

# Ultrastabile Laser

Uwe Sterr\*

## 1. Einleitung

Mit der Erfindung des Lasers im Jahr 1960 steht eine Lichtquelle zur Verfügung, die im Prinzip eine fast perfekte kontinuierliche Lichtwelle aussenden kann. In der Praxis ist die Phase des Wellenzugs allerdings gestört – meist durch äußere Einflüsse, wie Vibrationen oder Temperaturfluktuationen, aber auch durch fundamentale Begrenzungen wie Quantenrauschen durch die spontane Emission von Photonen in den Laserresonator [Schawlow1958].

Im Licht eines typischen kommerziellen Lasers gerät der Wellenzug nach wenigen Mikrosekunden bis zu wenigen Millisekunden aus dem Takt. Diese sogenannte Kohärenzzeit  $t_c$  entspricht einer Linienbreite  $\Delta\nu = 1/\pi \cdot t_c$  der Strahlung von einigen kHz bis zu MHz. Wegen der Größe der Lichtgeschwindigkeit ist trotz der kurzen Kohärenzzeit die Länge des kohärenten Wellenzugs sehr groß und liegt bei 300 m bis 300 km. Das ist deutlich größer als der Wegunterschied in üblichen Interferometern und hat daher zur großen Bedeutung des Lasers für die Längenmesstechnik geführt.

Allerdings gibt es noch viele weitere Anwendungen, für die die Kohärenzzeit eines normalen handelsüblichen Lasers bei weitem nicht ausreicht. Vor allem bei der Wechselwirkung mit gespeicherten Atomen und Ionen können Wechselwirkungszeiten von einigen zehn Sekunden erreicht werden, während derer die Laserstrahlung kohärent bleiben muss. Das findet Anwendungen in optischen Atomuhren (siehe „Optische Uhren und ihre Anwendung in der Geodäsie“ in diesem Heft), Quantencomputern, Quantenkommunikation und Atominterferometern [Hogan2016]. Extreme Anforderungen an die Kohärenz werden auch in Gravitationswellendetektoren gestellt. So wird z. B. der geplante Gravitationsdetektor im Weltraum LISA eine Armlänge von 2,5 Millionen Kilometern haben. Daneben gibt es Anwendungen in der Radioastronomie (VLBI) bei kurzen Wellenlängen [Rioja2012], bei neuartigem Radar [Ghelfi2014], der Suche nach dunkler Materie [Derevianko2014] und zum Test fundamentaler physikalischer Theorien [Michimura2013].

Viele Arbeitsgruppen arbeiten daher intensiv daran, die Frequenzstabilität und damit die Kohärenzzeit der Laser durch verschieden Methoden immer weiter zu verbessern. Ähnlich wie bei den Uhren hat sich auch die Stabilität der besten Laser während der zurückliegenden Jahrzehnte stetig verbessert (Abbildung 1). Die wesentlichen Prinzipien und die Tricks werden im Folgenden näher vorgestellt.

\* Dr. Uwe Sterr, Arbeitsgruppe „Längeneinheit“, PTB Braunschweig, E-Mail: [uwe.sterr@ptb.de](mailto:uwe.sterr@ptb.de), <https://orcid.org/0000-0001-5661-769X>

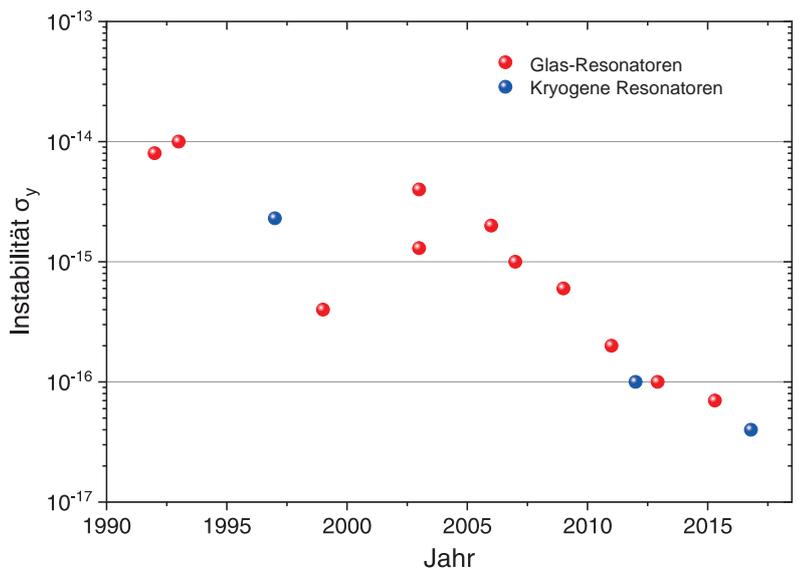


Abbildung 1: Entwicklung der Instabilität  $\sigma_y$  von ultrastabilen Lasern während der vergangenen 25 Jahre (S. Häfner, priv. Mitteilung)

### 1.1 Frequenzstabilisierung mit Resonatoren

Da der Laser selbst nicht einfach isoliert werden kann, geht man zur Verbesserung seiner Kohärenz einen anderen Weg, indem die Laserfrequenz elektronisch an eine stabile Referenzfrequenz angehängt wird. Im Prinzip können dazu schmale atomare oder molekulare Absorptionslinien in Gasen [Olson2016] oder Festkörpern [Cook2015] verwendet werden. Für die zurzeit besten Systeme werden jedoch evakuierte optische Fabry-Perot-Resonatoren als Referenz verwendet. Die Resona-

toren bestehen aus zwei gekrümmten Spiegeln mit geringer Transmission in einem festen Abstand  $L$ , zwischen denen das Licht hin- und her reflektiert wird. Es wird ausgenutzt, dass nur dann Licht im Resonator umlaufen kann, wenn genau ein Vielfaches der halben Wellenlänge zwischen die Spiegel passt. Das führt zu Resonanzen, die umso schärfer sind, je öfter das Licht hin- und herläuft. Bei den besten Resonatoren reflektieren die Spiegel  $R = 99.9995\%$  des einfallenden Lichts und das Photon läuft im Mittel eine halbe Million Mal hin und her, bevor es absorbiert wird oder den Resonator wieder verlässt. Die Linienbreite dieser Resonanz ist  $\Delta\nu = (c/2L) / F$  mit der Finesse  $F = \pi/(1-R)$ . Bei einer Finesse von 600 000 und typischen Resonatorlängen  $L = 10$  cm entspricht das Breiten von wenigen kHz.

Für Laserlinienbreiten im Bereich weniger Millihertz muss die Abweichung der Laserfrequenz von der Resonatorfrequenz sehr empfindlich detektiert werden. Das Fehlersignal wird verstärkt dem Laser so zurückgeführt, dass die freilaufenden Frequenzfluktuationen unterdrückt werden. Da freilaufende Laser-Linienbreiten bis zu einigen hundert Kilohertz betragen, muss diese Regelung sehr schnell auf Frequenzänderungen des Lasers reagieren. Es wird daher meist das Pound-Drever-Hall-Verfahren [Drever1983] benutzt, dessen Reaktionszeit nicht durch die lange Speicherzeit des Lichts im Resonator limitiert ist. Es benutzt das vom Resonator reflektierte Licht, das sich aus der Interferenz des am Einkoppelspiegel reflektierten Lichts mit dem aus dem Resonator austretenden umlaufenden Lichtfeldes ergibt. Die Phasenverschiebung zwischen den beiden Feldern hängt von deren Verstimmung ab. Um diese Phase zu detektieren wird die Phase des eingestrahlt Lichts sinusförmig mit einer Frequenz oberhalb der Resonatorlinienbreite moduliert, und neben der ursprünglichen Trägerfrequenz werden symmetrische Modulationsseitenbänder erzeugt. Die Phasenverschiebung bei der Reflexion am Resonator führt zu einer Phasenverschiebung des resonanten Trägers, wogegen die nicht resonanten Seitenbänder ohne Phasenverschiebung reflektiert werden. Die Überlagerung von Träger und Seitenbändern im reflektierten Licht führt so zu einer synchronen Amplitudenmodulation, die von der Phasenverschiebung und damit von der Frequenzverstimmung des Lasers von dessen Resonanz abhängt. Nach einer phasenempfindlichen Gleichrichtung mit der Modulationsfrequenz ergibt sich ein dispersionsartiges elektrisches Fehlersignal, das verstärkt und gefiltert auf den Laser zurückgeführt wird. Mit diesem elektronischen Regelkreis wird die Laserfrequenz auf die Resonanz stabilisiert. Da die Modulationsfrequenz von einigen Megahertz weit oberhalb des Bereichs des technischen Amplitudenrauschens des Lasers liegt, ist das Rauschen

der Methode durch das Quanten- oder Schrotrauschen der detektierten Photonen gegeben. Selbst bei Lichtleistungen von wenigen Mikrowatt führt das jedoch nur zu Beiträgen zur Linienbreiten von weit unter einem Millihertz.

Von stärkerem Einfluss sind technische Unzulänglichkeiten. So sind Phasenmodulatoren nicht perfekt und erzeugen immer eine kleine zusätzliche Amplitudenmodulation. Ähnlich wirken sich unerwünschte Interferenzen durch Streulicht im optischen Strahlengang aus. Diese zeitlich schwankende Amplitudenmodulation verschiebt den Regelpunkt weg von der exakten Resonatoreigenfrequenz und verschlechtert die Frequenzstabilität. Bei den besten Systemen wird daher die Rest-Amplitudenmodulation des Lichts direkt vor der Einkopplung in den Resonator gemessen und in einem weiteren Regelkreis zu Null geregelt [Zhang2014].

### 1.2 Technische Einflüsse

Durch die elektronische Regelung folgt die Laserfrequenz der Eigenfrequenz des Resonators. Aber selbst dann kann die Laserfrequenz nur so stabil wie die Eigenfrequenz des Resonators  $\nu_{\text{Res}}$  sein. Die relative Frequenzstabilität des Lasers ist  $\Delta\nu_{\text{Res}} / \nu_{\text{Res}} = -\Delta L/L$ , d. h. sie entspricht genau der relativen Stabilität der optischen Weglänge  $L$  zwischen den Resonatorspiegeln. Für eine relative Frequenzstabilität von  $10^{-16}$  muss z. B. die Länge eines 10 cm langen Resonators auf  $10^{-17}$  m konstant gehalten werden, was weniger als ein Hundertstel des Durchmessers eines Protons ( $1,7 \times 10^{-15}$  m) beträgt. Die wesentlichen Einflussgrößen sind Temperatur, Vibrationen und Druckschwankungen.

Viele Resonatoren verwenden spezielle Gläser als Abstandshalter, die bei einer bestimmten Temperatur  $T_0$  einen Nullpunkt ihres Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha(T) \approx a \cdot (T - T_0)$  besitzen (bei ULE®-Glas von Corning ist  $a \approx 1,5 \cdot 10^{-9}/\text{K}^2$ ) und man versucht, den Resonator bei einer Temperatur  $T$  möglichst dicht bei  $T_0$  zu betreiben. Trotzdem muss bei einer realistischen Abweichung von  $T - T_0 \approx 50$  mK die Temperatur immer noch besser als  $1,3 \mu\text{K}$  konstant gehalten werden, um weniger als  $10^{-16}$  relative Frequenzfluktuationen zu erhalten.

Auch der Druck beeinflusst über den Brechungsindex die Frequenz des Resonators mit einer Sensitivität von  $-3 \cdot 10^{-9}/\text{Pa}$ . Entsprechend muss auch der Restdruck des Vakuums auf besser als  $3 \cdot 10^{-8}$  Pa konstant sein.

Sehr hohe Anforderungen werden an die Vermeidung von mechanischen Störungen gelegt. Jede Kraft, die auf den Resonator einwirkt, führt zu mechanischen Deformationen und damit zu Längenänderungen. Für einen zylindrischen Abstands-

halter aus Glas von 10 cm Länge und 5 cm Durchmesser führt bereits eine Kraft von 13 Nanonewton (der Gewichtskraft von 1,3  $\mu\text{g}$ , etwa ein Hundertstel eines Sandkorns) auf die Enden des Resonators zu einer relativen Längenänderung von  $10^{-16}$ . Über die Halterung des Resonators, z. B. durch Auflage auf vier Punkten, können solche Kräfte leicht auf den Resonator einwirken. So kann die thermische Ausdehnung der Halterung bereits die Resonatorlänge ändern. Noch störender sind Kräfte, die durch Vibrationen auf den Resonator einwirken. Mit kommerziellen Vibrationsisolationssystemen liegen die verbleibenden Vibrationsamplituden bei ca. 1  $\mu\text{g}$  ( $g$  ist hier die Fallbeschleunigung) und die Kräfte am oben angegebenen Resonator (Masse  $m = 0,5 \text{ kg}$ ) angreifenden Kräfte bei 5  $\mu\text{N}$ . In den letzten Jahren ist es gelungen, die Einflüsse dieser Kräfte auf den Resonator mit Finite-Elemente-Methoden zu berechnen. Durch Ausnutzung von Symmetrien und Optimierung der Resonatorgeometrie konnte erreicht werden, dass diese Kräfte den Resonator nur so verformen, dass dabei der Spiegelabstand nicht beeinflusst wird [Notcutt2005, Nazarova2006].

### 1.3 Fundamentale Begrenzungen

Sind alle diese technischen Störungen ausgeschaltet, verbleibt ein fundamentaler Effekt: Bei einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts führt die thermische Bewegung der Atome in den Bestandteilen des Resonators zu Fluktuationen der optischen Resonatorlänge. Nach dem Fluktuations-Dissipations-Theorem sind die Fluktuationen proportional zur Temperatur und zum mechanischen Dissipationsfaktor  $\phi$ . So ist bei Spiegelsubstraten aus Gläsern mit niedrigem Ausdehnungskoeffizient bereits das Rauschen des Spiegelsubstrats dominierend, sodass Spiegelsubstrate aus Quarzglas ( $\phi \approx 10^{-8}$ ) verwendet werden. Zur Kompensation deren hoher thermischer Ausdehnung werden häufig auf die Rückseite Ringe aus ULE optisch kontaktiert [Legero2010]. In Resonatoren mit Abstandshaltern aus ULE oder Silizium liefert dann die nur wenige  $\mu\text{m}$  dicke hochreflektierende Spiegelschicht aus amorphen dielektrischen Materialien (z. B.  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) durch ihre hohen mechanischen Verluste den weitaus größten Beitrag zu den Fluktuationen der optischen Resonatorlänge [Numata2004, Kessler2012].

Die Längenfluktuationen  $\delta L$  durch die Spiegeloberfläche tragen umso weniger zu den relativen Längenänderungen  $\delta L/L$  bei, je länger der Resonator ist. Eine Möglichkeit zur Verringerung des Rauschens ist daher die Verwendung eines langen Resonators. So verwenden die Gruppen am NIST in Boulder, USA Resonatoren mit 30–40 cm Länge. In der PTB haben wir einen 48 cm langen Resonator für die Sr-Gitteruhr aufgebaut, der im folgenden Kapitel im Detail vorgestellt wird.

Eine andere Möglichkeit ist der Betrieb der Resonatoren bei niedrigen Temperaturen. So gibt es Resonatoren, die bei 1,9 K [Wiens2014], 4 K [Nagel2013] oder 124 K [Kessler2012] betrieben werden. In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Jun Ye am JILA/NIST in Boulder, USA wurden an der PTB zwei Systeme basierend auf Silizium-Resonatoren mit 21 cm Länge bei 124 K aufgebaut [Matei2017].

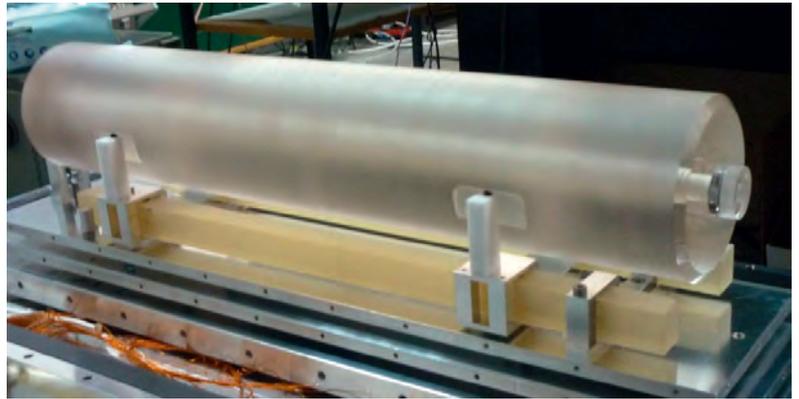


Abbildung 2: Foto des 48 cm Resonators [Häfner2015] für die Strontium-Gitteruhr der PTB

## 2. Praktische Realisierungen

### 2.1. Lange Resonatoren bei Raumtemperatur

Lange Resonatoren sind vorteilhaft für ein geringes thermisches Rauschen. Sie stellen allerdings erhöhte Anforderungen an die Temperaturstabilität und an die Unterdrückung der Vibrationen. Beim System der PTB [Häfner2015] wird ein 48 cm langer ULE-Abstandshalter mit einem Durchmesser von 9 cm verwendet, der horizontal in vier Ausschnitten auf kleinen Elastomer-Kugeln (Viton) aufliegt (Abbildung 2). Zur guten Temperaturstabilität ist der Resonator im Vakuum von drei konzentrischen Wärmeschilden umgeben, von denen das äußere aktiv temperaturstabilisiert wird. Zusätzlich wird die Temperatur der Aluminium-Vakuumkammer elektronisch stabilisiert. Die verbleibenden Temperaturschwankungen des Resonators betragen weniger als 120  $\mu\text{K}$  über mehrere Tage.

Die Position der Kugeln wurde durch Finite-Element-Modellierung so optimiert, dass die Längenänderungen durch Vibrationen minimiert werden. Die genaue Position der Kugeln wurde experimentell durch Messung der Vibrationssensitivität in Abhängigkeit von der Kugelposition bestimmt.

Dabei wurde beobachtet, dass verbleibende Asymmetrien durch die überbestimmte Lagerung auf vier Punkten zu schlechter Reproduzierbarkeit der Messungen führte. Deshalb wurde die Lage-

rung so modifiziert, dass zwei der Auflagepunkte über eine Wippe verbunden sind. Damit werden die Auflagekräfte symmetrisiert und eine gute Reproduzierbarkeit erreicht, die es gestattet, eine letzte Optimierung durch Verschieben der Kugeln durchzuführen. Es wurde so eine Empfindlichkeit auf Beschleunigungen von unter  $2 \cdot 10^{-10}/g$  erreicht. Mit all diesen Maßnahmen konnte eine Frequenzinstabilität von  $\sigma_y(\tau) \leq 10^{-16}$  für Mittelungszeiten  $\tau$  zwischen 1 s und 1000 s erreicht werden (Abbildung 9).

## 2.2 Kryogene Silizium-Resonatoren

Gegenüber Gläsern bietet Silizium mehrere Vorteile: es hat eine sehr geringe mechanische Dissipation  $\phi$ , eine um einen Faktor drei höhere Steifigkeit und als einkristallines Material keine alterungsbedingte Längenänderung. Der Nulldurchgang des Ausdehnungskoeffizienten liegt bei 124 K, was technisch aufwendiger zu erreichen ist. Die niedrige Temperatur reduziert aber auch das thermische Rauschen. Bei dem in Kooperation mit dem JILA in Braunschweig aufgebauten System wird ein 21 cm langer Resonator in einer Doppel-Kegel-Geometrie verwendet, der an einem zentralen Ring auf drei Punkten aufliegt (Abbildung 3). Die Geometrie wurde mit Finite-Elemente-Rechnungen auf minimale Vibrationsempfindlichkeit optimiert. Außerdem lässt sich die Empfindlichkeit aufgrund der kristallinen Anisotropie von Silizium durch Rotieren des Resonators um seine vertikale Achse noch experimentell minimieren.

Abbildung 3:  
Silizium-Resonator  
und vibrations-  
unempfindliche  
Halterung



Der Resonator ist in einer Ultrahochvakuum-Kammer innerhalb zweier Kühlschilder montiert. Das äußere Kühlschild wird durch kaltes Stickstoff-Gas, das aus einem Flüssig-Stickstoff Vorratsgefäß verdampft wird, auf die Nulldurchgangstemperatur gekühlt (Abbildung 4). Durch Steuerung des Durchflusses wird die Temperatur aktiv geregelt, wobei die Fluktuationen unter einem mK liegen.

Mit dem System wurde eine Frequenzdrift von unter  $5 \cdot 10^{-19}/s$  beobachtet, entsprechend  $-8$  Hz pro Tag bei der optischen Frequenz von 200 THz [Hagemann2014]. Dieser Wert liegt um etwa drei Größenordnungen unter der typischen Drift eines Resonators mit Glas-Abstandshalter bei Raumtemperatur.

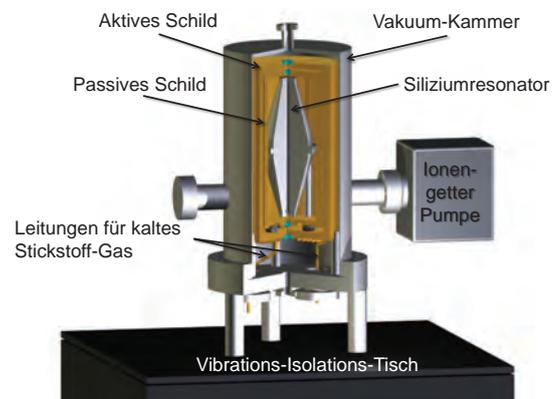


Abbildung 4:  
Vakuumsystem mit Kühlsystem

Zur Charakterisierung und Optimierung wurden zwei möglichst gleiche Systeme (Si 2 und Si 3) aufgebaut (siehe Abbildung 5). In einem Vergleich konnte eine Stabilität von  $\sigma_y(\tau) = 4 \cdot 10^{-17}$  für Mittelungszeiten zwischen 0,8 Sekunden und mehreren zehn Sekunden erreicht werden [Matei2017] (Abb. 9). Die typische Linienbreite des Schwingungssignals zwischen den beiden, unabhängig auf die Resonatoren stabilisierten Lasern betrug nur ca. 10 mHz (Abbildung 6).

## 2.3 Transportable Resonatoren

Neben den High-End-Systemen für optische Uhren werden zunehmend ultrastabile Laser benötigt, die transportabel sind und auch unter widrigen Umgebungsbedingungen arbeiten. Das betrifft transportable optische Uhren (siehe „Optische Uhren und ihre Anwendung in der Geodäsie“ in diesem Heft), Weltraumanwendungen für Uhren und Gravitationswellendetektoren, sowie höchstauflösende Spektroskopie und die Mikrowellenerzeugung. Die bisher vorgestellten Halterungen sind für diese Anwendungen nicht geeignet, da die Resonatoren nur lose aufliegen, um die wirkenden Kräfte zu minimieren. Deshalb

wurden Resonatorgeometrien entwickelt, die auch mit größeren Kräften festgehalten werden können und so auch starke Vibrationen und Stöße beim Transport überstehen, ohne sich zu bewegen und die optische Justage zu zerstören. So wurden z. B. kugel- [Leibrandt2011] und würfelförmige [Webster2011] Resonatoren verwendet.

Für die transportable Gitteruhr der PTB wurde ein Konzept entwickelt, das auf eine ganze Reihe von Resonatorabmessungen anwendbar ist [Sterr2011, Chen2014]. Es beruht darauf, die angreifenden Kräfte in Komponenten senkrecht zu Symmetrieebenen des Resonators zu zerlegen und diese Kräfte jeweils in der entsprechenden Symmetrieebene angreifen zu lassen. So kann gleichzeitig der Resonator zuverlässig festgehalten werden, während die Kräfte aufgrund der Symmetrie nicht die Länge ändern. Abbildung 7 links zeigt ein solches System mit einem 12 cm langen ULE-Resonator [Häfner2015a].

Der Resonator befindet sich in einer Vakuumkammer in Größe eines Schuhkartons ( $40 \times 30 \times 20 \text{ cm}^3$ , Abb. 7 rechts). Sowohl die Temperatur des äußeren Wärmeschilds im Vakuum als auch die Kammer selbst werden aktiv stabilisiert, sodass der Resonator in der Nähe der Nulldurchgangstemperatur betrieben wird. Durch die hohe Temperaturkonstanz und die vibrationsunempfindliche Lagerung wird eine Instabilität von  $\sigma_y(\tau) = 4 \cdot 10^{-16}$  zwischen einer und hundert Sekunden erreicht, die dicht am thermischen Rauschen liegt.

### 3. Anwendung für optische Uhren

Hochstabile Laser mit langen Kohärenzzeiten erlauben die Abfrage von Atomen und Ionen mit langer Wechselwirkungszeit und damit kleiner aufgelöster Linienbreite, was die Bestimmung der Linienmitte verbessert und die Stabilität der Uhr erhöht. Fluktuationen des Lasers in Verbin-

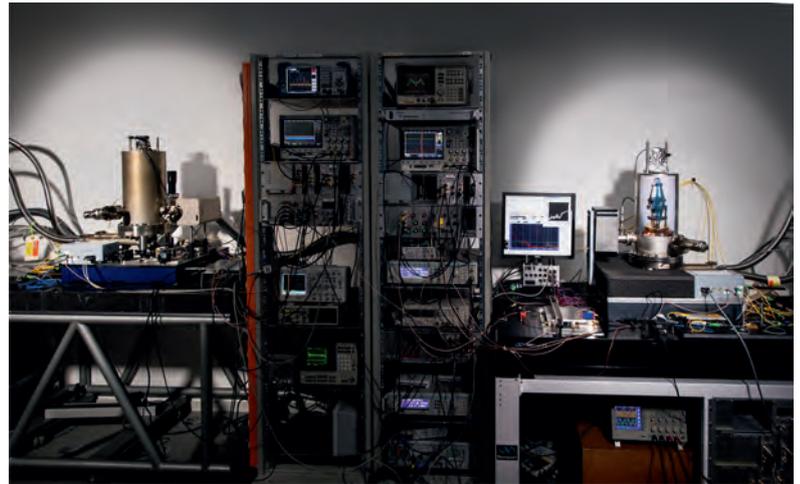


Abbildung 5: Die zwei kryogenen Siliziumsysteme der PTB (links Si 2, rechts Si 3). Im späteren Betrieb werden die beiden Aufbauten durch Einhausungen vor akustischen Störungen und Luftzug geschützt.

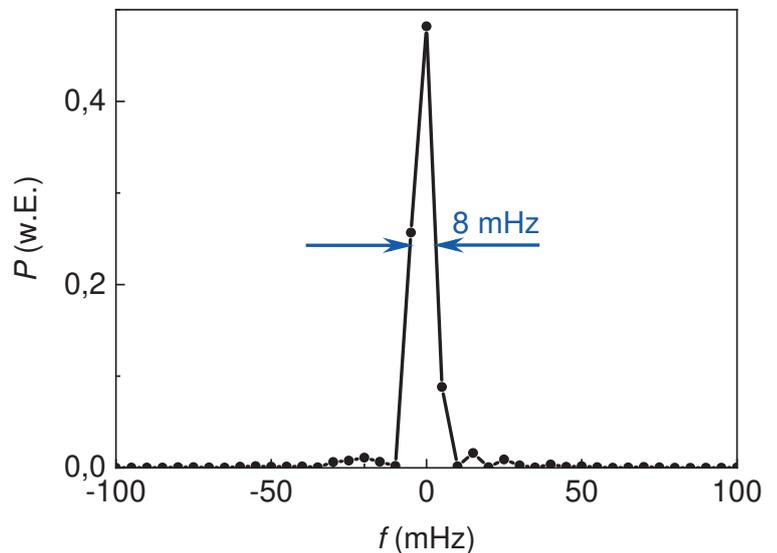


Abbildung 6: FFT-Spektrum des Schwebungssignals zwischen den beiden, mit Silizium-Resonatoren stabilisierten Lasersystemen (Hanning Fensterfunktion, Frequenzauflösung 7,2 mHz)

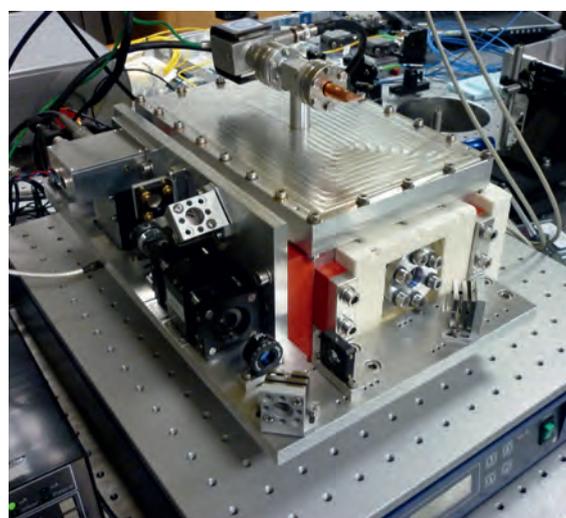
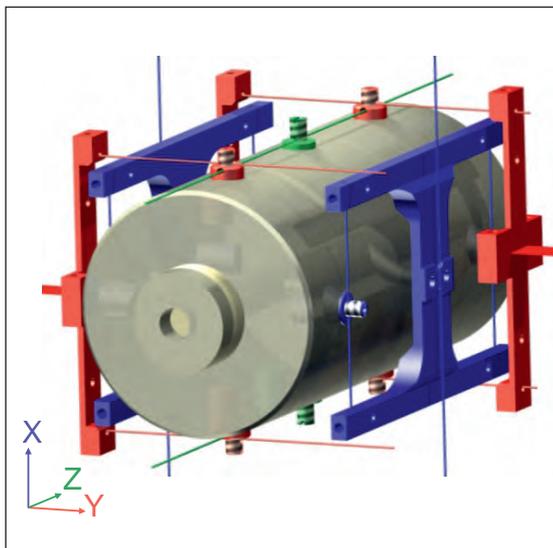


Abbildung 7: Design des Referenzresonators der transportablen Strontium-Gitteruhr. Der Resonator wird von Stahlseilen gehalten, die jeweils senkrecht zu den Symmetrieebenen angreifen (symbolisiert durch gleiche Farben). Ein Hebelmechanismus verhindert Zwangskräfte durch eine Überbestimmung. Rechts: Temperaturstabilisierte Vakuumkammer, montiert auf einem Vibrations-Isolationstisch.

dung mit einer diskontinuierlichen Abfrage der atomaren Resonanz, wie sie in allen Atomuhren mit lasergekühlten Atomen auftritt, führen dazu, dass das atomare Signal nicht die komplette Information über die mittlere Laserfrequenz liefert. Die fehlende Information führt selbst bei einer sehr rauscharmen Abfrage der Atome dazu, dass die Instabilität der Uhr verschlechtert wird [Dick1987]. Dieser sog. Dick-Effekt führt etwa bei 50 % Tastverhältnis zu einer Instabilität in Größenordnung der Allan-Abweichung bei der Abfragezeit.

Mit unseren Si-Resonator-stabilisierten Lasern waren wir in der Lage, dieses Rauschen zu reduzieren und die Instabilität der Uhren zu verbessern, was zu deutlich verkleinerten statistischen Unsicherheiten beim Vergleich von Uhren und bei der Evaluierung von systematischen Verschiebungen führte. Allerdings arbeiten diese hoch-

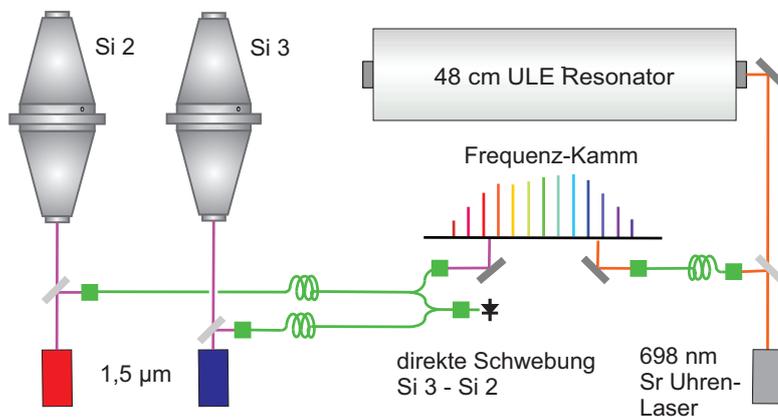


Abbildung 8: Aufbau zum Vergleich dreier ultrastabiler Laser basierend auf Silizium-Resonatoren Si 2 und Si 3 bei  $1,5 \mu\text{m}$  sowie eines Lasers bei  $698 \text{ nm}$  basierend auf einem langen ULE-Resonator

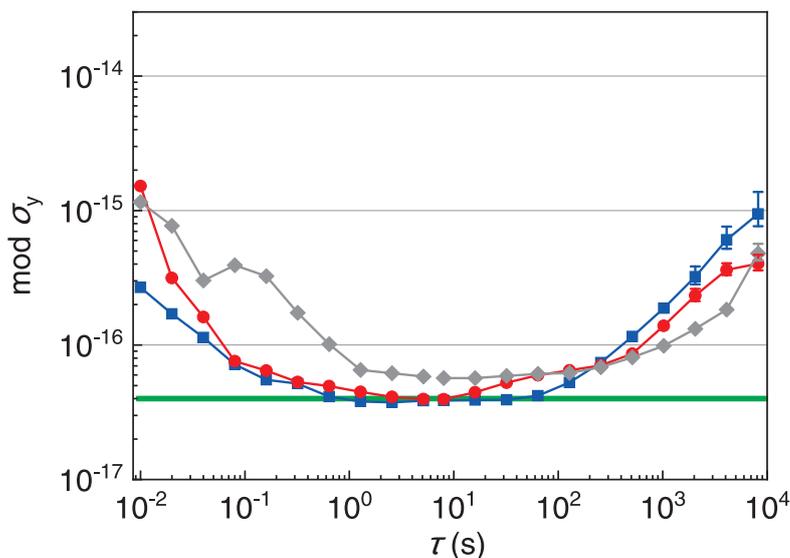


Abbildung 9: Aus dem Dreiervergleich berechneten individuelle Instabilitäten  $\sigma_y$  der Laser als Funktion der Mittelungszeit  $\tau$ . Die grüne Linie entspricht dem thermischen Rauschen (Rot: Si 2, Blau: Si 3, Grau: 48 cm ULE-Resonator).

stabilen Laser bei einer Wellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$ , während die optischen Uhren stabiles Licht bei ganz anderen Wellenlängen benötigen, wie z. B.  $698 \text{ nm}$  bei der Sr-Gitteruhr. Es muss daher die Stabilität auf die Wellenlänge der Abfragelaser der jeweiligen Uhr transferiert werden, ohne die Qualität zu verschlechtern. Zur Übertragung der Stabilität werden Femtosekunden-Laser verwendet (Abb. 8). Das Spektrum eines solchen Lasers besteht aus einem Kamm optischer Frequenzen, deren Abstände durch die Wiederholrate des Lasers gegeben ist. Dieser Kamm kann als Transferszillator benutzt werden, um Laser in weit auseinanderliegenden Wellenlängenbereichen zu vergleichen und phasenstarr aneinander anzubinden [Hagemann2013].

Damit wird die hochstabile Frequenz des Silizium-stabilisierten Lasers allen optischen Uhren der PTB zur Verfügung gestellt. Durch aktive Längens Stabilisierung aller beteiligten Glasfaserverbindungen und eine konsequente Vermeidung nicht kompensierter optischer Weglängen konnten wir inzwischen die zusätzlichen Fluktuationen durch den Frequenzkamm auf weniger als  $10^{-17}$  bei einer Sekunde reduzieren.

## 4. Ausblick

### 4.1 Kristalline Beschichtungen und Mikrostrukturen

Alle hier vorgestellten Resonatoren sind durch das thermische Rauschen der Spiegel begrenzt. Dieses Rauschen ist auch bei Gravitationswellendetektoren im mittleren Frequenzbereich begrenzend, sodass schon lange nach besseren Materialien mit kleinen mechanischen Verlustkoeffizienten gesucht wird. Zurzeit am aussichtsreichsten sind kristalline Bragg-Reflektoren aus GaAs/AlGaAs [Cole2013, Cole2016]. Wir haben inzwischen Spiegelpaare auf Silizium-Substraten getestet, die eine Finesse von  $F = 400\,000$  bei  $124 \text{ K}$  Betriebstemperatur erreicht haben. Ein Upgrade eines  $124\text{-K-Si-Resonators}$  wird gerade durchgeführt, und wir erwarten mit diesen Spiegeln eine Verringerung des thermischen Rauschens auf  $1 \cdot 10^{-17}$ . Auch mit mikrostrukturierten Silizium-Gitterstrukturen sollten sich hohe Reflektivitäten bei geringem thermischen Rauschen erreichen lassen [Brückner2010, Dickmann2018]. Für ultrastabile Laser wurden sie allerdings bisher noch nicht verwendet.

### 4.2 Resonatoren bei tiefen Temperaturen

Ebenso kann der Betrieb bei tiefen Temperaturen das thermische Rauschen weiter reduzieren, der Aufwand nimmt allerdings stark zu. Um einen kontinuierlichen Betrieb über Wochen zu erreichen kommen nur geschlossene Pulsrohr- oder

Gifford-McMahon-Kühler in Frage, deren starke Vibrationen aufwendig vom Resonator ferngehalten werden müssen. Am JILA wurde in Zusammenarbeit mit der PTB ein 6 cm langer Si-Resonator bei 4 K betrieben [Zhang2017]. Der Kaltkopf wurde über Kupferdrähte vibrationsarm mit der Resonator-Plattform verbunden, die auf einem

separaten, aktiv vibrationsisolierten Tisch stand. Noch mit dielektrischen Spiegeln wurde eine Instabilität von  $1 \cdot 10^{-16}$  erreicht. Zukünftig sollen hier auch kristalline Spiegel eingesetzt werden, bei einem 21 cm langen Resonator läge das thermische Rauschen bei ca.  $1 \cdot 10^{-18}$ .

### Beschreibung der Frequenzstabilität

Zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Laserfrequenz  $\nu(t)$  werden verschiedene Größen verwendet. Eine Möglichkeit ist das dem zeitlichen Verlauf zugeordnete Leistungsspektrum der Frequenzfluktuationen  $S_\nu(f)$ . Im Spektrum führen periodische Störungen der Laserfrequenz zu einem lokalen Maximum bei dieser Frequenz der Störung. Weit verbreitet ist weißes Frequenzrauschen, entsprechend einem konstanten Spektrum, bzw. sogenanntes Flicker-Rauschen mit  $1/f$ -Verlauf, wie es durch das Brownsche thermische Rauschen in Resonatoren erzeugt wird. Einem „Random Walk“ würde ein  $1/f^2$ -Verlauf entsprechen.

Zur Beschreibung der Stabilität eines Oszillators mit mittlerer Frequenz  $\nu_0$  im Zeitbereich wird meist die Allan-Abweichung  $\sigma_y(\tau)$  verwendet. Sie beschreibt die mittleren Fluktuationen aufeinanderfolgender, über einen Zeitraum  $\tau$  gemittelter Frequenzwerte  $\nu_\tau^{(i)}$ :

$$\sigma_y(\tau)^2 = 1/(2\nu_0^2) \langle (\nu_\tau^{(i+1)} - \nu_\tau^{(i)})^2 \rangle.$$

Die Abhängigkeit von der Mittelungszeit erlaubt es, verschiedene Einflüsse zu unterscheiden, wie z. B. kurzzeitige Fluktuationen durch Akustik oder langsame Frequenzänderungen durch Temperaturschwankungen.

Für praktische Anwendungen des Lasers wird oft die Kohärenzzeit benutzt. Sie beschreibt die Zeit, während der die Phase des Lichtfeldes hinreichend wenig von ihrem vorhergesagten Wert abweicht. Oft verwendet man maximale Abweichungen von einem Radian. Ändert sich die mittlere Frequenz, wie z. B. bei Flicker-Rauschen, so ist diese Größe nicht eindeutig bestimmt, sondern hängt davon ab, wie die langsame Änderung der Mittenfrequenz berücksichtigt wird [Matei2017].

Eine weitere Größe ist die Linienbreite, d. h. die spektrale Breite des elektromagnetischen Leistungsspektrums. Während für weißes Frequenzrauschen aufgrund der stationären mittleren Laserfrequenz diese Größe eindeutig definiert ist ( $\Delta\nu = \pi S_\nu$ ), ist bei Flicker-Rauschen und noch mehr bei einem Random Walk der Frequenz, die mittlere Frequenz nicht mehr konstant, sondern entfernt sich mit zunehmender Beobachtungszeit immer mehr vom Anfangswert. Es kann daher nur noch eine von der Beobachtungszeit abhängige Linienbreite angegeben werden. Da bei kurzen Beobachtungszeiten  $t_{\text{obs}}$  die Linienbreite durch die Fourierbreite  $\propto 1/t_{\text{obs}}$  gegeben ist und bei langen Beobachtungszeiten die Linienbreite aufgrund der Schwankungen der mittleren Frequenz zunimmt, existiert ein Minimum, das als praktische Linienbreite bezeichnet werden kann [Matei2017].

## Danksagung

Zu den hier vorgestellten Ergebnissen haben viele derzeitige und ehemalige Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter der PTB beigetragen. Besonders danken möchte ich Dan Matei, Thomas Legero, Sebastian Häfner, Fritz Riehle, Robin Weyrich und Erik Benkler.

Die Ergebnisse zu den Silizium-Resonatoren sind Ergebnis einer fruchtbaren Zusammenarbeit mit Kolleginnen und Kollegen aus dem JILA/NIST, Boulder, besonders beigetragen haben Jun Ye, Wang Zhang, Lindsey Sonderhouse und John M. Robinson. Für die Zusammenarbeit bei den kristallinen Spiegeln danke ich Garret Cole (Crystalline Mirror Solutions).

Die Arbeiten wurden durch die DFG über den Exzellenzcluster QUEST, SFB DQ-mat, sowie von der EU in EMPIR OC18 unterstützt.

## Literatur

- [Brückner2010] F. Brückner, D. Friedrich, T. Clausnitzer, M. Britzger, O. Burmeister, K. Danzmann, E.-B. Kley, A. Tünnermann, R. Schnabel, *Realization of a monolithic high-reflectivity cavity mirror from a single silicon crystal*, Phys. Rev. Lett. **104**, 163903 (2010)
- [Chen2014] Q.-F. Chen, A. Nevsky, M. Cardace, S. Schiller, T. Legero, S. Häfner, A. Uhde, U. Sterr, *A compact, robust, and transportable ultra-stable laser with a fractional frequency instability of  $10^{-15}$* , Rev. Sci. Instrum. **85**, 113107 (2014)
- [Cole2013] G. D. Cole, W. Zhang, M. J. Martin, J. Ye, M. Aspelmeyer, *Tenfold reduction of Brownian noise in optical interferometry*, Nature Photonics **7**, 644 (2013)
- [Cole2016] G. D. Cole, W. Zhang, B. J. Bjork, D. Follman, P. Heu, C. Deutsch, L. Sonderhouse, J. Robinson, C. Franz, A. Alexandrovski, M. Notcutt, O. H. Heckl, J. Ye, M. Aspelmeyer, *High-performance near- and mid-infrared crystalline coatings*, Optica **3**, 647 (2016)
- [Dick1987] G. Dick, *Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards*, Proceedings of 19th Annual Precise Time and Time Interval Application and Planning Meeting, p. 133 (1987)
- [Dickmann2018] J. Dickmann, S. Kroker, *Highly reflective low-noise etalon-based meta-mirror*, Phys. Rev. D **98**, 082003 (2018)
- [Drever1983] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B **31**, 97 (1983)
- [Ghelfi2014] P. Ghelfi, F. Laghezza, F. Scotti, G. Serafino, A. Capria, S. Pinna, D. Onori, C. Porzi, M. Scaffardi, A. Malacarne, V. Vercesi, E. Lazzeri, F. Berizzi, A. Bogoni, *A fully photonics-based coherent radar system*, Nature **507**, 341 (2014)
- [Häfner2015] S. Häfner, S. Falke, C. Grebing, S. Vogt, T. Legero, M. Merimaa, C. Lisdat, U. Sterr,  *$8 \cdot 10^{-17}$  fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity*, Opt. Lett. **40**, 2112 (2015)
- [Häfner2015a] S. Häfner, *Ultrastabile Lasersysteme für Weltraum- und Boden-Anwendungen, Dissertation*, Leibniz Universität Hannover (2015)
- [Hagemann2013] C. Hagemann, C. Grebing, T. Kessler, S. Falke, N. Lemke, C. Lisdat, H. Schnatz, F. Riehle, U. Sterr, *Providing  $10^{-16}$  short-term stability of a  $1.5 \mu\text{m}$  laser to optical clocks*, IEEE Trans. Instrum. Meas. **62**, 1556 (2013)
- [Hagemann2014] C. Hagemann, C. Grebing, C. Lisdat, S. Falke, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, J. Ye, *Ultra-stable laser with average fractional frequency drift rate below  $5 \cdot 10^{-19}/\text{s}$* , Opt. Lett. **39**, 5102 (2014)
- [Hogan2016] J. M. Hogan, M. A. Kasevich, *Atom-interferometric gravitational-wave detection using heterodyne laser links*, Phys. Rev. A **94**, 033632 (2016)
- [Kessler2012] T. Kessler, T. Legero, U. Sterr, *Thermal noise in optical cavities revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 178 (2012)
- [Kessler2012] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen, J. Ye, *A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity*, Nature Photonics **6**, 687 (2012)
- [Legero2010] T. Legero, T. Kessler, U. Sterr, *Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors*, J. Opt. Soc. Am. B **27**, 914 (2010)
- [Leibrandt2011] D. R. Leibrandt, M. J. Thorpe, M. Notcutt, R. E. Drullinger, T. Rosenband, J. C. Bergquist, *Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments*, Opt. Express **19**, 3471 (2011)
- [Matei2016] D. G. Matei, T. Legero, C. Grebing, S. Häfner, C. Lisdat, R. Weyrich, W. Zhang, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, F. Riehle, J. Ye, U. Sterr, *A second generation of low thermal noise cryogenic silicon resonators*, J. Phys.: Conf. Ser. **723**, 012031 (2016)
- [Matei2017] D. G. Matei, T. Legero, S. Häfner, C. Grebing, R. Weyrich, W. Zhang, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, J. Ye, F. Riehle, U. Sterr,  *$1.5 \mu\text{m}$  lasers with sub-10 mHz linewidth*, Phys. Rev. Lett. **118**, 263202 (2017)
- [Michimura2013] Y. Michimura, N. Matsumoto, N. Ohmae, W. Kokuyama, Y. Aso, M. Ando, K. Tsubono, *New limit on Lorentz violation using a double-pass optical ring cavity*, Phys. Rev. Lett. **110**, 200401 (2013)
- [Nagel2013] M. Nagel, K. Möhle, K. Döringshoff, S. Schikora, E. V. Kovalchuk, A. Peters, *Ultra-stable cryogenic optical resonators for tests of fundamental physics*, Proceedings of the Sixth Meeting on CPT and Lorentz Symmetry (CPT'13), Bloomington, Indiana, June 17–21, (2013)

- [Nazarova2006] T. Nazarova, F. Riehle, U. Sterr, *Vibration insensitive reference cavity for an ultranarrow-linewidth laser*, Appl. Phys. B **83**, 531 (2006)
- [Notcutt2005] M. Notcutt, L.-S. Ma, J. Ye, J. L. Hall, *Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity*, Opt. Lett. **30**, 1815 (2005)
- [Numata2004] K. Numata, A. Kemery, J. Camp, *Thermal noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities*, Phys. Rev. Lett. **93**, 250602 (2004)
- [Rioja2012] M. Rioja, R. Dodson, Y. Asaki, J. Hartnett, S. Tingay, *The impact of frequency standards on coherence in VLBI at the highest frequencies*, Astron. J. **144**, 121 (2012)
- [Schawlow1958] A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Infrared and optical masers*, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958)
- [Sterr2011] U. Sterr, *Frequenzstabilisierungsvorrichtung*, Patent DE 10 2011 015 489 (2011)
- [Webster2011] S. Webster, P. Gill, *Force-insensitive optical cavity*, Opt. Lett. **36**, 3572 (2011)
- [Wiens2014] E. Wiens, Q.-F. Chen, I. Ernsting, H. Luckmann, U. Rosowski, A. Nevsky, S. Schiller, *Silicon single-crystal cryogenic optical resonator*, Opt. Lett. **39**, 3242 (2014)
- [Zhang2014] W. Zhang, M. J. Martin, C. Benko, J. L. Hall, J. Ye, C. Hagemann, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, G. D. Cole, M. Aspelmeyer, *Reduction of residual amplitude modulation to  $10^{-6}$  for frequency-modulation and laser stabilization*, Opt. Lett. **39**, 1980 (2014)
- [Zhang2017] W. Zhang, J. M. Robinson, L. Sonderhouse, E. Oelker, C. Benko, J. L. Hall, T. Legero, D. G. Matei, F. Riehle, U. Sterr, J. Ye, *Ultrastable silicon cavity in a continuously operating closed-cycle cryostat at 4 K*, Phys. Rev. Lett. **119**, 243601 (2017)

