

Optische Frequenznormale mit gespeicherten Ionen

Von Grundlagenexperimenten zur Ein-Atom-Uhr

Thomas Becker, Joachim von Zanthier, Ekkehard Peik und Christian Tamm

Frequenznormale mit Atomen, „Atomuhren“, finden heute Verwendung in der Metrologie, Präzisionsspektroskopie und Astronomie sowie in technischen Anwendungen, wie beispielsweise der Navigation, Geodäsie, Raumfahrt und der digitalen Kommunikation. Sie sind darüber hinaus wegen ihrer hohen Genauigkeit ein unverzichtbares Instrument zur Bestimmung fundamentaler Naturkonstanten und zur Prüfung grundlegender Theorien wie der Relativitätstheorie und der Quantenelektrodynamik. Die gegenwärtig besten Frequenznormale nutzen atomare Referenzübergänge im Mikrowellenbereich und erreichen nach einigen Stunden relative Genauigkeiten in der Größenordnung von 10^{-15} . Unlängst wurde in mehreren Experimenten gezeigt, dass ein in einer Falle gespeichertes Ion mit einem Referenzübergang im optischen Spektralbereich eine vergleichbare Genauigkeit schon bei erheblich kürzerer Mittelungszeit liefern kann. Genauigkeiten bis in den Bereich von 10^{-18} scheinen möglich zu sein. Eine solche Uhr würde in zehn Milliarden Jahren gerade einmal eine Sekunde falsch gehen. In diesem Artikel betrachten wir einige Aspekte der Physik der optischen Ionenfallen-Frequenznormale und stellen aktuelle Experimente vor.

Frequenzen und Zeitintervalle lassen sich mithilfe atomarer Frequenznormale mit größerer Genauigkeit messen als alle anderen physikalischen Größen. Sie werden daher nicht nur zur Realisierung der Basiseinheit der Zeit, der Sekunde, sondern auch weiterer SI-Einheiten verwendet. Atomare Frequenznormale nutzen die resonante Wechselwirkung von Atomen mit elektromagnetischer Strahlung aus, um ein Ausgangssignal mit möglichst stabiler und reproduzierbarer Frequenz zu erzeugen. Im optischen Spektralbereich verwendet man dafür schmalbandige Laser, deren Emissionsfrequenz so abgestimmt wird, dass die Photonenenergie $E = h\nu$ genau zur Anregung eines Elektrons in ein höher gelegenes Energieniveau ausreicht. Die Schwingung des stabilisierten Laserlichtes kann dann als Taktgeber für eine optische Uhr dienen. Die ungestörte atomare Übergangsfrequenz wird dabei allein durch fundamentale Wechselwirkungen und insbesondere deren Kopplungskonstanten bestimmt. Wenn man davon ausgeht, dass diese tatsächlich unveränderlich



Als Taktgeber optischer Frequenznormale dient ein einzelnes Ion, das in einer Falle gespeichert ist. Die Abbildung zeigt eine Variante der sonst üblichen Paul-Falle, die einen offeneren Zugang zum Ion ermöglicht. Die Falle besteht dabei nur noch aus einer Ringelektrode, die als Loch in einen Cu-Be-Streifen realisiert wurde (Pfeil, Durchmesser: 1 mm). In dieser Falle wurden die Experimente mit In^+ durchgeführt. Auf dem Titelbild ist die Yb^+ -Falle zu sehen. Der Durchmesser der Ringelektrode beträgt hier 1,5 mm. Darunter erkennt man den Yb-Ofen und rechts davon die Elektronenquelle (Glühdraht).

sind, dann können die Eigenschaften eines atomaren Frequenznormals anhand der Kriterien „Frequenzstabilität“ und „Genauigkeit“ eindeutig beurteilt werden.

Maßgebend für die Eigenschaften eines atomaren Frequenznormals sind vor allem

- ▶ die spektrale Auflösung des Referenzübergangs, definiert als das Verhältnis von gemessener voller Halbwertsbreite δf der Resonanz zu Übergangsfrequenz ν_{at} ,
- ▶ das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beim Messen der Anregungswahrscheinlichkeit,
- ▶ die relativen systematischen Verschiebungen der gemessenen Übergangsfrequenz $\delta\nu_{\text{at}}/\nu_{\text{at}}$.

Zu letzteren gehören beispielsweise Frequenzverschiebungen durch die Atombewegung (linearer und relativistischer Doppler-Effekt) sowie durch die Wechselwirkung der Atome untereinander und mit ihrer Umgebung. Frequenznormale mit einem Referenzübergang im optischen Spektralbereich ($\nu_{\text{at}} \approx 10^{15}$ Hz) bieten hier im Vergleich mit Mikrowellen-Normalen ($\nu_{\text{at}} \approx 10^{10}$ Hz) den grundsätzlichen Vorteil, dass wegen des hohen Wertes von ν_{at} die Auflösung $\delta f/\nu_{\text{at}}$ um mehrere Größenordnungen besser sein kann, sofern δf in beiden Frequenzbereichen von gleicher Größe ist. Gleichzeitig können die relativen Verschiebungen $\delta\nu_{\text{at}}/\nu_{\text{at}}$ noch erheblich kleiner sein als bei den besten derzeitigen Mikrowellen-Frequenznormalen.

Konventionelle Atomuhren basieren auf der Anregung von freien Atomen in einem Gas oder im Atomstrahl [1]. Hier ist die erreichbare Auflösung prinzipiell durch die Durchflugszeit der Atome durch die Anregungszone begrenzt: Hat die Anregungszeit die Dauer T , so ist die minimale Resonanzbreite durch $\delta f \approx 1/T$

Dipl.-Phys. Thomas Becker, Dr. Joachim von Zanthier, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching; Dr. Ekkehard Peik, Dr. Christian Tamm, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 38116 Braunschweig

gegeben. Da diese Relation aus den Eigenschaften der Fourier-Transformation folgt, spricht man von Fourier-limitierter Auflösung. Zwar lässt sich die Anregungszeit durch Laserkühlung und Experimente in Schwerelosigkeit erheblich verlängern, jedoch ist es offensichtlich von Vorteil, wenn die Atome in Fallen gespeichert und damit beliebig lange in der Anregungszone gehalten werden können.

Less is more – dieses Motto kann man über Dehmelts knapp formulierte Vorschläge setzen, die bereits in den 70er-Jahren den Weg zu optischen Frequenznormalen höchster Genauigkeit wiesen [2, 3]: Ein einzelnes Ion in einer Paul-Falle erlaubt unbegrenzte Speicher- und Anregungszeiten und ist von störenden Einflüssen der Umgebung gut isoliert. Durch Laserkühlung und geeignete Fallenparameter lässt sich zudem erreichen, dass die Bewegungsamplitude des Ions klein im Vergleich zur Wellenlänge des anregenden Lichts ist. Diese Bedingung, die im Mikrowellenbereich auch für freie Atome leicht zu erfüllen ist, ist als Lamb-Dicke-Bedingung bekannt [4]. In diesem Fall beeinflusst der lineare Doppler-Effekt das Absorptionsspektrum des gespeicherten Ions nicht mehr wesentlich. Der bei Absorption und Emission auftretende Photonenrückstoß wird dabei von der Falle aufgenommen. Diese Situation ist ganz analog zur rückstoßfreien Anregung von Atomkernen, die in ein Kristallgitter eingebunden sind (Mößbauer-Effekt).

Atomphysik der Ionenfallen-Frequenznormale

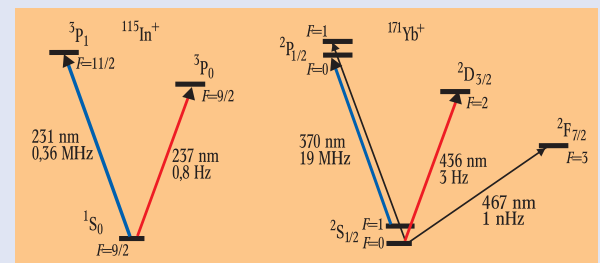
Der Referenzübergang eines atomaren Frequenznormals sollte eine kleine natürliche Linienbreite und eine möglichst geringe Empfindlichkeit der Übergangsfrequenz gegen äußere Einflüsse aufweisen. Man verwendet hier „verbotene“ Übergänge, die die Auswahlregeln für die Emission oder Absorption elektrischer Dipolstrahlung nicht erfüllen, aber dennoch aufgrund anderer Auswahlregeln zerfallen können. Die Niveauschemata der Ionen Ca^+ , Sr^+ , Ba^+ , Hg^+ und Yb^+ (siehe Abb.) sind ähnlich dem der neutralen Alkaliatome, die untersten D-Niveaus liegen hier jedoch energetisch unterhalb der tiefsten P-Niveaus. Diese D-Niveaus besitzen als dominierenden Zerfallskanal lediglich einen elektrischen Quadrupolübergang in den S-Grundzustand und haben daher Lebensdauern von einigen Millisekunden bis zu einigen Sekunden. Im Yb^+ liegt noch ein F-Niveau unterhalb der D-Niveaus, das nur über einen Oktupolübergang zerfallen kann – seine Lebensdauer beträgt mehrere Jahre. Bei den Erdalkali-ähnlichen Ionen der dritten Hauptgruppe (wie Ga^+ , In^+ , Tl^+) koppeln die zwei Valenzelektronen zu einem $^1\text{S}_0$ -Grundzustand mit

Spin- und Bahndrehimpuls Null; das niedrigste angeregte Niveau ist ein $^3\text{P}_0$ -Zustand. Der Übergang zwischen zwei Niveaus mit $J=0$ ist als Ein-Photonen-Prozess in allen Multipolordnungen verboten; in Isotopen mit nicht verschwindendem Kernspin führt die Hyperfeinwechselwirkung jedoch zu einer Mischung zwischen den Niveaus $^3\text{P}_0$, $^3\text{P}_1$ und $^1\text{P}_1$. Dies ermöglicht einen schwachen Dipolzerfall aus dem entsprechend gestörten $^3\text{P}_0$ -Niveau. Die Lebensdauer hängt in diesem Fall vom magnetischen Moment des Kerns ab und liegt in der Größenordnung einer Sekunde.

Die verschiedenen Typen von verbotenen Übergängen weisen unterschiedliche Empfindlichkeiten gegen Frequenzverschiebungen durch elektrische oder magnetische Felder auf. Beim In^+ ist wegen des verschwindenden Elektronendrehimpulses der Zeeman-Effekt vom Kernmoment bestimmt und hat die Größenordnung 2 kHz/mT. Schirmt man das Magnetfeld in der Falle bis auf einige nT ab, so liegt die relative Zeeman-Verschiebung im Bereich einiger 10^{-18} . Bei Yb^+ oder Hg^+ verwendet man Isotope mit halbzahligem

Als Referenzübergang eines Ionenfallen-Frequenznormals wird vorzugsweise ein „verbotener“ Übergang mit geringer natürlicher Linienbreite vom Grundzustand zu einem metastabilen Niveau gewählt (siehe Infokasten auf dieser Seite und [3]). Da bei der Anregung dieses Übergangs typischerweise nur wenige Photonen pro Sekunde gestreut werden, ist ein direkter Nachweis der Anregung über dessen Fluoreszenzlicht schwierig. Stattdessen beobachtet man die Fluoreszenz eines erlaubten optischen Übergangs, der sich mit dem Referenzübergang den gemeinsamen Grundzustand teilt (Abb. 1a). Da dieser Übergang auch zur Laserkühlung des Ions verwendet wird, wird er oft als Kühlübergang bezeichnet. Hat eine Anregung des Ions zum metastabilen Zustand stattgefunden, so wird bis zum Zerfall zurück in den Grundzustand keine Fluoreszenz auf dem Kühlübergang ausgestrahlt. Das Ausbleiben der Fluoreszenz ist also ein sicheres Signal für die Anregung zum metastabilen Niveau. Die in Abb. 1b gezeigte Messung illustriert diesen auch als *electron shelving* bekannten Effekt.

Das allgemeine Schema eines optischen Ionenfallen-Frequenznormals ist in Abb. 2 dargestellt. Durch wiederholtes Abtasten der Linienflügel des Referenzübergangs wird die Frequenz des Abtastlasers auf das Linienzentrum abgestimmt. Kurzzeitige Schwankungen der Laserfrequenz werden durch eine von der Ionenfalle unabhängige Vorstabilisierung so weit reduziert, dass



Schema der am niedrigsten liegenden Energieniveaus von $^{115}\text{In}^+$ und $^{171}\text{Yb}^+$. Angegeben sind die Wellenlängen und die natürlichen Linienbreiten der

Kühl- und Referenzübergänge. Schmale Linien eignen sich als Referenzübergänge für Atomuhren, breite Linien eignen sich zum Laserkühlen.

Kernspin. Die Gesamtdrehimpulse der Hyperfeinstrukturkomponenten in den S- und D-Niveaus sind dann ganzzahlig, und es gibt jeweils eine Zeeman-Komponente $m_F=0 \rightarrow m_F=0$, deren Frequenz nur noch quadratisch vom Magnetfeld abhängt. Da die Verschiebung nur einige zehn $\text{kHz}/(\text{mT})^2$ beträgt, sind die Anforderungen an die Kontrolle des Magnetfelds hier weniger hoch. Bei Niveaus mit Drehimpulsen $J>1/2$ und $F>1/2$, wie den D- und F-Niveaus der alkali-ähnlichen Ionen, tritt eine Verschiebung durch die Wechselwirkung des atomaren Quadrupolmoments mit dem Gradienten des elektrischen Feldes in der Falle auf. Das oszillierende Speicherfeld spielt hier in erster Ord-

nung keine Rolle, da die erzeugte Frequenzverschiebung im Zeitmittel verschwindet. Zu berücksichtigen sind dagegen die bei der üblichen Kompensation elektrischer Streufelder verbleibenden Feldgradienten. Für die D-Niveaus der alkali-ähnlichen Ionen liegt die abgeschätzte relative Quadrupolver-schiebung im Bereich bis 10^{-15} . Bei dem ($J=0$) - ($J=0$)-Übergang in In^+ trägt dagegen lediglich das Quadrupolmoment des Kerns zur Verschiebung bei, die dadurch um neun Größenordnungen kleiner ist. Ähnliche Möglichkeiten würde die Verwendung spezieller Isotope von Hg^+ oder Yb^+ bieten, bei denen in den D-Zuständen ein $F=0$ -Hyperfeinniveau existiert.

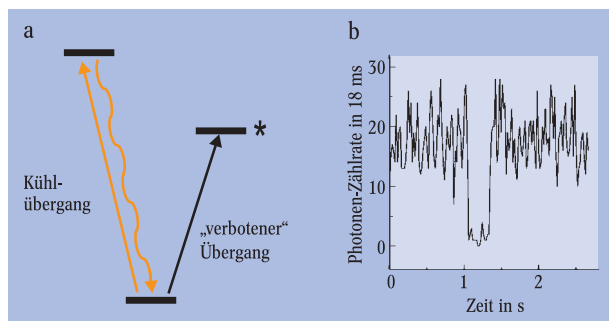


Abb. 1: Ionen, die als Frequenznormal verwendet werden, haben ein charakteristisches Niveauschema. Durch Laser-Anregung eines „Kühlübergangs“ wird die Bewegung des Ions aufgrund der schnell wiederholten Photonenabsorption gedämpft. Das dabei emittierte Licht wird auch zum Nachweis verwendet. Wird das äußere Elektron auf einem „verbotenen“ Übergang in das metastabile Niveau („*“) angeregt, setzt die Fluoreszenz des Kühlübergangs solange aus, bis das Elektron wieder in den Grundzustand zerfallen ist und erneut vom Kühlaser angeregt wird (Dunkelphasen-Nachweis). Diese Situation ist in (b) für ein gespeichertes ¹¹⁵In-Ion gezeigt, wobei der metastabile Zustand in diesem Fall durch spontanen Zerfall vom oberen Niveau des Kühlüberganges in den metastabilen Zustand bevölkert wurde.

die beobachtete Resonanzbreite δf durch die natürliche Linienbreite des Referenzübergangs gegeben oder für möglichst große Anregungszeiten Fourier-limitiert ist (siehe Infokasten auf Seite 50).

Speicherung und Kühlung einzelner Ionen

Im Unterschied zu Fallen für neutrale Atome, die elektrische oder magnetische Dipol-Kräfte ausnutzen, basiert die Speicherung von Ionen in einer Hochfrequenzfalle auf der Coulomb-Kraft. Dies hat insbesondere den für Frequenznormale wichtigen Vorteil, dass die Speicherung nicht auf einer Kopplung mit den inneratomaren Freiheitsgraden (z. B. Spin, Dipolmoment) beruht. Die Übergangsfrequenzen eines gespeicherten Ions werden somit durch das Fallenfeld erheblich weniger verschoben als in Fallen für neutrale Atome, obwohl das Speicherpotential, also die „Bindungsenergie“ in der Falle, um viele Zehnerpotenzen größer ist. Sie ist typischerweise auch erheblich größer als die bei Stößen mit Restgasatomen übertragene Energie, sodass ein Teilchen für viele Wochen in der Falle gehalten werden kann. Da eine rein elektrostatische Speicherung nicht möglich ist, verwenden die Paul-Falle und ihre Varianten ein elektrisches Quadrupol-Wechselfeld [5] (Abb. 3). Ein geladenes Teilchen außerhalb des Fallenzentrums führt darin eine mit der Fallenfrequenz angetriebene Schwingung aus (Mikrobewegung), deren kinetische Energie im Zeitmittel auf die Bewegung des Teilchens wie ein Speicherpotential wirkt. Es ergibt sich deshalb eine langsamere Oszillation des Ions um das feldfreie Symmetriezentrum der Falle (Säkularbewegung). Die Parameter des Speicherfeldes und die Größe des Elektrodensystems werden sinnvollerweise so gewählt, dass ein lasergekühltes Ion die Lamb-Dicke-Bedingung erfüllt.

Die zentrale Idee der Laserkühlung ist es, die Atome mit einem Laser anzuregen, dessen Frequenz etwas unterhalb der Frequenz des Kühlüberganges liegt; den fehlenden Energiebetrag entnehmen die Atome dann ihrer Bewegungsenergie. Bei der Laserkühlung gespeicherter Ionen unterscheidet man im Wesentlichen zwei Grenzfälle [6]: Im ersten Fall ist die natürliche Linien-

breite des Kühlüberganges größer als die Schwingungsfrequenzen des Ions in der Falle. Die Kühlung wird dann am besten im Bild der Doppler-Kühlung freier Atome beschrieben. Dieser Fall ist z. B. bei dem an der PTB in Braunschweig untersuchten Ion ¹⁷¹Yb⁺ gegeben. Die Fluoreszenzintensität eines einzelnen Dopplergekühlten Ions kann so stark sein, dass sie ohne weiteres mit bloßem Auge zu erkennen ist [7]. Abb. 4 zeigt die Emission einer statischen Konfiguration mehrerer Yb-Ionen. Typischerweise erreicht man hier kinetische Temperaturen in der Größenordnung von 1 mK, wobei die mittlere Quantenzahl der Schwingung des Ions im Fallenpotential im Bereich von $5 < \langle n \rangle < 50$ liegt.

Im zweiten Fall ist die natürliche Linienbreite des Kühlüberganges wesentlich kleiner als die Schwingungsfrequenzen der Falle. Die Oszillation des Ions führt dann in dessen Anregungsspektrum zu aufgelösten Seitenbändern im Abstand der Säkularfrequenzen, und der Kühlaser lässt sich selektiv auf ein bestimmtes Seitenband abstimmen. Jede Anregung auf dem ersten niederfrequenten Seitenband, gefolgt von einer spontanen Emission bei der zentralen Frequenz, entzieht dem Ion ein Schwingungsquant. Auf diese Weise kann man das Ion sukzessive bis in den quantenmechanischen Grundzustand der Falle abkühlen und so das Ideal eines ruhenden Teilchens so weit verwirklichen, wie die Quantenphysik es zulässt.

Das Ion ¹¹⁵In⁺, das am MPQ (Garching) untersucht wird, erfüllt die Bedingungen für Seitenbandkühlung.

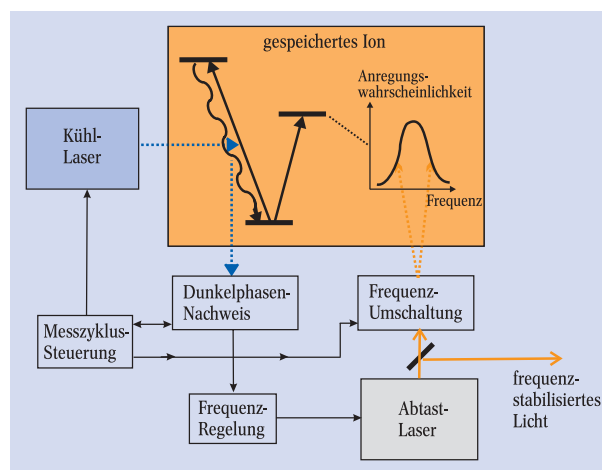


Abb. 2: Die Komponenten eines optischen Ionenfallen-Frequenznormals. Das in der Falle gespeicherte Ion wird abwechselnd von Kühlaser und Abtastlaser beleuchtet. Der Dunkelphasen-Nachweis zeigt an, ob der metastabile Zustand durch den Abtastlaser angeregt wurde (vgl. Abb. 1). In aufeinanderfolgenden Messzyklen wird die Frequenz des Anregungslasers variiert, um die Resonanz zu vermessen. Die Frequenzregelung wertet die Anzahl der Fluoreszenz-Dunkelphasen aus und stabilisiert die Laserfrequenz auf die atomare Resonanzfrequenz.

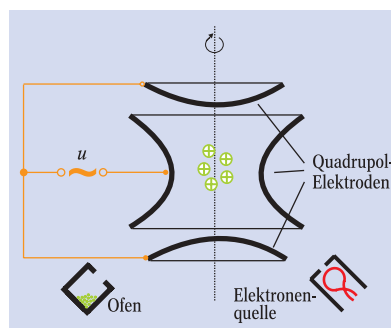


Abb. 3: Eine Paul-Falle erzeugt im zeitlichen Mittel ein Potentialminimum, in dem Ionen gespeichert werden können. Die Form der Fallenelektroden ist rotationssymmetrisch um die eingezeichnete Symmetrieachse. Zwischen Ring- und Endkappenelektroden ist eine Hochfrequenzspannung u angelegt. Beim Laden werden die vom Atomofen emittierten Atome im Zentrum der Falle durch Elektronenstoß ionisiert und durch das Wechselfeld gespeichert.

In Abb. 5 ist ein Spektrum gezeigt, welches die Kühlung nahezu in den Fallengrundzustand demonstriert. In diesem Fall beträgt die Temperatur $60 \mu\text{K}$, was einer mittleren Quantenzahl von $\langle n \rangle \approx 0,7$ entspricht. Unter diesen Bedingungen hat die Wellenfunktion des Ions im Fallenpotential eine Ortsunschärfe von nur noch 20 nm [8].

Stabilität und systematische Unsicherheit

Bei der Charakterisierung eines Frequenznormals wird zwischen den Begriffen *Stabilität* und *systematische Unsicherheit* („Genauigkeit“) unterschieden. Die Stabilität ist ein Maß für die Fluktuationen der Ausgangsfrequenz des Standards innerhalb eines gegebenen Zeitintervalls, die systematische Unsicherheit entspricht den Fehlergrenzen, innerhalb derer die Ausgangsfrequenz mit der ungestörten atomaren Übergangsfrequenz übereinstimmt. So kann ein hochstabiles Frequenznormal dennoch eine große systematische Unsicherheit aufweisen, wenn nämlich die atomare Übergangsfrequenz, beispielsweise durch Magnetfelder, dauerhaft verschoben wird. Für manche Anwendungen ist eine hohe Stabilität für kurze Zeiten erforderlich, ohne dass der Wert der Ausgangsfrequenz mit besonders niedriger Unsicherheit bekannt sein müsste. Bei einem Frequenznormal zur Realisierung der Zeiteinheit wird dagegen in erster Linie eine möglichst geringe Unsicherheit angestrebt. Eine hohe Stabilität des Normals ist allerdings erforderlich, wenn man die geringe Unsicherheit ohne lange Mittelungszeiten ausnützen möchte.

Als Maß für die Stabilität wird meist die so genannte Allan-Varianz $\sigma_y(\tau)$ verwendet. Um diese Größe zu

bestimmen, misst man die Frequenz über eine Folge von Zeitintervallen der Länge τ und berechnet eine normierte Varianz dieser Messwerte. Für ein System, wie es in Abb. 2 dargestellt ist, ergibt sich [4]:

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{1}{2\pi\nu_{\text{at}}(S/N)\sqrt{T\tau}} \quad (\tau \gg T). \quad (1)$$

Ein kleines σ_y bzw. eine hohe Stabilität erreicht man mit einem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N bei der Messung der Anregungswahrscheinlichkeit, einer langen Anregungszeit T (gemäß dem Fourier-Limit entspricht dies einer schmalen Resonanzbreite) und hoher Frequenz ν_{at} . Hierbei erkennt man deutlich den Vorteil *optischer* Frequenznormale: In dem unten näher beschriebenen Yb^+ -Experiment liegt ν_{at} im sichtbaren Spektralbereich ($\nu_{\text{at}} \approx 7 \times 10^{14}$ Hz). Hier ergibt sich mit $S/N = 1$ und $T = 0,03$ s eine Allan-Varianz $\sigma_y(\tau) \approx 4 \times 10^{-15}/\sqrt{\text{s}}$. Für ein Einzelionen-Frequenznormal kann aufgrund der Quantenfluktuationen des Zustandsnachweises das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht größer als Eins sein. Auch mit einer hohen Atomzahl lässt sich im Mikrowellenbereich eine ähnlich hohe Frequenzstabilität nur sehr schwer erreichen. Hier muss bei vergleichbaren Anregungsdauern T ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis den Nachteil eines um fast fünf Größenordnungen kleineren Wertes von ν_{at} ausgleichen. Die Allan-Standardabweichung der stabilsten bisher realisierten Mikrowellen-Frequenznormale liegt im Bereich von $\sigma_y(\tau) \approx 5 \times 10^{-14}/\sqrt{\text{s}}$ [1].

Die Abnahme der Allan-Varianz entsprechend $1/\sqrt{\tau}$ wird sich bei zunehmender Mittelungszeit nur solange fortsetzen, bis zeitabhängige systematische Verschiebungen der Frequenz des Normals hervortreten. Bei Ionenfallen-Frequenznormalen begrenzen hierbei vor allem die folgenden Effekte die Langzeitstabilität und Genauigkeit: Sowohl der relativistische Doppler-Effekt (die Zeitdilatation des bewegten Ions gegenüber dem Laborsystem) wie auch der quadratische Stark-Effekt des Fallenfeldes bewirken eine zur Bewegungsenergie des gespeicherten Ions proportionale Frequenzverschiebung. Bei kinetischen Temperaturen im Millikelvin-Bereich haben diese Verschiebungen für alle bisher näher untersuchten Ionen eine Größenordnung von $\delta\nu_{\text{at}}/\nu_{\text{at}} = 10^{-18}$. Einen größeren Effekt erwartet man von der Lichtverschiebung durch die Schwarzkörperstrahlung einer auf Raumtemperatur gehaltenen Falle. Abschätzungen ergeben Verschiebungen von $\delta\nu_{\text{at}}/\nu_{\text{at}} \approx 5 \times 10^{-17}$ für $^{115}\text{In}^+$, 8×10^{-17} für $^{199}\text{Hg}^+$ und 6×10^{-16} für $^{171}\text{Yb}^+$. Abhängig von den Drehimpulsquantenzahlen der Referenzübergänge ergeben sich darüber hinaus bei verschiedenen Ionen stark unterschiedliche Frequenzverschiebungen durch den linearen oder quadratischen Zeeman-Effekt und durch die zum elektrischen Feldgradienten proportionale Quadrupol-Verschiebung (siehe Infokasten auf Seite 48). Alle diese Verschiebungen können letztlich jedoch spektroskopisch so genau bestimmt werden, dass nur noch zeitliche Änderungen während des Betriebs des Frequenznormals als Beitrag zur systematischen Unsicherheit zu berücksichtigen sind.

Experimente mit In^+ , Hg^+ und Yb^+

In^+ ist das bisher einzige der ursprünglich von Dehmelt für ein optisches Frequenznormal favorisierten Ionen der 3. Hauptgruppe des Periodensystems, das auf seine Eignung als Frequenzstandard untersucht wird (am MPQ in Garching und an der University of Was-

Laser-Frequenzstabilisierung

Die bei optischen Ionenfallen-Frequenznormalen erreichbare Auflösung des Referenzübergangs wird in vielen Fällen von der Frequenzstabilität des zur Anregung verwendeten Lasers bestimmt. Um das Linienzentrum eines Übergangs mit einer Auflösung von $\delta f/\nu_{\text{at}} \approx 10^{-15}$ zu bestimmen, sollten die niederfrequenten Schwankungen der Laserfrequenz für mindestens 10 s die Größenordnung von 1 Hz nicht überschreiten. Die Frequenzfluktuationen freilaufender kontinuierlicher Laser liegen günstigstenfalls im Kilohertzbereich (monolithische Nd:YAG-Laser) oder sogar im Megahertzbereich (Farbstofflaser). Um ausgehend davon die erforderliche Frequenzstabilität zu erreichen, wird üblicherweise das so genannte Pound-Drever-Hall-Verfahren eingesetzt [18], bei dem die Frequenzstabilität eines Fabry-Perot-Referenzresonators, der eine hohe Finesse im Bereich von 10^4 bis 10^6 besitzt und von äußeren Störeinflüssen so gut wie möglich isoliert ist, auf den Laser übertragen wird. Die in der Praxis erreichte Frequenzstabilität wird vor allem dadurch bestimmt, wie gut niederfrequente mechanische Störungen des Referenzresonators, optische Weglängenschwankungen bzw. parasitäre Kopplungen und Resonanzeffekte im optischen Aufbau der Frequenzstabilisierung unterdrückt werden können. Insbesondere Längenschwankungen des Referenzresonators aufgrund seis-

mischer und anderer niederfrequenter Vibrationen ist nur äußerst schwer beizukommen. Bei Laserlinienbreiten < 1 Hz dürfen diese nicht mehr als einen Femtometer betragen, also nicht mehr als der Durchmesser eines Atomkerns!

Die bisher kleinste Linienbreite eines abstimmbaren Lasers wurde am NIST demonstriert. Der Referenzresonator und die optischen Elemente der Frequenzstabilisierung wurden hier auf einem Tisch montiert, der an elastischen Seilen aufgehängt ist, um ihn von äußeren Störungen weitgehend zu entkoppeln. Das Schwingungssignal von zwei unabhängig auf diese Weise stabilisierten Farbstofflasern wurde nach Kompensation einer linearen Frequenzdrift von ca. 2 Hz/s spektral analysiert. Bei dieser Messung ergab sich eine effektive Laserlinienbreite von 0,6 Hz über Zeiten bis zu 30 s [19].

Prinzipiell können diese Linienbreiten noch erheblich unterschritten werden: Eine Grenze für die erreichbare Frequenzstabilität ergibt sich durch das Photonen-Schrotrauschen des in der Frequenzregelung verwendeten Photodetektors. Unter typischen experimentellen Bedingungen liegt diese Grenze unterhalb von einem mHz. Anders als bei freilaufenden Lasern stellt bei aktiv frequenzstabilisierten Lasern das Schawlow-Townes-Limit keine fundamentale Grenze dar.

hington in Seattle). Die Frequenz des Referenzübergangs $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ bei der Wellenlänge 237 nm ist wegen des in beiden Niveaus verschwindenden Elektronen-Drehimpulses besonders unempfindlich gegenüber Verschiebungen durch äußere Felder (siehe Infokasten auf Seite 48). Laserkühlung und Fluoreszenznachweis des Indium-Ions erfolgen durch Anregung der Interkombinationslinie $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ bei 231 nm. Die natürliche Linienbreite dieses Kühlübergangs beträgt nur 360 kHz. Sie ist damit um zirka zwei Größenordnungen kleiner als die Linienbreite der starken Resonanzlinien, die bei anderen Ionen zur Laserkühlung angeregt werden. Der In^+ -Kühlübergang ist einerseits schmal genug, um das Ion durch Seitenbandkühlung kontinuierlich nahe am Schwingungsgrundzustand der Falle, bei Temperaturen im Mikrokkelvin-Bereich, zu halten (Abb. 5). Andererseits erschwert die im Vergleich mit anderen Ionen relativ niedrige Streurrate den Nachweis des Fluoreszenzlichtes. Daher werden miniaturisierte Quadrupolfallen verwendet, deren Elektrodenanordnung einen möglichst offenen Zugang zum Ion ermöglichen (vgl. Abb. auf S. 47). Die für die Anregung des Kühl- bzw. Referenzübergangs von In^+ benötigten UV-Strahlungen lassen sich durch zweifache Frequenzverdoppelung von Infrarotlasern erzeugen. Der Referenzübergang wird dabei von einem Diodenlaser-gepumpten Nd:YAG Festkörperlaser bei 946 nm angeregt, der vorteilhafte Eigenschaften für die Frequenzstabilisierung und für den Dauerbetrieb bietet. Die höchste mit In^+ bisher erzielte Auflösung des Referenzübergangs ist $\delta f/\nu_{at} = 1,3 \times 10^{-13}$ ($\delta f = 170$ Hz), limitiert durch verbleibende Frequenzfluktuationen des Abtastlasers [9]. In einem verbesserten Aufbau wurde kürzlich durch Messung des Schwebungssignals zweier Laser eine Linienbreite unter 6 Hz für Mittelungszeiten bis 26 s beobachtet.

Die beiden Ionen $^{199}Hg^+$ und $^{171}Yb^+$ haben ähnliche Eigenschaften hinsichtlich der Hyperfeinstruktur (Kernspin $I = 1/2$) und bezüglich der Verschiebung der Übergangsfrequenzen durch externe Felder. Ein $^{199}Hg^+$ -Frequenznormal wird am National Institute of Standards (Boulder, Colorado) untersucht. Als Referenzübergang dient hier der elektrische Quadrupolübergang $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2D_{3/2}(F=2)$ bei 282 nm, zur Laserkühlung ist kurzwellige Strahlung bei 194 nm auf dem $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ -Übergang erforderlich. Mithilfe eines äußerst frequenzstabilen Abtastlasers (siehe Infokasten auf Seite 50) wurde kürzlich der Referenzübergang mit einer Auflösung von $6,3 \times 10^{-15}$ ($\delta f = 6,7$ Hz) registriert. Dies entspricht der höchsten Auflösung, die bisher in der optischen und Mikrowellenspektroskopie erreicht wurde [10].

$^{171}Yb^+$ -Frequenznormale werden an der PTB und am britischen NPL untersucht. Beim Experiment der PTB ist der Referenzübergang der elektrische Quadrupolübergang vom Grundzustand zum $^2D_{3/2}(F=2)$ -Zustand. Seine Wellenlänge liegt bei 436 nm, die natürliche Linienbreite ist 3,1 Hz. Die Wellenlänge des Kühlübergangs liegt bei 369 nm. Während der Laserkühlung müssen auch Lichtfelder bei 935 nm und 639 nm eingestrahlt werden, um eine Besetzung von metastabilen Zuständen zu vermeiden [11]. Die vier benötigten Laserwellenlängen werden direkt beziehungsweise durch Frequenzverdopplung mit Halbleiterlasern erzeugt. Für den Referenzresonator der Frequenzstabilisierung des Abtastlasers wird eine spezielle dreistufige Temperaturregelung verwendet, die die Frequenzdrift des Lasers auf weniger als 0,05 Hz/s redu-

ziert. Die geringe Frequenzdrift erleichtert spektroskopische Untersuchungen und ermöglicht es, den durch Drift verursachten Fehler bei der Regelung der Laserfrequenz auf den atomaren Referenzübergang vernachlässigbar klein zu halten. Die minimale Fourier-limitierte Linienbreite, mit der der Referenzübergang aufgelöst werden kann, liegt gegenwärtig bei $\delta f = 30$ Hz (Auflösung $4,4 \times 10^{-14}$) [12]; eine entsprechende Messung ist in Abb. 6 gezeigt. Die Auflösung wird vermutlich vorwiegend durch Weglängenfluktuationen im optischen Aufbau der Abtastlaser-Frequenzstabilisierung limitiert.

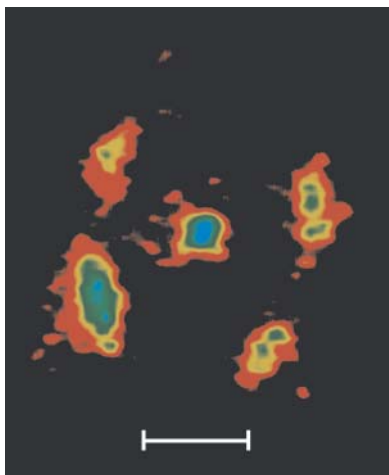


Abb. 4: Fluoreszenzemission von fünf laser-gekühlten ^{172}Yb -Ionen in einer nahezu beugungsbegrenzten Abbildung. Zur Kontrasterhöhung wurde die Helligkeitsinformation des Kamerabildes in eine Farbdarstellung umgewandelt (rot: niedrige Helligkeit; blau: große Helligkeit). Die größere Restbewegung der außerhalb des Fallenzentrums liegenden Ionen führt dazu, dass diese unschärfer und etwas dunkler erscheinen als das zentrale Ion. Der Balken entspricht 5 μm .

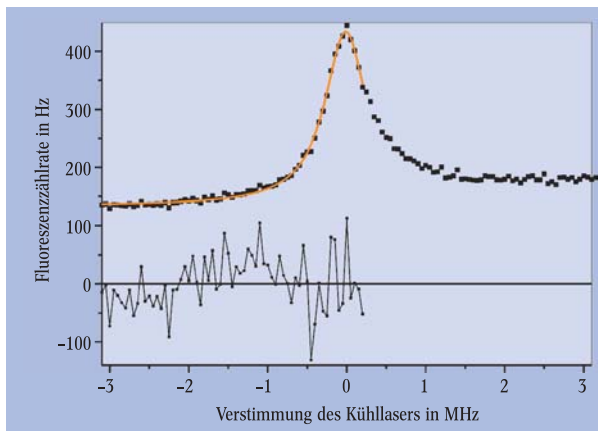


Abb. 5: Absorptionsspektrum des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs eines seitenbandgekühlten In^+ -Ions [8]. Die untere Kurve zeigt die Abweichungen der Daten von der angepassten einfachen Lorentz-Kurve in zehnfacher Vergrößerung und macht die Bewegungsseitenbänder bei -0,9 und -1,4 MHz ansatzweise erkennbar. Das fast völlige Verschwinden der Seitenbänder zeigt an, dass das Ion bis nahe an den Schwingungsgrundzustand der Falle gekühlt ist.

Optische Frequenzmessung

Zu einem atomaren Frequenznormal gehört neben der Wiedergabe der ungestörten atomaren Übergangsfrequenz auch deren Messung. Um ausgehend von einem atomaren Frequenznormal eine optische Uhr mit einer „Zeitanzeige“ zu realisieren, muss die Frequenz des Normals erst kontinuierlich aus dem optischen in den Mikrowellenbereich, d.h. einen elektronisch zählbaren Bereich, heruntergeteilt werden.

Die präzise Messung optischer Frequenzen stellt eine große technische Herausforderung dar, da sie den Vergleich mit der um viele Größenordnungen niedrigeren Frequenz einer Cäsium-Uhr erfordert, durch die ja

die Sekunde und somit das Hertz definiert ist. Dieses Problem wurde zunächst durch die Verwendung so genannter harmonischer Frequenzketten gelöst, die durch fortgesetzte Frequenzvervielfachung ausgehend von einer Mikrowellenfrequenz eine optische Frequenz erzeugen. Dieses Verfahren wurde am kanadischen NRC benutzt, um die Frequenz des Referenzübergangs von Sr^+ zu bestimmen [13] (Tabelle 1). Die Unsicherheit der Messung wurde dabei hauptsächlich durch die Eigenschaften der Kette bestimmt.

Die Gruppe von T. W. Hänsch am MPQ entwickelte in den letzten Jahren Methoden, die das Messen optischer Frequenzen grundlegend vereinfacht haben, zuletzt unter Verwendung modengekoppelter Femtosekundenlaser (siehe auch den Artikel von Th. Udem et al., Physik Journal, Februar 2002, S. 39). Das Frequenzspektrum eines solchen gepulsten Lasers besteht aus einem Kamm äquidistanter Moden, deren Abstand

Die Frequenz des In^+ -Referenzübergangs wurde 1999 am MPQ in Zusammenarbeit mit dem Institute of Laser Physics, Novosibirsk, mithilfe einer Kombination aus harmonischer Frequenzkette und fs-Kamm gemessen. Dabei wurde ein Methan-stabilisierter Helium-Neon-Laser als Referenz verwendet, dessen Frequenz mit einer transportablen Cs-Fontänen-Uhr des LPTF (Paris) kalibriert worden war; seine systematische Unsicherheit bestimmte weitgehend die erreichte Messunsicherheit [14]. Ende 2000 wurden mit Hilfe von fs-Lasern die Referenzübergänge von Hg^+ [15] und Yb^+ [12] direkt mit der Frequenz von Cs-Fontänen-Uhren verglichen. Den größten systematischen Unsicherheitsbeitrag lieferte hier jeweils die noch nicht bestimmte Quadrupolverschiebung der atomaren Übergangsfrequenzen.

In Experimenten am NIST und bei der PTB wurde auch bereits demonstriert, dass das über eine Oktave verbreiterte Kammspektrum eines Femtosekundenlasers nicht nur als Messinstrument, sondern auch als „Uhrwerk“ einer optischen Uhr dienen kann: In diesem Fall übernimmt ein Ionenfallen-Frequenznormal die Rolle des Taktgebers, und die Pulsrepetitionsrate des fs-Lasers steht in einem festen Verhältnis zur optischen Ausgangsfrequenz des Normals; man erhält so eine vom optischen Normal abgeleitete Mikrowellenfrequenz. Dass dieses Herunterteilen der Frequenz ohne signifikante systematische Fehler funktioniert, wurde bereits gezeigt [16]; der Beweis, dass dabei auch die volle Stabilität des optischen Normals erhalten bleibt, steht noch aus. Es besteht aber kein prinzipieller Grund, an dieser Möglichkeit zu zweifeln.

Ausblick

Die durchgeführten optischen Frequenzmessungen mit einzelnen Ionen haben bereits eine Genauigkeit erreicht, die den Werten heutiger Mikrowellennormale und der Unsicherheit in der Realisierung der SI-Sekunde recht nahe kommt. Um diese Grenze zu durchbrechen, wird man in Zukunft direkte optische Frequenzvergleiche zwischen verschiedenen Ionen-Frequenznormalen durchführen. Um möglichen systematischen Fehlern auf die Spur zu kommen, kann man vorhandene Aufbauten duplizieren und bei unterschiedlichen Bedingungen vergleichen. Auch können potenziell kritische Komponenten wie beispielsweise das Elektroden-system der Falle in verschiedenen technischen Realisierungen gegenübergestellt werden, um sicherzustellen, dass tatsächlich die ungestörte Frequenz des atomaren Übergangs unabhängig von apparativen Besonderheiten dargestellt wird. Zurzeit werden in mehreren Labors weltweit eine Reihe verschiedener Ionen auf ihre Eignung als optisches Frequenznormal untersucht [3]. Diese Ionen lassen unterschiedliche Empfindlichkeiten gegenüber systematischen Einflüssen erwarten. Dabei besteht die begründete Hoffnung, dass einige Systeme durchaus relative Unsicherheiten im Bereich weniger 10^{-18} erreichen können. Bei den ebenfalls untersuchten optischen Frequenznormalen mit neutralen Atomen erscheint die Reduzierung systematischer Unsicherheiten schwieriger. Die Verwendung einer großen Zahl von Atomen erlaubt jedoch ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als beim einzelnen Ion, und somit eine höhere Kurzzeitstabilität. Die internationalen Gremien der Metrologie werden in einigen Jahren vermutlich vor der Entscheidung stehen, ob die Definition der Zeiteinheit neu gefasst werden soll-

Tabelle 1: Ergebnisse der optischen Frequenzmessungen mit gespeicherten Ionen

Ion	Übergang	Frequenz [Hz]	Uns. [Hz]	Methode	Ref.
$^{88}\text{Sr}^+$	$^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{5/2}$	444 779 044 095 400	200	harm. Kette, Cs	[13]
$^{115}\text{In}^+$	$^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$	1 267 402 452 899 920	230	fs-Kamm, CH_4/Cs	[14]
$^{199}\text{Hg}^+$	$^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{5/2}$	1 064 721 609 899 143	10	fs-Kamm, Cs	[15]
$^{171}\text{Yb}^+$	$^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}$	688 358 979 309 312	6	fs-Kamm, Cs	[12]

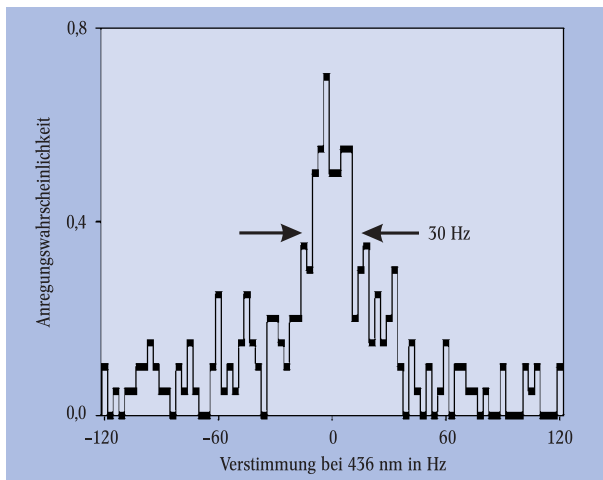


Abb. 6: Absorptionsspektrum der $(F=0) \rightarrow (F=2, m_F=0)$ -Komponente des $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}$ -Übergangs eines gespeicherten $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions [11]. Gezeigt ist die beobachtete Anregungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Frequenz des Abtastlasers, die in 3-Hz-Schritten erhöht wurde. Bei jedem Frequenzwert wurden 20 Messzyklen ausgeführt. Die Linienbreite von 30 Hz entspricht einer Auflösung von $4,4 \times 10^{-14}$.

durch die Pulsrepetitionsrate des Lasers gegeben ist. Wenn die Pulsrepetitionsrate (typischerweise im Bereich von 100 MHz bis 1 GHz) auf ein Mikrowellen-Frequenznormal stabilisiert wird, verhalten sich die Moden im Frequenzraum wie die Skalenteile eines Lineals, mit dem auch große Frequenzabstände gemessen werden können. Umfasst die Breite des Kammspektrums mehr als eine Oktave, kann auf einfache Weise auch der Nullpunkt der Frequenzachse und damit die absolute optische Frequenz aller Moden festgelegt werden. Zur Messung einer beliebigen optischen Frequenz muss dann nur noch die Schwebungsfrequenz zur nächstgelegenen Kamm-Mode bestimmt werden.

te, und welche Systeme dann zur Realisierung der Sekunde herangezogen werden könnten. Vielleicht noch spannender ist die Frage, ob das Verhältnis der Übergangsfrequenzen verschiedener atomarer Systeme auch über mehrere Jahre mit einer Präzision von 10^{-18} konstant bleibt. Gegenteilige Beobachtungen wären ein Hinweis auf eine Zeitabhängigkeit von Kopplungskonstanten (in diesem Falle insbesondere der Feinstrukturkonstanten α) [17], wie sie von vereinheitlichten Theorien der fundamentalen Wechselwirkungen vorhergesagt wird. Schon öfter in der Geschichte der Physik war es ja die gesteigerte Genauigkeit bei der Untersuchung vermeintlich wohlverstandener Systeme, die das Fenster zu neuen Erkenntnissen geöffnet hat.

Literatur

- [1] Frequency Measurement and Control, Springer Topics in Applied Physics, hrsg. von A. Luiten, Springer, Berlin, 2000.
- [2] Eine zusammenfassende Darstellung findet sich in: H. Dehmelt, IEEE Trans. Instrum. Meas. **31**, 83 (1982).
- [3] Einen aktuellen Überblick geben A. Madej und J. Bernard in [1].
- [4] J. Vanier, C. Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, Hilger, Bristol, 1989.
- [5] W. Paul, Rev. Mod. Phys. **62**, 531 (1990).
- [6] D. J. Wineland, W. M. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- [7] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, Phys. Rev. Lett. **41**, 233 (1978).
- [8] E. Peik et al., Phys. Rev. A **60**, 439 (1999).
- [9] Th. Becker et al., Phys. Rev. A **63**, 051802(R) (2001).
- [10] R. Rafac et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2462 (2000).
- [11] Ch. Tamm, D. Engelke, V. Bühner, Phys. Rev. A **61**, 053405 (2000).
- [12] J. Stenger et al., Opt. Lett. **26**, 1589 (2001).
- [13] J. E. Bernard et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 3228 (1999).
- [14] J. von Zanthier et al., Opt. Lett. **25**, 1729 (2000).
- [15] Th. Udem et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 4996 (2001).
- [16] S. Diddams et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5102 (2000); R. Holzwarth et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2264 (2000); H. R. Telle et al., e-print physics/0108062 (2001).
- [17] S. Karshenboim, Can. J. Phys. **78**, 639 (2001).
- [18] C. Salomon, D. Hils, J. Hall, J. Opt. Soc. Am. **B 5**, 1576 (1988).
- [19] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, J. C. Bergquist, Phys. Rev. Lett. **82**, 3799 (1999).

Die Autoren



Joachim von Zanthier studierte Physik an der Universität München und an der Ecole Normale Supérieure (ENS) in Paris. In der Arbeitsgruppe von Alain Aspect am Institut d'Optique, Orsay, promovierte er über einen Licht-Spiegel für Atome. Seit 1995 arbeitet er am Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ) in der Arbeitsgruppe von Herbert Walther an Quantenphänomenen mit einzelnen gespeicherten Ionen und einem Indium-Frequenznormal. Neben der Physik fasziniert ihn zeitgenössisches Musiktheater. Er wirkte über viele Jahre an der Münchener Biennale für neues Musiktheater mit.

Thomas Becker beschäftigte sich bereits während seines Physikstudiums in München und der darauffolgenden Promotion am MPQ in Garching mit hochauflösender Spektroskopie gespeicherter Indium-Ionen. Im Moment arbeitet er an grundlegenden Fragen der Licht-Materie-Wechselwirkung in Mikrowellenresonatoren.



Ekkehard Peik (unten rechts) studierte Physik in Göttingen und München und promovierte 1993 mit den ersten Experimenten zum Indium-Frequenznormal. Die Physik der kalten Atome und Ionen stand weiter im Zentrum seiner Tätigkeit am MPQ und an der Ecole Normale Supérieure, Paris, und war Thema seiner Habilitation. Seit 2001 arbeitet er im Labor Zeiteinheit der PTB.

Christian Tamm (unten links) studierte Physik an der Universität Hannover und promovierte dort 1986 in der Laserspektroskopie-Arbeitsgruppe von J. Mlynek. Anschließend untersuchte er mit C. O. Weiß (PTB) die Multistabilität von Feldmustern in Laserresonatoren. Seit 1990 arbeitet er im PTB-Labor Zeiteinheit an atomaren Frequenznormalen, Laserentwicklung und Ionenfallen.

