

GUSTAV-HERTZ-PREIS

# Tiefgekühlte (Anti)plasmen

Ultrakalte Plasmen eröffnen neue Wege, um Antimaterie zu erzeugen und zu speichern.

Thomas Pohl

Antiwasserstoff ist das Antimaterie-Pendant zum natürlich vorkommenden Wasserstoff. Das Interesse für Antiwasserstoff rührt daher, dass sich an derlei künstlich hergestellten Atomen fundamentale Theorien der Physik überprüfen lassen. Die Herstellung von Antiwasserstoff ist allerdings technisch aufwändig, denn dafür ist ein „ultrakaltes Plasma“ aus Anti-Protonen und Positronen nötig, aus denen durch Rekombination Antiwasserstoff-Atome entstehen können.

Ein Großteil der bekannten Materie besteht aus heißen, ionisierten Gasen, wie etwa das lichtspendende Plasma unserer Sonne. Auch auf der Erde erfordert die Erzeugung eines Plasmas in der Regel hohe Energien bzw. Temperaturen: von einigen tausend Kelvin, um eine Neonlampe zum Leuchten zu bringen, bis hin zu hundert Millionen Kelvin zum Zünden eines Fusionsplasmas. Dieser experimentell zugängliche Bereich wurde in den letzten Jahren besonders stark zu tiefen Temperaturen hin erweitert. In simultan eingeschlossenen Ionen- und Elektronengasen oder durch Photoionisation von lasergekühlten Atomen lassen sich derzeit ultrakalte Plasmen mit Temperaturen von wenigen Kelvin erzeugen. Die kinetische Energie der Elektronen ist zwar viel zu klein, um der stetig ablaufenden Bildung von neutralen Atomen durch ionisierende Stöße entgegen zu wirken, jedoch ist auch die Rekombinationsrate häufig so gering, dass weitreichende Untersuchungen des erzeugten Plasmas möglich werden [1, 2]. Andererseits bildet eben dieser „Plasmazerfall“ die Grundlage, Antiwasserstoffatome zu erzeugen, was erstmals 2002 in Experimenten am CERN gelang [3, 4].

Derzeit versuchen vier internationale Kollaborationen (ATRAP, ALPHA, ASACUSA und AEGIS) an CERNs „Entschleuniger“ für Antiprotonen (Antiproton Decelerator, AD), möglichst kalte Antiwasserstoffatome zu erzeugen. Antiwasserstoff ist das einfachste atomare System, um die Eigenschaften von Materie und Antimaterie zu vergleichen (Abb. 1). Ein wichtiger Aspekt ist dabei die Frage nach der Erhaltung der CPT-Symmetrie, d. h. nach der Invarianz physikalischer Prozesse bezüglich einer simultanen Spiegelung der elektrischen Ladung (Charge), Orts- (Parity) und Zeitkoordinaten (Time). Bei einer Verletzung der CPT-Symmetrie würden sich die Atomspektren von Wasserstoff und von dessen Antimaterie-Pendant unterscheiden. Die 1s-2s-Übergangsfrequenz und die Hyper-

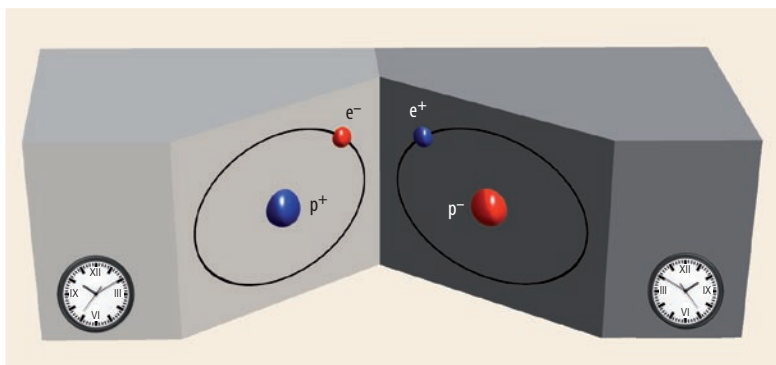


Abb. 1 Antiwasserstoff besteht aus einem Antiproton und einem gebundenen Positron und bildet das Antimaterie-Pendant zu gewöhnlichem Wasserstoff. Bei Invarianz der Naturgesetze unter einer simultanen Spiegelung von Ladung, Raum- und Zeitkoordinaten zeigen Atome und Antiatome identische Eigenschaften.

feinaufspaltung des Grundzustandes von Wasserstoff sind bereits mit einer beeindruckenden Genauigkeit von  $10^{-14}$  bzw.  $10^{-12}$  bekannt. Vergleichbar genaue Messungen des Antiwasserstoff-Spektrums versprechen damit hochpräzise Tests der CPT-Symmetrie [5].

Damit diese Experimente Wirklichkeit werden können, ist es erforderlich, Antiwasserstoff in geeigneten atomaren Zuständen und mit sehr tiefen Temperaturen zu erzeugen, um die Atome in einer Magnetfalle zu speichern.

## Auf Kollisionskurs

Zur Synthese von kaltem Antiwasserstoff werden Positron- und Antiprotonplasmen jeweils auf wenige Kelvin abgekühlt und anschließend in Kontakt gebracht, sodass durch Reaktion der entgegengesetzten

### KOMPAKT

- Präzise Messungen mit Antiwasserstoffatomen bieten die Möglichkeit, fundamentale Symmetrien genau zu untersuchen.
- Am CERN ließen sich bisher große Mengen Antiwasserstoff durch Rekombination in ultrakalten Antimaterieplasmen erzeugen. Oberstes Ziel ist es dabei, möglichst kalte Atome zu erzeugen, um diese für weitere Untersuchungen zu speichern.
- Auf diesem Weg erhalten wir gleichsam Gelegenheit, sowohl das Verhalten kalter Plasmen als auch die Bildung und Dynamik hochangeregter Rydberg-Atome in starken Magnetfeldern besser zu verstehen.

Dr. Thomas Pohl, Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Nöthnitzer Straße 38, 01187 Dresden – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preis 2010 auf der Frühjahrstagung der DPG in Hannover.

Ladungen neutrale Atome entstehen. Ein isolierter Einschluss der ultrakalten Plasmen gelingt mithilfe einer Penning-Falle. Hierbei beschränkt ein homogenes Magnetfeld von einigen Tesla die Teilchenbewegung radial zur Magnetfeldachse, während ein zusätzlich angelegtes elektrisches Feld axialen Einschluss gewährleistet (**Infokasten**). Da sich auf diese Weise nur Teilchen gleicher Ladung einfangen lassen, bedarf es zweier ineinander geschachtelter Penning-Fallen. Die äußeren Minima des resultierenden Doppelmuldenpotentials speichern das negative Antiprotonplasma, während der zentrale, invertierte Potentialtopf die Positronen hält (**Abb. 2**).

Um nun Kollisionen zwischen den so separierten Plasmen bei möglichst geringen Antiprotonenergien einzuleiten, werden diese mithilfe eines schwachen Radiofrequenzfeldes vorsichtig aufgeheizt. Idealerweise erhält ein kleiner Teil der Antiprotonen dabei gerade genügend Energie, um das Positronplasma mit geringen Geschwindigkeiten zu durchqueren. Beim Durchgang der Antiprotonen entstehen durch Dreikörperstöße gebundene Positron-Antiproton-Paare, d. h. Antiwasserstoff, während die überschüssige Relativenergie gleichzeitig an ein zweites Positron abgegeben wird (**Abb. 2a**). Basierend auf diesem Prozess wurden am CERN bisher viele Millionen Antiwasserstoffatome erzeugt und nachgewiesen. Die so produzierten Atome im Grundzustand einzufangen ist dennoch eine große Herausforderung für aktuelle Experimente. Aufgrund ihrer sehr geringen Temperatur rekombinieren die Positronen nahezu ausschließlich in hochangeregte

Rydberg-Zustände und bilden damit Antiwasserstoffatome fernab vom benötigten Grundzustand. Letztlich sind die resultierenden Bindungszustände der Antiwasserstoffatome das Ergebnis einer Folge von Stoßprozessen, die es zu verstehen gilt, um eine bessere Vorstellung der Struktur und Geschwindigkeit der sich bildenden Atome zu gewinnen.

## Anregende Wechselwirkung

Die Eigenschaften der erzeugten Atome lassen sich durch Anlegen eines elektrischen Feldes zwischen Rekombinationszone und Nachweisregion untersuchen [6]. Da hochangeregte Atome bei schwächeren Feldern und tiefer gebundene Atome erst bei stärkeren Feldern ionisieren, gibt die beobachtete Atomzahl als Funktion des Vor-Ionisationsfeldes indirekt Aufschluss über die interne Zustandsverteilung der rekombinierten Atome.

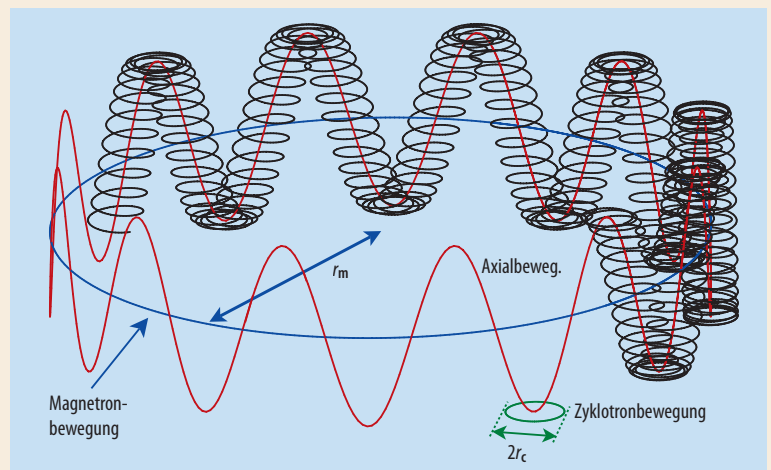
Theoretisch kann man im Rahmen von klassischen Rechnungen beschreiben, wie sich Rydberg-Atome in einem ultrakalten Plasma bilden [7]. Dazu verfolgen wir den Durchgang einzelner Antiprotonen und deren simultane Wechselwirkung mit den Positronen im Zentrum der geschachtelten Penning-Falle. Solche Rechnungen liefern eine gute Beschreibung des gemessenen Ionisationsspektrums (**Abb. 3**) und sollten damit einen verlässlichen Einblick in die Struktur der erzeugten Antiwasserstoffatome gewähren. Aufgrund des starken Magnetfeldes unterscheidet sich diese grundlegend von der recht einfachen Struktur

## TEILCHENBEWEGUNG IN EINER PENNING-FALLE

Das Prinzip der Penning-Falle basiert auf der Überlagerung eines homogenen Magnetfeldes  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  und eines inhomogenen elektrischen Quadrupolfeldes. Das Magnetfeld gewährleistet einen radialen Einschluss orthogonal zur Magnetfeldachse, während das elektrische Feld ein attraktives Potential entlang der Magnetfeldachse erzeugt. Die resultierende Dynamik lässt sich als Überlagerung von drei unabhängigen Oszillationen beschreiben: (1) eine schnelle Zyklotronbewegung, (2) eine harmonische Schwingung des Zyklotronzentrums entlang des Magnetfeldes sowie (3) eine periodische Magnetronbewegung.

Mit dieser Beschränkung der Teilchenbewegung lassen sich einzelne Ladungen über einen prinzipiell unbegrenzten Zeitraum speichern. Dies gilt ebenso für mehrere wechselwirkende Ladungen, d. h. für ein um die Magnetfeldachse rotierendes Plasma. Dabei lassen sich mit einem gegebenen Magnetfeld  $B$  Plasmen mit einer Dichte von bis zu  $\rho = B^2/(8\pi m)$  stabil einschließen.

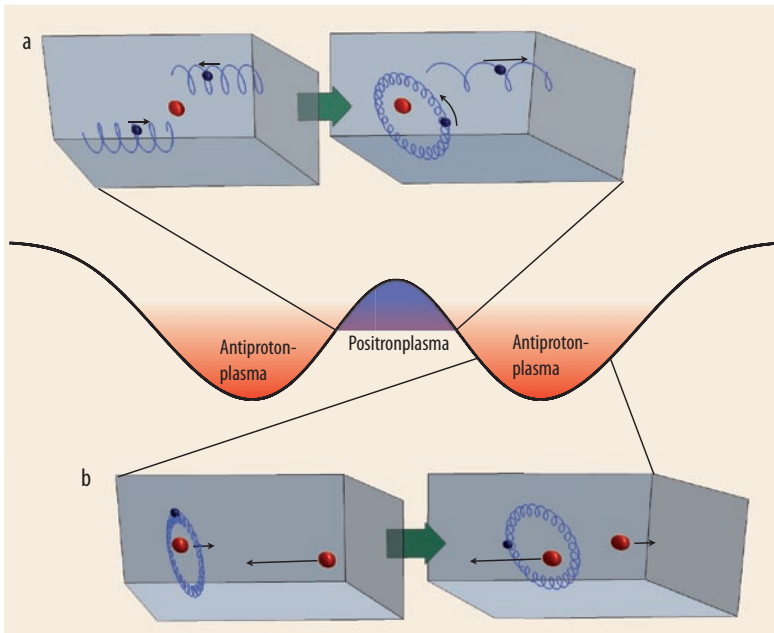
Zur Beschreibung von magnetisierten Rydberg-Atomen ist das Quadru-



polpotential durch die Coulomb-Wechselwirkung des gebundenen Paares zu ersetzen. Für spezielle Zustände, bei denen der Abstand  $r_m$  des Zyklotronzentrums viel kleiner als dessen Radius  $r_c$  ist, separiert die Relativbewegung wiederum in drei unabhängige Oszillationen: (1) die schnelle Zyklotrondynamik, (2) eine axiale Schwingung und (3) eine langsame Magnetronoszillation. Die Trajektorien dieser „guiding-center“-Atome gleichen also denen

von freien Ladungen in einer Penning-Falle.

Für typische Atomradien  $r_m$  wird das magnetische Moment dieser Atome nahezu ausschließlich durch die großflächige Magnetronbewegung bestimmt. Das entsprechende magnetische Moment  $\mu \approx e^2/(r_m B)$  ist allerdings gerade so gerichtet, dass die Atome aus einer Magnetfalle herausgedrängt, also nicht in dieser gespeichert werden.



**Abb. 2** Zur Erzeugung von Antiwasserstoff werden zwei entgegengesetzt geladene Antiproton- und Positronplasmen in einer verschachtelten Penning-Falle eingefangen und durch behutsames Heizen der Antiprotonen in Kontakt gebracht. Dabei entstehen aufgrund von Dreikörperstößen im Fallenzentrum langsame Antiwasserstoffatome (a). Beim Durchgang dieser Atome durch die äußeren Fallenregionen kann es zu Ladungsaustausch mit schnellen Antiprotonen und damit zur Bildung von schnellem Antiwasserstoff kommen (b).

klassischer Bohr-Atome. Der überwiegende Teil der Atome befindet sich in sehr hochangeregten Zuständen, wobei das Positron, analog zu freien Ladungen in einer Penning-Falle, auf regulären, riesigen Bahnen im Mikrometerbereich um sein bindendes Antiproton kreist (**Abb. 3a**). Trotz der komplexen Rekombinationsdynamik ergibt sich aus dieser regulären Struktur der Atome ein intuitives Bild ihres Bildungsprozesses [7] und ein einfaches Skalierungsgesetz

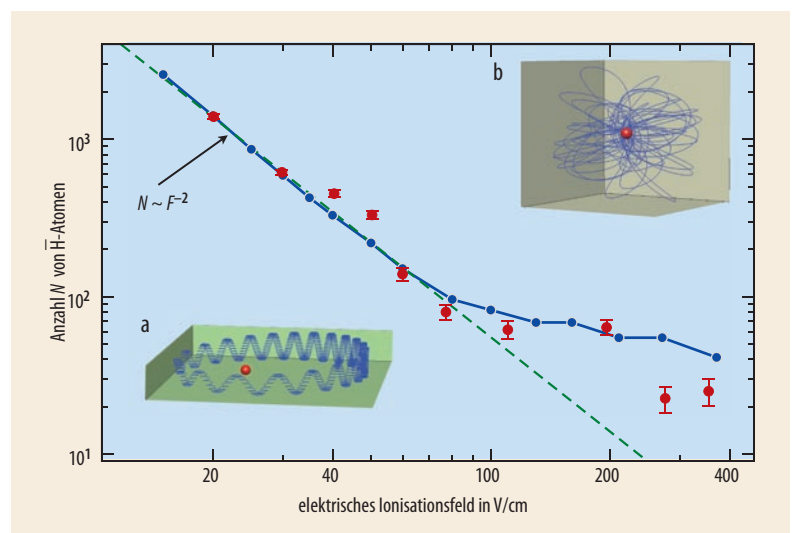
$$N \sim F^{-2} \quad (1)$$

für die Atomzahl  $N$  als Funktion des Ionisationsfeldes  $F$ . Aus theoretischer Sicht hat sich das Konzept dieser „guiding-center“-Atome als enorm fruchtbar erwiesen [8]. Allerdings zeigt sich auch, dass ihr magnetisches Moment gerade so gerichtet ist, dass sie aus einer angelegten Magnetfalle herausgedrängt werden und damit unbrauchbar für weiterführende Experimente sind.

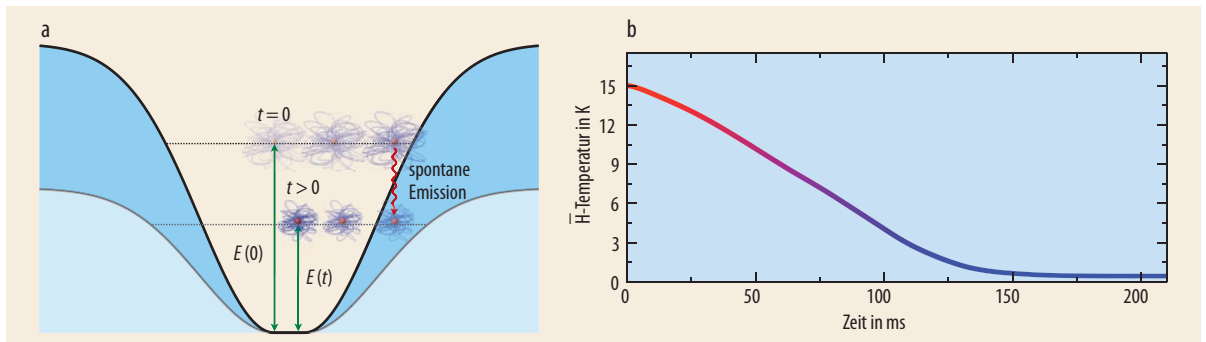
Die Lösung dieses Dilemmas findet sich außerhalb des „guiding-center“-Regimes. So weisen sowohl das gemessene als auch das berechnete Ionisationsspektrum bei höheren Feldern, d. h. bei Rekombination zu tieferliegenden Zuständen, signifikante Abweichungen von Gl. (1) auf. Dieses Verhalten lässt sich auf einen Übergang von regulären zu chaotischen Bindungszuständen (**Abb. 3b**) mit vielversprechenderen Eigenschaften zurückführen. Zum einen haben diese kompakteren, chaotischen Zustände deutlich größere Raten für spontane Emission, d. h. sie zerfallen sehr viel schneller in ihren elektronischen Grundzustand. Zum anderen besitzen sie die richtige Struktur für den Einschluss in einer zusätzlichen Magnetfalle. Wenn gleich auch nur ein kleiner Teil der Atome in derartige Zustände rekombiniert, so zeigt der Vergleich mit den absoluten Atomzahlen des Experiments, dass dies dennoch einer erheblichen Menge von speicherbaren Antiwasserstoffatomen entspricht (**Abb. 3**).

Im Rahmen der beschriebenen Rechnungen ergibt sich außerdem eine alternative Erklärung für die von

ATRAP gemessenen, unerwartet hohen Antiwasserstofftemperaturen von rund 2000 K [6]. Die Grundidee basiert auf einem zusätzlichen Stoßmechanismus (**Abb. 2b**). Auf dem Weg der gebildeten Atome zum Detektor kann es zu Positron-Austauschstößen mit schnellen Antiprotonen in den äußeren Regionen der verschachtelten Penning-Falle kommen. Folglich erscheinen die gemessenen Geschwindigkeiten dieser Atome sehr viel größer als ihre ursprüngliche Geschwindigkeit zum Zeitpunkt der Rekombination. Basierend auf diesem Prozess lässt sich die beobachtete Geschwindigkeitsverteilung mit einer sehr viel geringeren, ursprünglichen Atomtemperatur von 10 K bis 20 K gut beschreiben. Aktuelle Experimente zum Einfangen von Antiwasserstoff verwenden eine wei-



**Abb. 3** Das gemessene Feldionisationsspektrum (rote Punkte) lässt sich gut im Rahmen von klassischen Monte-Carlo-Rechnungen (blaue Punkte) beschreiben. Für kleine Ionisationsfelder, d. h. bei sehr hochangeregten Rydberg-Zuständen, führt die dominante Bildung von regulären „guiding-center“-Atomen (a) zu einem Potenzgesetz (gestrichelte Linie). Die Abweichung von dieser einfachen Abhängigkeit sowohl im berechneten Spektrum als auch in den experimentellen Daten ist ein Indiz für die Erzeugung kompakter, chaotischer Zustände (b).



**Abb. 4** Die Kopplung des spontanen Zerfalls von magnetisch gespeicherten Rydberg-Atomen an deren Bewegung kann ihre Geschwindigkeit im Zuge der radiativen Kaskade erheblich verringern (a).

Hierbei führt der spontane Zerfall zu einem schwächeren Fallenpotential und damit zu einer geringeren atomaren Translationsenergie  $E$ . Gemäß dem Virial-Theorem hat dies einen Abfall der middle-

ren kinetischen Energie, d. h. der Temperatur der Atome, zur Folge. Numerische Rechnungen zeigen, dass dieser Mechanismus eine stoßfreien Abkühlung bis in den Millikelvin-Bereich ermöglicht (b).

terentwickelte Methode zur Plasmamischung [9], die geringere Geschwindigkeiten verspricht und für die beschleunigende Austauschstöße eine untergeordnete Rolle spielen sollten.

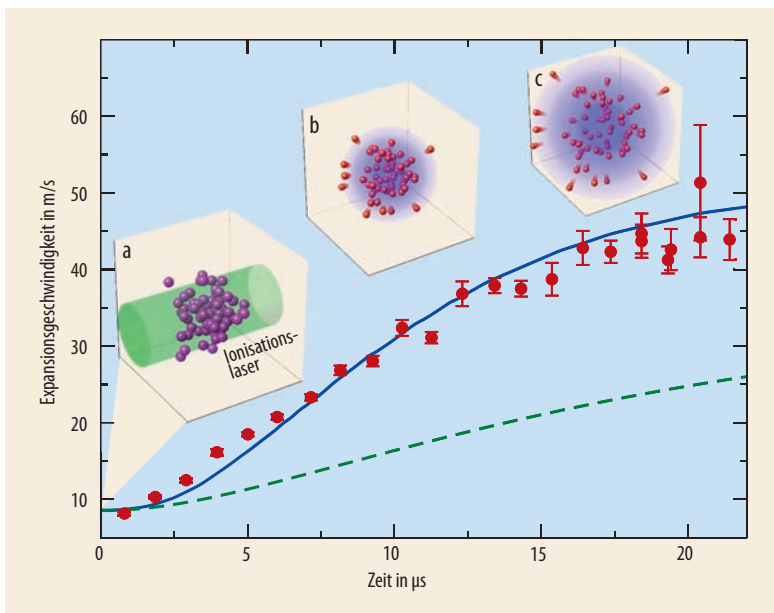
### Spontan abgekühlt

Zum Speichern der Atome wird die verschachtelte Penning-Falle mit einer magnetischen Atomfalle, d. h. einem nach außen hin zunehmenden Magnetfeld, überlagert. Sind die magnetischen Momente der Atome geeignet orientiert, lassen sie sich im Minimum des inhomogenen Feldes fangen. Damit erhalten sie genügend Zeit, um durch spontane Emission in ihren atomaren Grundzustand zu zerfallen. Trotz der hohen, momentan realisierten Magnetfeldgra-

dienten lassen sich auf diese Weise allerdings nur Grundzustandspotentiale mit einer Falltiefe von wenigen hundert Millikelvin erreichen. Diese ist sehr viel geringer als die zu erwartende Temperatur der Atome, was zu einem enormen Verlust führen sollte. Im Gegensatz dazu reagieren hochangeregte Rydberg-Atome sehr viel empfindlicher auf externe Felder [10], sodass sich mit der gleichen Magnetfeldkonfiguration deutlich größere Falltiefen von einigen Kelvin realisieren lassen. Man mag sich nun die Frage stellen, ob dies einen Vorteil bietet: Da die Atome im Laufe der Zeit ohnehin in ihren Grundzustand zerfallen, sollte man erwarten, dass letztlich nahezu alle der mühsam erzeugten Antiwasserstoffatome die im Zuge des Zerfalls stark abgeschwächte Falle verlassen und verloren gehen.

Wie Berechnungen der Bewegungs- und Zerfalldynamik zeigen, ist das jedoch nicht der Fall [11]. Diese offenbaren erhebliche Unterschiede zwischen der Dynamik von stark magnetisierten Rydberg-Atomen und dem vertrauteren Fall von magnetisch gefangenen Atomen in tiefliegenden Zuständen. Insbesondere findet man für Rydberg-Atome einen recht ungewöhnlichen, stoßfreien Kühleffekt, getrieben durch den spontanen Zerfall der Atome (Abb. 4). Da das Fallenpotential der hochangeregten Atome stark von deren Zuständen abhängt, koppelt der interne Zerfall an die Bewegungsdynamik der Atome und führt fast ausschließlich zu einer Abschwächung der Fallenstärke. Der resultierende Verlust an potentieller Energie führt zu einer geringeren mittleren kinetischen Energie und damit zu einer Abkühlung des Atomgases. Numerische Simulationen zeigen, dass dieser Mechanismus die Atomtemperatur um bis zu zwei Größenordnungen absenken kann (Abb. 4) [11]. Damit erhöht sich die Speichereffizienz für die anfänglich gebildeten Rydberg-Atome im Vergleich zu der für Grundzustandsatome um den selben Faktor.

Die absolute Erfolgsquote für einen magnetischen Einschluss wird jedoch auch durch die kollektive Dynamik der Ladungen während der Plasmamischung sowie durch sukzessive Antiproton- und Positronstöße mit rekombinierten Rydberg-Atomen im Zuge ihrer radiativen Kaskade zum Grundzustand bestimmt. Um



**Abb. 5** Nach ihrer Erzeugung durch Photoionisation lasergekühlter Atome (a) dehnen sich ultrakalte Plasmen in das sie umgebende Vakuum aus (b, c). Die gemessene Expansionsgeschwindigkeit (rote Punkte) stimmt gut mit einer kinetischen Beschreibung der kollektiven Plasmadynamik (blaue Linie) überein.

Hierbei zeigt sich, dass die Bildung von Rydberg-Atomen das Elektronplasma aufheizt und damit die Plasmaexpansion beschleunigt. In der Tat verdeutlicht eine analoge Rechnung, welche die Rekombination in Rydberg-Zustände ignoriert (grüne Linie), deren signifikanten Einfluss auf die Plasmaexpansion.



dieses Wechselspiel vollständig zu behandeln und besser zu verstehen, sind zusätzliche Näherungen nötig, die wir abschließend kurz diskutieren.

## Einblicke aus der „Materie-Welt“

Für die erfolgreiche Erzeugung von Antiatomen spielt die Untersuchung ihrer Materiependants eine bedeutende Rolle. So wurden eine Vielzahl der dafür notwendigen Methoden in den letzten zwei Jahrzehnten in Materieplasmen, d. h. Elektronen- und Protonenplasmen, entwickelt und perfektioniert [12].

Mit der experimentellen Verfügbarkeit von kalten Atomgasen hat sich darüberhinaus ein komplementärer und zugleich reizvoller Zugang zur Physik ultrakalter neutraler Plasmen eröffnet. Wie eingangs erwähnt, gelingt dies durch Photoionisation lasergekühlter Atome. Die so erzeugten Plasmen haben sehr tiefe Temperaturen von bis zu einem Kelvin und expandieren daher auf vergleichsweise langen Zeitskalen von etwa 100 Mikrosekunden in das sie umgebende Vakuum. Verglichen mit der deutlich aufwändigeren Präparation von kalten Antimaterieplasmen lassen sich Temperaturen und Dichten sehr genau einstellen und während der anschließenden Plasmadynamik präzise messen. Dies bietet einen hervorragenden Prüfstand für die theoretische Beschreibung von Plasmen und deren Dynamik bei tiefen Temperaturen [1, 2].

Insbesondere gewähren Laser-erzeugte ultrakalte Plasmen experimentellen Zugang zur Rekombinationsdynamik von Rydberg-Atomen und deren Verhalten in starken Magnetfeldern [13] – geben also zusätzliche Einblicke in den Bildungsprozess von kalten Antiwasserstoffatomen. So ermöglicht es beispielsweise die Messung von Lichtabsorption und -emission der Plasma-Ionen, die Expansionsdynamik direkt abzubilden. Getrieben durch die kinetische Energie der Elektronen wird die Expansion stark durch die Bildung von Rydberg-Atomen beeinflusst: Rekombination und anregende Elektron-Atom-Stöße heizen das Plasma, während Ionisation und stoßinduzierte Anregung die Elektronentemperatur absenken. Dieses komplexe Wechselspiel lässt sich theoretisch bisher nur im Rahmen von vereinfachten kinetischen Gleichungen erfassen [14], wobei die Bildung von Rydberg-Atomen mithilfe einer Raten-basierten Beschreibung berücksichtigt wird [15].

Bestätigt durch detaillierte Vergleiche mit Messungen an expandierenden ultrakalten Plasmen (Abb. 5), bieten derartige Zugänge allerdings einen vielversprechenden Ansatz zur Beschreibung von experimentell schwieriger zugänglichen Szenarien, wie der Erzeugung von kalten Antiwasserstoffatomen. Unter Berücksichtigung der starken Fallen-Magnetfelder [16] könnte dies in Zukunft helfen, das komplexe Zusammenspiel zwischen der kollektiven Dynamik der zusammengeführten Plasmen und darin ablaufender atomarer Prozesse besser zu verstehen. So könnten Erkenntnisse über den Einfluss von Dichte und Temperatur des

Plasmas auf die Bildung von Antiwasserstoffatomen eine systematische Optimierung des Syntheseprozesses ermöglichen und Strategien für dessen Kontrolle, z. B. durch elektromagnetische Felder, aufzeigen – weitere wichtige Schritte auf dem Weg zur Speicherung von kaltem Antiwasserstoff.

## Danksagung

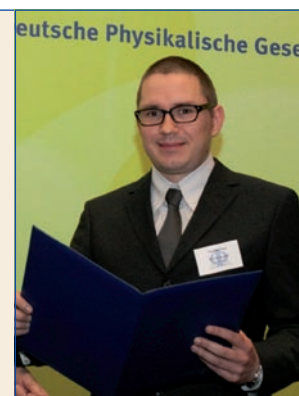
Für fruchtbare und lehrreiche Zusammenarbeit danke ich Hossein Sadeghpour (ITAMP, Harvard-Smithsonian CfA), Gerald Gabrielse (Harvard), Yasunori Yamazaki (Universität Tokyo) und Thomas Killian und seinem Team an der Rice University, Houston, Texas. Ein besonderer Dank gilt Jan-Michael Rost für die langjährige vielfältige Unterstützung und zahlreichen wissenschaftlichen Anregungen.

## Literatur

- [1] T. C. Killian, T. Pattard, T. Pohl und J. M. Rost, *Physics Reports* **449**, 77 (2007)
- [2] T. C. Killian und S. L. Rolston, *Physics Today* **63**, 46 (2010)
- [3] G. Gabrielse et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 213401 (2002)
- [4] M. Amoretti et al., *Nature* **419**, 456 (2002)
- [5] D. Grzonka, W. Oelert und J. Walz, *Physik Journal*, März 2006, S. 37
- [6] G. Gabrielse et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 233401 (2002); **93**, 073401 (2004)
- [7] T. Pohl, H. R. Sadeghpour und G. Gabrielse, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 143401 (2006)
- [8] M. E. Glinsky und T. M. O'Neil, *Phys. Fluids B* **3**, 1279 (1991)
- [9] G. Gabrielse et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 113001 (2008)
- [10] T. Pohl, H. R. Sadeghpour und P. Schmelcher, *Physics Reports* **484**, 181 (2009)
- [11] T. Pohl, H. R. Sadeghpour, Y. Nagata und Y. Yamazaki, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 213001 (2006)
- [12] G. Gabrielse, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 155 (2005)
- [13] J.-H. Choi, J. R. Guest, A. P. Povilus, E. Hansis und G. Raithel, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 243001 (2005)
- [14] P. Gupta, S. Laha, C. E. Simien, H. Gao, J. Castro, T. C. Killian und T. Pohl, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 075005 (2007)
- [15] T. Pohl, D. Vrinceanu und H. R. Sadeghpour, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 223201 (2008)
- [16] E. M. Bass und D. H. E. Dubin, *Phys. Plasmas* **16**, 012101 (2009)

## DER AUTOR

**Thomas Pohl** studierte Physik an der Humboldt-Universität zu Berlin. Er promovierte am Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme in Dresden in der Gruppe von Jan-Michael Rost und erhielt 2005 für seine Doktorarbeit die Otto-Hahn-Medaille der MPG. Im Anschluss ging er mit einem Stipendium des Institute for Theoretical Atomic, Molecular and Optical Physics (Cambridge, USA) drei Jahre als Postdoc an das Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics. Seit September 2008 leitet er eine Arbeitsgruppe am MPI für Physik komplexer Systeme.



Pressestelle Leibniz Univ. Hannover