

# Einsatz der Atominterferometrie in der Geodäsie

Manuel Schilling, Jürgen Müller und Ludger Timmen

Veröffentlicht in: Schilling, M., Müller, J., Timmen, L. (2012): Einsatz der Atominterferometrie in der Geodäsie. *zfv* 137(3), S. 185-194. <http://geodaesie.info/zfv/heftbeitrag/822>

## Zusammenfassung

Die Interferometrie von Materiewellen, d. h. die Nutzung der Welleneigenschaften der Materie durch die Manipulation der internen Zustände von Atomen mittels Lasern, wird für den Einsatz in der Geodäsie zunehmend interessanter. Dieser Beitrag gibt eine kurze Einführung in den theoretischen Hintergrund der Atominterferometrie und beschreibt Einsatzmöglichkeiten in der Geodäsie mit dem Schwerpunkt Gravimetrie. Am Beispiel verschiedener Geräte werden zur Zeit limitierende Faktoren in der relativen und absoluten Gravimetrie dargestellt und das Potential der neuen Technik aufgezeigt. Besonderes Augenmerk wird dabei auf den mobilen Einsatz außerhalb kontrollierter Laborumgebungen gelegt, einer wichtigen Voraussetzung für den zukünftigen geodätischen Einsatz.

## Summary

The interferometry of mater waves, i.e. the exploitation of the wave characteristics of matter by manipulating the internal states of atoms with lasers, is of increasing interest for geodesy. This article gives a short introduction in the theoretical background of atom interferometry and describes possible applications in geodesy with emphasis on gravimetry. The limiting factors of state-of-the-art relative and absolute gravimeters are presented. The potential of the new technology is discussed. Particular attention is paid to the operation outside of controlled laboratory environments, an important prerequisite for future use in geodesy.

**Schlagnworte:** Gravimetrie, Laserinterferometer, Atominterferometer, Quantengravimeter, Geodäsie

## 1 Einführung

Die Entwicklung von Quantensensoren in den vergangenen Jahren hält zunehmend in der Geodäsie Einzug und tritt mit neuen Verfahren in Konkurrenz zu etablierten Techniken. Mit der Zeit werden dabei aus empfindlichen Laborge-räten, die nur unter erheblichem Zeitaufwand verlegt werden können, mobile

Geräte, die auf den Einsatz außerhalb einer kontrollierten Laborumgebung abzielen.

Der Einsatzbereich der Interferometrie von Materiewellen in der Geodäsie ist vielseitig. So ist einerseits die Bestimmung von Rotationen und Beschleunigungen für die Inertialnavigation, andererseits die Messung der Gravitationsbeschleunigung in Absolutgravimetern und Gradiometern für den Einsatz in der Gravimetrie möglich. Weitere Einsatzfelder, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, sind unter anderem die Bestimmung von Fundamentalkonstanten und Tests der allgemeinen Relativitätstheorie, sowohl in terrestrischen Anwendungen als auch in zukünftigen Satellitenmissionen.

In der Navigation werden für präzise Messungen Ringlaser- und Faseroptische Kreisel für die Bestimmung von Rotationen und mechanische Beschleunigungssensoren eingesetzt (Titterton and Weston 2004). Die Erdrotation bzw. die Variation der Erdrotationen wird mit großflächigen Ringlasern, wie z. B. dem Großring G in der Fundamentalstation Wettzell, gemessen (Schreiber et al. 2009). In Satellitenmissionen wie GRACE und GOCE werden elektrostatische Beschleunigungsmesser verwendet. Bei der Messung der Gravitationsbeschleunigung werden in kommerziellen Absolutgravimetern, wie dem FG5 oder A10 der Firma Micro-g LaCoste, der Fall einer Testmasse mit einem Laserinterferometer verfolgt.

Die Verwendung der Atom- anstelle der Laserinterferometrie verspricht von Fall zu Fall eine höhere Sensitivität, spektrale Auflösung und Genauigkeit, eine kleinere Baugröße und Vorteile im Langzeiteinsatz durch den Wegfall von mechanischen Bauteilen sowie die Reduktion zeitabhängiger Gerätefehler. Ein solcher Fehler ist zum Beispiel die Drift, also die zeitliche Änderung der Federeigenschaften bei Federgravimetern.

In diesem Beitrag soll der mögliche Einsatz von Materiewelleninterferometrie in der Geodäsie dargestellt werden. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Entwicklung seit den 1920er Jahren kurz zusammengefasst. Der dritte Abschnitt enthält einige Grundlagen dieser Technik. Die Beschreibung der Anwendungen mit dem Schwerpunkt der Messung von Beschleunigungen sowie ein Vergleich mit den etablierten Methoden erfolgt im vierten Abschnitt.

## 2 Entwicklung

Die Vorhersage der Existenz von Materiewellen erfolgte 1924 durch den französischen Physiker Louis de Broglie (de Broglie 1925). Seiner Vorstellung nach soll Materie, also z.B. einzelne Elektronen oder Atome, ebenso wie Licht sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften haben. Die Wellenlänge  $\lambda$  eines Teilchens wird als de Broglie-Wellenlänge bezeichnet:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (1)$$

Die de Broglie-Wellenlänge ist abhängig vom Impuls  $p$  des Teilchens. Das Plancksche Wirkungsquantum  $h$  ist eine Konstante, die die Teilchen- und Welleneigenschaften von Licht und Materie verbindet. Der Wert dieser Konstante beträgt  $h = 6,626 \times 10^{-34}$  Js. Wie im Fall einer Lichtwelle auch, kann die Materiewelle als Wahrscheinlichkeitswelle verstanden werden, d. h. dass jedem Ort der Welle eine Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein des Teilchens zu einem

bestimmten Zeitpunkt zugeordnet werden kann. Die Beschreibung von Materiewellen erfolgt durch die sogenannte Schrödinger-Gleichung. Der Nachweis der Welleneigenschaften der Materie im Experiment gelang C. J. Davisson und L. H. Germer im Jahr 1927 am Beispiel des Elektrons (Davisson and Germer 1927). Dort konnte die Beugung von Elektronen an einem Kristallgitter gezeigt werden. Neben dem Einsatz von Gitterstrukturen bieten geeignete Konfigurationen und Sequenzen von Laserpulsen (Bordé 1989) eine weitere Möglichkeit, Materiewellen zur Interferenz zu bringen. Für Präzisionsmessungen werden heute insbesondere solche auf Lichtpulsen basierende Methoden eingesetzt.

Die Ergebnisse der ersten vier Atominterferometer wurden 1991 publiziert. Bei zwei Geräten kamen Gitterstrukturen zum Einsatz (Keith et al. 1991; Carnal and Mlynek 1991). Das an der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) entwickelte Atominterferometer (Riehle et al. 1991) sowie das an der Stanford University entwickelte Gerät (Kasevich and Chu 1991) setzten im Gegensatz dazu Laserlicht ein.

### 3 Prinzipien

Der folgende Abschnitt beschreibt nur die Grundzüge einer Methode der Interferometrie von Materiewellen. Umfassend werden verschiedene Methoden z. B. in Berman (1997) und Cronin et al. (2009) behandelt.

#### 3.1 Physik

Der interne Zustand von Atomen kann durch Laser manipuliert werden. Bei diesem Vorgang absorbiert das Atom ein Photon des Laserlichtes oder es emittiert ein Photon (siehe Abb. 1). Durch die Absorption eines Photons steigt das Energieniveau des Atoms und das Atom wird in einen angeregten Zustand versetzt (Abb. 1a). Die Energieniveaus, die ein Atom auf diese Weise annehmen kann sind quantisiert, d.h. das Energieniveau eines Atoms kann nicht beliebige Werte annehmen.

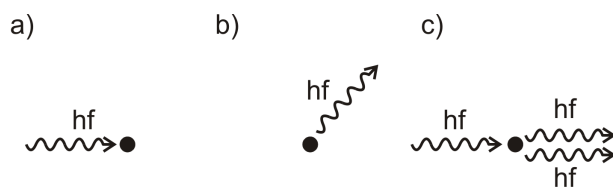


Abb. 1: Interaktion eines Atoms mit einem Photon, dessen Energie  $E_{\text{Photon}} = hf$  der Energiedifferenz zweier Energieniveaus entspricht: a) Absorption, b) spontane Emission, c) stimulierte Emission.

Das niedrigste Energieniveau, das ein Atom annehmen kann, wird als Grundzustand bezeichnet. Das Atom kann in dem Fall auf ein höheres Energieniveau angehoben werden, wenn die Energie des absorbierten Photons  $E_{\text{Photon}} = hf$  der Energiedifferenz zwischen den Energieniveaus des Atoms entspricht. Der Impuls des Photons wird in diesem Fall ebenfalls auf das Atom übertragen. Die Änderung des Impulses des Atoms  $\Delta\vec{p}$  hängt von dem Wellenvektor des Laserlichtes

$\vec{k}$  ab (Cronin et al. 2009):

$$\Delta\vec{p} = \hbar\vec{k}. \quad (2)$$

$\hbar = h/(2\pi)$  bezeichnet das reduzierte Planksche Wirkungsquantum. Beim Sprung von einem höherem Energieniveau auf ein tieferes Energieniveau wird ein Photon emittiert. Die Energie des Photons entspricht wiederum der Energiedifferenz der Energieniveaus. Die Emission kann spontan vonstatten gehen. In diesem Fall ist die Richtung des Photons und die Phasenlage zufällig (Abb. 1b). Außerdem kann die Emission eines Photons stimuliert werden. Diese stimulierte Emission wird durch einen Laserstrahl angeregt, dessen Energie der Energiedifferenz der Energieniveaus beträgt. Die Richtung, Polarisation und Phasenlage des emittierten Photons ist parallel zu der des einfallenden Laserlichtes (Abb. 1c). Das emittierte Photon ist gewissermaßen eine Kopie des einfallenden Photons.

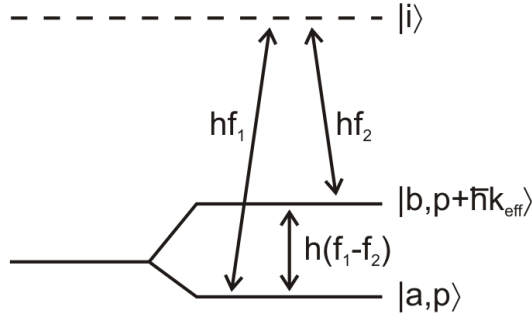


Abb. 2: Zwei-Photonen-Raman-Übergang zwischen den Energieniveaus  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  über ein virtuelles Niveau  $|i\rangle$  durch zwei gegenläufige Laserstrahlen mit den Energien  $hf_1$  bzw.  $hf_2$ . Die Energiedifferenz zwischen den Niveaus  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  beträgt  $h(f_1 - f_2)$ .

In realen Experimenten wird meist der Zwei-Photonen-Raman-Übergang anstelle eines Ein-Photonen-Überganges eingesetzt. Im Gegensatz zu einem Ein-Photonen-Übergang werden zwei Laserstrahlen eingesetzt. Die in Abb. 2 gezeigten Niveaus  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  sind unterschiedliche Hyperfeinstrukturzustände des Grundzustandes eines Atoms, also Abstufungen von Energieniveaus innerhalb des Grundzustandes. Diese internen Zustände haben eine Lebensdauer, die über den Zeitraum einer einzelnen Messung mit dem Atominterferometer hinausgeht, d.h., es findet keine spontane Emission statt, die ein Atom auf ein niedrigeres Energieniveau senkt. Die Zustandsänderung eines Atoms soll in einem Interferometer nur durch die Interaktion mit Laserstrahlen stattfinden. Bei dieser Interaktion wird ein Photon absorbiert und der Impuls des Photons  $\hbar\vec{k}_1$  auf das Atom übertragen. Gleichzeitig erzeugt die stimulierte Emission ein Photon mit dem Impuls  $\hbar\vec{k}_2$ , und das Energieniveau des Atoms wird auf  $|b\rangle$  gesenkt. Dieser Vorgang erfolgt nur durch die Kombination beider Laserstrahlen. Die resultierende Impulsänderung des Atoms ergibt sich aus den Wellenvektoren der Laserstrahlen  $\vec{k}_1$  und  $\vec{k}_2$ . Diese ergeben den effektiven Wellenvektor  $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ , der die Änderung des Impulses des Atoms nach Gleichung (2) bestimmt. Durch die Verwendung gegenläufiger Impulse wird der durch  $\vec{k}_{\text{eff}}$  übertragene Impuls und somit die räumliche Trennung der unterschiedlichen

Zustände im Vergleich zu parallelen Laserimpulsen vergrößert.

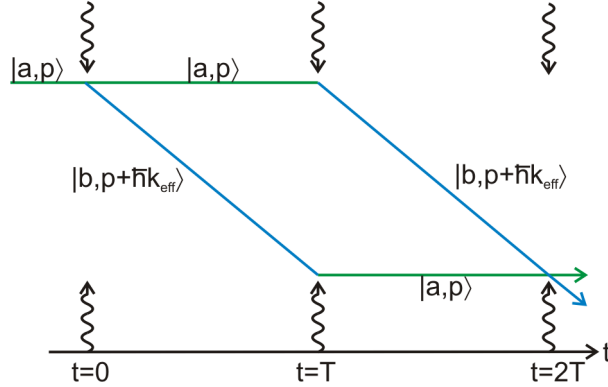


Abb. 3: Atominterferometer in Mach-Zehnder Konfiguration mit dem Zeitabstand  $T$  zwischen den Laserimpulsen.

Die Kombination aus Absorption und stimulierter Emission wird in Atominterferometern eingesetzt (Kasevich and Chu 1991). Ein Atominterferometer besteht, wie ein optisches Laserinterferometer auch, aus Spiegeln und Strahlteilern. Allerdings werden die Bauteile optischer Interferometer durch quantenoptische Methoden ersetzt. Der Zwei-Photonen-Raman-Übergang ist eine Möglichkeit, Materiewellen umzulenken und aufzuteilen, analog zu der Verwendung von Spiegel und Strahlteiler in einem optischen Laserinterferometer. Durch den Einsatz von Laserimpulsen in der Kombination Strahlteiler – Spiegel – Strahlteiler kann ein Atominterferometer verwirklicht werden, das im Prinzip einem optischen Mach-Zehnder Interferometer gleicht (Abb. 3). Neben dieser Mach-Zehnder Konfiguration wird vielfach die Ramsey-Bordé Geometrie nach Bordé (1989) eingesetzt. Bei diesem Verfahren wird der mittlere Laserimpuls (Spiegel) durch zwei Laserimpulse (Strahlteiler) in einem definierten Zeitabstand ersetzt.

Der Spiegelimpuls eines Atominterferometers versetzt jedes Atom in den jeweils anderen Zustand. Atome in Zustand  $|a\rangle$  werden in Zustand  $|b\rangle$  versetzt (Abb. 4b) und die Atome in  $|b\rangle$  werden in Zustand  $|a\rangle$  versetzt. Der Strahlteiler in einem Atominterferometer hat die Aufgabe, wiederum analog zu einem optischen Interferometer, die Atome in zwei unterschiedliche Teilwellen aufzuspalten bzw. zu überlagern (Abb. 4a). Dabei wird jedes Atom in einen Überlagerungszustand (Superposition) aus den beiden Zuständen  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  überführt. Die Wahrscheinlichkeit das Atom in einem dieser beiden Zustände zu messen beträgt jeweils 50 Prozent. Die Steuerung des Anteils der Atome, die in einen anderen Zustand wechseln, erfolgt durch die Intensität und Dauer des Laserimpulses. Bedingt durch den Impulsübertrag, der proportional zum effektiven Wellenvektor  $\vec{k}_{\text{eff}}$  ist, ist jede Interaktion von Atom und Laserlicht mit einer Beschleunigung des Atoms verbunden. Durch das Wirken der Gravitationsbeschleunigung auf die fallenden Atome und das feste Zeitintervall  $T$  legen die Atome unterschiedlich lange Wege in den Zuständen  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  zurück.

In Atominterferometern werden Wolken aus  $10^6 - 10^8$  lasergekühlten Atomen, wie z.B. Rubidium, eingesetzt. Der Einsatz eines Strahlteilerpulses führt aufgrund der Impulsübertragung dazu, dass die Atome in Abhängigkeit ihres Zustandes unterschiedliche Wege durch das Interferometer nehmen (Abb. 3). Bei

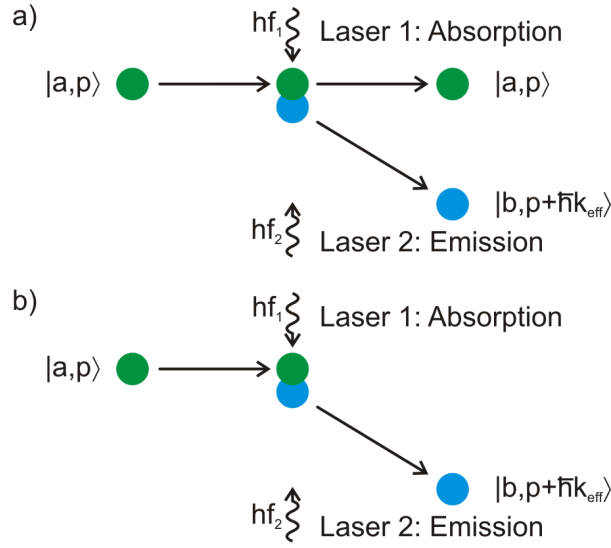


Abb. 4: Einsatz eines Raman-Übergangs als a) Strahlteiler und b) Spiegel.

dem Einsatz des mittleren Spiegelpulses erfahren die Atome, neben dem Wechsel in den jeweils anderen Zustand, eine Beschleunigungsänderung, die die Wege der Atome wieder zusammenführt. Durch die Reihenfolge der Laserimpulse als Strahlteiler – Spiegel – Strahlteiler und den damit verbundenen Impulsänderungen werden die Atomwolken zum Zeitpunkt  $2T$  auch räumlich wieder zusammengeführt, wie in Abb. 3 gezeigt.

Der interne Zustand eines Atoms ist von der Entwicklung der Wellenfunktion entlang der unterschiedlichen Wege im Interferometer und der Interaktion mit den Laserimpulsen abhängig. Kasevich and Chu (1991) zeigen, dass dieser Phasenunterschied  $\Delta\Phi$  der Wellenfunktionen beider Zustände durch den Phasenunterschied  $\delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \vec{k}_{\text{eff}} z$  der verwendeten Laser am Ort der Interaktion  $z$  ausgedrückt werden kann. Die Raman-Laser können als *optisches Lineal* verstanden werden, an dem die Position der Atome zum Zeitpunkt der Interaktion festgestellt wird:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \delta\phi(0) - 2\delta\phi(T) + \delta\phi(2T), \\ &= \vec{k}_{\text{eff}} (z(0) - 2z(T) + z(2T)). \end{aligned} \quad (3)$$

Für frei fallende Atome ist dieser Phasenunterschied proportional zu der Schwerkbeschleunigung  $\vec{g}$  und vom Zeitabstand zwischen den Laserimpulsen  $T$  abhängig:

$$\Delta\Phi = -\vec{k}_{\text{eff}} \vec{g} T^2. \quad (4)$$

Aus dieser Formel wird deutlich, dass aus einem langen Zeitintervall zwischen den Laserimpulsen und einem großen  $\vec{k}_{\text{eff}}$  eine große Phasenverschiebung folgt. Dies wiederum ermöglicht eine hohe Sensitivität in Bezug auf  $\vec{g}$ . Bei Atomen mit der Geschwindigkeit  $v$ , die sich auf ballistischen Flugbahnen befinden, wird die Phasenverschiebung zusätzlich durch Rotationen  $\Omega$  beeinflusst (Schmidt 2011):

$$\Delta\Phi_{\text{Sagnac}} = 2T^2 \vec{k}_{\text{eff}} \cdot (\vec{\Omega} \times \vec{v}). \quad (5)$$

Bei Gravimetern, deren Raman–Laser nicht lotrecht ausgerichtet sind, tritt diese rotationsbedingte Phasenverschiebung als Störgröße auf (Coriolis Effekt). In Gyroskopen ist dies die gesuchte Größe (siehe Abschnitt 4.2).

Die Messgröße des Atominterferometers ist das Verhältnis der Atome in den Zuständen  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  am Ende des Interferometers. Die Population der beiden Zustände kann z.B. durch Fluoreszenzdetektion ermittelt werden. Bei dieser Methode werden die Atome mittels Laser zur Emission von Photonen angeregt. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Atom im angeregten Zustand  $|b\rangle$  befindet ist, unter Vernachlässigung von Effekten, die zu einem Kontrastverlust führen, gegeben durch (Schmidt 2011):

$$P_{|b\rangle} = \frac{1}{2} (1 + \cos \Delta\Phi). \quad (6)$$

Aus dem gemessenen Verhältnis wird so die Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  bestimmt. Mit der Ausnahme von  $\vec{g}$  bzw.  $\vec{\Omega}$  sind alle Größen in den Formeln (4) und (5) bekannt, so dass die Absolute Schwerebeschleunigung respektive die Rotation berechnet werden kann.

### 3.2 Messung der Schwere

Der Einsatz eines Atominterferometers soll am Beispiel eines Gravimeters näher erklärt werden. Die Messung von Rotationen in einem atomaren Gyroskop ist in den wesentlichen Teilen identisch, die Atome befinden sich dort jedoch nicht in einer Bewegung parallel zu der Schwerebeschleunigung (Müller et al. 2008). Die Messung der Schwere kann in drei Abschnitte unterteilt werden:

- Vorbereitung der Atome,
- Freier Fall und Interaktion mit dem Laser,
- Detektion der internen Zustände.

Abb. 5 zeigt eine schematische Darstellung eines Gravimeters mit frei fallenden Atomen. Eine alternative Bauweise ist die Fontäne, bei der die Atome zunächst nach oben beschleunigt werden. Der Vorteil der Fontäne liegt in dem längeren Zeitintervall  $T$  zwischen den Laserpulsen (vgl. Formel (4)) und einer besseren Unterdrückung systematischer Fehler.

Die Vorbereitung der Atome erfolgt in einer 3D–Magneto–Optischen Falle (3D–Magneto–Optical Trap: 3D–MOT), wie sie durch Chu et al. (1985) beschrieben wird. In einer 3D–MOT können Atome gesammelt und bis auf wenige  $\mu\text{K}$  gekühlt werden. Die Kühlung verringert die thermische Eigenbewegung der Atome, die eine zusätzliche Bewegung der Atome zu der Bewegung aufgrund des freien Falles und den Absorptions- und Emissionsvorgängen erzeugt. Die aus einer Quelle in die MOT geführten Atome werden durch je zwei gegenläufige Laserstrahlen aus drei Richtungen abgebremst und im Zentrum der Falle gesammelt. Die Frequenz der Laserstrahlen ist so gewählt, dass sich für unbewegte Atome in der Mitte der Falle alle lichtinduzierten Kräfte im Mittel aufheben. Durch die Bewegung des Atoms wird aufgrund des Dopplereffektes eine Laserfrequenz erreicht, die zu der Absorption bzw. Emission eines Photons führt. Die damit verbundene Impulsänderung ist entgegengesetzt zu der bisherigen Bewegungsrichtung und das Atom wird gebremst. Ein ähnlicher Prozess

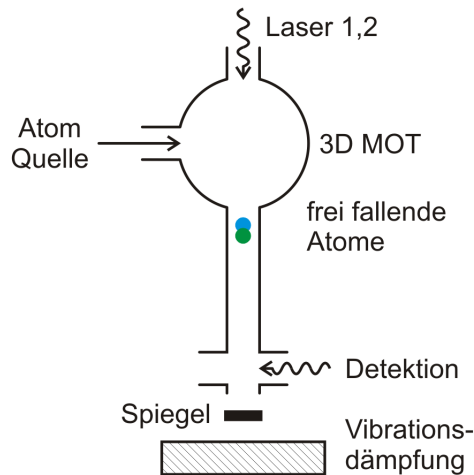


Abb. 5: Schematische Darstellung eines Quantengravimeters

führt in Kombination mit dem gleichzeitig angelegtem Quadrupol-Magnetfeld außerdem zu einer Kraft, die die Atome aus allen Richtungen zur Mitte der MOT treibt (Peters 1998). Diese Prozesse stellen auch sicher, dass sich zu Beginn der folgenden Messung alle Atome im internen Zustand  $|a\rangle$  befinden. Weitere Konfigurationen möglicher atomarer Fallen beschreiben unter anderem Adams and Riis (1997) und Metcalf and Straten (2003).

Der freie Fall wird durch das Abschalten der MOT eingeleitet. Während des freien Falles werden die drei Laserimpulse im zeitlichen Abstand  $T$  von oben in das Interferometer geleitet. Die Interaktion der Atome findet jeweils mit dem von oben kommendem Strahl des Laser 1 und dem am Referenzspiegel reflektierten Laser 2 statt. Die Summe der Impulsänderungen des Atoms durch diese Interaktion mit den Raman-Pulsen führt zu einer Geschwindigkeitsänderung im Bereich von wenigen cm/s und somit zu einer räumlichen Trennung in der Vertikalen je nach Zustand der Atome. Die Phasenlage der Laserstrahlen am Ort der Interaktion haben einen unmittelbaren Einfluss auf das Messergebnis (siehe Formel (3)). Insbesondere Vibrationen des Bodens, z. B. durch Mikroseismik, haben einen großen Einfluss auf die Messung und führen zu einer Beschleunigung des Referenzspiegels, an dem der Laser 2 vor der Interaktion mit den Atomen reflektiert wird. Diese Beschleunigung des Spiegels führt zu einer Phasenverschiebung am Ort der Interaktion zwischen Laser und Atom (Le Gouët et al. 2008). Gleichmäßige Bewegungen erzeugen im Gegensatz dazu keine zusätzlichen Störbeschleunigungen. Wegen der zuvor genannten Störbeschleunigungen werden die Atominterferometer gegen Vibrationen des Untergrundes isoliert. Zum Einsatz kommen sowohl aktive Systeme (Schmidt et al. 2011; Hensley et al. 1999) als auch passive Systeme in Verbindung mit einer nachträglichen Korrektur durch Seismometermessungen (Le Gouët et al. 2008). Bei optischen Gravimetern muss das Referenzprisma des Interferometers ebenfalls gegen Vibrationen abgeschirmt werden. Bei dem FG5 und A10 werden diese Vibrationen durch die sogenannte Superspring minimiert (Niebauer et al. 1995).

Die Detektion des internen Zustands der Atome findet nach dem dritten Laserimpuls im freien Fall statt. Zunächst werden die Atome im angeregten Zu-



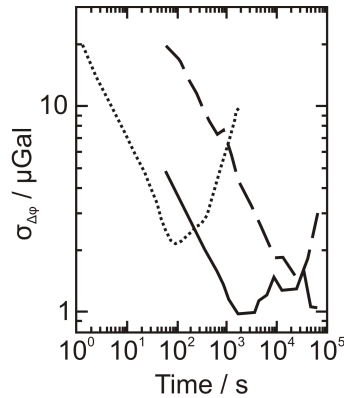


Abb. 6: Allan Standardabweichung für die Schweremessung mit einem FG5 (gestrichelte Linie) und einem Atominterferometer für einzelne Messungen (gepunktete Linie) und Mittelwerte einer Minute (dicke Linie), nach Peters et al. (2001)

stand  $|b\rangle$  durch einen Laser zur Fluoreszenz angeregt und dieses Licht gemessen. In einem zweiten Schritt werden alle Atome aus dem Zustand  $|a\rangle$  in Zustand  $|b\rangle$  überführt und erneut dem Detektionslaser ausgesetzt. Dies ergibt das Verhältnis der Atome, die sich nach dem freien Fall im Zustand  $|b\rangle$  befinden, zu allen Atomen.

Im Anschluss an die Detektion kann die Messung erneut durchgeführt werden. Aufgrund der insgesamt kurzen Dauer einer Messung werden Messraten von 1 Hz und mehr erreicht.

Abb. 6 zeigt die Allan Standardabweichung (Rubiola 2005) für Messungen mit einem FG5 und einem Atominterferometer nach dem Prinzip einer Fontäne (Peters et al. 2001). Die Allan Standardabweichung beschreibt die Stabilität einer Messung. Sie wird nicht durch systematische Prozesse sondern durch Rauschen beeinflusst. Für das FG5 bedeutet dies, dass bei einer Messdauer von 10–12 Stunden das Rauschen in der Messung auf ein Niveau von etwa  $15 \text{ nm/s}^2$  minimiert wird ( $1 \mu\text{Gal} = 10 \text{ nm/s}^2$ ). Für das Atominterferometer wird dieses Niveau bereits nach etwa 20 Minuten erreicht. Nach etwa einer halben Stunde wird das Rauschen auf etwa  $10 \text{ nm/s}^2$  reduziert.

Abbildung 7 zeigt den Vergleich einer Messung mit dem FG5 und einem Quantengravimeter. Für eine drei Tage dauernde Messung sind sowohl die Mittelwerte einer Minute als auch ein gleitendes Mittel dargestellt. Die Histogramme zeigen für beide Geräte die Abweichung der Minutenwerte zum 30 Minuten Mittelwert. Das Quantengravimeter zeigt eine deutlich höhere Präzision im Vergleich zum FG5 Gravimeter.

## 4 Anwendungen

Im folgenden Abschnitt sollen einige Anwendungen in der Geodäsie (mit Fokus auf der Gravimetrie) und die darin verwendeten *klassischen* Geräte beschrieben werden. An diesen Beispielen soll aufgezeigt werden, welchen Beitrag die Entwicklung der Atominterferometer zum Fortschritt der Geodäsie leisten kann.

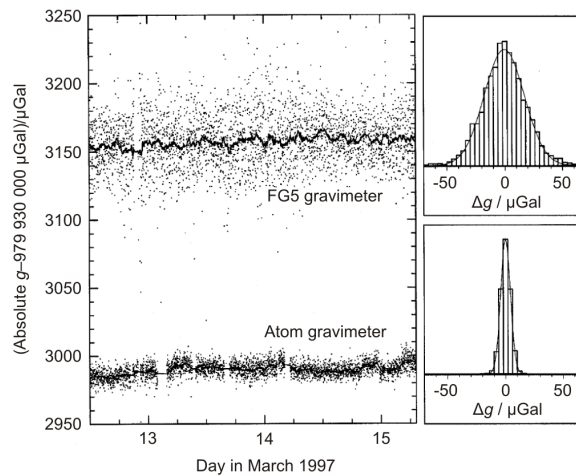


Abb. 7: Vergleich zwischen zeitgleichen Schweremessungen mit dem FG5 und dem Quantengravimeter. Die Punkte entsprechen dem Mittelwert einer Minute. Die durchgezogene Linie ist das gleitende Mittel über 30 Minuten. Der Offset zwischen den beiden Messungen wird durch eine inzwischen beseitigte Unsicherheit in der Frequenz zwischen den Übergängen der atomaren Zustände verursacht (Peters et al. 2001).

#### 4.1 Atominterferometer als Gravimeter

Die Messung der absoluten Schwerebeschleunigung wird derzeit mit dem Micro-g LaCoste FG5 Absolute Gravimeter (Niebauer et al. 1995) oder dem ebenfalls von Micro-g LaCoste vertriebenem A10 Outdoor Absolute Gravimeter mit geringerer Genauigkeit durchgeführt. Neben diesen kommerziellen Lösungen mit einer frei fallenden Testmasse gibt es weitere unabhängige Entwicklungen, wie etwa das IMGC-02 Transportable Absolute Gravimeter (D'Agostino et al. 2008), das im Gegensatz zu den erstgenannten Geräten nach dem Wurf- und Fall-Prinzip funktioniert. In diesen Geräten wird der Weg einer Testmasse durch ein Laserinterferometer verfolgt.

Bei den Freifall-Gravimetern wird die Testmasse nach dem freien Fall mit einem Fahrstuhl wieder in die Ausgangsposition gebracht. Während des freien Falles wird dieser Fahrstuhl mit der Testmasse nach unten beschleunigt, so dass die Testmasse innerhalb des Fahrstuhls frei fällt. Diese Methode birgt verschiedene Fehlereinflüsse. Bei Auslösung des freien Falles verringert sich das Gewicht des Gravimeters schlagartig. Diese Erschütterung und die Reaktion des Bodens darauf (floor recoil) beeinflusst die Messungen der Schwere mit etwa  $1 \text{ nm/s}^2$  (Niebauer et al. 1995), wenn ein guter Standort gewählt wurde, z. B. in einem Keller mit starrem Betonfundament. Neben dem direkten Einfluss auf die Messung unterliegt dieser mechanische Teil des Gravimeters dem Verschleiß. Um den Verschleiß zu minimieren wird das Gerät mit niedrigerer Messrate als technisch möglich betrieben. In einer neuen Version des FG5, dem FG5-X, wurde der mechanische Teil modifiziert, so dass Verschleiß und floor recoil reduziert werden. Das FG5 erreicht eine absolute Genauigkeit einer Schweremessung von etwa  $20\text{--}30 \text{ nm/s}^2$  (Gitlein 2009; Timmen 2010).

Die Messung zeitlicher Schwereänderungen zwischen verschiedenen Stand-

orten und die Aufzeichnung von Schwereänderungen an einem Ort wird meist mit Federgravimetern durchgeführt. Geeignete Geräte für die Registrierung über längere Zeiträume sind das Micro-g LaCoste gPhone Gravimeter (Riccardi et al. 2011) und das ZLS Burris Gravity Meter (Jentzsch 2008). Bei der relativen Schweremessung zwischen verschiedenen Orten können das Scintrex CG-3M oder CG-5 eingesetzt werden.

In diesen Geräten wird eine Testmasse – direkt oder mit einem Hebel – von einer Feder gehalten. Die Testmasse befindet sich im Gleichgewicht zwischen Federkraft und Erdanziehungskraft. Bei einer Änderung der auf die Testmasse wirkenden Gravitationsbeschleunigung, z. B. durch die Erdzeiten, ändert sich die Länge der Feder. Im allgemeinen wird die Testmasse durch elektrostatische Kräfte in der Ausgangsposition gehalten und der hierzu notwendige Strom gemessen. Idealerweise ist der Zusammenhang zwischen Längenänderung der Feder und Änderung der Schwerebeschleunigung zeitlich konstant. Tatsächlich sind die Eigenschaften der Feder jedoch nicht konstant. Dies äußert sich in einer Drift, d. h. einer Änderung des Zusammenhangs zwischen Schwere- und Längenänderung, die langfristig durch die Alterung der Feder und kurzfristig durch äußere Einflüsse verursacht wird. Das Driftverhalten selbst ist ebenfalls nicht zeitlich konstant und wird bei relativgravimetrischen Messungen zwischen Punkten durch die Wahl eines geeigneten Messverfahrens bei mehrfacher Besetzung aller Punkte minimiert. Bei der stationären Messung über längere Zeiträume, z. B. bei der Gezeitenregistrierung über mehrere Wochen oder Monate, ist dies jedoch nicht möglich und die Drift muss modelliert werden. Bei dieser Modellierung kann nicht zwischen Gerätedrift und der langsamen Schwereänderung aufgrund atmosphärischer und hydrologischer Einflüsse unterschieden werden, da die Größenordnung dieser Effekte deutlich unter der Gerätedrift liegt. Im Fall der Atmosphäre beträgt der Einflusses etwa  $3 \text{ nm/s}^2$  für ein hPa Luftdruckänderung. Über mehrere Tage und Wochen hinweg ergibt dies einige  $10 \text{ nm/s}^2$ . Bei guten Bedingungen, d. h. schonender Transport und kurzer Zeitabstand zwischen den Messungen auf verschiedenen Punkten kann eine Standardabweichung einer mehrfach gemessenen Schweredifferenz von bis zu  $10 \text{ nm/s}^2$  erreicht werden (Timmen and Gitlein 2004).

Die genaueste Registrierung von relativen Schwereänderungen ermöglichen derzeit Supraleitgravimeter. Diese Geräte, wie z. B. das GWR Instruments Observatory Superconducting Gravimeter (OSG), sind jedoch nicht mobil und werden über Jahre hinweg an einer Station betrieben. Die Testmasse eines Supraleitgravimeters ist eine Kugel, die in dem Magnetfeld supraleitender Spulen in der Schwebe gehalten wird. Die Drift eines Supraleitgravimeters liegt im Rahmen einiger  $10 \text{ nm/s}^2$  pro Jahr und kann für mehrere Jahre als linear angenommen werden (van Camp and Francis 2006). Die Drift eines Federgravimeters beträgt, im Gegensatz dazu, mehrere  $100 \text{ nm/s}^2$  pro Tag. Die Kalibrierung eines Supraleitgravimeters erfolgt mit periodischen Absolutschweremessungen. Mit dem *iGrav* SG Meter bietet GWR Instruments erstmal ein portables Supraleitgravimeter an, das jedoch aufgrund der Größe und des Gewichts in der Mobilität nicht mit den Federgravimetern vergleichbar ist und diese im Feldeinsatz auch nicht ersetzen soll. Das *iGrav* zielt, wie das OSG, auf die Registrierungen langer Zeitreihen ab und kann nicht zur Messung von Schweredifferenzen zwischen zwei Punkten verwendet werden.

Die zuvor genannten instrumentellen Fehler sind bei einem Quantengravimeter in dieser Form nicht vorhanden. Der Effekt des floor recoil und die durch

das Instrument selbst induzierten Vibrationen im Interferometer treten bei Absolutgravimetern auf Basis der Atominterferometrie nicht auf. Der mechanischer Verschleiß ist bei den Freifall-Experimenten mit mikroskopischen Objekten fast gänzlich zu vernachlässigen. Eine langzeitliche Geräterift ist bei Quantengravimetern nicht vorhanden, das Ergebnis der Messung ist jedoch von der Kalibrierung und Langzeitstabilität der verwendeten Laser abhängig.

In der Tat werden neue instrumentelle Fehler eingeführt, die in erster Linie auf die verwendeten Laser und den Strahlweg innerhalb des Interferometers zurückzuführen sind. Fehler ergeben sich z. B. aus Pulsdauer und Intensität der Raman-Laserimpulse und der Ausrichtung der Laser, also der Wellenvektoren  $\vec{k}_1$  und  $\vec{k}_2$ , die zu einer horizontalen Komponente in der Beschleunigung der Atome führen kann. Des Weiteren haben alle Effekte, die zu einer Phasenverschiebung der Laserstrahlen führen, wie z. B. die bereits diskutierten Vibrationen des Bodens, einen direkten Einfluss auf das Ergebnis. Eine ausführliche Betrachtung der instrumentellen Fehler findet sich z. B. in Peters et al. (2001), Le Gouët et al. (2008) und Gauguier et al. (2009).

Die Entwicklung der Atominterferometer ist noch nicht so weit fortgeschritten, dass es kommerzielle Anbieter für diese Art von Gravimeter gibt. Zur Zeit werden an verschiedenen Universitäten und Institutionen Quantengravimeter entwickelt, die einen mobilen Einsatz ermöglichen sollen. An dieser Stelle sollen zwei Beispiele vorgestellt werden.

Am Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) wird im Rahmen des Watt Balance Project (Genevès et al. 2005) ein Quantengravimeter mit frei fallenden Atomen entwickelt. Dieses Gerät hat bereits an internationalen Vergleichsmessungen teilgenommen und erreichte dabei eine Übereinstimmung mit FG5 Absolutgravimetern von 45 bzw. 100 nm/s<sup>2</sup> bei einer Standardabweichung von jeweils etwa 60 nm/s<sup>2</sup> (Merlet et al. 2010; Louchet-Chauvet et al. 2011). Die Messungen des Quantengravimeters und der FG5 wurden zeitgleich und teilweise abwechselnd auf identischen Punkten durchgeführt. Die Fallkammer hat eine Höhe von 30 cm. Dies erlaubt einen Abstand von  $T = 50$  ms der Laserimpulse und einem Messrate von 3 Hz. Die Fallkammer ist mit der MOT in einer 80 cm hohen magnetischen Abschirmung untergebracht. Inklusiv einer passiven Vibrationsisolierung und einem Seismometer zur nachträglichen Korrektur von verbleibenden Vibrationen hat das Instrument eine Höhe von etwa 1,4 m.

An der Humboldt Universität zu Berlin wurde der Prototyp eines mobilen Gravimeters nach dem Prinzip einer Fontäne entwickelt (GAIN: Gravimetric Atom Interferometer, Schmidt et al. 2011). Die Fallkammer hat eine Höhe von 75 cm und ermöglicht einen Zeitabstand von bis zu 275 ms zwischen den Laserimpulsen. Die Fallkammer ist zusammen mit weiteren Komponenten in ein 1,93 m hohes Instrument vereint. Bei einem ersten Vergleich mit einem FG5 konnte eine Übereinstimmung von 270 nm/s<sup>2</sup> festgestellt werden. Zwischen den Messungen des FG5 und dem Quantengravimeter lagen jedoch mehrere Wochen, so dass neben verbleibenden systematischen Fehlern im Instrument auch Umwelteinflüsse zur Differenz beitragen. Für den auf den Boden reduzierten Schwerewert einer 12 Stunden dauernden Messung wird eine Standardabweichung von 100 nm/s<sup>2</sup> angegeben, die zu einem großen Teil aus einem systematischen Anteil besteht, der sich zum Zeitpunkt der Messung nicht besser abschätzen ließ. Diesen Fehler (AC Stark shift) außer acht gelassen, wird eine Standardabweichung von 16 nm/s<sup>2</sup> erreicht. Die Sensitivität ist mit 216 nm/s<sup>2</sup>/√Hz bereits besser als die des FG5.

Beide hier genannten Geräte sind grundsätzlich mobil, d. h. der eigentliche Sensor ist auf einem rollbaren Gestell untergebracht. Zusätzlich zum jeweiligen Messinstrument werden noch weitere Komponenten benötigt. Dies sind Teile der Laser sowie Kontrollelektronik und Computer, die in Racks montiert sind und so als Ganzes transportiert werden können. In Transport sowie Aufbau des Instruments an einem Ort können die Quantengravimeter jedoch noch nicht mit optischen Gravimetern konkurrieren. Die Entwicklung zu kompakteren und weniger komplexen Geräten schreitet jedoch voran. So zeigt Bodart et al. (2010) am LNE wie durch Modifikation der 3D-MOT die Anzahl der notwendigen Laser von acht auf einen reduziert werden kann. Des Weiteren werden zunehmend einzelne Komponenten eines Atominterferometers, wie die atomare Quelle und Laser, miniaturisiert, so dass zukünftig kleinere und leichtere sowie gleichzeitig robustere Systeme zur Verfügung stehen werden. Die Miniaturisierung wird unter anderem für die Verwendung von Atominterferometern in Fallturmexperimenten vorangetrieben. Könemann et al. (2007) und van Zoest et al. (2010) zeigen den Aufbau und Ergebnisse des QUANTUS Experiments (QUANTengase Unter Schwerelosigkeit, Rudolph et al. 2011) zur Erzeugung von Bose–Einstein Kondensaten im Fallturm. Das durch die Europäische Kommission geförderte Projekt iSense (de Angelis et al. 2011) hat das Ziel, eine Technologieplattform für portable und robuste Quantensensoren zu entwickeln und am Beispiel eines Gravimeters zu demonstrieren. Dieses Projekt soll gleichzeitig den Weg in die kommerzielle Nutzung dieser Technik öffnen. Stockton et al. (2011) demonstrieren ein Gyroskop mit einer Kantenlänge von etwa 50 cm.

## 4.2 Weitere Anwendungsbereiche

Durch die Kombination zweier Quantengravimeter kann ein Gradiometer verwirklicht werden. Durch Gradiometermessungen wird die Änderung der Schwere in der Vertikalen oder Horizontalen bestimmt und meist in Eötvös angegeben ( $1 \text{ E} = 10^{-9} \text{ s}^{-2}$ ). Der vertikale Schweregradient wird in einem Quantengradiometer durch zwei absolute Schweremessungen senkrecht übereinander ermittelt. Dazu können entweder zwei Gravimeter mit einer gemeinsamen Fallkammer und zwei getrennten MOT in einem Abstand von etwa einem Meter übereinander betrieben werden (Snadden et al. 1998) oder es werden zwei Atomwolken in einer Fontäne nacheinander senkrecht nach oben beschleunigt, so dass die Atomwolken den Gipfel ihrer Flugbahn gleichzeitig erreichen und zwischen diesen Punkten ein vertikaler Abstand von z. B. 30 cm liegt (Sorrentino et al. 2010). So hat ein Gradiometer zwei Zonen, in denen Atome und Raman–Pulse gleichzeitig miteinander interagieren. Die Störbeschleunigungen, die sich aus Umgebungseinflüssen ergeben, wirken sich in der oberen und unteren Interaktionszone gleich aus und werden bei der Berechnung des Gradienten eliminiert. Neben den Informationen zum Schwerfeld der Erde durch Messung des Schweregradienten können so Versuche zur Messung der Gravitationskonstante durchgeführt werden.

Ein weiterer Anwendungszweck der Atominterferometrie ist die Messung von Rotationen. In einer Kombination aus zwei Atominterferometern werden zwei Atomwolken auf gegenläufig ballistischen Flugbahnen benutzt. Dies eliminiert den Einfluss der Schwere sowie einige Fehler aus der Messung. Aus der Differenz dieser beiden Messungen ergibt sich die rotationsbedingte Phasenverschiebung. Zur Zeit bieten Laserringkreisel die höchste Auflösung, die von der eingeschlos-

senen Fläche des Kreisels abhängt. Der Großringlaser G in der Fundamentalstation Wettzell hat eine eingeschlossene Fläche von  $16 \text{ m}^2$  und eine Auflösung von  $1,5 \times 10^{-10} \text{ rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Schreiber et al. 2009). Die eingeschlossene Fläche in einem Atominterferometer ist um ein vielfaches kleiner und beträgt nur wenige  $\text{mm}^2$ . Das Verhältnis der rotationsbedingten Phasenverschiebung von Materie- und Lichtwellen beträgt jedoch  $5 \times 10^{10}$  zugunsten der Materiewellen, so dass bei einer wesentlich kleineren und somit mobilen Bauform ähnliche Auflösungen zu erwarten sind. Das am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover entwickelte Gyroskop aus zwei gegenläufigen Atominterferometern umschließt eine Fläche von  $8,6 \text{ mm}^2$  und erreicht zur Zeit eine Auflösung von  $5,9 \times 10^{-6} \text{ rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Gilowski 2010). Ein vergleichbares am LNE entwickeltes Gerät erreicht eine Auflösung von  $2,7 \times 10^{-7} \text{ rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei einer Baugröße des Interferometers von nur  $30 \times 10 \times 50 \text{ cm}$  (Gauguet et al. 2009). Ziel der Entwicklung sind mobile Geräte, die in Sensitivität und Stabilität das Niveau großer Ringlaser erreichen und übersteigen. Durch die Mobilität wird z.B. ein Vergleich großer Ringlaser untereinander möglich. Aber auch in der Geodäsie und Geophysik sind die Einsatzbereiche weit gestreut, wie z. B. die Messung der Schwankung der Erdrotation oder von Rotationsbewegungen während Erdbeben. Der Einsatz von Atominterferometern in der Kombination aus Beschleunigungsmesser und Gyroskop ermöglicht auch den Einsatz in der Inertialnavigation. Canuel et al. (2006) beschreiben einen ersten inertialen Sechs-Achsen-Sensor (je drei Rotationen und Beschleunigungen) auf Grundlage der Atominterferometrie.

## 5 Ausblick

Die Interferometrie von Materiewellen stellt zukünftig ein neues Werkzeug in der Geodäsie bereit. Zur Zeit werden diese Atominterferometer im Bereich der Physik entwickelt, jedoch nicht im Sinne von geodätischen Anwendungen eingesetzt. Der Einsatz beschränkte sich bisher hauptsächlich auf die Laborumgebung in der das jeweilige Gerät entwickelt wurde. So gibt es bisher keine Erfahrungen im praktischen Einsatz oder Ergebnisse aus Messungen, die nicht ausschließlich der Untersuchung des Instruments dienen. Ein Einsatz dieser neuen Geräte vergleichbar der Verwendung klassischer Gravimeter ist bisher nicht der Fall. In den vergangenen Jahren hat die Entwicklung jedoch wesentliche Schritte in Richtung Mobilität unternommen. Dies ermöglicht einerseits den Vergleich mit anderen Absolutgravimetern durch gegenseitige und gleichzeitige Messungen auf gemeinsamen Punkten, andererseits wird der Einsatz analog zum FG5 möglich. Durch den Betrieb ohne mechanische Komponenten kann das Quantengravimeter jedoch mit einer höheren Messrate und über längere Zeiträume betrieben werden. Dies ermöglicht neben der punktuellen absoluten Schweremessung, z. B. im Rahmen einer Messkampagne, auch den Einsatz als Registriergravimeter. Im Gegensatz zum Einsatz von Federgravimetern zu diesem Zweck wird das Quantengravimeter nicht durch eine Drift gestört, so dass auch kleine, langsam verlaufende Schwereänderungen erfasst werden können.

Die hier erwähnten Geräte des LNE und der Humboldt Universität erreichen bisher noch nicht die anvisierte Übereinstimmung mit dem FG5 Absolutgravimeter und dessen Genauigkeit, übertreffen aber bereits dessen Sensitivität. Das Ziel der Entwicklung sind Genauigkeiten im Bereich weniger  $\text{nm/s}^2$ , also eine Größenordnung besser als bisherige Geräte. Bis zum Erreichen dieses Ni-

veaus müssen, nachdem die Einschränkungen klassischer Geräte überwunden sind, neue systematische Fehler bewältigt werden. Insbesondere die Lasertechnik steht hier im Mittelpunkt. Dabei wird die Entwicklung nicht nur durch die Forschung an terrestrischen Atominterferometern vorangetrieben. Projekte wie QUANTUS entwickeln kompakte Atominterferometer für den Einsatz in Schwerelosigkeit. Zur Zeit ist der Einsatz in Fallturm Experimenten zum Test des Äquivalenzprinzipes geplant. Zukünftig ist der Einsatz in Raketen auf Parabelflügen und in Satelliten vorgesehen. Diese Einsatzfelder erfordern kompakte und robuste Komponenten, die wiederum ihren Weg in terrestrische Atominterferometer finden.

Das Institut für Erdmessung der Leibniz Universität Hannover strebt in Zusammenarbeit mit dem Institut für Quantenoptik (LUH) und der Gruppe für Quantenoptik und Metrologie der Humboldt Universität zu Berlin die Entwicklung und den Einsatz eines mobilen Quantengravimeters an.

### Danksagung

Wir bedanken uns bei Prof. Achim Peters und Dipl.-Phys. Matthias Hauth vom Institut für Physik der Humboldt Universität zu Berlin für die hilfreiche Diskussion speziell im Themenbereich Atominterferometrie. Wertvolle Anregungen zur Quantengravimetrie kamen auch aus der Gruppe von Prof. Ernst M. Rasel, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover. Arbeiten zu diesem Beitrag wurden durch das Centre for Quantum Engineering and Space-Time Research (QUEST) der Leibniz Universität Hannover gefördert.

### Literatur

- Adams, C., Riis, E.: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 21(21): S.1–79, 1997.
- de Angelis, M., Angonin, M.C., Beaufils, Q., Becker, Ch., Bertoldi, A., Bongs, K., Bourdel, T., Bouyer, P., Boyer, V., Dörscher, S., Duncker, H., Ertmer, W., Fernholz, T., Fromhold, T.M., Herr, W., Krüger, P., Kürbis, Ch., Mellor, C.J., Pereira Dos Santos, F., Peters, A., Poli, N., Popp, M., Prevedelli, M., Rasel, E.M., Rudolph, J., Schreck, F., Sengstock, K., Sorrentino, F., Stellmer, S., Tino, G.M., Valenzuela, T., Wendrich, T.J., Wicht, A., Windpassinger, P., Wolf, P.: iSense: a portable ultracold-atom-based gravimeter. *Procedia Computer Science*, Vol. 7: S. 334–336, 2011.
- Berman, Paul R.: *Atom Interferometry*. Academic Press, 1997.
- Bodart, Q., Merlet, S., Malossi, N., Pereira Dos Santos, F., Bouyer, P., Landragin, A.: A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam. *Applied Physics Letters*, Vol. 96(13): S. 134101, 2010.
- Bordé, Ch.J.: Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics Letters A*, Vol. 140(1-2): S. 10–12, 1989.
- Canuel, B., Leduc, F., Holleville, D., Gauguier, A., Fils, J., Virdis, A., Clairon, A., Dimarcq, N., Bordé, Ch.J., Landragin, A., Bouyer, P.: Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry. *Physical Review Letters*, Vol. 97(1): S. 010402, 2006.

- Carnal, O., Mlynek, J.: Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. *Physical Review Letters*, Vol. 66(21): S. 2689–2692, 1991.
- Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J.E., Cable, A., Ashkin, A.: Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, Vol. 55(1): S. 48–51, 1985.
- Cronin, A.D., Schmiedmayer, J., Pritchard, D.E.: Optics and interferometry with atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 81(3): S. 1051–1129, 2009.
- D'Agostino, G., Desogus, S., Germak, A., Origlia, C., Quagliotti, D., Berrino, G., Corrado, G., Errico, V., Ricciardi, G.: The new IMG-C-02 transportable absolute gravimeter: measurement apparatus and applications in geophysics and volcanology. *Annals of Geophysics*, 51: S. 39–49, 2008.
- Davisson, C.J., Germer, L.H.: Diffraction of electrons by a crystal of nickel. *Physical Review*, Vol. 30(6): S. 705–740, 1927.
- de Broglie, L.: Recherches sur la théorie des quanta. (Researches on the theory of quanta.). *Annales de Physique*, Vol. 3: S. 22–128, 1925.
- Gauguet, A., Canuel, B., Lévêque, T., Chaibi, W., Landragin, A.: Characterization and limits of a cold atom Sagnac interferometer. *Physical Review A*, Vol. 80(6): S. 1–12, 2009.
- Genevès, G., Gournay, P., Gosset, A., Lecollinet, M., Villar, F., Pinot, P., Juncar, P., Clairon, A., Landragin, A., Holleville, D., Pereira Dos Santos, F., David, J., Besbes, M., Alves, F., Chassagne, L., Topcu, S.: The BNM watt balance project. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 54(2): S. 850–853, 2005.
- Gilowski, Michael: Quantitative Analyse der Auflösungsbegrenzung eines atomaren Gyroskopes. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- Gitlein, Olga: Absolutgravimetrische Bestimmung der Fennoskandischen Landhebung mit dem FG5-220. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2009.
- Hensley, J.M., Peters, A., Chu, S.: Active low frequency vibration isolation. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 70(6): S. 2735–2741, 1999.
- Jentsch, G.: The automated Burris gravity meter-a new instrument using an old principle. In: Peshekhonov, V.G. (ed.): *Terrestrial Gravimetry: Static and Mobile Measurements (TG-SMM2007)*, Int. Symposium Elektropribor, St. Petersburg, Russia, S. 21–28, 2008.
- Kasevich, M.A., Chu, S.: Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical Review Letters*, Vol. 67(2): S. 181–184, 1991.
- Keith, D.W., Ekstrom, C.R., Turchette, Q.A., Pritchard, D.E.: An interferometer for atoms. *Physical Review Letters*, Vol. 66(21): S. 2693–2696, 1991.



- Könemann, T., Brinkmann, W., Göklü, E., Lämmerzahl, C., Dittus, H., van Zoest, T., Rasel, E.M., Ertmer, W., Lewoczko-Adamczyk, W., Schiemangk, M., Peters, A., Vogel, A., Johannsen, G., Wildfang, S., Bongs, K., Sengstock, K., Kajari, E., Nandi, G., Walsner, R., Schleich, W.P.: A freely falling magnetooptical trap drop tower experiment. *Applied Physics B*, Vol. 89(4): S.431–438, 2007.
- Le Gouët, J., Mehlstäubler, T.E., Kim, J., Merlet, S., Clairon, A., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F.: Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Applied Physics B*, Vol. 92(2): S. 133–144, 2008.
- Louchet-Chauvet, A., Merlet, S., Bodart, Q., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., Baumann, H., D’Agostino, G., Origlia, C.: Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-MASS project. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 60(7), S. 2527-2532, 2011.
- Merlet, S., Bodart, Q., Malossi, N., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., Gitlein, O., Timmen, L.: Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, Vol. 47(4): S. L9–L11, 2010.
- Metcalf, H., Straten, P.: Laser cooling and trapping of neutral atoms. In: Brown, T.G., Creath, K., Kogelnik, H., Kriss, M., Schmitt, J., Weber, M.J. (eds): *The Optics Encyclopedia: Basic Foundations and Practical Applications*, Vol 2: S. 975–1014, 2003.
- Müller, T., Gilowski, M., Zaiser, M., Wendrich, T., Ertmer, W., Rasel, E.M.: A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium. *The European Physical Journal D*, Vol. 53(3): S. 273–281, 2008.
- Niebauer, T.M., Sasagawa, G.S., Faller, J.E., Hilt, R., Klopping, F.: A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, Vol. 32(3): S. 159–180, 1995.
- Peters, A.: High-precision gravity measurements using atom interferometry. Ph.D. thesis, Stanford University, 1998.
- Peters, A., Chung, K.Y., Chu, S.: High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, Vol. 38(1): S. 25–61, 2001.
- Riccardi, U., Rosat, S., Hinderer, J.: Comparison of the Micro-g LaCoste gPhone-054 spring gravimeter and the GWR-C026 superconducting gravimeter in Strasbourg (France) using a 300-day time series. *Metrologia*, Vol. 48 (1): S. 28–39, 2011.
- Riehle, F., Kisters, T., Witte, A., Helmcke, J., Bordé, Ch.J.: Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Physical Review Letters*, Vol. 67(2): S. 177–180, 1991.
- Rubiola, E.: On the measurement of frequency and of its sample variance with high-resolution counters. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 76(5): S. 054703, 2005.
- Rudolph, J., Gaaloul, N., Singh, Y., Ahlers, H., Herr, W., Schulze, T.A., Seidel, S.T., Rode, C., Schkolnik, V., Ertmer, W., Rasel, E.M., Mütinga, H., Könemann, T., Resch, A., Herrmann, S., Lämmerzahl, C., van Zoest, T., Dittus,

- H., Vogel, A., Wenzlawski, A., Sengstock, K., Meyer, N., Bongs, K., Krutzik, M., Lewoczko-Adamczyk, W., Schiemangk, M., Peters, A., Eckart, M., Kajari, E., Arnold, S., Nandi, G., Schleich, W.P., Walsler, R., Steinmetz, T., Hänsch, T.W., Reichel, J.: Degenerate quantum gases in microgravity. *Microgravity Science and Technology*, Vol. 23: S. 287–292, 2011.
- Schmidt, Malte: A mobile high-precision gravimeter based on atom interferometry. Dissertation, Humboldt Universität zu Berlin, 2011.
- Schmidt, M., Senger, A., Hauth, M., Freier, C., Schkolnik, V., Peters, A.: A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry. *Gyroscopy and Navigation*, Vol. 2(3): S. 170–177, 2011.
- Schreiber, K.U., Klügel, T., Velikoseltsev, A., Schlüter, W., Stedman, G. E., Wells, J.-P.R.: The large Ring Laser G for continuous earth rotation monitoring. *Pure and Applied Geophysics*, Vol. 166(8-9): S. 1485–1498, 2009.
- Snadden, M.J., McGuirk, J.M. Bouyer, P., Haritos, K.G., Kasevich, M.A.: Measurement of the Earth’s gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer. *Physical Review Letters*, Vol. 81(5): S. 971–974, 1998.
- Sorrentino, F., Cacciapuoti, L., Lien, Y.H., Prevedelli, M., Rosi, G., Tino, G.M.: Sensitive gravity-gradiometry with atom interferometry: progress towards an improved determination of the gravitational constant. *New Journal of Physics*, Vol. 12(9): S. 095009, 2010.
- Stockton, J., Takase, K., Kasevich, M.A.: Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry. *Physical Review Letters*, Vol. 107(13): S. 133001, 2011.
- Timmen, L.: Absolute and relative gravimetry. In: Guochang Xu (ed.): *Sciences of Geodesy 1: Advances and Future Directions*, Vol. 1, S. 1–48. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2010.
- Timmen, L., Gitlein, O.: The capacity of the Scintrex Autograv CG-3M no. 4492 gravimeter for "absolute-scale" surveys. *Revista Brasileira de Cartografia*, Vol. 2(56), S.89–95, 2004.
- Titterton, David H., Weston, John L.: *Strapdown Inertial Navigation Technology*. IEE Radar, Sonar and Navigation Series Nr. 17. Institution of Electrical Engineers, 2004.
- van Camp, M. and Francis, O.: Is the instrumental drift of superconducting gravimeters a linear or exponential function of time? *Journal of Geodesy*, Vol. 81(5): S. 337–344, 2006.
- van Zoest, T., Gaaloul, N., Singh, Y., Ahlers, H., Herr, W., Seidel, S.T., Ertmer, W., Rasel, E., Eckart, M., Kajari, E., Arnold, S., Nandi, G., Schleich, W.P., Walsler, R., Vogel, A., Sengstock, K., Bongs, K., Lewoczko-Adamczyk, W., Schiemangk, M., Schuldt, T., Peters, A., Könemann, T., Müntinga, H., Lämmerzahl, C., Dittus, H., Steinmetz, T., Hänsch, T.W., Reichel, J.: Bose-Einstein condensation in microgravity. *Science*, Vol. 328, S. 1540-1543, 2010.

**Anschriften der Autoren**

M.Sc. Manuel Schilling

Prof. Dr.-Ing. Jürgen Müller

Dr.-Ing. Ludger Timmen

Leibniz Universität Hannover, Institut für Erdmessung

Schneiderberg 50, 30167 Hannover

[schilling@ife.uni-hannover.de](mailto:schilling@ife.uni-hannover.de)