

# Experimente mit einem isolierten, subatomaren, ruhenden Teilchen (Nobel-Vortrag)\*\*

Von Hans Dehmelt\*

*You know, it would be sufficient to really understand the electron.*

Albert Einstein

## Einleitung

Der Begriff der kleinstmöglichen, nicht teilbaren Einheit, die *Demokrit* im fünften Jahrhundert vor Christi Geburt „a-tomon“ (das Unteilbare) nennt, ist einer der fundamentalsten, aber er ist wandelbar. Bis 1930 hatte sich dieser Begriff bereits zweimal gewandelt: von etwas Molekülähnlichem, z. B. einem „schlüpfrigen“ Wasser-atomon, zum Mendeleyev-Atom des Chemikers im engeren Sinne und später zu Elektron und Proton, beides Teilchen, von denen anfangs angenommen wurde, daß sie von kleiner, aber endlicher Größe seien. Mit der Entwicklung der Dirac-Theorie des Elektrons in den späten zwanziger Jahren schrumpfte ihre Größe auf (mathematisch) Null. Damals „wußte“ jeder, daß das Elektron und das Proton unteilbare Diracsche Punktteilchen mit dem Radius  $R = 0$  und dem gyromagnetischen Verhältnis  $g = 2.00$  waren. Der erste Hinweis auf die Teilbarkeit oder wenigstens auf eine innere Struktur des Protons kam aus der Messung des magnetischen Moments des Protons durch *Otto Stern* im Jahre 1933 mit einer Stern-Gerlach-Molekularstrahl-Apparatur. Jedoch wurde dies zu jener Zeit nicht erkannt. *Stern* fand für das normierte, dimensionslose gyromagnetische Verhältnis des Protons nicht  $g = 2$ , sondern  $g \approx 5$  [Gl. (1)], wobei  $\mu$  das magnetische Moment,  $A$  den Drehimpuls,  $M$  die Masse und  $q$  die Ladung des Teilchens bezeichnen.

$$g = (\mu/A) (2 M/q) \approx 5 \quad (1)$$

Für das offensichtlich zusammengesetzte Ion  ${}^4\text{He}^+$  beispielsweise, das ebenfalls einen Spin von  $\frac{1}{2}$  hat, erhält man nach obiger Gleichung einen  $|g|$ -Wert von 14 700, der also wesentlich größer ist als der Diracsche Wert 2. Außer im  $|g|$ -Wert unterscheidet sich das  ${}^4\text{He}^+$ -Ion von einem Diracschen Punktteilchen auch in der offensichtlich endlichen Größe. Und tatsächlich wuchs in den fünfziger Jahren mit *R. Hofstadters* Hochenergie-Elektronen-Streuungsexperimenten der Radius des Protons wieder auf einen Wert von  $R = 0.86 \times 10^{-15}$  m. Durch ähnliche Experimente bei noch höheren Energien fand man später schließlich drei Quarks im Innern des „nicht teilbaren“ Protons. Heute „weiß“ jeder, daß das *Elektron* ein nicht teilbares „atomon“, ein Diracsches Punktteilchen mit dem Radius  $R = 0$  und  $g = 2.00$ ... ist. Aber ist es das wirklich? Genau wie das Proton könnte es ein zusammengesetztes Teilchen sein. Die Ge-

schichte könnte sich ohne weiteres wiederholen. Vor diesem Hintergrund wird verständlich, welch immense Bedeutung Präzisionsmessungen des  $g$ -Faktors des Elektrons zukommt.

## Geonium-Spektroskopie

Das metastabile Pseudoatom Geonium<sup>[1, 2]</sup> wurde gezielt für die Studien über den  $g$ -Faktor des Elektrons unter optimalen Bedingungen synthetisiert. Das Geonium ist ein Elektron, das ständig in einer Ultrahochvakuum-Penning-Falle bei 4 K eingefangen ist. An der Falle liegen ein homogenes Magnetfeld  $B_0$  von 5 T und ein schwaches elektrisches Quadrupolfeld an. Letzteres wird durch hyperboloidförmige Elektroden, einen positiven Ring und zwei negative Kappen im Abstand  $2Z_0 = 8$  mm erzeugt (Abb. 1). Das Potential

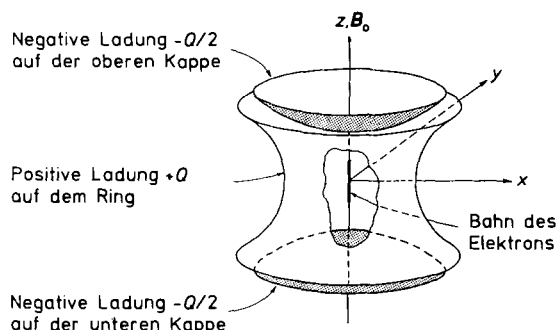


Abb. 1. Penning-Falle. Die einfachste Bewegung eines Elektrons in der Falle verläuft längs der Symmetrieachse, entlang einer magnetischen Feldlinie. Jedesmal, wenn das Elektron einer der negativ geladenen Kappen zu nahe kommt, kehrt es um. Die resultierende harmonische Oszillation hatte in unserer Falle eine Frequenz von etwa 60 MHz. (Nach [12].)

$\Phi(xyz)$  ist durch Gleichung (2) mit  $A = \text{const}$  gegeben. Die axiale Tiefe  $D$  des Potentialtopfs beträgt 5 eV [Gl. (3)].

$$\Phi(xyz) = A(x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (2)$$

$$D = e[\Phi(000) - \Phi(00Z_0)] = 2eAZ_0^2 = 5 \text{ eV} \quad (3)$$

Der Einschluß des Elektrons ist im wesentlichen magnetisch. Das hohe Magnetfeld bestimmt die Bewegung im Geonium-Atom. Die Energieniveaus dieses Atoms, die in Abbildung 2 gezeigt sind, spiegeln die Cyclotron-Bewegung bei einer Frequenz  $\nu_c = eB_0/2\pi m = 141$  GHz, die Spin-Präzession bei  $\nu_s \approx \nu_c$ , die Anomalie- oder  $(g-2)$ -Frequenz  $\nu_a = \nu_s - \nu_c = 164$  MHz, die axiale Oszillation bei  $\nu_z = 60$  MHz und die Magnetron- oder Drift-Bewegung bei einer Frequenz  $\nu_m = 13$  kHz wider. Das Elektron wird ununter-

[\*] Prof. Dr. H. Dehmelt  
Department of Physics, University of Washington  
Seattle, WA 98195 (USA)

[\*\*] Copyright © The Nobel Foundation 1990. – Wir danken der Nobel-Stiftung, Stockholm, für die Genehmigung zum Druck einer deutschen Fassung des Vortrags.

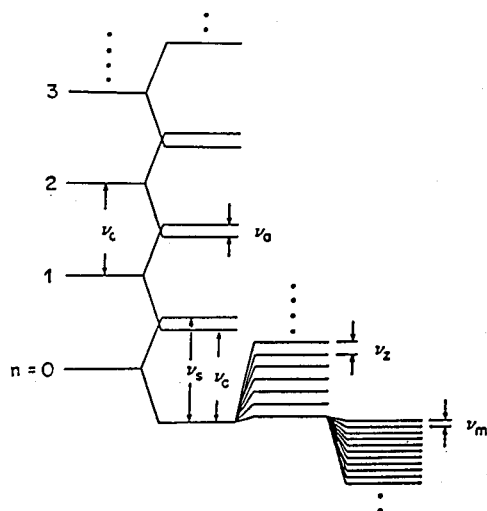


Abb. 2. Energiezustände des Geonium-Atoms. Jedes der Cyclotron-Niveaus (bezeichnet mit  $n$ ) wird zunächst durch die Spin-Magnetfeld-Wechselwirkung aufgespalten. Die so entstandenen Unter-niveaus spalten weiter in Oszillator-Niveaus und schließlich in eine Vielzahl von Magnetron-Niveaus auf. (Nach [1].)

brochen beobachtet, indem man die  $\nu_z$ -Oszillation anregt und die  $10^8$ -fach verbesserte spontane 60 MHz-Emission im Radiofrequenzbereich nachweist. Ein entsprechendes Signal sieht man in Abbildung 3. Durch „Seitenbanden-Kühlen“

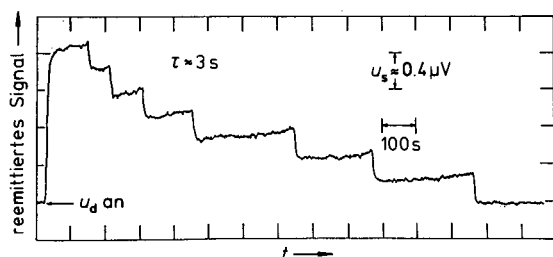


Abb. 3. Das HF-Signal eines eingesperrten Elektrons. Wenn das Elektron durch ein axiales HF-Feld angeregt wird, emittiert es ein Signal bei 60 MHz, das mit einem Radioempfänger empfangen wird. Das gezeigte Signal entspricht einer sehr hohen Anregungsenergie und einem injizierten Bündel von sieben Elektronen. Ein Elektron nach dem anderen wurde zufallsstatistisch aus der Falle „herausgekocht“, bis schließlich nur noch ein einzelnes Elektron übrig blieb. Durch leichte Reduktion der Anregungsenergie konnte das letzte Elektron unbegrenzt lange beobachtet werden. (Nach [13].)

war es möglich, das Elektron zehn Monate im Zentrum der Falle zu halten<sup>[3]</sup>. Bei diesem Prozeß bringt man das Elektron dazu, Hochfrequenz (HF)-Photonen mit einer Energie

geringfügig unter der Resonanzenergie zu absorbieren und das Defizit aus seiner kinetischen Energie auszugleichen, so daß sich das System abkühlt.

Die entsprechende Zu- und Abnahme des Radius der Magnetronbahn ist in Abbildung 4 gezeigt. In den optischen

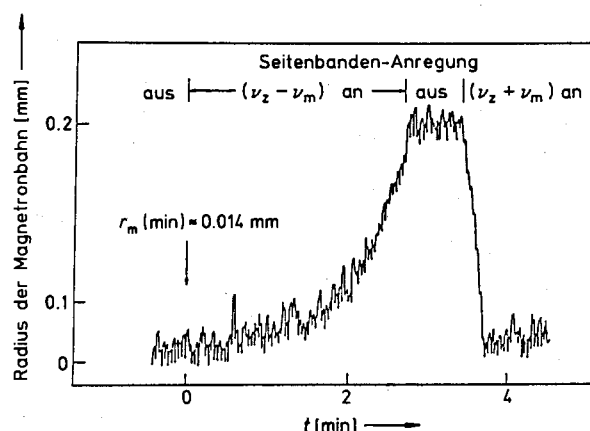
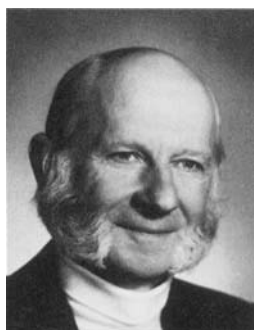


Abb. 4. „Seitenbanden-Kühlen“ der Magnetron-Bewegung bei  $\nu_m$ . Wenn die axiale Bewegung nicht mit der Resonanzfrequenz  $\nu_z$ , sondern mit der niedrigeren Seitenbandenfrequenz  $\nu_z - \nu_m$  angeregt wird, ist es möglich, die metastabile Magnetron-Bewegung zu zwingen, den zum Gleichgewicht fehlenden Energiebetrag  $h\nu_m$  zu liefern, wobei sich der Magnetronbahnradius vergrößert. Umgekehrt nimmt der Radius bei einer Anregung mit  $\nu_z + \nu_m$  ab. Die Rollen, die die obere und untere Seitenbande spielen, sind hier gegenüber dem Fall des Teilchens im Potentialtopf vertauscht. Dort steigt die Energie mit der Amplitude, während hier die Magnetron-Bewegung metastabil ist und die Gesamtenergie der Bewegung mit dem Radius *abnimmt*. (Nach [1].)

Bereich ausgedehnt, läßt sich der Abkühlvorgang besonders eindrucksvoll darstellen (Abb. 5). Die interessanten Übergänge bei  $\nu_c$ ,  $\nu_a$  und  $\nu_m$  sind sehr viel schwieriger nachzuweisen als die  $\nu_z$ -Oszillation. Dennoch gelingt dies unter Ausnutzung des kontinuierlichen Stern-Gerlach-Effekts<sup>[4]</sup>, wobei das Geonium-Atom selbst als Verstärker mit dem Verstärkungsfaktor  $10^8$  arbeitet. Bei dieser Methode steuert ein einzelnes  $\nu_z$ -Photon mit einer Energie von ca. 1  $\mu$ eV die Absorption von ungefähr 100 eV HF-Energie der Frequenz  $\nu_z$ . Für den kontinuierlichen Effekt wird ein inhomogenes Magnetfeld in ähnlicher Weise wie im klassischen Fall verwendet. Das Feld nimmt nun jedoch die Form einer sehr schwachen Lawrence-Cyclotron-Falle oder einer magnetischen „Flasche“ an (vgl. Abb. 6a). Die „Flasche“ fügt dem axialen Potentialtopf mit der großen elektrostatischen Tiefe  $D = 5$  eV ein nur sehr kleines Beobachtungspotential der Tiefe  $D_m$  hinzu [Gl. (4)], wobei  $m$  und  $n$  die Spin- bzw.



Hans Georg Dehmelt wurde am 9. September 1922 in Görlitz geboren. Er studierte Physik an den Universitäten Breslau und Göttingen. Als Schüler von H. Kopfermann traf er in Göttingen auch mit Wolfgang Paul zusammen, wo er 1950 bei H. Krüger promovierte. Seine Untersuchungen zur Kernquadrupolresonanz (Thema seiner Dissertation) waren für das Studium der chemischen Bindung von herausragender Bedeutung. Im Jahre 1952 ging er als Postdoktorand zu Walther Gordy an die Duke University in Durham, NC, USA. 1955 folgte er einem Ruf an die University of Washington in Seattle, USA. Seit 30 Jahren ist er amerikanischer Staatsbürger.



Abb. 5. Das sichtbare blaue (geladene) Barium-Atom „Astrid“ in Ruhe im Zentrum einer Paul-Falle ist in natürlichen Farben photographiert. Das Bild demonstriert eindrucksvoll die scharfe Lokalisierung ( $\ll 1 \mu\text{m}$ ), die mit der Geonium-Kühltechnik erreichbar ist. Streulicht des Lasers, der auf das Ion fokussiert ist, beleuchtet die Ringelektrode der winzigen HF-Falle mit einem inneren Durchmesser von 1 mm. (Nach [4].)

Cyclotron-Quantenzahlen bezeichnen. Sprünge in  $m$  oder  $n$  zeigen sich als Sprünge in  $\nu_z$  [Gl. (5)].

$$D_m = (m + n + \frac{1}{2}) 0.1 \mu\text{eV} \quad (4)$$

$$\nu_z = \nu_{z0} + (m + n + \frac{1}{2}) \delta \quad (5)$$

$\delta$  beträgt in unseren Experimenten 1.2 Hz und  $\nu_{z0}$  entspricht der axialen Frequenz eines hypothetischen Elektrons ohne magnetischem Moment. Statistische Quantensprünge in  $m$  und  $n$  treten auf, wenn Spin- oder Cyclotron-Resonanzen angeregt sind. Abbildung 6b zeigt ein frühes Beispiel für eine Reihe solcher Sprünge in  $m$  (Spin-Flips). Für den Spin sind spontane Übergänge voll und ganz vernachlässigbar. Standardlehrbücher behandeln Übergänge zwischen zwei scharfen Niveaus, die durch ein breites elektromagnetisches Spektrum  $\varrho(\nu)$  verursacht werden, so: Die Übergangswahrscheinlichkeit von jedem Niveau aus ist die gleiche; sie ist proportional zur spektralen Dichte  $\varrho(\nu_s)$  des Strahlungsfeldes bei der Übergangsfrequenz  $\nu_s$ . Folglich sind die Durchschnittsverweilzeiten in beiden Niveaus die gleichen (vgl. Abb. 6b). In den Geonium-Experimenten ist die Frequenz des schwachen HF-Feldes scharf, während die Spin-Resonanz verbreitert ist und die Form  $G_s(\nu)$  hat. Man kann sich davon überzeugen, daß das Abstimmen der scharfen Frequenz des HF-Feldes über die breite Spin-Resonanz zu denselben Ergebnissen führen sollte wie das Abstimmen eines breiten HF-Feldes der spektralen Form  $\varrho(\nu) \propto G_s(\nu)$  über eine scharfe Spin-Resonanz: Die Häufigkeit aller im Experiment gezählten Spin-Flips in beiden Richtungen ist proportional zu  $G_s(\nu)$ . Um die Darstellung von  $G_s(\nu)$  in Abbildung 7 zu erhalten, wurde die Frequenz des HF-Feldes in kleinen Schritten vergrößert und bei jedem Schritt die Zahl der Spin-

Flips in einer festen Zeit von ungefähr einer halben Stunde bestimmt. Aus unseren  $\nu_s, \nu_c$ -Daten für Elektron und Posi-

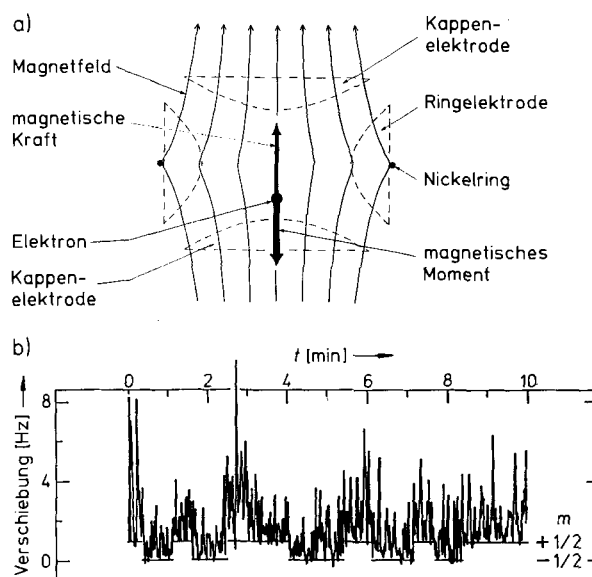


Abb. 6. a) Die schwache magnetische Falle für den kontinuierlichen Stern-Gerlach-Effekt. Im niedrigsten Cyclotron- und Magnetron-Niveau bildet das Elektron ein  $1 \mu\text{m}$  langes Wellenpaket mit einem Durchmesser von 30 nm, das ungestört im axialen elektrischen Potentialtopf oszillieren kann. Das inhomogene Feld der zusätzlichen magnetischen Flasche ruft eine sehr kleine, Spin-abhängige, rücktreibende Kraft hervor, die bewirkt, daß sich die axialen Frequenzen  $\nu_s$  für Spin  $\uparrow$  und  $\downarrow$  um einen kleinen, aber detektierbaren Wert unterscheiden. (Nach [14].) b) Über den kontinuierlichen Stern-Gerlach-Effekt aufgezeichnete Spin-Umklappvorgänge (Spin-Flips). Die Zufallssprünge in der Grundlinie zeigen Sprünge in  $m$  mit einer Häufigkeit von ungefähr 1 pro min an, falls die Spin-Resonanz angeregt ist. Die Spitzen oder der „Cyclotron-Rasen“ erklären sich aus den erwarteten schnellen, zufälligen, thermischen Anregungen und spontanen Zerfällen von Cyclotron-Niveaus mit Durchschnittswert  $\langle n \rangle \approx 1.2$ . (Nach [15].)

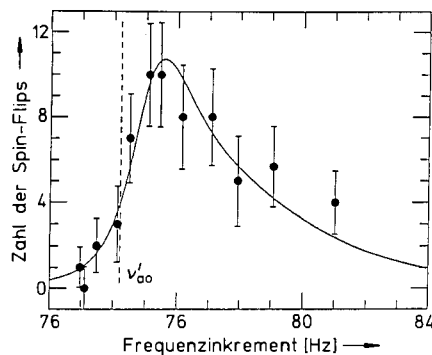


Abb. 7. Elektronische Spin-Resonanz im Geonium-Atom bei ungefähr 141 GHz. Ein magnetisches Radiofrequenzfeld verursacht Zufallssprünge in den Spin-Quantenzahlen. Während die Frequenz des Anregungsfeldes in kleinen Schritten durch den Resonanzbereich geführt wird, zählt man die Zahl der Spin-Flips in einer festen Beobachtungsperiode von ungefähr einer halben Stunde und trägt sie gegen die Frequenz auf. (Tatsächlich wird das 141 GHz-Feld, das die Spin-Flips bewirkt, durch die Cyclotron-Bewegung des Elektrons im inhomogenen magnetischen HF-Feld von  $\nu_e - \nu_c = 164$  MHz erzeugt.) (Nach [5].)

tron<sup>[5]</sup> folgte sowohl für das Teilchen als auch für das Antiteilchen der Wert von (6).

$$\frac{1}{2} g^{\text{exp}} = \nu_s/\nu_c = 1.001\,159\,652\,188(4) \quad (6)$$

Der Fehler in der Differenz ihrer  $g$ -Faktoren ist nur halb so groß. Heroische quantenelektrodynamische Rechnungen von *Kinoshita*<sup>[6]</sup> haben für den Shift des  $g$ -Faktors eines punktförmigen Elektrons unter Berücksichtigung seiner Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld den Ausdruck (7) ergeben.

$$\frac{1}{2} (g^{\text{Punkt}} - 2) = \frac{1}{2} \Delta g^{\text{Kinoshita}} = 0.001\,159\,652\,133(29) \quad (7)$$

In diesen Berechnungen wird  $\Delta g^{\text{Kinoshita}}$  als eine Potenzreihe in  $\alpha/\pi$  ausgedrückt. *Kinoshita* hat die experimentell ermittelten  $\alpha$ -Werte, auf die er als Input angewiesen war, kritisch diskutiert. Er warnt davor, den Fehler in seinem Ergebnis, der vor allem durch den Fehler in  $\alpha$  gegeben ist, zu unterschätzen. Myonische, hadronische und andere kleine Anteile tragen weniger als  $4 \times 10^{-12}$  zu  $g$  bei und sind in den Shifts berücksichtigt. Mit *Kinoshitas* Ergebnis läßt sich der experimentelle  $g$ -Wert korrigieren, was zu (8) führt.

$$g = g^{\text{exp}} - \Delta g^{\text{Kinoshita}} = 2 + 11(6) \times 10^{-11} \quad (8)$$

## Radius des Elektrons?

Die Extrapolation von bekannten zu unbekannten Phänomenen ist in allen Wissenschaften ein altbewährtes Verfahren. So versuchte ich, von bekannten  $g$ - und  $R$ -Werten anderer „Beinahe-Dirac-Teilchen“ und unserem gemessenen  $g$ -Wert des Elektrons ausgehend, auf den Elektronenradius zu extrapolieren. Angeregt durch theoretische Arbeiten von *Brodsky* und *Drell* im Jahre 1980<sup>[7]</sup>, habe ich<sup>[8]</sup>  $|g - 2|$  gegen  $R/\lambda_c$  für den Helium-3-Kern, das Triton, das Proton und das Elektron aufgetragen (Abb. 8). Hierbei ist  $\lambda_c$  die Compton-Wellenlänge des betreffenden Teilchens. Die plausible Beziehung [Gl. (9), (10)], die *Brodsky* und *Drell* für das einfachste

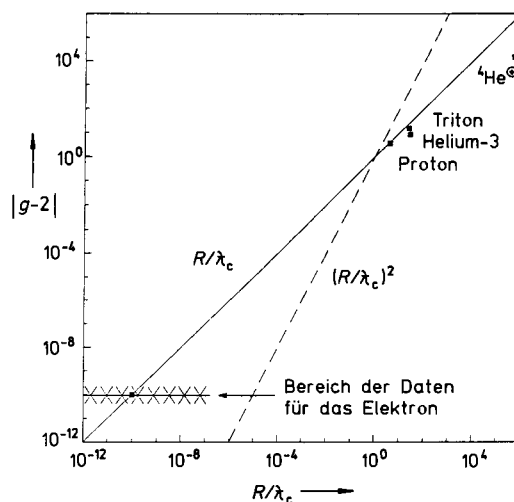


Abb. 8. Auftragung der  $|g - 2|$ -Werte (mit Korrektur der Strahlungsverschiebungen) gegen den reduzierten rms-Radius [rms (root of mean square) =  $\sqrt{\overline{R^2}}$ ]  $R/\lambda_c$  für „Beinahe-Dirac-Teilchen“. Die durchgezogene Linie  $|g - 2| = R/\lambda_c$ , die durch das einfachste theoretische Modell vorausgesagt wird, beschreibt die Datenpunkte für das Proton, das Triton und den Helium-3-Kern überraschend gut. Aus dem Schnittpunkt der Geraden mit der Linie  $|g - 2| = 1.1 \times 10^{-10}$ , die die von uns ermittelten  $g$ -Werte des Elektrons repräsentiert, läßt sich ein neuer Wert für den Radius des physikalischen Elektrons ableiten. Die experimentellen Daten werden durch die Beziehung  $|g - 2| = (R/\lambda_c)^2$  (gestrichelte Linie) sehr viel schlechter beschrieben. Das atomare Ion  ${}^4\text{He}^+$  ist eindeutig kein „Beinahe-Dirac-Teilchen“, aber sogar sein Datenpunkt liegt nicht weit von der durchgezogenen Linie entfernt. (Nach [16].)

zusammengesetzte theoretische Modell eines Elektrons mit innerer Struktur aufstellen<sup>[7]</sup>, gibt die zugestanden spärli-

$$|g - 2| = R/\lambda_c \quad (9)$$

$$|g - g_{\text{Dirac}}| = (R - R_{\text{Dirac}})/\lambda_c, \quad (10)$$

chen Daten überraschend gut wieder. Sogar für eine so verschiedene Spin- $\frac{1}{2}$ -Struktur wie die des  ${}^4\text{He}^+$ -Ions, das aus einem  $\alpha$ -Teilchen und einem Elektron zusammengesetzt ist, liegt der Meßpunkt nicht sehr weit von der durchgezogenen Linie. Der Schnittpunkt dieser Geraden in Abbildung 8 mit der Linie  $|g - 2| = 1.1 \times 10^{-10}$  für unsere  $g$ -Werte liefert für das Elektron den gezeigten extrapolierten Punkt und ergibt mit  $\lambda_c = 0.39 \times 10^{-10}$  cm einen Elektronenradius von  $R \approx 10^{-20}$  cm.

Die durchgekreuzte Linie in Abbildung 8 kennzeichnet den Bereich, der durch die Unsicherheit unserer Daten bedingt ist, sowie die obere Grenze von  $R < 10^{-17}$  cm, die in Hochenergie-Stoß-Experimenten bestimmt wurde. Es zeigt sich, daß diese Kombination von jetzigen Daten nicht mit Strukturmodellen des Elektrons, die von speziellen Symmetrien ausgehen und die quadratische Beziehung  $|g - 2| \approx (R/\lambda_c)^2$  voraussagen (in Abb. 8 als gestrichelte Linie dargestellt), in Einklang ist. Dies spricht für die lineare Beziehung, die in der obigen Extrapolation von  $R$  für das Elektron genutzt wurde. Folglich kann das Elektron eine Ausdehnung und eine Struktur haben!

Man mag einwenden, daß der gemessene Überschuß- $g$ -Wert von  $11(6) \times 10^{-11}$  wegen seines großen relativen Fehlers nicht signifikant ist, aber dessen ungeachtet bedeutet der hier bestimmte Wert  $R \approx 10^{-20}$  cm zumindest eine neue obere Grenze. Es läßt sich allerdings auch argumentieren, daß die gute Übereinstimmung von  $g^{\text{Punkt}}$  mit  $g^{\text{exp}}$  der überzeu-

gendste experimentelle Beweis für die fundamentale Theorie der Quantenelektrodynamik, in der  $R = 0$  angenommen wird, ist. Außerdem ist die Fast-Identität der von uns gemessenen  $g$ -Werte für das Elektron und das Positron der strengste Beweis für die Gültigkeit des CPT-Theorems (CPT = Charge-Parity-Time-Reversal-Theory, CPT steht für die Symmetrioperation, die  $q \rightarrow -q$ ,  $r \rightarrow -r$  und  $t \rightarrow -t$  bewirkt) oder der Spiegelsymmetrie bei einem geladenen Teilchen-Antiteilchen-Paar.

## Lemaître's „L'Atome Primitif“ aus neuer Sicht – eine Spekulation

Von 1974 an haben Salam und andere Autoren Modelle eines zusammengesetzten Elektrons und zusammengesetzter Quarks vorgeschlagen<sup>[9]</sup>. Von diesen Vorschlägen ausgehend und mit einem Blick auf Abbildung 8 betrachte ich das Elektron als die dritte Approximation eines Dirac-Teilchens, kurz als  $d_3$ -Teilchen, und als aus drei Dirac-Teilchen der vierten Approximation, kurz  $d_4$ -Teilchen, zusammengesetzt. Die Situation ist dann analog zu der des vorher betrachteten Falls der subatomaren Teilchen Triton und Proton, die als  $d_1$ - bzw.  $d_2$ -Teilchen zu verstehen sind. Im einzelnen bedeutet diese Arbeitshypothese, daß drei  $d_4$ -Subquarks mit großer Masse  $m_4$ , die sich in einem tiefen Potentialtopf befinden, das Elektron bilden. Jedoch ist ihre Masse  $3m_4$  fast vollständig durch eine starke Bindung kompensiert, so daß sich eine totale relativistische Masse gleich der beobachteten kleinen Elektronenmasse  $m_e$  ergibt. Aus Abbildung 8 läßt sich sogar eine noch kühnere Extrapolation ableiten: Die Bestandteile des Elektrons sind immer schwerere, immer kleinere Sub-Sub-... Bestandteile  $d_N$ , die, wie in Abbil-

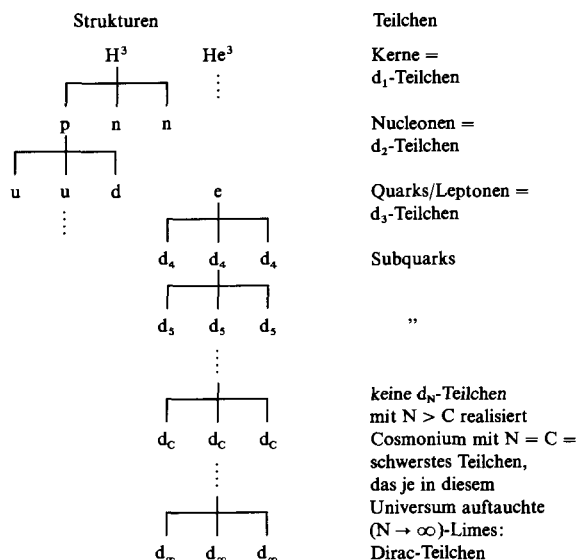


Abb. 9. Triton-Modell für „Beinahe-Dirac-Teilchen“. (Nach [17].)

dung 9 angedeutet, eine unendliche Regression  $N \rightarrow \infty$  bilden. Jedoch sind diese Subquarks höherer Ordnung nur bis zum „Cosmon“ mit  $N = C$ , dem schwersten Teilchen, das überhaupt in diesem Universum auftritt, realisiert. Am

Anfang des Universums entstand in einem spontanen Quantensprung von kosmischer Seltenheit aus Vilenkins metastabilem „Nichts-Zustand“<sup>[10]</sup> heraus ein einsames, gebundenes Cosmon-Anticosmon-Paar oder ein lebensdauer-verbreiteter Cosmonium-Atomzustand mit relativistischer Gesamtenergie nahe Null.

Ähnliche, wenn auch viel häufigere Quantensprünge, die kürzlich in einem eingesperrten  $\text{Ba}^+$ -Ion beobachtet wurden, sind in Abbildung 10 zu sehen. In diesem Fall springt das

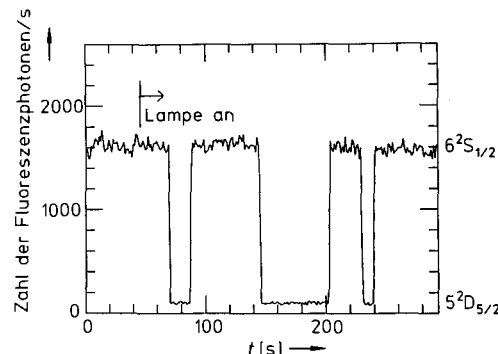


Abb. 10. Spontaner Zerfall des  $\text{Ba}^+$ -Ions im metastabilen Zustand  $D_{5/2}$ . Bestrahlt man das Ion mit fast auf seine Resonanzfrequenz abgestimmtem Laserlicht, so entsteht starke Resonanzfluoreszenz und eine leicht nachweisbare Photonenzählrate von 1600 Photonen pro s. Wird später zusätzlich eine schwache  $\text{Ba}^+$ -Spektrallampe angeschaltet, so wird das Ion zufallsstatistisch in den metastabilen Zustand  $D_{5/2}$  mit einer mittleren Lebensdauer von 30 s angeregt und unsichtbar. Nach etwa 30 s geht es spontan in den Grundzustand  $S_{1/2}$  über und wird wieder sichtbar. Dann wiederholt sich dieser Zyklus. (Nach [18].)

System ebenfalls spontan von einem Zustand (Ion im metastabilen Zustand  $D_{5/2}$  ohne Photon) in einen neuen Zustand (Ion im Grundzustand  $S_{1/2}$  plus Photon) der gleichen Gesamtenergie. Das hier eingeführte „Cosmonium-Atom“ ist nur eine moderne Version [19] von Lemaître's „l'atome primitif“<sup>[11]</sup> oder des Welt-Atoms, dessen explosiver radioaktiver Zerfall das Universum erzeugt haben soll. Zu Beginn der Welt zerfiel das kurzlebige Cosmonium-Atom in einen frühen, gravitationsbeherrschten „Standard-Urknall“-Zustand, der sich schließlich zu einem Zustand entwickelte, in dem sich wieder Ruhmassen-Energie, kinetische und Newtonsche Gravitationsenergie gegenseitig aufheben (vgl. Formel (8) aus [20]). Das Elektron ist ein viel komplexeres Teilchen als das Cosmon. Es ist aus  $3^{C-3}$  Cosmon-ähnlichen  $d_C$ -Teilchen zusammengesetzt, während das Cosmonium-Welt-Atom, von dem das Universum abstammt, nur aus zwei Teilchen des  $d_C$ -Typs bestand.

Zum Schluß möchte ich eine Zeile von William Blake zitieren: „To see a world in a grain of sand ---“, und die Parallele andeuten: to see worlds in an electron ---.

Eingegangen am 30. Januar 1990 [A 766]  
Übersetzt von Dr. Stefanie Brummer, Darmstadt

- [1] R. S. Van Dyck, Jr., P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, „Electron Magnetic Moment from Geonium Spectra“, in B. Kursunoglu, A. Perlmutter, L. Scott (Hrsg.): *New Frontiers in High Energy Physics*, Plenum, New York 1978.
- [2] R. S. Van Dyck, Jr., P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, „Electron Magnetic Moment from Geonium Spectra: Early Experiments and Background Concepts“, *Phys. Rev. D* 34 (1986) 722.

- [3] G. Gabrielse, H. Dehmelt, W. Kells, „Observation of a Relativistic, Bistable Hysteresis in the Cyclotron Motion of a Single electron“, *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 537.
- [4] H. Dehmelt, „Single Atomic Particle Forever Floating at Rest in Free Space: New Value for Electron Radius“, *Phys. Scr.* T22 (1988) 102.
- [5] R. S. Van Dyck, Jr., P. B. Schwinberg, H. G. Dehmelt, „New High Precision: Comparison of Electron/Positron g-Factors“, *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 26.
- [6] T. Kinoshita, „Fine-Structure Constant Derived from Quantum Electrodynamics“, *Metrologia* 25 (1988) 233.
- [7] S. J. Brodsky, S. D. Drell, „Anomalous Magnetic Moment and Limits on Fermion Substructure“, *Phys. Rev. D* 22 (1980) 2236.
- [8] H. Dehmelt: „Geonium Spectra – Electron Radius – Cosmon“, *AIP Conf. Proc.* 187 (1989) 319.
- [9] L. Lyons, „An Introduction to the Possible Substructure of Quarks and Leptons“, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 10 (1983) 227, zit. Lit.
- [10] A. Vilenkin, „Quantum Creation of Universe“, *Phys. Rev. D* 30 (1984) 509–515.
- [11] G. Lemaître: *The Primeval Atom*, Van Nostrand, New York 1950, S. 77.
- [12] H. Dehmelt, „Stored Ion Spectroscopy“, in F. T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther (Hrsg.): *Advances in Laser Spectroscopy*, Plenum, New York 1983.
- [13] D. Wineland, P. Ekstrom, H. Dehmelt, „Monoelectron Oscillator“, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 1297.
- [14] H. Dehmelt, „New Continuous Stern-Gerlach Effect and a Hint of „the“ Elementary Particle“, *Z. Phys. D: At. Mol. Clusters* 10 (1988) 127–134.
- [15] R. S. Van Dyck, Jr., P. Ekstrom, H. Dehmelt, „Precise Measurement of Axial, Magnetron, and Spin-Cyclotron Beat Frequencies on an Isolated 1-meV Electron“, *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 310.
- [16] H. Dehmelt, „Less is more: Experiments with an Individual Atomic Particle at Rest in Free Space“, *Am. J. Phys.* 58 (1990) 17.
- [17] H. Dehmelt, „Triton, . . . electron, . . . cosmon . . . : An infinite regression?“, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 86 (1989) 8618–8619.
- [18] W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, „Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps“, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 2797.
- [19] Dies ist keineswegs der erste Modernisierungsversuch. M. Goldhaber wies mich darauf hin, daß er bereits 1956 ein anderes „Cosmon“ eingeführt hat. Siehe M. Goldhaber, „Speculations on Cosmogony“, *Science (Washington)* 124 (1956) 218.
- [20] P. Jordan, „Die physikalischen Weltkonstanten“, *Naturwissenschaften* 25 (1937) 513.