

Lebensdauer der Myonen

1. Eigenschaften der Myonen und anderer Leptonen

Die Gesamtheit der heute bekannten Elementarteilchen - das heißt derjenigen Teilchen, von denen man im Rahmen des Standard-Modells annimmt, dass sie sich nicht weiter zerlegen lassen - teilt man in zwei Gruppen, **Quarks** und **Leptonen**, ein je nachdem, ob sie der **Starken Wechselwirkung** unterliegen oder nicht. (Die darüber hinaus existierenden Feldquanten, wie das Photon oder die Gluonen, werden bei dieser Einteilung nicht berücksichtigt.) Die Myonen, von denen hier die Rede ist, gehören zu den Leptonen. Sie üben daher nur die **Schwache Wechselwirkung** und, da sie eine elektrische Ladung tragen, auch die **Elektromagnetische Wechselwirkung** aus. Die Gruppe der Leptonen setzt sich aus 3 Generationen von Teilchen zusammen, von denen die Myonen die mittlere bilden. Sämtliche Leptonen sind in der nachfolgenden Tabelle zusammen mit ihren Antiteilchen aufgelistet. Die Teilchen der verschiedenen Generationen unterscheiden sich nur durch ihre Masse und ihre Stabilität. Die Myonen-Masse übertrifft die des Elektrons um den Faktor 206, 77. Die Tauon-Masse ist sogar um den Faktor 3491 größer. Nur das Elektron als leichtestes Teilchen in der Generati-

Teilchen			Antiteilchen
1. Generation: Elektron e^-	Elektron-Neutrino ν_e		Positron e^+ , $\bar{\nu}_e$
2. Generation: Myon μ^-	Myon-Neutrino ν_μ		μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$
3. Generation: Tauon τ^-	Tau-Neutrino ν_τ		τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$

Tabelle 1: Liste der Leptonen

onenfolge ist stabil, während Myon und Tauon eine endliche Lebensdauer besitzen. Entsprechendes gilt für die in der Tabelle dargestellten Antiteilchen. Sämtliche Leptonen sind **Fermionen**; sie haben also den Spin $\frac{1}{2}\hbar$ und unterliegen der **Fermi-Dirac-Statistik**. Wegen des von null verschiedenen Spins besitzen die Myonen (wie das Elektron) auch ein magnetisches Moment. Es hat den Wert

$$\mu_\mu = -1,001166 \mu_B. (\mu_B = \text{Bohrsches Magneton})$$

Bei Teilchenumwandlungen, an denen Leptonen beteiligt sind, wie zum Beispiel der β -Zerfall, hat man zunächst aus Gründen der Erhaltung bestimmter physikalischer Größen (Energie, Impuls, Drehimpuls) die Existenz weiterer Leptonen postuliert und schließlich auch experimentell nachgewiesen. Diese Teilchen heißen **Neutrinos**. Sie sind elektrisch neutral. Ihre Masse ist - wenn sie überhaupt existiert - klein gegen die Elektronenmasse. Man konnte anhand von Teilchenreaktionen nachweisen, dass jede

Teilchengeneration ihre eigenen Neutrinos besitzt, wie es in der Tabelle durch die Indices e , μ und τ angedeutet ist. Diese Tatsache lässt sich durch die Einführung von Quantenzahlen, die bei den Teilchenreaktionen erhalten bleiben, phänomenologisch beschreiben. So ordnet man den Teilchen der 1. Generation eine elektronische Leptonenzahl $l_e = 1$ und ihren Antiteilchen den Wert $l_e = -1$ zu. Die Teilchen der 2. Generation besitzen eine myonische Leptonenzahl $l_\mu = 1$, die Antiteilchen haben $l_\mu = -1$; ihre elektronische Leptonenzahl ist jedoch 0 ebenso die myonische Leptonenzahl der Teilchen der ersten Generation. Sämtliche Teilchenreaktionen laufen unter Erhalt von l_e und l_μ ab, so zum Beispiel der Zerfall der Myonen. Er ist nur möglich unter Emission von 2 Neutrinos:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu .$$

Hier ist auf beiden Seiten der Gleichung $l_\mu = 1$ und $l_e = 0$. Für den Zerfall des Antimyons gilt entsprechend mit $l_\mu = -1$ und $l_e = 0$:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu .$$

2. Definition der Lebensdauer τ eines instabilen Teilchens und Angabe der Verteilungsfunktion der Individuallebensdauern

Da der Zerfall instabiler Teilchen ein statistischer Prozess ist, besitzen beliebig herausgegriffene Teilchen völlig unterschiedliche Individuallebensdauern. Es ist daher notwendig, zu einer allgemeineren Definition der Lebensdauer zu gelangen, die nicht mehr vom Einzelteilchen abhängt sondern eine charakteristische Größe einer instabilen Teilchenart darstellt. Diese verallgemeinerte Lebensdauer sowie die Verteilungsfunktion der Individuallebensdauern sollen im folgenden bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit dW für den Eintritt eines Zerfalls ist im infinitesimalen Bereich proportional zum Beobachtungszeitraum dt :

$$(1) \quad dW = \lambda dt .$$

Hierin stellt λ eine charakteristische Konstante dar, deren Bedeutung aus dem nachfolgenden Text hervorgehen wird. Man erkennt zunächst an (1), dass die Zerfallswahrscheinlichkeit nicht vom Alter eines individuellen Teilchens abhängt - t kommt in (1) nicht explicit vor. Elementarteilchen unterliegen also keinem Alterungsprozess. Da die Zerfälle mehrerer Teilchen unabhängig voneinander sind, ergibt sich aus (1) für die Zahl dN der in einem Zeitintervall dt zerfallenden Teilchen, wenn insgesamt N Teilchen betrachtet werden, der Ausdruck

$$(2) \quad dN = -NdW = -\lambda Ndt .$$

Dabei ist es gleichgültig, ob die N Teilchen sämtlich zu einem festen Zeitpunkt t existiert haben oder ob sie der Reihe nach untersucht wurden. Ist N eine sehr große Zahl, dann lässt sich (2) näherungsweise integrieren, und man bekommt

$$(3) \quad \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t} .$$

Hierin bedeutet N_0 die Gesamtzahl der betrachteten Teilchen. Bildet man nun

$$(4) \quad \frac{dN(t)}{N_0} = \frac{N(t) - N(t + dt)}{N_0} ,$$

so erhält man den Bruchteil der Teilchen, deren Lebensdauer zwischen t und $t+dt$ liegt, mit anderen Worten: (4) stellt die Verteilungsfunktion der Lebensdauer t dar. Sie hat somit, wie aus (3) folgt, die Gestalt

$$(5) \quad \frac{dN(t)}{N_0} = \lambda e^{-\lambda t} dt .$$

Sie wird in der Literatur als **Exponential-Verteilung** bezeichnet.

Um nun eine für eine spezielle instabile Teilchenart charakteristische Lebensdauer τ angeben zu können, bildet man den Mittelwert aus allen möglichen Lebensdauern t entsprechend der Häufigkeit (5) ihres Vorkommens. Er ist, wie aus der Fehlertheorie hervorgeht (siehe z.B. A-Prakt. Fehlerrechnung, Kap.3), gleich dem Erwartungswert $E T$ oder dem Ersten Moment der Verteilungsfunktion. Hierunter versteht man allgemein den Ausdruck

$$(5a) \quad E X := \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx ,$$

worin x eine physikalische Größe und $f(x)$ ihre Verteilungsfunktion bedeutet. Für die spezielle durch (5) gegebene Verteilungsfunktion bekommt man dann

$$(6) \quad E T = \tau = \int_0^{\infty} \lambda t e^{-\lambda t} dt = \left| \lambda \left\{ -\frac{t}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^2} \right\} e^{-\lambda t} \right|_0^{\infty} = \frac{1}{\lambda} .$$

Es zeigt sich also, dass die durch (5a) definierte Lebensdauer reziprok zu der durch (1) eingeführten Größe λ ist, die als **Zerfallskonstante** bezeichnet wird.

3. Abschätzung der Lebensdauer mit Hilfe einer Stichprobe

In einem realen Experiment erhält man immer nur endlich viele Messergebnisse von Individuallebensdauern. Man nennt eine Menge von n derartigen Messungen eine Stichprobe vom Umfang n . Mit Hilfe einer solchen Stichprobe lassen sich nur noch Wahrscheinlichkeitsaussagen über die Größe τ machen; denn eine exakte Errechnung gemäß (6) ist unter diesen Bedingungen nicht möglich. Man kann nun auf verschiedene Weise eine Größe \bar{t} aus einer Stichprobe bestimmen, die dem wahren Wert τ , der durch (6) gegeben ist, möglichst nahekommt. So kann man zum Beispiel zeigen, dass das arithmetische Mittel aus den n Lebensdauern t , welches durch

$$(7) \quad \bar{t} := \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n t_j$$

gegeben ist, die beste Schätzung für τ ist (siehe z.B. A-Prakt. Fehlerrechnung, Kap.5). Man kann zeigen, dass

$$(8) \quad E \bar{t} = \tau$$

ist. Die beste Abschätzung des Fehlers $s_{\bar{t}}$ von \bar{t} ist gegeben durch

$$(9) \quad s_{\bar{t}} = \frac{s}{\sqrt{n}}$$

mit

$$(10) \quad s^2 := \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (\bar{t} - t_j)^2 .$$

Auch hier lässt sich zeigen, dass

$$E s^2 = \sigma^2$$

ist (siehe z.B. A-Prakt. Fehlerrechnung, Kap.4). Hierin bedeutet

$$\sigma^2 := \int_{-\infty}^{\infty} f(t) (t - \tau)^2 dt$$

die Varianz der dem Messproblem zugrundeliegenden (jedoch nicht bekannten) Verteilungsfunktion $f(t)$.

4. Bestimmung einer empirischen Verteilungsfunktion mittels nicht-linearer Ausgleichsrechnung

Die mit geringem Rechenaufwand erhaltene Abschätzung der Lebensdauer gemäß (7) erhält nur dann keinen systematischen Fehler, wenn bei der Summation keine Messwerte ausgeschlossen wurden. Kann man beispielsweise aus schaltungstechnischen Gründen sehr kleine (große) Messergebnisse nicht aufzeichnen, dann liefert die Berechnung von t gemäß (7) einen zu großen (kleinen) Wert. Da sich solche Einschränkungen leider auftreten, soll hier ein anderes Abschätzungsverfahren für τ beschrieben werden, das diesen Nachteil nicht besitzt. Hier wird versucht, eine empirische Verteilungsfunktion zu berechnen, die sich den Messergebnissen optimal anpaßt. Die Parameter N_0 und λ der Verteilungsfunktion werden solange variiert, bis

$$(11) \quad \sum_{j=1}^n \left\{ N(t_j) - N_0 e^{-\lambda t} \right\}^2 \stackrel{!}{=} \min$$

ist; hierin bedeutet $N(t_j)$ die Häufigkeit, mit der das Messergebnis t_j in der Stichprobe aufgetreten ist. Wegen der Bedingung (11) nennt man dieses Verfahren auch "Methode der kleinsten Quadrate". Zur Lösung dieses Extremalwertproblems hätte man (11) nach den Variablen N_0 und λ abzuleiten, die gefundenen Ausdrücke gleich null zu setzen und die so erhaltenen Gleichungen nach N_0 und λ aufzulösen. Dabei stößt man jedoch auf transzendente Gleichungen, die keine Auflösung nach den Unbekannten gestatten. Um trotzdem ein Ergebnis zu erhalten, linearisiert man das Gleichungssystem. Hierzu beschafft man sich zunächst für die Unbekannten grobe Näherungswerte N_{0A} und λ_A , die man beispielsweise einer graphischen Darstellung von $\ln N(t_j)$ gegen t_j entnehmen kann. Der Zusammenhang zwischen diesen und den gesuchten Endwerten N_0 und λ sei durch

$$\begin{aligned}\lambda &= \lambda_A + \alpha \\ N_0 &= N_{0A} + \beta\end{aligned}$$

gegeben. Damit ist jetzt die Aufgabe gestellt, die Korrekturwerte α und β zu finden. Wenn ihre Beträge klein gegen die Näherungswerte sind, das heißt, wenn gilt

$$(12) \quad |\alpha| \ll |\lambda_A| \quad ,$$

$$(13) \quad |\beta| \ll |N_{0A}| \quad ,$$

dann lässt sich die Verteilungsfunktion $f(N_0, \lambda, t)$ um die Stelle (N_{0A}, λ_A) entwickeln, wobei die Reihe nach dem linearen Glied abgebrochen werden kann

$$f(N_0, \lambda, t_j) = f(N_{0A}, \lambda_A, t_j) + \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \alpha + \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \beta + \dots$$

$$\text{für } j = 1, \dots, n \quad .$$

Die weitere Rechnung, die man z.B. im Kap.9 der Fehlerrechnung (A-Prakt.) verfolgen kann, liefert für die gesuchten Größen α und β die Ausdrücke

$$\alpha = \frac{1}{K} \left\{ \sum_j w_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j}^2 - \sum_j w_j \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \right\}$$

und

$$\beta = \frac{1}{K} \left\{ \sum_j w_j \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j}^2 - \sum_j w_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \right\}$$

mit

$$K := \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j}^2 \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j}^2 - \left\{ \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_{0A}, \lambda_A, t_j} \right\}^2$$

und

$$w_j := N(t_j) - f(\lambda_A, N_{0_A}, t_j) .$$

Für die Fehler s_λ und s_{N_0} , von α und β bzw. λ und N_0 ergibt sich weiter

$$s_\lambda = \sqrt{\frac{\sum v_j^2}{n-2} \sum_j c_j^2}$$

und

$$s_{N_0} = \sqrt{\frac{\sum v_j^2}{n-2} \sum_j d_j^2} .$$

Hierin haben die Abkürzungen v_j , $\sum c_j^2$ und $\sum d_j^2$ die Bedeutungen

$$v_j := f(\lambda, N_0, t_j) - N(t_j) ,$$

$$\sum c_j^2 = \frac{1}{K} \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial N_0} \right)_{N_A \lambda_A t_j}^2$$

und

$$\sum d_j^2 = \frac{1}{K} \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{N_A \lambda_A t_j}^2 .$$

Stellt sich am Ende der Rechnung heraus, dass die Bedingungen (12) und (13) nicht erfüllt waren, so muss sie mit genaueren Näherungswerten wiederholt werden und zwar solange, bis (12) und (13) endgültig erfüllt sind.

5. Beschreibung eines Messverfahrens zur Bestimmung der Lebensdauer kosmischer Myonen

Die hier untersuchten Myonen werden in der hohen Atmosphäre durch Pionen-Zerfall erzeugt. Letztere entstehen wiederum durch Wechselwirkung energiereicher Protonen aus der Höhenstrahlung mit Atomkernen der Luftmoleküle. Die Pionen sind im Vergleich zu den Myonen sehr kurzlebig. Sie zerfallen gemäß den Gleichungen

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

und

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu .$$

Ein Teil der so entstandenen Myonen gelangt, da sie sich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, zur Erdoberfläche. Hier lassen sie sich mit Hilfe eines Szintillations-Detektors nachweisen (Näheres siehe V706 u. V707, A-Prakt.). Längs ihres Weges durch die Szintillatormaterie geben sie einen Teil ihrer kinetischen Energie, die mehrere Hundert MeV betragen kann, in kleinen Bruchteilen an eine Vielzahl von Szintillator-

molekülen ab^{*)}. Diese gehen dadurch in angeregte Zustände über. Bei der Rückkehr in den Grundzustand entstehen über mehrere Zwischenprozesse eine große Zahl von Lichtquanten, deren Energie im Bereich des sichtbaren Spektrums oder im nahen UV liegt. Mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers (im folgenden mit SEV abgekürzt), der optisch an das Szintillatorvolumen angekoppelt ist, kann man diesen Lichtblitz nachweisen und damit den Durchgang des Myons signalisieren. Myonen, die auf ihrem Wege durch die Lufthülle bereits einen großen Teil ihrer Energie verloren haben, können im Szintillatorvolumen eventuell bis zum Stillstand abgebremst werden, sodass ihr Zerfall dort eintritt. Die dabei entstehenden Elektronen oder Positronen erhalten eine hohe kinetische Energie, da eine der Myonmasse ($\approx 207 m_e$) entsprechende Energie freigesetzt wird. Bei ihrem Weg durch die Szintillatormaterie erzeugen diese ebenfalls einen Lichtblitz. Bei hinreichend niederenergetischen Myonen bekommt man also zwei Lichtsignale, deren zeitlichen Abstand man mit einer elektronischen Vorrichtung ausmessen kann. Er ist gleich der Lebensdauer eines einzelnen Myons im Szintillator. Zu beachten ist dabei, dass sich die beiden Myonenarten in Materie etwas unterschiedlich verhalten. Während das positive Myon so zerfällt wie eben beschrieben, kann das stark abgebremste negative Myon in Konkurrenz zum Zerfall von einem Atomkern unter Bildung eines hochangeregten myonischen Atoms eingefangen werden.

6. Beschreibung einer Apparatur zur Lebensdauermessung

Der bereits im vorigen Kapitel erwähnte Szintillationsdetektor hat ein Volumen von ca 50 l. Er besteht aus einem Edelstahlzylinder, auf dessen Enden Kegelstümpfe aufgeschweißt sind (Abb.1). An den Stirnseiten befindet sich je ein SEV, dessen Photokathode optisch an das Szintillatormaterial angekoppelt ist. Es wird ein organischer Szintillator (Typenbez.: NE 102) verwendet, der in Toluol aufgelöst ist. Die Abklingdauer der von diesem Material erzeugten Lichtimpulse liegt bei etwa 10 ns und ist damit klein gegen die Lebensdauer des Myons. Durch schaltungstechnische Maßnahmen und durch geeignete Wahl der SEV gelingt es, die Länge der an ihren Arbeitswiderständen entstehenden Spannungsimpulse ebenfalls auf diese Größenordnung zu reduzieren. Da der mittlere zeitliche Abstand der in den Szintillatortank einfallenden Myonen groß gegen ihre Lebensdauer t ist, kann man diese Größe bequem nach der "Stopuhr-Methode" messen. Mit dem Impuls, der durch die Abbremsung eines Myons entsteht, startet man eine elektronische Uhr; mit dem Zerfallsimpuls hält man sie wieder an. Der zeitliche Abstand zwischen diesen beiden Pulsen stellt die gesuchte Messgröße dar. Er wird gemessen mit Hilfe eines sogenannten Zeit-Amplituden-Konverters (im folgenden mit TAC abgekürzt). Dieses Gerät ist in der Lage, einen Spannungsimpuls abzugeben, dessen Höhe proportional zum zeitlichen Abstand zwischen Start- und Stopimpuls ist. Dieser Puls wird zu einem Vielkanalanalysator weitergeleitet, wo er entsprechend seiner Höhe in einem der elektronischen Speicher (im folgenden auch als "Kanal" be-

^{*)} Die Energieabgabe der Myonen pro zurückgelegter Wegstrecke beträgt etwa 2 MeV/cm.

zeichnet) registriert wird. Hat man hinreichend viele Pulse abgespeichert, dann lässt sich aus der empirischen Impulshöhenverteilung mit den Methoden der mathematischen Statistik die Lebensdauer τ des Myons errechnen.

Bei diesem Messverfahren taucht jedoch ein spezielles Problem auf, das einer Lösung bedarf. Der größte Teil der auf der Erdoberfläche ankommenden Myonen besitzt noch eine so hohe Energie, dass er durch das Szintillatorvolumen hindurchgeht, ohne dort zu zerfallen. Man bekommt daher in den meisten Fällen zwar Start- aber keine Stopimpulse. Es ist daher notwendig, das Warten auf einen Stopimpuls nach einer gewissen "Suchzeit T_s ", die ein Vielfaches der Lebensdauer betragen aber klein gegen den mittleren Abstand zweier Startpulse sein sollte, abubrechen. T_s wird in dieser Apparatur (Blockschaltbild siehe Abb.1) durch eine monostabile Kippstufe^{*)} festgelegt. Sobald ein Startimpuls auftritt, wird dieser zum START-Eingang des TAC über das 1. AND-Gatter^{*)} durchgeschaltet und mit einer Verzögerung von einigen ns die Kippstufe angestoßen. Für die Zeit T_s legt sie ein H-Signal^{**)} an den einen Eingang des 2. AND-Gatters. Wenn nun während dieser Zeit das Myon, das den Startimpuls verursacht hat, im Szintillatortank zerfällt, gelangt der dadurch erzeugte Impuls über das 2. AND-Gatter an den Stop-Eingang des TAC. Damit entsteht am Ausgang dieses Gerätes ein Spannungsimpuls, dessen Höhe proportional zum zeitlichen Abstand dieser beiden Pulse ist. Kommt jedoch während des Zeitraumes T_s kein zweiter Impuls, was meistens der Fall ist, dann gibt der TAC auch kein Ausgangssignal ab. Ein außerhalb von T_s eintreffender Impuls, der von einem zweiten Myon stammt, kann daher - wie gewünscht - keinen Stop-Puls erzeugen, sondern er produziert ein neues Startsignal. Die Apparatur kehrt also nach Ablauf von T_s immer wieder in ihren Ausgangszustand zurück, und es werden nur dann Zeitsignale erzeugt, wenn zwei Pulse innerhalb von T_s auftreten. In den meisten Fällen werden diese von einunddemselben Myon produziert; mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit ist es aber auch möglich, dass während der Zeitspanne T_s zwei Myonen den Szintillatortank durchqueren. Dann wird der zweite Bremspuls von der Apparatur als Stoppuls interpretiert, und man bekommt eine Fehlmessung. Die Häufigkeit dieser unbrauchbaren Ergebnisse - im folgenden als Untergrundrate U bezeichnet - lässt sich berechnen. Sie hängt unter anderem ab von der Zahl der Myonen, die den Szintillatortank passiert haben, und der Suchzeit. Aus diesem Grunde sollte T_s nicht unnötig groß gewählt werden. Da der zeitliche Abstand zwischen zwei Myonen-Bremspulsen statistisch verteilt ist, werden alle Kanäle des Vielkanalanalysators bis auf zufällige Abweichungen gleichmäßig mit der Untergrundrate U aufgefüllt. Bei der Auswertung der Ergebnisse muss daher die Größe U von allen Kanalinhalt subtrahiert werden.

Es muss noch auf ein messtechnisches Problem, das bei der Verwendung von Szintillations-Detektoren auftritt, hingewiesen werden: Die Photokathoden dieser Geräte

^{*)} Näheres zur Funktion dieser digitalen Bausteine siehe z.B. A-Praktikum, V104, Kap. 4

^{**) Bei der hier verwendeten Elektronik gilt der sogenannte **NIM-Standard**. Dort bedeutet logisch „1“ oder „H“ ein Signal von $-0,8V$ an 50Ω und logisch „0“ oder „L“ ein Signal von 0.}

neigen bei endlicher Temperatur zu spontaner Emission von Elektronen. Es entstehen daher an den Arbeitswiderständen auch dann Spannungsimpulse, wenn keine Lichtquanten einfallen. Im vorliegenden Schaltungsaufbau werden zwei Maßnahmen ergriffen, um diesen unerwünschten Störeffekt - das thermische Rauschen der Photokathode - weitgehend zu eliminieren. Da die Rauschimpulse praktisch durch die Emission eines einzelnen Elektrons entstehen, sind sie zumeist in ihrer Höhe deutlich niedriger als die Pulse, die von Lichtblitzen herrühren. Eine wirksame Rauschunterdrückung erhält man daher, wenn man einen Diskriminator an den Ausgang des SEV anschließt. Das ist ein elektronisches Filter, welches nur solche Impulse passieren lässt, deren

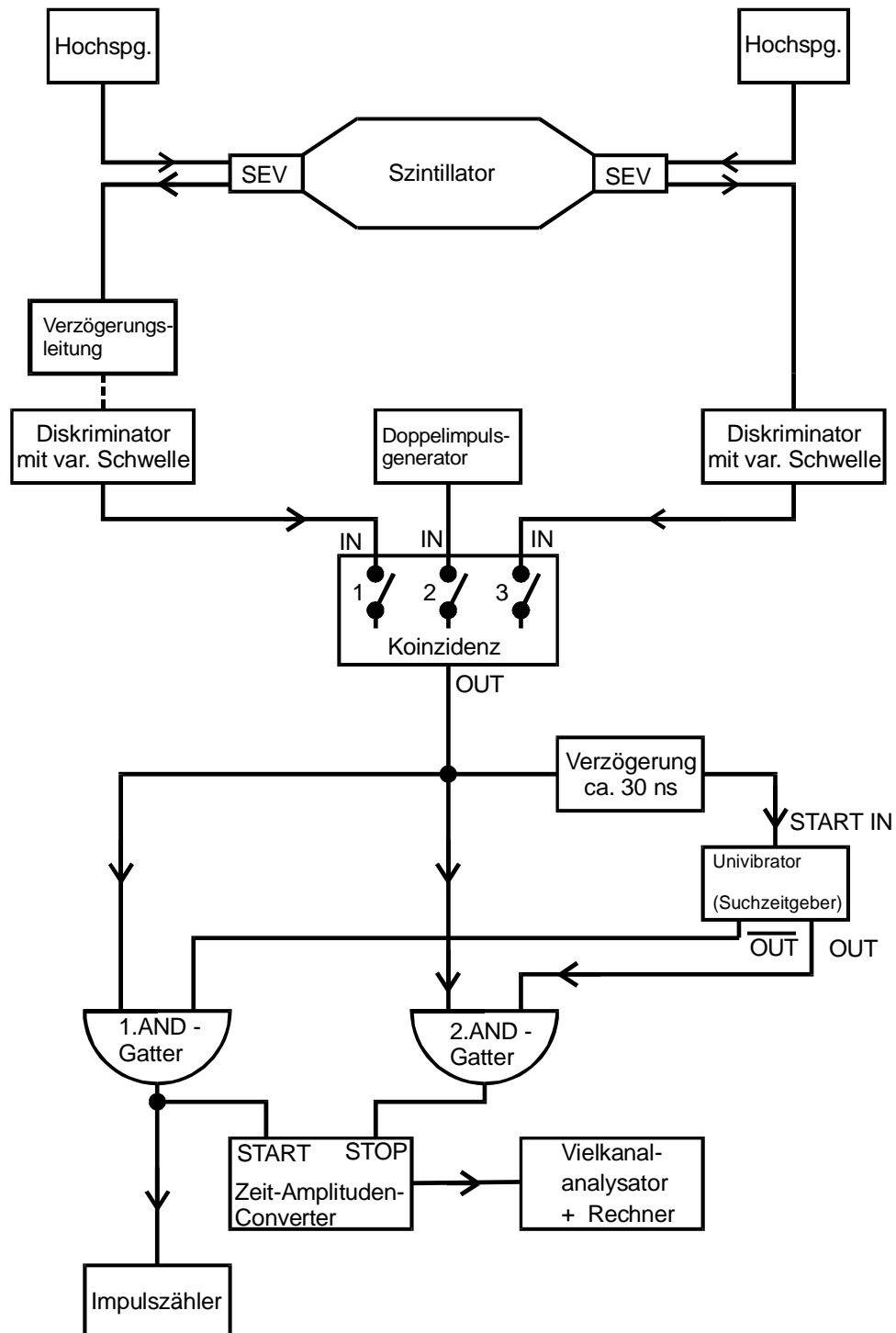


Abb.1: Blockschaltbild der Messapparatur

Höhe eine fest eingestellte Schwelle U_0 überschreitet. Bei hinreichend hohem U_0 , gelingt es, praktisch alle Rauschimpulse zu unterdrücken. Man muss dann allerdings in Kauf nehmen, dass häufig auch "echte" SEV-Impulse ausgeschaltet werden. Es empfiehlt sich daher, U_0 nicht so hoch zu wählen und die restlichen Rauschimpulse nach einer anderen Methode herauszufiltern. Hierzu benötigt man zwei SEV, deren Ausgänge an die beiden Eingänge einer Koinzidenzschaltung gelegt werden (Abb.1). Dieses Gerät gibt nur dann einen Ausgangsimpuls ab, wenn an den beiden Eingängen "gleichzeitig" - das heißt innerhalb einer kleinen Zeitspanne Δt_K - zwei Impulse eintreffen. Da die thermische Elektronenemission der beiden Photokathoden jedoch völlig unkorreliert verläuft, ist es unwahrscheinlich, dass zwei Rauschimpulse innerhalb Δt_K auftreten insbesondere dann, wenn Δt_K sehr klein ist. Damit erhält man ebenfalls eine sehr wirksame (wenn auch nicht vollständige) Rauschunterdrückung. Sind die beiden Eingangsimpulse am Koinzidenzfilter jedoch durch Emission eines Lichtblitzes entstanden, dann trifft das Licht wegen seiner hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit selbst bei ungünstigen Verhältnissen (Entstehungsort unmittelbar an einer Photokathode) höchstens mit einem Zeitunterschied von ca. $4 \text{ ns} < \Delta t_K$ auf beiden Kathoden ein. Daher wird in diesem Falle ein Koinzidenzsignal erzeugt. Da die beiden SEV unterschiedliche elektrische Eigenschaften besitzen, müssen Laufzeit- und Verstärkungsunterschiede mit Hilfe einer Verzögerungsleitung und geeigneter Wahl der Diskriminatorschwellen ausgeglichen werden.

7. Aufgabe

Man bestimme die Lebensdauer des Myons aus einer Messreihe von Individuallebensdauern mit einer Messzeit von 20 bis 30 h.

8. Hinweise zur Durchführung des Experiments

Man baue die Schaltung gemäß Abb.1 auf und überprüfe ihre Funktion schrittweise vom Ausgang des Szintillationsdetektors bis zum Ausgang des TAC mit Hilfe eines schnellen Oszillographen. Bereits unmittelbar nach dem Einschalten der Hochspannung müssen am Ausgang des SEV Spannungsimpulse unterschiedlicher Höhe auftreten^{*)}. Gibt man diese auf den Eingang des Diskriminators, so sollten an seinem Ausgang nur Impulse einheitlicher Höhe und Länge^{*)} zu beobachten sein. Zur Vermeidung der Reflexion von Impulsen an Fehlanpassungen muss ein 50- Ω -Widerstand parallel zum Eingang des Oszillographen gelegt werden.

Man kann jetzt ein elektronisches Zählwerk anschließen und die Impulsrate, das bedeutet in diesem Falle die Zahl der pro Zeiteinheit einfallenden Myonen, messen. Sie sollte zwischen 20 und 40 pro s liegen. Dieser Wert lässt sich mit Hilfe der Diskriminatorschwelle einregeln. Die beiden Messkanäle sollten ungefähr dieselbe Impulsrate liefern.

^{*)} Man messe ihre ungefähre Länge aus.

Jetzt ist man in der Lage, die Koinzidenzapparatur einzujustieren. Man schlieÙe zu diesem Zwecke an ihren Ausgang ein Zählwerk an. Sodann variiere man systematisch die Verzögerungszeit T_{VZ} in einem der beiden Messkanäle und messe die Zählrate in Abhängigkeit von T_{VZ} . Das Ergebnis trage man in einem Diagramm auf. Die sich ergebende Kurve sollte ein deutliches Maximum besitzen. Für die spätere Lebensdauermessung verwende man die Verzögerungszeit, bei der das Maximum auftritt. Aus der Halbwertsbreite der Kurve kann man die Auflösungszeit Δt_K der Koinzidenzeinheit entnehmen. Man bringe diese in einem Zusammenhang mit der Länge der Pulse aus den Diskriminatoren.

Man überprüfe, ob die Koinzidenzapparatur eine weitere Unterdrückung des Rauschuntergrundes bewirkt, indem man die Zählrate an ihrem Ausgang mit den Zählraten am Eingang vergleiche. Wenn kaum Unterschiede festzustellen sind, ist die Vorrichtung weitgehend unwirksam. Man könnte in diesem Falle die Diskriminatorschwelle absenken, um eine höhere Myonendurchgangsrate nachzuweisen.

Als nächstes ist der Start-Eingang des Univibrators über eine Verzögerungsleitung mit $\Delta t \approx 30 \text{ ns}$ anzuschließen. Sobald dort geeignete Impulse eintreffen, wird die Trigger-Lampe in unregelmäßigen Abständen aufleuchten. Die Suchzeit T_S kann jetzt am Ausgang dieses Gerätes mit dem Oszillographen gemessen werden. Sie wird zur Berechnung des Untergrundes benötigt und sollte nur wenig größer als der Zeitmessbereich des TAC sein. An die beiden Ausgänge OUT und $\overline{\text{OUT}}$ sind nun die beiden AND-Gatter wie zuvor beschrieben anzuschließen, sodass Start- und Stopimpulse für den TAC erzeugt werden können. Diese sind auf die entsprechenden Eingänge des TAC zu geben. Da nur selten echte Stopimpulse auftreten, ist es zweckmäßig, zur Prüfung der Schaltung den SEV vorübergehend abzuklemmen (Schalter 1 und 3 am Koinzidenzschalter auf aus) und einen Doppelimpuls-Generator (Schalter 2 auf EIN) anzuschließen. Dieses Gerät liefert mit einer Wiederholfrequenz von 1 kHz Doppelimpulse, deren zeitlicher Abstand mit Hilfe eines Kodierschalters in Stufen von $0,1 \mu\text{s}$ variiert werden kann. Sobald dieses Gerät eingeschaltet und angeschlossen ist, müssen an den START- und STOP-Eingängen des TAC Impulse auftreten, deren zeitlicher Abstand gleich dem am Kodierschalter eingestellten Wert ist. Das sollte mit einem Zweikanal-Oszilloskop überprüft werden. Wenn der TAC einwandfrei arbeitet, muss an seinem Ausgang ein Spannungsimpuls entstehen, dessen Höhe proportional zum Doppelpulsabstand ist. Auch das lässt sich mit dem Oszillographen kontrollieren. Geeignete Zeitmessbereiche für die Myonen-Lebensdauer sind 5, 10 und $20 \mu\text{s}$. Die letztgenannten Spannungsimpulse werden schließlich auf den Eingang des Vielkanalanalysators gegeben. Das Einlesen der Impulse lässt sich auf dem Bildschirm des Gerätes verfolgen. Bei konstantem Doppelpulsabstand wird sich ein Bildpunkt, der die Füllung eines bestimmten Kanals darstellt, bei beständig eintreffenden Impulsen vertikal in die Höhe bewegen. Mit Hilfe des Doppelpuls-Generators lässt sich auch eine Zeiteichung der Apparatur durchführen. Man bestimmt hierzu mit Hilfe des Cursors die Nummer des Kanals, in den eingelesen wird, in Abhängigkeit vom Doppelpulsabstand. Die erhaltenen

Wertepaare gibt man zu einem geeigneten Zeitpunkt in den zur Apparatur gehörenden Rechner ein, welcher daraus eine Eichgerade errechnet. Diese Messung sollte erst bei warmgelaufener Apparatur vorgenommen werden. Da die Anzahl der gesamten Myon-Durchgänge zur Berechnung des Untergrundes bekannt sein muss, sollte ein Zählwerk an den START-Eingang des TAC angeschlossen und mit Beginn der Messung gestartet werden. Die ebenfalls zur Berechnung von U benötigte Messzeit wird laufend auf dem Bildschirm des Vielkanalysators angezeigt.

9. Hinweise zur Auswertung der Messergebnisse

Die Berechnung der Lebensdauer geschieht mit fest installierten Rechenprogrammen, die mit Hilfe des Rechners, der auch den VKA enthält, aufgerufen werden können. Die Rechenverfahren wurden in den Kapiteln 3 und 4 skizziert. Hinweise für die Anwendung der Programme liegen bei der Apparatur.

Zur Berechnung der Untergrundrate U überlege man sich zunächst, wie viele Myonen im Mittel während der Suchzeit T_S den Tank durchqueren. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass dies **genau** n Myonen tun, ist poissonverteilt. Man berechne sodann die Wahrscheinlichkeit, dass genau 1 Myon einem ersten nachfolgt, welches zum Startpunkt der Suchzeit auftrat. Daraus lässt sich die absolute Häufigkeit solcher Ereignisse für die vorliegende Messung berechnen. Bei der Bestimmung der Häufigkeit pro Messkanal kann man davon ausgehen, dass alle möglichen Zeitabstände gleichwahrscheinlich sind.

10. Literatur

Myonen: A.O.Weissenberg, Muons, North Holland Publishing Company

S.L. Meyer, Precision Lifetime Measurement on Positive and Negative Muons, Phys. Rev. Vol. 132 (1963) 3, S. 2693 –2697

D. H. Perkins, Hochenergiephysik, Addison-Wesley Publ. Comp. 1990

Szintillationszähler: O.C.Allkofer, Teilchen-Detektoren, Thiemig 1971

K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner 1984

Statistische-Auswertung: R.Zurmühl, Praktische Mathematik, Springer

V. Blobel, E. Lohrmann, Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, Teubner 1998