

# Hochgeladene Taktgeber

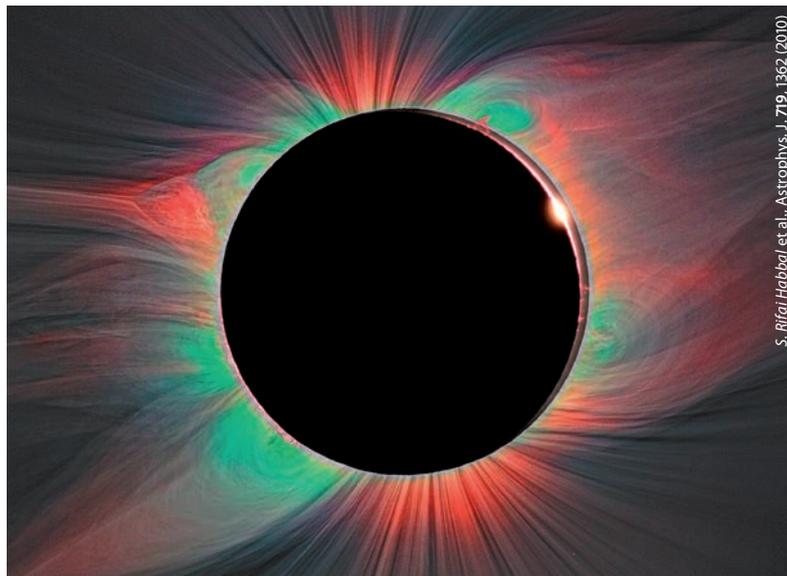
Wie sich hochgeladene Ionen für noch genauere optische Uhren nutzen lassen.

Piet O. Schmidt und José R. Crespo López-Urrutia

Nach Wasserstoff und Helium sind wohl hochgeladene Ionen die häufigste Form baryonischer Materie im Universum. Diese fristen allerdings im Labor meist ein Nischendasein, da ihre Anwendungsmöglichkeiten außerhalb der fundamentalen Forschung und der Astro- und Plasmaphysik beschränkt scheinen. Dies könnte sich nun ändern. Eine Reihe vielversprechender Vorschläge zeigt, dass sie darüber hinaus ein großes Potenzial für eine neue Generation optischer Uhren besitzen.

Unsere Sonne besteht neben Wasserstoff und Helium hauptsächlich aus hochgeladenen Ionen [1], da 90 Prozent ihrer Masse bei Temperaturen jenseits von vier Millionen Kelvin vorliegt. Die bei der Fusion im Zentrum der Sonne freigesetzte Energie muss in Form von Röntgenstrahlung über Hunderttausende von Jahren durch die dichte Sternmaterie bis in die äußeren Schichten diffundieren [2]. Dabei werden die Photonen vorwiegend von hochgeladenen Ionen gestreut, absorbiert und wieder emittiert. Um die tiefen Gravitationspotentiale von einzelnen Galaxien und deren Anhäufungen herum sind die meisten Atome in noch größerem Ausmaß hochionisiert, wie auch in den Akkretionsscheiben von Schwarzen Löchern. Und das kosmische Geflecht, welches Galaxienhaufen miteinander verknüpft, vereint mehr Materie als alle Galaxien zusammen bei Temperaturen jenseits von 100 000 K [1]. Hochgeladene Ionen werden seit Jahrzehnten spektroskopisch untersucht, um Vorhersagen der Quantenelektrodynamik in starken Feldern zu überprüfen, wie z. B. den g-Faktor von gebundenen Elektronen [3].

Bei hohen positiven Ladungszuständen wächst in der einfachen Bohrschen Theorie die Aufspaltung der Energieniveaus etwa quadratisch mit der nichtkompensierten Ladung des Kernes an. Vergleichen wir zum Beispiel in diesem Bild ein Wasserstoffatom H (Kernladungszahl oder Atomzahl  $Z = 1$ ) mit wasserstoffartigem Uran ( $U^{91+}$ ), ein Ion mit nur noch einem seiner 92 Elektronen im neutralen Zustand. Dieses Elektron sieht also 92 Protonen und wird daher viel stärker angezogen als das Elektron im Wasserstoffatom. Die Quantisierung des Drehimpulses muss beim Elektron immer erfüllt sein. Kommt es aufgrund der höheren Ladung näher an den Kern heran, muss es sich umso schneller um diesen „drehen“. Dadurch schrumpft der Radius der ersten Bohrschen Bahn um den Faktor 92. Dies, zusammen



S. Bifari Habbal et al., Astrophys. J., 719, 1362 (2010)

Bei der Sonnenfinsternis 1869 gelang es erstmals, die Emission des hochionisierten Eisens in der Korona sichtbar zu

machen. Hier eine neuere Beobachtung aus dem Jahr 2008 (rot:  $Fe^{+10}$ ,  $Fe^{+11}$ , grün:  $Fe^{+13}$ ,  $Fe^{+14}$ ).

mit der 92-fachen positiven Ladung, ergibt eine 92 mal 92 höhere Bindungsenergie als im Wasserstoffatom, im vorliegenden Fall 130 000 eV gegenüber 12 eV. Man spricht daher von einer quadratischen „Skalierung“ der Bindungsenergie mit der Kernladungszahl, sie skaliert also mit  $Z^2$ . Daher leuchten hochgeladene Ionen vorwiegend im Vakuumultravioletten- und Röntgenbereich. Optische Uhren benötigen jedoch elektronische Übergänge, deren Frequenzen mittels Laser gemessen werden [4, 5]; folglich werden Atome und Ionen mit im sichtbaren Spektralbereich anregbaren Übergängen gesucht. Wie kommt man aber zu solchen sichtbaren Linien mit hochgeladenen Ionen?

## KOMPAKT

- Hochgeladene Ionen besitzen verbotene optische Übergänge, die sich als Frequenzstandards für Uhren höchster Präzision eignen.
- Dank der Mitkühlung hochgeladener Ionen durch lasergekühlte Ionenkristalle ist es möglich, die Dopplerverbreiterung auf einen für optische Uhren brauchbaren Wert zu verringern.
- Manche Übergänge in hochgeladenen Ionen zeigen eine hohe Empfindlichkeit gegenüber einer möglichen Änderung der Feinstrukturkonstante  $\alpha$ .

Prof. Dr. Piet O. Schmidt, Leibniz Universität Hannover und Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig;  
 PD Dr. José Ramón Crespo López-Urrutia, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Postfach 10 39 80, 69029 Heidelberg

Um diese Frage zu beantworten, betrachten wir zunächst die Dichte der quantenmechanischen Wellenfunktion des Elektrons im wasserstoffartigen Uran. Aufgrund der Schrumpfung wächst diese Dichte um einen Faktor  $92^3$ , sie skaliert also mit der dritten Potenz von  $Z$ . Diese nun viel konzentriertere Wellenfunktion überlappt deutlich stärker mit dem Urankern. Das Elektron spürt diesen sozusagen als markantes „Schlagloch“ in seinen ansonsten glatten Bahnen. Der viel intensivere Kontakt mit dem Kern lässt die „Hyperfeinwechselwirkung“, d. h. die Wirkung des Kernspins auf das Elektron (skaliert ebenso mit  $Z^3$ ), circa 800 000 Mal größer werden als im Wasserstoffatom. Dieses Phänomen führt in hochgeladenen Ionen dazu, dass die Hyperfeinstrukturaufspaltung sehr viel größer ist. Die Nähe zum Kern führt darüber hinaus zu sehr starken Gradienten der Feldstärke elektromagnetischer Felder. Das Elektron erfährt dabei eine starke Störung seiner eigenen Wechselwirkung mit den von ihm stets emittierten und absorbierten, sehr kurzlebigen „virtuellen“ Photonen. Diese Wechselwirkung kann durch die exakteste physikalische Theorie, die Quantenelektrodynamik, für den Fall des Wasserstoffatoms sehr genau berechnet werden. Dennoch steigen die rechnerischen Unsicherheiten bei hochgeladenen Ionen überproportional an, zusätzlich treten Effekte, beispielsweise durch die Kernaushöhlung, viel stärker in Erscheinung.

Die Schrumpfung der Wellenfunktionen bewirkt auch, dass der Elektronenspin mit seiner Bahnbewegung deutlich stärker wechselwirkt. Das kreisende Elektron gleicht gewissermaßen einem Ringstrom und erzeugt dabei ein Magnetfeld, das mit seinem eigenen (vom Spin herrührenden) magnetischen Moment wechselwirkt. Das Umklappen des Elektronenspins erfordert dann eine größere Energie, die mit  $Z^4$  skaliert. Bei hochgeladenen Ionen bewirken diese Skalierungsgesetze insgesamt, dass Fein- und Hyperfeinstruktur-niveaus sehr viel stärker aufgespalten sind. Dadurch ergeben sich Möglichkeiten für viele optische Übergänge, die bei normalen Atomen im Radiofrequenzbereich liegen würden. Die hohe Ladung ist, bildhaft

gesprochen, ein Vergrößerungsglas, mit dem sich kleine, eigentlich „verbotene“ Effekte beobachten lassen.

### Verbotenes vom Heimatstern

Im 19. Jahrhundert zeigten Beobachtungen der Sonnenkorona während totaler Sonnenfinsternisse unbekannte Linien, die das Spektrum beherrschten. Welche Linien sind das, und welche Übergänge verursachen sie? Nehmen wir als Beispiel die stärkste davon, die „grüne koronale Linie“ (Abb. auf S. 25). Ihre Wellenlänge von 530,3 nm wurde bei der Sonnenfinsternis im Jahr 1869 erstmals gemessen. Anstelle des postulierten neuen Elementes Coronium erwies sich die sieben Jahrzehnte später von den Spektroskopikern Walter Grotrian und Bengt Edlén vorgeschlagene Erklärung als richtig: Diese grüne Spektrallinie stammt von hochionisierten Atomen. Edlén ordnete sie im Jahr 1942 durch Extrapolation von Daten bekannter Ionen dem verbotenen Übergang zwischen den zwei möglichen Spinzuständen des äußersten Elektrons in einem, damals hypothetischen, hochgeladenen  $\text{Fe}^{13+}$ -Ion zu. Dabei handelt es sich um ein 3p-Elektron, das seinen Spin parallel oder antiparallel zum eigenen Bahndrehimpuls ausrichten kann. Beim Umklappen des Spins emittiert dieser verbotene Übergang die bekannte grüne koronale Linie.

Warum nennt man diese Linien „verboten“, wenn es sie doch gibt? Der Grund dafür sind ihre um mehrere Größenordnungen geringeren Übergangswahrscheinlichkeiten im Vergleich zu „erlaubten“ Übergängen mit ähnlichen Wellenlängen. Bei solchen oszilliert während des Übergangs das Atom als elektrischer Dipol und sendet Strahlung aus. Quantenmechanisch müssen dafür Anfangs- und Endzustand unterschiedliche Parität aufweisen, also z. B. ein 3p-Elektron in einen 3d-Zustand wechseln. Gerade und ungerade Parität sind Symmetrieeigenschaften der Wellenfunktion. Wenn nur der Spin des 3p-Elektrons im  $\text{Fe}^{13+}$ -Ion umklappt, gibt es keinen elektrischen Dipolübergang.



**Abb. 1** Hochgeladene Ionen werden in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle erzeugt und in gepulsten Paketen in Richtung der Abbremselektroden emittiert, wo sie abgebremst und komprimiert werden. Danach gelangen sie in die Paul-Falle, wo sie eine axiale Pendel-

bewegung zwischen den grün dargestellten Elektroden ausführen, bis diese durch die Wechselwirkung mit einem gefangenen Kristall aus lasergekühlten Beryllium-Ionen zum Stillstand kommt. Eine Kamera bildet die in der Falle gefangenen Ionen ab.

Beim magnetischen Dipolübergang (M1) ist keine Änderung der Parität nötig. Dafür koppeln Anfangs- und Endzustand jedoch hunderttausendmal schwächer, da magnetische Effekte in Atomen im Allgemeinen viel schwächer als elektrische ausfallen. Ein angeregtes  $\text{Fe}^{13+}$ -Ion strahlt Photonen bei 530 nm mit einer mittleren Rate von nur 60 Übergängen pro Sekunde ab. Im Vergleich dazu emittiert ein Quecksilber-Atom bei 546 nm fast 50 Millionen Mal pro Sekunde ein Photon. Die Verlangsamung der optischen Übergänge in diesem Ion [6] wäre tatsächlich für eine Verwendung als Taktgeber einer Uhr [4, 5] sogar erwünscht. Was für eine Lampe ein großer Vorteil ist, nämlich viel Licht, ist für eine optische Uhr ein entscheidender Nachteil: Die Energieschärfe eines erlaubten Übergangs ist aufgrund der Zeit-Energie-Unschärfebeziehung eine Million Mal schlechter! Somit strebt man für optische Uhren immer nach möglichst verbotenen Übergängen mit sehr langer Lebensdauer des angeregten Zustands. Neuartige, auf Atomen und einfach geladenen Ionen basierende optische Uhren nutzen daher stark verbotene Übergänge, die zum Teil nur einmal pro Stunde oder noch langsamer stattfinden. Weil teilweise sogar magnetische Dipolübergänge mit Lebensdauern im Bereich von Millisekunden noch zu schnell dafür wären, wählt man als Taktgeber eher elektrische und magnetische Quadrupol- und Oktupolübergänge mit um mehrere Größenordnungen längeren Lebensdauern [5]. Auch in hochgeladenen Ionen lassen sich viele solche stark verbotene Übergänge finden [3].

## Heiß gekocht und kalt gemessen

Die natürliche Umgebung eines hochgeladenen Ions ist extrem heiß. Auch im Labor werden hochgeladene Ionen „heiß“ produziert: Stöße zwischen Elektronen und Atomen bei hohen Relativgeschwindigkeiten sind notwendig, um möglichst viele Elektronen aus der Hülle zu entfernen. Zuerst kamen dafür Beschleuniger zum Einsatz. Entscheidend, um sehr hohe Ladungszustände außerhalb von Beschleunigern zu erreichen, war die Entwicklung von Elektronenstrahl-Ionenquellen in den 1970er-Jahren: Ein starkes Magnetfeld fokussiert einen intensiven Elektronenstrahl, um damit Atome zu beschleunigen. Die dabei entstehenden Ionen werden von der negativen Ladung des Elektronenstrahls radial gefangen gehalten, und wiederholte Elektronenstöße streifen die Elektronenhülle schrittweise ab.

Optimierungen dieses Prinzips führten 1986 zur Entwicklung der Elektronenstrahl-Ionenfalle (Electron Beam Ion Trap, EBIT) [7]. Diese ermöglicht sehr lange Einfangzeiten durch Verdampfungskühlung, die der Aufheizung der hochgeladenen Ionen, und somit deren Verlust, entgegenwirkt. Ein geringer Teil der heißen Ionen kann durch eine knappe Einstellung der Elektrodenpotentiale aus der Falle entweichen. Dies kühlt die verbleibenden Ionen so weit ab, dass nahezu beliebig lange Einfangzeiten möglich werden. Somit können Anlagen, die in ein Wohnzimmer passen

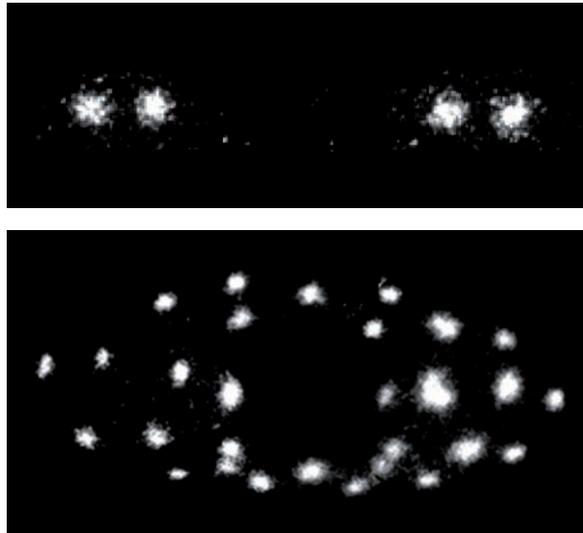


Abb. 2 In der Falle schwebende Kristalle von lasergekühlten Beryllium-Ionen (jeweils etwa 30 Mikrometer voneinander getrennt) mit einem einzelnen  $\text{Ar}^{13+}$ -Ion in der Mitte: Beim oberen Kristall übernehmen vier Beryllium-Ionen die Kühlung. Aufgrund der hohen Ladung ist der Abstand zwischen dem  $\text{Ar}^{13+}$ -Ion und den umgebenden Beryllium-Ionen deutlich größer. Das hochgeladene Ion kann nicht mit dem Kühllaser wechselwirken und ist daher unsichtbar.

würden und sich von einer Person bedienen lassen, sogar „nackte“ Uran-Ionen ( $\text{U}^{92+}$ ) in Mengen erzeugen, die für die meisten Experimente ausreichen. Ein großes Problem bleibt jedoch: Die hohe Ionentemperatur im Bereich von  $10^6$  K und die Geschwindigkeitsunschärfe verbreitern die Übergänge und verschieben sie relativistisch.

In der optischen Frequenzmetrologie wird die Bewegung der taktgebenden Atome und Ionen durch Einfangen in einer Falle und Kühlung auf eine harmonische Oszillation um das Fallenzentrum reduziert. Wenn die Fallenfrequenz größer ist als die Rückstoßfrequenz des Atoms, ändert sich diese Oszillation bei der Absorption eines Photons nicht. In diesem Fall beobachtet man daher die rückstoßfreie Übergangsfrequenz. Was übrig bleibt, ist eine Verringerung der gemessenen Übergangsfrequenz aufgrund der relativistischen Zeitdilatation im bewegten Atom. Für die tiefsten Ionentemperaturen, die bei der Spektroskopie in einer EBIT erreicht wurden (etwa 150 000 K) [6], würde das einer relativen Frequenzverschiebung von mehr als  $10^{-10}$  entsprechen – inakzeptabel groß für anvisierte Frequenzmessungen mit mehr als 18 Dezimalstellen Genauigkeit. Daher gilt es, die Temperatur der gefangenen Ionen um viele Größenordnungen zu reduzieren.

Bei neutralen und einfach geladenen Atomen ist die Laserkühlung die Methode der Wahl. Allerdings besitzen die wenigsten hochgeladenen Ionen einen geeigneten Übergang zur effizienten Laserkühlung. Dieser Nachteil lässt sich ausgleichen, indem man lasergekühlte, einfach geladene atomare Ionen, die in der Falle einen Ionenkristall bilden, zusammen mit den hochgeladenen Ionen einfängt. Aufgrund der starken Coulomb-Abstoßung zwischen den Ionen wird

die Bewegung der hochgeladenen Ionen im Ionen-Kristall mitgekühlt, und zwar im Idealfall auf dieselbe Temperatur wie die des atomaren Ions. Vor kurzem gelang es erstmals, dieses Verfahren für hochgeladene Ionen zu demonstrieren [8].

Dazu wurden  $\text{Ar}^{13+}$ -Ionen aus einer EBIT extrahiert, elektrostatisch abgebremst und in eine lineare Paul-Falle in einer kryogenen Umgebung injiziert (Abb. 1). Dort kühlen die hochgeladenen Ionen in einer lasergekühlten Wolke aus Beryllium-Ionen ab (Abb. 2). Das hochgeladene  $\text{Ar}^{13+}$ -Ion war bereits in der EBIT laserspektroskopisch untersucht worden, allerdings bei einer Temperatur von 220 000 K [9]. Nach erfolgter Kühlung ließ sich über Messungen an den  $\text{Be}^+$ -Ionen eine Obergrenze für die Temperatur der  $\text{Ar}^{13+}$ -Ionen von 235 mK abschätzen [8]. Dies entspricht einer Verringerung der kinetischen Energie um sechs Größenordnungen verglichen mit der EBIT. Damit war gezeigt, dass sich hochgeladene Ionen auf Temperaturen abkühlen lassen, die mit der Präzisionsspektroskopie im ruckstoßfreien Regime verträglich sind.

### Welcher Übergang für welchen Zweck?

Um 18 Dezimalstellen und mehr an Auflösung und Genauigkeit bei der Spektroskopie zu erreichen, müssen drei Kriterien erfüllt sein:

- Das erste Kriterium betrifft die Genauigkeit eines solchen Standards. Sie gibt an, wie gut man die ungestörte Übergangsfrequenz bestimmen kann. Dazu müssen alle möglichen Effekte von Linienverschiebungen berücksichtigt werden, die im Experiment beispielsweise durch äußere elektrische und magnetische Felder auftreten können. Daher sucht man Übergänge, die unempfindlich auf solche Störeinflüsse

sind. Genau diese Eigenschaft lässt hochgeladene Ionen als besonders geeignet erscheinen:

Aufgrund der hohen Ladung ist deren Elektronenhülle im Vergleich zu neutralen oder einfach geladenen Atomen sehr klein. Dies ergibt eine geringe Polarisierbarkeit der elektronischen Zustände. Daher führen statische oder oszillierende elektrische Störfelder lediglich zu Frequenzverschiebungen, die nur Bruchteile der Verschiebung in neutralen Atomen entsprechen. Aus dem gleichen Grund sind unerwünschte Effekte durch Kopplung von elektrischen Feldgradienten an Quadrupolmomente des Ions reduziert.

Die energetische Spreizung aller Zustände führt zu einer geringeren Dichte an Niveaus pro Energieintervall im Vergleich zu Neutralatomen. Dies verringert die Magnetfeld-induzierte Kopplung zwischen den Niveaus und führt zu einem extrem linearen Zeeman-Effekt, insbesondere bei hochgeladenen Ionen mit verschwindendem Kernspin. Durch geeignete Mittelungsverfahren lässt sich daher der Einfluss von Magnetfeldern praktisch eliminieren.

Mit diesen Eigenschaften sind die in aktuellen Frequenzstandards dominierenden atomaren Effekte in geeigneten hochgeladenen Ionen um mehr als eine Größenordnung unterdrückt.

- Das zweite Kriterium für einen Frequenzstandard ist die erreichbare Auflösung. Sie wird umso höher, je kleiner die Linienbreite des Übergangs und je größer die Übergangsfrequenz ist. Die realisierbare Linienbreite wird entweder durch die Lebensdauer im angeregten Zustand oder durch die Kohärenz der Abfragestrahlung begrenzt. Im optischen Spektralbereich sind Strahlungsquellen der höchsten Kohärenz verfügbar: Laser, die auf passive, ultra-stabile optische Resonatoren stabilisiert sind, erreichen bei Frequenzen von fast  $10^{15}$  Hz Linienbreiten von unter 40 mHz [5] und erlauben damit schon recht lange Abfragezeiten von bis zu einer Sekunde, die realisierten Linienbreiten von unter einem Hertz entsprechen.

- Das dritte Kriterium ist die Zählbarkeit der Oszillationen. Mit optischen Frequenzkämmen basierend auf geeignet stabilisierten, gepulsten Lasern lassen sich Frequenzen zählen oder untereinander vergleichen.

Der größte Vorteil von hochgeladenen Ionen ist vielleicht die Verfügbarkeit eines neuen Freiheitsgrades: des Ladungszustandes. Das Periodensystem der Elemente bietet dadurch viel mehr Möglichkeiten, optimal an die konkrete Aufgabe angepasste Ionen zu identifizieren. Gesucht sind nicht nur Spezies mit möglichst kleinen systematischen Linienverschiebungen, sondern auch hochgeladene Ionen, deren Übergänge besonders sensitiv auf Effekte jenseits des Standardmodells sind. Besonders interessant aus dieser Vielzahl heraus sind hochgeladene Ionen mit folgenden Typen von optischen Übergängen: innerhalb einer elektronischen Schale, zwischen verschiedenen elektronischen Konfigurationen und zwischen Hyperfein- und Feinstruktur-Komponenten.

Hochgeladene Ionen, bei denen die Hyperfein- oder Feinstruktur-Aufspaltung aufgrund von Skalier-

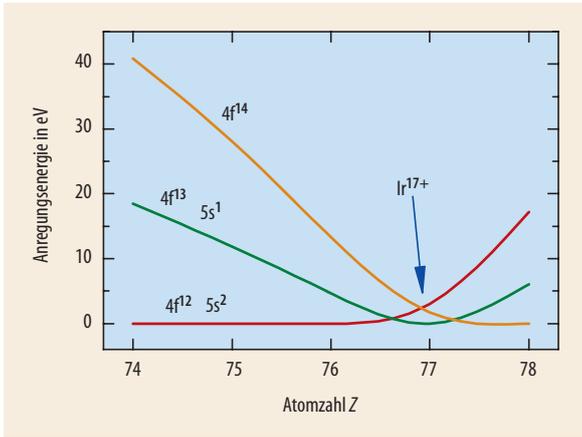
### ÄNDERN SICH DIE NATURKONSTANTEN?

Die von Sommerfeld eingeführte **Feinstrukturkonstante**  $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 c)$  ist ein Maß für die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung und bestimmt die Spektren von Atomen und Molekülen. Die relative Verschiebung einer Übergangsfrequenz als Funktion von  $\alpha$  wird mit einem **Sensitivitätskoeffizienten**  $K$  angegeben:  $(\Delta\omega)/\omega = K(\Delta\alpha)/\alpha$ . Je größer die relativistischen Beiträge sind (hohe Kernladung des Atoms, große Drehimpulsänderung zwischen den Zuständen), desto größer ist  $K$ .

Die Tabelle zeigt einige  $K$ -Werte, die aus Atomstrukturrechnungen resultieren. Bei den hochgeladenen Ionen entstehen nahe bei Niveauekreuzungen optische Übergänge ( $T_1, T_2, \dots$ ) zwischen Zuständen mit Bindungsenergien von mehreren 100 eV (Abb. 3) mit hohen  $K$ -Werten. Änderungen von  $\alpha$  lassen sich über Vergleiche zwischen Übergängen

mit möglichst unterschiedlichen  $K$  bestimmen. Aufgeführt ist auch die als Uhr vorgeschlagene, intensiv gesuchte Kernanregung von  $^{229}\text{Th}$ . Dieser einzige bekannte Kernübergang im Vakuumultravioletten Bereich entsteht durch eine gegenseitige Aufhebung der Coulomb- und Kernkräfte und wäre daher extrem empfindlich.

Sensitivitätskoeffizienten		
System	$K$	$\lambda$ in nm
Sr	0,06	699
$\text{Yb}^+ \text{E}2$	0,91	436
$\text{Yb}^+ \text{E}3$	-6	467
$\text{Hg}^+$	-2,9	281,5
$\text{Al}^+$	0,01	267
$\text{Ir}^{17+} \text{T}1$	-20,6	ca. 267
$\text{Ir}^{17+} \text{T}2$	32,2	ca. 470
$\text{Cf}^{6+} \text{T}1$	75	ca. 520
$\text{Cf}^{6+} \text{T}2$	-46	ca. 653
$\text{Th}^+$ nuklear	8000	ca. 160



**Abb. 3** Berechnet man die Änderungen der Bindungsenergien verschiedener 4f-5s-Konfigurationen bei hochgeladenen Ionen mit 60 gebundenen Elektronen [12, 13], zeigt sich beim Ion  $\text{Ir}^{17+}$  eine Niveau-Kreuzung. Diese ermöglicht aufgrund der teilweisen Entartung das Auftreten etlicher optischer Übergänge, die schmale Linienbreiten besitzen und sich daher als Taktgeber für optische Uhren eignen würden.

rungsgesetzen so groß ist, dass sie im optischen Spektralbereich liegt, haben die geringsten systematischen Linienverschiebungen aufgrund der geringen Zahl nahe beieinander liegender Niveaus [10, 11]. Jedoch sind die entsprechenden M1-Übergänge für optische Uhren nicht ideal, da ihre Linienbreiten von bis zu einigen Hertz die Auflösung limitieren. Allerdings versprechen Untersuchungen der Hyperfeinstruktur gekühlter wasserstoffartiger Ionen, wie beispielsweise  $\text{Bi}^{82+}$  oder  $\text{Ho}^{66+}$ , sehr interessante Einblicke in die Quantenelektrodynamik starker Felder sowie in die Kerngrößen-Effekte, die bei solchen Ionen extrem anwachsen [3].

Die Suche nach für Uhren geeigneten Übergängen innerhalb einer elektronischen Konfiguration ist in dieser Hinsicht vielversprechender. So besitzt das  $^{209}\text{Bi}^{25+}$ -Ion eine bis auf zwei Elektronen gefüllte 4f-Schale, innerhalb derer es einen Uhrenübergang bei 874 nm mit einer sehr schmalen Linienbreite von 12  $\mu\text{Hz}$  gibt. Die erwartete elektrische Quadrupolver-schiebung aufgrund der kleinen Elektronenhülle ist geringer als  $5 \times 10^{-19}$ , die aus dem quadratischen Zeeman-Effekt stammende kleiner als  $10^{-19}$ . Alle anderen untersuchten Effekte sind geringer als  $10^{-20}$  [15]. Alternativ kommen auch Spezies mit verschwindendem Kernspin wie  $^{192}\text{Os}^{18+}$  infrage. Hier würde der quadratische Zeeman-Effekt sogar unter  $10^{-21}$  bleiben.

Schmalbandige optische Übergänge in hochgeladenen Ionen sind auch in der Nähe von Niveau-kreuzungen zu finden [12, 13]. So gibt es elektronische Konfigurationen, deren Energie sich beim Ändern der Kernladungszahl erhöht bzw. reduziert (Abb. 3). Bei der geeigneten Wahl des Ions kommen sich die Konfigurationen so nahe, dass Übergänge zwischen ihnen im optischen Spektralbereich liegen. Ein vielversprechender Vertreter dieser Gattung ist das  $^{193}\text{Ir}^{17+}$ -Ion mit einem Kernspin von  $I = 3/2$ . Wegen der komplexen elektronischen Konfiguration (Abb. 4) liegen hier noch keine detaillierten Analysen von Frequenzverschie-

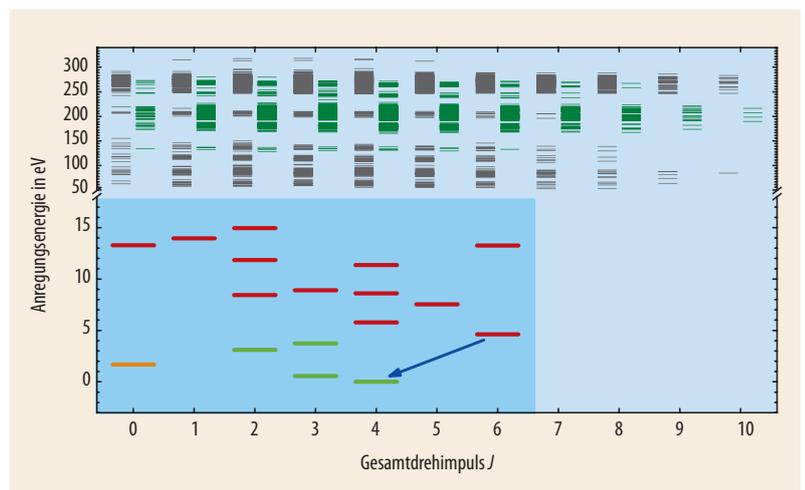
bungen vor. Allerdings ist zu erwarten, dass auch hier Uhren mit einer Ungenauigkeit unter  $10^{-19}$  möglich sind.

### Feinstrukturkonstante auf dem Prüfstand

Die bei hochgeladenen Ionen auftretenden Niveau-kreuzungen sind besonders in den Fokus der Aufmerksamkeit geraten, weil manche der darauf basierenden Uhrenübergänge extrem empfindlich auf eine mögliche Änderung der Feinstrukturkonstante sind. Eine solche Änderung fordern viele moderne kosmologische Theorien geradezu als Konsequenz von Raumzeit-abhängigen skalaren Feldern, wie z. B. Dunkler Materie, sofern sie an normale Materie koppeln [14]. Ändert sich die Feinstrukturkonstante, würden sich elektromagnetische Übergänge in berechenbarer Weise verschieben (Infokasten).

Kontrovers diskutierte astrophysikalische Untersuchungen, in denen Spektren von Atomen aus unterschiedlichen Richtungen des Weltalls bei hoher Rotverschiebung mit Laborspektren verglichen werden, deuten auf eine Richtungsabhängigkeit der Feinstrukturkonstante hin. Auf dem Flug unserer Erde durch diesen prognostizierten Gradienten würde sich die Feinstrukturkonstante um einen Bruchteil von  $10^{-19}$  pro Jahr vergrößern. Durch den Vergleich optischer Frequenzstandards ist eine mit null kompatible Obergrenze für eine solche Änderung mit einer Unsicherheit von derzeit  $2 \times 10^{-17}$  pro Jahr überprüft worden [16].

Die höchste realisierte Empfindlichkeit bietet der Oktupol-Übergang in einfach geladenem Ytterbium. Im Vergleich hierzu haben optische Übergänge in 17-fach geladenem Iridium eine um den Faktor acht



**Abb. 4** Bei den theoretischen elektronischen Niveaus besitzt  $\text{Ir}^{17+}$  Zustände in den elektronischen Konfigurationen nahe beim Grundzustand  $4f^{14}$ ,  $4f^{13} 5s$  und  $4f^{12} 5s^2$  (orange, grün und rot). Diese haben Anregungsenergien im optischen Spektralbereich und würden sich für optische Uhren eignen, weil sie nur durch verbotene Übergänge untereinander gekoppelt sind. Die ersten über dipol-

erlaubte Übergänge erreichbaren Zustände (hellblauer Bereich) besitzen eine hohe Dichte, sind aber durch eine große Energielücke von mindestens 50 eV davon getrennt. Der Übergang  $4f^{12} 5s^2 - 4f^{13} 5s$  (Pfeil) hat eine sehr lange Lebensdauer und ist sehr empfindlich für eine zeitliche Variation der Feinstrukturkonstante  $\alpha$  [12, 13].

erhöhte Sensitivität [12, 13], Übergänge in radioaktivem Californium und Einsteinium besitzen sogar noch höhere. Der Grund dafür liegt in den hohen relativistischen Beiträgen bei hochgeladenen Ionen, die mit dem Ionisationspotential skalieren. Damit diese Übergänge noch im optischen Spektralbereich liegen, wurde eine unterschiedliche Skalierung der beteiligten Niveaus mit dem Ladungszustand ausgenutzt (Abb. 3 und Abb. 4). In der Nähe der Kreuzung liegen die Energieunterschiede im Bereich optischer Übergangsfrequenzen und sind damit für die Präzisionspektroskopie nutzbar.

## Neue Herausforderungen

Um sich die neuen Möglichkeiten mit hochgeladenen Ionen zu erschließen, sind eine Reihe experimenteller und theoretischer Herausforderungen zu bewältigen. Für jeden Ion-Kandidaten ist es nötig, die Frequenzen und Stärken des Übergangs möglichst zuverlässig vorherzusagen. Die verwendeten Ab-initio-Rechnungen ließen sich bislang nur an wenigen Systemen testen. Mehr und genauere Experimente und Atomstrukturrechnungen sind erforderlich. Der nächste wichtige Schritt ist die direkte optische Fluoreszenz-Spektroskopie an Coulomb-gekühlten hochgeladenen Ionen mit Linienbreiten im Bereich von einigen hundert Hertz. Für noch kleinere Linienbreiten dient entweder zustandsabhängige Fluoreszenz zur Detektion, wie sie auch bei ungeladenen oder einfach geladenen Atomen üblich ist, oder die Quantenlogik-Spektroskopie [4, 5]. Bei letzterer wird dem hochgeladenen Ion ein einfach geladenes, ein so genanntes Logik-Ion, zur Seite gestellt. Dabei wird das hochgeladene Ion vom Logik-Ion gekühlt, sein interner Zustand auf dieses übertragen und dort ausgelesen.

Erst wenn bei hochgeladenen Ionen die spektroskopische Genauigkeit, die bei Neutralatomen und einfach geladenen Ionen Routine ist, erreicht ist, lässt sich ihre Eignung für hochgenaue optische Frequenzstandards überprüfen. Alle Effekte, die zu einer Frequenzverschiebung führen können, müssen sorgfältig charakterisiert werden, wie etwa die Zeitdilatation aufgrund der thermischen Restbewegung der lasergekühlten Ionen. Im Bereich von  $10^{-19}$  und darunter könnten Effekte auftreten, mit denen man heute noch gar nicht rechnet. Durch ausgesuchte atomare Kandidaten soll über verbesserte technische Kontrolle und geschickte Messverfahren ihre möglichst vollkommene Unterdrückung erreicht werden. Mit ihrer intrinsischen Unempfindlichkeit gegenüber den wichtigsten Störungen sind hochgeladene Ionen bestens für hochpräzise Spektroskopie für neue Uhren und Tests fundamentaler Physik gerüstet.

In Zukunft dürften auch Frequenzmessungen im weichen Röntgenbereich möglich sein. Vielfache der Frequenz eines Lasers werden heutzutage durch nicht-lineare Prozesse als hohe Harmonische erzeugt und bereits mit Frequenzkämmen kombiniert. Als Referenzen bei solchen hohen Photonenergien kommen viele schmalbandige Übergänge in hochgeladenen Ionen infrage. Bereits hochionisiert, können hochgeladene Ionen mit Röntgenphotonen wiederholt und unbeschadet wechselwirken, ohne durch Photoionisation und Auger-Prozesse Elektronen zu verlieren und ohne damit ihre Eignung als stabiler Taktgeber einzubüßen.

## Literatur

- [1] J. M. Shull, B. D. Smith und C. W. Danfort, *Astrophys. J.* **759**, 23 (2012)
- [2] M. Le Pennec et al., *Astrophys. J. Lett.* **813**, L42 (2015)
- [3] W. Quint und M. Vogel (Hrsg.), *Fundamental Physics in Particle Traps*, Springer, Heidelberg (2014)
- [4] P. O. Schmidt, *Physik Journal*, Juni 2012, S. 47
- [5] A. D. Ludlow et al., *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015)
- [6] K. Schnorr et al., *Astrophys. J.* **776**, 121 (2013)
- [7] R. E. Marrs et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1715 (1988)
- [8] L. Schmöger et al., *Science* **347**, 1233 (2015)
- [9] V. Mäckel et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 143002 (2011)
- [10] S. Schiller, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 180801 (2007)
- [11] V. I. Yudin, A. V. Taichenachev und A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 233003 (2014)
- [12] A. Windberger et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 150801 (2015)
- [13] J. C. Berengut, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum und A. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 210802 (2011)
- [14] J.-P. Uzan, *Varying Constants, Gravitation and Cosmology*, *Living Rev. Relativity* **14**, (2011), [www.livingreviews.org/lrr-2011-2](http://www.livingreviews.org/lrr-2011-2)
- [15] A. Derevianko, V. A. Dzuba und V. V. Flambaum, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 180801 (2012)
- [16] N. Huntemann et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 210802 (2014); R. Godun et al., *Phys. Rev. Lett.* **113**, 210801 (2014)

## DIE AUTOREN

**Piet O. Schmidt** (FV Quantenoptik) forscht an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig sowie an der Leibniz Universität Hannover. Die Beherrschung und exakte Messung elektronischer Übergänge in Atomen und Molekülen bis zur höchsten Präzision mit Hilfe von Quantenlogik-Techniken stehen im Mittelpunkt seiner derzeitigen Arbeit.



**José R. Crespo López-Urrutia** (FV Atomphysik und FV Extraterrestrische Physik) arbeitet am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg und beschäftigt sich schwerpunktmäßig mit der Physik hochgeladener Ionen durch spektroskopische Untersuchungen in Fallen vom sichtbaren bis zum Röntgenbereich. Die Kollaboration beider hat viel von gemeinsamen Joggingrunden im Wald profitiert.

