

Zur Frage der Emission positiver Teilchen von ^{32}P

Von PETER WEINZIERL

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität Wien

(Z. Naturforsch. 9a, 69–72 [1954]; eingegangen am 15. Oktober 1953)

Bisherige experimentelle Resultate und Möglichkeiten ihrer Interpretation werden kurz dargestellt. Das Positronen/Elektronen-Verhältnis von ^{32}P wird mittels der Trochoidenmethode untersucht und $1 \cdot 10^{-6}$ als obere Grenze gefunden. Der Versuch, in einem kleinen Halbkreisspektrometer ($r = 1,5 \text{ cm}$) Koinzidenzen zwischen eventuell kurzlebigen positiven Teilchen und gleichzeitig emittierten, ionisierenden Partikeln zu registrieren, liefert ein negatives Resultat.

Bei Wilson-Kammer-Untersuchungen an β^- -Strahlern wurden wiederholt elektronenähnliche Bahnspuren mit positivem Krümmungssinn beobachtet¹. Besonders eingehend wurde ^{32}P in den letzten Jahren untersucht. Mit der Wilson-Kammer wurde dabei ein Zahlenverhältnis zwischen positiven und negativen Spuren von $10^{-4}–10^{-3}$ gefunden². 2 Gruppen von Experimentatoren³ konnten durch Verwendung von Blendensystemen in der Wilson-Kammer zeigen, daß zumindest ein Teil der Spuren mit scheinbar positiver Krümmung von zur Quelle zurückreflektierten negativen Elektronen herrührt. Dagegen erbrachten Groetzinger und Mitarbeiter⁴ überzeugende Argumente, daß die von ihnen kritisch ausgewählten Bahnspuren tatsächlich auf Partikeln positiver elektrischer Ladung zurückgehen müßten. Das völlig negative Resultat der Untersuchung Bainbridges im β -Spektrometer⁵ sowie die Messungen der Annihilationsstrahlung⁶ sind jedoch höchstens mit einer Positronenanzahl der Größenordnung 10^{-5} /Zerfall vereinbar. Um diese Diskrepanz zu erklären, stellte Groetzingers Gruppe die Hypothese auf, die in der Wilson-Kammer beobachteten positiven Partikeln seien instabil, würden daher in einem Präzisionsspektrometer mit langem Partikelweg nicht registriert. Tatsächlich berichten zwei Untersuchungen⁷ mit Halbkreisspektometern von wenigen Zentimetern Bahnlänge positive Ergebnisse.

Zur theoretischen Möglichkeit der Positronenemission einer ^{32}P -Quelle ist festzustellen:

1. Ein β^+ -Zerfall von ^{32}P erscheint ausgeschlossen. Zwar wäre bei der geraden Massenzahl 32 die Existenz eines zweiten stabilen Isotops außer ^{32}S , nämlich ^{32}Si , prinzipiell möglich. Bei sehr geringer relativer Häufigkeit könnte es der bisherigen Beobachtung entgangen sein. Nach einer Untersuchung Kohmanns⁸ über die Grenzen der β -Stabilität liegt dieser Kern gerade am Rande des Gebietes der β^- -instabilen Kerne. Hiernach müßte seine Totalenergie also um etwa mc^2 größer als die von ^{32}P sein — gerade das umgekehrte Verhältnis der Energien, das für einen β^+ -Zerfall des Phosphor-Isotops als Minimum erforderlich wäre. Auch der energetisch viel wahrscheinlichere K-Einfang wurde bei ^{32}P nie beobachtet.

2. Für die innere Paarkonversion beim β -Zerfall ergibt sich unter Zugrundelegung ihrer Energieabhängigkeit nach Arley und Møller⁹ nur $10^{-9}–10^{-8}$ Paare/Zerfall.

3. Um eine höhere Positronenanzahl zu erklären, wurde vorgeschlagen¹⁰, ein Niveau des ^{32}S -Kerns bei etwa 1,4 MeV anzunehmen, zu dem ein kleiner Bruchteil des Phosphorzerfalls führen soll. Besitzt dieses Niveau ebenso wie der Grundzustand den Spin 0 und existiert kein niedrigerer angeregter Zustand mit dem Spin 0, dann ist eine γ -Emission strikt verboten, ein Übergang zum Grundzustand

¹ Literatur s. P. Weinzierl, Acta physica austriaca **5**, 265 [1951].

² T. H. Pi u. E. Y. Chao, Physic. Rev. **72**, 639 [1947]; J. S. Barlow u. F. T. Rogers, Physic. Rev. **74**, 700 [1948].

³ K. L. Erdmann, G. T. Kokotailo u. D. B. Scott, Physic. Rev. **76**, 1262 [1949]; J. H. Spaa u. G. J. Sizoo, Physica **15**, 316 [1949]; **16**, 555 [1950].

⁴ G. Groetzinger u. F. L. Ribe, Physic. Rev. **87**, 1003 [1952].

⁵ K. T. Bainbridge, Nature [London] **160**, 492 [1947].

⁶ K. Siegbahn u. H. Slatis, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A **34**, Nr. 6 [1947]; M. R. Cleland, W. R. Konnecker u. A. L. Hughes, Bull. Amer. physic. Soc. **25**, 38 [1950].

⁷ G. Groetzinger u. D. Kahn, Physic. Rev. **80**, 108 [1950]; T. Yuasa, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **234**, 619 [1952].

⁸ T. P. Kohmann, Physic. Rev. **73**, 16 [1948].

⁹ N. Arley u. C. Møller, Kgl. danske Vidensk. Selsk. Skr., naturvidensk. math. Afdel. **15**, Nr. 9 [1938].

¹⁰ T. Nakano, Progr. theor. Physics **6**, 440 [1951].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

unter Paaremission hingegen möglich¹¹. Die Positronenhäufigkeit hing dann von dem Verhältnis Haupt- zu Nebenspektrum von ^{32}P ab. Unsere bisherige Kenntnis dieses Spektrums¹² schließt die Existenz eines nieder-energetischen Teilspektrums kleiner relativer Häufigkeit ($< 10^{-3}$) nicht aus.

Es wurde nun versucht, durch zweierlei Experimente einer Klärung näher zu kommen: 1. Durch Neubestimmung des Positronen/Elektronen-Verhältnisses mittels der Trochoidenmethode; 2. durch Messungen in einem kleinen Halbkreisspektrometer, um auch die Möglichkeit kurzlebiger positiver Teilchen zu berücksichtigen.

Abb. 1 zeigt die Anordnung für die erstgenannte Untersuchung. Die von der Quelle (1) ausgehenden Ladungsträger beschreiben im inhomogenen Randgebiet zweier zylindrischer Polschuhe (die Begrenzung des einen Pols (2) ist eingezeichnet) trochoidenähnliche Bahnen. Auf diesen gelangen — je nach der Polung des Feldes — jeweils Teilchen eines Vorzeichens zum Zählrohr (4), während die umgekehrten Vorzeichen von dem Stopp (3) aufgehalten werden.

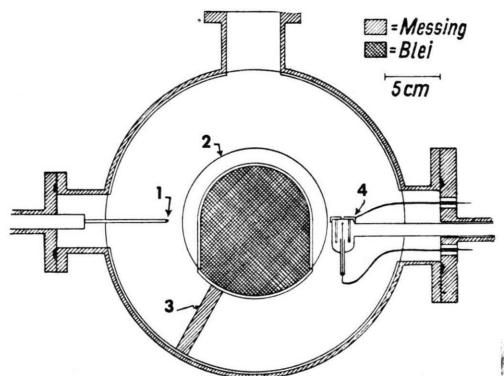


Abb. 1. Trochoidenspektrometer.

La Foucrière¹³ zeigte, daß dabei eine Konzentration von Teilchen aller Impulse (bis zu einem Maximalimpuls, der durch Feldstärke und geometrische Verhältnisse bestimmt ist) entlang einer torusähnlichen Fläche auftritt: der Schnitt derselben mit der Symmetrieebene des Feldes ist der durch die Quelle gehende zur Achse konzentrische Kreis, ihre radialen Schnitte verlaufen ähnlich den Kraftlinien.

Diese Konzentration kommt durch eine periodisch wiederholte Fokussierung aller jener Teilchen zustande, die innerhalb eines kleinen Winkels mit der tangentialen Richtung von der Quelle emittiert werden.

¹¹ J. R. Oppenheimer u. J. S. Schwinger, Physic. Rev. **56**, 1066 [1939].

¹² H. M. Agnew, Physic. Rev. **77**, 655 [1950]; S. D. Warshaw, J. J. L. Chen u. G. L. Appleton, Physic. Rev. **80**, 288 [1950]; R. K. Sheline, R. B. Holtzman

Zur Registrierung diente ein kleines Glockenzählrohr mit Verstärker und zwei Unterstetzerdekaden. Die Position des Zählrohrs ist mittels eines vakuumdichten Schiebeteils in radialer Richtung verstellbar. Um das Intensitätsmaximum, das durch die erwähnte Fokussierung bedingt ist, scharf zu erfassen, wurde das Zählrohrfenster mit einer 1 mm dicken Cu-Blende bedeckt, deren 2 mm breiter Spalt senkrecht zur Ebene der Abb. 1 stand. Die Quelle — ebenfalls in radialer Richtung justierbar — bestand aus einer dünnwandigen Glaskapillare (Wandstärke 0,02 mm, Durchmesser 0,25 mm), in die die chemisch ausgefallte Aktivität durch Zentrifugieren eingebracht war. Das Vakuum betrug während der Messung 10^{-4} – 10^{-5} mm Hg.

Durch Messung des bekannten Positronenemissionsverhältnisses einer Radiumemanationsquelle wurde die einwandfreie Funktion der Anordnung überprüft.

Mit einer ^{32}P -Quelle von 0,33 mC wurde bei einer Polung des Magnetfeldes im Sinne der Registrierung positiver Ladungsträger nur der Nulleffekt des Zählrohrs beobachtet. Aus der Elektronenanzahl bei umgepoltem Magnetfeld unter Verwendung einer in bekanntem Verhältnis schwächeren Quelle ergab sich, daß die Positronenanzahl von $^{32}\text{P} < 1 \cdot 10^{-6}$ /Zerfall sein muß. Bei dieser Abschätzung wurde eine Teilabsorption der Positronen im Zählrohrfenster mit 50% noch in Rechnung gestellt.

Diese obere Grenze gilt für Positronen, die auf Grund einer der oben erwähnten Möglichkeiten entstehen können oder auch von Spuren unbekannter radioaktiver Verunreinigungen der Quelle herrühren.

Der Messung im Halbkreis-Spektrometer mit ca. 5 cm Weglänge liegt folgende Überlegung zugrunde: Untersuchungen in so kleinen Instrumenten haftet infolge starker Streuungen eine beträchtliche Unsicherheit an. Um diesen Streuuntergrund zu eliminieren, wurden Koinzidenzen zwischen 2 Anthracen-Szintillationszählern gemessen: der eine Kristall registriert die das Spektrometer passierenden Teilchen, der andere ist in unmittelbarer Nähe der Quelle montiert. Da eine Umwandlung des ^{32}P , ebenso wie des Tochterkerns ^{32}S , unter Verringerung der Kernladung energetisch ausgeschlossen ist, kann nach dem Prinzip der Ladungserhaltung ein positives Teilchen — welcher Art immer es sei — nur gleichzeitig mit einem negativen emittiert werden, müßte also in dieser Anordnung zu Koinzidenzen Anlaß geben. Die Beobachtung von Zählrohrkoinzi-

u. C. Y. Fan, Physic. Rev. **83**, 919 [1951]; E. N. Jensen, R. T. Nichols, J. Clement u. A. Pohm, Physic. Rev. **85**, 112 [1952].

¹³ J. Lafoucrière, C. R. heb. Séances Acad. Sci. **229**, 823, 1005 [1949]; **232**, 1346 [1951].

denzen¹⁴ bei ^{32}P , deren Häufigkeit mit der der positiven Wilson-Kammerspuren vergleichbar ist, ließ diese Untersuchung besonders aussichtsreich erscheinen.

Das verwendete Spektrometer — Abb. 2 — liegt zwischen den Polen eines Elektromagneten, der in der zur Zeichenebene senkrechten Richtung ein im Bereich der Teilchenbahnen homogenes Magnetfeld erzeugt. Die Innenverkleidung der Kammer mit Lucite dient zur Reduktion der Sekundäreffekte. Zur Herstellung der Quelle (1) wurde ballastfreie aktive Phosphatlösung — geliefert von Oak Ridge — auf einen mit Insulinlösung benetzten Fleck von etwa $1 \times \frac{1}{2}\text{ mm}$

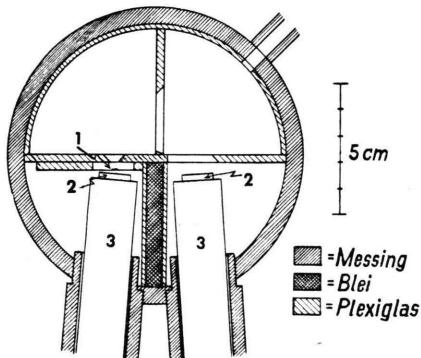


Abb. 2. Halbkreisspektrometer.

auf einer Zaponlack-Trägerfolie in kleinen Portionen aufgetragen und nach dem Trocknen durch eine Deckfolie geschützt. Die Stärke des Präparates betrug ca. 10^5 Zerfälle/sec. Um eine möglichst große Anzahl positiver Teilchen bei gegebener Magnetfeldstärke gleichzeitig zu registrieren, wurde — abgesehen von den Eichmessungen — auf eine zweite Blende vor dem Auffängerkristall (in Abb. 2 rechts) verzichtet. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers beträgt daher nur etwa 33% bei einer mittleren Lichtstärke von 1,2%. Die Anthracenkristalle (2) sind auf den als Lichtröhren dienenden Lucitestäben (3) aufgekittet und zur Verbesserung der Lichtausbeute mit einer dünnen Aluminiumfolie bedeckt. Die Länge der Lucitestäbe betrug 42 cm, um die an ihrem anderen Ende befestigten Photoelektronen-Vervielfacher (Dumont Type K 1186) wirksam gegen das Streufeld des Magneten abschirmen zu können. Außer μ -Metallhüllen um die Vervielfacher selbst wurde zu diesem Zweck eine dreifache Eisenabschirmung aufgebaut.

Um bei den hohen Teilchenzahlen im quellennahen Kristall (ca. $4 \cdot 10^4$ /sec) die Zahl der zufälligen Koinzidenzen klein gegen den gesuchten Effekt zu halten, war eine Koinzidenzanordnung hoher Auflösung notwendig. Es wurden je zwei in Kaskade geschaltete Verstärker verwendet (Wideband Amplifier Mod.

460 A, Hewlett-Packard Comp.), die nach dem Prinzip der „distributed amplification“¹⁵ arbeiten und Impulsanstiegszeiten von $3 \cdot 10^{-9}$ sec besitzen. Der Koinzidenzkreis selbst arbeitete mit Sekundäremissionsröhren EFP 60 zur Impulskürzung. Sein Auflösungsvermögen wurde mit $2,5 \cdot 10^{-8}$ sec ermittelt.

Die Eichung des Spektrometers erfolgte mittels der Konversionslektronen der 661 keV γ -Linie des ^{137}Cs , wobei das Kontinuum der Quelle gleichzeitig zur Ermittlung der minimalen Teilchenenergie diente, bei der die Registrierung einsetzt.

Das Resultat der Koinzidenzmessung ist in Abb. 3 wiedergegeben. Es zeigt die Koinzidenzen/min als Funktion des Magnetstroms. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen — ermittelt aus den Einzelteilchenzahlen — sowie der experimentell bestimmten β - γ - und Höhenstrahlungskoinzidenzen sind bereits abgezogen. Um letzteren Wert zu ermitteln, wurde der Teilchenweg zwischen den Kristallen blockiert, so daß außer kosmischer Strahlung nur Bremsstrahlungsquanten im Auffängerkristall zu Koinzidenzen

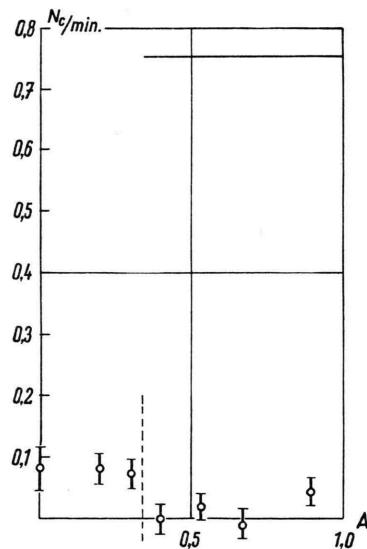


Abb. 3. Koinzidenzen/min als Funktion des Magnetstroms.

führen können. Die erwähnte Empfindlichkeitschwelle ist durch die unterbrochene Linie in Abb. 3 angedeutet. Daß unterhalb dieses Wertes trotzdem Koinzidenzen vorliegen, röhrt wohl daher, daß das schwache Magnetfeld Streuungen begünstigt und daher z. B. im quellennahen Kristall reflektierte oder ausgelöste sekundäre Elektronen vereinzelt in

¹⁴ M. Duquesne, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **234**, 1159 [1952]; **236**, 598 [1953].

¹⁵ E. L. Ginzton, W. R. Hewlett, J. H. Jasberg u. J. D. Poe, Proc. I. R. E. **36**, 956 [1948].

den Auffängerkristall gestreut werden, was natürlich zu Koinzidenzen führt. Die ausgezogene Linie deutet den Mittelwert an Koinzidenzen an, der in dem untersuchten Teil des Spektrums auf Grund der Wilson-Kammerergebnisse⁴ zu erwarten wäre. Legt man die dort gegebene spektrale Verteilung zugrunde, so ergibt die Auswertung dieser Messung, daß die Zahl der positiven Partikeln, die von ^{32}P in Koinzidenz mit einem zweiten ionisierenden Teilchen emittiert werden, kleiner als $3 \cdot 10^{-5}$ /Zerfall ist.

Dr. W. B. Mann, Leiter der Radioactivity Section des National Bureau of Standards, Washington, bin

ich für die Möglichkeit, die Koinzidenzuntersuchung in seiner Abteilung ausführen zu können, sehr zu Dank verpflichtet. Größten Dank schulde ich Dr. R. W. Hayward für seine dauernde Förderung dieser Arbeit durch Diskussion und Ratschläge. Die Messungen im Trochoidenspektrometer wurden von Herrn Georg Tisljar-Lentulis im Rahmen seiner Dissertation ausgeführt.

Am. b. d. Korr.: Das Isotop ^{32}Si wurden inzwischen von Lindner¹⁶ aufgefunden; es zeigt eine langlebige β^- -Aktivität mit etwa 100 keV Zerfallsenergie.

¹⁶ M. Lindner, Physic. Rev. **91**, 642 [1953].

Theorie des Anodenfalls

Von W. BEZ und K.-H. HÖCKER

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. **9a**, 72–81 [1954]; eingegangen am 10. August 1953)

Es wird unter gewissen modellmäßigen Annahmen auf Grund der Kinetik der Ladungsträger versucht, den Anodenfall eines normalen Lichtbogens qualitativ und quantitativ zu verstehen. Die Potentialdifferenz vor der Anode beschleunigt die Elektronen derart, daß sie die innerhalb der Bogensäule in Richtung Kathode wandernden Ionen erzeugen können. Die Überführung der Fallbewegung der Ionen in ungeordnete Bewegung wird dargestellt.

Die klassische Unterteilung des Lichtbogens in Kathodenfall, Bogensäule und Anodenfall trägt keineswegs ausschließlichen Charakter. Grundlegend für jeden Bogen dürfte der Kathodenfall sein. Da das Kathodenmaterial i. a. keine ausreichende Zahl von Elektronen emittiert, müssen diese im kathodenseitigen Gasraum erzeugt werden. Das geschieht mittels eines thermischen Mechanismus^{1, 2, 3} in einem Raumladungsgebiet im Anschluß an den eigentlichen Kathodenfall, der nur eine Ausdehnung von ungefähr einer Ionengewölge besitzt. Hieran schließt sich gewöhnlich die eigentliche Säule an, die durch Quasineutralität und thermische Ionisation gekennzeichnet ist. Es könnte aber auch das Raumladungsgebiet vor der Kathode direkt in den anodenseitigen Mechanismus übergehen, so daß man nicht von einer ausgedehnten Säule reden kann. Anodenfall und Kathodenfall sind dann nicht zu trennen. Von diesem Fall wollen wir hier absehen.

Vielmehr wollen wir ausdrücklich einen solchen Bogen voraussetzen, der eine Säule mit thermischem, quasineutralem Plasma aufweist. Diese bestimmt in unserer Überlegung die Randbedingung für den Anodenfall. Da die Anode in der Regel keine Ionen emittiert (Beck-Bögen bleiben außer Betracht), muß im Anodenfall durch Stoßionisation der Elektronen sekundlich jene Zahl von Ionen erzeugt werden, die innerhalb der Säule in Richtung Kathode abwandert. Neueste Messungen über die Dicke des Anodenfalls^{4, 5} zeigten eindeutig, daß die notwendige Ionisierungsenergie nicht über eine erhöhte thermische Energie des Plasmas gewonnen wird. Die Sonden, die in den Bogen in Richtung auf die Anodenstirnfläche hineingeschossen wurden, zeigten nämlich einen Zusammenbruch des Potentials erst bei einem Abstand von $\sim 10^{-3}$ cm vor der Anode, d. h. die Dicke des Anodenfalls ist von der Größe einer Elektronengewölge. Beachtet man,

¹ W. Weizel, R. Rompe u. M. Schön, Z. Physik **115**, 179 [1940].

² W. Weizel u. R. Rompe, Z. Physik **119**, 366 [1942].

³ W. Weizel, Z. Physik **131**, 170 [1952].

⁴ W. Finkelnburg u. S. M. Segal, Physic. Rev. **83**, 3, 582 [1951].

⁵ M. J. Block u. W. Finkelnburg, Z. Naturforsch. **8a**, 758 [1953].