

# Paritätsmischende Effekte in myonischen Atomen

Autor(en): **Simons, L.M.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **48 (1975)**

Heft 1

PDF erstellt am: **14.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114665>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Paritätsmischende Effekte in myonischen Atomen

von **L. M. Simons**

CERN, Genf, Schweiz

(23. IX. 74)

*Abstract.* A new method of measuring parity violation effects in muonic atoms is presented. A theoretical calculation yields a forward-backward asymmetry of  $10^{-5}$ – $10^{-6}$ .

Seit in den letzten Jahren auf Grund von feldtheoretischen Untersuchungen der schwachen Wechselwirkung die mögliche Existenz von schwachen neutralen Strömen sehr in den Vordergrund theoretischen Interesses gerückt ist [1], hat es nicht an Versuchen gefehlt, auch eine experimentelle Evidenz aufzuzeigen. So könnten Ereignisse in der Gargamelle-Blasenkommer (CERN) und in einem Funkenkommerexperiment (N.A.L.) auf Neutrinoaktionen hindeuten, die durch schwache neutrale Ströme induziert werden [2, 3]. Eine von dieser Art von Experimenten völlig abweichende Technik besteht in der Untersuchung gebundener Systeme wie elektronischer oder myonischer Atome. Da die Kopplung des neutralen Vektorbosons mit dem Elektron oder Myon und dem Kern paritätsverletzend ist, besteht die Möglichkeit, die Existenz neutraler Ströme durch Messung paritätsverletzender Effekte in myonischen oder elektronischen Atomen nachzuprüfen. Bis vor kurzem befassten sich Vorschläge und Messungen solcher Effekte mit elektronischen Atomen, nur waren die experimentellen Techniken in diesem Falle nicht empfindlich genug, um die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen. Ein von M. A. Bouchiat und C. C. Bouchiat [4] vorgeschlagenes Experiment benützt allerdings ein Verfahren, welches Aussicht auf Erfolg zu haben scheint.

In einer neulich erschienenen Veröffentlichung von J. Bernabeu, T. E. O. Ericson und C. Jarlskog [5] sowie G. Feinberg und M. Y. Chen [6] wird auf die Möglichkeit hingewiesen, ähnliche Effekte wie in elektronischen Atomen, nämlich die Interferenzmischung von  $M1$ – $E1$ -Uebergangsamplituden im  $2s$ – $1s$ -Uebergang, in leichten myonischen Atomen zu messen. Die aus dieser Interferenzmischung resultierenden Messeffekte sind um 3 Grössenordnungen grösser als für elektronische Atome. Als störend für eine Messung erweist sich allerdings der vom  $2s$ – $1s$ -Zweiphotonenübergang herrührende Untergrund, der im Bereich der  $M1$ -Uebergangslinie etwa hundertmal grösser ist als die Linie selbst. Weiterhin ist man zur Definition der Myonenpolarisation auf den Nachweis der zum  $M1$  Uebergang koinzidenten Zerfallselektronen aus dem Myonenzerfall angewiesen. Wegen der langen Halbwertszeit muss man, um Intensitätsverluste zu vermeiden, auch das Zeitfenster der Koinzidenz entsprechend lang machen, wobei dann aber die Gefahr systematischer Fehler wie etwa Verfälschung der Myonenpolarisation besteht.

Die folgenden Ueberlegungen befassen sich mit einer bis jetzt noch nicht in Betracht gezogenen Interferenzmischung, die diese Schwierigkeiten nicht hat.

### Theoretischer Hintergrund

Beim Vorhandensein einer paritätsverletzenden Wechselwirkung, beschrieben durch ein zum ungestörten Hamiltonoperator  $H_0$  zusätzliches Potential  $V^{P.V.}$  werden einem Zustand  $\psi_i$  paritätsfremde Zustände  $\psi_j$  beigemischt [7]. Der Gesamtzustand  $\Psi$  ergibt sich in Störungsrechnung zu:

$$\Psi = \psi_i + \sum_{j \neq i} \frac{\langle \psi_j | V^{P.V.} | \psi_i \rangle}{E_i - E_j} \psi_j; \quad V^{P.V.} \ll H_0$$

Im Falle der myonischen Atome genügt es, nur einen beimischenden Zustand zu betrachten:

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \psi_i + \frac{\langle \psi_j | V^{P.V.} | \psi_i \rangle}{E_i - E_j} \psi_j \\ &= \psi_i + \eta \psi_j \end{aligned}$$

Die Grösse  $\eta = \langle \psi_j | V^{P.V.} | \psi_i \rangle / (E_i - E_j)$  wird Mischungsparameter genannt.

Der Mischungsparameter  $\eta$  und der daraus folgende Wert für  $V^{P.V.}$  kann bestimmt werden durch Beobachtung eines paritätsverbotenen Uebergangs proportional  $\eta^2$  oder durch Messung von Interferenzeffekten proportional zu  $\eta$ . Hier interessiert wegen der Kleinheit von  $\eta$  nur der zweite Fall, speziell die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A$  der von dem Zustand  $\Psi_i$  ausgehenden Multipolstrahlung bezüglich des Myonenspins. Diese lässt sich in guter Näherung schreiben als

$$A = C \cdot R \cdot P_\mu \cdot \eta.$$

Der Faktor  $C$  ist abhängig von den Drehimpulsen des Anfangs- und Endzustandes. Es gilt  $C \sim 1$ .  $P_\mu$  ist der Polarisationsgrad der Myonen.

$$R = \frac{\langle \|O_L\| \rangle}{\langle \|O'_L\| \rangle}.$$

$\langle \|O_L\| \rangle$  ist das reduzierte Matrixelement für den regulären,  $\langle \|O'_L\| \rangle$  das für den irregulären = paritätsverletzenden Uebergang, der durch die Beimischung möglich wird. Im oben angeführten Fall der  $M1-E1$ -Mischung, die wegen  $|E_i - E_j| \sim 1$  eV im Bereich leichter Kerne möglich wird, nimmt  $R$  den Wert

$$R = \frac{\langle \|E1\| \rangle}{\langle \|M1\| \rangle} \simeq 10^6$$

an. Dies bedeutet, dass die relative Kleinheit von  $\langle \|M1\| \rangle$  eine aussergewöhnlich grosse Asymmetrie  $|A| \sim 3\%$  hervorruft, was aber gleichzeitig bedeutet, dass die  $M1$ -Uebergangswahrscheinlichkeit und damit die Intensität des Uebergangs sehr klein ist.

Zusammen mit den schon erwähnten Schwierigkeiten lässt dies eine Messung mit den zur Zeit verfügbaren Techniken als recht langwierig erscheinen.

### *E2-E1-Interferenzmischung*

Die Idee für Messungen von Interferenzeffekten verschiedener Art, wie auch der vorhin erwähnten *E1-M1*-Mischung, ist aus der Niederenergiekernphysik übernommen worden, wo man mit ähnlichen Verfahren den Nachweis von Selbstkopplungstermen in der schwachen Wechselwirkung zu erbringen versucht. Dabei ist das Auftreten der Multipolmischung von Multipolen verschiedenen Charakters typisch, deren Ordnung sich um eine gerade Zahl unterscheidet. Der auch mögliche Fall der Mischung von Multipolen gleichen Charakters und verschiedener ( $\Delta L = 1, 3, \dots$ ) Ordnungszahl kann in kernphysikalischen Messungen nicht ausgenutzt werden. Hat im Fall der *E1-E2*-Mischung z.B. der reguläre Uebergang *E1*-Charakter, dann ist demgegenüber *E2* stark benachteiligt [8]. Wenn *E2* regulär ist, dann ist der *E1*-Uebergang unabhängig von der Parität durch die innere Kernstruktur benachteiligt. Beides resultiert in Werten  $R < 1$ .

Ganz anders ist das Verhalten in der Atomphysik bei myonischen Atomen. Hier nimmt für *E2*-Uebergänge – z.B.  $3d_{3/2} - 1s_{1/2}$  –

$$R = \frac{\langle \|E1\| \rangle}{\langle \|E2\| \rangle}$$

Werte zwischen 25 ( $Z = 20$ ) und 5 ( $Z = 92$ ) an. Als weitere Grösse geht die Energiedifferenz  $E_i - E_j$  in den Messeffekt ein und es ist durchaus möglich, dass auch bei schwereren Kernen Energiedifferenzen erreicht werden, die mit denen leichter Kerne vergleichbar sind. Ein wichtiger Aspekt ergibt sich ausserdem bei der Betrachtung des Matrixelementes  $\langle \psi 3p_{3/2} | V^{P \cdot V} | \psi 3d_{3/2} \rangle$  mit [4, 9].

$$V^{P \cdot V} = \frac{G_F}{m_\mu} \cdot \frac{1}{4\sqrt{2}} \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \delta^3(\vec{r}) + \delta^3(\vec{r}) \vec{\sigma} \cdot \vec{p}) Q_w(Z, N)$$

$G_F$  ist die Fermikopplungskonstante,  $m_\mu$  die Myonenmasse,  $\vec{\sigma}$  und  $\vec{p}$  sind die Spin- und Impulsoperatoren für das Myon und  $Q_w(Z, N)$  ist ein theorieabhängiger Faktor, der für die Weinberg-Theorie der schwachen Wechselwirkung den Wert

$$Q_w(Z, N) = -((4 \sin^2 \theta_w - 1)Z + N)$$

annimmt.  $\sin^2 \theta_w \sim 0,4$  gibt den Wert des Weinberg-Winkels an, wie er sich aus den letzten Neutrinomessungen ergibt.

Im Falle einer ausgedehnten Ladungsverteilung scheint es sinnvoll, eine Ersetzung  $\delta^3(\vec{r}) \rightarrow \rho(r)$ ,  $\rho(r)$  = Ladungsverteilung vorzunehmen, da die schwache Wechselwirkung wegen ihrer kurzen Reichweite nur dort wirksam wird, wo die Myonenwellenfunktionen mit dem Kern überlappen. Dies gibt zusammen mit der  $Z$ -Abhängigkeit des Faktors  $Q_w$  für mittelschwere Kerne mit  $Z = 30$  eine beträchtliche Erhöhung der Asymmetrie der *E2-E1*-Strahlung gegenüber leichten Kernen, die unter Berücksichtigung des hier vorhandenen Untergrundes der *E1*-Strahlung Werte für die zu messende Asymmetrie  $|A_M|$  mit einigen  $10^{-6}$  annehmen kann. Eine solche Asymmetrie rückt für die bald zur Verfügung stehenden Mesonenfabriken in den Bereich der Messbarkeit.

Somit könnte auch die Methode der *E1-E2*-Mischung geeignet sein, Effekte neutraler Ströme in myonischen Atomen nachzuweisen.

## Verdankung

Für anregende und klärende Diskussionen danke ich den Herren G. Backenstoss, H. Koch, H. Poth, L. Tauscher sowie anderen Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe am CERN. Herrn L. Tauscher möchte ich besonders für die Unterstützung bei den numerischen Rechnungen und Herrn W. Fetscher für die Überprüfung der Rechnungen danken.

## Literatur

- [1] Eine ausführliche Referenzliste befindet sich z.B. in J. D. BJORKEN und C. H. LLEWELLYN-SMITH, Phys. Rev. *D7*, 887 (1973); E. S. ABERS und B. W. LEE, Phys. Lett. *9C*, 1 (1973).
- [2] F. H. HASERT et al. (Gargamelle collaboration), Phys. Lett. *B46*, 138 (1973).
- [3] A. BENVENUTI et al. (Harvard-Pennsylvania-Wisconsin-NAL collaboration), preprint.
- [4] M. A. BOUCHIAT und C. C. BOUCHIAT, Phys. Lett. *48B*, 111 (1973). Hier befinden sich Literaturangaben zu früheren atomphysikalischen Messungen.
- [5] J. BERNABEU, T. E. O. ERICSON und C. JARLSKOG, CERN-TH-1853.
- [6] G. FEINBERG und M. Y. CHEN, Rockefeller University, Report number C00-2232-B-43.
- [7] Ausführliche Literaturangaben zur Paritätsmischung in Kernen finden sich in R. J. BLIN-STOYLE, *Fundamental Interaction and the Nucleus* (North Holland Publ. Co., Amsterdam 1973).
- [8] L. KRÜGER, Z. Physik *157*, 369 (1959).
- [9] F. CURTIS MICHEL, Phys. Rev. *408* (1965).