

# Durchkämmte Spektren

Frequenzkamm und Atomuhr erlauben es, die Spektrometer genauer zu kalibrieren, mit denen sich extrasolare Planeten aufspüren und die Dynamik des Universums untersuchen lassen.

Thomas Udem

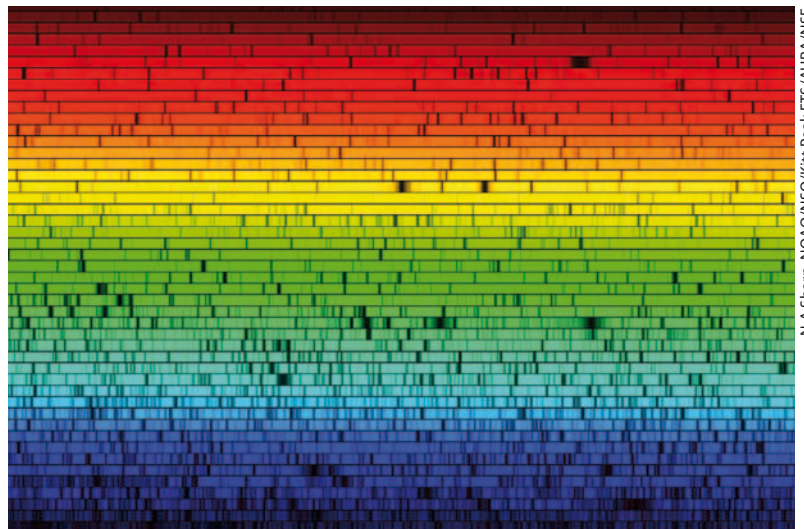
Nur um wenige Zentimeter pro Sekunde ändert sich periodisch die Geschwindigkeit eines sonnenähnlichen Sterns, den ein erdähnlicher Planet umkreist. Um dieselbe Größenordnung wächst auch innerhalb von zehn Jahren die Geschwindigkeit, mit der sich ausgewählte Objekte von uns wegen der Expansion des Universums entfernen. Diese Geschwindigkeitsänderungen führen zu kleinsten Linienverschiebungen in Sternspektren. Die Kalibrierung von Spektrometern mithilfe eines Frequenzkamms sollte es ermöglichen, diese Verschiebungen nachzuweisen und damit neue Exoplaneten aufzuspüren oder die Beschleunigung des Universums „live“ zu beobachten.

Die Frage nach dem Alter des Universums ließ sich in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts noch gar nicht beantworten, und in der zweiten Hälfte wurden Werte genannt, die sich um einen Faktor zwei unterschieden. Doch inzwischen hat sich die Kosmologie zu einer präzisen Wissenschaft entwickelt: Heute wissen wir, dass das Universum 13,72(12) Milliarden Jahren alt ist, mit einer Unsicherheit von weniger als einem Prozent. Auch andere Parameter sind wesentlich genauer bekannt. Dies verdanken wir präzisen Messungen der räumlichen Verteilung des kosmischen Mikrowellenhintergrunds sowie der Geschwindigkeiten von astronomischen Objekten. Grundlage dafür, dass sich Geschwindigkeiten über die Rotverschiebung von Spektrallinien messen lassen, ist der Doppler-Effekt.

Dieser Effekt beschreibt, wie sich die wahrgenommene Frequenz  $f$  einer Welle durch die Geschwindigkeiten der Quelle  $v_q$  und des Empfängers  $v_e$  ändert. In der Akustik gilt:

$$f = \frac{c+v_e}{c+v_q} f_0 \approx \left(1 - \frac{v_q - v_e}{c}\right) f_0 \quad (1)$$

Hierbei sind  $c$  die Phasengeschwindigkeit der Welle und  $f_0$  die ausgesendete Frequenz im Ruhesystem der Quelle. Der Näherungsausdruck für  $c \gg v_{e,q}$  auf der rechten Seite verdeutlicht, dass es sich um einen rein geometrischen Effekt handelt. Setzt man dort für die Frequenz  $f_0 = c/\lambda$  ein, zeigt sich, dass sich die Frequenzveränderung aus der Anzahl der Wellenfronten pro Zeiteinheit ergibt, die durch die Relativgeschwindigkeit  $\Delta v = v_q - v_e$  verloren gehen oder zusätzlich den Empfänger erreichen (je nach Vorzeichen von  $\Delta v$ ).



N.A.Sharp, NOAO/NSO/Kitt Peak FTS/AURA/NSE

Abb. 1 Das Spektrum des Sterns Arktur aus dem Sternbild Bärenhüter lässt sich von links oben nach rechts unten wie die Zeilen eines Textes lesen. Die dunklen Fraunhofer-Linien entstehen durch die Absorption von Atomen und Ionen in der Stern-Photosphäre. Die Farbkodierung visualisiert die Wellenlänge des Lichts.

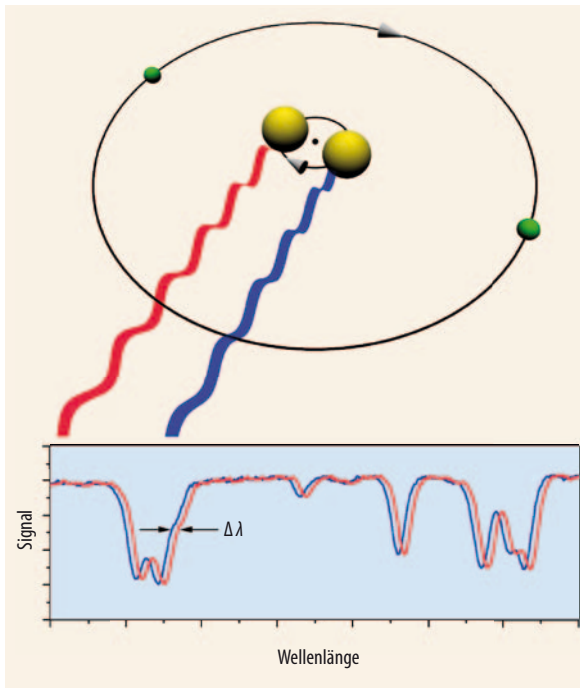
Für eine Welle wie das Licht, das auch ohne Medium propagiert, kann der exakte Ausdruck nicht von den Geschwindigkeiten relativ zum Medium abhängen. Daraus folgt die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Wahl des Bezugssystems und daraus wiederum die spezielle Relativitätstheorie. Der lineare Näherungsausdruck beim Doppler-Effekt des Lichts ist identisch mit dem aus der Akustik. In erster Ordnung folgt wieder  $\Delta f/f_0 = -\Delta\lambda/\lambda = -\Delta v/c$ . Anders als in der Akustik hängen auch Terme höherer Ordnung nur von  $\Delta v$  ab. Für das weitere Verständnis hier reicht der lineare Term aus.

Sterne besitzen in der Regel zahlreiche Fraunhofer-Linien (Abb. 1), die durch Absorption in ihrer Gasatmosphäre entstehen. Die Doppler-Verschiebung dieser

## KOMPAKT

- Astrophysik und Kosmologie benötigen hochgenaue Messmethoden, um minimale Verschiebungen von Spektrallinien nachzuweisen.
- Obwohl das Licht von Sternen zeitlich inkohärent ist, lässt sich ein astronomisches Spektrometer mit Frequenzkamm und Atomuhr kalibrieren.
- Derzeit besteht die Herausforderung darin, ein solches System über Jahre stabil zu betreiben.

Dr. habil. Thomas Udem, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching



**Abb. 2** Da Planet und Stern um den gemeinsamen Schwerpunkt (schwarzer Punkt) kreisen, verschieben sich das Licht des Sterns und dessen Fraunhofer-Linien (unten) abwechselnd zu roten bzw. blauen Wellenlängen. Diese periodische Verschiebung des Spektrums  $\Delta\lambda$  verrät den Planeten.

Linien erlaubt es, die Geschwindigkeit des Sterns entlang der Beobachtungsrichtung (Radialgeschwindigkeit) zu messen. Bei Sternen in unserer Galaxis sind Radialgeschwindigkeiten von etwa  $10^{-4} c$  üblich. Um diese auf ein Prozent genau zu bestimmen, darf die relative Unsicherheit der Frequenz (oder Wellenlänge) der Spektrallinien höchstens  $10^{-6}$  betragen. Im Labor ist das leicht zu unterbieten. Bei einem Stern erschweren jedoch einige Effekte, wie die Verbreiterung der Linien durch die irreguläre thermische Bewegung der absorbierenden Atome und Ionen, die genaue Messung. Auf der anderen Seite zeigen sich im Sternenlicht tausende Spektrallinien, sodass die statistische Unsicherheit zumindest klein ausfällt. Meist kommt es ohnehin nur auf kleine zeitliche Änderungen der Radialgeschwindigkeit an.

### Präzise vermessen

Die Auflösung der besten Teleskope reicht nur in Ausnahmefällen aus, um extrasolare Planeten direkt abzubilden, z. B. wenn der Planet sehr groß und weit entfernt von seinem Mutterstern ist [1]. Selbst dann überstrahlt ihn normalerweise Streulicht. Allerdings lässt sich die Anwesenheit von Planeten über die periodische Veränderung der Radialgeschwindigkeit des Muttersterns nachweisen, da sich Planet und Stern um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen (Abb. 2) [2]. Am einfachsten gelingt das, wenn sich ein schwerer Planeten auf einer sehr engen Bahn um den Mutterstern befindet („Hot Jupiter“). Die Modulation der Radialgeschwindigkeit nimmt mit der Planetenmasse zu, und die Umlaufperiode verringert sich gemäß dem Kepler-

schen Gesetz proportional zu  $r^{3/2}$  mit dem Bahnradius  $r$ . Beides ist vorteilhaft für den Nachweis.<sup>1)</sup>

Mit dieser Radialgeschwindigkeitsmethode gelang es 1995, den ersten extrasolaren Planeten zu entdecken – er besitzt eine Umlaufzeit von nur 4,2 Tagen [3]. Mittlerweile sind etwa 800 extrasolare Planeten bekannt, der Großteil davon dank dieser Methode [4]. Um ein zweites Erde-Sonne-System zu finden, reicht die Messgenauigkeit allerdings noch nicht aus. Auf ihrer jährlichen Bahn um die Sonne moduliert die Erde die Geschwindigkeit der Sonne sinusförmig mit einer Amplitude von 9,0 cm/s, d. h.  $3 \cdot 10^{-10} c$ . Daher müsste man eine relative Verschiebung der Fraunhofer-Linien um  $3 \cdot 10^{-10}$  nachweisen, die periodisch innerhalb eines Jahres auftritt. Dies setzt eine stabile bzw. reproduzierbare Kalibrierung des Spektrometers über diesen Zeitraum voraus.

Genau Geschwindigkeitsmessungen erlauben auch Aussagen über das Universum als Ganzes. 1929 hat Edwin Hubble die näherungsweise lineare Beziehung zwischen der Rotverschiebung<sup>2)</sup> der Galaxien und deren Abstand festgestellt. Heute ist der Wert der Proportionalitätskonstanten (Hubble-Konstante  $H_0$ ) mit rund 70 km/s pro Megaparsec<sup>3)</sup> recht genau bekannt. Eine endliche Energiedichte führt dazu, dass sich  $H_0$  zeitlich ändert; daher spricht man besser vom Hubble-Parameter. Sehr weit entfernte Supernovae vom Typ Ia erlauben es, den Wert dieses Parameters kurz nach dem Urknall zu bestimmen. Ein Vergleich mit dem heutigen Wert zeigte zur großen Überraschung der Astronomen, dass das Universum heute beschleunigt expandiert aufgrund einer Energieform mit abstoßender Gravitation, deren Anteil etwa 70 % beträgt [5].

Aufschluss über die kosmische Dynamik liefert auch die mit den Satelliten COBE und WMAP gemessene Winkelverteilung der Temperatur des kosmischen Mikrowellenhintergrunds [6]. Bei bekannten Anfangsbedingungen sagt die Allgemeine Relativitätstheorie (ART) für ein räumlich flaches Universum ein Maximum der Verteilung bei  $1,8^\circ$  voraus. Dies ist genau der beobachtete Wert. Die dafür notwendige Energiedichte wird kritische Dichte genannt. Eine Inventur der Materie zeigt jedoch, dass die konventionelle, d. h. baryonische Materie nur 4 % der kritischen Dichte ausmacht (davon leuchten nur 10 %), und die indirekt beobachtbare dunkle Materie nur 23 %. In Übereinstimmung mit den Supernova-Ia-Daten müssen etwa 70 % der Energie in einer anderen Form vorliegen.

Bereits Einstein hatte mit der kosmologischen Konstante eine abstoßende Gravitation in die ART eingeführt – mit rein attraktiver Materie ließ sich seine Vorstellung eines statischen und stabilen Universums nicht „retten“. Nach Hubbles Entdeckung wurde die kosmologische Konstante verworfen, doch inzwischen ist sie durch die beschleunigte Expansion als Dunkle Energie zurückgekehrt. Noch vermag niemand zu sagen, um was es sich dabei handelt. Sicher scheint nur, dass sie nicht leuchtet und dass es sich um eine relativistische Form der Energie handelt, bei der die kinetische Masse vergleichbar mit der Ruhemasse oder größer ist.

1) Wenn die Sternmasse aus dem spektralen Typ bekannt ist, ergibt sich aus der periodischen Verschiebung  $\Delta\lambda/\lambda$  die Größe  $M \sin(i)$ , mit der Planetenmasse  $M$  und der unbekanntem Inklination  $i$  der Planetenbahn zur Sichtlinie. In der Regel erhält man also nur eine Untergrenze für  $M$ .

2) Streng genommen handelt es sich bei der Ausdehnung des Universums nicht um eine Geschwindigkeit, sondern um die Expansion des Raums. Letztere erscheint wie eine Doppeler-Verschiebung, allerdings ohne Terme höherer Ordnung.

3) 1 Parsec (pc) entspricht 3,26 Lichtjahren.

Quantenmechanische Vakuumfluktuationen könnten eine abstoßende Gravitation verursachen. Durch die Wahl des Energienullpunkts lässt sich ihr Beitrag zur Gesamtenergie fast immer ignorieren, einzig in der ART ist dies nicht möglich, weil jede Form der Energie gravitativ wirkt und beobachtbare Konsequenzen hat. Daher ist es eines der größten ungelösten Probleme in der Physik, welche quantenmechanischen Korrekturen an der ART anzubringen sind. Sollten die Vakuumfluktuationen gravitativ wirken, würden sie einen Wert der kosmischen Beschleunigung liefern, der um 120 Größenordnungen zu groß ist [7].

Obwohl die WMAP- und Supernova-Daten konsistent sind, wäre eine von der ART unabhängige Bestätigung der kosmischen Beschleunigung wünschenswert. Am besten wäre es, diese in Echtzeit zu beobachten. Eine realistische Beobachtungszeit von zehn Jahren entspricht einem Milliardstel des Alters des Universums. Ausgewählte Gaswolken, die von hinten durch Quasare beleuchtet werden, sollten sich durch die kosmische Beschleunigung in diesem Zeitraum um einige cm/s schneller als heute bewegen [8].

Die astronomische Präzisionsspektroskopie kann Antworten auf zahlreiche weitere wissenschaftliche Fragen liefern. In entfernten interstellaren Gaswolken, die aus noch größerer Entfernung von Quasaren mit einem kontinuierlichen Spektrum beleuchtet werden, lassen sich die Absorptionslinien von Atomen und Ionen untersuchen. Aus diesen Spektren leiten sich die Rotverschiebung der Gaswolke und der Wert ab, den die Feinstrukturkonstante zum Zeitpunkt der Absorption hatte. Damit ist es möglich, ins frühe Uni-

versum zu blicken und die Frage zu beantworten, ob die Feinstrukturkonstante damals einen anderen Wert als heute hatte. Rein philosophische Argumente, die auf Dirac zurück gehen, legen dies nahe [9]. Bislang sind die Ergebnisse nicht eindeutig, limitieren aber die Veränderung der Feinstrukturkonstanten auf unter  $10^{-5}$  innerhalb der letzten zehn Milliarden Jahre.

### Kamm zur Kalibrierung

Seit etwa zehn Jahren lassen sich optische Frequenzen hochpräzise mithilfe eines Frequenzkamms messen, der eine Radiofrequenz von einigen GHz kohärent in den optischen Bereich von mehreren 100 THz vervielfacht [10]. Bis vor kurzem waren solche Messungen allerdings nur mit kohärenter Laserstrahlung möglich, nicht jedoch mit zeitlich inkohärentem Sternenlicht.

Bei der Laserspektroskopie wird die Frequenz eines Einmodenlasers gemessen, der Übergänge in Atomen, Molekülen oder Ionen anregt. Durch die Überlagerung des Lasers mit dem Frequenzkamm auf einer Photodiode entstehen Schwebungssignale mit den Moden des Kamms. Ein Tiefpassfilter dämpft alle Signale außer dem Schwebungssignal bei  $f_s$  mit der nächstgelegenen Mode. Diese Schwebungsfrequenz lässt sich mit einem Radiofrequenzzähler präzise elektronisch messen. Die unbekannte Frequenz des Lasers ergibt sich dann aus  $n f_{\text{rep}} + f_{\text{ce}} + f_s$ , wobei  $f_{\text{ce}}$  ein Frequenzversatz ist,  $f_{\text{rep}}$  der Modenabstand und die Modenzahl  $n$  noch zu bestimmen ist – indem man z. B. die Frequenz des Einmodenlasers grob auf besser als  $f_{\text{rep}}$  eingrenzt (Infokasten).

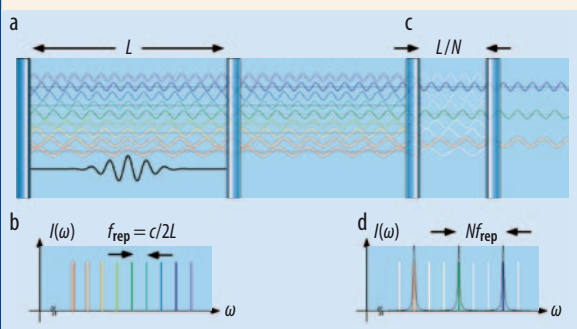
### DER FREQUENZKAMM

Der Frequenzkamm wird durch einen Laser erzeugt, dessen Moden gekoppelt sind. Durch die phasengerechte Überlagerung bildet sich ein kurzer Lichtpuls, der zwischen den Spiegeln des Resonators hin und her reflektiert wird (Abb. a). Die Pulsdauer ist durch die inverse spektrale Breite gegeben. Ein kleiner Teil der Leistung wird durch einen teildurchlässigen Spiegel ausgekoppelt – der Laser emittiert also einen Pulszug. Die kürzesten Pulse ergeben sich nur bei einer einzigen Phasenlage der Moden relativ zueinander (Bandbreiten-limitierter Puls). Damit ein kurzer Puls stabil bleibt, müssen

die Moden streng äquidistant im Frequenzraum sein – daher der Name Frequenzkamm. Ansonsten würde der Puls schnell zerfließen. Im Umkehrschluss erkennt man an einem stabilen Pulszug, dass die Moden des Lasers streng äquidistant sind. Die Pulswiederholrate  $f_{\text{rep}}$  gibt den Abstand der Moden im Frequenzraum an (Abb. b).

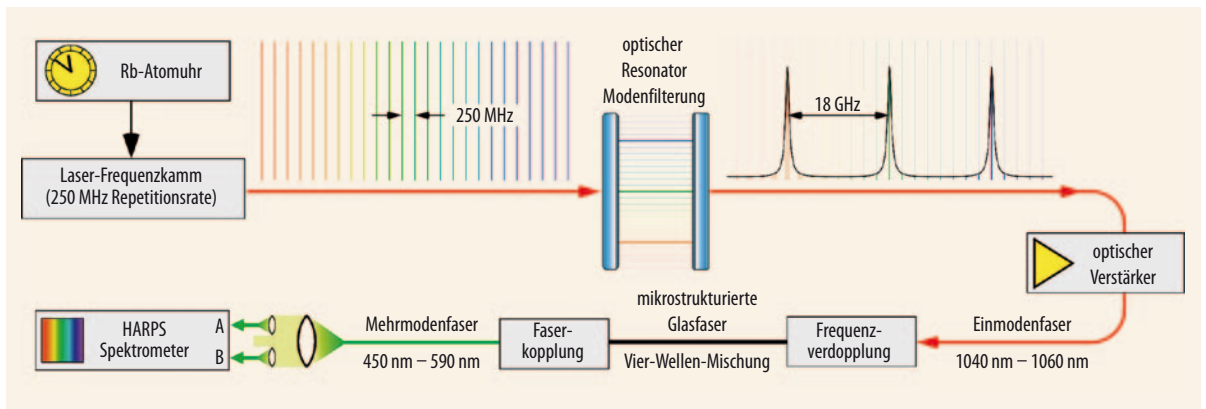
Die Frequenz der äquidistanten Moden ist durch  $f_n = n f_{\text{rep}} + f_{\text{ce}}$  gegeben, wobei  $n$ , eine ganze Zahl, die Moden abzählt. Bei entsprechender Wahl der Nummerierung ist die „carrier-envelope“-Frequenz  $f_{\text{ce}}$ , die den gesamten Frequenzkamm gegen die Viel-

fachen der Puls wiederholrate versetzt, kleiner als  $f_{\text{rep}}$ . Die Modenzahl ist meist von der Größenordnung  $10^5$  oder  $10^6$ . Die Puls wiederholrate hängt von der Länge des Laserresonators  $L$  ab und beträgt meist etwa  $100 \text{ MHz} (= c/2L)$ . Die Radiofrequenzen  $f_{\text{rep}}$  und  $f_{\text{ce}}$  lassen sich an die optischen Frequenzen  $f_n$  anbinden durch Stabilisierung von  $f_{\text{rep}}$  und  $f_{\text{ce}}$  auf das Ausgangssignal einer Atomuhr oder eines anderen präzisen Frequenzstandards (z. B. GPS). Der Frequenzkamm ermöglicht es somit, optische Frequenzen  $f_n$  mit der hohen Genauigkeit einer Atomuhr zu erzeugen [10].



Zwei Spiegel im Abstand  $L$  bilden den Resonator, in dem sehr viele Moden schwingen (a). Um sie zu koppeln, wird eine zufällige Phasen- und Amplitudenverteilung stark unterdrückt. Der Laser bevorzugt dann einen Schwingungszustand, bei dem die Moden sich zu einem kurzen Puls addieren (schwarze Linie). Daraus resultiert ein streng äquidistantes Frequenzspektrum (b). Ein zweiter Resonator, um den Faktor  $N$  kürzer (hier  $N = 3$ ), vergrößert den Modenabstand um  $N$  (c). Nur die resonanten Moden mit Abstand  $Nc/2L$  werden transmittiert (d).

Abb. 3 Das am Teleskop eingesetzte Kalibrierungssystem besteht neben dem eigentlichen Frequenzkamm noch aus weiteren optischen Komponenten zur Erhöhung des Modenabstands und zur spektralen Verbreiterung.



Bei Sternenlicht versagt diese Methode, da es noch nicht einmal eine klare Trägerfrequenz gibt, sondern gewöhnlich ein sehr breites thermisches Spektrum mit Fraunhofer-Absorptionslinien, die mit 10 bis 100 GHz sehr viel breiter sind als ein gut stabilisierter Laser, der Linienbreiten im Hz-Bereich haben kann.

Um einen Frequenzkamm für die Astronomie nutzbar zu machen, wird er gemeinsam oder abwechselnd mit dem Sternenlicht in ein Spektrometer eingekoppelt. Zwei wichtige Voraussetzungen sind dabei zu erfüllen: Der Frequenzkamm muss spektral ausreichend breit sein, damit sich genügend astronomische Linien mit einer entsprechend kleinen statistischen Unsicherheit vermessen lassen. Wichtiger noch ist, dass das Spektrometer die Moden des Frequenzkamms auflösen kann. Leider ist dies in der Praxis nicht so einfach. Das moderate Auflösungsvermögen astronomischer Spektrometer ist dem schwachen Sternenlicht angepasst, das man nicht über zu viele Pixel eines rauschenden CCD-Chips verteilen möchte. Außerdem erfordert ein hohes Auflösungsvermögen, dass viele Gitterlinien ausgeleuchtet sind. Aufgrund des großen Strahlradius<sup>4</sup> kommen dann mechanische Instabilitäten zum Tragen.

Mit dem Frequenzkamm lässt sich nicht nur jedes Pixel individuell durch Variation von  $f_{ce}$  kalibrieren, sondern auch der Modenabstand  $f_{rep}$  optimal an das Auflösungsvermögen des Spektrometers anpassen. Dieses Optimum liegt in etwa beim Dreifachen des Auflösungsvermögens  $R$ , welches sich in der Praxis im Bereich von  $R = 100\,000$  bewegt. Im Sichtbaren (500 THz) beträgt der optimale Modenabstand demnach etwa  $3 \times 500\text{ THz}/R = 15\text{ GHz}$ . Dies entspricht einem Laserresonator der Länge  $c/2 f_{rep} = 1,0\text{ cm}$ .

Die meisten modengekoppelten Laser würden bei dieser Resonatorlänge aus verschiedenen Gründen nicht anschwingen oder keine Pulse erzeugen. Laser, die dies schaffen, eignen sich wiederum

schlechter für die Astronomie, weil sie meist permanent zu justieren sind und nicht wartungsfrei oder sogar fernbedient arbeiten können. Dies wiederum ist mit Faserlasern möglich, die daher am besten als Kammgenerator geeignet sind. Insbesondere Ytterbium-dotierte Fasern im spektralen Bereich um 1030 nm bieten sich an, weil sie noch dazu eine sehr hohe Ausgangsleistung erzielen. Im Sichtbaren, wo Sterne die meisten Linien aufweisen, eignen sich diese Laser besser, weil dieser Bereich durch eine Frequenzverdopplung zugänglich ist. Möglich wäre auch der Ti:Saphir-Laser, der relativ problemlos 10 fs kurze Pulse erzeugt, sodass der Frequenzkamm etwa zehnmal breiter ist als bei einem Faserlaser mit 100-fs-Pulsen. Außerdem erlauben Ti:Saphir-Laser durch die kompakte Bauweise eine höhere Pulswiederholrate; sie erfordern allerdings auch häufiges Nachjustieren.

Die hohe Ausgangsleistung des Yb-dotierten Faserlasers hilft, dessen Nachteile bei der Pulswiederholrate und der spektralen Breite zu beseitigen. Eine Strategie, die Pulswiederholrate bzw. den Modenabstand zu vergrößern, ist die spektrale Filterung mit einem oder mehreren passiven optischen Resonatoren. Ein solcher Resonator ähnelt einem Laserresonator, allerdings ohne optischen Verstärker. Er hat eine Transmissionsfunktion, die periodisch im Frequenzraum ist, und lässt sich so konstruieren und stabilisieren, dass er ziemlich genau jede  $N$ -te Mode eines Frequenzkamms transmittiert (Abb. c, d im Infokasten). Durch diese Filterung reduziert sich allerdings die Gesamtleistung des Frequenzkamms um den Faktor  $N$ .<sup>4)</sup> Ein Fasersystem kann die so verlorene optische Leistung mithilfe eines optischen Verstärkers leicht kompensieren. Dazu muss der Laserstrahl lediglich eine Verstärkerfaser passieren (Abb. 3).

Die Vier-Wellen-Mischung, bei der drei Wellen (Moden) zu einer neuen kombiniert werden, kann den Frequenzkamm spektral verbreitern.<sup>5)</sup> Dies geschieht in einem



Abb. 4 Das 3,6-Meter-Teleskop des La Silla-Observatoriums in Chile mit dem Autor als Maßstab.

4) Diese lässt sich sowohl im Zeit- als auch im Frequenzraum berechnen, indem alle Moden aufaddiert werden (Parseval-Theorem). Die Pulsspitzenleistung reduziert sich sogar um den Faktor  $N^2$ .

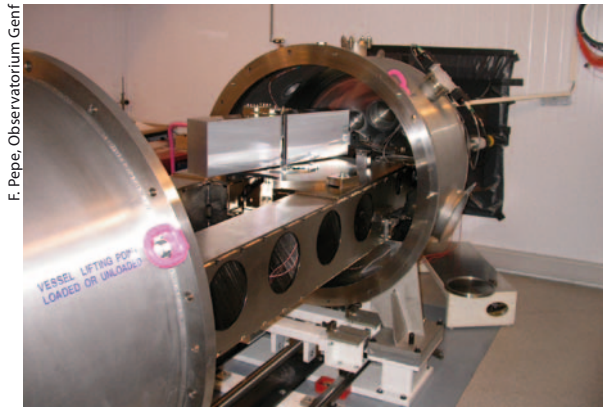


Abb. 5 In dem geöffneten Vakuumtank, in dem sich das HARPS-Spektrometer befindet, ist eines der optischen Gitter zu erkennen.

Medium, in dem Polarisation  $P$  und elektrische Feldstärke nichtlinear zueinander sind:  $P \propto E^2 E^*$  mit Feldern  $E \propto \exp(-2\pi i f t)$ . Setzt man für  $f$  die Frequenzen der Moden eines Frequenzkamms  $f_n$  ein, so erkennt man, dass dieser Prozess, der eine hohe Pulsspitzenintensität erfordert, weitere Moden am Rand des Frequenzkamms erzeugt. Am besten gelingt er mit sehr kurzen Pulsen und einem kleinen Fokus, der über eine möglichst lange Strecke aufrecht erhalten wird. Dazu eignen sich speziell optimierte mikrostrukturierte Glasfasern. Diese spektrale Verbreiterung des Frequenzkamms ist Bestandteil fast jeder Anwendung (Abb. 3).

### Ein vielversprechendes Instrument

Zurzeit beschäftigen sich weltweit Gruppen mit der Frequenzkammkalibrierung astronomischer Spektrometer. Ich möchte mich hier auf die Ergebnisse der Kollaboration zwischen der Europäischen Südsternwarte (ESO) und dem Max-Planck-Institut für Quantenoptik (beide in Garching) beschränken, an

der ich selbst beteiligt bin. Am 3,6-m-Teleskop, dem größten Teleskop des La-Silla-Observatoriums in der chilenischen Atacama-Wüste (Abb. 4), betreibt die ESO seit 2003 eines der besten und stabilsten Spektrometer, den High-Accuracy Radial Velocity Planet Searcher (HARPS) [11]. Mit HARPS wurden über 100 der bisher bekannten und die Mehrheit der leichten extrasolaren Planeten entdeckt. Ein optisches Gitter in hoher Beugungsordnung (89 bis 161) sorgt dabei für die nötige Auflösung. Ein Gitterprisma zerlegt das Licht entlang der Linien des Hauptgitters und vermeidet damit, dass die Ordnungen überlappen. Das gesamte Spektrum erscheint in einzelnen sog. Echelle-Ordnungen.

Das Spektrometer befindet sich in einen Vakuumtank, um störende Umwelteinflüsse weitgehend zu unterdrücken (Abb. 5). Mehrere ineinander geschachtelte klimatisierte Räume, der äußere etwa so groß wie eine Garage, halten die Temperatur auf wenige Millikelvin stabil. HARPS besitzt zwei runde Eintrittspalte, realisiert durch optische Fasern. Im Betrieb leitet die eine das Sternenlicht, die andere dient zur Kalibrierung, die bislang mit Thorium-Argon-Spektrallampen durchgeführt wurde. Das Beugungsbild besteht dadurch aus zwei übereinander liegenden Streifen.

Anfang 2012 kam der Frequenzkamm erstmals an HARPS zum Einsatz bei der Beobachtung des Sterns HD 75289 (Abb. 6). Dieser Stern hat einen bereits bekannten „Hot Jupiter“ als Begleiter, der zu einem sehr starken Signal führt, für das die herkömmliche Kalibrierung mit Spektrallampe durchaus ausreicht. Um zu überprüfen, wie zuverlässig die Kalibrierung mit Frequenzkamm ist, wird dessen Licht teilweise in beide Fasern eingekoppelt. Obwohl der Frequenzkamm trivialerweise mit sich selbst übereinstimmt, driften die beiden Spektren wegen der sehr guten, aber endlichen Stabilität des Spektrometers gegeneinander. Für Belichtungszeiten bis einige 100 Sekunden reduziert sich diese Messunsicherheit zunächst mit der Wurzel aus der Zahl der detektierten Photonen – das typische

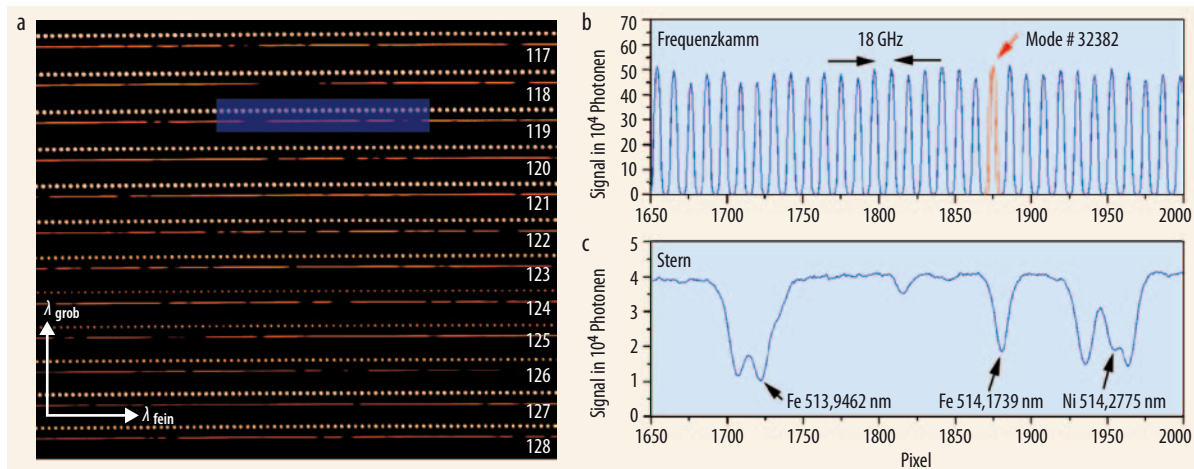
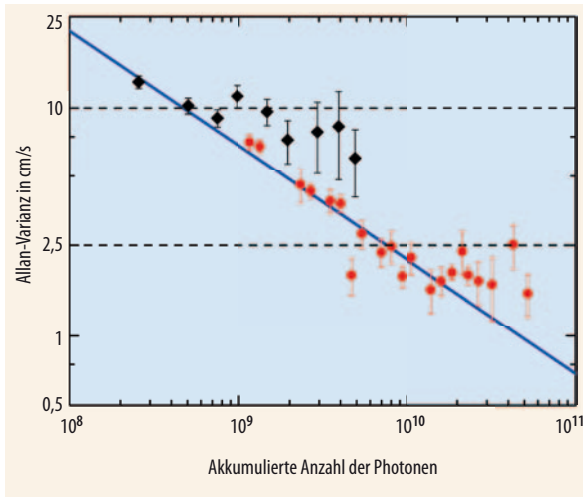


Abb. 6 Die Rohdaten auf den HARPS-CCDs bestehen aus zwei dünnen Streifen, den weißen Punkten des Frequenzkamms und der roten, unterbrochenen Linie des Spektrum des Sterns HD 75289 (a). Ein Gitterprisma selektiert in vertikaler Richtung die Echelle-Ordnungen. Von den 73 Ordnungen sind hier die Ordnungen 121 bis 133 abgebildet. Betrachtet man den blau

markierten Bereich zweidimensional aufgelöst (b, c), so lässt sich mithilfe des Frequenzkamms direkt durch Vergleich aus der Position des Pixels (z. B. rot markierte Mode) die zugehörige Frequenz für eine bestimmte Absorptionslinie bestimmen. Die Breite der Frequenzkammlinien ist durch das Auflösungsvermögen des Spektrometers gegeben.

5) Dieser Prozess wird im Zeitraum als Selbst-Phasenmodulation beschrieben.



**Abb. 7** Die Allan-Varianz gibt an, welche Abweichung von einem vorangegangenen Messwert zu erwarten ist, wenn man die gleiche Messung ohne Verzögerung wiederholt. Bei der Kalibrierung mit Thorium-Argon-Spektrallampe (schwarz) bzw. Frequenzkamm (rot) folgen beide Messungen mit zunehmender Zahl detektierter Photonen zunächst dem statistischen Quantenlimit (blaue Linie), nähern sich dann aber einem Plateau, das für die Spektrallampe bei 10 cm/s nach zweistündiger Belichtung, für den Frequenzkamm aber bei etwa 2,5 cm/s nach vier Minuten liegt [12].

Verhalten für eine quantenlimitierte Messung, bei der sich die statistische Unsicherheit durch eine längere Belichtungszeit beliebig reduzieren lässt. In der Praxis treten aber bei noch längeren Belichtungszeiten systematische Unsicherheiten auf, die zu einem Plateau führen (Abb. 7).

Welche der denkbaren systematischen Unsicherheiten dominieren, müssen weitere Untersuchungen klären. Ein wichtiger Beitrag ist sicher die Einkopplung in das Spektrometer mit Multimodenfasern, bei denen – im Gegensatz zu Einmodenfasern – die räumliche Intensitätsverteilung am Ausgang von der Verteilung am Eingang abhängt. Trotz zahlreicher Maßnahmen, um diesen Effekt zu reduzieren, können Änderungen der Einkoppelgeometrie die Linien gegeneinander verschieben. Daher wären Einmodenfasern wünschenswert, sie führen aber durch atmosphärische Turbulenzen bei erdgebundenen Teleskopen zu einer nicht akzeptablen Verminderung der Einkoppeleffizienz.

### Langzeitperspektive

Die bisher erreichte systematische Unsicherheit von 2,5 cm/s reicht im Prinzip aus, um einen erdähnlichen Planeten zu finden und die Beschleunigung der kosmischen Expansion direkt zu messen. Allerdings müsste dafür diese Messunsicherheit bzw. die Reproduzierbarkeit über Jahre aufrecht erhalten werden. Dafür ist noch einiges an Arbeit zu leisten. Auch gilt es, astronomische Objekte zu identifizieren, an denen sich diese Messgenauigkeit überhaupt ausnutzen lässt, denn Sterne haben eine unruhige Oberfläche und rotieren. Zudem befindet sich das Teleskop auf der beschleunigten Erdoberfläche, das Sonnensystem ist

selbst beschleunigt, Luftdruckvariationen können die optische Weglänge ändern – um nur einige Effekte zu benennen, die zu berücksichtigen sind.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird an weiteren Spektrometern gearbeitet. HARPS North, ein verbesserter Nachbau auf den Kanaren, soll es demnächst erlauben, den Nordhimmel nach extrasolaren Planeten abzusuchen und mit Daten des Kepler-Weltraumteleskops abzugleichen. Dieses Teleskop misst winzige Helligkeitsschwankungen von Sternen, wie sie etwa ein extrasolarer Planet beim Durchgang verursachen kann. Aus der Kombination der Daten lässt sich die Dichte der Planeten bestimmen. Ein weiteres Spektrometer (ESPRESSO) soll 2014 an den großen Teleskopen der ESO in Betrieb gehen und den Weg für ein entsprechendes Instrument am Extremely Large Telescope bereiten, das für 2022 geplant ist. Eine der großen Aufgaben dieses COsmic Dynamics EXperiments (CODEX) wird es dann sein, die Dynamik der kosmischen Expansion in Echtzeit zu vermessen. Mit dem Frequenzkamm steht nun ein vielversprechendes Kalibrierungsinstrument zur Verfügung, das hoffentlich dabei helfen kann, einige der großen Fragen der Astronomie und der Kosmologie zu klären.

\*

Ich bedanke mich bei meinen Kollegen am MPQ (Tobias Wilken, Rafael Probst, Tilo Steinmetz, Theodor Hänsch und Ronald Holzwarth) sowie bei der ESO (Gaspare Lo Curto, Antonio Manescau und Luca Pasquini). Ohne letztere gäbe es die Ergebnisse aus dem letzten Kapitel nicht. Weiter geht mein Dank an die Firma Menlo Systems für die kontinuierliche Weiterentwicklung von Komponenten des Frequenzkamms speziell für die Astronomie sowie an Gerhard Börner und Valentin Batteiger für das sorgfältige Lesen des Manuskripts.

### Literatur

- [1] L. Kaltenecker, *Physik Journal*, Februar 2012, S. 25
- [2] J. Wambsgans, *Physik Journal*, Mai 2009, S. 49
- [3] M. Mayor und D. Queloz, *Nature* **378**, 355 (1995)
- [4] Enzyklopädie der extrasolaren Planeten, <http://exoplanet.eu>
- [5] B. Leibundgut, *Physik Journal*, Dezember 2011, S. 27
- [6] G. Börner, *Physik Journal*, Februar 2005, S. 21
- [7] M. S. Turner, *Physics Today*, April 2003, S. 10
- [8] J. Liske et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386**, 1192 (2008)
- [9] P. A. M. Dirac, *Nature* **139**, 323 (1937)
- [10] Th. Udem, R. Holzwarth und T. W. Hänsch, *Physik Journal*, Februar 2002, S. 39
- [11] M. Mayor et al., *The Messenger* **114**, 20 (2003)
- [12] T. Wilken et al., *Nature* **485**, 611 (2012)

### DER AUTOR

**Thomas Udem** (FV Quantenoptik und Photonik) studierte Physik an der Universität Gießen und der University of Washington in Seattle. Nach Abschluss der Diplomarbeit 1993 wechselte er nach München in die Arbeitsgruppe von Theodor Hänsch. Seine Doktorarbeit führte zur Entwicklung des ersten optischen Frequenzkamms. Nach einem Postdoc-Aufenthalt am NIST in Boulder, Colorado, ging er zurück nach München, wo er sich 2004 an der LMU habilitierte. Udem arbeitet am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching bei München.

