

# Messungen mit einem Radioteleskop

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziele des Projektpraktikums</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Sphärische Astronomie</b>	<b>2</b>
2.1	Koordinatensysteme . . . . .	2
2.1.1	Das Horizontsystem . . . . .	2
2.1.2	Äquatorialsysteme . . . . .	3
2.1.3	Das Ekliptikalsystem . . . . .	5
2.1.4	Das Galaktische System . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Die 21 cm Linie des neutralen Wasserstoffs</b>	<b>6</b>
3.1	Beobachtungsergebnisse . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Radioteleskope</b>	<b>11</b>
4.1	Auflösungsvermögen . . . . .	11
4.2	Strahlungsleistung . . . . .	12
4.3	Radiospiegel . . . . .	13
4.4	Empfänger für den Radiofrequenzbereich . . . . .	14
4.4.1	Rauschleistung . . . . .	14
4.4.2	Grenzempfindlichkeit . . . . .	15
4.4.3	Verstärker . . . . .	15
4.4.4	Spektrometer . . . . .	16

# 1 Ziele des Projektpraktikums

Das Projektpraktikum soll einen Einblick in die wissenschaftlichen und technischen Methoden der (Radio)Astronomie geben und Erfahrungen in der Durchführung radioastronomischer Messungen vermitteln.

Zunächst werden die Koordinatensysteme der Astronomie erläutert (Kap. 2). Die verfügbare Radioantenne ist auf die 21-cm Linie des neutralen Wasserstoffs optimiert. Die Entstehung dieser Linie und die wichtige Rolle für die Astronomie werden im Kapitel 3 erklärt. Kapitel 4 geht auf die technischen Besonderheiten der Radioastronomie ein, insbesondere auf die Beugungseffekte und die Signalverarbeitung.

Die Durchführung der Messungen und die zu beobachteten Quellen werden jeweils mit dem Betreuer abgesprochen.

## 2 Sphärische Astronomie

### 2.1 Koordinatensysteme

In diesem Kapitel geht es primär um die Beschreibung der Richtung, aus der das Licht eines Sternes kommt, während dessen Entfernung zunächst noch gleichgültig ist. Daher denken wir uns die Sterne einfach auf eine sehr große Einheitskugel projiziert und beschreiben ihre Positionen an dieser „Himmelskugel“ durch zwei Winkelkoordinaten eines sphärischen Koordinatensystems. Entsprechend den unterschiedlichen Bedürfnissen definiert man verschiedene Systeme nach folgendem Prinzip: Man wählt eine Grundebene, die die Himmelskugel in einem Großkreis, dem *Grundkreis*, schneidet. Auf diesem wird von einem willkürlich festgelegten Nullpunkt aus die eine Koordinate gemessen. Alle senkrecht auf dem Grundkreis stehenden Großkreise schneiden sich in den *Polen des Systems*. Auf demjenigen dieser Großkreise durch die Pole, der durch den betrachteten Stern geht, wird die zweite Koordinate gemessen, und zwar als Winkelabstand entweder vom Grundkreis oder vom Pol. Das Verfahren entspricht also einfach der Festlegung von geographischer Länge und Breite auf der Erdoberfläche. Gewisse Komplikationen treten in der Astronomie auf, weil Grundkreise und Nullpunkte im Anschluss an irdische Bezugsgrößen definiert werden, die Erde aber komplizierte Bewegungen relativ zu den Fixsternen ausführt und sich damit die Koordinaten eines Sternes als Funktion der Zeit ändern.

#### 2.1.1 Das Horizontsystem

Grundkreis in diesem System ist der Horizont des Beobachtungsortes, der Schnitt der Horizontalebene mit der Himmelskugel. In der klassischen Astronomie wird dessen Südpunkt als Nullpunkt gewählt. In der Geodäsie wird statt des Südpunktes der Nordpunkt genommen, und diesem Verfahren haben sich aus technischen Gründen auch die Radioastronomen angeschlossen. Der durch Südpunkt und Pole des Systems (Zenit, Nadir) gehende Großkreis heißt *Meridian* des Beobachtungsortes.

Die eine Koordinate bezeichnet man als *Azimat*  $A$ , gemessen auf dem Horizont vom Südpunkt über W, N, 0. Die andere Koordinate ist die *Höhe*  $h$  über dem Horizont, oder wahlweise die *Zenitdistanz*  $z$ , wobei  $z = 90^\circ - h$  (s. Abb. 1).

Die Koordinaten im Horizont-System beschreiben also anschaulich und unmittelbar die Richtung, in der man ein Gestirn vom betreffenden Beobachtungsort aus findet. Ein positiver Wert von  $h$  bedeutet dabei, dass der Stern über dem Horizont steht. Letztlich gehen alle Koordinatenbestimmungen auf Messungen in diesem System zurück. Der Nachteil für astronomische Zwecke liegt darin, dass in ihm die Koordinaten eines Sternes sowohl vom Beobachtungsort als auch von der Beobachtungszeit abhängen. Ein anderer Ort ergibt nämlich eine andere Horizontalebene, und die jeweilige örtliche Horizontalebene bewegt sich fortlaufend mit der Erdrotation mit, verschiebt sich also laufend gegenüber den Sternen.

### 2.1.2 Äquatorialsysteme

Diese Nachteile des Horizontsystems werden nacheinander für beide Koordinaten in den Äquatorialsystemen beseitigt, deren Grundebene die Äquatorebene der Erde ist. Grundkreis dieser Systeme ist der Schnitt der Äquatorebene mit der Himmelskugel, der *Himmelsäquator* kurz Äquator genannt. Durch die zugehörigen Pole, nämlich den Nordpol und den Südpol des Himmels, geht die Verlängerung der Erdachse. Um diese auf der Äquatorebene senkrecht stehende Achse rotiert die Erde, und als Folge bewegen sich die Sterne scheinbar täglich einmal auf Parallelkreisen, also mit konstantem Winkelabstand zum Äquator. Dieser Winkelabstand, die *Deklination*  $\delta$ , stellt die eine Koordinate dar. Sie wird längs eines Großkreises, der durch Stern und Himmelspol geht, vom Äquator aus gezählt und zwar positiv in Richtung auf den Nordpol des Himmels.

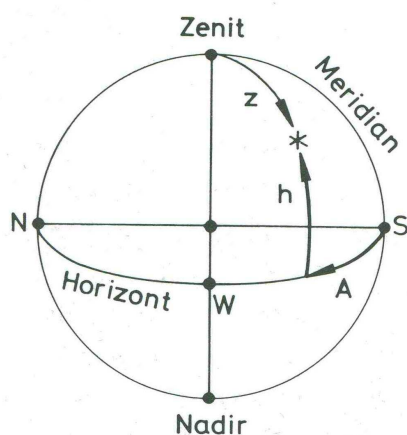


Abbildung 1: Koordinaten im Horizontsystem: Höhe  $h$ , Zenitdistanz  $z$ , Azimut  $A$ ; die Himmelsrichtungen Norden N, westen W und Süden S sind auf dem Horizont eingezeichnet.

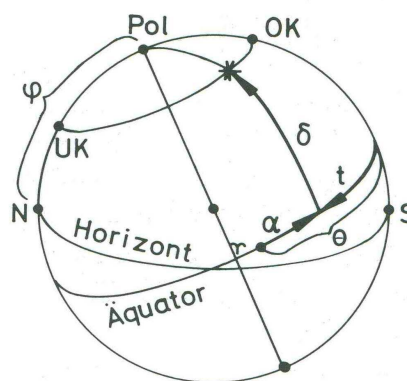


Abbildung 2: Koordinaten in den Äquatorsystemen: Deklination  $\delta$ , Stundenwinkel  $t$ , Rektazension  $\alpha$ .  $\gamma$  ist der Frühlingspunkt,  $\theta$  die Sternzeit, OK und UK bezeichnen obere bzw. untere Kulmination.

Zur Festlegung der zweiten Koordinate gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Das *feste Äquatorsystem* wird so genannt, weil sein Nullpunkt relativ zum Beobachtungsort fest ist. In ihm wird als Nullpunkt der Schnittpunkt des Meridians mit dem Himmelsäquator gewählt. Von hier aus, und zwar in Richtung W, N, O, wird als zweite Koordinate der *Stundenwinkel*  $t$  gemessen (s. Abb. 2). Dieser Stundenwinkel eines Sternes ist offenbar zeitlich variabel, und er hängt über den Meridian vom Ort des Beobachters ab. Pro Tag beschreibt er einen vollen Umlauf. Entsprechend zählt man übrigens den Stundenwinkel nicht in Grad, sondern im Zeitmaß (h, m, s). Es entspricht dabei

$$24^{\text{h}} = 360^{\circ} \quad ; \quad 1^{\text{h}} = 15^{\circ} \quad ; \quad 1^{\text{m}} = 15' \quad ; \quad 1^{\text{s}} = 15'' .$$

Ein Stern mit dem Stundenwinkel  $t = 0^{\text{h}}$  ist also genau im Süden und damit im Meridian. Auf seiner täglichen Umlaufbahn befindet er sich in seinem höchsten Punkt relativ zum Horizont. Diese Stellung heißt *obere Kulmination* und entspricht dem Punkt OK in Abb. 2. Ein Stern mit  $t = 12^{\text{h}}$  ist genau im Norden, in seinem tiefsten Punkt relativ zum Horizont. Dieser Punkt UK in Abb. ?? wird *untere Kulmination* genannt. Die Koordinaten  $\delta$  und  $t$  geben also an, wo man einen Stern zu einem gegebenen Zeitpunkt relativ zum Äquator und zum Meridian des Beobachtungsortes finden kann. Diese zeitliche und örtliche Abhängigkeit macht den Stundenwinkel zum Katalogisieren der Sterne ebenso unbrauchbar wie vorher das Azimut.

2. Das *bewegliche Äquatorsystem* nimmt daher als Nullpunkt auf dem Himmelsäquator einen ausgezeichneten Punkt, der mit der täglichen Bewegung der Sterne mitläuft. Die von hier aus gemessene Koordinate eines Sternes ändert sich nicht mehr während der täglichen Rotation oder mit dem Beobachtungsort. Die an einem bestimmten Ort und zu einem bestimmten Zeitpunkt gemessenen Winkelabstände werden sozusagen am rotierenden Himmel eingefroren.

Dieser ausgezeichnete Punkt wurde im Anschluss an die scheinbare jährliche Bewegung der Sonne definiert, die dabei zweimal im Jahr den Himmelsäquator überschreitet (s. Abb. 3). Der Punkt, wo sie den Äquator von S nach N im Frühjahr überschreitet wird *Frühlingspunkt* oder *Widderpunkt* (Zeichen:  $\Upsilon$ ) genannt.

Von diesem Frühlingspunkt aus wird die zweite Koordinate dieses Systems, die *Rektaszension*  $\alpha$  gezählt und zwar entgegengesetzt zur täglichen Bewegung, also auch entgegengesetzt zum Stundenwinkel  $t$ . Die Koordinate  $\alpha$  wird wie der Stundenwinkel in h, m, s gemessen. Zusammen mit der Deklination  $\delta$  ist  $\alpha$  in Sternkatalogen zur Beschreibung eines Sternortes angegeben.

Die Beziehung zwischen  $t$  und  $\alpha$  ist sehr einfach (s. Abb. 2); offenbar unterscheiden sich beide außer in der Zählrichtung nur durch den jeweiligen, als *Sternzeit*  $\Theta$  (in h, m, s) bezeichneten Stundenwinkel des Frühlingspunktes d.h.

$$t = \Theta - \alpha .$$

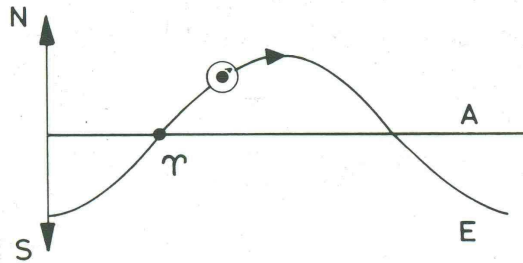


Abbildung 3: Jährliche Bahn (E) der Sonne relativ zum Äquator (A).

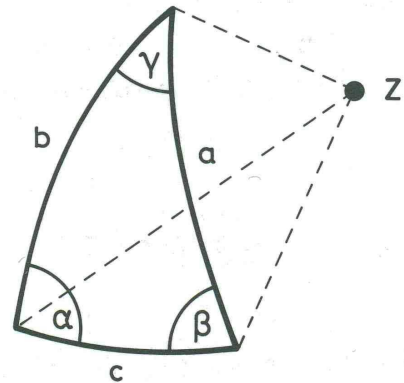


Abbildung 4: Bezeichnungen in einem allg. sphärischen Dreieck, gebildet aus Ausschnitten dreier Großkreise um den Kugelmittelpunkt Z.

Auf allen Sternwarten gibt es Sternzeituhren, die die Sternzeit  $\Theta$  anzeigen, womit die momentane Lage des Frühlingspunktes relativ zum örtlichen Meridian gegeben ist. Aus Katalogen entnimmt man  $\alpha$  für einen zu beobachtenden Stern und errechnet damit sofort den Stundenwinkel, unter dem der Stern zu diesem Zeitpunkt zu finden ist.

### 2.1.3 Das Ekliptikalsystem

Dieses System ist besonders geeignet zur Beschreibung von Bewegungen im Planetensystem. Grundkreis ist die *Ekliptik*, d.h. die scheinbare jährliche Bahn der Sonne am Himmel. Sie ist der Schnitt der Bahnebene der Erde, der sog. Ekliptikebene, mit der Himmelskugel. Nullpunkt ist auch hier der Frühlingspunkt  $\Upsilon$ . Von ihm aus längs der Ekliptik wird die *ekliptikale Länge*  $\lambda$  als eine Koordinate, auf Großkreise senkrecht zur Ekliptik die *ekliptikale Breite*  $\beta$  als zweite Koordinate gezählt.

Die Ekliptikebene ist gegen die Äquatorebene um den Winkel

$$\varepsilon = 23.5^\circ,$$

die sogenannte *Schiefe der Ekliptik*, geneigt. Dies entspricht der Neigung  $90^\circ - \varepsilon$  der Erdachse gegen die Erdbahnebene.

### 2.1.4 Das Galaktische System

Dieses System ist zur Beschreibung von Positionen relativ zur Milchstraße (Galaxis) eingeführt worden. Grundkreis ist der *galaktische Äquator*, d.h. der Schnitt der Milchstraßenebene mit der Himmelskugel; er wird anschaulich durch das leuchtende Band der Milchstraße

System	Grundkreis	Nullpunkt gegeben durch	Koordinaten
Horizont	Horizont	Meridian	Azimut $A$ Höhe $h$
Äquatorial fest	Äquator	Meridian	Stundenwinkel $t$ Deklination $\delta$
Äquatorial beweglich	Äquator	Frühlingspunkt	Rektazension $\alpha$ Deklination $\delta$
Ekliptikal	Ekliptik	Frühlingspunkt	eklipt. Länge $\lambda$ eklipt. Breite $\beta$
Galaktisch	galakt. Äquator	Richtung zum galakt. Zentrum	galakt. Länge $l$ galakt. Breite $b$

Tabelle 1: Zusammenstellung verschiedener Koordinatensysteme.

am Himmel markiert. Der Nullpunkt darauf wird durch die Richtung von uns zum Zentrum des Milchstraßensystems festgelegt. Es liegt im Sternbild Sagittarius.

Längs des galaktischen Äquators zählt man die *galaktische Länge*  $l$  und auf Großkreisen senkrecht dazu die *galaktische Breite*  $b$  als die beiden galaktischen Koordinaten. Der Nordpol dieses Systems wurde im beweglichen Äquatorsystem (bezogen auf den Beginn des Jahres 1950) auf „glatte“ Werte festgelegt zu:

$$\text{Pol}(b = +90^\circ) : \alpha = 12^{\text{h}}49^{\text{m}}, \delta = +27^\circ24'.$$

Dadurch ergibt sich als Nullpunkt der galaktischen Länge

$$l = 0^\circ, b = 0^\circ : \alpha = 17^{\text{h}}42^{\text{m}}26.603^{\text{s}}, \delta = -28^\circ55'0.45''.$$

Aus der sphärischen Trigonometrie (Dreiecke auf Kugeloberflächen) ergeben sich einfache Umrechnungsformeln von Koordinaten des einen Systems in Koordinaten eines anderen, wenn die relativen Lagen von Grundkreisen und Nullpunkten bekannt sind.

Insbesondere benötigt man dabei die bekannten Sinus- und Kosinussätze eines allgemeinen sphärischen Dreiecks. Hierbei ist zu beachten, dass die Seitenlängen üblicherweise ausgedrückt werden durch die entsprechenden Winkel, unter denen man sie vom Mittelpunkt der Einheitskugel aus sieht. Mit den Bezeichnungen der Abb. 4 lauten diese Sätze:

$$\begin{aligned} \sin a \cdot \sin \gamma &= \sin c \cdot \sin \alpha \\ \cos a &= \cos c \cdot \cos b + \sin c \cdot \sin b \cdot \cos \alpha \\ \cos \alpha &= -\cos \gamma \cdot \cos \beta + \sin \gamma \cdot \sin \beta \cdot \cos a \end{aligned}$$

### 3 Die 21 cm Linie des neutralen Wasserstoffs

Im folgenden soll das interstellare Gas betrachtet werden, das weit häufiger als der Staub ist. Das Massenverhältnis  $M_{\text{Gas}} : M_{\text{Staub}}$  liegt bei rund 100 : 1. Wie in der gesamten kosmischen Häufigkeitsverteilung der Elemente ist auch hier der Wasserstoff das bei weitem

häufigste Element mit etwa 70 % der Masse bzw. 90 % der Teilchen. Wenn er mindestens teilweise ionisiert ist (H II), macht sich das Gas durch sein Fluoreszenz- und Rekombinationsleuchten bemerkbar.

Die viel größeren Teile des interstellaren Gases dagegen, in denen der Wasserstoff neutral ist (H I), waren früher nur sehr dürftig der Beobachtung zugänglich. Man bemerkte sie nur durch gewisse Absorptionslinien in den Spektren dahinter liegender heißer Sterne, deren eigene Spektren nur wenige Absorptionslinien aufweisen. Nun ist aber dort, wo der Wasserstoff neutral ist, die Temperatur sehr niedrig, nämlich etwa 100 K. Dabei ist nach der Boltzmann-Formel der Anregungsgrad so gering, dass sich praktisch alle H-Atome im Grundzustand befinden; und diese absorbieren nur die Linien der Lyman-Serie mit Wellenlängen  $\lambda < 122$  nm, also im fernen, von der Erde aus unzugänglichen Ultraviolett. Lediglich einige sehr viel seltenere Elemente, wie Na und Ca, liefern messbare interstellare Absorptionslinien im leicht zugänglichen optischen Spektralbereich. Der Hauptteil des interstellaren Gases, nämlich der neutrale Wasserstoff, kann erst seit dem Jahre 1951 beobachtet werden, als eine von van de Hulst 1944 vorhergesagte Spektrallinie bei  $\lambda = 21$  cm entdeckt wurde.

Da die 21-cm-Linie den überwiegenden Teil der interstellaren Materie der direkten Beobachtung erschließt, sollen ihre physikalischen Grundlagen etwas eingehender besprochen werden. Beim neutralen Wasserstoffatom im Grundzustand haben die Spins von Elektron und Proton zwei Einstellungsmöglichkeiten relativ zueinander (s. Abb. 6). Stehen beide Spins parallel, so bezeichnet man den Gesamtspin des Atoms mit  $F = 1$ , stehen sie antiparallel, so ist  $F = 0$ . Der Zustand  $F = 1$  hat dabei eine um  $\Delta E = 6 \cdot 10^{-6}$  eV höhere Energie als  $F = 0$ . Diese Aufspaltung des Grundzustandes entspricht übrigens der Hyperfeinstruktur der Lyman-Linien.

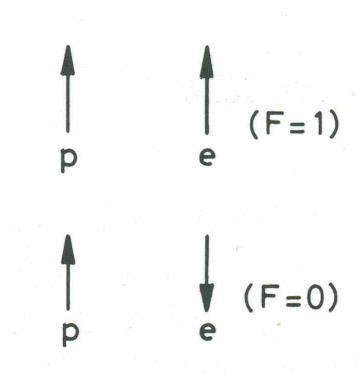


Abbildung 5: Die beiden Einstellungsmöglichkeiten der durch die Pfeile symbolisierten Spins von Proton (p) und Elektron (e) im Wasserstoffatom.

Beim Übergang von  $F = 1$  nach  $F = 0$  ergibt sich Strahlung der Frequenz  $\Delta E/h = \nu = 1420.4058$  MHz, entsprechend einer Wellenlänge von  $\lambda = c/\nu = 21.1061$  cm. Der Übergang ist allerdings kein normaler „erlaubter“ Übergang. Der angeregte Zustand  $F = 1$  ist nämlich ein sogenanntes *metastabiles Niveau*, d.h. es ist ohne Stoßeinwirkung sehr langlebig. Der Übergang zu  $F = 0$  unter Strahlungsabgabe ist „verboten“, genauer gesagt

sehr unwahrscheinlich: Die Übergangswahrscheinlichkeit  $A$  ist etwa um einen Faktor  $10^6$  gegenüber normalen erlaubten Übergänge unterdrückt, welche im optischen Bereich typisch  $A = 10^8 \text{ s}^{-1}$  haben. Ferner ist  $A$  proportional zu  $\nu^3$ , d.h. für die 21-cm-Strahlung noch einmal um einen Faktor  $10^{-17}$  kleiner als für optische. Der genaue Wert beträgt  $A = 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . Dem entspricht die sehr große Lebensdauer des angeregten Zustandes von

$$\tau_{F=1} = 1/A = 3.5 \cdot 10^{14} \text{ s} \cong 10^7 \text{ Jahre.}$$

Unter Laborverhältnissen, wo wegen der hohen Dichten jedes Atom in der Zeit  $\tau_{F=1}$  sehr viele Stöße erleidet, wird der Zustand  $F = 1$  allein durch Stoßübergänge entvölkert, bei denen die Anregungsenergie  $\Delta E$  dem Stoßpartner als kinetische Energie übertragen wird; Strahlungsübergänge kommen daher im Labor praktisch nicht vor. Im interstellaren Gas dagegen sind die Zeiten zwischen Stößen sehr groß und die angeregten Atome haben Zeit, ihre Anregungsenergie in Form von Strahlung abzugeben.

Die 21-cm-Linie wird wesentlich nur durch den Doppler-Effekt verbreitert; Stoßverbreiterung ist demgegenüber wegen der kleinen Dichten vernachlässigbar, ebenso die natürliche Linienbreite  $\Delta\nu_n \cong A/2\pi$ . Die typische Doppler-Breite der Linie durch die thermische Bewegung der strahlenden Atome mit  $v \approx 1 \text{ km/s}$  ist:

$$\Delta\nu = \nu \cdot \frac{v}{c} \approx 6 \cdot 10^3 \text{ Hz.} \quad (1)$$

Hinzu kommt aber noch eine beträchtliche Doppler-Verbreiterung durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten, die die vielen verschiedenen in einer Sichtlinie liegenden Wolken haben.

Aufgrund dieser Verbreiterungen wird trotz der vielen absorptionsfähigen Wasserstoffatome längs der Sichtlinie die optische Tiefe  $t = 1$  in der Milchstraße im allgemeinen nicht erreicht. Die optische Tiefe ist  $t = n_H \cdot \sigma \cdot \Delta l$ , wobei  $n_H$  die - hier als konstant angenommene - Zahl der Wasserstoffatome pro Volumeneinheit, und  $\sigma \cong 10^{-18} \text{ cm}^2$  pro Atom der Absorptionsquerschnitt für die 21-cm-Strahlung und  $\Delta l$  die Weglänge längs der Sichtlinie sind. Weil  $n_H \sim 1 \text{ Atom pro cm}^3$  beträgt, wäre ohne die Verbreiterung bereits auf einer Strecke von weniger als 1 kpc der Wert  $t = 1$  erreicht, d.h. das Gas für diese Strahlung „undurchsichtig“.

### 3.1 Beobachtungsergebnisse

Die Messungen der 21-cm-Linie erschließen uns viele physikalische Verhältnisse des interstellaren Gases. Man kann aus der Stärke, dem genauen Profil und der Frequenzverschiebung der Linie im Prinzip Aussagen über die Radialgeschwindigkeit der emittierenden Wolke, ihre Temperatur und ihre mittlere Dichte machen.

Die rein thermische Doppler-Verbreiterung der 21-cm-Linie erzeugt eine gaußkurvenförmige Linienform wie in Abb. ?? skizziert. Die Differenz zwischen beobachtbarer Mittelfrequenz  $\nu_{\text{beob}}$  und der Ruhe- oder Laborfrequenz  $\nu_0$  der 21-cm-Linie wird als Radialgeschwindigkeit  $v$  der die Linie emittierenden Wolke relativ zu uns gedeutet. Nach

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu} = \frac{v_r}{c}$$



mit  $\lambda = c/v$  ist  $v = c(\nu_0 - \nu_{\text{beob}})/\nu_{\text{beob}}$ . Die Genauigkeit reicht bis zu 0.1 km/s; typische Radialgeschwindigkeiten für solche neutralen Wasserstoffwolken liegen zwischen  $-100$  km/s und  $+100$  km/s. Für einige Wolken hat man auch größere Beträge der Radialgeschwindigkeit beobachtet. Die Zuordnung dieser schnellen Wolken zum Milchstraßensystem ist derzeit noch unklar.

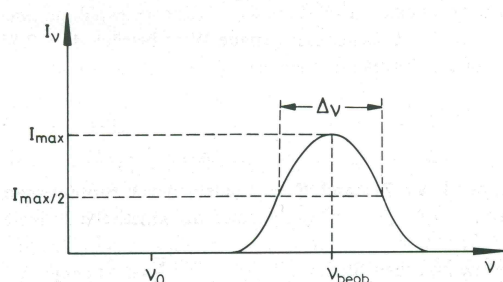


Abbildung 6: Gaußkurvenförmiges Linienprofil, das gegen die laborfrequenz  $\nu_0$  verschoben ist. Als charakteristische Messgröße für die Linienbreite ist hier die so genannte Halbwertsbreite genommen.

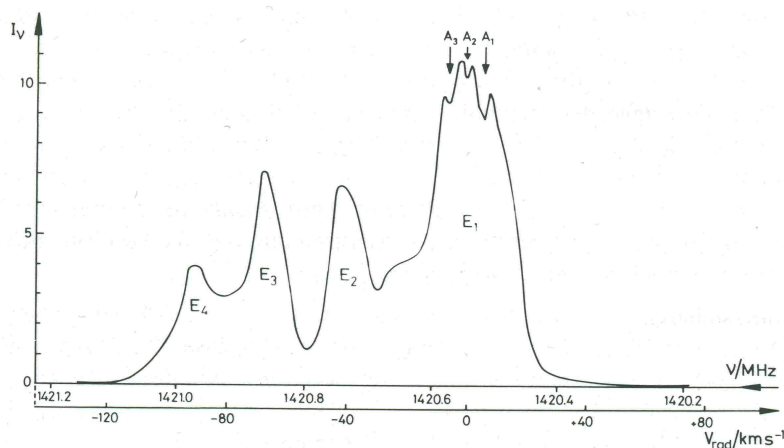


Abbildung 7: Skizze eines typischen Emissionsprofils bei 21 cm Wellenlänge des neutralen Wasserstoffs. Es dominieren 4 Hauptkomponenten, ( $E_1$ - $E_4$ ). Bei  $E_1$  sind drei Absorptionskomponenten ( $A_1$ - $A_3$ ) überlagert. Die Intensitätseinheiten sind willkürlich. Beobachtet wird die Intensität primär als Funktion der Frequenz  $\nu$ ; die Umrechnung der Frequenzverschiebung in Radialgeschwindigkeit  $v_{\text{rad}}$  (untere Abszisse) beinhaltet auch eine Korrektur für die momentane Erd- und Sonnenbewegung.

Nun besteht das Linienprofil der aus einer bestimmten Richtung kommenden Strahlung im allgemeinen nicht aus nur einer einzigen, einfachen Komponente. Es überlagern sich im Gegenteil fast überall, wie in Abb. 7 skizziert, mehrere Komponenten mit Halbwertsbreiten, die zwischen 5 kHz und 50 kHz liegen. Dies bedeutet, dass fast überall mehrere diskrete Wolken mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in der Sichtlinie hintereinander liegen. Die in der Milchstraßenebene beobachteten komplizierten Radialgeschwindigkeitsstrukturen können aber erst gedeutet werden, wenn man die Rotation unseres Milchstraßensystems mit in die Betrachtung einbezieht.

Aus der beobachteten Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  einer 21-cm-Linie aufgrund der rein thermischen Linienverbreiterung lässt sich die kinetische Temperatur  $T_{\text{kin}}$  der Wolke ermitteln. Entsprechend Gl. 1 wird dabei die Halbwertsbreite in die thermische Geschwindigkeit  $v$  und diese über die Beziehung  $m \cdot v^2/2 = (3/2)k \cdot T_{\text{kin}}$  in kinetische Temperatur umgerechnet. Für Wasserstoff ergibt sich hiernach zahlenmäßig

$$T_{\text{kin}} = (v/1 \text{ km/s})^2 \cdot 40 \text{ K.}$$

Typische Werte für die kinetische Temperatur der neutralen Wasserstoffwolken ergeben sich so zu ungefähr 100 K, es werden aber auch Werte zwischen 1000 K und 5000 K gefunden. In Fällen, wo neutrale Wasserstoffwolken mit großen optischen Tiefen vor starken Radioquellen liegen, kann man in deren Spektren die 21-cm-Linie in Absorption beobachten (s. Abb. 7). Dabei lassen sich besonders gut einzelne Wolkenkomplexe getrennt für sich untersuchen. Aus beobachtungstechnischen Gründen werden vorwiegend Absorptionslinien mit sehr geringen Halbwertsbreiten gefunden. So hat man die Existenz neutraler Wasserstoffwolken mit kinetischen Temperaturen zwischen 10 K und 20 K festgestellt.

Das stark verdünnte interstellare Gas ist sicher nicht im thermischen Gleichgewicht, so dass seine thermisch-energetischen Eigenschaften nicht durch einen einzigen Temperaturwert beschrieben werden können. Von der die atomaren Geschwindigkeiten beschreibenden  $T_{\text{kin}}$  muss man eine Anregungstemperatur  $T_{\text{Sp}}$  unterscheiden, die hier - in die Boltzmann-Formel

$$\frac{N_s}{N_0} = \frac{g_s}{g_0} \cdot e^{-\chi_s/kT}$$

eingesetzt - die Verteilung der H-Atome auf die beiden Spin-Zustände des Grundniveaus beschreibt und daher auch Spintemperatur genannt wird. Die Ableitung von  $T_{\text{Sp}}$  ist sehr schwierig. In einigen Fällen hat sich  $T_{\text{Sp}} \cong T_{\text{kin}} \cong 100 \text{ K}$  ergeben.

Ein typisches 21-cm-Emissionsprofil ist in Abb. 7 dargestellt. Offenbar überlagern sich viele Komponenten - also die Strahlungen verschiedener Wolken -, deren Trennung voneinander nicht immer ganz einfach ist. Aus der beobachteten Maximalintensität einer Komponente lässt sich unter gewissen Voraussetzungen auf die Dichte schließen. Solange die optische Tiefe einer Wolke sehr viel kleiner als eins ist, erreicht den Beobachter praktisch jedes innerhalb der Wolke in Richtung auf uns emittierte Photon. In solchen Fällen ist die beobachtete Intensität direkt proportional zur Anzahl aller vorhandenen Atome in einer Säule vom Einheitsquerschnitt längs der Sichtlinie. Typische beobachtete Werte für diese Säulendichte liegen zwischen  $10^{18}$  und  $10^{22}$  Atomen pro  $\text{cm}^2$ . Wenn man dann noch zusätzliche Annahmen über die Länge der Sichtlinie durch die Wolken macht, kann man die Dichte  $n$  (Atome pro Volumeneinheit) erhalten. Dabei ergeben sich mittlere Werte um ein Atom pro  $\text{cm}^3$ . Für höhere Säulendichten gilt die Annahme geringer optischer Tiefe nicht mehr. Bei hohen optischen Tiefen, wo es zu wiederholten Absorptions- und Reemissionsprozessen in der Wolke kommt, hängt die resultierende Ausstrahlung der Wolke nicht mehr von der Dichte, sondern nur noch von der Anregungstemperatur ab.

## 4 Radioteleskope

Die schwachen Radiofrequenzsignale aus dem Weltraum werden zunächst von der Antenne, die eine möglichst große effektive Fläche und gute Richtwirkung (Winkelauflösung) haben soll, aufgefangen und dem Empfänger oder Radiometer zur Verstärkung und Gleichrichtung im Detektor zugeführt, so dass schließlich ihre Intensität z.B. von einem Registriergerät aufgezeichnet oder digital für die Datenverarbeitung in einem Computer erfasst werden kann. Die vom Radiometer aufgenommene Strahlung kann weiterhin in einem Spektrometer mit möglichst hoher Frequenzauflösung spektral oder in einem Polarimeter nach ihrem Polarisationszustand analysiert werden.

Die vielseitigste Radioantenne mit guter Richtwirkung über einen weiten Wellenlängenbereich ist der Parabolspiegel, der - für nicht zu kleine Wellenlängen - aus reflektierendem Blech oder Drahtnetz (Maschenweite  $\lesssim \lambda/10$ ) besteht. Die Genauigkeit der Reflektorfläche bestimmt die kleinste noch beobachtbare Wellenlänge. Die Strahlung wird im Brennpunkt von einer Speiseantenne (einem Horn oder - für  $\lambda \gtrsim 20$  cm - einem abgeschirmten Dipol) aufgenommen und als Leitungswelle auf den Empfängereingang gegeben. Analog den optischen Teleskopen kann das Signal im Primärfokus oder über einen weiteren Reflektor in einem Sekundärfokus z.B. Cassegrain-Fokus, der Speiseantenne zugeführt werden. Letztere Anordnung bietet die Möglichkeit, hinter dem Primärspiegel mehrere verschiedene Empfänger nebeneinander unterzubringen.

### 4.1 Auflösungsvermögen

Auch im Radiobereich gilt

$$\varphi = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (2)$$

für einen Spiegel vom Durchmesser  $D$ , solange  $\lambda \ll D$  ist. Meist wird in der Radioastronomie die Keulenbreite als der Winkel zwischen den Punkten der Hauptkeule angegeben, an denen die Energieempfindlichkeit vom Maximum auf die Hälfte abgesunken ist (HPBW: halfpower beam width). Die Keulenbreite

$$\varphi = 1.03 \cdot \frac{\lambda}{D_{\text{eff}}} \quad (3)$$

(im Bogenmaß) unterscheidet sich von Gl. 2 nur geringfügig im Zahlenfaktor. Aufgrund der Richtcharakteristik des Empfängerhorns ist der effektive Durchmesser des Hauptspiegels  $D_{\text{eff}} < D$ . Wir können das Auflösungsvermögen statt durch den Winkel  $\varphi$  ebensogut auch durch den *Raumwinkel*  $\Omega_A \propto \varphi^2$  der Antennenkeule charakterisieren. Da weiterhin die (effektive) Antennenfläche bzw. Apertur  $A_{\text{eff}} \propto D_{\text{eff}}^2$  ist, besteht die - wie man zeigen kann - allgemein gültige Beziehung

$$A_{\text{eff}} \cdot \Omega_A = \lambda^2. \quad (4)$$

## 4.2 Strahlungsleistung

Wir erinnern zunächst daran, dass die charakteristische Strahlungsgröße für eine Flächenquelle, die Intensität oder Flächenhelligkeit

$$dE = I_\nu(\vartheta, \varphi) d\nu \cos \vartheta dA d\Omega dt \quad (5)$$

ist (wobei  $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = -d(\cos \vartheta)d\varphi$  und  $dA \cos \vartheta$  der Querschnitt des Strahlungsbündels ist). Für eine nicht aufgelöste Punktquelle hingegen ist die Flussdichte  $f_\nu = \bar{I}_\nu d\Omega$  gegeben durch:

$$f_\nu = \bar{I}_\nu d\Omega_Q.$$

Hier ist  $\Omega_Q = \pi R^2/r^2 \ll \Omega_A$  der Raumwinkel, unter dem eine Quelle  $Q$  mit dem Radius  $R$  in der Entfernung  $r$  erscheint, und  $\bar{I}_\nu$ , die über die Quelle gemittelte Intensität. Im Radiobereich kann weiterhin die Kirchhoff-Planck-Funktion

$$B_\lambda(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1}$$

hinreichend genau durch das Rayleigh-Jeans-Gesetz

$$\frac{h\nu}{kT} \ll 1 : B_\nu(T) \cong \frac{2\nu^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (6)$$

beschrieben werden.

Zur Darstellung von Flächenquellen gebraucht man in der Radioastronomie häufig auch die Helligkeitstemperatur  $T_B$  (brightness temperature). Man fragt dabei, welche Temperatur  $T_B$  ein schwarzer Strahler haben müßte, um bei der Frequenz  $\nu$  nach Gl. 6 gerade die Intensität  $I_\nu$  auszusenden:

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 kT_B}{c^2} = \frac{2kT_B}{\lambda^2} \text{ bzw.}$$

$$I_\nu [\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}] = 3.08 \cdot 10^{-28} (\nu [\text{MHz}])^2 T_B [\text{K}].$$

Die Helligkeitstemperatur ist der Spezialfall der Strahlungstemperatur für den Rayleigh-Jeans-Bereich. Letztere wird über die exakte Planckfunktion definiert.

Auch die Strahlungsflussdichte einer Punktquelle wird oft durch eine Temperatur ausgedrückt, die Antennentemperatur  $T_A$ , welche allerdings ausser von der Quelle auch noch von den Eigenschaften der Antenne abhängt (s.u.). Die in der Radioastronomie gebräuchliche Einheit für den („monochromatischen“) Fluss  $F_\nu$ , ist

$$1 \text{ Jansky (Jy)} = 10^{-26} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1};$$

dessen häufig verwendete Bezeichnung  $S_\nu$ , gebrauchen wir hier jedoch nicht, um eine Verwechslung mit der Quellfunktion (?? nötig??) zu vermeiden.

Beobachten wir nun eine Quelle mit der Intensitätsverteilung  $I_\nu(\vartheta, \varphi)$ , so empfängt nach Gl. 5 eine ebene Fläche  $A$  bei der Frequenz  $\nu$  im Frequenzband  $\Delta\nu$  eine Strahlungsleistung

$$W_\nu = A \int_{\nu}^{\nu+\Delta\nu} \oint I_\nu(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta d\Omega d\nu.$$

Wir nehmen im folgenden eine scharfe Richtcharakteristik  $\Omega_A$  der Antenne ( $\cos \vartheta \cong 1$ ) sowie ein hinreichend schmales Frequenzband an und fassen die Intensität, die wir jetzt vereinfacht durch  $I$  bezeichnen, als Mittelwert über  $\Omega_A$  und  $\Delta\nu$  auf. Dann ist die von der Antenne aufgenommene Radioleistung

$$W_A = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} I \Omega_A \Delta\nu.$$

Der in der Radioastronomie übliche Faktor  $1/2$  - in Verbindung mit der Definition von  $\Omega_A$  und der effektiven Antennenfläche  $A_{\text{eff}}$  - berücksichtigt, dass ein Dipol von natürlicher, unpolarisierter Strahlung nur eine Polarisationsrichtung aufnimmt. Definieren wir jetzt analog zur Rauschleistung  $kT\Delta\nu$  eines Widerstands der Temperatur  $T$  nach H. Nyquist  $W_R = kT\Delta\nu$  die Antennentemperatur  $T_A$  durch

$$W_A = kT_A \Delta\nu, \tag{7}$$

so können wir die Strahlungsleistung auch durch

$$kT_A = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} I \Omega_A$$

beschreiben. Drücken wir jetzt  $I$  nach Gl. 6 durch die Strahlungstemperatur aus, so gilt für eine Flächenquelle unter Verwendung von Gl. 4

$$T_A = \frac{A_{\text{eff}} \Omega_A}{\lambda^2} T_B = T_B.$$

Hingegen finden wir für eine Punktquelle der Ausdehnung  $\Omega_Q \ll \Omega_A$  mit der Flussdichte  $f = I\Omega_Q$  eine gegenüber der Strahlungstemperatur verringerte Antennentemperatur

$$T_A = \frac{\Omega_Q}{\Omega_A} T_B.$$

Die Beziehung zwischen Fluss und Antennentemperatur ist

$$f = \frac{2kT_A}{A_{\text{eff}}}.$$

### 4.3 Radiospiegel

Im cm- und unteren dm-Wellenbereich stehen seit dem Bau des 76 m-Teleskops in Jodrell Bank bei Manchester in den 1950er Jahren mehrere große Radiospiegel mit Durchmessern oberhalb 60 m zur Verfügung. Mit dem z.Zt. größten voll schwenkbaren Radioteleskop, dem azimuthal montierten 100 m-Parabolspiegel des Bonner Max-Planck-Instituts für Radioastronomie in Effelsberg in der Eifel (Fertigstellung 1972) kann im Wellenlängenbereich von etwa 70 cm bis 3.5 mm (0.4 bis 86 GHz) beobachtet werden.

Bei dem feststehenden sphärischen 305 m-Spiegel in einem Talkessel in Arecibo auf Puerto Rico ist eine effektive Richtungsänderung in begrenztem Umfang durch Verändern

der Phasen der einfallenden Wellen durch Schwenken der Speiseantenne möglich. Die Beobachtungsmöglichkeiten dieses 1963 in Betrieb genommenen Teleskops wurden 1997 durch moderne Zusatzinstrumente wesentlich verbessert.

Das Auflösungsvermögen selbst dieser größten Radiospiegel ist klein im Vergleich zu dem von Galileis ersten Fernrohr! Nach Gl. 3 beträgt es bei einem 100 m-Teleskop für  $\lambda = 50$  cm nur rund 18'. So ist verständlich, dass die Radioastronomen vor allem für die Meterwellen schon früh Instrumente nach dem Prinzip des Interferometers entwickelten, um eine bessere Winkelauflösung zu erreichen.

## 4.4 Empfänger für den Radiofrequenzbereich

Wir können uns hier nicht mit Verstärkertechnik befassen, doch seien wenigstens einige Prinzipien und die wichtigsten Verstärkertypen erwähnt.

### 4.4.1 Rauschleistung

Die meist schwache inkohärente Radiostrahlung („Rauschen“) aus dem Weltraum muss im Empfänger oder Radiometer nachgewiesen und gemessen werden gegenüber dem Eigenrauschen der Antenne und der Empfängerteile sowie - bei kleinen Wellenlängen ( $\lambda \lesssim 1$  cm) - gegenüber der Strahlung der Erdatmosphäre. In dem Empfänger wird meistens infolge der thermischen Bewegung der Elektronen in jedem (Ohmschen) Widerstand der Temperatur  $T$  nach H. Nyquist (1928) in einem Frequenzband  $\Delta\nu$  eine Rauschleistung

$$W_R = kT\Delta\nu \quad (8)$$

erzeugt, wobei  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  J K<sup>-1</sup> die Boltzmannkonstante ist. Hinzu treten das „Schrot-“ und das „Halbleiterrauschen“ in einigen Bauteilen wie Transistoren, Dioden usw. Das Eigenrauschen des Empfängers  $W_E (> W_R)$  kann analog zu Gl. 8 auch durch eine effektive Empfängerrauschtemperatur  $T_E$  ausgedrückt werden,

$$W_E = kT_E\Delta\nu,$$

wobei  $T_E$  höher als die physikalische Temperatur  $T$  ist. Der wesentliche Beitrag zu  $W_E$  bzw.  $T_E$  stammt aus der ersten Verstärkerstufe und den vor ihr liegenden Teilen, so dass hier besonders rauscharme Verstärker eingesetzt werden. Da der thermische Rauschanteil proportional zu  $T$  ist, kann  $W_R$  und damit  $W_E$  häufig durch Kühlung erheblich verringert werden.

Die gesamte Rauschleistung  $W$  des Empfangssystems setzt sich aus dem Antennenrauschen  $W_A$  und dem Empfängerrauschen  $W_E$  zusammen

$$W = W_A + W_E = k(T_A + T_E)\Delta\nu,$$

wobei  $W_A = kT_A$  wieder durch die Antennentemperatur  $T_A$  (Gl. 7) ausgedrückt werden kann. Im Idealfall enthält  $W_A$  nur die Rauschleistung des beobachteten kosmischen Objekts. In der Praxis umfasst  $W_A$  neben dem Eigenrauschen der Antenne noch - für  $\lambda \lesssim 1$  cm

- die Strahlung der Atmosphäre und evtl. des Erdbodens und - für  $\lambda \gtrsim 30$  cm - den Beitrag der Himmelshintergrundstrahlung aus unserer Milchstraße (nichtthermische Synchrotronstrahlung).

#### 4.4.2 Grenzempfindlichkeit

Die kleinste, gegenüber einer gesamten Rauschleistung  $W$  noch nachweisbare Strahlungsleistung  $\Delta W$  ist bei Messung in einem Frequenzband  $\Delta\nu$  bei einer Integrationszeit  $\tau$  durch

$$\Delta W = \frac{W}{\sqrt{\tau \Delta\nu}}$$

gegeben, da hierbei die Zahl der unabhängigen Meßwerte  $N = \tau \Delta\nu$  beträgt und nach den Gesetzen für statistische Schwankungen die relative Genauigkeit  $\Delta W/W = 1/\sqrt{N}$  ist.

Für den Nachweis der schwachen kosmischen Signale kommt es also einmal auf hohe Konstanz des Empfängers (der Verstärkung) über die Integrationszeit  $\tau$  an. Dann muss  $W_E$  möglichst niedrig gehalten werden, da alle Beiträge zu  $W$  stochastischen Charakter haben und im Prinzip nicht voneinander zu trennen sind. Die Bandbreite ist durch die Problemstellung (Messung im Kontinuum oder in einer Linie) weitgehend festgelegt.

#### 4.4.3 Verstärker

Schwankungen in der Verstärkung können nach R.H. Dicke (1946) größtenteils eliminiert werden, indem in einem Dicke- oder Modulations-Empfänger der Empfängereingang abwechselnd an die Antenne und an einen Widerstand fester Temperatur geschaltet wird und anschließend das Differenzsignal verarbeitet wird. Ersetzt man den Widerstand durch eine zweite Antenne, die auf ein benachbartes Himmelfeld gerichtet ist, so kann man nach diesem Prinzip mit dem Doppelstrahlverfahren (beam switching) durch Differenzbildung zwischen beiden Antennensignalen auch den Beitrag des Himmelshintergrundes und der atmosphärischen Strahlung weitgehend ausschalten. Eine andere Möglichkeit, die Hintergrundstrahlung zu eliminieren, besteht darin, entweder den Primärspiegel abwechselnd auf die Quelle und ein benachbartes Feld mit einer niedrigeren „Wackelfrequenz“ zu richten und im Empfänger wiederum nur das Differenz-Signal auszuwerten (On-Off-Verfahren) oder den Sekundärspiegel gegenüber der optischen Teleskopachse hin und her zu schwenken (Wobbling).

Nach einer ersten Verstärkerstufe wird das hochfrequente Radiosignal in der Regel in einem Superheterodyn- oder Überlagerungsempfänger durch einen Mischer mittels einer festen, von einem stabilen Oszillator erzeugten Frequenz in eine (niedrigere) Zwischenfrequenz umgewandelt und dann weiter verarbeitet. Bei den dm- und m-Wellen ( $\lambda \gtrsim 30$  cm bzw.  $\nu \lesssim 1$  GHz) überwiegt die nichtthermische Rauschstrahlung des Hintergrunds aus unserer Galaxis, deren Strahlungstemperatur mit wachsendem  $\lambda$  von einigen 10 K bis weit über 1000 K steigt, alle übrige Rauschbeiträge, so dass hier keine besonders rauscharmen Verstärker erforderlich sind. Verwendet werden die konventionellen Verstärker aus

der Rundfunktechnik, z.B. Siliziumtransistoren und neuerdings (ungekühlte) Feldeffekt-Transistoren ( $T_E \simeq 300$  K).

Im cm-Wellenbereich (1 bis 30 cm bzw. 30 bis 1 GHz) ist der Himmelshintergrund „kalt“ (Strahlungstemperaturen etwa 3 bis 10 K; Mikrowellen-Hintergrundstrahlung), so dass es sich auszahlt, rauscharme Vorverstärker einzusetzen. Mit auf etwa 15 K gekühlte HEMT-Verstärker (High Electron Mobility Transistor) erzielt man Rauschtemperaturen  $T_E$  von einigen 10 K.

Zum mm-Bereich hin steigt die Eigenstrahlung der Erdatmosphäre rasch an, so dass Systemtemperaturen bis zu 300 K erreicht werden. Bei den längeren mm-Wellen verwendet man SIS-Verstärker (Supraleiter-Isolator-Supraleiter). Unterhalb von  $\lambda \sim 3$  mm ( $\nu > 100$  GHz) gibt es derzeit keine einsetzbaren rauscharmen Verstärker. Hier wird das Signal ohne Vorverstärkung direkt in einem Mischer auf eine Zwischenfrequenz im Bereich um 1 GHz heruntertransformiert und kann dann z.B. konventionell verstärkt werden. Mit extrem gekühlten ( $T \lesssim 4$  K) Josephson-Mischern und SIS-Mischern erreicht man bei 100 GHz  $T_E \simeq 100$  K.

Die sich derzeit rasch entwickelnde Empfängertechnik für die beobachtungsmäßig schwierigen Submillimeter-Wellenlängen ( $\nu \gtrsim 700$  GHz) verwendet im Heterodynempfänger „quasi-optische“ Elemente, welche auf einer „Kreuzung“ zwischen der Hohlleitertechnik des Mikrowellenbereichs und den Verfahren der geometrischen Optik des infraroten und optischen Bereichs beruhen.

#### 4.4.4 Spektrometer

Um radiofrequente Spektrallinien wie die 21 cm-Linie des neutralen Wasserstoffs oder die Vielfalt der Moleküllinien im cm- und mm-Bereich zu untersuchen, wird das vom Empfänger aufgenommene breitbandige Signal in einem Spektrometer nach Frequenzen zerlegt und der Intensitätsverlauf gemessen. Beim Filterspektrometer teilt man das ursprüngliche Frequenzband - u.U. nach Umwandlung in einen anderen Frequenzbereich nach dem Heterodynprinzip - durch eine große Zahl (einige hundert) enger Bandpassfilter mit festen Mittenfrequenzen auf. Die Signale in den einzelnen Spektrometerkanälen werden anschließend parallel weiterverarbeitet. Bei dem akusto-optischen Spektrometer werden die elektromagnetischen Wellen mit Hilfe des piezoelektrischen Effekts zunächst in Ultraschallwellen umgewandelt. Diese erzeugen in einem (durchsichtigen) Kristall Schwingungen, d.h. Schwankungen der Dichte bzw. des Brechungsindex, und somit ein „Beugungsgitter“, das dann mit einem monochromatischen Laser durchstrahlt wird. Die spektrale Energieverteilung des Radiosignals wird hierdurch schließlich in ein optisches Beugungsbild verwandelt, dessen Intensitätsverteilung z.B. mit einem CCD ausgemessen werden kann.