

# Die Elektronabsorption positiver -Mesonen

Autor(en): **Gorge, Viktor**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **34 (1961)**

Heft VI-VII

PDF erstellt am: **12.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113189>

## **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.

## Die Elektronabsorption positiver $\mu$ -Mesonen

von Viktor Gorgé

Seminar für theoretische Physik der Universität Bern

(17. III. 1961)

### Einleitung

Im Gegensatz zu den  $\mu^-$ -Mesonen, die in Materie von Protonen absorbiert werden können, gibt es für  $\mu^+$ -Mesonen keinen Prozess, der mit dem freien  $\mu$ -Zerfall konkurrieren könnte. Von den folgenden vier Reaktionen

1.  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$
2.  $\mu^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}$
3.  $\mu^+ + e \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
4.  $\mu^+ + e \rightarrow \gamma + \gamma$

spielt also nur der erste, der  $\mu^-$ -Einfang, eine wesentliche Rolle und vertritt die  $\mu$ -Nukleon-Seite im Puppi-Dreieck der schwachen Wechselwirkungen. Die Reaktion 2. ist eine unmittelbare Folge aus 1. und hat im wesentlichen denselben Wirkungsquerschnitt wie 1. (s. u.), aber es besteht keine Möglichkeit der Absorption am gebundenen System, dem  $\mu$ -mesonischen Atom.

Dagegen bildet das  $\mu$ - $e$ -System einen gebundenen Zustand, das sogenannte Muonium. Das neueste Experiment von HUGHES u. a.<sup>1)</sup> weist die Bildung von Muonium mit Hilfe von polarisierten, in reinem Argon gestoppten  $\mu$ -Mesonen durch Beobachtung der charakteristischen Präzessionsfrequenz des Muoniums im  $1^2S_{1/2}$ -Grundzustand in einem senkrecht zur Polarisationsrichtung angelegten Magnetfeld nach. Depolarisationsmessungen ergaben ferner, dass Muonium zu fast 100% gebildet wird.

Es stellt sich nun die Frage, ob es für das Muonium nicht eine ähnliche Absorptionsreaktion gibt wie für das  $\mu$ -mesonische Atom. Von den beiden  $\mu$ - $e$ -Prozessen 3 und 4 ist die  $2\gamma$ -Reaktion in einem Experiment von YORK u. a.<sup>2)</sup> gesucht worden; YORK gibt als obere Schranke für diese Vernichtungsrate  $2,5 \text{ sec}^{-1}$  an. Die Verbotenheit einer solchen Annihilation hängt aber im wesentlichen von der Existenz des neutrinofreien  $\mu$ -Zerfalls  $\mu \rightarrow e + \gamma$  ab, der hinwiederum die Identität der Neutrinos voraussetzt

und stark abhängig ist von der Existenz und den elektromagnetischen Eigenschaften eines hypothetischen intermediären Bosons. Über die (nichtbeobachtbare) Vernichtung des  $\mu$ - $e$ -Systems in zwei Neutrinos, die unmittelbar aus dem  $\mu$ -Zerfall folgt, ist dagegen nichts bekannt. Wir zeigen im folgenden, wie ausserordentlich unwahrscheinlich dieser «erlaubte» Prozess im Vergleich zum  $\mu^-$ -Einfang ist.

**Wirkungsquerschnitte für die Prozesse  $\mu^+ + e \rightarrow \nu + \bar{\nu}$   
und  $\mu^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}$**

Die universelle  $V$ - $A$ -Fermiwechselwirkung liefert für die reine Leptonreaktion  $\mu^+ + e \rightarrow \nu + \bar{\nu}$  das Matrixelement

$$M^{(\mu e)} = \frac{G}{(2\pi)^2} (\bar{u}_\nu(\mathbf{k}_1) (1 - i\gamma_5) \gamma_k u_e(\mathbf{p}_e)) (\bar{u}_\mu(\mathbf{p}_\mu) \gamma_k (1 + i\gamma_5) u_\nu(\mathbf{k}_2))$$

wo  $u_e, u_\mu, u_\nu$  Spinoren bedeuten, die den Diracgleichungen

$$(m_e + \hat{p}_e) u_e(\mathbf{p}_e) = 0,$$

usw. genügen;  $G = g_V^{(\mu)}/\sqrt{2} = -g_A^{(\mu)}/\sqrt{2}$  ( $g_V^{(\mu)}, g_A^{(\mu)}$  = Kopplungskonstanten des  $\mu$ -Zerfalls).

Das effektive Matrixelement für den  $\mu^-$ -Einfang an Protonen hat wegen der starken Wechselwirkung der Nukleonen eine kompliziertere Struktur (vgl. GOLDBERGER und TREIMAN<sup>3</sup>), PRIMAKOFF<sup>4</sup>)<sup>5</sup>)

$$M^{(\mu p)} = \frac{1}{(2\pi)^2 \sqrt{2}} \{ [\bar{u}_\nu(\mathbf{k}) (1 - i\gamma_5) \gamma_k \gamma_5 u_\mu(\mathbf{p}_\mu)] \langle \phi_n | A_k | \phi_p \rangle + \\ + [\bar{u}_\nu(\mathbf{k}) (1 - i\gamma_5) \gamma_k u_\mu(\mathbf{p}_\mu)] \langle \phi_n | V_k | \phi_p \rangle \}$$

$$\text{mit } A_k = g_A \bar{\psi}_n \gamma_k \gamma_5 \psi_p,$$

$$V_k = g_V \bar{\psi}_n \gamma_k \psi_p$$

( $g_V, g_A$  = unrenormalisierte Kopplungskonstanten) .

Wären die Zustände  $\langle \phi_n |, \langle \phi_p |$  nackte Neutron- bzw. Protonzustände, so hätten die Nukleonmatrixelemente genau die gleiche Form wie die entsprechenden Leptonmatrixelemente. Für physikalische Nukleonen erhält man auf Grund der allgemeinen Invarianzprinzipien der starken Wechselwirkungen folgende allgemeine Form der Matrixelemente:

$$\langle \phi_n | A_k | \phi_p \rangle = \bar{u}_n(\mathbf{p}_n) [a \gamma_k \gamma_5 - b (\phi_p - \phi_n)_k \gamma_5] u_p(\mathbf{p}_p),$$

$$\langle \phi_n | V_k | \phi_p \rangle = \bar{u}_n(\mathbf{p}_n) [c \gamma_k - d \sigma_{kl} (\phi_p - \phi_n)_l] u_p(\mathbf{p}_p).$$

Die «Konstanten»  $a, b, c$  und  $d$  sind Funktionen des Nukleonimpulstransfers  $(\phi_p - \phi_n)^2$  und entsprechen beim Nullwert des Argumentes den

entsprechenden Konstanten des  $\beta$ -Zerfalls:  $a(0) = g_A^{(\beta)}$ ,  $c(0) = g_V^{(\beta)}$  und  $b(0) \approx d(0) \approx 0$ . Bei dem beträchtlichen Impulstransfer des  $\mu^-$ -Einfanges,  $(p_p - p_n)^2 \approx m_\mu^2$ , sind jedoch gewisse Änderungen zu erwarten<sup>3)</sup>. Im folgenden werden nur die Konstanten des  $\beta$ -Zerfalls benutzt.

Für den  $e\text{-}\mu$ -Prozess wurde ferner die Existenz eines intermediären geladenen Vektorbosons  $B$  in Betracht gezogen (siehe LEE und YANG<sup>6) 7)</sup>). Das entsprechende Matrixelement hat die Form:

$$M^{(\mu e, B)} = [f^2/(2\pi)^2] [1/(m_B^2 - (p_e - k_1)^2)] \{(\bar{u}_\nu (1 - i\gamma_5) \gamma_k u_e) \times \\ \times (\bar{u}_\mu \gamma_k (1 + i\gamma_5) u_\nu) - [1/m_B^2] (\bar{u}_\nu (1 - i\gamma_5) \gamma_k (p_e - k_1)_k u_e) \times \\ \times (\bar{u}_\mu \gamma_l (p_e - k_1)_l (1 + i\gamma_5) u_\nu)\}$$

wo  $f^2 = m_B^2 G$  gesetzt werden muss.

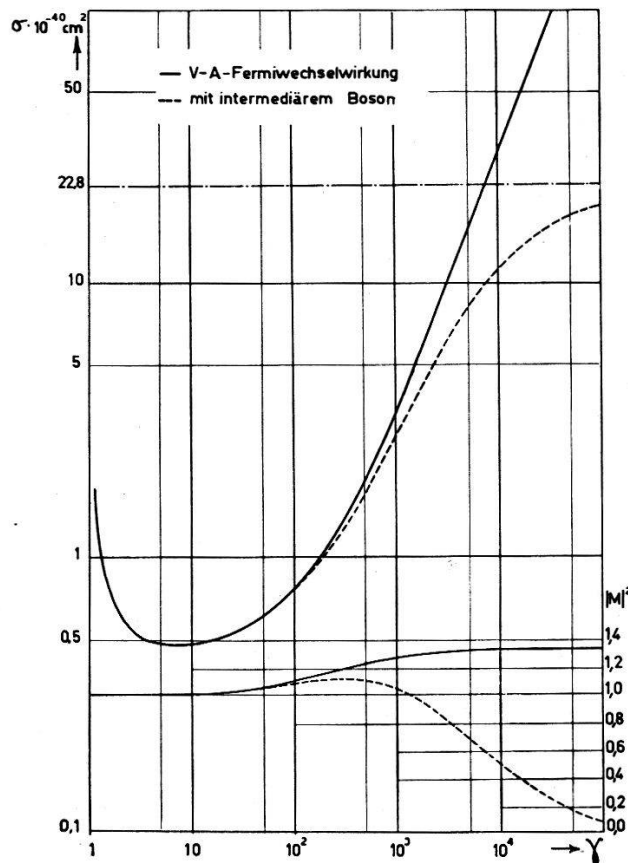


Fig. 1

Wirkungsquerschnitt für den Prozess  $e^- + \mu^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$

Der Wirkungsquerschnitt ist gegen die kinematische Variable des Ruhsystems  $\gamma = E_\mu/m_\mu$  bzw.  $E_e/m_e$  aufgetragen. Die unteren Kurven zeigen den Verlauf des Matrixelementes  $|M|^2$ . Die gestrichelten Kurven sind für eine Wechselwirkung mit intermediärem Boson von der (minimalen)  $K$ -Mesonenmasse gerechnet; dieser Wirkungsquerschnitt erreicht einen asymptotischen Wert  $\sigma_{\text{asympt.}} = G^2 m_B^2/\pi \approx 22,8 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ .

Die totalen Wirkungsquerschnitte bei gemittelten Spinzuständen sind in Figur 1 und 2 dargestellt. Sie liegen für die  $\mu^-p$ -Reaktion im wesentlichen in der gleichen Grössenordnung wie für die  $\mu^+e$ -Reaktion; der Unterschied ist vor allem durch die verschiedene Kinematik der beiden Prozesse und durch Renormalisationseffekte an der Axialvektorkopplungskonstanten in der  $\mu$ - $p$ -Wechselwirkung bedingt.

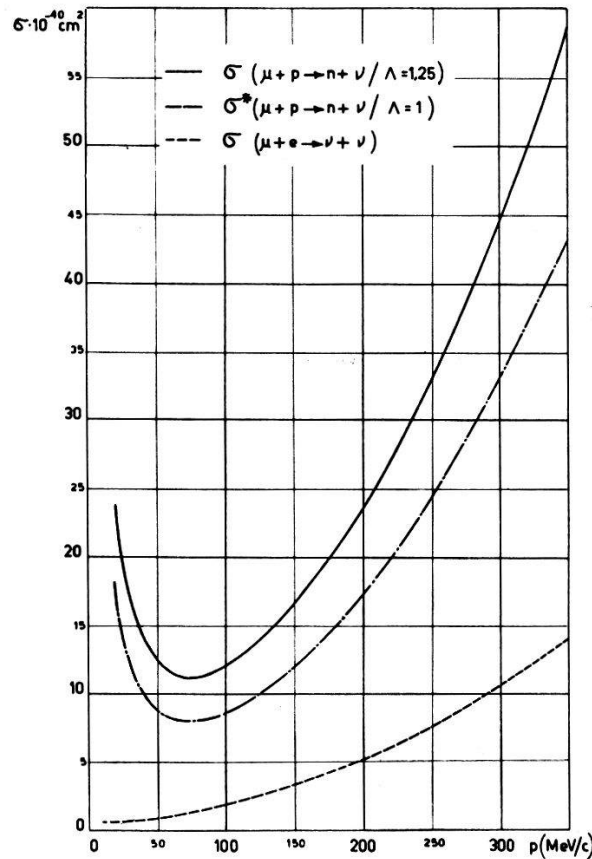


Fig. 2

Wirkungsquerschnitte für die Prozesse  $\mu + p \rightarrow n + \nu$  und  $\mu + e \rightarrow \nu + \nu$   
Die Wirkungsquerschnitte sind gegen den Impuls im Schwerpunktsystem aufgetragen. Als numerische Werte für die Kopplungskonstanten wurde verwendet:

$$\sqrt{2} G = g_V^{(\beta)} \approx g_V^{(\mu)} = 1,41 \cdot 10^{-49} \text{ erg cm}^3, \Lambda = -g_A^{(\beta)} / g_V^{(\beta)} \approx 1,25.$$

### Vergleich der Absorptionsraten am gebundenen System

Die Absorptionsraten im Muonium und im  $\mu$ -mesonischen  $H$ -Atom sind jedoch wegen des verschiedenen Volumens der beiden Systeme wesentlich verschieden. Die Absorptionsrate  $R$  erhält man aus den nichtrelativistischen Grenzwerten der Wirkungsquerschnitte im Ruhesystem des  $\mu^+$  bzw. des Protons (proportional  $1/v_e$  bzw.  $1/v_\mu$ ):

$$\sigma_{(\mu e)} = [G^2/2\pi v_e] (m_e + m_\mu)^2,$$

$$\sigma_{(\mu p)} \approx [G^2 m_\mu^2/4\pi v_\mu] [(m_\mu + 2m_p)/(m_\mu + m_p)]^2 \times \\ \times [1/(1 + v_n)] [1 + 3A^2 + v_n(1 + A)^2], \quad A = -g_A^{(\beta)}/g_V^{(\beta)},$$

$v_e, v_\mu, v_n$  = Geschwindigkeiten von Elektron,  $\mu$ -Meson und Neutron

und der Annahme, dass sich das System im Grundzustand befindet und gleiche Besetzung der Spinzustände hat (eine Annahme, die nur teilweise gerechtfertigt ist und die gerade für das in mancher Hinsicht entscheidende Experiment des  $\mu^-$ -Einfangs in flüssigem Wasserstoff nicht gemacht werden kann<sup>8)</sup>):

$$R = \sigma \varrho_{e,\mu} v_{e,\mu}$$

wo  $\varrho_{e,\mu} = |\psi_{e,\mu}(0)|^2$  und  $\psi_{e,\mu}(r)$  die Wellenfunktion des Elektrons bzw. des  $\mu$ -Mesons im Grundzustand bedeutet.

Beide Absorptionsraten sind stark spinabhängig; das  $\mu$ - $e$ -System kann sich wegen der eindeutigen longitudinalen Polarisation der Neutrinos nur im Tripletzustand vernichten.

Unter der obigen Annahme erhalten wir die folgenden Absorptionsraten:

$$R_{\text{Muonium}} \approx \sigma_{(\mu e)} v_e [1/\pi a_0^3] = 2,9 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

und

$$R_{H\mu} \approx \sigma_{(\mu p)} v_\mu \frac{(m_\mu/m_e)^3}{\pi a_0^3} \cdot \frac{1}{(1 + (m_\mu/m_p))^3} = 188 \text{ sec}^{-1} *$$

$a_0$  = Bohrscher Radius des  $H$ -Atoms; die Schwerpunktsbewegung ist nur im  $\mu$ - $p$ -System berücksichtigt.

Die Rate der Neutrinovariante der Vernichtung von Muonium liegt also weit unter der experimentellen oberen Schranke für die  $2\gamma$ -Vernichtung; der freie Zerfall des  $\mu^+$  ist  $10^{11}$ mal wahrscheinlicher als der  $(\mu^+ + e \rightarrow \nu + \bar{\nu})$ -Prozess.

Für die Anregung zu dieser Arbeit danke ich vor allem Herrn Prof. Dr. W. THIRRING. Mein Dank gilt auch Herrn Dr. W. LINDT für viele wertvolle Diskussionen und Herrn Prof. Dr. A. MERCIER für seine freundliche Unterstützung am Seminar für theoretische Physik der Universität Bern. Der Kommission für Atomwissenschaft des Schweiz. Nationalfonds danke ich für finanzielle Unterstützung.

\*) Bei Berücksichtigung der induzierten Terme der Wechselwirkung, das heisst der Konstanten  $b$  und  $d$ , und der dem grösseren Impulstransfer angepassten Konstanten  $a$  und  $c$  reduziert sich die Absorptionsrate auf den gewöhnlich zitierten Wert<sup>5)</sup>:  $R_{H\mu} = 169 \text{ sec}^{-1}$ .

**Literaturverzeichnis**

- 1) V. W. HUGHES *et al.*, Phys. Rev. Lett. *5*, 63 (1960).
- 2) A. YORK *et al.*, Phys. Rev. Lett. *3*, 288 (1959).
- 3) M. L. GOLDBERGER und S. B. TREIMAN, Phys. Rev. *111*, 355 (1958).
- 4) A. FUJII und H. PRIMAKOFF, Nuovo Cim. *12*, 327 (1959).
- 5) H. PRIMAKOFF, Rev. Mod. Phys. *31*, 802 (1959).
- 6) T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. *108*, 1611 (1957).
- 7) T. D. LEE und C. N. YANG, Phys. Rev. Lett. *4*, 307 (1960).
- 8) S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. *4*, 575 (1960).