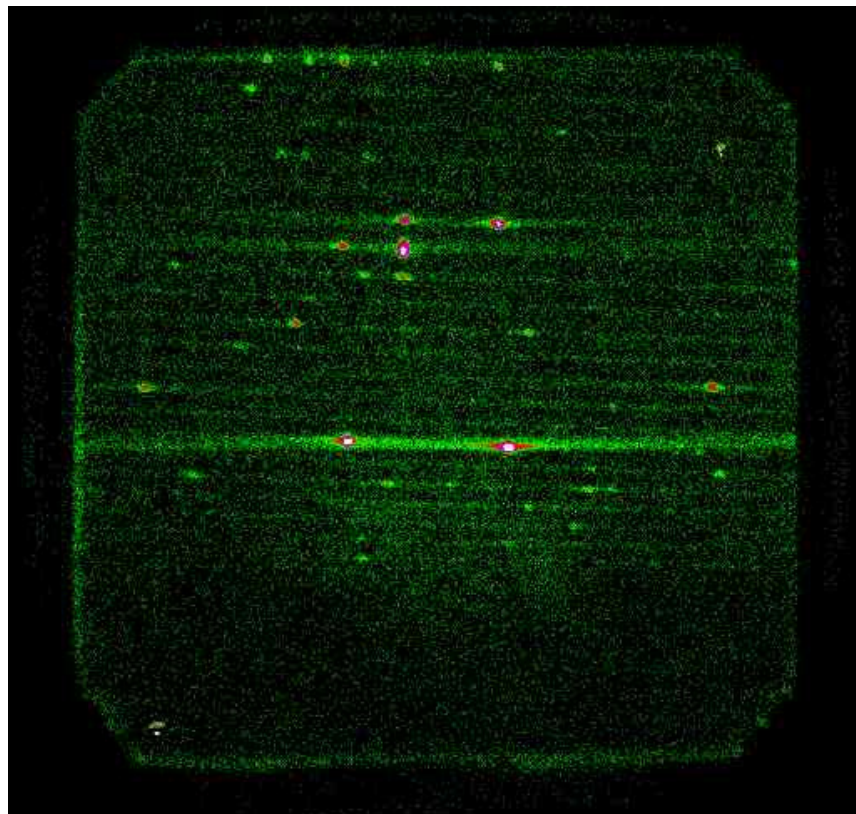
Die bei weitem erfolgreichste Beobachtungskampagne im ultravioletten Spektralbereich wurde zweifellos mit dem „*International Ultraviolet Explorer*“ (IUE) durchgeführt. Dieser Satellit, der mit zwei Spektrographen unterschiedlicher Auflösung für den Wellenlängenbereich von 330 nm bis 115 nm ausgestattet war, wurde am 26. Januar 1978 gestartet. Er war eigentlich für einen zwei- bis dreijährigen Einsatz konzipiert. Letztlich vergingen aber 18,7 Jahre ununterbrochener Betrieb, bis er 1996 endgültig abgeschaltet wurde (nicht weil die Beobachtungsobjekte ausgegangen sind, sondern – wie so oft im Leben – wegen Geldmangel). Zu seiner Erfolgsbilanz gehören 110000 UV-Spektren von mehr als 11000 Objekten, die über das astronomische Recherchesystem INES („*IUE Newly Extracted Spectra*“) allen Astronomen über das Internet weltweit für ihre Forschungen zur Verfügung stehen.

Weitere Höhepunkte in der UV-Astronomie waren u.a. die Shuttle-Missionen STS51 (Discovery, Start 12.9.1993) und STS80 (Columbia, Start 19.11.1996), bei dem der deutsche Forschungssatellit ASTRO-SPAS zum Einsatz kam. Auf ihm war das UV-Teleskop ORFEUS („*Orbiting and Retrievable Far and Extrem Ultraviolet Spectrometer*“) der Universität Tübingen montiert, mit dem während der Missionen mit Hilfe eines speziellen Echelle-Gitterspektrographen hochaufgelöste UV-Spektren (Meßbereich 140 nm bis 90 nm) von verschiedenen Himmelskörpern aufgenommen werden konnten. Als Detektor wurde eine Kombination aus einer sogenannten Mikrokanalplatte und einer Keilstreifenanode verwendet. Einfach gesprochen, besteht eine Mikrokanalplatte aus vielen winzig kleinen SEV-Röhren,

die man als „Kanäle“ bezeichnet. Diese sind in Form von mikroskopisch kleinen Löchern in ein Glassubstrat eingearbeitet und innen mit einer halbleitenden Schicht versehen. Auf beiden Seiten befinden sich Elektroden, wobei zwischen Anode und Kathode eine Spannung in der Größenordnung von 1 kV angelegt wird. Die Anode ist so aufgebaut, daß man aus dem Meßsignal die Position des Mikrokanals bestimmen kann, der das Signal ausgelöst hat. Auf diese Weise erhält man – ähnlich einem CCD - einen zweidimensionalen, abbildenden Detektor.

Ein UV-Quant, welches einen Mikrokanal leicht schräg trifft, schlägt aus dem Material ein Elektron heraus (Photoeffekt), welches im elektrischen Feld beschleunigt wird und beim Durchqueren des Kanals kaskadenartig weitere Elektronen herauslöst (die Verstärkung kann das 10^4 fache pro Ausgangselektron betragen). Die austretende Ladungswolke wird von den speziell geformten Anode-Leitungsbahnen aufgenommen und einer schnellen Verstärkerelektronik zugeführt. Diese Elektronik erlaubt die Berechnung sowohl der Ortskoordinaten als auch der Energie des auslösenden UV-Quants. Die Durchmesser gebräuchlicher Kanaltuben liegen übrigens bei etwa $12\text{ }\mu\text{m}$, ihre Länge bei 1 mm.

Im Echelle-Spektrographen ORFEUS kamen insgesamt drei von diesen Mikrokanalplatten zum Einsatz. Das folgende Bild zeigt das UV-Spektrums des symbiotischen Doppelsterns RR Tel mit einer ganzen Anzahl von Emissionslinien. Die Aufnahme wurde während der überaus erfolgreichen ORFEUS II –Mission aufgenommen.



Echelle-Spektrum des symbiotischen Doppelsternsystems RR Telescopii, aufgenommen mit dem UV-Spektrometer ORFEUS II. Nur die leicht schräg liegenden Streifen gehören zum Stern. Der helle Streifen in der Mitte ist gerätebedingt und wird u.a. von Streulicht verursacht. © Astronomisches Institut der Universität Tübingen

Erwähnt soll auch noch die ROSAT-Mission werden (1990-1999), die vornehmlich auf die Beobachtung von Röntgenstrahlungsquellen ausgelegt war. Ihre Instrumentierung erlaubte darüber hinaus auch eine Himmelsdurchmusterung im Extremen Ultraviolett (EUV), genauer im Wellenlängenbereich zwischen 30 nm und 6 nm. Die dabei gewonnenen Daten stellen eine gute Ergänzung zu den Beobachtungen im Röntgenbereich (10 nm – 0.6 nm) dar.



UV-Aufnahme der bekannten Galaxie M81 in UMa. Man erkennt die Wolken heißer Sterne der extremen Population I, welche die Spiralarme bevölkern und die aufgrund ihrer hohen effektiven Temperatur besonders intensiv im ultravioletten Bereich des Spektrums strahlen.
© GALEX, NASA

Starke UV-Emissionen sind an Hochtemperatur-Plasmen gebunden, wie sie in Koronen kühlerer Sterne, der Oberfläche heißer O- und B-Sterne oder in Akkretionszonen von engen Doppelsternen (z.B. RS Canis Venaticorum-Sterne, „Hot-Spots“ bei Zwergnovae) vorkommen. UV-Absorptionen wiederum sind gute Indikatoren für das interstellare Gas. Insbesondere lassen sich aus Dopplerverschiebungen von Resonanzabsorptionslinien die Strömungsvorgänge in interstellaren Gaswolken untersuchen. Aber auch die Kometenphysik verdankt UV-Beobachtungen viele wichtige Entdeckungen. Genannt sei z.B. der Nachweis einer riesigen neutralen Wasserstoffhülle um die sichtbare Koma eines Kometen.

Röntgenastronomie

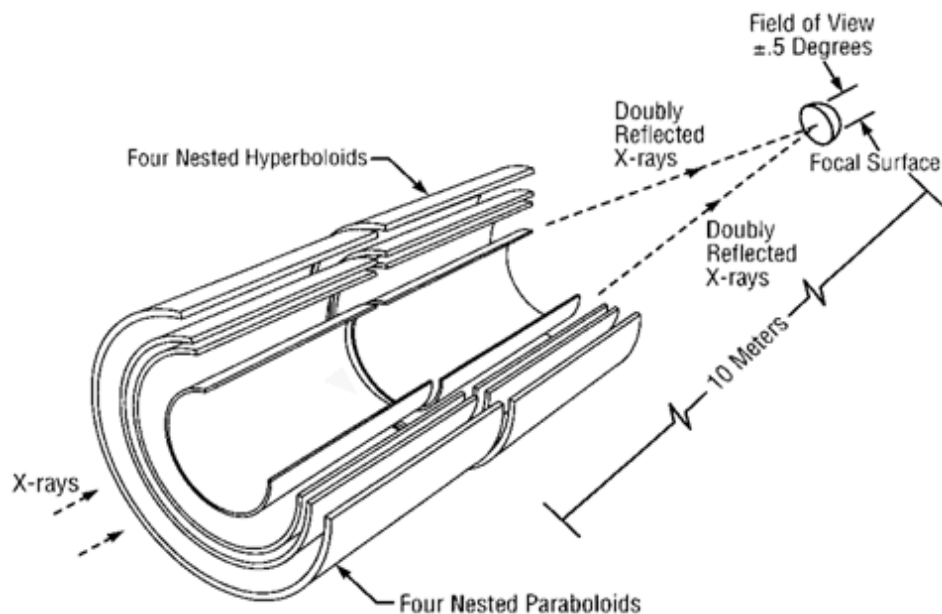
Für die Untersuchung der kosmischen Röntgenstrahlung sind spezielle Teleskope und Detektoren notwendig. Was der Röntgenstrahlung auf der Erde vielfältige Anwendungsmöglichkeiten beschert (nämlich daß sie Körper durchdringen kann), ist bei der Entwicklung eines Röntgenteleskops mit abbildenden Eigenschaften ein Problem.

Zwar kann man für die Beobachtung der Sonne wie beim „normalen Röntgen“ Fotoplatten als Detektoren einsetzen. Die anderen, d.h. nichtsolaren Röntgenquellen sind in ihrer Intensität so schwach, daß es eine bessere Methode ist, die einzeln eintreffenden Röntgenquanten zu zählen und ihre Energie zu bestimmen. In der Anfangszeit der Röntgenastronomie, als moderne Halbleiterdetektoren und Mikrokanalplatten noch nicht zur Verfügung standen, hat man z.B. die aus der Kernmeßtechnik bekannten Proportionalzähler zur Messung von Röntgenstrahlung verwendet. Diese „Zähler“ wurden natürlich so modifiziert, daß man sie in künstlichen Erdsatelliten einsetzen konnte. Im Prinzip bestanden sie aus einem Behälter, dessen „Beobachtungsfenster“ (das für Röntgenstrahlung durchlässig sein mußte) aus einer Mylarfolie- oder dünnen Berylliumplatte hergestellt wurde. Der Behälter selbst war mit einem Edelgas wie z.B. Argon oder Xenon gefüllt. Die Seitenwände dienten als Kathoden und davon isolierte Drähte, die das Innere durchzogen, als Zählankoden. Zwischen Kathode und Anode wurde permanent eine Spannungsdifferenz von mehreren kV aufrechterhalten.

Wenn ein Röntgenquant durch das Beobachtungsfenster in das Innere des Zählers gelangt, dann wird es von einem Atom des Füllgases absorbiert. Als Ergebnis entsteht ein freies Elektron, das in Richtung Anode beschleunigt und dessen kinetische Energie in Folge eines Prozesses, den man Stoßionisation nennt, abgebaut wird. Bei diesem Vorgang kommt es zu einer kaskadenartigen Ionisation weiterer Gasatome. Unter dem Einfluß des Potentialunterschiedes zwischen Kathode und Anode driften die freigesetzten Elektronen zur Anode und erzeugen ein meßbares Signal. Die Größe dieses Signals ist in etwa der Energie des auslösenden Röntgenquants proportional.

Ein großer Nachteil von Proportionalzählern ist, daß sie auch auf die kosmische Strahlung und auf die Strahlung aus den Strahlungsgürteln der Erdmagnetosphäre reagieren. Dadurch entsteht ein permanentes Hintergrundrauschen, von dem sich das eigentlich gewünschte Meßsignal nur schwer abtrennen läßt. Außerdem kann man ohne zusätzliche technische Hilfsmittel wie Kollimatorblenden die Richtung, aus der die Röntgenstrahlung stammt, nur schwer und ungenau bestimmen. Eine Objektidentifikation ist damit nur in Einzelfällen gelungen. Klassische Methoden zur Lichtbündelung, also zur Erzeugung eines reellen Bildes in einer Brennebene, funktionieren bei Röntgenstrahlung nicht. „Nicht“ bedeutet hier mit einer Ausnahme, auf die 1952 der Physiker HANS WOLTER (1911-1978) von der Universität Kiel hingewiesen hat. Sein Ehrgeiz bestand nicht in der Entwicklung eines Röntgenteleskops, sondern eines Röntgenmikroskops. Er konnte zeigen, daß Röntgenstrahlung mit einer Wellenlänge von 1 nm an einer Metallfläche Totalreflexion erleidet, wenn der Einfallswinkel unter 1° liegt. Wenn man nun den total reflektierenden Flächen eine spezielle Form gibt, dann kann man die streifend einfallenden Röntgenphotonen in einen gemeinsamen Brennpunkt zwingen und auf diese Weise flächenhafte Abbildungen erzeugen. Heute verwendet man Wolter-Teleskope, die aus einer größeren Anzahl hochgenau geschliffener und mit einer Goldbeschichtung versehenen Paraboloid- und Hyperboloidsegmenten bestehen, die ineinander eingepaßt und extrem genau justiert

werden müssen. Mit derartigen Röntgenteleskopen lassen sich dann immerhin Winkelauflösungen besser als $1''$ erreichen. Die bekannten Röntgensatelliten ROSAT, CHANDRA und XMM-Newton sind mit jeweils solch einem Teleskop unterschiedlicher Größe und Leistungsfähigkeit ausgestattet.



Prinzip einer abbildenden Röntgen-Optik (Wolters-Teleskop), wie es in Röntgenteleskopen, z.B. CHANDRA, verwendet wird.

Flächenhaft abbildende Röntgenteleskope benötigen natürlich auch Flächendetektoren. Bei ROSAT verwendete man z.B. eine Abart des bereits erwähnten Proportionalzählers der so konstruiert war, daß er in der Lage war, möglichst genau den Ort, die Energie und die Zeit eines einfallenden Röntgenquants zu bestimmen. Modernere Röntgenteleskope verwenden dagegen spezielle Halbleitersensoren, die nach dem Prinzip einer CCD arbeiten oder Detektoren auf der Grundlage von Mikrokanalplatten (siehe Abschnitt UV-Astronomie).

Detektionstechniken für Röntgenstrahlung sind stark energieabhängig. Deshalb werden für die verschiedenen Energiebereiche (weiche Röntgenstrahlung, harte Röntgenstrahlung) z.T. unterschiedliche Meßmethoden angewendet. Insbesondere auf dem hochinteressanten Gebiet der Röntgenspektroskopie kommen neuerdings Methoden zum Einsatz, wie man sie bis dato nur in der Festkörperphysik bei der Röntgenstrukturaufklärung verwendet hat. Zu nennen sind z.B. die sogenannten Bragg-Kristallspektrometer, in denen das dreidimensionale Atomgitter eines Einkristalls als Beugungsgitter wirkt. Mit einem derartigen Spektrometer kann man nicht nur Röntgenspektren in hoher spektraler Auflösung gewinnen. Man kann damit auch Informationen über den Polarisationszustand der Röntgenstrahlung erhalten.

Eine weitere Methode, um flächenhafte Bildinformationen zu erhalten, besteht im Einsatz von codierten Masken. Sie ist auch im Gammastrahlenbereich einsetzbar und wird im Kapitel über die Gammaastronomie überblicksmäßig beschrieben. Einen entsprechenden Detektor hat z.B. der 1994 gestartete Satellit BEppo-SAX an Bord.

Die Geschichte der Röntgenastronomie ist eng mit der Geschichte der Raumfahrt verbunden. Die ersten Anfänge gehen jedoch schon auf das Jahr 1949 zurück, als amerikanische Militärs in Zusammenarbeit mit – quasi als Kriegsbeute übernommenen – deutschen Raketenwissenschaftlern erste Stratosphärenflüge mit umgebauten V2-Raketen (die man hier A4 nannte) unternommen haben. Dabei konnte zum ersten Mal mit entsprechenden Detektoren Röntgenstrahlen von der Sonne nachgewiesen werden. Dreizehn Jahre später entdeckte RICCARDO GIACCONI mit einem ähnlichen Raketenexperiment (18.6.1962) die erste interstellare Röntgenquelle SCO X-1. Er konnte damals natürlich noch nicht ahnen, daß diese Entdeckung eine Forscherkarriere einleitete, die im Jahre 2002 zur Verleihung des Nobelpreises führte...

Neben Raketen wurden ab 1964 verstärkt auch Stratosphärenballons, die damals gerade in Mode waren (am 27.8.1960 sprang z.B. JOSEPH KITTINGER mit einem Fallschirm aus einer Höhe von 31354 m aus der Gondel seines Ballons ab), zur Beobachtung kosmischer Röntgenstrahlung eingesetzt. In etwa 40 km Höhe war man in der Lage, für mehrere Stunden Röntgenstrahlung, deren Energie 20 keV überschritt, mit Hilfe von Proportionalzählern nachzuweisen und einige ihrer Parameter grob zu bestimmen. Das unter Astronomen bekannteste Ergebnis diese Kampagne war zweifellos die Entdeckung, daß der Krebsnebel (NGC 1952 oder M 1) ein starker Röntgenstrahler ist.

Von 1970 bis 1973 war die eigentliche Ära der finalen Entdeckungen: 1970 wurde mit UHURU (SAS-1, kurz darauf umbenannt auf das Wort „Freiheit“ auf Swahili zur Erinnerung an den 6. Jahrestag der Unabhängigkeitserklärung Kenias, von wo aus der Satellit gestartet wurde) die erste Satellitenmission gestartet, die ausschließlich der Röntgenastronomie diente. Bei dieser ersten Himmelsdurchmusterung konnten 339 Röntgenquellen entdeckt werden, darunter insbesondere Röntgendoppelsterne (z.B. Her X-1), Supernovaüberreste, aber über-raschenderweise auch aktive Galaxien und sogar ganze Galaxienhaufen. Ab diesem Zeitpunkt wurde es klar, daß es auf dem Gebiet der interstellaren und extragalaktischen Röntgenquellen noch viel Aufregendes zu entdecken gibt. Deshalb wurden seitdem fast jedes Jahr neue Missionen mit immer besseren Meßgeräten auf Erdumlaufbahnen gebracht, von denen nur einige erwähnt werden sollen:

1971-1973 OSO-7 (Orbiting Solar Observatory)

Himmelsdurchmusterung nach Röntgenquellen, Röntgenbeobachtung solarer Flares

1972-1981 OAO-3 (Orbiting Astronomical Satellite) COPERNICUS

War mit den ersten Wolter-Teleskopen ausgestattet. Highlights waren die Entdeckung verschiedener Röntgenpulsare und der Nachweis einer sehr schnellen Variabilität der Röntgenemission der extragalaktischen Strahlungsquelle Cen-A.

1975-1979 SAS-3 (Small Astronomy Satellite)

Kollimator-Detektor zur Ortsbestimmung, Entdeckung schneller Röntgenburstquellen, Röntgenstrahlung von Polare (AM Her), Entdeckung des weichen Röntgenhintergrundes

1975-1978 OSO-8 (Orbiting Solar Observatory)

Entdeckung von thermischer Röntgenstrahlung, Polarisationsuntersuchungen an Röntgendoppelsternen

1977-1979 HEAO-1 (High Energy Astronomy Observatories)

Sehr erfolgreiche Himmelsdurchmusterung, die zur Auffindung vieler optischer Gegenstücke von Röntgenquellen geführt hat; detaillierte Untersuchung der kurzen, nichtperiodischen Röntgenflußschwankungen der Röntgenquelle Cyg-X1 (Black hole -Kandidat); Untersuchung aktiver galaktischer Kerne.

1978-1981 HEAO-2 EINSTEIN

Abbildendes Wolter-Teleskop + Objektivgitterspektrograph; Röntgenspektroskopie von Supernovaüberresten, Röntgenemissionen von Galaxienhaufen, Nachweis schwacher und weit entfernter Röntgenquellen, Auflösung von Röntgenquellen in benachbarten Galaxien (M31, M87).

1983-1986 EXOSAT (European Space Agency`s X-ray Observatory)

Ausgestattet mit zwei Wolter-Teleskopen. Spektroskopie im niederenergetischen Röntgenbereich (insbesondere bei Röntgendoppelsternen), Untersuchung aktiver galaktischer Kerne (AGN)

1989-1998 GRANAT

Russische Mission in Zusammenarbeit mit europäischen Forschungsgruppen. Ausgestattet mit Röntgenteleskopen, die mit codierten Masken arbeiten. Detaillierte Untersuchung des galaktischen Zentrums und Nachweis der Elektronen-Positronen-Annihilationsstrahlung, Untersuchung von Black hole –Kandidaten.

1990-1999 ROSAT (Roentgen Satellite)

Bisher erfolgreichste Röntgenstrahlungsmission in Zusammenarbeit mit deutschen und britischen Institutionen. Ausgestattet mit einem abbildenden Wolter-Spiegelsystem. Während der Betriebsdauer konnten insgesamt rund 150000 Röntgenquellen kartiert werden. Viele Detailuntersuchung einzelner Objekte. Beobachtung des Einschlags des Kometen Shoemaker Levy auf Jupiter. Überraschende Entdeckung, daß Kometen in Sonnennähe Röntgenstrahlungsquellen sind.

1996-2002 BEPPO-SAX

Niederländisch-italienischer Forschungssatellit. Untersuchung der Röntgenemissionen von Gammastrahlungsquellen.

1999 AXAF (NASA`s Advanced X-ray Astrophysics Facility) CHANDRA

Leistungsfähiges Wolter-Röntgenspiegelteleskop mit verschiedenen Spektrographen. Erlaubt hochaufgelöste Aufnahmen ($R < 1''$) von flächenhaften Röntgenquellen. Er ist nach dem 1983 mit dem Nobelpreis ausgezeichneten indischen Astrophysiker SUBRAHMANYAN CHANDRASEKHAR benannt worden.

1999 XMM-NEWTON (X-ray Multi-Mirror Mission)

ROSAT-Nachfolger der ESA mit 3 abbildenden Wolter-Teleskopen (+Gitterspektrograph) und einem parallel dazu im UV- und optischen Spektralbereich arbeitenden Teleskop.

Die ESA plant auf der Internationalen Raumstation ISS ein dort permanent arbeitendes Röntgenteleskop zum Einsatz zu bringen (XEUS).

Gamma-Astronomie

Die Gammastrahlen-Astronomie ist der beobachtende Teil der Hochenergie-Astrophysik, die energetische Prozesse im Kosmos bei Photonenenergien $> 100 \text{ keV}$ untersucht. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse sind auch für andere Zweige der Physik interessant, da Materie, die z.B. thermische Gammastrahlung emittiert (was eher ungewöhnlich ist), meist in einem Zustand vorliegt, der so exotisch ist, das er auf der Erde kaum experimentell erzeugt werden kann. Genauso wie bei der Röntgenstrahlung gibt es auch nichtthermische Gammastrahlungsquellen, die nach dem Synchrotronprinzip funktionieren und an starke Magnetfelder gekoppelt sind, wie man es z.B. bei Pulsaren (d.h. rotierenden Neutronensternen) beobachtet. Die wichtigsten Strahlungsmechanismen sind jedoch:

Bremsstrahlung

Darunter versteht man die elektromagnetische Strahlung, die ein geladenes Teilchen emittiert, wenn es in ein Coulombfeld einer anderen Ladung eindringt und dabei beschleunigt wird. Der Name „Bremsstrahlung“ (der auch im Englischen verwendet wird) weist auf die negative Beschleunigung z.B. eines Elektrons (negative Ladung) hin, das in unmittelbarer Nähe eines Atomkerns (positive Ladung) abgebremst wird und dabei fast seine gesamte kinetische Energie in Form von „Bremsstrahlung“ - die auch im Gammabereich liegen kann - emittiert. Neben dieser Elektronen-Protonen-Bremsstrahlung beobachtet man noch Elektronen-Elektronen und Elektronen-Positronen-Bremsstrahlung. Natürlich können auch andere geladene Teilchen – z.B. Myonen – Bremsstrahlung emittieren. Eine klassische Röntgenröhre arbeitet übrigens auch nach diesem Prinzip (Abbremsung schneller, in einem elektrischen Feld beschleunigter Elektronen an der Antikathode). Bremsstrahlung besitzt ein kontinuierliches Spektrum, das sich über einen weiten Wellenlängenbereich erstreckt. Eine detaillierte Theorie der Strahlungsmechanismen liefert die Quantenelektrodynamik. .

Inverser Compton-Effekt

Wie der Name schon sagt, handelt es sich hier um eine Umkehrung des klassischen Comptoneffektes. Elektronen mit relativistischen Geschwindigkeiten treffen auf Photonen (meist der kosmischen Hintergrundstrahlung) und übertragen dabei einen Teil ihrer kinetischen Energie. Als Ergebnis werden die davon betroffenen Photonen „blauverschoben“ (da sie Energie gewinnen), wobei die Frequenzverschiebung bis in den Gammastrahlungsbereich reichen kann.

Annihilationsprozesse

Genauso wie aus energiereichen Photonen ($E > 1.02 \text{ MeV}$) im Prozeß der Paarerzeugung Elektronen und Positronen entstehen können, entstehen im umgekehrten Prozeß – der Paarvernichtung – hochenergetische Gamma-Quanten:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

Daß bei diesem Vorgang (mindestens) zwei Photonen entstehen, ergibt sich aus der Forderung nach Impulserhaltung.

Annihilationsprozesse treten immer auf, wenn Teilchen und Antiteilchen aufeinandertreffen. Daß dabei nicht nur Photonen entstehen, zeigt folgende Reaktion:

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad \pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

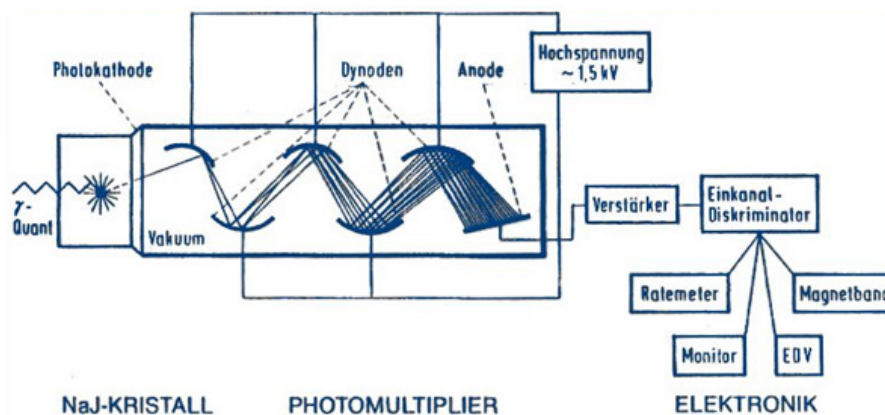
Kernumwandlungen

Es ist allgemein bekannt, daß bei radioaktiven Zerfallsprozessen von Isotopen (meist bei einem Beta-Zerfall) auch elektromagnetische Strahlung in Form von Gammastrahlung freigesetzt wird. Isotope schwerer Elemente entstehen z.B. bei Supernovaexplosionen in großer Zahl. Diese Isotope zerfallen in charakteristischen Zerfallsreihen zu stabilen Elementen, wobei als Zwischenstufen auch Gammastrahler auftreten. Astrophysikalisch bedeutungsvoll sind beispielsweise folgende Zerfallsketten, die bei Supernovas auftreten bzw. deren Auftreten aus kernphysikalischen Gründen erwartet wird:

Gammastrahlung durchdringt analog der Röntgenstrahlung nicht die Erdatmosphäre. Gammastrahlenbeobachtung ist deshalb weitgehend eine Domäne der Satellitenastronomie. Aufgrund der kurzen Wellenlängen sind abbildende Teleskope, die auf Reflektion beruhen, nicht möglich. Deshalb ist es recht schwierig, Richtungsinformationen von Gammastrahlenquellen zu erhalten. Es gibt zwar Tricks (z.B. die Messung von Laufzeitunterschiede zu verschiedenen, im Raum verteilten Satelliten, deren Position genau bekannt ist), um zumindest die Position der rätselhaften Burstquellen mit befriedigender Genauigkeit zu bestimmen. Einfacher ist es, die Energie eintreffender Gammaquanten zu messen. Man benutzt dazu Methoden und Geräte, die ursprünglich für Belange der Kernphysik entwickelt wurden. Eine indirekte Methode, hochenergetische Gammaquanten ($E > 100 \text{ GeV}$) nachzuweisen, ist die optische Detektierung von Cherenkov-Strahlung. Diese Strahlung wird von geladenen Teilchen emittiert, wenn sie sich mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium bewegen – hier die Erdatmosphäre – die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Kaskaden von derartigen Teilchen – insbesondere Elektronen und Positronen – entstehen z.B., wenn extrem energiereiche Gamma-Photonen in die oberen Atmosphärenschichten eindringen.

Direkter Nachweis von Gammastrahlung

Um Gammastrahlung nachzuweisen, nutzt man im Wesentlichen den Photoeffekt (für Energien im Bereich von einigen 10^2 keV) und den Compton-Effekt ($E > 1$ MeV) aus (ionisierende Wirkung der dabei entstehenden Elektronen, Anregung zur Fluoreszenz und verwandte Phänomene). Bei Photonenenergien, welche die doppelte Ruheenergie der Elektronen weit übersteigen ($E \gg 10$ MeV), wird die e^+e^- -Paarerzeugung wesentlich. Zu ihren Nachweis können z.B. Kristall-Kalorimeter benutzt werden. Bei noch höheren Energien ($E > 100$ GeV) lassen sich nur noch Sekundäreffekte messen (Cherenkov-Strahlung), die sich aus den Ionisationskaskaden ergeben, die beim Strahlungseintritt in die Erdatmosphäre entstehen.



Prinzipieller Aufbau eines Szintillationszählers

Der älteste und auch heute noch wichtigste Gammastrahlendetektor ist der sogenannte Szintillationszähler. Das Grundprinzip besteht darin, daß Gammastrahlung in einem bestimmten Stoff die Emission von Licht im optischen Spektralbereich anregt. Diese „Szintillationsstrahlung“ (meist Fluoreszenzlicht) läßt sich dann mit Hilfe eines SEV verstärken und in ein meßbares elektrisches Signal überführen. Je nach dem Material des „Szintillators“ unterscheidet man anorganische Szintillatoren (z.B. bestimmte Halogenidkristalle wie z.B. Natriumjodid (NaI) oder Cäsiumjodid (CsI), denen als „Aktivator“ Thallium (T) oder Natrium (Na) beigemischt werden), organische Szintillatoren (z.B. Anthracen), Plastikszintillatoren und sogenannte Gasszintillatoren. Die anorganischen Szintillatoren haben sich dabei in bezug auf die Quantenausbeute als die optimalste Form erwiesen, weshalb sie – auch wegen ihres einfachen Aufbaus – am häufigsten eingesetzt werden. Durch die sehr gute Quantenausbeute (ca. 12% der Energie eines Gammaquants wird in optische Photonen umgewandelt) und ihre leichte Herstellung haben sich bei astronomischen Anwendungen NaI-Kristalle mit „Thallium-Dotierung“ durchgesetzt. Ein weiterer Vorteil ist ihre weitgehend lineare Kennlinie, d.h. die Zahl der von einem SEV nachgewiesenen Szintillationsphotonen ist der Energie des Gammaquants direkt proportional. Man kann deshalb mit Szintillationsdetektoren auch die Energie und damit das Spektrum der kosmischen Gammastrahlung messen.

Bei Energien oberhalb von 30 MeV beginnt in den meisten Detektormaterialien die Erzeugung von Elektronen-Positronenpaaren zu dominieren. Hier haben sich als Nachweisgeräte sogenannte Funkenkammern bewährt. Sie bestehen aus einer Schicht aus einem Material mit einer möglichst großen Kernladungszahl Z . Tritt ein Gammaquant in dieser Konverterschicht ein, dann wandelt es sich in ein e^+e^- -Paar um, welches die Konverterschicht verläßt und in ein Behälter mit einem leicht zu ionisierenden Gas eintritt. In diesen Gasbehälter sind schichtartig entweder Metallplatten oder Drähte eingezogen, an denen eine hohe elektrische Spannung anliegt. Immer wenn eine Ionisationsspur zwei derartige Platten kurzschließt, entsteht ein Funken. Aus der Funkenspur in der Kammer läßt sich dann die dreidimensionale Bahn der ionisierenden Teilchen rekonstruieren und daraus wiederum die Richtung, aus dem das primäre Gamma-Quant gekommen ist. Die Energie bestimmt man, in dem man einen Szintillationszähler nachschaltet oder indem man den „Gabelungswinkel“ zwischen der Elektronen- und Positronenspur unter dem Einfluß eines Magnetfeldes mißt.

Der astrophysikalisch hochinteressante Energiebereich zwischen 1 und 30 MeV Photonenenergie ist meßtechnisch nur schwer zu erfassen. In ihm überwiegt die Compton-Streuung. Die entsprechenden Detektoranordnungen werden deshalb auch als „Compton scatter“ bezeichnet: Ein einfallendes Gamma-Photon wird an einem Atom gestreut, wobei dessen Energie und Impuls auf ein Sekundärphoton (gestreutes Photon) und ein Elektron aufgeteilt werden. Man wählt dabei als Streukörper ein Material, in dem das Rückstoßelektron seine gesamte Energie verliert. Das Meßprinzip besteht nun darin, daß in einem ersten Detektor die Rückstoßenergie des Elektrons und damit der Energieverlust zwischen dem primären Gamma-Quant und dem des gestreuten Photons bestimmt wird, also die Energiedifferenz $\Delta E = E_\gamma - E'_\gamma$. In einem Zweiten Detektor, der sich in einem bestimmten Abstand vom Ersten befindet, wird mittels Szintillationszählern die Restenergie E'_γ des „Compton-Photons“ gemessen. Auf diese Weise läßt sich die Energie des primären Gamma-Quants rekonstruieren. Aus der relativistischen Impulsbilanz der Comptonstreuung folgt außerdem, daß sich der Streuwinkel ϑ immer mehr verkleinert, je größer die Energie des einfallenden Gamma-Quants wird (Vorwärtsstreuung). Diese Gesetzmäßigkeit wird in einem Compton-Teleskop ausgenutzt, um auch Richtungsinformationen zu erhalten. Da es nicht möglich ist, die Bewegungsrichtung des Rückstoßelektrons meßtechnisch zu erfassen, kann man nur den Raumwinkel, aus dem das Gamma-Quant den Detektor erreicht hat, ermitteln. Die Bezugsachse ergibt sich dabei aus den Positionsinformationen des oberen und unteren Detektors. In dem man viele Gamma-Quanten auf diese Weise detektiert, kann man mit statistischen Methoden die Koordinaten des Ortes der entsprechenden Gammastrahlungsquelle am Himmel berechnen.

Das überaus erfolgreiche Gammastrahlenteleskop COMPTEL arbeitet genau nach diesem Prinzip. Es war Bestandteil des Gammastrahlen-Observatorium GSO („Compton-Observatorium“), welches am 5. April 1991 mit dem Space Shuttle „Atlantis“ in eine Erdumlaufbahn verbracht wurde. Es arbeitete im Energiebereich zwischen 0.8 und 30 MeV. Mit seiner Hilfe konnten Positionen von Gammastrahlungsquellen mit einer Genauigkeit von einigen Bogenminuten bis zu einem halben Grad bestimmt werden. Dem GSO, welches bis 2000 im Einsatz war, verdanken wir eine detaillierte Durchmusterung des „Gammastrahlungshimmels“, dessen Ergebnisse in mehreren Katalogen und Datenbanken verfügbar sind.

Für praktische astrophysikalische Aufgabenstellungen sind nicht nur die Energieverteilung und die ungefähre Position einer Gammastrahlungsquelle interessant. Man möchte die Quellen dieser hochenergetischen Strahlung möglichst direkt mit bekannten Objekten, die z.B. auch in anderen Spektralbereichen Absonderlichkeiten aufweisen, identifizieren. Eine Identifikation erfordert aber eine präzise Ortsbestimmung. Wie bereits erwähnt, sind alle sonst in der Astronomie verwendeten Abbildungssysteme (wie z.B. Spiegel- und Linsensysteme) im Energiebereich oberhalb von 10 keV unbrauchbar. Es gibt zwar Versuche mit sogenannten Bragg-Reflektoren, die aber alle noch im Experimentierstadium sind. Man hat deshalb andere Methoden und Instrumente entwickelt, um das Winkelauflösungsvermögen von Gammastrahlungsdetektoren zu verbessern. Neben der Lösung, wie sie im Gammastrahlenteleskop COMPTEL realisiert ist, sind das spezielle Kollimatorblenden sowie codierte Masken.

Ein Kollimator dient dazu, das Gesichtsfeld einer Detektoranordnung soweit einzuschränken, daß nur die innerhalb eines kleinen Raumwinkelbereichs α einfallende Gammastrahlung den eigentlichen Detektor erreicht. In der Praxis verwendet man beispielsweise honigwabenförmig angeordnete „Röhren“ aus einem Gammastrahlung absorbierenden Material, die vor einer Detektorfläche (z.B. einem NaI-Kristall) angeordnet werden. Das Verhältnis Durchmesser zu Höhe einer Röhre bestimmt den Winkel α und damit das effektive Gesichtsfeld. Ein prinzipieller Nachteil eines solchen Detektors besteht darin, daß zwei unterschiedliche Gammastrahlungsquellen, die innerhalb des Gesichtsfeldes liegen, räumlich nicht getrennt werden können. Die logische Weiterentwicklung eines „starren“ Kollimatorsystems stellen die sogenannten Modulationskollimatoren dar. Bei ihnen verwendet man zwei Gitteranordnungen, die in einem bestimmten Abstand über der eigentlichen Detektorfläche befestigt sind. Das obere Gitter wirft dabei einen „Schatten“ auf das untere Gitter. Man nutzt dabei aus, daß Strahlung, die nicht genau achsenparallel eintritt, durch das untere Gitter teilweise abgeschirmt wird. Bewegt man die Detektoranordnung langsam über den Himmel, dann erhält man von den dabei überstrichenen Strahlungsquellen ein „moduliertes“ Signal, aus dem die Richtungsinformation senkrecht zur Gitterausrichtung extrahiert werden kann. Um die genaue Position einer Gammastrahlungsquelle zu erhalten, sind deshalb mehrere „Scans“ mit unterschiedlicher Gitterausrichtung notwendig (man kann die Anordnung auch während eines Meßzyklus um die Symmetrieachse der Detektoranordnung rotieren lassen, wodurch ein sogenannter Rotationsmodulationskollimator entsteht).

Das Prinzip der „Abschattung“ verwendet man auch bei Gammastrahlenteleskopen mit codierter Maske. Das europäische Gammastrahlenobservatorium „INTEGRAL“ ist z.B. mit einem derartigen Teleskop ausgestattet. Eine codierte Maske ist eine Art von Scheibe, die aus einem komplizierten Muster aus strahlungsdurchlässigen und strahlungsundurchlässigen „Pixeln“ besteht. Dieses Pixelmuster wird bei Strahlungseinfall in Form eines „Schattens“ auf die Detektorfläche (die logisch auch in „Pixel“ aufgeteilt ist), projiziert. Über ein kompliziertes mathematisches Verfahren (Autokorrelation) kann aus den Signalen der Detektorfläche und der Struktur der codierten Maske ein zweidimensionales Abbild der Gammastrahlungsquelle am Himmel abgeleitet werden. Auf diese Weise lassen sich deshalb auch diffuse Strahlungsquellen beobachten und ihre Struktur ermitteln. Im Vergleich zu einem Compton-Teleskop erweisen sich das große Gesichtsfeld, das gute Auflösungsvermögen von Punkt- und Flächenquellen sowie die bessere spektrale Auflösung als Vorteile.

Indirekter Nachweis von Gammastrahlung

Auf den kanarischen Inseln, genauer auf La Palma, befindet sich in 2225 m Höhe ein außergewöhnliches optisches Teleskop, welches in seiner Größe und Bauweise (17 m Durchmesser) eher einem Radioteleskop ähnelt. Es hat den Namen MAGIC („*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescope*“) erhalten und dient in erster Linie der Untersuchung kosmischer Gammastrahlenquellen in dem schwer meßbaren Energiebereich zwischen 20 und 300 GeV.

Bekanntermaßen kann kosmische Gammastrahlung die Erdoberfläche nicht erreichen, da sie in der Erdatmosphäre sehr effektiv absorbiert wird. Dieser „Absorptionsvorgang“ ist aber aufgrund der hohen Energie der γ -Quanten mit einer ganzen Kaskade von Sekundärprozessen verbunden, die in der Atmosphäre letztlich zu einem optisch nachweisbaren Lichtblitz führen (Cherenkov-Strahlung). Die Aufspürung und Vermessung derartiger Lichtblitze in der sauberen Atmosphäre über den Roque de los Muchachos ist die eigentliche Aufgabe von MAGIC und erklärt auch dessen Design.

Die Idee, kosmische Gammastrahlung indirekt durch ihre Sekundäreffekte nachzuweisen, wird schon seit einigen Jahrzehnten verfolgt. Nach der Entdeckung der kosmischen Strahlung durch VIKTOR FRANZ HESS (1883-1964, Nobelpreis 1936) im Jahre 1912 begann man eine primäre und eine sekundäre Komponente der damals Höhenstrahlung genannten Erscheinung zu unterscheiden. Zur primären Komponente gehören die Teilchen (einschließlich der hochenergetischen γ -Quanten), die von außerhalb kommend die Erdatmosphäre erreichen. Dort stoßen sie mit den Luftmolekülen zusammen, wodurch sich in einem kaskadeartigen Prozeß die Energie auf eine Vielzahl von Teilchen verteilt, von denen einige in Form der „Sekundärstrahlung“ bis zur Erdoberfläche vordringen können. Diese Teilchenkaskaden werden als Luftschauder bezeichnet.

Durch die hohe Energie der primär einfallenden Gammastrahlungsquanten entstehen in der Hochatmosphäre eine große Anzahl geladener Teilchen (zuerst in Form von Elektronen-Positronenpaaren), die sich mit fast Lichtgeschwindigkeit in Richtung Erdoberfläche bewegen. Diese Teilchen senden elektromagnetische Strahlung bevorzugt innerhalb eines Kegels in Bewegungsrichtung aus, die nach ihrem Entdecker Cherenkov-Strahlung genannt wird (PAVEL ALEKSEYEVICH CHERENKOV, 1904-1990, Nobelpreis 1958). Sie entsteht immer dann wenn die Geschwindigkeit v der emittierenden Teilchen die Lichtgeschwindigkeit c_m im Medium (hier dem Gas der Atmosphäre) übersteigt:

$$v > c_m = \frac{c_0}{n(\lambda)} \quad [1.45]$$

n Brechungsindex des Mediums, c_0 Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

Als Resultat erhält man – ähnlich wie bei einem Flugzeug, das mit Überschallgeschwindigkeit fliegt – eine Wellenfront, die sich mit der Geschwindigkeit v unter dem Winkel

$$\frac{\pi}{2} - \vartheta \quad [1.46]$$

zur Bewegungsrichtung des emittierenden Teilchens ausbreitet. Die Einhüllende der zurückbleibenden Kugelwellen bildet dabei eine Kegelfläche mit dem halben Öffnungswinkel

$$\sin \vartheta = \frac{c_0}{v n(\lambda)} \quad [1.47]$$

Die Anzahl von Photonen, die ein geladenes Teilchen pro Weglängenelement dl abstrahlt, ergibt sich aus folgender Beziehung:

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi \alpha Z^2 e^2 \int \left(1 - \frac{c_0^2}{n(\lambda)^2 v^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad [1.48]$$

Z Anzahl der Elementarladungen e , die das Teilchen trägt, α Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante ($\sim 1/137$)

Die „Ausbeute“ an Photonen ist demnach dem Kehrwert des Quadrates der Wellenlänge der emittierten Strahlung proportional, für die der Brechungsindex der Luft (oder allgemeiner, des Dielektrikums, durch daß sich das geladene Teilchen bewegt) größer als 1 ist. Betrachtet man nur das visuelle Spektrum zwischen $\lambda_1 = 400$ nm und $\lambda_2 = 700$ nm Wellenlänge, dann ergibt sich aus (1.48) :

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi \alpha Z^2 e \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta \right) \approx 4.91 \cdot 10^4 Z^2 e^2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta \right) \quad [1.49]$$

Diese Strahlung, die durch sehr schnelle geladene Sekundärteilchen emittiert wird, enthält genügend Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich, um auf der Erdoberfläche einen entsprechenden Lichtblitz auszulösen, der mit empfindlichen Photomultiplier-Anordnungen – gekoppelt mit einer ausreichend großen lichtsammelnden Oberfläche – nachgewiesen und genau vermessen werden kann.

In dem hier betrachteten Energiebereich oberhalb von 10^{11} eV (VHE-Band) werden die primär eindringenden Gammaquanten bereits oberhalb von 20 km Höhe über der Erdoberfläche durch Stoßprozesse, die kaskadenartig zur Paarerzeugung von sehr vielen Elektronen- und Positronenpaaren führen, absorbiert. Außerdem entstehen auf Grund der Wechselwirkung dieser Partikel mit den Luftmolekülen entlang der Flugbahn weitere sekundäre Teilchen wie z.B. niederenergetische Gammaquanten (Bremsstrahlung), die wiederum in Elektronen-Positronenpaare zerfallen. Diese Elektronen und Positronen bewegen sich in die gleiche Richtung, wie das in die Hochatmosphäre eingedrungene Primärteilchen. Ihre Geschwindigkeit erreicht dabei mehr als 99.99 % der Vakuumlichtgeschwindigkeit, was mehr ist als die Phasengeschwindigkeit von Licht in Luft. Damit erzeugen sie für sehr kurze Zeit (einige Nanosekunden lang) Cherenkov-Strahlung innerhalb eines Kegels von lediglich 2° Öffnung. Das Intensitätsmaximum wird dabei in ca. 8 Kilometer Höhe erreicht. Der Teil davon, der nicht durch die Atmosphäre absorbiert wird (insbesondere sichtbares Licht), leuchtet am Boden einen Kreis von ca. 250 m Durchmesser aus und kann durch schnelle und lichtempfindliche Detektoranordnungen registriert werden.

Die Idee, quasi die Erdatmosphäre als Detektormaterial zu nutzen, stammt von dem britischen Physiker PATRICK M.S. BLACKETT (1897-1974, Nobelpreis 1948). 1965 konnte dann JELLEY am Jodrell-Bank Observatorium zeigen, daß diese Idee (zumindest für Radiowellen) praktikabel ist. Ab 1970 wurden

schließlich die ersten optischen Cherenkov-Teleskope gebaut. Heute existiert weltweit eine ganze Anzahl von optischen Gammastrahlungs-Observatorien, welche die weltraumgestützten Gammateleskope unterstützen und ergänzen.

Übersteigt die Energie des aus dem Kosmos einfallenden γ -Quants die 100 TeV-Grenze, dann können auf hohen Bergen die Sekundärteilchen durchaus die Erdoberfläche erreichen und mit herkömmlichen Teilchendetektoren, die über eine größere Fläche verteilt sind, registriert werden. Aber nicht nur γ -Quanten erzeugen Luftschauer. Auch andere hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung (z.B. relativistische Protonen) sind in der Lage, kaskadenartig Sekundärteilchen zu bilden, die Cherenkov-Strahlung emittieren. Glücklicherweise unterscheiden sich die rein elektromagnetischen Kaskaden, die von Gamma-Photonen ausgelöst werden signifikant von den sogenannten hadronischen Kaskaden. Im ersten Fall wird auf der Erdoberfläche eine je nach Einfallsrichtung unterschiedlich orientierte Ellipse ausgeleuchtet während man es im zweiten Fall mit einem weniger regelmäßigen Ausleuchtungsgebiet zu tun hat.

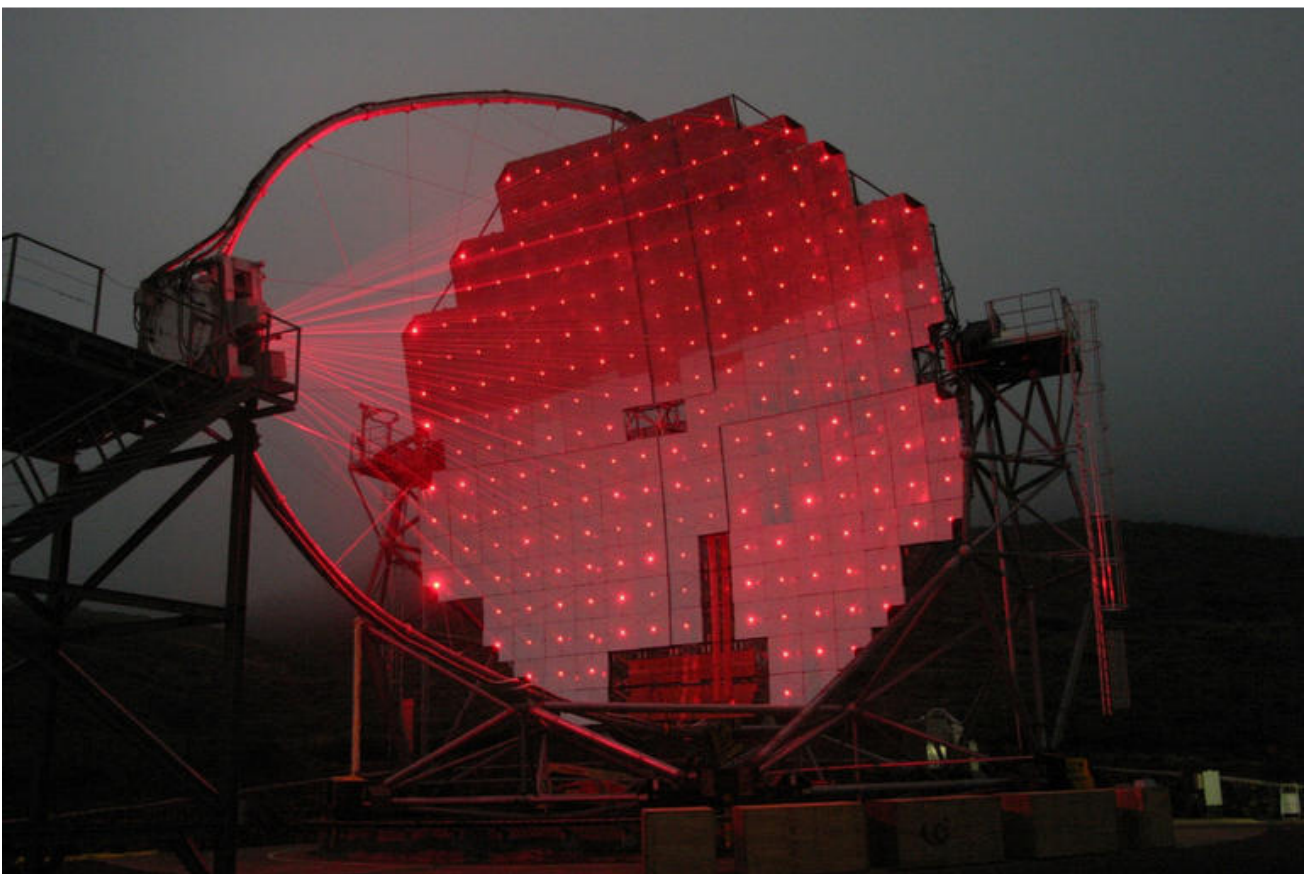
Die Intensität der Strahlung ist ziemlich genau der Gesamtzahl der Teilchen in einem Schauer proportional, woraus man auf die Energie des primären γ -Quants schließen kann. Mit mehreren abbildenden Teleskopen innerhalb des Ausleuchtgebietes läßt sich weiter die Richtung des Primärteilchens – also die ungefähren Koordinaten am Himmel in der Rückverlängerung seiner Flugbahn – bestimmen. Mit dieser Methode erreicht man immerhin eine Winkelauflösung von 3 bis 6 Bogenminuten. Das reicht aus, um gezielt vorselektierte Objekte wie z.B. Supernovaüberreste oder aktive Galaxienkerne zu untersuchen.

Abbildende Cherenkov-Teleskope sind große Spiegelteleskope, die nicht aus einem monolithischen Spiegel sondern aus vielen Einzelspiegeln bestehen, an deren optischer Qualität im Vergleich zu anderen astronomischen Teleskopen nicht sonderlich hohe Anforderungen zu stellen sind. Wichtig ist nur eine in der Summe möglichst große lichtsammelnde Fläche, damit genügend Licht auf das empfindliche Detektorarray aus Photomultipliern konzentriert werden kann. Die Teleskope sind meist altazimutal montiert. Um möglichst genaue Richtungsinformationen zu erhalten, werden oftmals mehrere derartige Teleskope zu einem Array zusammengefaßt. Eines der modernsten Arrays zur Beobachtung hochenergetischer Gammastrahlung stellte das HEGRA-Observatorium (HEGRA = „*High Energy Gamma-Ray Astronomy*“) auf dem Roque de los Muchachos auf La Palma dar, wo sich heute auch das MAGIC-Teleskop befindet. Es wurde 1987 gegründet und arbeitete bis 2002. Die Anlage bestand aus insgesamt 6 Einzelteleskopen mit einer effektiven Spiegelfläche von jeweils 8.5 m², die sich aus der Gesamtfläche von 30 Spiegeln mit einem Durchmesser von 60 cm ergibt. Vier dieser Teleskope standen an den Ecken eines Quadrats mit 100 m Seitenlänge und eines stand im Zentrum. Ein weiteres Teleskop arbeitete unabhängig von dieser Fünfergruppe und diente vor allem der Überwachung variabler Gammaquellen.

Sehr hohe technische Anforderungen mußten an den eigentlichen Detektor gestellt werden, der sich jeweils in der Brennebene der Teleskope befand. Da der Nachthimmel für solch ein Teleskop durchaus „hell“ ist, kann man nur die extreme zeitliche Kürze eines Cherenkov-Signals (< 5 ns) zu dessen Identifizierung heranziehen. Dazu sind z.Z. nur spezielle Vakuum-Photovervielfacher (PMT's) in der Lage, die ihre Fähigkeiten natürlich nur mit einer entsprechend schnellen Elektronik ausspielen können. Jeweils 271 PMT's gleichmäßig verteilt über die Fläche eines regelmäßigen Sechsecks von ca.

40 cm Durchmesser bildeten den eigentlichen Detektor. Durch das Meßregime wurde sichergestellt, daß das Teleskop nur dann anschlägt, wenn innerhalb von wenigen Nanosekunden mehrere PMT's gleichzeitig ansprechen. Als Ergebnis erhielt man ein „Bild“, dessen Pixel einem jeweils angesprochenen PMT entsprechen. Aus den „Bildern“ der Einzelteleskope konnte anschließend rechnerisch die Säule des Luftschauers geometrisch rekonstruiert und daraus die gewünschten Informationen über das Primärquant ermittelt werden.

Mit dem HEGRA-Experiment, an dem maßgeblich auch deutsche Institutionen und Hochschulen beteiligt waren, konnten viele astrophysikalisch bedeutsame Beobachtungen gewonnen werden. Das betrifft besonders die Untersuchung von Einzelobjekten, wie z.B. dem Krebsnebel sowie die detaillierte Untersuchung von ausgewählten Markariangalaxien mit ausgeprägter Kernaktivität. Auch der Nachweis von TeV-Photonen, die zweifelsfrei von dem Supernova-Überrest Cas-A stammen, ist bemerkenswert.



MAGIC-Teleskop auf La Palma bei Nacht mit eingeschalteten Justierlasern

Das Nachfolger-Projekt auf La Palma ist das bereits erwähnte MAGIC-Projekt, das vorerst aus zwei abbildenden Cherenkov-Teleskope mit einer lichtsammelnden Fläche von jeweils 230 m² (Spiegeldurchmesser 17 m) bestehen wird, von denen das Erste seit 2003 im Einsatz ist. Diese Beobachtungsgeräte stellen eine neue Generation von Cherenkov-Teleskope dar und man kann sicher sein, daß sie das Forschungsgebiet der Gammastrahlenastronomie weiter voran bringen werden.

Radioastronomie

Unter dem Oberbegriff „Radioastronomie“ versteht man die Untersuchung elektromagnetischer Strahlung kosmischer Objekte in einem Wellenlängenbereich, der sich - beginnend bei den Millimeterwellen - bis weit in den Kilometerbereich hinein erstreckt. Landläufig werden derartige „Wellen“ auch als Funk- oder Radiowellen bezeichnet, da bestimmte Frequenzbereiche (Bänder) sich sehr gut zur Übertragung von Nutzsignalen eignen und damit solche Dinge wie Radio, Fernsehen, mobiles Telefonieren und Funk erst möglich machen. Der Teil des elektromagnetischen Spektrums, der gewöhnlich als Radiofrequenzbereich bezeichnet wird, umfaßt die Frequenzen zwischen ca. 3 kHz und 300 GHz. Dieser Bereich wird in sogenannte „Bänder“ unterteilt, die – je nach Bedeutung und Verwendungszweck – unterschiedlich bezeichnet werden. Die folgende Tabelle gibt die Einteilung nach Frequenzbereichen an, wie sie aus der Radio- und Funktechnik her bekannt sind:

Nicht alle Radiofrequenzbereiche sind für die – zumindest erdgestützte – Radioastronomie brauchbar. Das hat im Wesentlichen zwei Gründe. Einmal ist die Erdatmosphäre nicht für alle Radiofrequenzen durchlässig. Den durchlässigen Frequenzbereich bezeichnet man als „Radiofenster“ und umfaßt ungefähr das Gebiet zwischen 5 MHz und rund 300 GHz. Die obere (langwellige) Grenze wird durch die Absorption in der Ionosphäre der Erde und die untere Grenze durch die Absorption der Radiostrahlung durch den Wasserdampf- und den Kohlendioxidgehalt der Atmosphäre verursacht. Ein großer Vorteil für die Astronomen ist der Umstand, daß man Radioastronomie bei Tag und bei Nacht und meistens auch unabhängig von der Bewölkung betreiben kann. Lediglich Beobachtungen im Millimeter-Bereich (bis ca. 1 Zentimeter) werden durch den Wasserdampfgehalt der Erdatmosphäre stark beeinträchtigt, so daß man Radioteleskope für den Submillimeter- und Millimeterbereich bevorzugt in ariden Gebieten oder im Hochgebirge betreibt.

Band	Bezeichnung		Frequenzbereich	Anwendung
LV	Low Frequency	Langwellen	30 – 300 kHz	Rundfunk
MF / AM	Medium Frequency	Mittelwellen	300 kHz – 3 MHz	Rundfunk
HF	High Frequency	Kurzwellen	3 MHz – 30 MHz	Kurzwellenrundfunk
VHF / FM	Very High Frequency	Ultrakurzwelle	30 MHz – 300 MHz	Rundfunk, Fernsehen, Radar
UHF	Ultra High Frequency	Dezimeterwellen	300 MHz – 3 GHz	Fernsehen, Mobilfunk, Satellitenfernsehen, Mikrowellenherd
SHF	Super High Frequency	Zentimeterwellen	3 GHz – 30 GHz	Radar, Richtfunk
EHF	Extremely High Frequency	Millimeterwellen	30 GHz – 300 GHz	Richtfunk

Einige Astronomen rechnen Beobachtungen im Submillimeterbereich bereits der Infrarotastronomie zu. Der Grund dafür liegt weniger in der Form der „Antennen“ die verwendet werden sondern mehr in den Unterschieden in der Empfängertechnologie.

In manchen Frequenzbändern führen künstliche Strahlungsquellen zu massiven Beeinträchtigungen bei der Beobachtung kosmischer Radiostrahlungsquellen. Dazu gehören erd- und luftgestütztes Radar, Radio- und Fernsehsender, Energieerzeugungs- und Verteilungsanlagen sowie künstliche Satelliten. Die Störungen entstehen hauptsächlich durch Interferenzen oder durch die starke Intensität der künstlichen Strahlung. Man kann ihnen ausweichen, in dem man Radioteleskope in weniger industrialisierte Gebiete oder geschützt in Tal-Lagen (wie z.B. das 100-m Teleskop in Effelsberg bei Bonn) aufbaut. Manche, terrestrisch stark genutzte Frequenzbänder sind deshalb für die Radioastronomie sogar völlig unbrauchbar. Andererseits stehen einige Frequenzbänder quasi unter Naturschutz und dürfen z.B. von Telekommunikationsanbietern nicht genutzt werden, weil sie wichtig für die astronomische Grundlagenforschung sind. Welche Frequenzbänder das sind, wird regelmäßig auf internationalen Konferenzen festgelegt.

Die Geschichte der Radioastronomie begann eigentlich ganz unspektakulär mit einer Zufallsentdeckung. Anfang der dreißiger Jahre des vergangenen Jahrhunderts bekam der Radioingenieur KARL GUTHE JANSKY (1905-1950) von seinem Arbeitgeber, der Bell Phone Telefongesellschaft, den Auftrag mit einer neuartigen Richtantenne Störsignale im Kurzwellenbereich zu untersuchen. Bei seinen ersten systematischen Untersuchungen im Jahre 1932 fiel ihm auf, daß die gemessene Strahlungsintensität offenbar mit der täglichen Umdrehung der Erde um ihre Achse korreliert ist. Das Maximum der Rauschsignale verschob sich nämlich täglich um ca. 4 Minuten woraus er logisch die Schlußfolgerung zog, daß die Rauschquelle außerhalb der Erde und sogar außerhalb des Sonnensystems liegen mußte. Später konnte er das Gebiet um das galaktische Zentrum im Sternbild Schütze als Radioquelle identifizieren. Seine Entdeckung stieß jedoch zu jener Zeit auf kein großes Interesse unter den Astronomen.

Das änderte sich einige Jahre später, als der aus Chicago stammende Radiopionier GROTE REBER (1911-2002) einen ersten „Radiospiegel“ mit einem Durchmesser von 9 Metern baute, mit dem er 1937 begann aktiv Radioastronomie zu betreiben. Nach anfänglichen Schwierigkeiten gelang ihm 1938 bei einer Frequenz von 160 MHz die Messung der galaktischen Radiostrahlung, wodurch er die Entdeckung JANSKYS bestätigte. In den Folgejahren führte er mit seinem Radioteleskop eine erste Himmelsdurchmusterung durch, deren Ergebnisse 1942 im renommierten „Astrophysical Journal“ veröffentlicht wurde. Diese Arbeit war ohne Zweifel die Initialzündung für die quasi explosionsartige Entwicklung der Radioastronomie nach Beendigung des zweiten Weltkrieges. Die bei der militärischen Nutzung der Radiofrequenzstrahlung gesammelten Erfahrungen und die während des Krieges forcierte Weiterentwicklung und ständige Verbesserung der Empfängertechnik boten außerdem denkbar günstige Voraussetzungen für die Entstehung dieses neuen Zweiges der beobachtenden Astronomie. Die Radiostrahlung der Sonne wurde übrigens von britischen Radaringenieuren noch während des zweiten Weltkrieges entdeckt.

Ende der vierziger sowie in den fünfziger und Anfang der sechziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts entstanden eine ganze Anzahl von Radioobservatorien wie z.B. Jodrell Bank (Cheshire, England, gegründet 1945 durch Sir BERNARD LOVELL), Parkes (Australien) mit seinem 64-m Radiospiegel (1961) und das Arecibo-Radioobservatorium auf Puerto Rico mit seinem fest in einen natürlichen Talkessel eingebauten 305 m Radiospiegel (1963).

Genaugenommen kann man recht deutlich vier Phasen in der Entwicklung der Radioastronomie unterscheiden (nach G.L.VERSCHUUR):

Phase: Entstehung der Radioastronomie und erste Erfolge (1932 bis ca. 1950)

Phase: Identitätskrise (keine oder wenige Erklärungen; Kampf mit der Tücke des Objekts; für was ist das alles gut?, 1950 – 1960)

Phase: Beginn der großen Entdeckungen (Quasare (1963, MAARTEN SCHMIDT), Pulsare (1968, ANTHONY HEWISH, JOCELYN BELL), interstellare Moleküle, Maser, Radiojets etc.)

Phase: Konsolidierung und Klarheit (Radioastronomie wird unverzichtbarer Bestandteil der Astrophysik; neue und ergänzende Einblicke in viele zuvor rätselhafte astronomische Prozesse, z.B. Sternentstehung, protoplanetare Scheiben, Kosmologie; Erschließung neuer Wellenlängenbereiche; Interferometrie; Revolution in der Empfängertechnik.)

Zum Abschluß noch ein paar Bemerkungen zur Entwicklung der Radioastronomie in Deutschland. Die Bedeutung der Untersuchung der kosmischen Radiostrahlung für die Astronomie wurde in Deutschland bereits früh erkannt. Aber erst einige Zeit nach Beendigung des zweiten Weltkrieges erlaubten die Siegermächte wieder Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Hochfrequenz- und Radartechnik und damit auch der Radioastronomie. Zuvor entstanden in den Niederlanden die ersten vollständig auf die Radiobeobachtung ausgerichteten Beobachtungsstationen, die mit deutschen Radarreflektoren vom Typ „Würzburger Riese“ arbeiteten (z.B. in Dwingelo). Ziel war es vornehmlich, die bereits 1944 von HENK VAN DE HULST vorhergesagte Radioemissionslinie des neutralen Wasserstoffs bei einer Wellenlänge von 21 cm nachzuweisen.

Die ersten systematischen Untersuchungen in Deutschland begannen um das Jahr 1957 an der Universität Kiel und ungefähr zur gleichen Zeit unter Leitung von OTTO HACHENBERG (1911-2001) am Heinrich-Hertz-Institut in Berlin-Adlershof (Ost). Besonders letzteres Institut war durch seinen eindrucksvollen Parabolreflektor von 36 Meter Durchmesser sehr bekannt geworden.

Im damaligen Westdeutschland erkannte man schnell das Potential, was in diesem neuen Forschungsgebiet steckt. Hier ergab sich die Möglichkeit, die deutschen Astronomen wieder an die Weltspitze heran zu führen, die sie zumindest auf dem Gebiet der auf Beobachtung ausgerichteten Astronomie seit dem Beginn der Nazidiktatur in den dreißiger Jahren weitgehend eingebüßt hatten. Ein Höhepunkt in diesem Bestreben war die Inbetriebnahme des 25-m Radiospiegels auf dem Stockert in der Nähe bei Bad Münstereifel. Damit konnten einige wichtige „Durchmusterungen“ durchgeführt werden. Wichtiger waren jedoch die Erfahrungen, die man bei der Weiterentwicklung der Empfängertechnik machte. Mit der Gründung des Max Planck-Instituts für Radioastronomie (Bonn) im Jahre 1966 begann eine neue Ära der Radioastronomie in Deutschland, die in der Inbetriebnahme des vollbeweglichen 100-m Radioteleskops in Bad Münstereifel-Effelsberg im Jahre 1972 kulminierte. Die damals weltgrößte azimuthal montierte Parabolantenne wurde von der extra für dieses Projekt ins Leben gerufene „Arbeitsgemeinschaft KRUPP / MAN“ mit Mitteln, die zu einem Teil aus der Volkswagenstiftung stammten, entwickelt und gebaut. Es ist so konzipiert, daß man damit besonders Beobachtungen im „kurzwelligen“ Teil des Radiospektrums und zwar im Wellenlängenbereich zwischen 3 mm und 35 cm, durchführen kann. In diesem Wellenlängenbereich ist es auch heute noch –

mehr als 30 Jahre nach der offiziellen Inbetriebnahme – eines der leistungsfähigsten Radioteleskope der Welt. Wichtige Arbeitsgebiete sind die Molekülspektroskopie und die damit im Zusammenhang stehende Untersuchung der interstellaren Materie (insbesondere in Sternentstehungsgebieten) sowie die Interferometrie. Im letzteren Fall arbeitet es im Verbund mit anderen Radioteleskopen auf der Welt, um eine möglichst große räumliche Auflösung zu erzielen (VLBI).

Das Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn, welches 1966 unter maßgeblicher Beteiligung von OTTO HACHENBERG gegründet wurde und einige Jahrzehnte unter seiner Leitung stand, ist heute eine weltweit anerkannte Forschungsstätte. Dort beschäftigen sich Astronomen und Physiker hauptsächlich mit dem Frequenzbereich, der den Übergang zwischen Radiowellen und den infraroten Spektralbereich kennzeichnet. Neben dem 100-Meter-Spiegel in Effelsberg stehen den Wissenschaftlern im Rahmen internationaler Zusammenarbeit noch weitere Forschungsinstrumente zur Verfügung. Dazu gehört z.B. der gemeinsame Betrieb des 10-Meter Heinrich-Hertz-Teleskops auf dem 3270 Meter hohen Mt. Graham zusammen mit der Universität Arizona, mit dem der kosmogonisch hochinteressante Submillimeter-Bereich abgedeckt wird. Weitere Beteiligungen betreffen u.a. das Projekt APEX („*Atacama Pathfinder Experiment*“), das aus einem Array von 64 mobilen, extrem genau gearbeiteten Parabolantennen mit jeweils 12 m Durchmesser bestehen wird und das seit 2003 in einem extrem ariden Hochgebirgsstandort in 5000 m Höhe in den chilenischen Anden aufgebaut wird. Damit werden hochpräzise Beobachtungen im Submillimeterbereich möglich, von denen man neue Einsichten in die Entstehung von Sternen, über das (von Staubmassen eingehüllte) galaktische Zentrum und über die Entstehung der ersten Strukturen nach dem Urknall erwartet.

Radioteleskope

Bei der Radiostrahlung handelt es sich genauso wie bei der optischen Strahlung, die man gemeinhin als „Licht“ bezeichnet, um elektromagnetische Strahlung. Ihr Nachweis und die Messung ihrer Intensität, Richtung und spektralen Verteilung erfordern jedoch z.T. ganz andere Verfahren als in der optischen Astronomie üblich sind. Das liegt hauptsächlich an der Wellenlänge der Radiostrahlung, die um mindestens

$$\frac{\lambda_{\text{Radio}}}{\lambda_{\text{Optisch}}} \approx 10^5 - 10^6$$

mal größer ist. Dieses Verhältnis hat für die Beobachtungspraxis zwei dramatische Konsequenzen. Sie betreffen im Einzelnen

- § das Auflösungsvermögen und die Abbildungsgenauigkeit von Radioquellen.
- § den eigentlichen Nachweis (Detektion) der Radiowellen

Da Gleichung (1.8) prinzipiell für jede Art von elektromagnetischer Strahlung gilt, kann man damit auch das Auflösungsvermögen eines Radioteleskops berechnen. Man erhält daraus das zuerst etwas überraschende Ergebnis, daß man, um das gleiche Auflösungsvermögen eines optischen Teleskops mit einer Apertur von z.B. einem Meter zu erreichen, bei einer Wellenlänge von 1 cm einen Radiospiegel von rund 20 Kilometer Durchmesser benötigt! Bei noch größeren Wellenlängen verschlechtert sich das

Auflösungsvermögen eines einzelnen Radioteleskops noch weiter. Das bedeutet in der Praxis, daß Radioteleskope prinzipbedingt immer beugungsbegrenzt arbeiten. Man hat seit dem Aufkommen der Radioastronomie viel unternommen, um das Auflösungsvermögen von Radioteleskopen zu steigern. Das führte zur Entwicklung der Interferometrie (über die noch detailliert berichtet wird, 4.4.2), mit deren Hilfe letztendlich das Auflösungsvermögen der optischen Teleskope weit übertroffen werden konnte. Durch diese technische Innovation gelangten nun auch kosmische Einzelobjekte geringer Winkelausdehnung wie protostellare Scheiben oder Akkretionsscheiben und Jets um Schwarze Löcher in das Visier der Radioastronomen. Gerade die dadurch möglich gewordenen Detailuntersuchungen haben zu vielen neuen Einblicken und zu Neuinterpretationen optischer Beobachtungen geführt. Als Beispiel sei z.B. das Standardmodell aktiver Galaxienkerne genannt, welches das Erscheinungsbild verschiedener „Galaxientypen“ unter einem gemeinsamen, einheitlichen Gesichtspunkt zusammenfaßt.

Der Durchmesser eines Radiospiegels (der meist die Form eines Paraboloids hat) ist nicht nur für das Auflösungsvermögen (ausgedrückt durch die „beam width“ oder „Keulenbreite“ α) verantwortlich, sondern auch für das „Sammelvermögen“, d.h. für die „Menge“ an elektromagnetischer Strahlung, die zum Empfänger reflektiert wird. Die technische Größe, die diesen Sachverhalt beschreibt, ist die „Empfängerfläche“. Es gilt hier das gleiche Prinzip wie in der optischen Astronomie. Je größer die Empfängerfläche ist, desto schwächere Radioquellen können detektiert werden.

Parabolantennen haben sich in der Radioastronomie als besonders geeignet erwiesen, obwohl - meist für Spezialzwecke – auch andere Antennentypen zum Einsatz kommen. Die Entdeckung der 3 K Hintergrundstrahlung durch ARNO PENZIAS und ROBERT W. WILSON (1965) gelang z.B. mit einer sogenannten Hornantenne und JANSKI führte 1932 seine bahnbrechenden Untersuchungen der galaktischen Radiostrahlung mit einer aus Dipolen bestehenden Rahmenantenne durch.

Die Oberflächengenauigkeit, die ein Parabolreflektor aufweisen muß, hängt von der Wellenlänge ab, in der die kosmischen Objekte beobachtet werden sollen. Je kürzer die Wellenlänge ist, desto größere Anforderungen werden an die Genauigkeit der Form der Antennenschüssel gestellt. Die Abweichungen von der idealen Paraboloidform sollten etwas geringer sein als die Beobachtungswellenlänge. In diesem Zusammenhang stellen gerade Reflektoren für den Millimeter- und Submillimeterbereich besondere technische Herausforderungen dar. Bei nicht zu kleinen Wellenlängen braucht die Reflektorfläche nicht unbedingt aus Metallplatten bestehen. Auch ein Drahtnetz – dessen Maschenweite ungefähr der Bedingung $\leq \lambda_{\min} / 10$ genügt, ist geeignet.

Bei sehr großen Reflektoren müssen darüber hinaus auch noch die Verformungen durch das Eigengewicht, die bei der Ausrichtung auf kosmische Objekte in unterschiedlicher Höhe über dem Horizont entstehen, auf diffizile Art und Weise ausgeglichen werden. Das Effelsberger 100-Meter Teleskop nutzt dafür beispielsweise das Prinzip der „homologen Verformung“ was nichts anderes bedeutet, als daß man die Formänderungen des Spiegels bei verschiedenen Kippwinkeln bewußt zuläßt. Der Ausgleich wird durch die Form der Stützkonstruktion erreicht, die so ausgelegt ist, daß sie die Deformationen durch die Schwerkraft letztendlich wieder rückgängig macht. Die dafür notwendigen sehr komplexen Berechnungen während der Konstruktionsphase erfolgen heute mit den Methoden der finiten Elemente (FEM), die in allen Bereichen des Maschinenbaus überaus erfolgreich eingesetzt wird.

Die von der metallischen Parabolantenne gebündelten Radiowellen werden meistens kurz vor dem Brennpunkt an einem Subreflektor (z.B. in einer Cassegrain- oder Gregory-Anordnung) aufgefangen und von dort zum Empfänger geleitet. Dieser Empfänger ist das Herz des Radioteleskops. Oder anders ausgedrückt, im Empfänger steckt das eigentliche „know how“ eines Radioteleskops.



26 Meter-Radioteleskop des Mount Pleasant-Observatoriums in Tasmanien, Australien

Das erste „Bauteil“ des Empfängers ist die sogenannte „Speiseantenne“, die im Brennpunkt des Spiegels, wo die elektromagnetischen Wellen kohärent eintreffen, angeordnet ist. Bei Wellenlängen unter 20 cm muß man aufgrund der hohen Frequenz anstelle eines Dipols einen Hohlleiter oder eine kleine Hornantenne verwenden, von wo aus das Signal schließlich zum eigentlichen Empfänger weitergeleitet wird.

Man verwendet Radiospiegel natürlich auch wegen ihrer im Gegensatz zu anderen Antennenanordnungen (z.B. Yagi-Antennen) verbesserten Richteigenschaften. Es ist klar, daß die größte Empfindlichkeit in Richtung der Spiegelachse erreicht wird. Aber auch schräg dazu einfallende Wellen führen zu einem meßbaren Signal was mitunter zu Störungen führen kann. Die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit wird oft in einem Polardiagramm – der Antennen-

charakteristik – dargestellt. Eingezeichnet wird darin die Grenzlinie, innerhalb der die Empfindlichkeit der Antenne größer ist als der e-te Teil der maximalen Empfindlichkeit bei der betrachteten Wellenlänge. Bei einem Radiospiegel erkennt man darauf deutlich die sogenannte „Hauptkeule“ (engl. „*main lobe*“) und im unteren Teil sogenannte „Nebenkeulen“, („*side lobes*“, entsprechen in etwa den Beugungsringen bei einer optischen Abbildung). Es gilt dabei die Regel: Je länger und damit schmaler die Hauptkeule ist, desto empfindlicher ist das Radioteleskop in diese Richtung. Teilt man die Länge der Hauptkeule in zwei Teile und zieht man von den beiden Schnittpunkten mit der Außenkontur Strecken zum Mittelpunkt der Antenne, dann erhält man einen Winkel Ω_{beam} , den man als „*half-power beam width*“ oder HPBW bezeichnet. Als Faustformel für diese Halbwertsbreite (in Grad) kann man folgende Beziehung verwenden:

$$HPBW \approx 70 \frac{\lambda}{D} \quad [1.50]$$

wobei D der lineare Durchmesser der Parabolantenne ist.

Die effektive Antennenfläche A_{eff} ist dem sogenannten Antennengewinn G („*gain*“, d.h. dem Verhältnis der in Hauptstrahlrichtung empfangenen Energie zu der Energie, die eine nach allen Richtungen gleichmäßig empfangene Antenne aufnimmt) proportional, so daß gilt:

$$A_{eff} = \frac{\lambda^2 G}{4\pi} \quad [1.51]$$

Der spektrale Strahlungsfluß $S(\nu)$, also die Energie, welche die Antenne von einer kosmischen Strahlungsquelle pro Zeiteinheit, Frequenzintervall und Einheitsfläche erreicht, muß über die gesamte Bandbreite $\Delta\nu$ sowie über die Teleskopfläche A integriert werden, um die integrale Flußdichte P zu erhalten, welche dem Empfänger zur Verstärkung und damit letztendlich als Meßsignal zur Verfügung steht:

$$P = \iint_{A,\nu} S(\nu) \mathcal{E}(\nu) d\nu dA \quad [1.52]$$

$\mathcal{E}(\nu)$ beschreibt in dieser Gleichung die Effizienz des Detektors bei der Frequenz ν .

Unter idealen Bedingungen ($\mathcal{E}=1$) ist demnach

$$P = S A_{eff} \Delta\nu \quad [1.53]$$

Wie man sich leicht vorstellen kann, sind die Flußdichten kosmischer Radioquellen extrem gering. Deshalb hat man für diese Größe eine neue Einheit eingeführt, das Jansky. Unter einem Jansky (Jy) versteht man den Fluß

$$1\text{Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

Moderne Radioteleskope erreichen eine Nachweisempfindlichkeit, die in der Größenordnung von einigen nJy liegt.

Extreme Radiostürme, die bei der Sonne im Zusammenhang mit dem Flare-Phänomen auftreten, erreichen Flußdichten in der Größenordnung von 10^8 Jy. Die stärksten galaktischen und extragalaktischen „Punktquellen“ erreichen einige 10^3 Jy während die Flußdichte bei der überwiegenden Mehrzahl der Radioquellen im Milli-Jansky-Bereich (mJy) liegt.

Die äußerst geringe Intensität der nachzuweisenden Radiostrahlung führt zu einer Vielzahl von technischen Problemen, von denen insbesondere das Empfängerrauschen zu nennen ist. Es wird bekanntlich zum größten Teil durch die thermische Bewegung der Elektronen in der Empfängerelektronik verursacht. Wenn man z.B. an die Enden eines ohmschen Widerstandes R einen hochverstärkenden Oszillographen anschließt, der in der Lage ist, die Spannung U an seinem Eingang als Funktion der Zeit darzustellen, dann wird er ein temperaturabhängiges stochastisches Signal auf seinen Bildschirm anzeigen. Die Spannung $U(t)$ entsteht dadurch, daß die ungeordnete Wärmebewegung der Elektronen den Ladungsschwerpunkt zurzeit t stochastisch um eine mittlere Lage verschiebt, so daß einmal das eine und etwas später das andere Ende des Widerstandes ein negatives Potential aufweist. Dieses „thermische Rauschen“ kann man sprichwörtlich hörbar machen, wenn man es über einen geeigneten Linearverstärker einem Lautsprecher zuleitet. Da die Rauschspannung im zeitlichen Mittel verschwindet, ist für die weiteren Untersuchungen nur der quadratische Mittelwert $\langle U^2 \rangle$ von Bedeutung. Mit den Methoden der statistischen Mechanik gelangt man letztendlich zu einer Beziehung, die diese Größe mit der Umgebungstemperatur T in Beziehung setzt:

$$\langle U^2 \rangle = 4 k T R \Delta \nu \quad [1.54]$$

Wie man erkennt, hängt das mittlere Rauschspannungsquadrat bei gegebener Temperatur T und Widerstand R nur noch durch die von der Meßapparatur gegebenen Bandbreite ab, aber nicht mehr von dessen Lage auf dem Frequenzband.

Diese wichtige Beziehung (Nyquist-Theorem) kann man auch folgendermaßen schreiben

$$P_N d\nu = k T d\nu \quad [1.55]$$

Bei Raumtemperatur (300 K) beträgt das Widerstandsrauschen beispielsweise rund $4 \cdot 10^5$ Jy. Schon daran kann man ermessen, wie wichtig eine Kühlung der elektronischen Bauteile eines in der Radioastronomie verwendbaren Empfängers ist.

Der Begriff der Temperatur (nicht im thermischen Sinn, sondern im Sinn einer „anschaulichen“ Vergleichsgröße) hat in diesem Zusammenhang auch noch eine andere Bedeutung. Die Antennentemperatur T_A wird z.B. als Maß dafür verwendet, wieviel elektrische Leistung die Antenne aus dem Strahlungsfeld aufnimmt und dem Empfänger zuleitet. Oder anders ausgedrückt, diese Temperatur ist der Temperatur äquivalent, den ein Widerstand haben würde, der den gleichen Energiefluß bei der Frequenz ν aufweist, wie er am Antennenreceiver ankommt.

Die Umrechnung erfolgt über das Planck'sche Strahlungsgesetz, wobei man im langwelligen Radio-Bereich die Rayleigh-Jeans'sche Näherung verwenden kann:

$$T_A = \frac{c^2 B_\nu}{2k\nu^2} = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad [1.56]$$

Auf die gleiche Weise läßt sich auch eine Temperatur der kosmischen Strahlungsquelle definieren, die ein Maß für deren „Helligkeit“ bei der betrachteten Wellenlänge ist. Im englischen wird diese Temperatur als „*brightness temperature*“ (Quellentemperatur) T_b bezeichnet. Ist I_ν die spezifische Intensität der Radioquelle bei der Frequenz ν , dann gilt für T_b in Rayleigh-Jeansscher Näherung:

$$T_b = \frac{c^2}{2k} \frac{I_\nu}{\nu^2} \quad [1.57]$$

Die Aufgabe einer radioastronomischen Beobachtungskampagne ist es oft, die Helligkeitsverteilung einer ausgedehnten Radioquelle bei einer bestimmten Wellenlänge zu bestimmen. Hat die Hauptkeule den Winkel Ω_A und die Radioquelle einen Winkeldurchmesser von φ , dann gibt es offensichtlich zwei Fälle: Ist $\varphi > \Omega_A$, dann ist $T_b = \eta T_A$, wobei der Vorfaktor η die Dämpfung des Signals beschreibt. Ist der Winkeldurchmesser der Quelle kleiner als der Öffnungswinkel der Hauptkeule, dann beinhaltet das Meßsignal sowohl den Fluß der Quelle als auch den Fluß des „Hintergrundes“, der innerhalb des Raumwinkelbereichs der Antennenkeule zum Empfänger gelangt. Kann man den letzteren Anteil vernachlässigen, dann gilt für das Nutzsignal:

$$T_b \varphi = \Delta T_A \Omega_A \quad [1.58]$$

Die Differenz der Antennentemperatur mit und ohne Nutzsignal bezeichnet man oft als „inkrementelle Antennentemperatur“ ΔT_A . Um diese Differenz zu messen, schwenkt man die Antennenkeule so, daß sie einmal das Objekt aufnimmt und das andere Mal nur den Hintergrund erfaßt.

Zum „Systemrauschen“ tragen natürlich auch noch andere Rauschquellen bei, deren Anteile bei jeder Messung genau bestimmt werden müssen. Man findet sie an allen Stellen des Empfängersystems – also nicht nur bei der Antenne selbst. Dieses „Systemrauschen“ ist eine sehr wichtige Größe, da es im Wesentlichen das Signal-Rauschverhältnis und damit die Empfindlichkeit des Radioteleskops als Ganzes festlegt.

Die Antenne eines Radioteleskops stellt natürlich nur einen – wenn auch sehr wesentlichen Teil – der Meßstrecke dar. Die schwache, von der Antenne aufgenommene Strahlung der kosmischen Objekte muß durch die Empfängerelektronik soweit verstärkt und dabei vom Rauschuntergrund getrennt werden, daß am Ende der Meßstrecke ein auswertbares Signal vorliegt, welches man einem bestimmten Ort am Himmel zuordnen kann. Der erste Schritt besteht dabei in einer Verstärkung des Eingangssignals mit Hilfe eines meist gekühlten (z.B. mit flüssigem Helium) und damit rauscharmen Vorverstärkers. Ein eingebauter Bandpaßfilter begrenzt zugleich den durchgelassenen Frequenzbereich auf die gewünschte Bandbreite. Aus verschiedenen Gründen ist es weiter von Vorteil, wenn die

Frequenz dieses Signals herabgesetzt wird so daß eine niederfrequente Zwischenfrequenz (IF, „*intermediate frequency*“) den Vorverstärker verläßt. Das elektronische Bauteil, welches zu diesem Zweck eingesetzt wird, bezeichnet man als Mischer. Aus der Hochfrequenztechnik ist ja allgemein bekannt, daß sich niederfrequente Signale auf elektronischem Wege besser verarbeiten lassen. Außerdem können auf diese Weise störende Rückkopplungen zur Antenne vermieden werden.

Der Name „Mischer“ für den Frequenzkonverter kommt daher, weil in diesem Bauteil ein stabiles, von einem Quarzoszillator (der sogenannte Lokaloszillator) geliefertes sinusförmiges Signal „eingemischt“ wird. Mathematisch wird auf diese Weise entweder die Summe oder die Differenz der beiden Signale – Nutzsignal und Frequenznormal des lokalen Oszillators – erzeugt. Dadurch entsteht ein modulierte Signal geringer Frequenz (meist einige 100 MHz), das sich einfacher transportieren und weiterverarbeiten läßt. Empfänger, die diese Methodik nutzen, bezeichnet man gewöhnlich als heterodyne Empfänger.

Die Verarbeitung des Zwischensignals kann beispielsweise in weiteren Stufen der Verstärkung und der Frequenzfilterung (z.B. mittels spezieller IF-Verstärker) erfolgen. Am Ende wird das Ergebnis entweder analog gespeichert (z.B. auf Magnetbändern, auf Festplatten oder – altmodisch - in Form eines Ausdrucks) bzw. sofort digitalisiert. In diesem Fall steht einer computergestützten Signalanalyse nichts mehr im Wege.

Das Problem, mit den Radioteleskope zu kämpfen haben ist, daß die von einer kosmischen Quelle in der Antenne gesammelte Energie – ausgedrückt durch dessen Rauschleistung W_b - immer klein ist gegenüber dem Systemrauschen, ausgedrückt durch W_N . Nach den Gesetzen der statistischen Mechanik ist bekannt, daß die relative Genauigkeit einer Messung – welche die Grenzempfindlichkeit ΔW bestimmt – von der Gesamtzahl der unabhängigen Meßwerte n abhängt:

$$\frac{\Delta W}{W_k} = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad [1.59]$$

wobei W_k die kumulative Rauschleistung darstellt. Ist $\Delta \nu$ die verwendete Bandbreite und τ die Integrationszeit, dann gilt für die kleinste noch nachweisbare Rauschleistung in bezug auf W_k

$$\Delta W = \frac{W_k}{\sqrt{\tau \Delta \nu}} \quad [1.60]$$

Um die von der Antenne abgegebene Leistung auch dann noch zuverlässig messen zu können, wenn $\Delta W \ll W_k$ ist, muß die Verstärkung und die Rauschleistung des Empfängers über einen entsprechend langen Zeitraum τ konstant gehalten werden. Diese Forderung bestimmt u.a. die Güte des Empfängersystems. Technisch läßt sich das mit verschiedenen Methoden erreichen. Beim Dicke-Verfahren wird die Differenz zwischen dem Eingangssignal und dem Signal einer bekannten, weitgehend konstanten Rauschquelle (z.B. einem ohmschen Widerstand bekannter Temperatur) gebildet und weiterverarbeitet. Man kann zur Erzeugung des Differenzsignals aber auch eine zweite Antenne verwenden, die an eine andere Stelle des Himmels zeigt („*beam switching*“).

Die Entwicklung leistungsfähiger Empfänger – insbesondere für die Radiospektroskopie – stellt eine große ingenieurtechnische Herausforderung dar. Spektroskopie in der Radioastronomie unterscheidet sich prinzipbedingt stark von der spektralen Zerlegung gewöhnlichen Lichts, wie es beispielsweise mit Beugungsgittern geschieht. Das Ziel ist aber das Gleiche: Die Untersuchung eines bestimmten Frequenzbereichs nach Auffälligkeiten wie z.B. Emissionslinien, die von interstellaren Molekülen stammen. Der größte Teil der Strahlung, die von Radioteleskopen gemessen wird, besteht aus thermischer bzw. nichtthermischer Kontinuumsstrahlung. Seit der Vorhersage der 21 cm-Emission des neutralen Wasserstoffs durch VAN DE HULST im Jahre 1944 weiß man, daß sich radioastronomische Methoden auch für den Nachweis mehr oder weniger komplizierter Moleküle, die sich besonders in kühlen interstellaren Gas- und Staubwolken ansammeln, einsetzen lassen. Gerade aus diesem Gebiet konnten in den letzten Jahrzehnten viele interessante Entdeckungen gemeldet werden – so z.B. daß es in Richtung galaktisches Zentrum riesige Äthanolvorkommen gibt („Wodka Gorbatschow“), die noch völlig unerschlossen sind ... ;-)

Das Prinzip der Radiospektroskopie besteht darin, den nutzbaren Frequenzbereich in viele kleine, aneinanderliegende schmale „Bänder“ einzuteilen, die man gewöhnlich als „Kanäle“ bezeichnet. Indem man die Intensität der Radiostrahlung in jeden einzelnen von diesen Kanälen bestimmt, erhält man in der Auflösung der Kanalbandbreite ein Spektrum. Wenn man beispielsweise Radiolinien von Molekülen aufzeichnen möchte, dann muß die Kanalbandbreite natürlich kleiner gewählt werden als die zu erwartenden Linienbreiten.

Bei einem akustooptischen Spektrometer (AOS) wird die vom Verstärker kommende Wechselspannung zur Erzeugung einer Schallwelle in einem geeignet gewählten Kristall, der sogenannten Bragg-Zelle, verwendet. Auf diese Weise entstehen im Kristall Dichteinhomogenitäten (die zu Änderungen im Brechungsindex führen), deren Veränderung man mit optischen Methoden verfolgen kann. Dazu wird der Kristall mit einem monochromatischen Laserstrahl bestrahlt und dessen Ablenkung und Stärke hinter der Bragg-Zelle gemessen, wobei die Ablenkung und die Intensitätsänderung durch die Beugung des Laserlichts an diesen modulierten Inhomogenitäten verursacht wird. Wie man zeigen kann, ist in diesem Fall die Winkelauslenkung der Frequenz ν und die Intensität der Amplitude A des eingespeisten Radiosignals proportional. Hinter dem Kristall braucht deshalb nur noch eine Zeile von optischen Detektoren (CCD's) angeordnet und deren digitalisierten Signale zur Weiterverarbeitung an einen Computer übergeben zu werden. Mit dieser Methode erreicht man übrigens eine sehr hohe spektrale Auflösung.

Bei sehr kurzen Radiowellen – z.B. bei Millimeterwellen – verwendet man heute für spektroskopische Zwecke oft sogenannte Autokorrelationsspektrometer, die eine besonders gute spektrale Auflösung erreichen und in modernen Ausführungen bereits eine ausgefeilte digitale Datenanalyse beinhalten. Für die Signalverarbeitung wird die mathematische Methode der schnellen Fouriertransformation (FFT) eingesetzt und in Echtzeit angewendet.

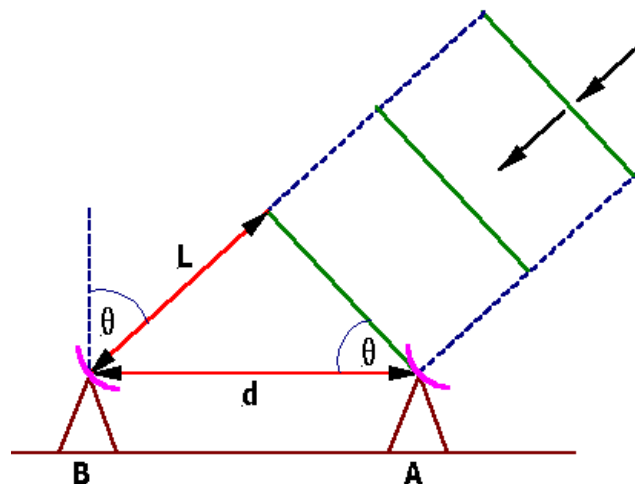
Der Einsatz digitaler Verfahren – möglich gemacht durch die immense Steigerung der Rechenleistung von Personalcomputern – kennzeichnet quasi die vierte Generation der radioastronomischen Beobachtungstechnologie. In Verbindung mit interferometrischen Methoden (s.u.) erreicht man mittlerweile räumliche Auflösungen, welche z.B. die Abbildung des Schwarzen Lochs im galaktischen Zentrum langsam in den Bereich des Möglichen rückt.

Im kurzwelligen Ende des „Radiofrequenzbandes“ – im Übergangsbereich zum Infraroten – benutzt man als Strahlungsempfänger sogenannte Bolometer. Sie wurden bereits in einem separaten Abschnitt beschrieben, so daß hier nicht näher darauf eingegangen zu werden braucht. Radioteleskope, die mit derartigen Strahlungsempfängern ausgerüstet sind, werden übrigens von manchen Autoren der Infrarotastronomie zugeordnet.

Interferometrie

Um mit einem Radioteleskop ungefähr das Auflösungsvermögen eines optischen Teleskops zu erreichen, sind nach (1.8) Antennendurchmesser notwendig, die sich in „monolithischer“ Form nicht mehr herstellen lassen. Um z.B. das theoretische Auflösungsvermögen eines optischen Teleskops mit nur einem Meter Durchmesser auch bei einer Wellenlänge von 5 cm zu erreichen, benötigt man ein Radioteleskop mit ca. 100 km Durchmesser. Aus diesem Grund war es in der „Frühzeit“ der Radioastronomie zwar nicht sonderlich schwierig, die Radiostrahlung von sogenannten „Punktquellen“ zu empfangen (z.B. von Cyg A oder Cas A). Aber die genaue Lage dieser Punktquellen mit einer Genauigkeit zu bestimmen, mit der man auch mit optischen Teleskopen diese Quellen identifizieren kann, war beinahe unmöglich (die Identifikation der starken Radioquelle Cyg A mit einer unscheinbaren Galaxie 4° westlich von γ Cygni durch WALTER BAADE (1893-1960) und RUDOLPH MINKOWSKI (1895-1976) im Jahre 1952 gelang genaugenommen auch nur deshalb, weil die Australier J.G.BOLTON und G.J.STANLEY mit Hilfe eines noch recht einfachen Radiointerferometers dessen Position auf einige Bogenminuten genau bestimmen konnten).

Eine Lösung für das Problem, wie man das Auflösungsvermögen von Radioteleskopen steigern kann, ohne die Größe der Einzelantennen ins Unermeßliche wachsen zu lassen, bietet die Interferometrie. Dazu müssen mindestens zwei Radioteleskope, deren Abstand größer als ihr Einzeldurchmesser ist, so verbunden sein, daß ihre Signale sich elektronisch kombinieren lassen. Auf diese Weise erhält man quasi ein „virtuelles“ Radioteleskop mit einem Durchmesser und einem Auflösungsvermögen, das ihren Abstand entspricht.



Prinzip eines Radiointerferometers

Zwei feststehende Radioteleskope A und B, die um d (der Basislänge) voneinander entfernt sind, sollen ein und dieselbe Punktquelle beobachten. Fällt die als eben angenommene Wellenfront schräg, d.h. bei einer Zenitdistanz Θ ein, dann erreicht sie zuerst das Radioteleskop A und τ_d Sekunden später das Radioteleskop B. Dieser Zeitunterschied ist der größeren Lauflänge L (dem Gangunterschied) geschuldet, den das Signal auf dem Weg zu B zusätzlich zurücklegen muß. Aufgrund der Erdrotation ändert sich L dauernd, wodurch – sobald man beide Eingangssignale in einem Korrelator überlagert – sich je nach Phasenlage Verstärkung und Auslöschung periodisch wiederholen. Trifft z.B. bei A eine Wellenfront und bei B ein Wellental ein, dann erfolgt destruktive Interferenz und das korrelierte Signal wird ausgelöscht. Trifft dagegen bei B auch eine Wellenfront ein, dann kommt es zu einer Signalverstärkung (konstruktive Interferenz). Befindet sich die Radioquelle genau über dem Mittelpunkt der Grundlinie des Interferometers, dann läuft das korrelierte Signal vom Maximum zum Minimum sobald sich die Wellenlängendifferenz um $\lambda/2$ ändert. Offensichtlich muß sich dazu die Radioquelle am Himmel um den Winkel λ/d weiterbewegt haben. Was man am Ausgang des Korrelators beobachtet, sind demnach nichts anderes als gewöhnliche Interferenzstreifen, deren „Winkelabstand“ dem Auflösungsvermögen einer Antenne mit dem Durchmesser d entspricht.

Ein Defizit dieser einfachen Anordnung ist jedoch, daß - wenn das Interferometer ein maximales Signal liefert - zwar klar ist, daß die Weglängendifferenz ein ganzzahliges Vielfaches der Beobachtungswellenlänge ist. Man weiß aber nicht, wie viele Wellenlängen das konkret sind. Oder anders ausgedrückt, aus einem detektierten Maximum kann man nicht ad hoc den Ort der Punktquelle in der Auflösung des Interferometers bestimmen. Das wird erst möglich, wenn weitere Radioteleskope mit unterschiedlicher Basislänge eingesetzt werden. Man gelangt dann zur sogenannten Synthese-Interferometrie. Die Idee besteht darin, daß mehrere zusammengeschaltete Radioteleskope genau dann alle gleichzeitig ein maximales Signal liefern, wenn sich die Radioquelle genau über dem Mittelpunkt aller Grundlinien des Interferometers befindet. Es soll jedoch nicht unerwähnt bleiben, daß sich die Ortsbestimmung von ausgedehnten Radioquellen (die gewissermaßen vom Interferometer aufgelöst werden) schwieriger gestaltet. Mit vielen verschiedenen Basislängen ist aber eine Feinuntersuchung bis hin zur mathematischen Bildrekonstruktion (Apertur-Synthese) mit sehr hoher räumlicher Auflösung möglich.

Erdrotations-Synthese

Bei diesem Verfahren, welches am Mullard Radio-Astronomie-Observatorium in Cambridge (England) entwickelt wurde, reichen im Prinzip zwei Teleskope mit einem festen Abstand aus, die möglichst in Ost-West-Richtung angeordnet sein sollten. Diese beiden Antennen bewegen sich aufgrund der Erdrotation am Tag einmal – von außerhalb der Erde betrachtet – auf einen Kreis, wobei von der Radioquelle aus gesehen stets nur die Projektion der Verbindungslinie der beiden Radioteleskope zu sehen ist. Sie ist offensichtlich am größten, wenn die Radioquelle genau senkrecht über d steht und wird 0, wenn die beiden Teleskope in bezug auf die Radioquelle eine Linie bilden. Das bedeutet, daß allein durch die Rotation der Erde die Größe τ_d (die Zeitverzögerung der beiden Signale, die der gleichen Wellenfront entsprechen) einen kontinuierlichen Wertebereich durchläuft. Oder anders ausgedrückt: Denkt man sich einen Radiospiegel als „raumfest“, dann scheint der andere im Laufe eines Tages um ihn herumzuwandern. Innerhalb von 12 Stunden wird demnach ein „Ring“ an

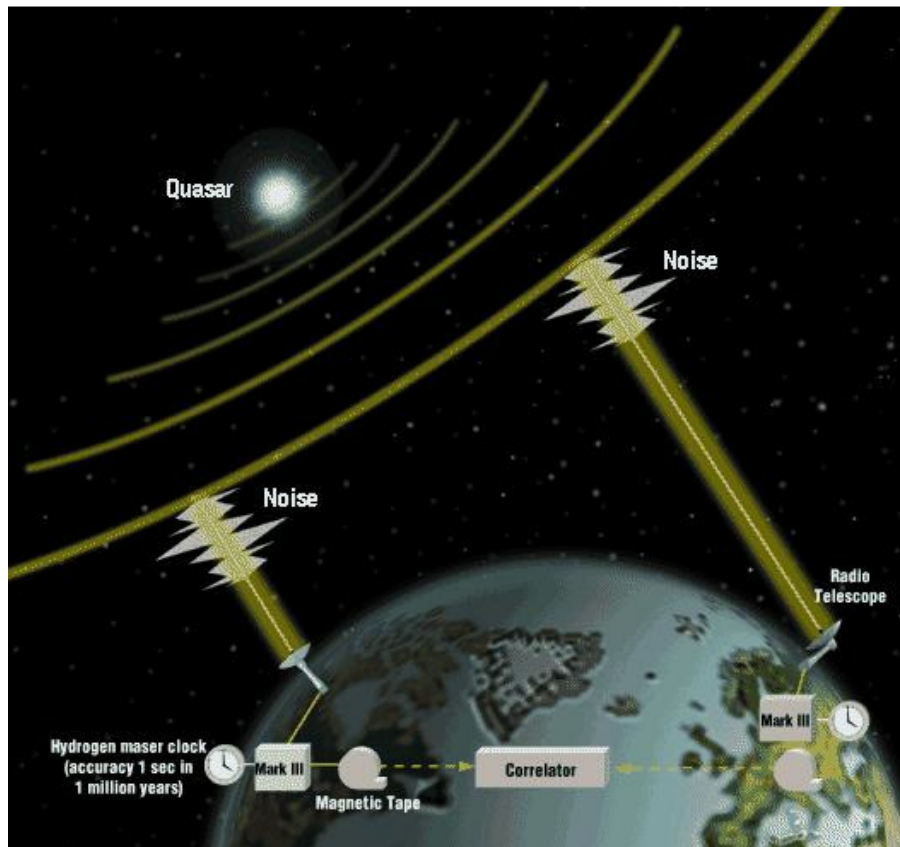
der Himmelskugel überstrichen. Auf diese Weise erreicht man eine zeitliche Modulation der sogenannten Visibilität, die als Ergebnis der Messung über zumeist mehrere Tage oder Wochen aufgezeichnet wird (hier geht implizit die Annahme mit ein, daß sich innerhalb der Meßzeit die Intensität der Quelle nicht oder nur sehr wenig ändert). Mit Hilfe einer zweidimensionalen Fourier-Transformation läßt sich daraus eine hochaufgelöste Abbildung der Radioquelle am Himmel rekonstruieren die um so besser ist, je mehr Radioteleskope in Form eines Arrays an den Messungen beteiligt sind. Verwendet man z.B. zwei Radioteleskope, deren Entfernung 5 km beträgt, und beobachtet man bei einer Wellenlänge von 2 cm, dann erreicht man ein Auflösungsvermögen von ca. 1 Bogensekunde. In der Praxis werden jedoch oft weit mehr als zwei Radioteleskope für derartige Messungen eingesetzt. Das „*Very Large Array*“ (VLA) in New Mexico / USA besteht z.B. aus 27 Parabolantennen mit einem Durchmesser von 25 Meter, die eine Y-artige Struktur aus drei Armen von jeweils 21 Kilometer Länge bilden. Da sich die Teleskope auf Schienen befinden, können ihre Abstände leicht verändert werden. Abhängig von der Beobachtungswellenlänge erreicht man mit dieser Anlage eine Winkelauflösung von ausgedehnten Radioquellen zwischen 0.04 (43 GHz) und ca. 2 Bogensekunden.

Für die Entwicklung der Aperture-Synthese-Technik haben übrigens MARTIN RYLE (1918-1984) und ANTONY HEWISH 1974 (Letzterer insbesondere für die Entdeckung der Pulsare) den Nobelpreis erhalten.

Very Long Baseline Interferometry (VLBI)

Bei der Interferometrie ist es notwendig, die Signale der einzelnen Teleskope phasengenau zur Überlagerung zu bringen. Die technische Realisierung dieser Forderung ist verständlicherweise mit vielen Schwierigkeiten verbunden. Einzelne, voneinander nicht zu weit entfernte Teleskope lassen sich ja noch recht einfach verkabeln oder die Signale über eine direkte Funkstrecke übertragen. Versucht man jedoch Radioteleskope, die Hunderte, ja sogar Tausende Kilometer voneinander entfernt sind, zu verbinden, dann sind Kabel aus vielerlei Gründen völlig unbrauchbar. Aber mit der Entwicklung äußerst genauer, von der Erdrotation unabhängiger und jederzeit reproduzierbarer Zeitstandards in Form von Atomuhren eröffnete sich ein völlig anderer Weg, die Signale unterschiedlicher Radioteleskope, welche alle gleichzeitig eine kosmische Radioquelle beobachten, zu synchronisieren. Die Grundidee besteht darin, nicht nur die Meßwerte aufzuzeichnen, sondern sie auch noch zusätzlich mit präzisen Zeitmarken zu versehen. Für die Speicherung verwendet man häufig Magnetbänder, auf welche die Signale der Radioquelle, nachdem sie nach dem Heterodyn-Prinzip auf eine niedrigere Zwischenfrequenz transformiert wurden, aufgezeichnet werden. Auf einer Parallelspur werden synchron zu diesem Nutzsignal in gleichmäßigen Abständen die von einer Atomuhr stammenden Zeitimpulse gespeichert. Wenn man gewährleistet, daß die Atomuhren (meistens Wasserstoff-Maser) bei den einzelnen Radioteleskopen des Arrays mit einer relativen Genauigkeit von besser als 10^{-8} synchronisiert sind, dann kann man nachträglich die Bandaufzeichnungen simultan ablaufen lassen und im Labor (genauer mit Hilfe eines leistungsfähigen Computers, dem Korrelator) das Interferenzsignal erzeugen. Auf diese Weise lassen sich im Prinzip alle geeigneten Radioteleskope weltweit miteinander zu einem riesigen, interkontinentalen Interferometer zusammenschalten. Wegen der dabei erreichten Basislängen von z.T. mehreren Tausend Kilometern nennt man dieses Verfahren „*very-long baseline interferometry*“ oder kurz VLBI.

Das erste Interferometer mit einer transkontinentalen Basis ist 1967 in den USA in Betrieb genommen worden. Mit einer Basislänge von etwas über 3000 km konnte bei einer Wellenlänge von 67 cm immerhin ein Auflösungsvermögen von ca. 0.05 Bogensekunden erreicht werden, was aufgrund des Seeings nicht einmal mit erdgebundenen optischen Großteleskopen ohne raffinierte technische Hilfsmittel gelingt.

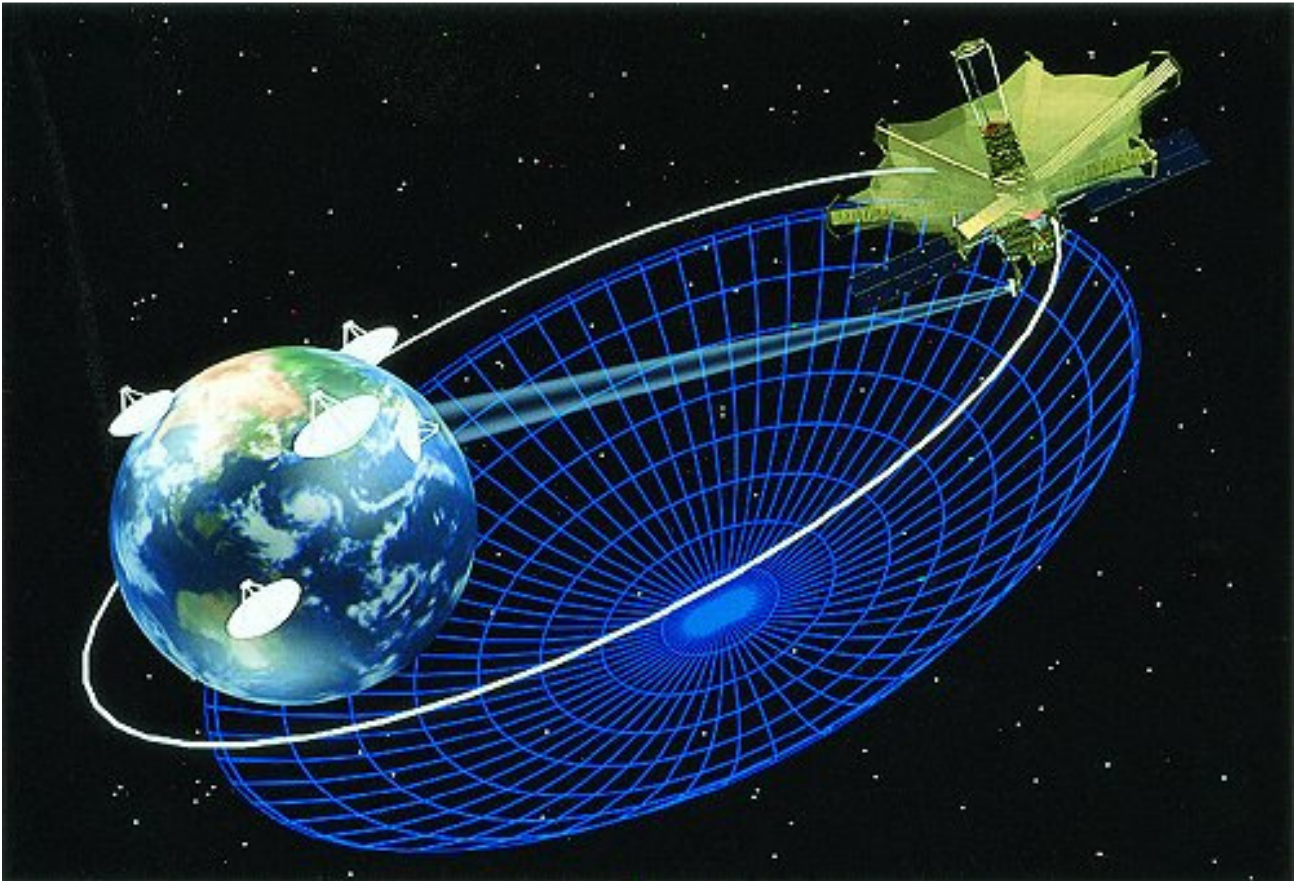


Prinzip der Interferometrie mit großen Basislängen am Beispiel zweier Radioteleskopen mit interkontinentalen Abstand

Seitdem hat sich die Technik natürlich rasend schnell weiterentwickelt. Insbesondere die leichte Verfügbarkeit von enormer Rechenleistung hat die VLBI zu einer der leistungsfähigsten und zukunftssträchigsten Beobachtungstechnologie in der Astronomie (und auch Geodäsie) gemacht, die – als positiver Nebeneffekt – auch noch die internationale Zusammenarbeit der Wissenschaftler außerordentlich fördert

Die größte Basislänge, die auf der Erde erreicht werden kann, entspricht logischerweise dem Erddurchmesser. Für Astrophysiker, die sich z.B. für die Struktur und Dynamik von Akkretionsscheiben um Schwarze Löcher in weit entfernten Galaxienkernen interessieren, reicht selbst die dabei erreichte Auflösung von ein paar Tausendstel Bogensekunden nicht aus. Deshalb wurde ab 1997 das VLBI durch den Einsatz des japanischen Satelliten HALCA („*Highly Advanced Laboratory for Communications and Astronomy*“), der Bestandteil des VSOP-Programms ist (VSOP = „*VLBI Space Observatory Programme*“), bis in den erdnahen Raum hinein erweitert.

Mit HALCA kann man ein riesiges Radioteleskop mit dem dreifachen Erddurchmesser simulieren, dessen Auflösungsvermögen ausreichen würde, um – rein theoretisch – einen Tennisball auf dem Mond sichtbar werden zu lassen. Hauptforschungsgebiete sind die extragalaktische Astronomie, insbesondere die Untersuchung von aktiven Galaxienkernen und Quasaren bei hoher räumlicher Auflösung.



VLBI ist nicht nur eine Beobachtungsmethode für Astronomen. Die hohe Genauigkeit bei der Messung von Laufzeitunterschieden von Signalen (besonders von weit entfernten und damit quasipunktförmigen Quasaren), die bei verschiedenen Teleskopen eintreffen, wird verstärkt auch für geodätische und geophysikalische Aufgabenstellungen genutzt. Auf diese Weise lassen sich wichtige Kenngrößen der Erde und ihr zeitliches Verhalten mit sonst kaum erreichbarer Präzision messen. Das betrifft z.B. die Rotationsgeschwindigkeit der Erde (die z.B. auch von der großräumigen Verlagerung von Luftmassen abhängt) oder die genaue Pollage sowie die Antennenkoordinaten. Die Genauigkeit in der Ortsbestimmung, die dabei erreicht wird, ist z.T. besser als 1 Zentimeter. Davon profitieren u.a. Forschungsprojekte, welche die räumliche Bewegung der Erdkruste (Kontinentaldrift) untersuchen.

Von den gegenwärtig rund 50 Radio-Observatorien, die in das weltweite VLBI-Netz eingebunden sind, nehmen ca. 30 an geodätischen Meßprogrammen teil. In Deutschland werden diese Programme vom Geodätischen Institut der Universität Bonn koordiniert. Dessen Hauptinstrument ist das 20 m Radioteleskop der Station Wettzell im Bayerischen Wald. Für spezielle Aufgaben kommt manchmal auch das 100 m Teleskop in Effelsberg zum Einsatz. Ein interessantes Ergebnis dieser Untersuchungen ist z.B. daß sich die Europäische Platte jährlich um ziemlich genau 18.3 mm von der amerikanischen Platte entfernt.

Millimeter- und Submillimeterastronomie

Der Millimeter- und Submillimeterbereich ($\lambda = 1\text{ mm} \dots 300\mu\text{m}$, $\nu = 300\text{ GHz} \dots 1\text{ THz}$) kennzeichnet zu kürzeren Wellenlängen hin den Übergang zum Infrarotbereich des elektromagnetischen Spektrums. Aufgrund des Wasserdampfgehaltes (und einiger anderer Moleküle wie z.B. O_2 und O_3 sowie von Staub) der Erdatmosphäre sind erdgebundene Beobachtungen in diesem Frequenzband nur auf einige wenige schmalbandige „Fenster“ beschränkt. Entsprechende Teleskope müssen deshalb auf hohen Bergen in möglichst ariden Gebieten (oder in Flugzeugen, z.B. SOFIA) stationiert werden. Da die Empfangsanlagen den „Radiospiegeln“ der Radioastronomen weitgehend gleichen, wird die Submillimeter-Astronomie gewöhnlich der Radioastronomie zugeschlagen, obwohl sich beide in der Empfängertechnologie z.T. grundlegend unterscheiden. Aus vielerlei Gründen ist es deshalb besser, die Millimeter- und Submillimeter-Astronomie als „langwelligen“ Ausläufer der Infrarotastronomie zu betrachten.

Die Anforderungen, die an ein Submillimeter-Teleskop gestellt werden, sind im Vergleich zu gewöhnlichen Radioteleskopen um einiges größer. Der Parabolspiegel, der z.B. beim Heinrich-Hertz-Teleskop auf dem Mt. Graham einen Durchmesser von 10 Meter besitzt, darf z.B. nur um 0.02 mm von der idealen Paraboloidform abweichen, wenn man nicht Einbußen in der Winkelauflösung und im Flächenwirkungsgrad (das ist der Anteil der Strahlungsenergie, welche den Empfänger im Brennpunkt des Teleskops erreicht) hinnehmen möchte. Diese Genauigkeit muß dabei sowohl beim Schwenken des Teleskops als auch bei Windlast und sich ändernden thermischen Umgebungsbedingungen garantiert werden. Da das Winkelauflösungsvermögen derartiger Teleskope im Bereich von 10 bis 30 Bogensekunden liegt, ist außerdem für eine entsprechend genaue Nachführung zu sorgen. Durch den Einsatz moderner Kunststoffe (z.B. CFK) und der Möglichkeit, Tragekonstruktionen, welche die erforderliche Formstabilität unter allen denkbaren Bedingungen garantieren, zu berechnen und herzustellen, sind die genannten Anforderungen heute im Wesentlichen zu erfüllen. Das zeigt auch die wachsende Anzahl von Submillimeter-Teleskopen mit einem Durchmesser von bis zu 30 Meter, die weltweit im Einsatz sind.

Als Empfänger dienen in den meisten Fällen sogenannte Bolometer, die im Submillimeter-Bereich arbeiten und hauptsächlich zum Nachweis breitbandiger Kontinuumsstrahlung dienen als auch heterodyne Empfänger, die den Millimeterwellenbereich weitgehend abdecken. Der technische Fortschritt sowie neue physikalische Meßmethoden haben auch hier zu aufsehenerregenden Entdeckungen - insbesondere in der Molekülspektroskopie und auf dem Gebiet der Protosternbildung - geführt. Damit ist zugleich auch ein Hauptforschungsgebiet der Submillimeter-Astronomie skizziert: Die Erforschung der physikalischen Bedingungen in kalten, interstellaren Molekülwolken innerhalb der Milchstraße und in benachbarten extragalaktischen Objekten. Gerade viele Moleküle, die nur im Schutz von lichtabsorbierenden Staubmassen entstehen und sich dort ansammeln, emittieren Strahlung im fernen Infrarot und im Submillimeterbereich. Im optischen Spektralbereich sind interstellare Staubwolken weitgehend undurchsichtig und damit Strukturuntersuchungen kaum oder nur eingeschränkt möglich.

Um das Auflösungsvermögen von Submillimeter-Radioteleskopen zu steigern, hat auch in diesem Wellenlängenbereich die Interferometrie Einzug gehalten. Die bekannteste Anlage – und durch

mehrere tragische Unglücksfälle zumindest kurzzeitig in das Bewußtsein der Öffentlichkeit gerückt – ist das deutsch-französische Plateau de Bure Radioobservatorium in den französischen Alpen nahe Grenoble. Es besteht z.Z. (2004) aus 6 Parabolantennen von jeweils 15 Meter Durchmesser, die das eigentliche IRAM-Interferometer bilden. IRAM ist dabei die Abkürzung für „*Institut für Radioastronomie im Millimeterwellenbereich*“, welches in Grenoble seinen Sitz hat und neben dem Interferometer noch einen leistungsfähigen 30-Meter Spiegel (für den Millimeter-Bereich) auf dem Pico Veleta in der südspanischen Sierra Nevada betreibt.

Das weltgrößte Submillimeter-Teleskop mit einen Spiegeldurchmesser von 15 Meter ist das James Clerk Maxwell-Teleskop auf den Mauna Kea auf Hawaii. Mit einer ähnlichen Leistungsfähigkeit, aber mit einem etwas kleineren Spiegel (10 Meter Durchmesser), kann das Heinrich-Hertz-Teleskop auf dem Mt. Graham in Arizona aufwarten. Es entstand im Rahmen einer Gemeinschaftsarbeit zwischen dem Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn und dem Stewart Observatorium in 3200 m Höhe und wurde 1993 in Betrieb genommen.

Millimeter- und Submillimeterteleskope

In diesem Abschnitt soll eine kleine Auswahl von Einzelteleskopen sowie von Interferometeranordnungen, die im Submillimeter- und Millimeterbereich arbeiten, kurz vorgestellt werden. Neue technischen Entwicklungen sowie die vielen, aufsehenerregenden Entdeckungen in diesem äußerst interessanten Teilgebiet der Radioastronomie führen dazu, daß der Wunsch der Astronomen nach Beobachtungsmöglichkeiten zur Entwicklung und zum Einsatz immer besserer Teleskope und Interferometeranlagen führt. Neben hohen Bergen wurden mittlerweile auch die extrem trockenen Wüstengebiete in den chilenischen Hochanden („*Atacama Large Millimeter Array*“, ALMA) und die Region um den geographischen Südpol (z.B. „*Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory*“, AST/RO) als nahezu ideale Standorte für Submillimeterteleskope erschlossen.

James Clerk Maxwell Telescope (JCMT)

Mit einem Spiegeldurchmesser von 15 m ist das JCMT das größte Teleskop der Welt, welches im Wellenlängenbereich zwischen 0.3 und 2 mm arbeiten kann. Es befindet sich in unmittelbarer Nachbarschaft dem CSO (s.u.) auf dem Gipfel des Mauna Kea auf Hawaii. Der Spiegel selbst besteht aus 276 einzeln justierbaren Metallplatten aus Aluminium, welche zusammen mit einer massiven und biegesteifen Stützkonstruktion dessen Formstabilität gewährleisten. Um ihn vor Witterungseinflüssen zu schützen, hat man es in einem Kuppelbau untergebracht, welches wie eine gewöhnliche Sternwartenkuppel zur Beobachtung geöffnet wird. Das Teleskop selbst ist nochmals durch einen schirmartigen Vorhang aus Gore-Tex (das ist der Handelsname für eine luftige, aus Polytetrafluorethylen bestehende Membran, die gewöhnlich zur Beschichtung von Sportkleidung verwendet wird) geschützt, der die Beobachtungen jedoch kaum beeinträchtigt. Selbst die Sonne läßt sich mit diesem Teleskop beobachten.

Caltech Submillimeter Observatory (CSO)

Seit 1988 ist der 10.4-Meter Radiospiegel des California Institute of Technology (CALTECH) auf dem 4205 m hohen Mauna Kea auf Hawaii im Einsatz. Mit ihm werden besonders Sternentstehungsgebiete sowie ganz allgemein die interstellare Materie in der Milchstraße und in benachbarten Galaxien erforscht.

Heinrich-Hertz-Teleskop (HHT)

Zusammen mit dem Stewart-Observatorium betreibt das Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn auf dem 3185 m hohen Mt. Graham in Arizona das 10 Meter Heinrich-Hertz-Submillimeterteleskop. Es wird u.a. zur Untersuchung kalter kosmischer Gas- und Staubwolken sowie zur hochaufgelösten Molekülspektroskopie verwendet. Auch die kosmologisch wichtige kosmische Hintergrundstrahlung kann mit diesem Teleskop vermessen werden.



Heinrich-Hertz-Teleskop auf dem Mt. Graham, Arizona

IRAM 30-Meter Teleskop

Bei diesem Teleskop handelt es sich um ein typisches Millimeterwellenteleskop. Der nutzbare Wellenlängenbereich überdeckt den Bereich zwischen 1 und 3 Millimeter. Betrieben wird es – zusammen mit dem Mikrowelleninterferometer auf dem Plateau de Bure – durch das Institut für Mikrowellenastronomie (IRAM), einer deutsch-französisch-spanischen Kollaboration.

Der 30-Meter-Spiegel befindet sich nicht direkt auf dem 3394 m hohen Pico de Veleta sondern etwas unterhalb (genauer an seiner westlichen Flanke) in 2920 m Höhe, in der spanischen Sierra Nevada.

Atacama Large Millimeter Array (ALMA)

Auf dem Hochplateau Chajnantor in der chilenischen Atacama-Wüste (eines der trockensten Regionen der Erde) entsteht in 5000 m Höhe das wohl z.Z. ehrgeizigste Projekt der Submillimeterastronomie. 2011 soll dort ein Interferometer aus 64 verschiebbaren, hochpräzisen 12-Meter Radioantennen in Betrieb gehen, dessen Winkelauflösungsvermögen bei einer Basislänge von bis zu 10 km selbst daß des Hubble-Weltraumteleskops weit übersteigen wird. Solch eine Anlage läßt sich natürlich nur mit internationaler Beteiligung aufbauen und betreiben. Das Projekt ALMA wurde genaugenommen erst durch die Kombination von drei ehemals nationalen Teleskopprojekten möglich: das „*Millimeter Array*“ der USA, das europäische „*Large Southern Array*“ und das japanische „*Millimeter and Submillimeter Array*“.

Submillimeter-Array auf dem Mauna Kea (SMA)

Am 22. November 2003 wurde das SMA offiziell eingeweiht. Dieses sehr leistungsfähige Interferometer besteht aus insgesamt 8 Antennen mit je 6 Meter Durchmesser. Es arbeitet im Wellenlängenbereich zwischen 0.3 und 1.3 mm und erreicht eine Winkelauflösung von ungefähr einer Bogensekunde. Betrieben wird es gemeinsam vom „*Smithsonian Institution*“ in Cambridge / MA und dem ASIAA-Institut in Taiwan.

Great Millimetric Telescope (LMT)

Dieses Teleskop mit einem Spiegeldurchmesser von 50 m steht auf dem 4580 Meter hohen Sierra Negra (einem erloschenen Vulkan) in Mexiko und wurde Ende 2006 in Betrieb genommen. Es wiegt rund 2500 Tonnen und ruht auf einem 540 Kubikmeter großen Betonsockel und ist so konzipiert, daß es elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen 0.85 und 4 mm untersuchen kann (Blickfelddurchmesser ~ 8 Bogenminuten). Die ersten Forschungsaufgaben, die mit diesem Teleskop in Angriff genommen werden sollen, besteht in der Beobachtung und Kartographierung von primordialen Galaxien, die sich kurz nach dem Urknall gebildet haben. Aber auch die Untersuchung von Kuiper-Objekten im Sonnensystem, die Erforschung protoplanetarer Scheiben um neu entstandene Sterne sowie weitergehende kosmologische Fragestellungen sind Themen, die mit diesem Teleskop bearbeitet werden sollen.

Beobachtungsgeräte und Methoden der Sonnenforschung

Die Sonne zeichnet sich im Vergleich zu den anderen Objekten der beobachtenden Astronomie durch ihre große Helligkeit aus. In sehr vielen Fällen muß man deshalb die Intensität auf geeignete Art und Weise verringern (z.B. durch Filter), um überhaupt Beobachtungen ausführen zu können. Ihre verhältnismäßig geringe Entfernung zur Erde erlaubt dagegen eine sehr gute Winkelauflösung, wodurch bereits mit kleinen Fernrohren sehr viele Details auf ihrer „Oberfläche“ (genauer der Photosphäre und der photosphärennahen Schichten) sichtbar gemacht werden können. Zu nennen sind hier insbesondere die Sonnenflecken und die Granulation. Natürlich ist man bestrebt, diese Winkelauflösung weiter zu steigern, was letztendlich den Einsatz von komplex aufgebauten Teleskopen mit ähnlich raffinierten Empfängertechnologien wie in der „Nachtastronomie“ notwendig macht. Zu nennen ist in diesem Zusammenhang die Verwendung von aktiven und adaptiven Optiksystemen, mit denen sich instrumentelle und umgebungsbedingte Störungen (z.B. zum Ausgleich der Störungen durch Turbulenzzellen in der Atmosphäre) weitgehend ausgleichen lassen. Moderne Sonnentelkope besitzen mittlerweile bereits standardmäßig derartige Korrektursysteme, die ständig verbessert und weiterentwickelt werden. Außerdem sind Sonnenobservatorien immer weiß gestrichen, um lokale Aufheizungen zu vermeiden.



McMath-Pierce Sonnentelkop auf dem Kitt Peak

Gerade die eben genannten Eigenschaften – sehr große Lichtintensitäten und der durch die Nähe bedingte große scheinbare Durchmesser der Sonnenscheibe von ungefähr einem halben Grad – haben dazu geführt, daß für die Sonnenforschung spezielle Beobachtungsgeräte, die sich von herkömmlichen Teleskopen hauptsächlich in der Art der Montierung der optischen Bauteile - nicht aber im Prinzip -

unterscheiden, gebaut und natürlich auch eingesetzt werden. Die Anforderungen an ein Sonnentteleskop sind aus diesen Gründen z.T. völlig andere als für Teleskope, die für den Nachteinsatz konzipiert sind (selbstverständlich gibt es auch Sonnentteleskope, die nachts, z.B. für hochauflösende Sternspektroskopie, verwendet werden). Diese Aussage gilt natürlich auch für die eingesetzten Zusatzgeräte wie z.B. Filter, Spektrographen und CCD-Kameras.

Die Möglichkeit, Beobachtungsgeräte mittels Forschungssatelliten auch außerhalb der Erdatmosphäre zu positionieren, hat in den letzten Dekaden die solare Astrophysik wahrhaft revolutioniert. In dieser Hinsicht ist die 1995 gestartete Sonnensonde SOHO („*Solar and Heliospheric Observatory*“) ohne Frage eine einzige Erfolgsgeschichte. Mittlerweile sind bzw. waren mehrere Dutzend Forschungssatelliten fast ausschließlich mit der Beobachtung der Sonne beschäftigt. Zu nennen sind z.B. neben SOHO der japanische Satellit YOHKOH und der Röntgensatellit RHESSI, der u.a. zur Erforschung energiereicher solarer Flares eingesetzt wird. Seit der erfolgreichen Mission der Sonnensonde „Ulysses“, die sie zweimal über die Sonnenpole führte, weiß man mehr über die räumliche Struktur des Sonnenwindes und über den Aufbau des globalen solaren Magnetfeldes.

Dadurch, daß satellitengestützte Beobachtungsplattformen Beobachtungen in Frequenz-bereichen des elektromagnetischen Spektrums erlauben, die von der Erdoberfläche aus aufgrund der selektiven Absorption der Erdatmosphäre unzugänglich sind (z.B. EUV, Röntgen- und Gammabereich), hat die Sonnenforschung in den letzten Jahrzehnten von einer aufsehenerregenden Entdeckung zur anderen geführt.

Nicht unerwähnt sollen auch die radioastronomischen Forschungseinrichtungen bleiben, deren Aufgabe es ist, die Sonne im Radiofrequenzbereich zu beobachten. Ihre Ergebnisse sind für ein detailliertes Bild der Sonne genauso unverzichtbar wie die Beobachtungen im kurzwelligen und optischen Bereich.

Sonnenteleskope

Zur Sonnenbeobachtung können im Prinzip alle Arten von optischen Teleskopen Verwendung finden. Da es dabei nicht so sehr um deren Lichtsammelvermögen ankommt, ist ihre Öffnung meistens kleiner als 1 Meter. Die Brennweite wählt man dagegen in der Regel recht groß, um im Primärfokus ohne Einschaltung einer Zwischenoptik ein möglichst großes Sonnenbild zu erhalten. Dabei gilt als Faustregel, daß jeder Meter Brennweite das Sonnenbild um ca. einen Zentimeter vergrößert. Um z.B. eine Auflösung von 1 Bogensekunde auf einem CCD-Detektor mit einer Pixelgröße von 30 μm zu erreichen, benötigt man eine Brennweite von ungefähr 10 Meter. Eine sehr lange Brennweite hat außerdem den Vorteil, daß die vom Objektiv gesammelte Energie in der Fokalebene auf eine größere Fläche verteilt wird, was das Arbeiten im Primärfokus etwas weniger gefährlich macht (auch hier der obligatorische Hinweis: Schauen Sie niemals (!) durch ein Fernrohr zur Sonne, ohne daß die Lichtintensität durch geeignete Maßnahmen wie Objektivfilter auf ein ungefährliches Maß gedämpft wurde. Blinde Sonnenforscher können nur noch begrenzt zum Erkenntnisfortschritt beitragen).

Sonnenteleskope haben mehr noch als gewöhnliche Teleskope mit Luftturbulenzen zu kämpfen, welche erfahrungsgemäß die Abbildungsqualität rapide verschlechtern. Deshalb kommt sowohl dem Standort als auch dem technischen Design eines Sonnenobservatoriums eine große Bedeutung zu. Als

Standorte haben sich beispielsweise Inseln, deren umgebende Wasserflächen die atmosphärischen Strömungen stabilisieren, bewährt. Aus diesem Grund findet man auch die besten Sonnentelkope der Welt auf den Kanarischen Inseln oder auf Hawaii. Auch das bekannte Big Bear-Sonnenobservatorium in Kalifornien wurde aus diesem Grund auf einer künstlichen Insel mitten im Big Bear Lake errichtet. Prinzipiell sind Standorte, die sich für die Nachtastronomie als günstig erwiesen haben, auch für Sonnenobservatorien geeignet.

Hohe Berge zeichnen sich nicht nur durch eine außerordentlich klare Durchsicht aus. Auch die Luftruhe ist fast immer besser als auf Meereshöhe. Es ist klar, dass solche Standorte auch für Astronomen, die sich überwiegend mit der Sonne beschäftigen, interessant sind. Beispiele für Sonnenbeobachtungsstationen auf hohen Bergen findet man auf den kanarischen Inseln (Teneriffa) und auf Hawaii. Auch die klassischen Observatorien auf dem Mount Wilson, dem Kitt Peak oder den französischen Pyrenäen (Pic du Midi) sind auf den Gipfelplateaus von Bergen errichtet worden.

Moderne Sonnentelkope sind häufig Turmtelkope, bei denen das Sonnenlicht über plane Coelostatenspiegel (die sich weit oberhalb des Untergrunds auf einem sogenannten Sonnenturm befinden) senkrecht oder schräg („*Kitt Peak National Solar Observatory*“) durch den Tubus in die Meßräume gespiegelt wird. Das feststehende Teleskop enthält entweder eine Linsen- oder Spiegeloptik langer Brennweite. Diese Bauart vereinigt in sich gleich mehrere Vorteile. Einmal wird die Teleskopöffnung weit oberhalb über die durch die Sonne aufgeheizten Bodenschichten angeordnet, was sich positiv auf die Bildqualität auswirkt. Außerdem kann die Montierung sehr steif gehalten werden, was wiederum für das Erreichen einer hohen Winkelauflösung von Vorteil ist.

Der amerikanische Astronom GEORGE ELLERY HALE (1869-1938) hat im Jahre 1907 auf dem Mount Wilson in Kalifornien das erste Turmtelkop zur Beobachtung der Sonne aufgestellt. Dem 60-ft Turmtelkop folgte 5 Jahre später das 150-ft Teleskop. Beide dienten und dienen hauptsächlich der spektroskopischen Untersuchung der Sonne. Sie sind noch heute – mittlerweile mit modernster Meßtechnik ausgestattet – im wissenschaftlichen Einsatz.

Störende Turbulenzen entstehen natürlich nicht nur außerhalb des Teleskops. Genauso unerwünscht sind Luftschlieren innerhalb des Tubus. Aus diesem Grund wird bei modernen Sonnentelkopen der Tubus entweder evakuiert oder mit dem Edelgas Helium gefüllt. Im ersteren Fall spricht man von einem Vakuumteleskop. Beim dänischen „*Dutch Open Telescope*“ auf La Palma hat man ein ganz anderes Prinzip mit Erfolg ausprobiert. Mit einem gleichmäßigen und schnellen Luftstrom wird hier die erwärmte Luft von den optischen Flächen quasi weggeblasen. Die Detail-Auflösung von Strukturen in Sonnenflecken oder der Granulation, die mit nur 45 cm Spiegeldurchmesser erreicht wird, ist bei diesem sehr futuristisch aussehenden Instrument durchaus beeindruckend.

Optisches Design und Montierung

Genaugenommen kann jedes Fernrohr zur Sonnenbeobachtung verwendet werden. Die beste Methode, die Sonne im sichtbaren Licht zu betrachten, ist die sogenannte Projektionsmethode. Sie wurde bereits zu Beginn des 17. Jahrhunderts von dem Jesuitenpater CHRISTOPH SCHEINER (1575-1650) zur Beobachtung der Sonnenflecke eingesetzt. Bei dieser Methode wird das Sonnenbild durch das Okular hindurch auf eine weiße Fläche projiziert, wo es ohne Gefahr für die Augen betrachtet werden kann. Amateure verwenden auch gern Objektivfilter (z.B. Chromfilter oder Filterfolien), die das Licht bereits vor dem Objektiv auf ein ungefährliches Maß dämpfen.

In der professionellen Sonnenforschung finden – wie bereits erwähnt – bevorzugt Turmteleskope Verwendung. Bei kleinen und mittleren Instrumenten werden dabei Linsenoptiken bevorzugt. Da in der Sonnenforschung häufig mit schmalbandigen Filtern gearbeitet wird, spielt die chromatische Abberation keine allzu große Rolle. Deshalb reichen Achromate oftmals völlig aus. Die Objektive müssen trotzdem eine hohe Qualität aufweisen, um möglichst das Auftreten von störendem Streulicht zu vermeiden. Koronographen besitzen deshalb i.d.R. nur eine völlig schlieren- und kratzerfreie Einzellinse hoher Qualität als Objektiv, weil das ansonsten entstehende Streulicht das schwache Licht der Korona völlig überstrahlen würde. Auch bei Protuberanzenfernrohren reicht meist eine qualitativ hochwertige Objektivlinse aus, da sie prinzipbedingt streng monochromatisch im Wellenlängenbereich einer einzelnen Spektrallinie (z.B. H_{α}) arbeiten und deshalb die chromatische Aberration keine Rolle spielt.

Bei großen Sonnentelaskopen überwiegen dagegen Spiegeloptiken. Das McMath-Pierce Sonnentelaskop auf dem Kitt Peak nahe Tucson in Arizona besitzt z.B. einen Hauptspiegel mit einem Durchmesser von 1.6 Meter als Objektiv. Im Pico del Teide-Observatorium (3719 m) auf Teneriffa, kanarische Inseln, entsteht z.Z. (2004) das europäische „Gregory Solar Telescope“ mit einem Primärspiegeldurchmesser von 1.5 Meter. Durch den enormen Energieeintrag (ca. 1000 W/m²) durch die Sonne kommt es selbst bei Spiegeloptiken, die einen Großteil des Sonnenlichts reflektieren, zu einer signifikanten Erwärmung der optischen Teile. Diese Teile müssen i.d.R. separat gekühlt werden, damit es zu keiner Verschlechterung der Abbildungsqualität kommt. Für Spiegeloptiken in Sonnentelaskopen verwendet man deshalb als Trägermaterial ausschließlich Glaskeramiken wie Zerodur, die sich auch bei Erwärmung kaum ausdehnen und damit ihre Form behalten.

Da bei einem Turmteleskop das eigentliche Fernrohr feststehend ist, muß das Sonnenlicht über Hilfsspiegel permanent in den Tubus gespiegelt werden, wobei es sich bei dem Hilfsspiegel um hochwertige Planspiegel handelt. Je nachdem, wie viele Planspiegel benötigt werden und wie sie montiert sind, um die Sonne nachzuführen, unterscheidet man im Wesentlichen drei Bauarten:

Heliostat

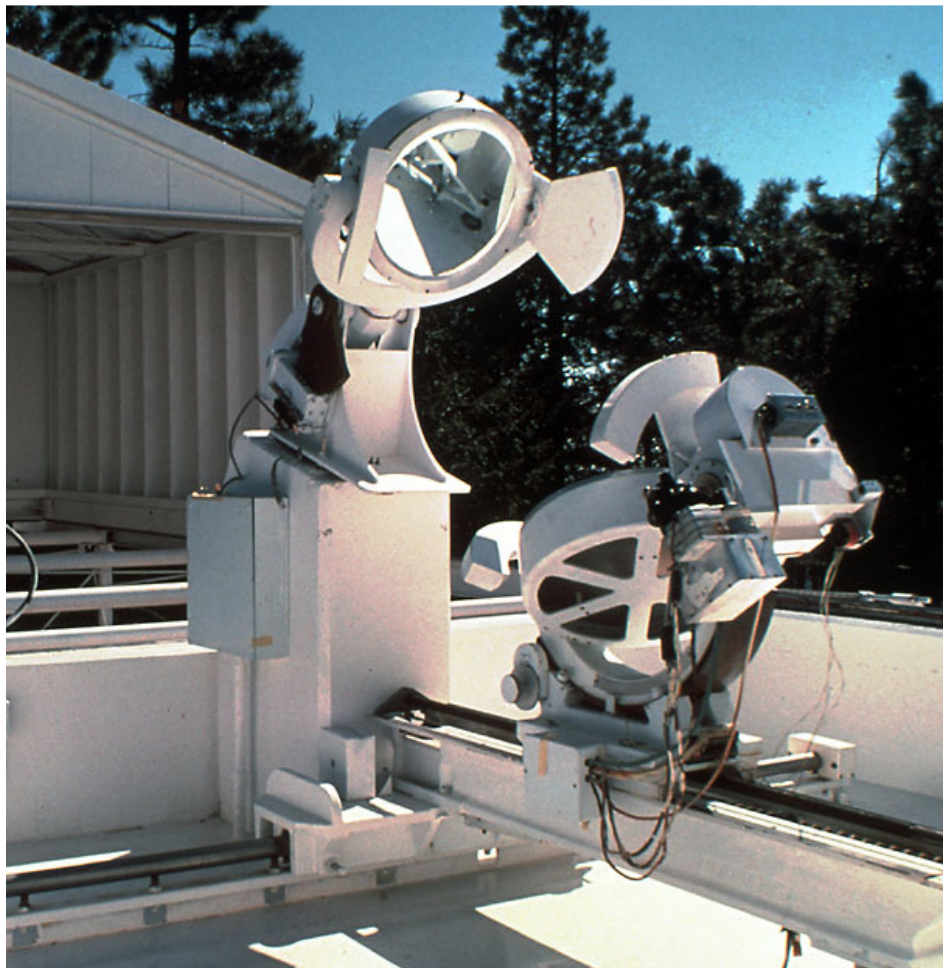
Der Planspiegel ist parallaktisch montiert und wird der täglichen Bewegung der Sonne nachgeführt. Das Sonnenlicht wird dabei immer in die gleiche Richtung (z.B. in ein einen fest installierten Fernrohrtubus) abgelenkt. Der Vorteil, daß man dafür nur einen Planspiegel benötigt, wird durch den Nachteil, daß das primäre Sonnenbild im Teleskop langsam rotiert, etwas getrübt.

Siderostat

Bei einem Siderostaten ist ein einzelner Planspiegel altazimutal montiert, wobei durch ein kluges Design die Spiegelbewegung letztendlich in eine äquatoriale Bewegung transformiert wird. Ansonsten funktioniert er wie ein Heliostat. Auch hier rotiert das Sonnenbild langsam um sein Zentrum in der Fokalebene.

Coelostat

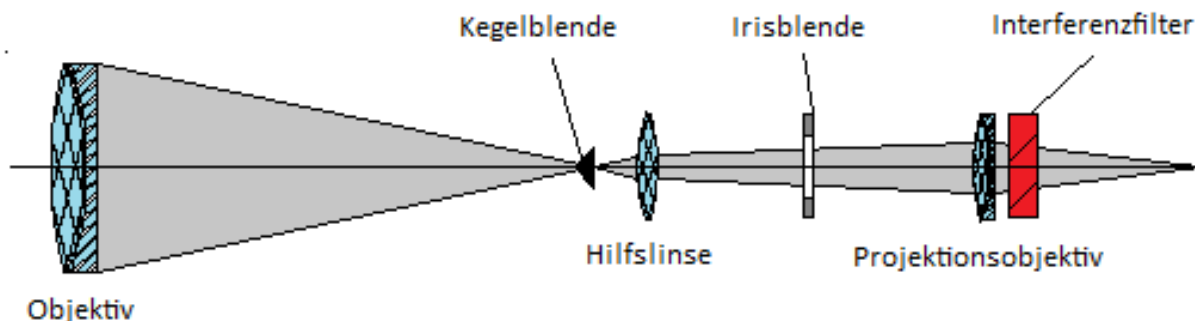
Ein Coelostat besteht aus zwei Spiegeln, von denen der Eine der Sonne nachgeführt wird und der Zweite fest steht. Das hat den Vorteil, daß man die Bildfeldrotation im Primärfokus des Sonnentelekops vermeiden kann. Andernfalls können zwei optisch wirksame Flächen vor dem Fernrohrobjektiv zu weiteren Problemen führen. Dazu gehört – da ein Spiegel niemals 100 Prozent des Sonnenlichts reflektieren kann – dessen mit einer Formveränderung einhergehende Erwärmung.



Coelostatenspiegel des Richard B. Dunn Solar-Teleskops des Nationalen Sonnenobservatoriums Sacramento Peak © NSO

Der Lyot-Koronograph

Die Sonnenkorona kann gewöhnlich nur bei einer totalen Sonnenfinsternis beobachtet werden. Dieser Umstand wirkt sich bekanntermaßen negativ auf deren Erforschung aus. Anfangs erschien es völlig hoffnungslos, die Korona – dessen Intensität ja nur etwa ein Millionstel der Intensität der Sonnenscheibe beträgt – außerhalb einer totalen Sonnenfinsternis sichtbar zu machen. Dieses Kunststück gelang 1930 dem französischen Astronomen BERNARD LYOT (1897-1952), der quasi in einem Fernrohr eine Sonnenfinsternis nachbaute. Er nannte das Gerät „Koronograph“, da man damit sowohl die inneren helleren Teile der Sonnenkorona als auch Protuberanzen beobachten kann. Solch ein Fernrohr besteht aus einer Einzellinse sehr hoher Qualität (sie darf möglichst kein Streulicht verursachen), in deren Brennebene ein „künstlicher Mond“ in Form einer Kegelblende angebracht ist. Die Kegelblende dient dazu, die helle Sonnenscheibe abzudecken und deren Licht aus dem Strahlengang herauszureflektieren. Eine Lyot-Blende am Ort der Eintrittspupille sorgt außerdem dafür, daß das Licht, welches in diesem Bereich gestreut wird, ausgeblendet wird. Um auch das Streulicht in der Nähe der optischen Achse zu entfernen, wird noch eine kleine undurchsichtige Scheibe im Zentrum der Lyot-Blende angebracht. Durch ein Okular läßt sich dann unter möglichst idealen Bedingungen, die man fast nur im Hochgebirge findet, die schwache Korona beobachten und auch fotografieren. Der erste Koronograph kam 1931 auf dem französischen Höhenobservatorium Pic du Midi (2876 m) zum Einsatz, wo Lyot am 12. Juli 1931 die erste fotografische Aufnahme der Sonnenkorona außerhalb einer totalen Sonnenfinsternis gelang.



Schematischer Aufbau eines klassischen Protuberanzenfernrohrs. Es gleicht prinzipiell – bis auf den schmalbandigen Interferenzfilter – einem Lyot’schen Koronographen

Ein Beispiel für eine moderne Form dieses Instrumententyps ist der Mark-IV-Koronograph vom „*High Altitude Observatory*“ am Mauna Loa auf Hawaii. Mit diesem Koronographen kann unter guten atmosphärischen Bedingungen die Korona von 1.08 bis 2.8 Sonnenradien untersucht werden.

Beobachtet man mit solch einem Gerät im monochromatischen Licht der Wasserstofflinie H_{α} die Sonne, dann kann man auch unter weniger günstigen Bedingungen deutlich Protuberanzen am Sonnenrand sehen. In diesem Fall spricht man von einem „Protuberanzenfernrohr“. Ein normaler

Refraktor lässt sich relativ leicht zu solch einem Fernrohr umbauen. Die Sonnenkorona ist damit natürlich nicht sichtbar.

Eine andere Bauart eines Koronographen bezeichnet man als „extern okkultierend“. Er wird z.B. auf Sonnenbeobachtungssatelliten eingesetzt, wo es keine Probleme mit dem atmosphärischen Streulicht gibt. Bekannt sind z.B. die beiden Koronographen LASCO C2 und C3 der Sonnensonde SOHO, mit denen man ununterbrochen die Sonnenkorona bis in einem Abstand von maximal 32 Sonnenradien beobachten kann. Einige Amateurastronomen verwenden beispielsweise die von diesen Instrumenten gemachten Aufnahmen, die ja im Internet frei verfügbar sind, mit beachtlichen Erfolg zum Auffinden von sonnennahen Kometen der sogenannten Kreutz-Gruppe („*Sungrazers*“).

Bei „extern okkultierenden Koronographen“ ist bereits vor dem Objektiv eine kreisförmige Scheibe angebracht. Dadurch erreicht man eine starke Reduktion des Streulichtes, da in diesem Fall das direkte Sonnenlicht gar nicht erst die Frontlinse erreicht. Nachteilig wirkt sich nur die Halterung der Frontlinse aus, die einen kleinen Teil der inneren Korona verdeckt.

SOHO besitzt noch einen weiteren Koronographen – LASCO C1 – der vollkommen aus einer Spiegeloptik besteht. Den Part der Kegelblende übernimmt dabei einfach eine kreisförmige Öffnung in einem Spiegel. Ein nahezu identisches Gerät ist MICA („*Mirror Coronagraph for Argentina*“), welches in den Cordillera de Los Andes bei San Juan in Argentinien im Einsatz ist.

Beobachtungen im Spektralbereich außerhalb des sichtbaren Lichts

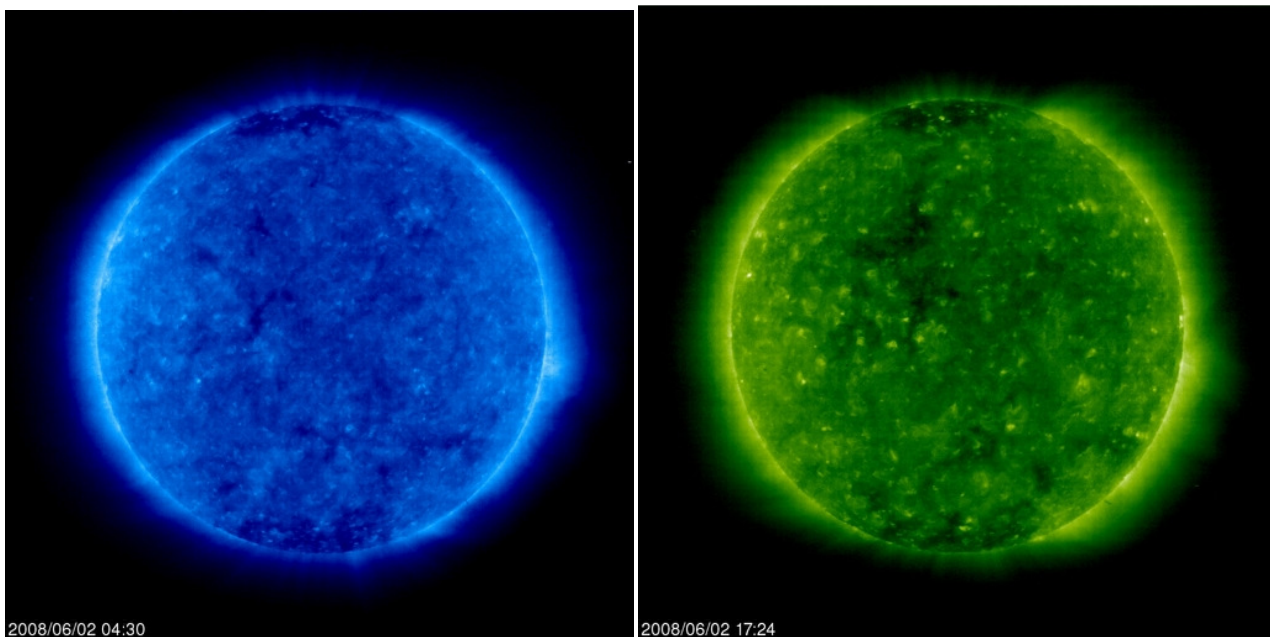
Den Anfang der solaren Radioastronomie kann man in die Zeit des zweiten Weltkrieges datieren. Damals stellte man eine Korrelation zwischen Störungen in Radarsystemen und dem Meridiandurchgang von größeren Sonnenflecken auf der Sonne fest (JOHN S. HEY, J.SOUTHWORTH). Seitdem hat sich die solare Radioastronomie zu einem wichtigen Zweig der Sonnenphysik entwickelt, die wertvolle Informationen insbesondere über die Regionen oberhalb der Photosphäre, also der Chromosphäre, der Übergangsregion und der Korona, liefert. Mit den Methoden der Radiointerferometrie lassen sich im Zentimeterwellenbereich immerhin Strukturen in der Chromosphäre mit einem Winkelabstand von 1'' und besser auflösen („*Very Large Array*“, New Mexico; Apertursynthese). Damit sind direkte Vergleiche mit optischen Beobachtungen möglich, wodurch die physikalische Interpretation der Ergebnisse erleichtert wird. Das betrifft z.B. die solaren Flares, bei denen enorme Energiemengen in relativ kurzer Zeit freigesetzt werden und deren Natur immer noch nicht endgültig bis in alle Einzelheiten geklärt ist.

Bei der Beobachtung der Sonne kommen alle Arten von Radioteleskopen zum Einsatz – von normalen Yagi-Antennen bis hin zu großen Reflektorschüsseln. Sehr interessante Ergebnisse haben in den letzten Jahren auch Untersuchungen im Submillimeterbereich geliefert. So gelangen mit dem James Clerk Maxwell-Teleskop auf Hawaii interessante neue Einblicke in die obere Chromosphäre der Sonne.

Erdgebundene Beobachtungen im kurzwelligen Bereich jenseits des nahen Ultravioletts sind aufgrund der selektiven Absorption der Erdatmosphäre nicht oder nur sehr eingeschränkt möglich (Ballonobservatorien, Raketenanstiege). Das ist aber heute kein Problem mehr, da mit künstlichen

Satelliten Beobachtungsplattformen außerhalb der Erdatmosphäre zur Verfügung stehen, von denen aus das gesamte optische und kurzwellige elektromagnetische Spektrum der Sonnenstrahlung meßtechnisch abgedeckt werden kann.

Für die Untersuchung der schmalen Schicht zwischen der oberen Chromosphäre und der Korona, wo die Temperatur von ca. 10^4 auf 10^6 K ansteigt („*transition region*“), ist besonders der EUV-Bereich („Extremes Ultraviolett“) zwischen 50 und 200 nm geeignet. In diesem Bereich findet man eine Vielzahl von Emissionslinien hochangeregter Ionen sowie einige Grenzkontinua (z.B. das sogenannte Lyman-Kontinuum). Als Instrumente werden ausschließlich Spiegeloptiken – z.T. mit speziellen Beschichtungen – verwendet, wie man sie prinzipiell auch von normalen optischen Teleskopen her kennt. Die ersten brauchbaren UV-Spektren in diesem Bereich gelangen den Besatzungen der amerikanischen Skylab-Missionen in den Jahren 1973 und 1974. Damit konnten zum ersten Mal Informationen über die hochdynamischen Strömungsprozesse in der Übergangsregion erhalten und dokumentiert werden. Die 1996 gestartete Sonnensonde SOHO besitzt gleich zwei Beobachtungsgeräte für das EUV: SUMER („*Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation*“) und UVCS („*Ultraviolet Coronal Spectrometer*“), welches mit einem Koronographen kombiniert ist. Damit lassen sich Elementhäufigkeiten in der Korona bestimmen sowie Daten zu den Mechanismen der Koronaheizung gewinnen.



Aufnahme der Sonne bei einer Wellenlänge von 17.1 nm und 19.5 nm mit den Instrumenten EIT 171 und EIT 195 der Sonnensonde SOHO (2. Juni 2008). Das „blaue“ Bild zeigt die Grenze zwischen der Korona und der Übergangsregion im Licht hochangeregter Eisenatome (Fe IX-X) während das „grüne“ Bild die ungestörte Korona außerhalb (der hier dunkel erscheinenden) koronalen Löcher abbildet.
© NASA

Zur Abbildung von Strukturen der inneren Korona, also der Region in der Sonnenatmosphäre, wo die kinetischen Temperaturen 1 Million K übersteigen, hat man das EIT-Instrument (Extreme UV Imaging Telescope) für die Sonnensonde SOHO entwickelt. Es handelt sich dabei um ein modifiziertes Ritchey-Chretien-Teleskop mit einem Blickfeld von 45 Bogenminuten und einer Auflösung von 2.6'' pro CCD-Pixel. Sowohl der Haupt- als auch der Sekundärspiegel ist in vier Quadranten aufgeteilt, die jeweils eine unterschiedliche Beschichtung aufweisen. Durch die Art der Beschichtung und durch weitere Filter im Strahlengang wird erreicht, daß jeweils nur das UV-Licht einer ganz bestimmten Wellenlänge den CCD-Detektor belichtet. Auf diese Weise können komplette Sonnenbilder in vier engen Spektralbereichen, die entsprechend den Anregungsbedingungen der emittierenden Ionen auch vier verschiedenen Temperaturbereichen und damit „Höhen“ über der Photosphäre entsprechen, aufgenommen werden.

Ein ähnliches UV-Teleskop besitzt auch der „*Transient Region and Coronal Explorer*“ TRACE, der im April 1998 die Erdumlaufbahn erreichte. Im Gegensatz zu SOHO kann er nur Teile der Sonne, diese dafür aber in hoher räumlicher Auflösung (ca. 1'') und in mehr schmalbandigen Wellenlängenbereichen beobachten. Damit lassen sich jetzt auch tiefere Koronaschichten erfassen, die für SOHO's EIT-Instrument unzugänglich sind (z.B. die Lyman- α -Linie des Wasserstoffs bei 121.6 nm). Das wissenschaftliche Ziel der TRACE-Mission bestand in erster Linie in der Aufklärung magnetischer Strukturen auf der Sonne und ihrer Wechselwirkung mit dem umgebenden Plasma sowie in der Untersuchung der dünnen Übergangsregion zwischen „kühler“ Chromosphäre und heißer Korona.

TRACE verdanken wir u.a. fantastische und ästhetisch ansprechende Bilder und Videosequenzen von der Entstehung und Veränderung magnetischer Bögen (Loops) in der unteren Sonnenkorona.

Ein wichtiges Teilgebiet der Sonnenforschung ist die Untersuchung der solaren Röntgenstrahlung im Bereich zwischen 0.01 und 10 nm, die vornehmlich von dem heißen koronalen Gas abgestrahlt und die auch bei hochenergetischen solaren Flares freigesetzt wird. Letztere sind Ausgangspunkte von starken Partikelströmen, die, wenn sie die Erde erreichen, durch ihre Wechselwirkung mit dem irdischen Magnetfeld zu Schäden an elektrischen und elektronischen Anlagen und Geräten führen können. Ihre Überwachung hat deshalb auch eine konkrete praktische Bedeutung („Weltraumwetter“).

Leider lassen sich Röntgenstrahlen nicht mit herkömmlichen Teleskopen fokussieren. Dafür sind spezielle Wolter-Teleskope erforderlich, die aber mittlerweile eine sehr gute Abbildungsqualität erreichen (in der „Nachtastronomie“ sind die Röntgenteleskope auf den Satelliten ROSAT, CHANDRA oder XMM-Newton gute Beispiele dafür).

Das erste Röntgenteleskop zur Sonnenbeobachtung hatte die Typbezeichnung HRTS („*High Resolution Telescope and Spectrograph*“) und war einige Jahre auf der amerikanischen Raumstation Skylab im Einsatz. Damit gelangen die ersten aufsehenerregenden Röntgenaufnahmen der Sonnenkorona.

Mit zwei modernen Röntgenteleskopen ist z.B. der japanische Satellit YOHKOH (Start 1991) ausgestattet: SXT („*Soft X-Ray Telescope*“) arbeitet im Energiebereich zwischen 0.25 und 4.0 keV und dient der lückenlosen Überwachung der ruhigen heißen Korona sowie der darin auftretenden transienten Phänomene mit einer Zeitauflösung von ungefähr 2 Sekunden. Das HXT („*Hard X-Ray*“

Telescope“) arbeitet in vier verschiedenen Energiebereichen, die zwischen 15 und 100 keV liegen. Im Gegensatz zum SXT wird zur Abbildung kein Wolter-Teleskop, sondern eine spezielle Kollimatoranordnung verwendet, die zur Bilderzeugung die Methode der Fourier-Synthese benutzt. Mit diesem Gerät werden besonders energiereiche Prozesse in der Sonnenatmosphäre – sogenannte Flares – beobachtet.

Nach dem gleichen Prinzip wie das HXT arbeiten auch die Detektoren auf dem NASA-Röntgen- und Gammasatelliten RHESSI („*Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager*“), der am 5. Februar 2002 gestartet wurde. Ihr nutzbarer Energiebereich liegt zwischen 3 keV und 17 MeV. Dadurch lassen sich auch Gammaquanten detektieren, die energiereiche Flares emittieren. Die räumliche Auflösung ist im Röntgenbereich mit den entsprechenden Teleskopen auf YOHKOH vergleichbar. Oberhalb von 100 MeV liegt sie bei etwas über einer halben Bogenminute.

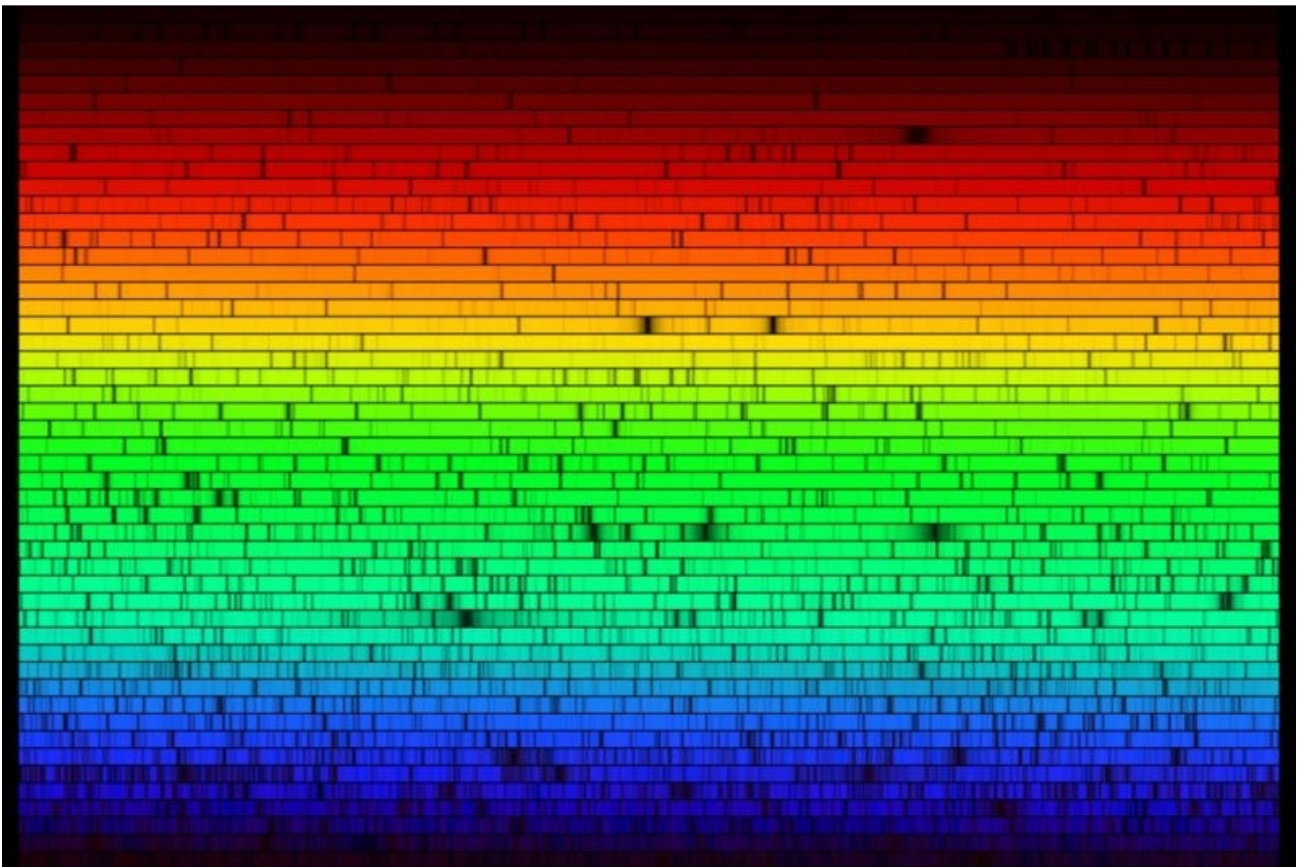
Durch den Einsatz satellitengestützter Sonnentelkope konnten sehr viele neue Erkenntnisse über die Sonnenkorona, die Chromosphäre und der darin stattfindenden magnetohydrodynamischen Prozesse gewonnen werden. Die hier gegebene kleine Zusammenstellung von Beobachtungsgeräten im kurzwelligen Spektralbereich ist natürlich keinesfalls vollständig. Im Abschnitt über die Sonne wird deshalb im jeweiligen Kontext z.T. noch detaillierter auf bestimmte Missionen und ihre Ergebnisse eingegangen.

Spektrographen und Spektroheliographen

Genauso wie in der Stellarastrophysik ist die Spektroskopie, also die Zerlegung der elektromagnetischen Strahlung in ihre spektralen Bestandteile, eine der wichtigsten und ergiebigsten Informationsquellen der solaren Astrophysik. Je nach dem zu untersuchenden Frequenzbereich gibt es für diesen Zweck eine Vielzahl von Meßmethoden und Meßgeräten, die z.T. auf unterschiedlichen physikalischen Prinzipien beruhen. In diesem Abschnitt soll jedoch nur auf die optische Spektroskopie eingegangen werden, da sie in so gut wie allen Sonnenobservatorien zu den routinemäßig eingesetzten Beobachtungsmethoden gehört. Dadurch, daß die Sonne genügend Licht liefert, können im Gegensatz zur stellaren Spektroskopie Spektrographen mit sehr hoher spektraler Auflösung eingesetzt werden. Auf diese Weise ist es möglich, z.B. die Feinstruktur einzelner Spektrallinien sehr detailliert zu untersuchen und aus deren zeitlichen Änderungen Informationen über Strömungsverhältnisse, Schwingungen (Helioseismologie) oder Magnetfelder (Zeeman-Effekt) abzuleiten.

Moderne in Solartelestopen eingesetzte Spektrographen arbeiten mit Reflektionsgitter (sog. Blaze-Gitter) als dispergierendes Element. Wenn nur kleine Teile des Sonnenspektrums analysiert werden sollen, haben sich Spaltspektrographen in Littrow-Anordnung bewährt. Bei diesem Typ wird ein und dieselbe Linsenoptik sowohl als Kollimator als auch als Objektiv der Spektrographenkamera benutzt. Das Licht, welches durch einen Spalt geht, wird durch die Littrow-Linse in ein gerades Lichtbündel umgewandelt. Dieses Lichtbündel fällt auf ein Reflektionsgitter, das so ausgerichtet ist, daß das zerlegte Licht durch die gleiche Littrow-Linse zurückgeworfen und neben dem Eingangsspalt fokussiert wird. Dort entsteht ein reelles Bild des Spektrums, das sich an dieser Stelle fotografieren oder mit einem CCD-Chip aufnehmen läßt. Da jeweils nur kleine Teile des Spektrums erfaßt werden, läßt sich die durch die Linsenoptik verursachte chromatische Abberation leicht beherrschen.

Die chromatische Abberation lässt sich ganz vermeiden, wenn der Spektrograph komplett in Spiegeloptik aufgebaut ist. Das ist z.B. bei den Echelle-Spektrographen der Fall. Mit ihnen kann man ein komplettes optisches Spektrum in sehr hoher spektraler Auflösung erhalten, was besonders wichtig bei der Beobachtung von Phänomenen ist, die nur kurze Zeit auftreten (z.B. solare Flares). Echelle-Spektrographen enthalten spezielle Reflektionsgitter mit einem sägezahnartigen Rillenprofil, die das zerlegte Licht besonders in hohe Ordnungen (typisch 10 bis 100) konzentrieren. Die Spektren der einzelnen Ordnungen überlappen sich zwar, was sich jedoch durch geeignete konstruktive Maßnahmen verhindern lässt. Das geschieht beispielsweise durch ein zweites Beugungsgitter (dessen Dispersionsrichtung senkrecht zur Dispersionsrichtung des Echelle-Gitters ausgerichtet ist), welches als Konkavgitter gleichzeitig als Kameraspiegel dienen kann. Auf diese Weise entsteht die typische zweidimensionale Anordnung eines Echelle-Spektrums.

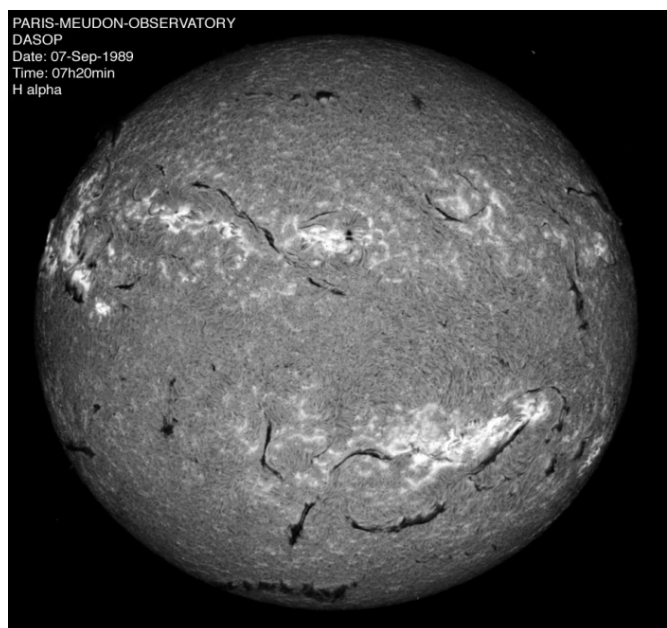
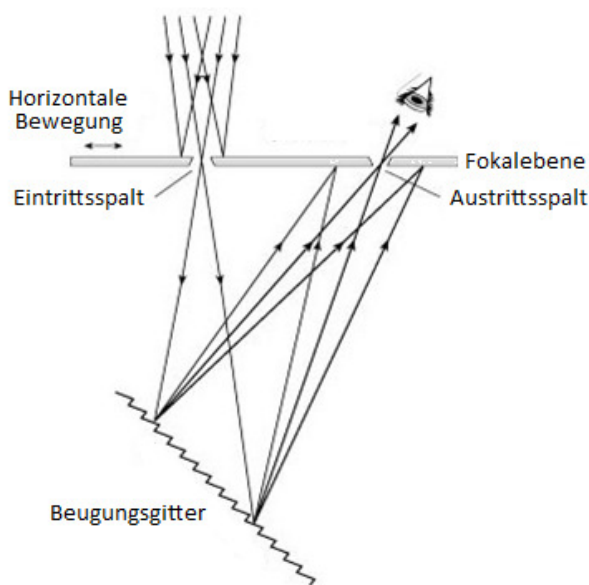


Hochauflöstes Echelle-Spektrum der Sonne

Echelle-Spektrographen werden in der Sonnenforschung auch auf Satelliten eingesetzt, wodurch Spektralbereiche in hoher Auflösung zugänglich werden, die von der Erdoberfläche aus nicht beobachtbar sind (z.B. EUV).

Von einem gewöhnlichen Spektrograph leitet sich ein spezielles optisches Gerät ab, mit dem man monochromatische Bilder der Sonnenoberfläche (Photo- und Chromosphäre) bei jeder beliebigen Wellenlänge aufnehmen kann. Dieses Gerät ist der Spektroheliograph. Erfunden wurde er 1891 von GEORGE ELLERY HALE (1868-1938) und unabhängig von ihm durch den französischen Astronomen HENRI DESLANDRES (1854-1948, der damals am Meudon-Observatorium gearbeitet hat. Das Prinzip ist

verblüffend einfach. Dort wo das Sonnenteleskop ein reelles Bild der Sonne erzeugt, wird der Eintrittsspalt eines Spektrographen positioniert und langsam über die Sonnenscheibe bewegt. Das hindurchgehende Licht wird wie üblich durch ein Prisma in ein Spektrum zerlegt, aus dem bei einer bestimmten Wellenlänge (z.B. H_{α}) durch einen weiteren Spalt ein dünner Streifen (der z.B. einer Linienbreite entspricht) durchgelassen wird. Dahinter befindet sich die Fotoplatte oder der CCD-Chip, vor dem sich dieser Spalt simultan mit dem Eintrittsspalt des Spektrographen entlang bewegt. Auf diese Weise erhält man einen Scan der gesamten Sonnenscheibe bei der gewählten Wellenlänge. Die Sonnenbilder, die dabei entstehen, nennt man Spektroheliogramme. Die Aufnahme von Spektroheliogrammen in ausgewählten Spektralbereichen (z.B. in den Fraunhoferschen Linien H und K des einfach ionisierten Kalziums und in der H_{α} -Linie des Wasserstoffs) gehört zu den Standardbeobachtungsmethoden eines jeden Sonnenobservatoriums.



Prinzip eines Spektroheliographen und Spektroheliogramm der Sonne im Licht der Wasserstoff-Alpha Linie. Die dunklen Streifen stellen Projektionen von Protuberanzen dar. © Observatoire de Paris

Monochromatische Sonnenbilder bei ausgewählten Wellenlängen erhält man auch mit speziellen, extrem schmalbandigen ($\Delta\lambda < 0.1 \text{ nm}$) Interferenzfiltern. Ein Fernrohr, das mit solch einem Interferenzfilter zur visuellen Beobachtung der Sonne ausgestattet ist, nennt man Spektrohelioskop. Sie werden gerne zur Beobachtung von Protuberanzen im H_{α} -Licht eingesetzt. Ursprünglich waren Spektrohelioskope Spektroheliographen, bei denen die „Fotoplatte“ durch ein Okular ersetzt wurde und man damit den Spalt visuell betrachten konnte. Das reicht natürlich nicht aus. Man möchte ja Teile der Sonne flächenhaft sehen. Der Trick besteht darin, die Abtastrate, d.h. die horizontale Hin- und Herbewegung der beiden mechanisch gekoppelten Spalte so groß zu machen, daß – wie bei einem gewöhnlichen Kinofilm – der Eindruck eines stehenden, monochromatischen Bildes entsteht. Diese schnelle Hin- und Herbewegung des Spaltes läßt sich z.B. auch optisch durch ein schnell rotierendes Vierkantprisma (Dove-Prisma) erreichen.

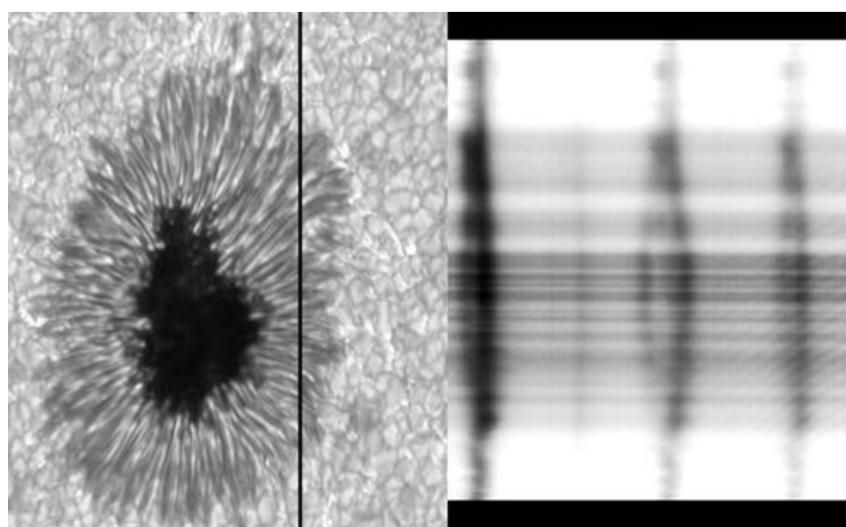
Das Prinzip des Spektroheliostops geht übrigens auf JULES JANSSEN (1824-1907) in Frankreich und JOSEPH NORMAN LOCKYER (1836-1920) in England zurück, denen es damit bereits 1870 gelang, Protuberanzen und Bögen („*Loops*“) am Sonnenrand außerhalb einer totalen Sonnenfinsternis zu beobachten. Deshalb nannten sie ihr Beobachtungsgerät auch Protuberanzenspektroskop.

Beobachtung von solaren Magnetfeldern

Geräte, mit denen man die Größe und Richtung von Magnetfeldern auf der Sonne messen und in Form von Diagrammen oder kompletten Bildern darstellen kann, nennt man Magnetographen. Sie beruhen auf dem sogenannten Zeeman-Effekt, der sich in einer Aufspaltung von Spektrallinien unter der Einwirkung eines genügend starken Magnetfeldes äußert. 1908 entdeckte GEORGE ELLERY HALE (1868-1938) eine Aufspaltung bestimmter Absorptionslinien in mehrere Teillinien, wenn sich der Spektrographenspalt genau über einem Sonnenfleck befindet. Damit war bewiesen, daß das Phänomen der Sonnenflecke etwas mit starken lokalen Magnetfeldern in der Photosphäre zu tun hat.

Daß sich bestimmte einfache Spektrallinien unter dem Einfluß eines Magnetfeldes in mehrere Einzellinien aufspalten, wurde von dem holländischen Physiker PIETER ZEEMAN (1865-1943) im Jahre 1896 experimentell entdeckt. Es zeigte sich, daß sich die Spektrallinien entweder in zwei unterschiedlich zirkular polarisierte Teillinien der Frequenzen $\nu - \Delta\nu$ und $\nu + \Delta\nu$ (longitudinaler Zeeman-Effekt) oder in drei Linien (Lorentz-Triplett) der Frequenzen $\nu - \Delta\nu$, ν und $\nu + \Delta\nu$ (transversaler Zeeman-Effekt) aufspalten, von denen die mittlere parallel zum anliegenden Magnetfeld und die beiden anderen senkrecht zum anliegenden Magnetfeld polarisiert sind. Der Abstand der Linien hängt von der Stärke des Magnetfeldes ab, so daß man durch Messung der Linienseparation direkt auf den Betrag der magnetischen Induktion **B** am Ort der Linienemission schließen kann.

Die mittlere Linie in einem Lorentz-Triplett wird dabei gewöhnlich als π -Komponente und die beiden anderen symmetrisch zu ihr liegenden Linien als σ -Komponenten bezeichnet.



Aufspaltung einer Spektrallinie durch den Zeeman-Effekt. Der Spektrographenspalt liegt genau über der Penumbra eines Sonnenflecks.

Die Ursache für die Linienaufspaltung ist in der Wechselwirkung des magnetischen Moments der Atome mit dem anliegenden Magnetfeld zu suchen. Es sind dabei zwei Fälle zu unterscheiden. Bei Atomen und Ionen mit geradzahligem Elektronenzahl ist die Gesamtspinzustand Null (d.h. $S=0$), wenn ein sogenannter Singulettzustand vorliegt. In diesem Fall können nur die magnetischen Bahnmomente mit einem äußeren Magnetfeld wechselwirken. Bezeichnet l die Quantenzahl des gesamten Bahndrehimpulses, dann gibt es genau $2l+1$ Einstellmöglichkeiten des magnetischen Moments des Atoms in Bezug auf ein magnetisches Feld $\mathbf{B}$. Diese diskreten Einstellmöglichkeiten werden durch die magnetische Quantenzahl m_l beschrieben, welche die Werte $-l, -l+1, -l+2, \dots, +l$ annehmen kann. Die Energiedifferenz zwischen benachbarten Unterniveaus ist in diesem Fall durch folgende einfache Beziehung gegeben

$$\Delta E = \mu_B B \quad [1.61]$$

($\mu_B = 9.2741 \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$, Bohr'sches Magneton).

wobei die möglichen Energiedifferenzen durch die Auswahlregel $\Delta m_l = 0, \pm 1$ eingeschränkt sind. Für die Frequenzaufspaltung der aus den Übergängen resultierenden Spektrallinien gilt in weiten Grenzen die Beziehung

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = \pm \frac{\mu_B B}{h} \quad [1.62]$$

Je nachdem, wie das Feld $\mathbf{B}$ relativ zum Beobachter ausgerichtet ist, beobachtet man entweder einen longitudinalen oder transversalen Effekt.

Der hier kurz beschriebene Fall wird als normaler Zeeman-Effekt bezeichnet. Befinden sich dagegen die emittierenden Atome nicht in einem Singulettzustand – die Grundbedingung für einen normalen Zeeman-Effekt –, dann entsteht eine weitaus kompliziertere Linienaufspaltung die den Namen „anomaler Zeeman-Effekt“ erhalten hat. Bei diesem Vorgang spielt der Elektronenspin eine wichtige Rolle. Er muß bei der Berechnung der Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Unterniveaus berücksichtigt werden, was zur Einführung der sogenannten Lande'-Faktoren (g-Faktoren) führt. Richtig betrachtet ist demnach der anomale Zeeman-Effekt der allgemeine Fall. Da sich aber einmal eingebürgerte Begriffe kaum mehr ändern lassen, bleibt es bei dieser inkonsequenten Bezeichnungsweise.

Der Wertebereich des g-Faktors liegt zwischen 0 und 3, wobei der Wert 1 (der im Fall des transversalen Zeeman-Effekts zur Aufspaltung in eine π -Komponente und zwei σ -Komponenten führt) häufig vorkommt. Er läßt sich mit quantenmechanischen Methoden für jede Atomsorte berechnen. Da die Linienaufspaltung dem Produkt $g \lambda^2$ proportional ist, werden für Magnetographen (s. u.) gerne Linien mit $g > 1$ verwendet, die deshalb möglichst im roten Bereich des Spektrums liegen sollten. Beispiele sind die Eisen-Linien bei 525 nm ($g=3$) und 868.8 nm Wellenlänge ($g=1.66$).

Auf der Sonne sind nur die lokalen Magnetfelder im Bereich der Sonnenflecke stark genug, um mit hochauflösenden Spektrographen die Linienaufspaltung deutlich zu zeigen. Ein Magnetfeld der Stärke 0.3 T führt z.B. zu einer Aufspaltung von 0.015 nm, die noch gut meßbar ist (in Sonnenflecken treten

gewöhnlich magnetische Flüsse zwischen 0.19 T und 0.25 ... 0.3 T auf). Magnetfelder mit einem magnetischen Fluß kleiner als 0.1 T sind dagegen mit dieser Methode nur sehr schwer oder gar nicht mehr nachweisbar.

Um auch schwächere Magnetfelder auf der Sonne zu messen, entwickelten 1952 HAROLD D. BABCOCK (1882-1968) und HORACE W. BABCOCK (Vater und Sohn) den ersten Magnetographen. Sie nutzten dazu die polarimetrischen Eigenschaften des Zeeman-Effekts aus. Die Idee bestand darin, links und rechts zur Symmetrieachse einer magnetisch beeinflussten Linie jeweils einen schmalen Spalt zu legen und das durch den zweiten Spalt hindurchgehende links- und rechtspolarisierte Licht mittels einer Pockels-Zelle in seine linear-polarisierte Komponenten zu zerlegen. Gewöhnlich verwendet man dazu eine Kristallplatte ($\lambda/4$ -Platte) aus Kalium-Dideuteriumphosphat (KD_2PO_4), an der eine Wechselspannung von ca. 50 Hz angelegt wird. Auf diese Weise erreicht man, daß mit wechselnder Polarität entweder die $+\sigma$ und die $-\sigma$ -Komponente der Strahlung den hinter dem Spalt angebrachten Photomultiplier erreicht. Auch im Strahlengang hinter dem ersten Spalt befindet sich ein Photomultiplier dessen Ausgang über einen Differenzenverstärker mit dem Ausgang des Zweiten SEV verbunden ist. Das dabei entstehende modulierte Differenzsignal wird verstärkt und registriert. Es ist (nach entsprechender Eichung) ein Maß für die magnetische Induktion in dem Bereich der Sonne, der gerade beobachtet wird.

Bei den ersten Geräten hat man dieses Differenzsignal auf einem Oszillographen sichtbar gemacht und abfotografiert. Heute sind die Meßmethoden ausgefeilter, so daß man Magnetogramme mit einer räumlichen Auflösung von $2''$ bis $3''$ in der Qualität von gewöhnlichen Sonnenfotografien aufnehmen kann. Die Empfindlichkeit ist dabei besser als 10^{-3} T. Mit modernen Vektormagnetographen gelingt dabei nicht nur eine Messung des Betrages der magnetischen Induktion $\mathbf{B}$, sondern es läßt sich sogar die Richtung, in welche die $\mathbf{B}$ -Vektoren an einem bestimmten Ort zeigen, ermitteln. Diese Untersuchungsmethode wird besonders zur Beobachtung der zeitlichen Entwicklung der starken Magnetfelder, die mit solaren Flares im Zusammenhang stehen, verwendet.

Die Aufnahme von Magnetogrammen ist eine Standardmethode der Sonnenbeobachtung. Sie wird weltweit in allen Sonnenobservatorien bei den täglichen Überwachungsaufgaben eingesetzt.

Neutrinoastronomie

Die Wechselbeziehung zwischen der Elementarteilchenphysik und der Astrophysik zeigt sich auf dem Sektor der Beobachtungen und Messungen kaum so deutlich wie in der Neutrinoastronomie. Dieser relativ moderne Zweig der beobachtenden Astronomie beschäftigt sich mit der außerordentlich schwierigen Aufgabe des Nachweises und der Untersuchung kosmischer Neutrinos, die in unvorstellbarer Zahl die Erde durchfluten. Durchfluten ist dabei das richtige Wort, da z.B. allein jeder Quadratzentimeter dieses Buches pro Sekunde von rund 70 Milliarden Neutrinos, die bei den Kernfusionsprozessen in der Sonne entstehen, getroffen wird. „Getroffen“ ist dabei eigentlich das falsche Wort, denn für solare Neutrinos ist dieses Buch, ja sogar die ganze Erde quasi nicht existent. Ihr Wirkungsquerschnitt ist so gering, daß erst eine Bleischicht von ca. 1 Lichtjahr Stärke einen Neutrinofluß um die Hälfte dämpfen würde.

Neutrinos wurden vor mehr als 70 Jahren (1930) von WOLFGANG PAULI (1900-1958) in die Physik eingeführt, um den Energiesatz beim β^- -Zerfall zu retten. Dieses hypothetische Teilchen bekam etwas später von ENRICO FERMI (1901-1954) den Namen „Neutrino“, der bis heute beibehalten wurde. Insgesamt drei verschiedene Neutrinoarten („Flavor“) + ihre Antiteilchen (die sich durch ihren Spin von den normalen Neutrinos unterscheiden) bevölkern das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Ihre charakteristische Eigenschaft ist ihre durch die schwache Wechselwirkung bedingte extrem geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit anderen Teilchen. Gerade dieser Fakt macht auch ihren experimentellen Nachweis so extrem schwierig. Beispielsweise beträgt der Wirkungsquerschnitt σ_ν der Reaktion (Neutrinoeinfang)

$$\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$$

(ν_e Elektronenneutrino, p Proton, n Neutron, e^+ Positron)

lediglich 10^{-43} cm^2 . Diese verschwindend kleine Zahl läßt sich folgendermaßen interpretieren: Um ein einziges Elektronenneutrino gemäß der obigen Reaktion (inverser β -Zerfall) einzufangen, benötigt man eine Wassersäule mit einer Querschnittsfläche von 1 cm^2 und einer Länge von rund $3 \cdot 10^8 \text{ cm}$ (3 Lichtjahre!). Der direkte Nachweis ausgewählter einzelner Neutrinos ist nach diesen Überlegungen völlig illusorisch. Nur genügend intensive Neutrinoströme, wie sie beispielsweise von Kernreaktoren (oder von der Sonne) ausgehen, bieten die Chance, Neutrinos durch Einfangreaktionen experimentell nachzuweisen. Dieses Kunststück gelang zu Beginn der fünfziger Jahre des vergangenen Jahrhunderts einer Arbeitsgruppe des Los Alamos Scientific Laboratory unter Leitung von CLYDE COWAN (1919-1974) und FREDERICK REINES (1918-1998) am Savannah-River Reaktor in South Carolina/USA (Nobelpreis 1995). Wieder ein Jahrzehnt später (1961) konnte auch das Myonenneutrino durch LEON M. LEDERMAN, MELVIN SCHWARTZ und JACK STEINBERGER nachgewiesen werden (Nobelpreis 1988). Der experimentelle Nachweis der letzten Neutrinoart, dem Tauneutrino, gelang erst im Jahr 2000.

Neutrinos sind für die Astronomie u.a. deshalb interessant, weil sie in riesiger Zahl in den Sternen bei Kernfusionsprozessen oder bei Kollapsereignissen (z.B. bei der Entstehung eines Neutronensterns bei einer Supernova-Explosion) entstehen. Außerdem erwartet man noch einen „Neutrino-Hintergrund“,

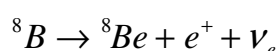
der quasi vom „Urknall“ übriggeblieben ist und kosmologisch eine große Bedeutung bei der Ausbildung primordialer Strukturen („Galaxienkeime“) hat. Das alles rechtfertigt die Anstrengungen, kosmische Neutrinos experimentell durch „Neutrinooteleskope“ nachzuweisen und ihre Herkunft und Energieverteilung zu bestimmen.

Der bereits erwähnte geringe Wirkungsquerschnitt macht es zwar schwierig, aber bei entsprechend großen Detektormassen nicht unmöglich, Neutrinos beispielsweise über Einfangsreaktionen der Art $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ oder $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} + e^-$ nachzuweisen. Die ersten Experimente zum Nachweis der Sonnenneutrinos beruhten z.B. auf der Umwandlung von Chlor ${}^{37}\text{Cl}$ (welches rund 24.2% des natürlichen Chlors ausmacht) in das radioaktive Argonisotop ${}^{37}\text{Ar}$.

Das man gerade diese Reaktion auswählte, hat in erster Linie experimentiertechnische Gründe. Chlor ist sehr billig und kann in Form einer chemischen Verbindung (zumeist Chlorethylen C_2Cl_4 , früher Perchlorethylen oder Tetrachlorkohlenstoff) in großer Menge und ausreichender Reinheit bereitgestellt werden. Die durch Neutrinoeinfang entstehenden Argonatome werden aus dieser Flüssigkeit mittels des Edelgases Helium ausgewaschen und schließlich mit radiochemischen Mitteln nachgewiesen. Die Versuche auf der Basis dieser Reaktion laufen seit Mitte der Fünfziger Jahre des vorigen Jahrhunderts und sind seitdem weitgehend perfektioniert worden. Um die Schwierigkeiten anzudeuten, mit denen die Experimentatoren unter Leitung von RAYMOND DAVIES JR (Nobelpreis 2002) und JOHN N. BAHCALL zu kämpfen hatten, sei nur erwähnt, daß lediglich 50 Argonatome in 400000 Litern Chlorethylen während einer Experimentierzeit von 100 Tagen zu erwarten waren. Um die kosmische Strahlung als wesentlichste Fehlerquelle abzuschirmen, baute man die gesamte Versuchsanordnung in 1478 Meter Tiefe in einem stillgelegten Bergwerk (Homestake-Goldmine in Lead, South Dakota, USA) auf. Der eigentliche Detektor ist ein Flüssigkeitstank, der 400 m³ flüssiges Chlorethylen enthält und ständig mit Helium durchlüftet wird. Dabei gelangen die wenigen Argonatome in das Heliumgas und können daraus auf radiochemischen Weg (sie verraten sich durch ihren typischen Zerfall) extrahiert und nachgewiesen werden. Um außerdem die schädliche Neutronenstrahlung des umgebenden Gesteins auszuschalten, wird während der Messung der den Detektor enthaltene Stollen mit Wasser geflutet.

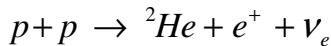
Der schwierigste Teil des Experiments besteht in der Extraktion und Zählung der Argonatome. Dieses Problem konnte jedoch soweit gelöst werden, daß man quasi jedes durch eine Neutrinoeinfangsreaktion entstandene 37-Argon –Atom registrieren kann.

Ein großer Nachteil der Reaktion $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ ist der äußerst geringe Absorptionsquerschnitt für Neutrinos, deren Energie kleiner als 5 MeV ist. Unterhalb von $E=0.814$ MeV ist ein Neutrinoeinfang sogar völlig unmöglich. Demnach spricht der Chlor-Neutrinoedetektor in erster Linie auf die hochenergetischen Neutrinos ($E>14$ MeV) aus der Reaktion



an. Das hat zur Folge, daß man mit diesem Detektortyp fast ausschließlich Neutrinos aus einem sehr selten ablaufenden Seitenast des pp-Zyklus detektiert. Günstiger ist es deshalb, an Stelle von Chlor das Metall Gallium als Detektormaterial zu verwenden. Damit lassen sich Neutrinos schon ab einer

Energie von $E \geq 0.233 \text{ MeV}$ nachweisen. Auf diese Weise erfaßt man Neutrinos, die hauptsächlich aus der Reaktion



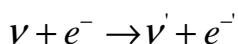
stammen. Das sind immerhin rund 90% der von der Sonne emittierten Neutrinos. Aufgrund der hohen Kosten des quecksilberähnlichen Metalls Gallium können sich nur wenige Länder ein „Neutrino-teleskop“ auf Gallium-Basis leisten.

Eine der ersten „Gallium-Teleskope“ ist in einem Autobahntunnel unterhalb des Gran-Sasso-Massivs in den italienischen Alpen aufgebaut worden und wird als GALLEX (= „*GALLium-Experiment*“) bezeichnet. In einem Seitentunnel mit den Maßen 92x17x18 m befindet sich ein 80000 Liter fassender Tank, der mit konzentrierter $\text{GaCl}_3\text{--HCl}$ -Lösung gefüllt ist. Die Methode der Extraktion der entstehenden radioaktiven Germanium-Atome entspricht in etwa der schon erläuterten Methode zum Nachweis radioaktiven Argons aus dem C_2Cl_4 -Tank in der Homestake-Mine. Nur wird an Stelle von Helium Stickstoff verwendet, um die entstehenden GeCl_4 -Moleküle aus dem Detektor auszuwaschen. Diese Moleküle werden wiederum in GeH_4 umgewandelt, das als Zählgas verwendet wird. Der eigentliche Nachweis erfolgt mit Hilfe von rauscharmen Proportionalzählrohren, mit deren Hilfe die Rückreaktion ${}^{71}\text{Ge} \rightarrow {}^{71}\text{Ga} + e^+ + \bar{\nu}_e$ beobachtet wird. Das Nachfolgeprojekt von GALLEX ist BOREXINO. Dieser Detektor dient in erster Linie dem Nachweis von solaren Neutrinos aus dem Be-Zweig des pp-Zyklus ($E=862 \text{ keV}$) und verwendet dafür die Neutrino-Elektron-Streuung. Da zum Nachweis der dabei beschleunigten Elektronen organische Szintillatoren verwendet werden, sind Echtzeitmessungen bis zu Neutrino-Energien von ca. 450 keV möglich.

Die überraschende Beobachtung eines Defizits an Sonnenneutrinos (d.h. es wurden weniger nachgewiesen als nach dem Standardmodell der Sonne erwartet wurde), die mit diesen Neutrino-teleskopen gemessen wurde, beschäftigte Astronomen wie Physiker lange Zeit, bis es schließlich gelang, dieses „Sonnenneutrino-problem“ durch den experimentellen Nachweis der sogenannten Neutrinooszillationen zu erklären.

Detektoranordnungen, die auf kernchemischen Prinzipien beruhen, können keine Richtungsinformationen und nur begrenzt Aussagen über die Energie der detektierten Neutrinos liefern. Sie erlauben damit lediglich eine integrale Messung des Neutrinoflusses oberhalb einer durch das Detektormaterial festgelegten Energieschwelle.

Um auch Richtungs- und Zeitinformationen zu erhalten (was ja für die Beobachtung von nichtsolaren Neutrinoquellen durchaus wichtig ist), muß ein anderes Meßprinzip zur Anwendung kommen. Hierzu bietet sich die Neutrino-Elektronenstreuung an:



Dabei werden die Elektronen so stark beschleunigt, daß sie innerhalb eines Kegels (dessen Öffnungswinkel von der Energie des Elektrons abhängt) Cerenkov-Strahlung emittieren, die mit empfindlichen Photomultipliern in Echtzeit registriert werden kann. In dem man diese Lichtblitze mit mehreren Geräten dieser Art verfolgt, können aus den gemeinsamen Daten Richtungsinformationen

extrahiert werden, die grob anzeigen, woher das entsprechende Neutrino kommt. Auf diese Weise lassen sich z.B. solare Neutrinos von kosmischen Neutrinos, die vielleicht aus einer Supernovaexplosion stammen, trennen. Außerdem kann man aus den Bahndaten der Rückstoß-Elektronen noch Informationen über das Neutrinospektrum gewinnen.

Im großen Maßstab wurde dieses Meßverfahren im Kamiokande-II/III-Experiment eingesetzt, das ursprünglich für den Nachweis des von einigen Theoretikern vorhergesagten Protonenzerfall konzipiert und seit 1986 auch zum Nachweis der höherenergetischen solaren Neutrinos verwendet wurde. Heute sind weltweit mehrere Detektoren, die auf der elastischen Neutrino-Streuung beruhen, erfolgreich im Einsatz. Die bekanntesten Anlagen sind dabei Super-Kamiokande (SK), der Nachfolger des Kamiokande-Experiments von 1986 und das Sudbury Neutrino Observatory (SNO) in Ontario, Kanada. Zu erwähnen sind natürlich auch noch die Experimente im Eis am Südpol der Erde (AMANDA) und das im Baikalsee versenkte Neutrino-Teleskop NT-200, das während der Meßkampagne maßgeblich auch von deutschen Wissenschaftlern betrieben wurde.

Neutrino-Oszillationen und der Mikheyev-Smirnov-Wolkenstein-Effekt

Neutrinos gehören zusammen mit den Elektronen, Myonen und Tauonen zur Gruppe der Leptonen. Lange Zeit nahm man an, das Neutrinos – genauso wie die Photonen – ruhemasselose Teilchen sind. Die Notwendigkeit, daß Neutrinos keine Ruhemasse besitzen, ist bei elektroschwachen Wechselwirkungen nicht mehr gegeben. Besitzt nämlich ein Neutrino eine kleine, aber endliche Ruhemasse und ist die sogenannte Leptonenzahl L_k (k indiziert die Leptonenfamilien) keine streng gültige Erhaltungsgröße mehr, dann brauchen die Neutrinozustände nicht mehr zwangsläufig Energie- bzw. Masseneigenzustände sein. Es kann zur Neutrinomischung und damit zum Phänomen der Neutrinooszillationen kommen. Da aber das Raum-Zeit-Verhalten eines Elementarteilchens ganz durch seine Masse bestimmt ist, können in einem sich ausbreitenden Neutrinowellenpaket die Masseneigenzustände untereinander interferieren, was zu einer sich periodisch ändernden Identität (Flavor) des Neutrinos führt. Als Beispiel sollen im Folgenden nur zwei Neutrinoarten, ein Myonenneutrino-Zustand $|\nu_\mu\rangle$ und ein Tauneutrino-Zustand $|\nu_\tau\rangle$, betrachtet werden. Wenn Neutrinos eine Ruhemasse habe, dann kann nach BRUNO PONTECORVO (1968) z.B. der Myonenneutrinozustand $|\nu_\mu\rangle$ aus einer Linearkombination von zwei verschiedenen Masseneigenzuständen $|\nu_1\rangle$ und $|\nu_2\rangle$ mit den Massen m_1 und m_2 bestehen. Das heißt in der üblichen Schreibweise

$$|\nu_\mu\rangle = \cos \Theta |\nu_1\rangle + \sin \Theta |\nu_2\rangle \quad [1.63]$$

wobei Θ den Mischungswinkel bezeichnet.

Da die Zustände $|\nu_\mu\rangle$ und $|\nu_\tau\rangle$ orthogonal sind, ist

$$\begin{pmatrix} |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad [1.64]$$

Sie werden bei schwachen Wechselwirkungsprozessen erzeugt und repräsentieren nicht mehr ein Teilchen bestimmter Masse, sondern eine Kombination von Zuständen verschiedener, massebesitzender Teilchen. Das bedeutet, daß ein als Myonenneutrino erzeugter Zustand mit einem bestimmten Impuls p sich mit zwei verschiedenen Massenzuständen unterschiedlicher Geschwindigkeiten im Raum ausbreitet. Dabei ändern sich die Phasenbeziehungen innerhalb des Mischzustandes was dazu führen kann, daß dieses Myonenneutrino am Detektor als Tauneutrino registriert wird. Oder verallgemeinert gesagt, Neutrinos können auf ihrem Weg von ihrem Entstehungsort bis zum Detektor periodisch ihre Identität ändern – sie oszillieren. Mit den Methoden der Quantenmechanik können bei gegebener Massedifferenz Δm leicht die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der einen oder anderen Neutrinoart am Detektor berechnet werden.

Die für praktische Messungen wichtige Vakuum-Oszillationslänge λ_ν ergibt sich dann aus

$$\lambda_\nu = \frac{4\pi \hbar p}{\Delta m^2 c^2} \quad [1.65]$$

Für Myonenneutrinos, die als Sekundärteilchen in der Erdatmosphäre erzeugt werden, liegt die Oszillationslänge nach Messungen mit dem Super-Kamiokande-Detektor (s.u.) in der Größenordnung des Erddurchmessers.

1978 konnten STANISLAV MIKHEYEV, ALEXI SMIRNOV und LINCOLN WOLFENSTEIN zeigen, daß die Ausbreitung der NeutrinoWellenfunktionen von der Elektronendichte der Umgebung abhängt. Das Oszillationsverhalten ist deshalb in Materie anders als im Vakuum. Im Einzelnen bedeutet das, daß die Formel (1.65) für die Vakuum-Oszillationslänge beim Durchgang durch Materie nicht mehr gilt. Bestimmte Elektronendichten führen im Zusammenspiel mit den Neutrino-Massedifferenzen zu einer resonanzartigen Verstärkung der Neutrinooszillationen. Dieser nach den Autoren als MSW – Effekt benannte Erscheinung erklärt übrigens ziemlich folgerichtig das sogenannte SonnenneutrinoProblem.

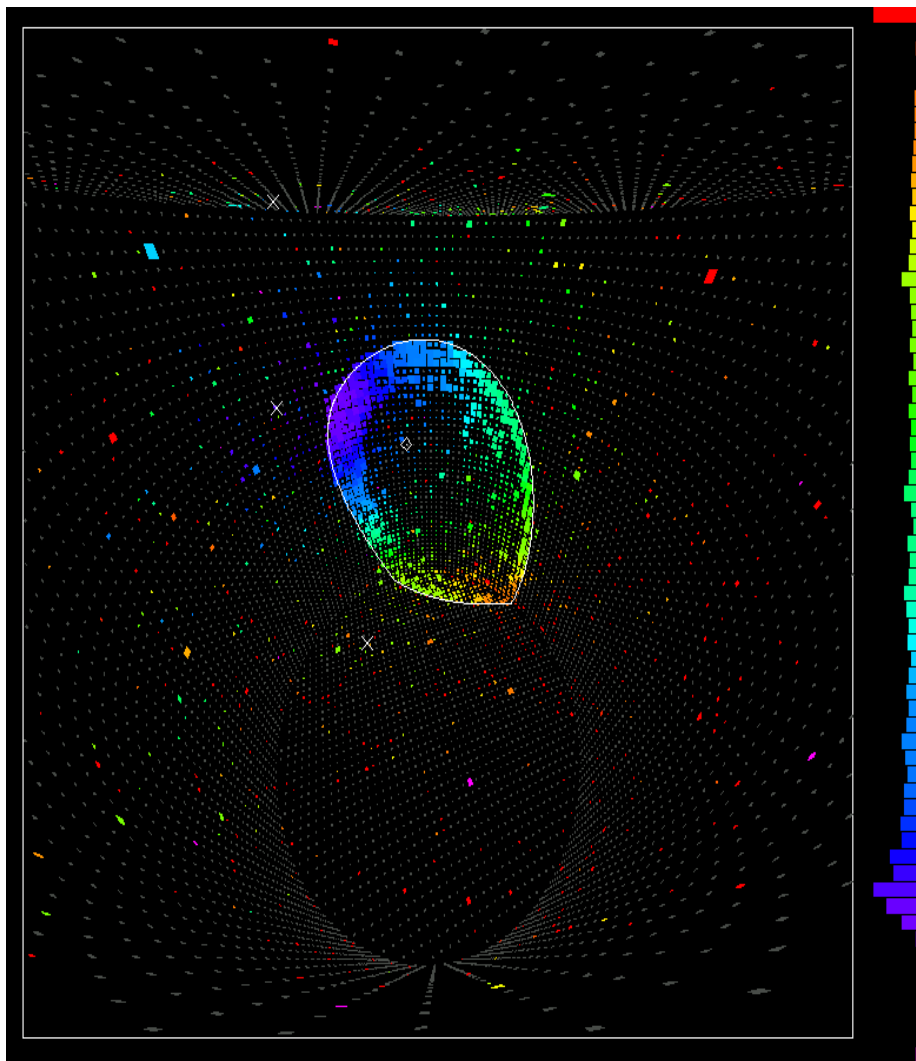
Neutrinos, die in der Hochatmosphäre entstehen, erreichen den Kamiokande-Detektor unter unterschiedlichen Winkeln und damit unterschiedlichen Weglängen. Die Winkelverteilung sollte ohne Neutrinooszillationen der blauen Linie und mit Neutrinooszillationen der grünen Linie entsprechen. Die Meßwerte bestätigen eindeutig den letzteren Fall.

NeutrinoTeleskope

Die Ausführungen im vorangegangenen Abschnitt haben bereits gezeigt, daß NeutrinoTeleskope mit der Vorstellung eines herkömmlichen Teleskops wahrlich nichts zu tun haben. Es handelt sich vielmehr um Meßeinrichtungen, wie man sie in dieser Größe nur von Forschungsprojekten der Hochenergiephysik her kennt. Aber auch ganz ungewöhnliche Anlagen werden in der Neutrinoforschung benutzt. So befindet sich ein „NeutrinoTeleskop“ (NT-200) in 1200 m Tiefe im Baikalsee, dem tiefsten See der Erde. Aber auch in das Eis der Antarktis sind Meßanlagen zum Nachweis von kosmischen Neutrinos verbracht worden (AMANDA). Im Folgenden sollen einige der moderneren Anlagen und ihre Funktionsweise vorgestellt werden. Dabei zeigt sich die Tendenz zu immer größeren Detektorvolumina, während die „kernchemischen“ Methoden weitgehend ausgereizt sind.

Super-Kamiokande

Das „Kamioka Underground Observatory“ der Universität Tokyo wurde im April 1983 in Betrieb genommen. Primär wollte man mit dem in ca. 1000 m Tiefe in der Mozumi-Zink-Mine bei Kamioka errichteten Detektor den Zerfall von Protonen, wie er in manchen Varianten der „*Grand Unified Theories*“ (GUT) vorhergesagt wurde, nachweisen. Daraus leitet sich auch der Name KAMIOKANDe der Anlage ab: „*Kamioka Nucleon Decay Experiment*“. Herzstück der Anlage war ein Wassertank mit einer Höhe von 16 m und einem Durchmesser von 15.6 m, der mit 3000 Tonnen äußerst sauberen Wasser gefüllt war. Im Innenrand waren rund 1000 Photomultiplier-Röhren angebracht, die in Echtzeit Cerenkov-Strahlung erfassen konnten, die von schnellen Elektronen und Myonen emittiert wird. Die umgebenden Gesteinsschichten schirmen die Meßanordnung sehr effektiv von der primären und sekundären kosmischen Strahlung ab.



Neutrino-Ereignis im Super-Kamiokande-Detektor. Die Farben codieren die zeitliche Reihenfolge, wie die einzelnen Photomultiplier einen Lichtblitz registrieren (von 987 ns (rot) bis 1080 ns (violett) in 2.3 ns-Schritten). In diesem Fall kollidierte ein Neutrino mit einer Energie von 1063 MeV ein ruhendes Proton wobei u.a. ein negativ geladenes Myon mit einer Energie von 1032 MeV entstand, dessen Cherenkov-Licht vom Detektor registriert wurde.

© Kamiokande Collaboration

Zwar konnte bis heute der spontane Zerfall eines Protons nicht nachgewiesen werden, aber die große Stunde von Kamiokande schlug am 23. Februar 1987, als eine Supernova in der Großen Magellanschen Wolke explodierte. An diesem Tag konnten mit diesem Detektor allein 11 von insgesamt rund 30 weltweit beobachteten Neutrinos nachgewiesen werden, die zweifelsfrei von diesem Ereignis stammen. Es war die erste direkte Beobachtung eines Kernkollapses eines massiven Sterns, der als Folge davon zu einem Neutronenstern wurde.

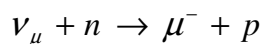
Rund 150 Meter vom alten Detektor entfernt wurde 1996 das Super-Kamiokande-Neutrino-teleskop in Betrieb genommen. Das Prädikat „Super“ ist dabei völlig gerechtfertigt. Es besteht aus einem Wassertank, der 50000 Tonnen Wasser enthält und an dessen Innenwänden 11146 Photomultiplier angebracht sind. Der das Wasser enthaltene Zylinder besteht aus einem äußeren Detektor, der aus einer 2 m starken Wasserschicht besteht und 1885 Photomultiplier enthält. Damit kann man die von Außen in die Meßanordnung einfliegenden Teilchen erkennen und gegebenenfalls eliminieren. Der innere Teil stellt den eigentlichen Detektor dar und enthält 32500 Tonnen aufwendig gereinigtes Wasser, das hohe Qualitätsansprüche in punkto Transparenz und Gehalt an radioaktiven Spurenstoffen (insbesondere Radon) genügen muß. Auch an die verwendeten Sekundärelektronenvervielfacher werden große Anforderungen gestellt. So erreichen sie für die Lichtpulse eine Zeitauflösung von ca. 2 ns, was einer Lichtlauflänge von ungefähr 60 Zentimeter entspricht. Aus der Zeit des Eintreffens der Cerenkov-Strahlung bei den einzelnen Photomultipliern und der Geometrie des ausgeleuchteten Detektorbereichs läßt sich mit Hilfe von Computern die Bahn des eindringenden Neutrinos rekonstruieren.

Die Fragestellungen, die mit Super-Kamiokande bearbeitet werden, betreffen nur zu einem kleinen Teil die Astronomie. Es geht der Kollaboration vielmehr um ein noch besseres Verständnis der Natur der Neutrinos, insbesondere darum, ob sie eine Ruhemasse besitzen und unter welchen Bedingungen sie periodisch ihr Flavor ändern (Neutrinooszillationen, s.u.). Super-Kamiokande konnte z.B. eindrucksvoll beweisen, das Neutrinos wirklich „oszillieren“, was insbesondere auch den Sonnenphysikern einen Stein vom Herzen nahm...

Der „Erfinder“ von Kamiokande, MASATOSHI KOSHIBA, erhielt übrigens 2002 für seine Forschungen zusammen mit RAYMOND DAVIES JR. und RICCARDO GIACCONI den Nobelpreis für Physik.

N-200 Baikal

Diese Anordnung gehört zur ersten Generation von Neutrino-teleskopen, die das Problem der zu geringen Detektorvolumina dadurch zu überwinden suchten, in dem man „natürliche“ Detektormedien in Form von flüssigen oder gefrorenen Wasser verwendet, wie sie in Seen, Meeren oder im Eispanzer Antarktikas vorhanden sind. Außerdem haben sie den Vorteil, daß diese Medien selbst einen sehr guten Schutz vor Störstrahlung (z.B. die energieärmeren atmosphärischen Sekundär-Myonen) bieten. Man braucht dazu die Meßeinrichtungen nur tief genug im Wasser oder im Eis zu versenken. Um zu zeigen, daß derartige Anlagen wirklich funktionieren, wurde ab 1993 das Neutrino-teleskop NT-200 in über 1100 m Tiefe im Baikalsee (Sibirien) – dem tiefsten Süßwassersee der Erde – installiert. Das Meßprinzip ist dem Meßprinzip im Kamiokande-Detektor analog nur daß es das Ziel ist, Myonen-neutrinos, die durch die Erde geflogen sind, nachzuweisen. Man nutzt dazu Reaktionen der Form



aus. Diese Reaktionen treten bei Neutrinos mit Energien im TeV-Bereich genügend häufig auf, um die dabei entstehenden Myonen an ihrem in diesem Fall recht engen Cerenkov-Strahlenkegel (ca. 1° Öffnungswinkel bei $E \sim 1$ TeV) zu identifizieren. 192 empfindliche Photomultiplier, die man in druckdichte Glaskugeln eingeschlossen und an acht Trossen im Wasser befestigt hat, registrieren diese Strahlung. Dabei sind in erster Linie die Myonen interessant, die von „unten“ kommen und die sich dadurch von den bei Luftschauern erzeugten Myonen eindeutig unterscheiden. In diesem Fall wirkt der gesamte Durchmesser der Erde als Filter, der alle Störeinflüsse wirksam abblockt. Das Baikal-Neutrino-teleskop ist deshalb ein Teleskop der Nordhalbkugel, das auf diese Weise quasi überwiegend den Südhimmel beobachtet.

ANTARES / NESTOR

Das ANTARES-Neutrino-teleskop entsteht z.Z. (2003) vor der französischen Küste bei Marseilles in ca. 2500 m Tiefe. Es kann Neutrinos mit Energien > 10 GeV aufspüren und wird voraussichtlich 2006 seinen regulären Betrieb aufnehmen. Die 10 Trossen, die mit rund 1000 Photomultipliern bestückt sind, werden am Meeresboden verankert und durch Auftriebskörper (Bojen) in ihrer senkrechten Position gehalten. Sie überdecken eine Fläche von ca. 0.1 km^2 und haben eine Länge von jeweils 300 m. Das Meßprinzip ist im Prinzip das Gleiche wie beim NT-200.

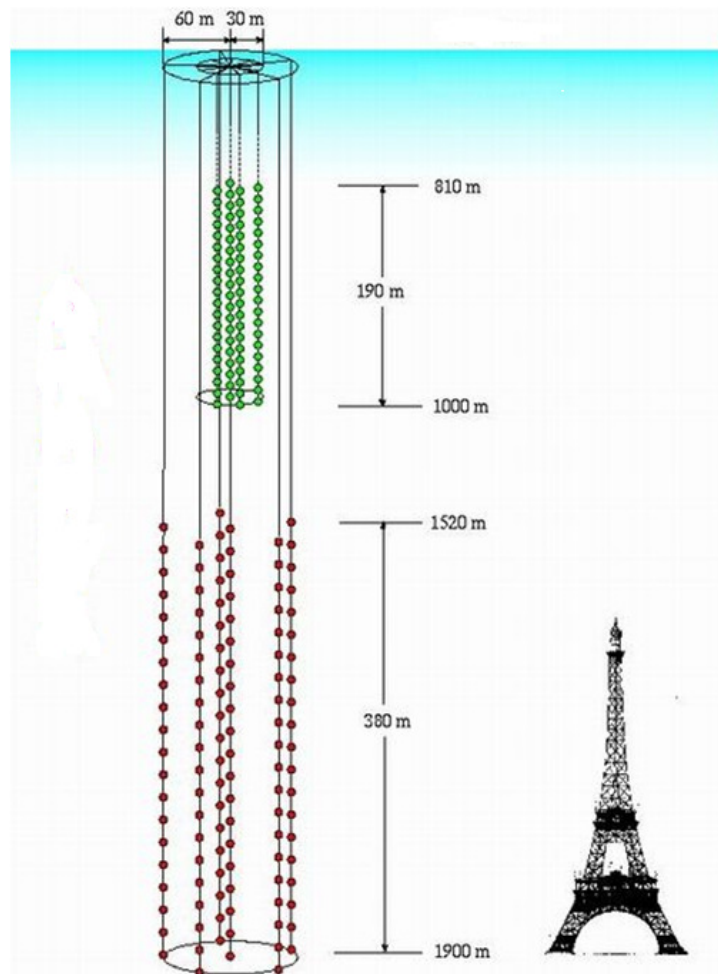
ANTARES ist übrigens die Abkürzung für „*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental Research*“. Ein ähnliches Projekt wird auch in Griechenland, unweit der Insel Pylos in rund 4000 m Tiefe aufgebaut. Es hat den Namen NESTOR („*Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research*“) erhalten. Die turmartige Anordnung aus 12 übereinanderliegenden hexagonalen Auslegern von 32 m Durchmesser (vertikaler Abstand 20 m) tragen die zum Nachweis des Cerenkow-Lichts notwendigen Lichtsensoren. Ziel ist es auch hier, hochenergetische Neutrinos, insbesondere im TeV-Bereich, aus dem interstellaren Raum nachzuweisen. Nestor war übrigens der Name eines sagenhaften Königs von Pylos. Wir wissen von ihm – dank Homer, daß er die Achäer bei ihrem Kriegszug nach Troja unterstützt hat.

AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array)

Wenn man den Film „Ruf der Wildnis“ (nach JACK LONDON, 1876-1916) gesehen hat, weiß man, daß man aus Eis Linsen herstellen kann. Das man aber ein ganzes Teleskop – wenn auch für Neutrinos – im Eispanzer am Südpol in mehr als 1500 m Tiefe aufbaut um z.B. etwas über den Urknall zu erfahren, erscheint auf den ersten Blick unglaublicher als das, was Jack London je in seinem Klondike-Romanen beschrieben hat.

Das Projekt AMANDA beruht auf einer Idee, die 1988 erstmalig von FRANCIS HALZEN und JOHN LEARNED geäußert wurde. Ihnen war klar, daß herkömmliche Neutrino-teleskope, wie sie in stillgelegten Bergwerken aufgebaut sind, aufgrund ihrer geringen Detektormassen für den Nachweis hochenergetischer Neutrinos nicht sonderlich gut geeignet sind. Unterwasserdetektoren haben wiederum mit Störeinflüssen zu kämpfen, die auf Biolumineszenz und auf die Lichtemissionen, die beim Zerfall radioaktiver Spurenstoffe (insbesondere K^{40}) entstehen, zurückzuführen sind. Weiter wußte man, daß das Eis, je tiefer man in das Eisschild Antarktikas bohrt, immer durchsichtiger und homogener wird. Der hohe Druck in 1.5 bis 2 km Tiefe quetscht quasi im Laufe der Zeit alle Luftblasen, die ja im Wesentlichen das Eis trüben, aus dem Eis heraus so daß sich Licht darin durchaus

über 100 m weit relativ ungestört ausbreiten kann (nur die Streuung an eingelagerten Staubteilchen begrenzt im wesentlichen Umfang die sogenannte Absorptionslänge). Das ist immerhin um den Faktor 2 besser als bei Unterwasserdetektoren, die in der Tiefsee arbeiten.



Das Neutrinoobservatorium AMANDA im Inlandeis der Antarktis wurde 2008 zum „ICECUBE“ ausgebaut, dessen Detektorvolumen einen Kubikkilometer beträgt

Der Aufbau von AMANDA – an dem auch deutsche Forschungsinstitute beteiligt sind – begann Anfang der Neunziger Jahre in ungefähr 1 Kilometer Entfernung von der Amundsen-Scott South Pole Station der USA am Südpol der Erde und wird seitdem in mehreren Stufen permanent fortgeführt. Aktuell im Einsatz ist z.Z. AMANDA II, deren 676 Photomultiplier man an 19 Trossen in einer Tiefe zwischen 1550 m und 2000 m hat einfrieren lassen (die Bohrlöcher wurden zuvor mit einem knapp 100° heißen Wasserstrahl in das Eis geschmolzen). Die effektive Nachweisfläche der Meßanordnung liegt bei ungefähr 6000 m² für Myonen mit einer Energie von 1 TeV. Damit lassen sich Neutrinos mit einer Energie von 50 GeV gerade noch nachweisen.

Man hofft, daß es bis 2008 gelingt, dieses Neutrinoobservatorium soweit auszubauen, daß das Detektorvolumen 1 km³ erreicht. Dazu müssen weitere 4 - 5000 Photomultiplier im antarktischen Eis versenkt werden. Dieses dann leistungsfähigste Neutrinoobservatorium der Welt soll dann den Namen „ICECUBE“ erhalten.

Sudbury Neutrino Observatory (SNO)

Das „*Sudbury Neutrino Observatorium*“ (SNO) befindet sich in einer über 2000 m tiefen Nickelmine in Kanada, genauer im Bundesstaat Ontario am Rande des sogenannten Sudbury-Beckens. Man vermutet, daß dieses Becken und die damit verbundenen überaus reichhaltigen Nickelvorkommen auf einen Meteoritenimpakt vor ca. 1.8 Milliarden Jahren zurückzuführen sind. Im Gegensatz zum Superkamiokande-Detektor arbeitet der Neutrinodetektor nicht mit gewöhnlichem Wasser, sondern mit ca. 1000 Tonnen Deuteriumoxid. Die durch die Neutrinoereignisse ausgelöste Cerenkow-Strahlung wird von einem Teil der 9600 Photomultiplier erfaßt, die den Runden Acryltank mit einem Durchmesser von 12 m umgeben.

Man verwendet schweres Wasser, um neben Elektronenneutrinos auch die anderen Neutrinoarten (Myonen- und Tauneutrino) wahlweise nachweisen zu können. Neben Ereignissen, die auf die Neutrino-Elektronenstreuung

$$\nu_k + e^- \rightarrow \nu_k + e^-$$

(k indiziert die Neutrino-Flavor)

zurückgehen, können auch durch neutrale und geladene Ströme (vermittelt jeweils durch das W- und Z-Boson) verursachte Reaktionen in einem Deuterium-Detektor nachgewiesen werden:

$$\nu_k + (d - \text{Quark}) \rightarrow p + n + \nu_k \quad (\text{neutraler Strom})$$

$$\nu_e + (d - \text{Quark}) \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{geladener Strom})$$

Letztere Reaktionen bieten den Vorteil, daß bei neutralen Strömen alle Neutrino-Flavor teilnehmen können, während bei einem geladenen Strom nur das Elektronenneutrino in Erscheinung tritt. Als ein erstes, durchaus Aufsehen erregendes Ergebnis konnte während einer ersten Meßkampagne nachgewiesen werden, daß auf dem Weg von der Sonne zur Erde keine Neutrinos verloren gehen oder zu wenige erzeugt werden. Die Lösung des Sonnenneutrinoproblems ist also nicht primär in der Sonne, sondern in der Physik der Neutrinos zu suchen (MSW-Effekt).

Genauso wie die anderen großen Neutrinooteleskope wird das SNO in den nächsten Jahren weiter ausgebaut. Insbesondere soll es zusammen mit z.B. Superkamiokande, AMANDA und dem Gran-Sasso-Labor ein Teil des sogenannten „*Supernovae Early Warning System*“ (SNEWS) werden. Beim Auftreten einer Supernova in unserer Galaxie wird der Neutrinostrom bis zu einigen Stunden eher auf der Erde eintreffen als das sichtbare Licht, so daß in diesem Fall genügend Zeit ist, die „optischen“ – und Radioastronomen auf dieses Ereignis vorzubereiten.

Aufgabenstellungen der Neutrinoastronomie

Mit Neutrino-teleskopen werden bzw. sollen sowohl Fragestellungen aus der Hochenergiephysik (z.B. Neutrinooszillationen, Neutrinomasse) als auch der Astrophysik bearbeitet werden. Einige davon finden Sie in der folgenden Auflistung:

- § Überprüfung des Standardmodells der Sonne (vormaliges Sonnenneutrino-Problem)
- § Nachweis und Überwachung von Neutrinoereignissen, die auf dem Kernkollaps bei Supernovaexplosionen zurückzuführen sind
- § Identifizierung von Punktquellen hochenergetischer Neutrinos ($> 1 \text{ TeV}$)
- § Nachweis hochenergetischer Gammaquanten über die bei Luftschauern entstehenden Sekundärteilchen (insbesondere Myonen) sowie Messung von mit Gamma Ray Bursts (GRB) assoziierten Neutrinos
- § Untersuchung von Stoßwellen bei Supernova-Explosionen, in Aktiven Galaxienkernen (AGNs) oder in Akkretionsscheiben um Neutronensterne und Schwarze Löcher
- § Suche nach Kandidaten für die „Dunkle Materie“ (WIMPS, Monopole etc.)
- § „Kosmologische“ Hintergrundneutrinos
- § „Tomographie“ der Erde (Erforschung des inneren Aufbaus der Erde aus der Analyse von Neutrinos, welche die Erde durchlaufen haben)



Literatur zum Thema

K. Lindner: **Taschenbuch der Astronomie**, Fachbuchverlag Leipzig, 1997

H. Bernhard, K.Lindner, M.Schukowski: **Wissensspeicher Astronomie**, Volk und Wissen 1995

A.Unsöld, B.Baschek: **Der neue Kosmos**, Springer-Verlag 2004

A.Weigert, H.J. Wendker: **Astronomie und Astrophysik**. Ein Grundkurs, Wiley-VCH 2004

R.C. Smith: **Observational Astrophysics**, Cambridge University Press 1995

J. Tennyson: **Astronomical Spectroscopy**, Imperial College Press 2005

H. Karttunen et.al.: **Fundamental Astronomy**, Springer-Verlag 2000

J. Trümper et.al.: **Der unsichtbare Himmel. Röntgenastronomie mit ROSAT**, Birkhäuser 1996

C.R. Kitchin: **Optical Astronomical Spectroscopy**, IoP Publishing Ltd 1995

B.F. Burke, F. Graham-Smith: **An Introduction to Radio Astronomy**, Cambridge 2002



Index

A

Abbildungsmaßstab 8
Aberration, chromatische 10, 94
Aberration, sphärische 11
Airy, G.B. 9
Airy-Scheibchen 9
Aktuatoren 23
ALMA 88
AMANDA 4, 110, 113, 114, 115
Annihilationsprozesse 63
ANTARES 113
Antennengewinn 77
Antennentemperatur, Radioastronomie 79
Apertursynthese 48, 83, 97
APEX 74
Astrophysik, experimentelle 5
ASTROSPAS 55
Atacama Large Millimeter Array 90
Auflösungsvermögen 9, 10, 22
Auflösungsvermögen, Radioteleskop 74, 82
Auflösungsvermögen, Spektrograph 36, 37
Auflösungsvermögen, Teleskop 45
Autokorrelationsspektrometer (Radioteleskope) 81
AXAF 61

B

Baade, Walter 82
Babcock, Harold D. 105
Babcock, Horace W. 105
Bahcall, J.N. 107
Bell, Jocelyn 73
BEppo-SAX 59, 61
Beugungsgitter 36
Beugungsgitter, Blaze 37
Beugungsgitter, Echelle 37
Beugungsscheibchen 9
Binning, Hardware / Software 31
Blackett, Patrick M.S. Baron 68
Blooming-Effekt 30
Bolometer 33, 87
Bolometer, Halbleiter 34
Bolometer, Komposit 34
Bolton, J.G. 82
Boyle, W.S. 28
Bragg-Kristallspektrometer 59
Bremsstrahlung 51, 62
Brennweite 8
Bunsen, Robert Wilhelm 35

C

Caltech Submillimeter Observatory 89
Cas-A 70
CCD 8, 13, 25, 26, 28, 55, 56, 59, 81, 92, 99, 100
CCD-Aufnahme, Dunkelbild-Korrektur 31
CCD-Aufnahme, Flatfield-Korrektur 32
CCD-Sensor, Funktionsweise 28
Cerenkov-Strahlung 108, 112
CHANDRA 53, 59, 99
Chandrasekhar, S. 61
Cherenkov, Pavel Alekseyevich 67
Cherenkov-Strahlung 63, 67, 69
Cittert-Zernike-Theorem 48
COAST 47
Coelostat 15, 95
COMPTEL 65
Compton scatter 65
Compton-Effekt 64
Compton-Effekt, inverser 62
Comptonstreuung 65
Cowan, C. 106
Cyg A 82

D

Davies, Raymond Jr. 107, 112
Davies, Raymond. Jr. 4
Deslandres, Henry A. 101
Dichroitische Absorption 43
Dunkle Materie 116
Dutch Open Teleskope 93

E

Echelle-Spektrograph 101
Empfänger, heterodyne 80, 84
Empfänger, Radioteleskop 76, 79
Empfindlichkeit, Fotoplatte 27
Emulsion, fotografische 26
Erdrotations-Synthese 83
ESO 6
EUV 55, 57, 92, 98
EXOSAT 61

F

Fabry, Charles 40
Fabry-Perot-Interferometer 39

Farbenindex 39
 Fenster, optisches 7
 Fenster, Radio 7, 71
 Fermi, Enrico 106
 Fernrohr, galileisches 10
 Fernrohr, keplerisches 10
 Filter 92, 94
 Filter, Bandbreite 39
 FITS-Format 30
 Fizeau, Armand Hippolyte Louis 45
 Fotografie 26
 Fotoplatte 8, 25, 26, 58, 102
 Fouriertransformation 84
 Fouriertransformation, reverse 48
 Frequenzbänder 71
 Fried-Parameter 22
 Fringes 45, 48
 Funkenkammer 65

G

Galaxienkerne, aktive 75
 Galilei, Galileo 10
 GALLEX 108
 Gammaastronomie 59, 62
 Gammaquellen 69
 Gammastrahlung 50, 63, 64, 66, 67
 Gammastrahlungsquelle 65
 Gammastrahlungsquellen 62, 65, 66
 GEO600 4
 Giacconi, Riccardo 60, 112
 Gradation, Fotoplatte 26
 GRANAT 61
 Gravitationswellen 4
 Great Millimetric Telescope 90
 Gregory Solar Telescope 94

H

Hachenberg, Otto 73, 74
 Hale, George Ellery 93, 101, 103
 Halzen, Francis 113
 Hauptkeule, Radioteleskop 77
 HEAO-1 61
 HEAO-2 EINSTEIN 61
 HEGRA 69, 70
 Heinrich-Hertz-Teleskop 89
 Heliostat 15, 94
 Her X-1 60
 Hess, Viktor Franz 67

Hewish, Anthony 73, 84
 Hey, John S. 97
 Hintergrundneutrinos 116
 Hintergrundstrahlung, kosmische 75
 Hoffmeister, Cuno 25
 Höhenstrahlung 67
 HPBW 77
 Hubble-Teleskop 15
 Hulse, Russell 4
 Hulst, Henk van de 73, 81
 Hypersensibilisierung, Fotoplatte 27

I

ICECUBE 4
 Infrarotastronomie 87
 INTEGRAL 66
 Interferenzfilter 39, 102
 Interferometrie, optische 45, 46, 48
 Ionisationskaskaden 64
 Ionosphäre 71
 IRAM 30-Meter Teleskop 89
 IRAM-Interferometer 88

J

James Clerk Maxwell Telescope 88
 Jansky (Einheit) 77
 Jansky, Karl Guthe 3, 72
 Janssen, P. Jules C. 103
 Jelley 68

K

Kepler, Johannes 10
 Kernumwandlungen 63
 Keulenbreite 75
 Kirchhoff, Gustav Robert 35
 Kittinger, Joseph 60
 Koma, Asymmetriefehler 11
 Koronograph 94, 96, 98
 Koshiba, Masatoshi 4, 112
 Kugelspiegel 11

L

Labeyrie, A. 47
 Large Zenith Telescope 13
 Larmor-Frequenz 52
 Larmor-Radius 52

LASCO 97
 Learned, John 113
 Lederman, Leon M. 106
 LIGO 4
 Linsenfernrohr, Refraktor 8, 10
 Lippershey, Hans 10
 Lockyer, Joseph Norman 103
 London, Jack 113
 Lorentz-Kraft 51
 Lorentz-Triplett 103
 Lovell, Bernard 72
 Luftschauber 67, 69
 Lyman-Kontinuum 55, 98
 Lyot, Bernard 96

M

MAGIC 67, 69, 70
 Magnetfelder, solare 103
 Magnetogramm 105
 Magnetograph 103, 105
 Maske, codierte 66
 Masken, codierte 59, 66
 MICA 97
 Michelson, Albert Abraham 45, 46
 Mikheyev, Stanislav 110
 Mikheyev-Smirnov-Wolkenstein-Effekt 109
 Mikrokanalplatten 58, 59
 Millimeter- und Submillimeterastronomie 87
 Millimeter- und Submillimeterteleskope 88
 Minkowski, Rudolph 82
 Modulationskollimator 66
 Molekülwolken 5
 Monopole 116
 Montierung, azimuthal 14
 Montierung, parallaktische 14

N

N-200 112
 Nebenkeule, Radioteleskop 77
 NESTOR 113
 Neutrino 106, 108, 109, 112
 Neutrinoastronomie 106
 Neutrinoastronomie, Aufgabenstellungen 116
 Neutrinodektektor, Cherenkov-Strahlung 109
 Neutrinodektektor, Chlor 107
 Neutrinodektektor, Gallium 107
 Neutrino-Elektronenstreuung 108
 Neutrinomasse 110, 116

Neutrinooszillationen 108, 109, 112, 116
 Neutrinooteleskop 107, 110
 Neutronensterne 62, *Siehe* Pulsare, *Siehe* Pulsare
 NT-200 4, 110
 Nyquist-Theorem 78

O

OAO-3, Copernicus 55
 Objektivfilter (Sonnenteleskop) 92
 Objektivprismenspektrograph 39
 Öffnungsverhältnis 8
 Optik, adaptive 10, 23, 45, 46
 Optik, aktive 10, 20
 Optische Filter 39
 ORFEUS 55

P

Paarerzeugung, Elektronen-Positronen 64
 Parabolspiegel 8
 Pauli, Wolfgang 106
 Peaes, Francis G. 46
 Penzias, Arno 75
 Perot, Alfred 40
 Photoeffekt 64
 Photometrie, fotografische 39
 Photomultiplier *Siehe* Sekundärelektronenvervielfacher
 Plattenskala 8
 Pockels-Zelle 105
 Polarimeter 41
 Polarimetrie 41
 Polarisierung 42
 Polarisationsfilter 42
 Polarisationswinkel 43
 Pontecorvo, Bruno 109
 Prismenspektrograph 35
 Proportionalzähler 58, 59, 60
 Protuberanzenfernrohr 41, 96
 Protuberanzenspektroskop 103
 Pulsare 3, 4, 52, 73, 84

Q

Quasare 3, 73, 86
 Quelltemperatur 79
 Quelltemperatur, Radioastronomie 79

R

Radioastronomie 71, 73, 97
Radiofrequenzbereich 71
Radiointerferometer 82
Radiointerferometrie 75, 82
Radioquelle 83, 84
Radiospektroskopie 81
Radiospiegel 75
Radiostrahlung 51, 74
Radioteleskop 72, 74, 80, 82, 84
Rauschen, thermisches 78
Rauschleistung, Radioteleskop 80
Rayleigh-Kriterium 10, 45
Reber, Grote 72
Reines, Frederick 106
RHESSI 92, 100
Röntgen, Wilhelm Conrad 53
Röntgenastronomie 58
Röntgenquellen 58, 60
Röntgenspektroskopie 59
Röntgenstrahlung 50, 53, 63
Röntgenteleskop 58
ROSAT 53, 57, 59, 61, 99
Ryle, Martin 84

S

Scheiner, Christoph 94
Schmidt, Bernhard 11
Schmidt, Maarten 73
Schmidt-Kamera *Siehe* Teleskop, Schmidt
Schwartz, Melvin 106
Schwarzschild, Karl 26
Schwarzschild-Effekt 26
Schwarzschildexponent 26
Schwärzung, Fotoplatte 26
SCO X-1 60
SCUBA 34
Seebeck-Effekt 33
Seeing 10, 21, 22
Sekundärelektronenvervielfacher 32
Sensibilisierung, Fotoplatte 27
Shack-Hartmann-Sensor 24
Siderostat 15, 95
SIRTF *Siehe* Spitzer-Weltraumteleskop
SMA 90
Smirnov, Alexi 110
Smith, G.E. 28
SNO 115

SOFIA 87
SOHO 92, 99
Sonnenflecke 94
Sonnenneutrino­problem 108, 110
Sonnenteleskop 92, 102
Sonnenteleskope, satellitengestützt 100
Sonnenwind 4
Southworth, J. 97
Speckle 21, 23
Spektralanalyse 35
Spektralbereich, kurzweiliger 50
Spektrographen 92
Spektrographen, Coude' 37
Spektrographen, Spalt 37
Spektroheliogramm 102
Spektroheliograph 101, 102
Spektrohelioskop 102
Spektrometer, akustooptische (Radioteleskope) 81
Spektroskopie 35
Spiegelteleskope, Reflektoren 8, 11
Spitzer, Lyman Jr. 18
Spitzer-Weltraumteleskop 18
Stanley, G.J. 82
Stefan-Boltzmann'sche Gesetz 51
Steinberger, Jack 106
Sternphotometer 32
Stokes-Parameter, Polarisierung 42
Strahlung, kosmische 67, 111
Strahlungsdetektoren 25
Strahlungsgesetz, Planck'sches 50, 79
Strahlungsgesetz, Rayleigh-Jeans 79
Submillimeter-Teleskop 87
SUMER 98
Super-Kamiokande 111, 112
Supernova 63, 106, 112, 115
Supernovaüberreste 69
Synchrotronstrahlung 43, 51
Synthese-Interferometrie 83
Systemrauschen 79
Szintillation 21
Szintillationsstrahlung 64
Szintillationszähler 64, 65

T

Taylor, Joseph 4
Teleskop, Cassegrain 14
Teleskop, Cherenkov 69, 70
Teleskop, Coude' 14
Teleskop, Flüssigkeits 13

Teleskop, Hexapod 14
 Teleskop, Maksutov 12
 Teleskop, Nasmyth 14
 Teleskop, Ritchey-Chretien 15
 Teleskop, Schmidt 11, 26
 Teleskop, Schmidt-Cassegrain 12
 Teleskop, Ritchey-Chretien 11
 Teleskope 8
 Teleskope, aplanatische 11
 Teleskope, katadioptrische 12
 Tip-Tilt-Systeme 22
 TRACE 99
 Turmteleskop 93, 94

U

UHURU 60
 Ulysses 92
 UV-Astronomie 55
 UVCS 98
 UV-Strahlung 50
 UV-Teleskop 99

V

Vakuum-Photovervielfacher 69
 Vergleichsspektren 38
 Vergrößerung 10
 Verschiebungsgesetz, Wien'sches 50
 Verschuur, Gerrit L. 73
 Very Long Baseline Interferometry 84
 Visibilität 46, 84
 VLA 84
 VLBI 74, *Siehe* Very Long Baseline Interferometry

W

Wellenfrontsensor 23
 Weltraumteleskop 2, 15
 Widerstandsrauschen 78
 Wilson, Robert W. 75
 WIMPS 116
 Winkeldispersion, Prisma 36
 WMAP 15
 Wolfenstein, Lincoln 110
 Wolter, Hans 58

X

XEUS 62
 XMM-Newton 53, 59, 62, 99

Y

YOHKOH 92, 99

Z

Zeeman, Pieter 103
 Zeeman-Effekt 100, 103, 104, 105
 Zerfall, radioaktiver 63
 Zwergnovae 57
 Zyklotronstrahlung 52

