

■ Dem thermischen Rauschen entkommen

Nichtlineare Optik erlaubt astronomische Interferometrie im infraroten Spektralbereich.

Um Sterndurchmesser oder die relative Bewegung von astronomischen Objekten zu bestimmen, sind räumlich hochaufgelöste Bilder unabdingbar. Wenn es darum geht, protoplanetare Scheiben und den chemischen und physikalischen Aufbau von Sternhüllen zu untersuchen, muss zur räumlichen auch noch eine hohe spektrale Auflösung hinzukommen. Die Staubscheiben, aus denen sich Planetensysteme bilden, strahlen vor allem im mittleren (thermischen) Infraroten (MIR) bei Wellenlängen von ca. 3 bis 30 μm .

Hochaufgelöste Beobachtungen im MIR sind allerdings eine große Herausforderung. Bekanntlich wächst das Auflösungsvermögen A eines Teleskops bei der Wellenlänge λ mit der Öffnungsweite (Apertur) D gemäß $A = 1,02 \lambda/D$.¹⁾ Doch da sich aus mechanischen Gründen kein beliebig großer Spiegel bauen lässt, ist das Auflösungsvermögen begrenzt. Abhilfe schafft hier das interferometrische Zusammenschalten von weit auseinander stehenden Teleskopen. Die Winkelauflösung ist dann durch das Verhältnis von Wellenlänge und der längsten Basislinie B gegeben. Diese Technik kommt seit langer Zeit im Radiobereich zum Einsatz und hat sich auch im optischen und infraroten Wellenlängenbereich etabliert.

Allerdings bringt die interferometrische Kopplung auch Nachteile mit sich: eine vom Blickwinkel abhängige Richtcharakteristik und ein schwaches Signal bei der höchsten Auflösung. Im mittleren Infraroten stößt man auf einen weiteren Nachteil: Die komplexe Spiegel- oder Lichtleiteroptik, welche die Strahlen interferometrisch vereinigt, lässt sich nur sehr aufwändig ausreichend kühlen, um eine hohe Hintergrundbelastung im thermischen Infraroten zu vermeiden. Die Strahlvereineroptik selbst leuchtet sogar bei hohem Reflexionsvermögen oder hoher Transmission so stark, dass sie die empfindlichen Messungen erschwert oder sogar verhindert.

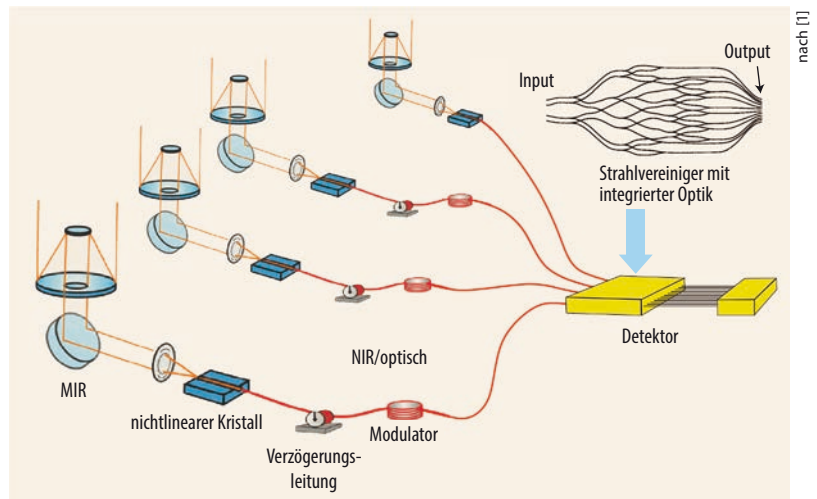


Abb. 1 Bei einem Teleskoparray (hier mit vier Elementen) für den mittleren Infrarotbereich (MIR) sammeln die Spiegel (links) die Strahlung und lenken sie auf einen nichtlinearen Kristall zur Frequenzumsetzung mit dem Pumpplaser-Signal, dessen Verlauf hier nicht gezeigt ist. Nach diesem Mischvorgang lassen sich

ohne zusätzliche Hintergrundbelastung die warmen Verzögerungsleitungen, der Modulator sowie der Strahlvereiner bis hin zum Detektor-Array durchlaufen. Schließlich könnte ein Strahlvereiner in integrierter Optik [5, 6] zum Einsatz kommen, der hier schematisch noch einmal getrennt dargestellt ist.

Eine Lösung dieses Problems präsentieren nun Pascaline Darré von der Universität Limoges in Frankreich und Kollegen. Ihnen ist es erstmals gelungen, unter realistischen Messbedingungen am Teleskop Interferometrie zu betreiben, indem sie die infraroten Signale mit „Hochmischung“ („up-conversion“) auf höhere Frequenzen brachten [1]. Damit ist eine hohe räumliche und spektrale Auflösung möglich.²⁾

Der Prototyp wurde bei einer Wellenlänge von 1,55 μm im Nahinfraroten (NIR) zusammen mit dem Teleskoparray am Zentrum für Hochauflösende Astronomie (CHARA) am Mount Wilson Observatorium betrieben. Das Licht einer astronomischen Quelle wird in einem nichtlinearen Kristallwellenleiter mit dem Licht eines Pumpasers kombiniert. Durch Summenfrequenzzeugung (SFG) lässt sich das Signal dann in jedem Interferometerarm mit Hilfe eines periodisch gepolten Lithiumniobat-Wellenleiters auf eine höhere Frequenz umwandeln [2]. Dieses Verfahren ist intrinsisch sehr rauscharm, da nur je ein Signal- und ein

Pump-Photon ein aufwärts-konvertiertes Photon erzeugen [3].

Das Licht des Pumpasers wird an alle Teleskope des Arrays geschickt, um die Kohärenz zwischen den hochgemischten interferometrischen Signalen sicherzustellen. Bei Verwendung eines monochromatischen Pumpasers ist das SFG-Verfahren auch stark spektral selektiv. Dies spiegelt sich in der hohen spektralen Auflösung der Messapparatur wider. Die schmale Bandbreite erhöht die Kohärenzlänge des interferometrischen Signals und vereinfacht die interferometrische Strahlvereinigung. Im SFG-Prozess erzeugt der Pumpaser allerdings während der Lichtumsetzung Störsignale, die vom Pumpenleistungspegel abhängen. Hier gilt es, noch einen Kompromiss zwischen dem Beitrag des zusätzlichen Rauschens und der Konversionseffizienz η zu finden. Der Wert von η liegt im NIR-Bereich nahe 10 Prozent, kann aber in den MIR-Bereich hinein deutlich abnehmen. Für den vorgestellten Prototyp beträgt die Bandbreite des astronomischen Signals 0,6 nm bei einer auf 1,55 μm zentrierten Band-

1) Genauer ist A dabei die volle Halbwertsbreite der Richtcharakteristik (in Radian), d. h. das Empfindlichkeitsdiagramm des (Antennen-) Spiegels.

2) Das Experiment ist Teil des Projekts ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis), das zum Ziel hat, nichtlineare Optik in interferometrische Kameras zu integrieren.

mitte. Das Licht wird mit einer Effizienz von sechs Prozent auf eine Zentralwellenlänge von 631 nm im sichtbaren Bereich konvertiert. Dazu transportiert man einen 30 mW-Pumplaserstrahl mit einer Wellenlänge von 1,064 μm über einen 50/50-Faserkoppler zu je zwei Teleskopen.

Das erfolgreiche Experiment stellt einen wichtigen Schritt für die Entwicklung zukünftiger Instrumente für den MIR-Bereich dar, vor allem für Wellenlängen von 3 bis 12 μm . Dieser Bereich lässt sich vom Boden aus in einigen atmosphärischen Bändern mit guter Transmissivität nutzen. Aber selbst der Bereich von 12 bis 30 μm könnte sich durch ungekühlte oder nur passiv (durch Abstrahlung in den Weltraum) gekühlte Instrumentierung der hier beschriebenen Art erfolgreich bedienen lassen. In diesem Fall muss das Gerät auf einem Flugzeug oder einem Satelliten mitfliegen. Erste vielversprechende Laborergebnisse bei einer Wellenlänge von 3,39 μm liegen vor [4].

Für den zukünftigen Betrieb im MIR erlaubt es eine sehr nahe am Teleskop-Fokus implementierte Frequenzumsetzung, die störende thermische Emission der nachfolgenden interferometrischen Faser- und Spiegelsysteme zu umgehen (Abb. 1). Dies ist besonders vorteilhaft, wenn die Anzahl der Teleskope im Array groß ist. Bei

N Teleskopen beträgt die Anzahl der Basislinien, also die Anzahl unterschiedlicher Teleskop-Paare, $P = N(N - 1)/2$. Die thermische Belastung wächst also quadratisch mit der Zahl der Teleskope. Bei einer Umsetzung in den optischen Wellenlängenbereich könnte die für jede Basislinie erforderliche zeitabhängige Kompensation der Weglängenunterschiede zwischen den Spiegeln und den Weglängenmodulatoren nach der Frequenzumsetzung erfolgen. Daher lassen sich statt teurer und komplexer MIR-Detektoren relativ kostengünstige und empfindliche Photonenzähldetektoren mit hoher Quantenausbeute und niedrigen Dunkelströmen einsetzen.

Das Verfahren von Darré und Kollegen erlaubt jetzt schon einen realistischen Messbetrieb an einem Observatorium. Für vorhandene Interferometer im Optischen und nahen Infrarot erweitert die neue Methode den Messbereich sehr gut zu kurzen MIR-Wellen hin. Für den langwelligeren MIR-Bereich stellt das Heruntermischen in den Radiobereich bei vergleichbarer Bandbreite und Effektivität eine technisch gut zu realisierende Alternative dar [7]. Daher erscheint es plausibel, dass mit der Inbetriebnahme des James-Webb-Weltraumteleskops [8] und neuer MIR-Instrumentierung an Großteleskopen, z. B. die geplante

Infrarotkamera METIS am European Large Telescope der ESO in Chile [9], sowohl die Möglichkeiten als auch das Interesse an diesem interessanten Wellenlängenbereich weiter zunehmen werden. Mischer mit mehreren SFG-Einheiten können dann Bandbreite und Empfindlichkeit der Instrumentierung mit mehreren größeren Spiegeln weiter steigern.

Andreas Eckart

Prof. Dr. Andreas Eckart, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zulpicher Str. 77, 50937 Köln und Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn

- [1] P. Darré et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 233902 (2016)
- [2] R. W. Boyd, Opt. Eng. **16**, 166563 (1977)
- [3] W. H. Louisell, A. Yariv und A. E. Siegman, Phys. Rev. **124**, 1646 (1961)
- [4] L. Szemendera et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. **457**, 3115 (2016)
- [5] L. Jocou et al.; Proc. SPIE **7734**, 30 (2010)
- [6] C. Straubmeier et al., Proc. SPIE **9146**, 29 (2014)
- [7] G. Sonnabend et al., A&A **435**, 1181 (2005)
- [8] G. S. Wright et al.; Publ. Astron. Soc. Pac. **127**, 595 (2015)
- [9] B. R. Brandl et al.; Proc. SPIE **9908**, 20 (2016)