

Die (fast) perfekte Welle

Ein kalter Siliziumkristall liefert die monochromatischste Strahlung, die je erzeugt wurde.

Der Laser ist geradezu das Synonym für Monochromasie – der Eigenschaft einer elektromagnetischen Welle, eine wohldefinierte Frequenz zu besitzen. Nicht zuletzt deshalb hat der Laser in Messtechnik, Atom- und Molekülspektroskopie und Quantenoptik für gewaltige Fortschritte gesorgt. Aber wie monochromatisch kann ein Laser sein? Seine Frequenz hängt von der optischen Weglänge des Laserresonators ab, die ihrerseits von der geometrischen Länge und vom Brechungsindex bestimmt ist. Verschiedene Einflüsse wie akustische Druckschwankungen, Vibrationen, thermische Ausdehnung, Leistungsschwankungen von Pump- oder Laserlicht sowie thermodynamische und quantenmechanische Schwankungen verändern die optische Weglänge und somit die Emissionsfrequenz. Sie unterliegt Fluktuationen auf allen Zeitskalen, von μs zu Stunden.

Die derzeit frequenzstabilsten (kommerziellen) Laserquellen erreichen bereits eine relative Unschärfe der Frequenz ν von bis zu $\Delta\nu/\nu \approx 1 \times 10^{-12}$ – allerdings nur über kurze Zeiten (ms). Über längere Zeiten ist die Unschärfe um mehrere Größenordnungen höher, was für die höchstauflösende Spektroskopie an kalten Atomen und Molekülen bei Weitem nicht ausreicht.

Die etablierte Methode, um die Frequenzstabilität eines Lasers zu erhöhen, besteht darin, einen optischen Referenzresonator einzusetzen, meist ein starrer Hohlzylinder mit fest verbundenen Spiegeln an beiden Enden, der in einer Vakuumkammer betrieben wird. Zur aktiven Frequenzstabilisierung wird nun kontinuierlich ein Teil der Ausgangswelle des Lasers in den Referenzresonator eingekoppelt. Aus jeder kleinsten Abweichung zwischen der Frequenz des Lasers und der des Resonators wird ein Steuersignal für ein Frequenzstellglied am Laser erzeugt, der so die Frequenzstabilität des Referenzresonators übernimmt (Abb. 1).

Nun hat ein Team der PTB Braunschweig um Thomas Kessler, in Kooperation mit Forschern aus dem JILA (Boulder, USA), einen Laser entwickelt, der einen Referenzresonator aus Silizium bei 124 Kelvin einsetzt (Abb. 2). Sie konnten damit eine relative Frequenzinstabilität von $\Delta\nu/\nu \approx 1 \times 10^{-16}$ auf der Zeitskala 0,1 – 2 s erreichen [1]. Das ist (für diese Zeitskala) der niedrigste bis heute erreichte Wert für jede Art von Oszillator.

Bei der aktiven Frequenzstabilisierung wird die Laserfrequenz auf die Spitze der Resonanzlinie einer Resonatormode stabilisiert. Zusammen mit perfektionierten Spiegeln – Reflexionswerte von 0,99999 sind heute Standard – ergeben sich für die optischen Linienbreiten der Moden eines typischen, 10 Zentimeter langen Referenzresonators relative Werte von ca. 1×10^{-11} . Damit lässt sich die Ungenauigkeit der Stabilisierung auf unter 10^{-17} reduzieren.

Entscheidend ist daher die intrinsische Stabilität des Referenzresonators. Da er „leer“ ist, kann der Brechungsindex nicht fluktuieren. Er lässt sich auch gut in seiner Temperatur stabilisieren sowie von der Umgebung isolieren. Dennoch ist ein Material mit möglichst niedrigem Ausdehnungskoeffizienten

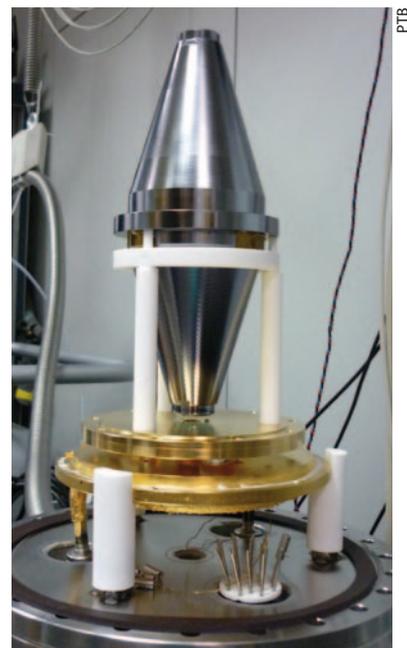


Abb. 2 Dieser Referenzresonator aus einkristallinem Silizium ist das Kernstück des höchststabilen Lasers.

notwendig [2].¹⁾ Weitere Entwicklungen sind aktive Systeme zur Schwingungsunterdrückung und eine minimierte Empfindlichkeit auf Beschleunigung durch geeignete Resonator-Formen [3].

Besonders herausfordernd ist nun, dass das Verfahren auf eine fundamentale (klassische) Grenze stößt: das thermische Rauschen des Referenzresonators [4] – das Pendant zur Brownschen Molekularbewegung: Da die Atome des Festkörpers thermisch schwingen, fluktuiert die makroskopische Länge des Resonators. Das Amplitudenspektrum der Fluktuationen besitzt dabei eine charakteristische $f^{-1/2}$ -Abhängigkeit (f ist die Frequenz der Fluktuationen), die sich direkt auf die Frequenzfluktuationen des stabilisierten Lasers überträgt: Seine Frequenzinstabilität lässt sich durch längere Mittelungszeit nicht verringern, wie es z. B. beim „weißen Rauschen“ möglich ist. Mit 30 bis 40 cm langen Resonatoren und einem Spiegelsubstrat, das geringe mechanische Verluste (innere Reibung) aufweist, ließen sich Frequenzinstabilitäten von 2×10^{-16} bei Raumtemperatur erzielen [5].

1) Zunächst kam das Material Invar zum Einsatz, dann Gläser mit einem Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten in der Nähe der Raumtemperatur und schließlich dielektrische Kristalle bei Temperaturen des flüssigen Heliums.

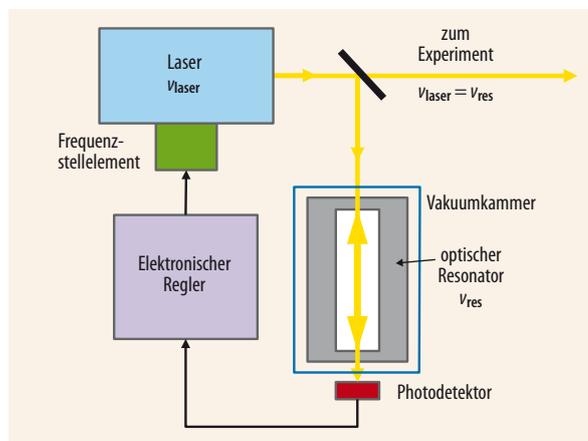


Abb. 1 Höchste Frequenzstabilität lässt sich bei einem Laser erreichen, indem die Frequenz der Laserwelle kontinuierlich mit der stabilen Eigenfrequenz eines optischen Stehwellenresonators verglichen und präzise auf diese abgeglichen wird.

Weitere Fortschritte sind möglich, wenn der Referenzresonator auf tiefe Temperaturen gekühlt wird [2]. Dann stehen mehr Materialien mit geringem thermischen Ausdehnungskoeffizient für Resonator und Spiegelsubstrat zur Wahl. Einkristalline Materialien können zudem frei von mechanischer Relaxation sein [6]. Bereits in den 90er-Jahren kamen kryogene optische Resonatoren aus Saphir für Tests der Lorentz-Invarianz und Raum-Zeit-Fluktuationen zum Einsatz [7].

Kessler et al. haben nun mit großem Erfolg einen Resonator aus Silizium verwendet. Sie nutzten aus, dass Silizium einen Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten bei $T = 124$ K besitzt und dass dielektrische Kristalle wie Silizium bei niedriger Temperatur geringere mechanische Verluste aufweisen als das üblicherweise bei Raumtemperatur eingesetzte Glas. Auch skaliert die Rauschstärke mit $T^{1/2}$. Der verwendete Kryostat ist kompakt, mit kaltem Stickstoffgas gekühlt, frei von Vibrationen von Pumpen o. Ä. und für den automatischen Betrieb geeignet. Als Laser wurde ein handelsüblicher Faserlaser bei $1,5 \mu\text{m}$ eingesetzt. Außerdem optimierten Kessler et al. die Resonatorform, um sie möglichst unempfindlich auf Restvibrationen der Umgebung zu machen (Abb. 2).

Damit lässt sich routinemäßig eine nahezu perfekte optische Welle erzeugen (Abb. 3). Da es sich hier um einen Rekordwert der Frequenzsta-

bilität handelt, stellt sich die Frage, wie dieser überhaupt messbar ist. Üblicherweise ist zur Charakterisierung eines Oszillators ein stabilerer, eben ein Referenzoszillator nötig. Da dies hier nicht möglich war, bedienen sich die Forscher des „Dreieckvergleichs“: Mit zwei „schlechteren“ Oszillatoren lässt sich ein besserer charakterisieren, indem man gleichzeitig jeweils zwei Oszillatoren über deren Schwebungssignal vergleicht und dann die Daten statistisch analysiert. Zu betonen ist, dass sich die bei einer ganz bestimmten optischen Frequenz erreichte Rekord-Frequenzstabilität mit Hilfe geeigneter optischer Frequenzkämme prinzipiell auf nahezu jede andere elektromagnetische Welle, vom Radiofrequenz- über den Infrarot- bis in den UV-Bereich transponieren lässt.

Ziel und Motivation dieser Arbeit sind genauere und stabilere optische Atomuhren. Diese benötigen zur Abfrage des atomaren Referenzübergangs einen extrem schmalbandigen Laser („Uhrenlaser“), der auf einer Zeitskala 0,1 bis 10 s (die ein mehrfaches Abfragen des Referenzübergangs ermöglicht) ausreichend frequenzstabil ist. Verbesserungen bei der Stabilität des Uhrenlasers lassen sich im optimalen Fall direkt in stabilere optische Uhren umsetzen. Daneben ist die Arbeit von Kessler et al. auch für fundamentale Tests der Lorentz-Invarianz oder für die Radioastronomie von großem Interesse.

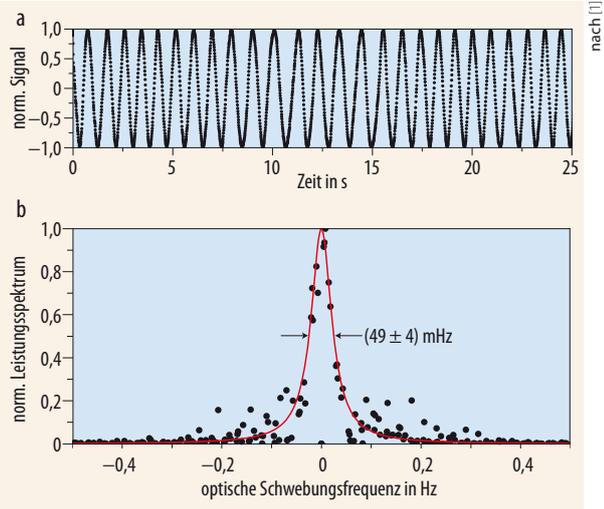


Abb. 3 Schwebungssignal (Photostrom) zwischen der Laserwelle des kryogenen Resonatorsystems und der eines konventionellen Systems (a): Die sehr gleichmäßige Schwingung impliziert eine sehr hohe Frequenzstabilität beider Systeme. Das über fünf Einzelmessungen gemittelte Leistungsspektrum des Schwebungssignals (b) zeigt, dass die Linienbreite des kryogenen Systems allein kleiner als 35 mHz ist, was einer Kohärenzzeit von 10 s und einer Kohärenzlänge von drei Millionen Kilometer entspricht.

Erstaunlich ist vielleicht, dass für die optischen Atomuhren, die die präzisesten Messungen der Physik überhaupt liefern, immer noch ein makroskopischer Block Materie (der Referenzresonator) essenziell ist, der an das Urmeter in Paris erinnert. Gibt es eine Alternative? Möglicherweise ja: eine Kombination aus einem kubikmillimetergroßen makroskopischem Körper und atomaren Referenzen, nämlich ein mit Europium-Ionen dotierter Wirtskristall. Hiermit wurden kürzlich erfolgversprechende Ergebnisse erzielt [8], sodass man gespannt sein darf, welche Methode den nächsten Rekordwert für Monochromasie liefern wird.

Stephan Schiller

KURZGEFASST

■ SUSY unter Druck?

B-Mesonen, gebundene Zustände mit b-Quarks/Antiquarks, erlauben präzise Tests des Standardmodells der Teilchenphysik, da Quantenfluktuationen von noch unentdeckten Teilchen ihre Zerfälle beeinflussen können. Die LHCb-Kollaboration am CERN hat nun erste Evidenz gefunden für den sehr seltenen Zerfall $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Nur drei von einer Milliarde Mesonen nehmen demnach diesen Weg – in völliger Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Sollte sich dieses Ergebnis bestätigen, wird der Spielraum für supersymmetrische Theorien (SUSY) enger, da die damit verknüpften neuen Teilchen zu einer höheren Zerfallswahrscheinlichkeit führen sollten.

LHCb collaboration, arXiv:1211.2674 [hep-ex], erscheint bei Phys. Rev. Lett.

■ Tiefgekühlte Moleküle

Die Laserkühlung, das Standard-Kühlverfahren für Atome, versagt bei Molekülen aufgrund der komplexen Niveaustuktur. Am MPI für Quantenoptik in Garching wurde nun aber eine neue Methode entwickelt – die optoelektrische Sisyphus-Kühlung –, die den Stark-Effekt ausnutzt und sich für polare Moleküle eignet. Mit wenigen Wiederholungen des zyklischen Prozesses ist es gelungen, CH_3F -Moleküle von 390 auf 29 Millikelvin abzukühlen.

M. Zeppenfeld et al., Nature **491**, 570 (2012)

- [1] T. Kessler et al. Nature Photonics, DOI: 10.1038/NPHOTON.2012.217 (2012)
- [2] S. Seel, R. Storz, G. Ruoso, J. Mlynek und S. Schiller, Phys. Rev. Lett. **78**, 4741 (1997)
- [3] J. Millo et al., Phys. Rev. A **79**, 053829 (2009) und Referenzen darin.
- [4] K. Numata et al. Phys. Rev. Lett. **93**, 250602 (2004)
- [5] Y. Y. Jiang et al., Nature Photonics **5**, 158 (2011)
- [6] R. Storz, C. Braxmaier, K. Jäck, O. Pradl und S. Schiller, Opt. Lett. **23**, 1031 (1998)
- [7] P. Antonini et al. Phys. Rev. A **71**, 05010 (2005); S. Schiller et al., Phys. Rev. D **69**, 797 (2004)
- [8] M. J. Thorpe et al., Nature Photonics **5**, 688 (2011); Q.-F. Chen et al. Phys. Rev. Lett. **107**, 223202 (2011)

Prof. Stephan Schiller, Ph.D., Institut für Experimentalphysik, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Universitätsstr. 1, 40225 Düsseldorf