

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 43 (1970)
Heft: 2

Artikel: Untersuchung über die Erhaltung der -Leptonenzahl
Autor: Borer, K. / Hahn, B. / Hofer, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114161>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 12.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Untersuchung über die Erhaltung der μ -Leptonenzahl

von **K. Borer, B. Hahn, H. Hofer, H. Kaspar, F. Krien** und **P.-G. Seiler**

Bern - CERN - Fribourg Kollaboration

(16. X. 69)

Abstract. An investigation has been made on the conservation of the muonic lepton number by using a pure neutrino beam and by measuring the charge ratio of the muons in neutrino interactions. The experiment yields a new upper limit for a possible violation of the muonic lepton number of $< 3,8 \cdot 10^{-3}$ (90% confidence) expressed in the μ^+ to μ^- ratio.

1. Einleitung

Nach den neuesten experimentellen Untersuchungen zu schliessen, scheint sich in allen Reaktionen und Zerfällen die Anzahl der Leptonen minus die Anzahl der Antileptonen nicht zu verändern. Dieses Verhalten entspricht dem Erhaltungsgesetz der Leptonen. Formal ist dieses Gesetz analog zur Erhaltung der Baryonen oder der elektrischen Ladung und entspricht der Invarianz des Feldoperators gegen die Eichtransformation erster Art.

Pauli [1] und Enz [2] haben für den Betazerfall eine Wechselwirkung formuliert, welche auch Leptonen-nicht-erhaltende Terme enthält. Das Problem der möglichen Nichterhaltung der Leptonen bei Doppelprozessen wurde von Friedberg [3] und Enz und Girard [4] diskutiert.

Vor 1962 wurden den damals bekannten Leptonen die folgenden Leptonenzahlen zugeordnet:

$$L = +1 \text{ für } e^-, \mu^-, \nu,$$

$$L = -1 \text{ für } e^+, \mu^+, \bar{\nu}.$$

Nach Reaktionen und Zerfällen, bei welchen Myonen und Elektronen vorkommen, wie $\mu^- + A \rightarrow A + e^-$ [5] und $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ [6], welche nach den oben definierten Leptonenzahlen erlaubt wären, wurde vergeblich gesucht, was auf zwei unabhängige Unterklassen von Leptonen hindeutete, wobei das Myon und das Elektron ihre eigenen Neutrinos zugeordnet haben könnten. Diese Vermutung wurde experimentell durch ein Neutrinoexperiment in Brookhaven [7] bestätigt, und zwar durch die Entdeckung des μ -Neutrinos (ν_μ).

Die Zuordnung von Leptonenzahlen zu den zwei Gruppen von Leptonen kann nun wie folgt gemacht werden:

$$L_e = +1 \text{ für } e^-, \nu_e,$$

$$L_e = -1 \text{ für } e^+, \bar{\nu}_e,$$

$$L_e = 0 \text{ für alle andern Teilchen;}$$

$$L_\mu = +1 \text{ für } \mu^-, \nu_\mu,$$

$$L_\mu = -1 \text{ für } \mu^+, \bar{\nu}_\mu,$$

$$L_\mu = 0 \text{ für alle andern Teilchen.}$$

Die Zuordnung von Leptonenzahlen zu den Teilchen ist zunächst willkürlich aber so vorgenommen, dass bei den beobachteten Reaktionen jeweils additive Erhaltung erfüllt ist. Um Leptonenerhaltung zu überprüfen, ist es nötig, die auftretenden Neutrinos wiederum wechselwirken zu lassen, da sonst über sie höchstens mit Hilfe von Drehimpulserhaltung (Polarisationsmessungen) Information erhalten werden kann. Das Studium der Leptonenerhaltung erfordert deshalb Doppelprozesse. Der erste Doppelprozess, bei welchem die Leptonenerhaltung studiert werden konnte, ist derjenige von Cowan et al. [8], bei welchem zum ersten Mal Neutrinos vom Betazerfall nachgewiesen werden konnten, nämlich durch den inversen Betazerfall mit Positronenerzeugung.

$$A \rightarrow A' + e^- + \bar{\nu},$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+.$$

Nach den bisher eingeführten Leptonenzahlen war dieser Prozess erlaubt. Verboten war dagegen der von Davis [9] untersuchte Prozess mit Antineutrinos:

$$\bar{\nu} + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{A}^{37} + e^- \quad \Delta L_e = +2.$$

Davis beobachtete diesen Prozess nicht, was auf die Erhaltung der Leptonenzahl hindeutet. Der Untergrund bei diesem Experiment betrug ca. 20% der theoretisch erwarteten Rate.

Eine wesentlich bessere Information über die Erhaltung von L_e lieferten Untersuchungen über den neutrinolosen doppelten Betazerfall von Ca^{48} von Bardin et al. [10]:

$$\text{Ca}^{48} \rightarrow \text{Ti}^{48} + e^- + e^- + 4.2 \text{ MeV.}$$

Eine untere Grenze von $1,6 \cdot 10^{21}$ Jahren für die Halbwertszeit dieses Zerfalls wurde experimentell bestimmt, wobei die ohne Berücksichtigung der Leptonenerhaltung theoretisch erwartete Lebensdauer $10^{15 \pm 2}$ Jahre beträgt [11]. Die auftretenden Neutrinos im genannten Prozess sind virtuell.

Für den Fall der myonischen Leptonenzahl berechnete Friedberg [3] das Verhältnis der beiden Doppelprozesse:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu, \quad \nu + A \rightarrow \mu^- + A'$$

und

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad \nu + A \rightarrow \mu^- + A'$$

wobei der erste die Leptonenerhaltung verletzt. In dieser Rechnung wird eine spezielle Form der Paulischen Wechselwirkung benutzt, welche einem Majorana-Neutrino entspricht. Das Friedbergsche Resultat unterscheidet nicht zwischen einer Verletzung der Leptonenerhaltung und einer endlichen Neutrinomasse.

Enz und Girard [4] berechnen das Verhältnis der Doppelprozesse

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad \nu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

und

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu, \quad \nu + n \rightarrow \mu^- + p$$

wobei wieder der erste die Leptonenerhaltung verletzt und ν die vier Helizitäts- und Ladungszustände des Neutrinos darstellt. Der Rechnung liegt ein anderer Spezialfall der Paulischen Wechselwirkung zu Grunde, welcher keine Abhängigkeit von der Neutrinomasse ergibt.

Bis vor kurzem lag experimentell praktisch keine Information über die Erhaltung von L_μ vor. Seit der Ausführung von Neutrinoexperimenten an Beschleunigern, bei welchen intensive ν - und $\bar{\nu}$ -Strahlen zur Verfügung stehen, ist es möglich geworden, unter geeigneten Versuchsbedingungen die L_μ -Erhaltung mit dem folgenden Doppelprozess zu untersuchen:

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ (oder } \bar{\nu}_\mu \text{)},$$

$$\nu_\mu \text{ (oder } \bar{\nu}_\mu \text{)} + A \rightarrow A' + \mu^- \text{ (oder } \mu^+ \text{)} + \text{weitere Teilchen.}$$

Bei einer mittleren Neutrinoenergie von $1 \div 2$ GeV sind die Neutrinoreaktionen vorwiegend inelastisch. Wegen Reabsorption der ν_μ oder $\bar{\nu}_\mu$ im zweiten Prozess muss bei Leptonenerhaltung das Myon der ersten Reaktion das entgegengesetzte Ladungsvorzeichen haben als dasjenige der zweiten Reaktion. Da es wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte der Neutrinos unmöglich ist, zugehörige Teilreaktionen gleichzeitig im Detektor nachzuweisen, muss die Messung darin bestehen, einen Neutrinostrahl mit einem möglichst reinen π^+ , K^+ -Strahl zu produzieren und das Ladungsvorzeichen des im zweiten Prozess auftretenden Myons zu bestimmen. Eine solche Messung wurde mit Hilfe von magnetisierten Eisenplatten und Funkenkammern während des CERN Neutrinoexperimentes von 1964 ausgeführt [12].

Mit der Verbesserung des Neutrinostrahls am CERN [13], durch welche intensitätsmässig der Neutrinofluss um ca. einen Faktor 3 erhöht werden konnte, ergab sich auch eine verbesserte Trennung der positiven und negativen Primärteilchen um ca. einen Faktor 10. Im folgenden wird ein Experiment beschrieben, welches speziell auf einen neuen Test zur Erhaltung der Leptonenzahl ausgerichtet war. Da hochenergetische Neutrinos ($E_\nu > 6$ GeV) praktisch ausschliesslich vom K -Zerfall stammen, war es möglich, einen separaten Test der μ -Leptonenzahl mit solchen « K -Neutrinos» auszuführen.

Eine etwas schwächere Formulierung der Erhaltung der Leptonen wurde von Feinberg und Weinberg [14] gegeben:

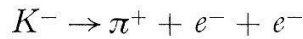
$$\Sigma (L_e + L_\mu) = \text{const.} \quad \text{und} \quad (-1)^{\Sigma L_e} = \text{const.} \quad \text{und} \quad (-1)^{\Sigma L_\mu} = \text{const.}$$

Danach wäre z.B. der von Czyz und Walecka^{14a)} berechnete Prozess



erlaubt.

Es wurden Untersuchungen über die Leptonenerhaltung durchgeführt, wobei noch zusätzliche, bisher nicht beobachtete Effekte auftreten müssten. Chang et al. [15] untersuchten den Zerfall:



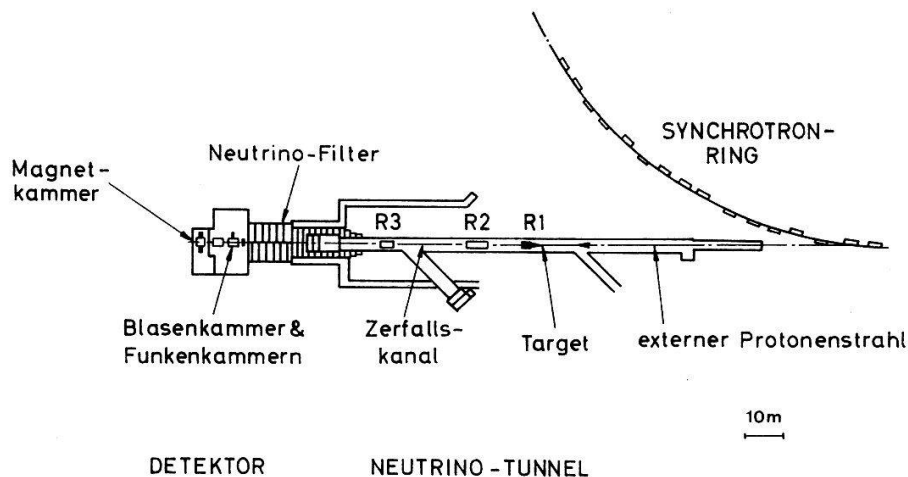
bei welchem ein doppelt geladener Strom wirksam sein müsste und ein $\Delta Q/\Delta S = 2$ auftritt. Der Prozess wurde im Experiment nicht gefunden.

Pontecorvo [16] und Gribov und Pontecorvo [17] diskutierten kürzlich Leptonen-Nichterhaltung im Zusammenhang mit möglichen «Neutrino-Oszillationen» analog zum Fall der neutralen K -Mesonen. Pontecorvo [16] und Primakoff und Sharp [18] behandelten ferner eine mögliche Beziehung zwischen Leptonen-Nichterhaltung und CP-Verletzung.

2. Experimentelle Anordnung

2.1. Die Erzeugung des Neutrinostrahles

Figur 1 zeigt einen schematischen Grundriss der ganzen Anlage. Die Protonen werden im Synchrotron auf einen Impuls von 20,6 GeV/c beschleunigt und dann während eines Umlaufs ausgelenkt und auf ein externes Target fokussiert. Dieses 60 cm lange und 7 mm dicke zylindrische Borcarbid-Target ist im Innern eines gepulsten Magneten, dem sogenannten Horn, montiert. Das Horn (R1) [19] und zwei weitere gepulste Magnete, die Reflektoren R2 und R3 [13], fokussieren die positiven Sekundärteilchen vom Target in Richtung des Detektors, während die negativen aus-



Figur 1
Grundriss der experimentellen Anordnung.

gelenkt werden. Ein Teil der Pionen und Kaonen zerfallen im Flug zum 60 m entfernten Neutrinofilter, und zwar hauptsächlich in Myonen und Neutrinos in Vorwärtsrichtung. Das Neutrinofilter besteht aus einem Eisenabsorber von 19,2 m Länge und 6 m Querschnitt. Darin werden sämtliche Teilchen aus dem Zerfallstunnel ausser den Neutrinos absorbiert.

Neu im Vergleich zum CERN Neutrinoexperiment von 1964 sind die beiden Reflektoren $R2$ und $R3$, der 50% längere Zerfallskanal und ein verbessertes Horn. Dies ergibt pro Proton etwa dreimal mehr Neutrinos und etwa dreimal weniger Antineutrinos im Detektor [13].

2.2. Das Neutrinofilter

Es ist für das hier beschriebene Experiment sehr wichtig, dass keine μ^+ vom π^+ - oder K^+ -Zerfall im Tunnel das ganze Neutrinofilter durchqueren und im Detektor auftreten. Solche positiven Myonen könnten fälschlich auf Leptonenzahl-verletzende Neutrinoreaktionen zurückgeführt werden, da ja der Apex der meisten von uns untersuchten Ereignisse nicht sichtbar ist (vgl. 2.3 und Fig. 2). Es wurde deshalb 1,4 m vor dem Ende des Eisenabsorbers in einem dort vorhandenen Schlitz eine Doppelwand von Plastiksintillatoren installiert. Diese etwa 4 m² überdeckenden Zähler A und B detektieren solche «durchsickernde» μ^+ , deren Zahl aus Gründen des zeitlichen Auflösungsvermögens dennoch nicht zu gross sein darf (vgl. 2.4). Ein zu langes Filter ist aber auch nicht erwünscht, da hauptsächlich aus Raumwinkelgründen der Neutrinofluss am Ort des Detektors etwa um 5% pro zusätzlichen Meter Filterlänge abnimmt [13].

Beim Aufbau der Eisenabschirmung wurden sorgfältig schwache Stellen, wie z.B. Spalten in Strahlrichtung, vermieden. In 32 über die ganze Filterlänge verteilten senkrecht zur Strahlachse stehenden Kanälen wurden verschiedenartige Detektoren zur Messung des Myonenflusses installiert. Dessen Kenntnis erlaubt Rückschlüsse auf das Neutrinospektrum [20]. Bei verschiedenen Protonenenergien wurde in einem Vorversuch die Abnahme des Myonenflusses pro m im Filter gemessen¹⁾ und daraus und aus der Koinzidenzrate AB die für das Leptonenexperiment erforderliche Länge berechnet. Die entsprechenden, für die ganze Dauer des Experimentes festgelegten Werte waren wie schon erwähnt: 19,2 m Filterlänge bei 20,6 GeV/c Protonimpuls. Wir registrierten bei diesen Bedingungen im Mittel etwa ein Teilchen durch die Zähler A und B pro fünf Synchrotronimpulse und während des ganzen Experimentes 1 «durchsickerndes» μ^+ in der Blaskammer.

Zur Regulierung und Kontrolle der Blaskammer braucht es periodisch einen Teststrahl. Im Innern des Neutrinofilters ist deshalb auf der Strahlachse ein mit Quecksilber gefülltes Rohr eingebaut. Dieses Rohr kann teilweise oder ganz entleert werden. Damit erhält man einen μ^+ -Teststrahl mit wählbarer Intensität durch den Detektor. Ein automatisches Sicherheitssystem sorgte dafür, dass die Funkenkammern nur getriggert wurden, wenn das Rohr geschlossen war: das Quecksilber musste in einem Steigrohr ein gewisses Niveau erreichen und einen Kontakt schliessen, damit das Triggersignal freigegeben wurde. Zum Test der Funkenkammern wurde nicht dieser Teststrahl sondern Myonen der kosmischen Strahlung verwendet.

¹⁾ Die Abschwächung beträgt einen Faktor $30 \div 100$ pro Meter, vgl. [21].

2.3. Die Detektoren

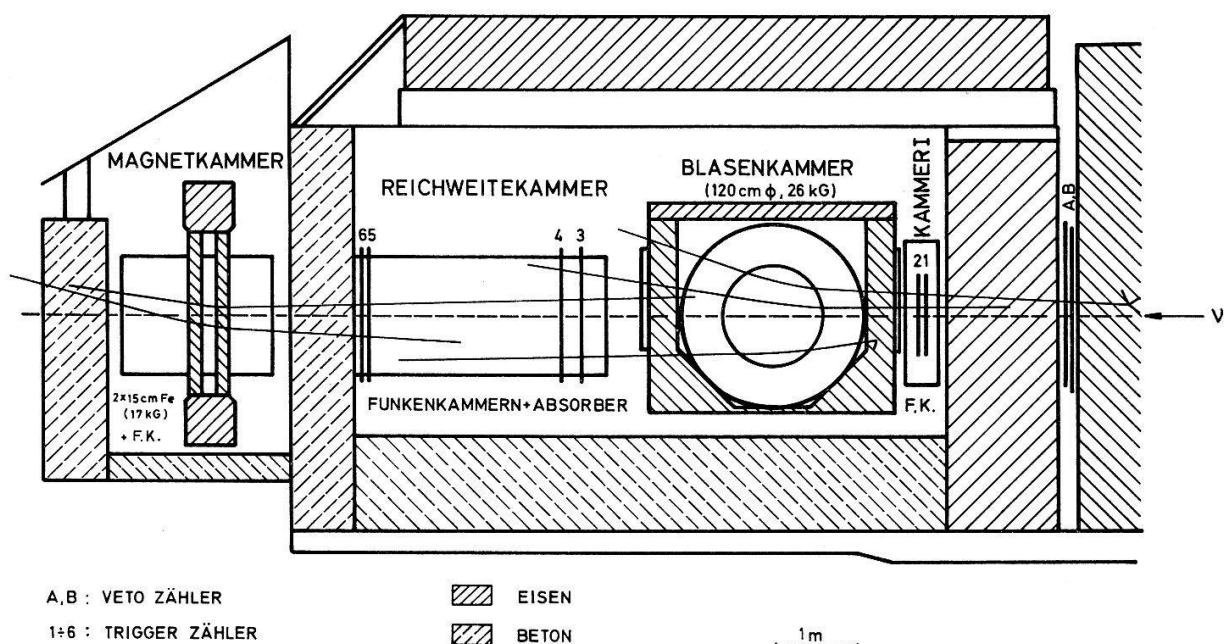
Als Detektoren dienten: Die CERN 120 cm Propanblasenkammer, 48 optische Al-Dreiplatten-Funkenkammern [22], zwei 15 cm dicke magnetisierte Eisenplatten und 52 Plastikszintillatoren mit den Dimensionen $80\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ [23]. Die Myonen werden mit Hilfe der Funkenkammern auf Grund ihrer Reichweite identifiziert, und das Vorzeichen ihrer Ladung wird in der Blaskammer bzw. mit den magnetisierten Eisenplatten bestimmt. Der Impuls hingegen kann nur in der Blaskammer relativ genau gemessen werden.

Figur 2 zeigt die Anordnung der Detektoren und fünf typische Myonspuren von Neutrinoreaktionen. Die Kammer I zwischen der Eisenabschirmung und der Blaskammer bestand aus 4 Funkenkammern und Triggerzählern. In der Reichweitekammer befinden sich zwischen den Funkenkammern Absorber bzw. Targets aus verschiedenen Materialien (Pb, Fe, Al, C), total 500 g/cm^2 . Diese Anordnung diente in einem simultanen Experiment zur Messung der Atomgewichts-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Neutrinoreaktionen mit kleinen Viererimpulsübertrag [24]. Die Dimensionen der Reichweitekammer bzw. der Kammer I waren wie folgt:

Länge 2,2 m bzw. 0,5 m Höhe 1,5 m Tiefe 1,9 m.

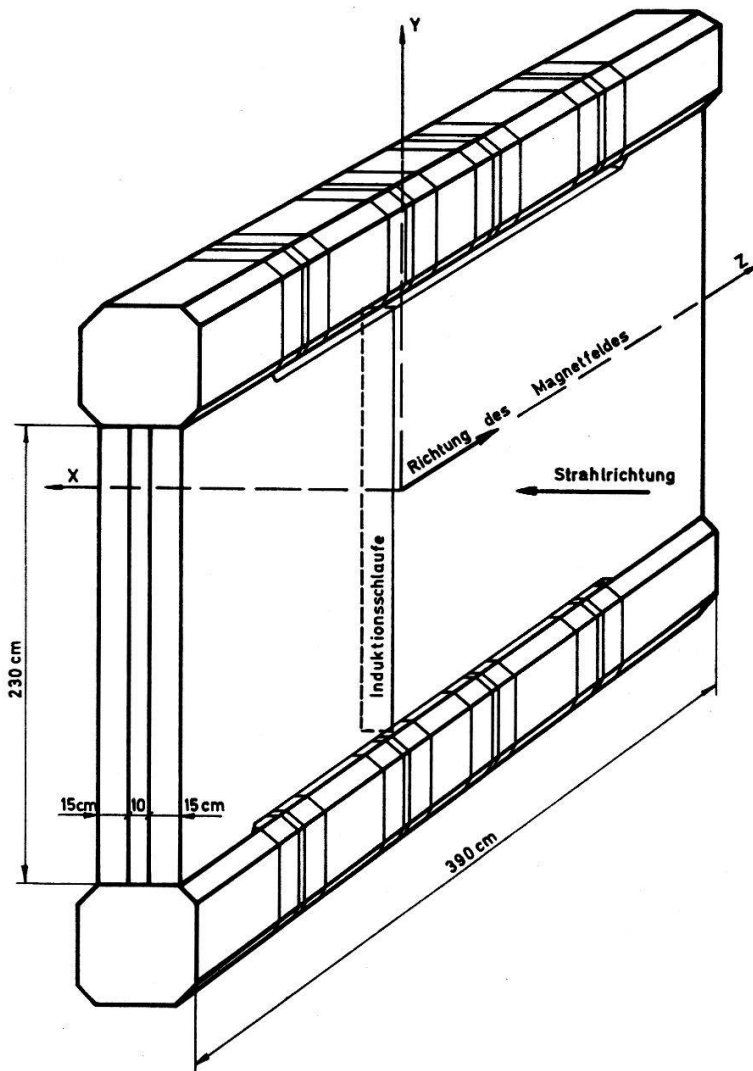
Das Magnetfeld im Innern der Eisenplatten beträgt 17 kG. Es wurde aus der beim Umpolen des Magneten an je einer um die Eisenplatten gelegten Induktionsschleife (Fig. 3) gemessenen integrierten Spannung berechnet. Diese Messung war sehr gut reproduzierbar, was die Annahme bestätigt, dass der Magnetstrahl beim Nominalwert des Spulenstroms ($= 600\text{ A}$) gesättigt ist.

Die Eisenabschirmung wirkt als unendlich dickes Target für Neutrinoreaktionen. Weitere Targets sind die Blaskammer, namentlich deren Magnet (ca. 1000 g/cm^2), und das Material in der Reichweitekammer. Wenn die Zähler 1 und 2 den Durchgang eines Teilchens registrieren, so werden die Funkenkammern ausgelöst und das ent-



Figur 2
Anordnung der Detektoren (mit fünf typischen Myonspuren).

sprechende Blasenkammerbild markiert. Das gleiche gilt für die Zähler 3 und 4, während eine Koinzidenz der Zähler 5 und 6 allein nur einen Funkenkammertrigger auslöst. Die Zähler *A* und *B* haben nicht nur die in Abschnitt 2.2 beschriebene Veto-Funktion, sondern sollen auch signalisieren, ob eine Neutrino-reaktion im Filter vor oder nach diesen Zählern stattgefunden hat. Ihr Signal wird deshalb nicht zur Unterdrückung von Triggern verwendet, sondern lediglich auf jedem Funkenkammerbild registriert.



Figur 3
Ansicht der magnetisierten Eisenplatten.

Die Funkenkammern werden in zwei 90° Stereoansichten, nämlich direkt von vorne und über Spiegel von oben photographiert. Auf jedem Bild wird ausser den Zählersignalen *A* und *B* Information über den Strahl, die Blasenkammerbildnummer und Zeit und Datum registriert.

Das Betreiben von Funkenkammern neben einer grossen Propanblasenkammer erforderte spezielle Sicherheitsmassnahmen. Wegen der Brand- und Explosionsgefahr wurden nicht nur die mit Hochspannung betriebenen Detektoren, sondern überhaupt alle sich im gleichen Raum wie die Propankammer befindenden elektrischen Apparate und Installationen mit luftdichten und unter leichten Überdruck gesetzten Gehäusen

umschlossen. Bei Abfall des Überdruckes oder bei Gefahr von Propanaustritt wurden automatisch sofort alle Stromzuführungen unterbrochen.

2.4. Die Elektronik

Die schnelle Triggerelektronik und die Elektronik zur Überwachung des Strahles und der Detektoren waren räumlich getrennt. Damit die Kabellaufzeiten nicht zu gross wurden, musste erstere in einem Raum möglichst nahe der Funkenkammern untergebracht werden, während letztere in dem etwa 50 m von der Blaskammer entfernten, für den Schichtbetrieb geeigneten Neutrinokontrollraum installiert war.

Figur 4 zeigt das Blockdiagramm der schnellen Logik. Zwecks besserer Übersichtlichkeit sind in dieser Zeichnung die für das Verständnis der Logik unwichtigen Elemente wie z.B. Verstärker, variable Verzögerungen für Laufzeitjustierungen usw. weggelassen. Für die Booleschen Ausdrücke gilt die übliche Symbolik: AB bedeutet A und B , $A + B$ bedeutet A oder B , $\bar{A}$ bedeutet A invertiert.

Die Funkenkammern werden ausgelöst, wenn

$$T = (12 + 34 + 56) F G = '1'$$

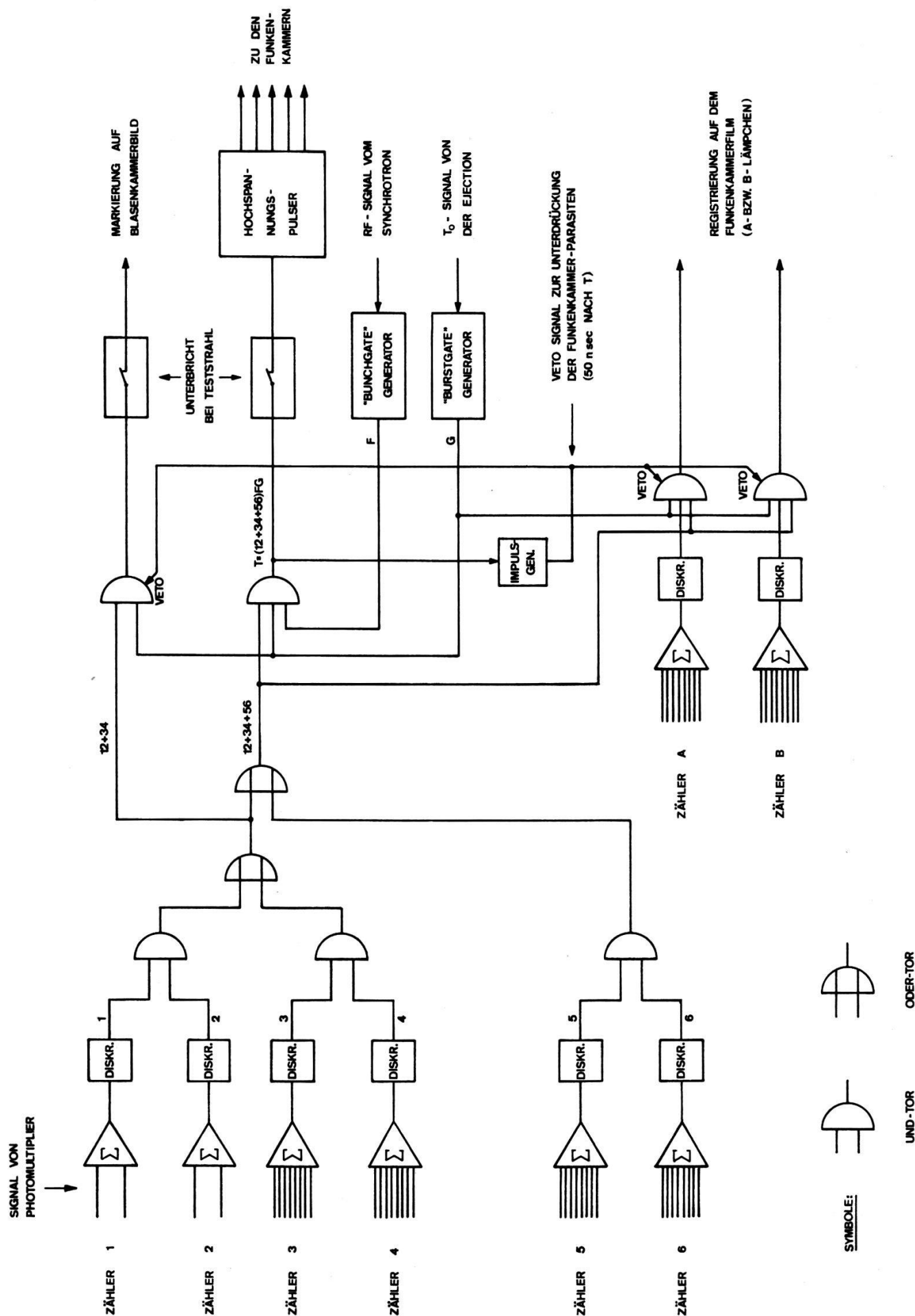
('1' = logisch eins bzw. ja)

('0' = logisch null bzw. nein)

ist, d. h. zu den in 2.3 beschriebenen Triggermöglichkeiten kommt noch die Bedingung $F = G = '1'$ hinzu. G ist gleich '1' während der Zeit, wo die Neutrinos den Detektor durchqueren. Da auch die Eltern dieser Neutrinos hochrelativistische Teilchen sind, ist die Dauer des Neutrinostrahlimpulses gleich derjenigen des Protonenstrahlimpulses («Burst»), d. h. gleich der Umlaufzeit eines Protons im Synchrotron ($2,1 \mu\text{s}$). Der «Burstgate»-Impulsgenerator wird mit dem gleichen T_0 -Signal getriggert, mit dem die Protonenejektion gesteuert wird.

Bei der Bedingung $F = '1'$ wird die Mikrostruktur des Protonenstrahles ausgenutzt. Die Protonen sind nicht gleichmässig im «Burst» verteilt, sondern in 20 Paketen («Bunches») von ca. 15 ns Breite konzentriert. Diese «Bunchstruktur» hängt mit dem Beschleunigungsmechanismus im Synchrotron zusammen und ist streng mit der RF-Spannung synchronisiert. Ein Ereignis wird nur akzeptiert, wenn es zeitlich in einem «Bunch» liegt. Realisiert wird diese Bedingung mit einem mit der RF-Spannung synchronen Impulszug (F), dessen 35 ns breiten Impulse ein Tor öffnen. Der Wert 35 ns scheint im Vergleich zur Bunchbreite gross, ist aber durch die grossen Szintillatoren und die relativ langsamen Photomultiplikatoren (53 AVP) bedingt. Aus dem gleichen Grund wurde als Auflösungsvermögen aller übrigen Koinzidenzen 15 ns gewählt, und verschiedene Ereignisse können nur aufgelöst werden, wenn sie nicht im gleichen Bunch stattfinden.

Der Detektor ist also nur während $20 \times 35 \text{ ns} = 0,7 \mu\text{s}$ pro Beschleunigungszyklus empfindlich. Dadurch wird der Untergrund von der kosmischen Strahlung eliminiert (3.2). Das Bunchgate reduziert zudem die Anzahl der Bilder um 40%, ohne dass deshalb Neutrinoereignisse verloren gehen: Im Bereich der Zähler 5 und 6 erzeugt ein Neutronenuntergrund Triggersignale ohne Teilchenspuren. Diese Ereignisse sind mit dem Bunchgate dreimal weniger häufig.



Figur 4

Blockdiagramm der schnellen Elektronik. (Nur die für das Verständnis der Logik wichtigen Elemente sind eingezeichnet, während Verstärker, Delaylines und Ähnliches weggelassen wurden.)

Die Information der Zähler A und B wird unabhängig für beide Zähler mit je zwei Lämpchen auf dem Film registriert:

wenn A $(12 + 34 + 56) G \bar{V} = '1' \rightarrow A$ -Lämpchen leuchten auf,

wenn B $(12 + 34 + 56) G \bar{V} = '1' \rightarrow B$ -Lämpchen leuchten auf.

Das Vetosignal V schliesst das Tor erst nachdem die Information der Zähler A und B eingetroffen ist, aber bevor die elektromagnetischen Störungen der ausgelösten Funkenkammern falsche Zähler signale simulieren können.

Wenn zuviele μ^+ durch das Filter bis zu den Zählern A und B vordringen, so werden diese nutzlos, weil sie schliesslich bei jedem Bunch und somit auch bei jedem Trigger ansprechen. Tritt hingegen im Mittel nur bei jedem fünften Burst ein μ^+ in A und B auf (vgl. 2.3), so ergibt dies 1% Zufallskoinzidenzen mit Triggern, da jedes hundertste Bunch belegt ist.

Die zeitliche Justierung (Kabelllaufzeiten usw.) des Systems ist mit rein elektronischen Methoden nur sehr grob möglich, da die Anlage räumlich zu ausgedehnt ist. Es braucht dazu vielmehr während mindestens einigen Stunden einen Myonenteststrahl. Wegen der beträchtlichen Absorption im Detektor muss die Strahlintensität hinreichend variierbar sein.

Die gute Qualität des Neutrinostrahles ist für die vorliegende Messung der Leptonenzahlerhaltung ausschlaggebend. Folgende Grössen wurden bei jedem Impuls gemessen und a) bis c) auf dem Film registriert:

- a) die Anzahl der aufs Target geschossenen Protonen,
- b) die Zentrierung des Protonenstrahles (vgl. Anhang),
- c) die Ströme in $R1$ und $R2$ im Moment der Ejektion,
- d) $I(t)$ in $R1$, $R2$ und $R3$ auf einem Storage-Oszillographen.

Gute Monitorgrössen für den Neutrinostrahl waren auch die Koinzidenzrate AB und die Triggerrate. Letztere betrug im Mittel 0,06 pro Burst.

Auch der Detektor wurde während des ganzen Experimentes mit einer speziellen Kontrollelektronik periodisch geprüft. Namentlich konnten ohne Unterbrechung der Messung alle Zählerwände integral, aber auch jeder Plastikszintillator individuell mit Hilfe der kosmischen Strahlung getestet werden. Zudem war ein spezielles Triggersystem vorgesehen, mit dem bei kurzzeitigen Strahlausfällen und bei anderen Gelegenheiten das Funktionieren der Funkenkammern mittels horizontaler kosmischer Myonen regelmässig überprüft wurde.

3. Diskussion des Untergrundes

3.1. Antineutrino Beimischung

Eine Quelle für Antineutrinos ist der Zerfall der negativen Pionen und Kaonen vom Target und von π^- , K^- und p -Wechselwirkungen mit der Luft und anderem Material im Tunnel. Die Neutrino- und zugehörigen Antineutrinospektren am Ort des Detektors wurden von Asner und Iselin [13] für verschiedene Targets, Protonenimpulse und Reflektorströme berechnet.

Durch Extrapolation auf die Parameter unseres Experimentes erhält man daraus, über die Neutrinoenergie gemittelt, $1 \div 2$ Promille Antineutrinos vom π^- und

K^- -Zerfall, vorausgesetzt, dass erstens alle Protonen im Target absorbiert werden (gute Zentrierung des p -Strahles!) und zweitens $R1$ und $R2$ normal funktionieren. $R3$ ist von untergeordneter Bedeutung.

Das 60 cm lange B_4C -Target entspricht ca. zwei geometrischen Wechselwirkungslängen, sodass ein grosser Teil der Protonen aus dem Target wieder austritt. Ein am Targetende angebrachter 22 cm langer und 14 mm dicker Zapfen aus Wolframcarbid absorbiert den grössten Teil der restlichen Protonen und auch zum Teil die in einen magnetfeldfreien Vorwärtskegel von ± 5 mrad emittierten hochenergetischen sekundären Teilchen. Ohne den Wolframstopper vergrössern die negativen, stark nach vorne emittierten Mesonen den Antineutrino-Untergrund, weil sie nicht ausgelenkt werden. Andererseits reduziert der Stopper auch die energiereichen positiven Mesonen und damit die Anzahl Neutrinos hoher Energie. Dies war für das simultane Blasenkammerexperiment (N^* -Produktion) unerwünscht. Es wurde deshalb teilweise mit und teilweise ohne den Absorber gemessen. Die total registrierte Anzahl μ^+ war jedoch so klein, dass wir aus statistischen Gründen aus unseren Messergebnissen mit bzw. ohne den Wolframstopper nicht auf einen möglichen Unterschied im $\bar{\nu}$ -Untergrund schliessen können.

Antineutrinos entstehen auch beim μ^+ -Zerfall im Tunnel. Eine Abschätzung des entsprechenden $\bar{\nu}$ -Untergrundes im Detektor ergab $1 \div 2$ Promille. Andere $\bar{\nu}$ -Quellen, wie z. B. seltene K -Zerfälle sind vernachlässigbar. Man erwartet also total:

$$\frac{\text{Anzahl } \bar{\nu}}{\text{Anzahl } \nu} = (2 \div 4) \cdot 10^{-3} \text{ und } \frac{\text{Anzahl } \mu^+}{\text{Anzahl } \mu^-} = K \frac{\text{Anzahl } \bar{\nu}}{\text{Anzahl } \nu} = (1 \div 2) \cdot 10^{-3}$$

mit $K \approx 0,5$ wegen der unterschiedlichen ν - und $\bar{\nu}$ -Wirkungsquerschnitte [25].

3.2. Andere μ^+ -Quellen

a) Mit universeller schwacher Kopplung werden für die folgenden Prozesse

$$\nu_\mu + Z \rightarrow Z + \mu^+ + e^- + \nu_e,$$

$$\nu_\mu + Z \rightarrow Z + \mu^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

für das ganze Experiment viel weniger als ein Ereignis erwartet^{14a)}.

b) μ^+ vom π^+ - und K^+ -Zerfall im Tunnel, die das ganze Filter durchqueren, sind selten (vgl. 2.2) und werden alle von den Vetozahlern detektiert.

c) Kosmische Myonen können μ^+ von Neutrinoreaktionen vortäuschen. Das Triggersystem war aber während der ganzen Messung total nur 0,7 sec lang empfindlich:

$$\text{Anzahl Bursts mal } 0,7 \mu\text{s} \approx 10^6 \cdot 0,7 \mu\text{s} = 0,7 \text{ s}.$$

Es wurde ein Zusatzexperiment ausgeführt, das mit einer Art Zeitraffung das richtige Experiment ohne Strahl und mit etwa viermal längerer Messzeit zwecks Untergrundbestimmung simulierte. Die Zeitraffung wurde durch Unterdrückung des Bunchgates und durch Verlängerung des Burstgates auf 0,5 ms erreicht. Im übrigen wurde die ganze Anlage inklusive Blasenkammer genau so wie während des Hauptexperimentes betrieben, jedoch ohne Strahl. Das Ergebnis war, dass es während der ganzen Messzeit ungefähr 200 Triggers von der kosmischen Strahlung gibt, die aber mit keinen mit Neutrinoreaktionen verwechselbaren Spuren verbunden sind.

d) Die Blaskammer ist bei jeder Expansion während einiger Millisekunden empfindlich. Deshalb sieht man im Mittel etwa auf jedem zweiten Bild Spuren von kosmischen Myonen. Diese Spuren unterscheiden sich meistens eindeutig durch ihre Steilheit und falsche Blasendichte und Blasengrösse von den Spuren von Neutrino-reaktionen. Manchmal ist aber eine Unterscheidung unmöglich. Im ganzen traten bei der Auswertung ungefähr 100 solche Spuren als μ^+ -Kandidaten auf, die dann aber durch Messung als eindeutig nicht mit den entsprechenden Funkenkammerspuren geometrisch korreliert erkannt wurden. Das Nichtvorhandensein von Grenzfällen beweist, dass auch diese Art von kosmischem Untergrund vernachlässigbar ist.

e) π^+ von inelastischen Neutrino-reaktionen können im Flug in μ^+ zerfallen. Wenn ein solches μ^+ den Detektor durchquert, das bei der zugehörigen ν -Reaktion erzeugte μ^- hingegen nicht, so wird eine Verletzung der Leptonenzahl simuliert. Wegen der geforderten Reichweite müssen die Myonen bzw. Pionen mindestens 1,5 GeV/c Impuls haben. Die Zerfallslänge λ solcher Pionen ist:

$$\lambda = \frac{p}{m_0} \tau \gtrsim 85 \text{ m} \quad (\tau = \text{Lebensdauer des } \pi^+).$$

In Materie mit der Wechselwirkungslänge Λ_{int} zerfallen im Intervall $(x, x + dx)$

$$-dN = N_0 e^{-x/\Lambda_{int}} \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx.$$

Pionen, wenn N_0 deren Anzahl bei $x = 0$ ist. Da in unserem Fall die in Frage kommende Flugstrecke $l \ll \lambda$ ist, gilt

$$\Delta N = \int_0^l dN \sim -N_0 \frac{\Lambda_{int}}{\lambda} (1 - e^{-l/\Lambda_{int}}).$$

Für unseren Detektor sind die beiden Grenzfälle Luft ($\Lambda_{int} \gg l$) und dichte Materie ($\Lambda_{int} \ll l$) wichtig:

$$\text{Zerfallswahrsch. } W = \frac{-\Delta N}{N_0} \approx \begin{cases} \frac{l}{\lambda} & \text{für Luft und } l \ll \lambda \\ \frac{\Lambda_{int}}{\lambda} & \text{für Materie mit } \Lambda_{int} \ll l \ll \lambda. \end{cases}$$

Die für den π -Zerfall schlimmsten Stellen sind:

Kammer I ($\sim$ Luft!): $l = 60 \text{ cm} \rightarrow W_{KI} \lesssim 7 \cdot 10^{-3}$ 2),

Betonmauer vor der Magnetkammer: $\Lambda_{int} \approx 30 \text{ cm} \rightarrow W_{Bet.} \lesssim 3,5 \cdot 10^{-3}$.

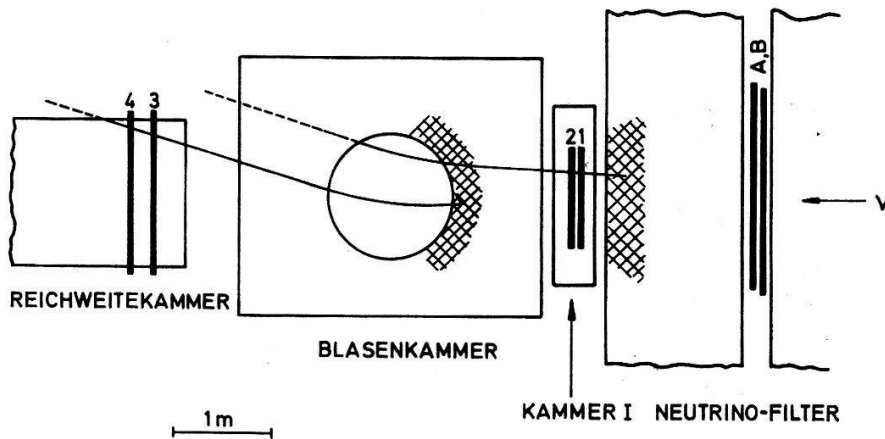
Aus den Ereignissen in der Blaskammer geht hervor, dass nur 4% aller Neutrino-reaktionen Pionen mit $p \gtrsim 1,5 \text{ GeV/c}$ aufweisen. Wenn man noch berücksichtigt,

2) Der Luftspalt zwischen der Blaskammer und der Reichweitekammer ist weniger schlimm, wegen der bis zum Magneten reichenden höheren erforderlichen Anfangsenergie.

dass die Pionen nur teilweise an zum Zerfall günstigen Stellen entstehen, kommt man auf:

$$\frac{\text{Anzahl } \mu^+ \text{ von zerfallenden } \pi^+}{\text{Anzahl } \mu^-} < 2 \cdot 10^{-4},$$

f) Keine sichtbare Wechselwirkung zeigende π^+ können μ^+ vortäuschen. Dieser Untergrund ist am grössten für die beiden in Figur 5 eingezeichneten Typen von Ereignissen. Solche Spuren erzeugende Pionen müssen ca. 4 sichtbare Wechselwirkungslängen durchlaufen und mindestens 1,5 GeV/c Anfangsimpuls haben.



Figur 5

Spuren mit kleiner sichtbarer Reichweite.

Höchstens 20% aller Neutrinoreaktionen finden in den schraffierten Targetzonen statt. Der Untergrund von ausserhalb dieser Randzonen entstehenden Pionen verschwindet sehr rasch wegen der wachsenden Anzahl Wechselwirkungslängen und dem grösseren erforderlichen Anfangsimpuls. Berücksichtigt man noch, dass Pionen mit $\geq 1,5$ GeV/c Impuls nur bei 4% aller Neutrinoreaktionen auftreten, so erhält man folgende Abschätzung:

$$\frac{\text{Anzahl als } \mu^+ \text{ interpretierte } \pi^+}{\text{Anzahl } \mu^-} \lesssim 0,2 \cdot 0,04 \cdot e^{-4} < 2 \cdot 10^{-4}.$$

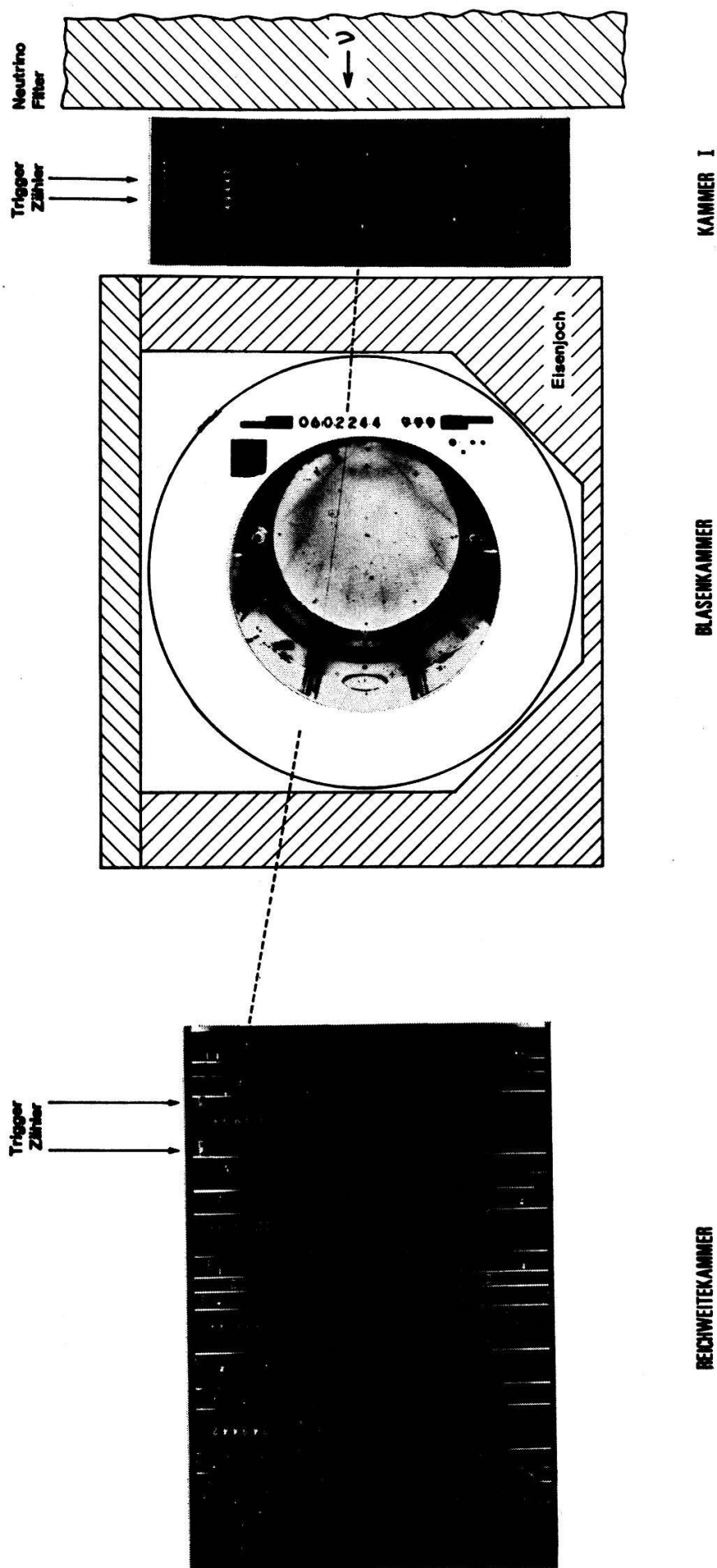
g) Im Detektor mit den magnetisierten Eisenplatten kann die Spur eines negativen Myons wegen der Vielfachstreuung positiv erscheinen. Mit einem Monte Carlo Programm wurden in der Magnetkammer Spuren von negativen Myonen mit verschiedenen Anfangsimpulsen und -richtungen simuliert [26]. Dabei zeigte es sich, dass die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung des umgekehrten Vorzeichens für $1 \div 2$ GeV/c Myonen unter $2 \cdot 10^{-3}$ sinkt, wenn man eine minimale Sagitta verlangt, die etwa 6 GeV/c Impuls entspricht. Da nur die Hälfte der Myonen in der Magnetkammer detektiert wurden, ist also:

$$\frac{\text{Anzahl " } \mu^+ \text{ " von Vielfachstreuung}}{\text{Anzahl } \mu^-} < 10^{-3}.$$

4. Die Auswertung

4.1. Die durch die Blaskammer laufenden Myonen

Mit der Auswertung des Blaskammerfilmes wurde bereits während des Experimentes am CERN begonnen. Von den über eine Million Bildern sind etwa 30'000 von



Figur 6

Photomontage entsprechender Blasenkamer- und Funkenkammerbilder mit einer Myonspur aus dem Eisenabsorber.

unsere Triggerlogik markiert. Viele von diesen auf durchgehende horizontale Spuren untersuchten Bildern sind leer. Alle Spuren mit in der Projektion $\leq 45^\circ$ Eintrittswinkel bezüglich der Strahlrichtung wurden durch Nachzeichnen des projizierten Bildes auf grosse Blätter übertragen. Ein Drittel dieser Spuren stammen von kosmischen Myonen. Spuren mit falscher durch δ -Elektronen erkennbarer Einfallsrichtung oder mit ganz abnormaler Blasendichte oder -grösse wurden weggelassen, Zweifelsfälle mussten jedoch unbedingt gezeichnet werden.

Nach dem Experiment wurden die Funkenkammerfilme ausgewertet. Zu jeder auf den Blättern gezeichneten Blaskammerspurspur wurden die entsprechenden Funkenkammerbilder darauf hin angesehen, ob die Fortsetzung der Spur in der Kammer I oder in der Reichweitekammer vorhanden ist. Ein Beispiel von korrelierten Spuren ist in Figur 6 gegeben. Eine Schwierigkeit ist, dass es zwar wegen der Triggerbedingung fast immer eine Spur in den Funkenkammern hat, dass diese aber nur in zwei Dritteln der Fälle mit der entsprechenden Blaskammerspurspur korreliert ist. Sämtliche Spuren in der Blaskammer und in den Funkenkammern zu messen und geometrisch zu rekonstruieren, wäre zu aufwendig gewesen. Wir gingen vielmehr folgendermassen vor: Bei den negativen Kandidaten entschieden wir uns ohne Messung, ob die Spuren zusammengehören oder nicht, während von den positiven nur die ganz eindeutig nicht korrelierten Spuren ausgeschieden wurden. Wenn zu einer positiven Blaskammerspurspur eine auch nur sehr schlecht passende Spur in den Funkenkammern existierte, so wurde das Ereignis gemessen und rekonstruiert.

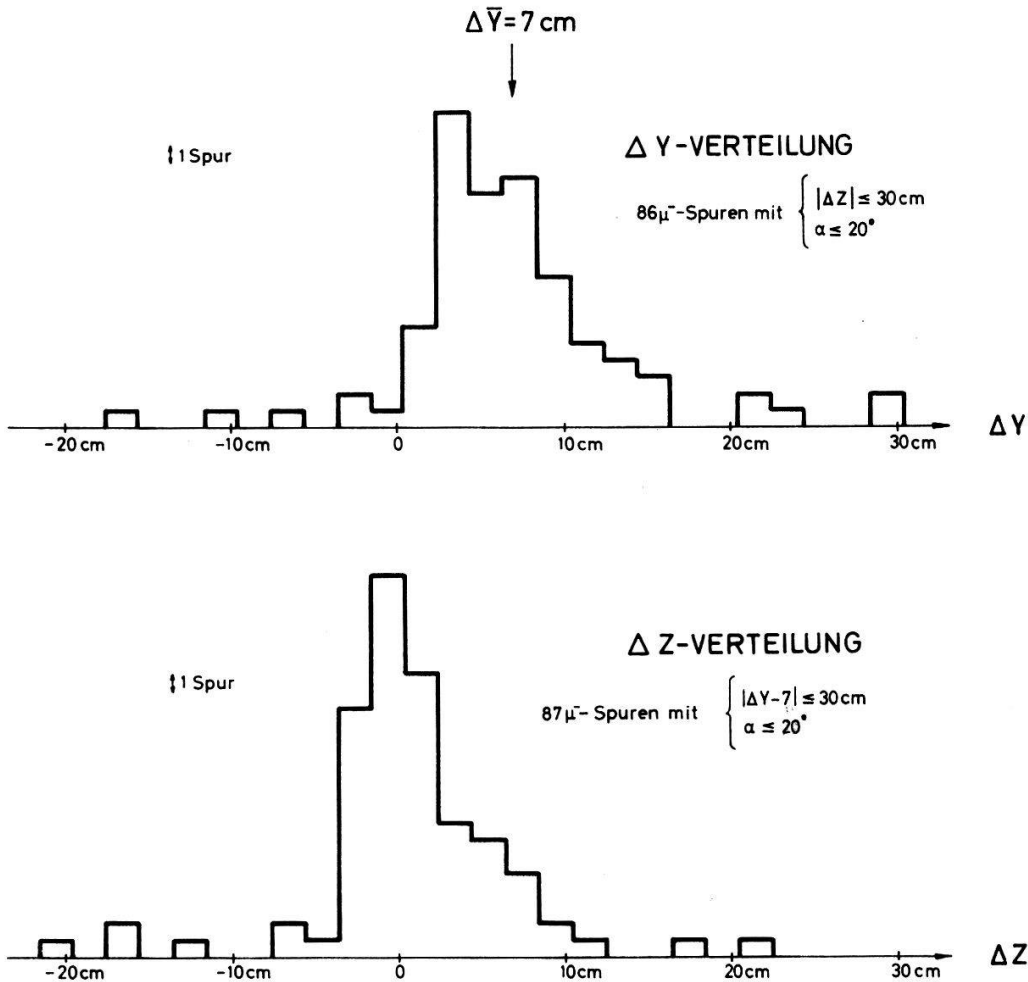
80 bei der «Korrelation von Auge» akzeptierte und 30 verworfene Ereignisse mit negativen Myonen wurden ebenfalls gemessen und rekonstruiert. Die Spuren wurden von den Durchstosspunkten mit dem Blaskammerzylinder aus geradlinig fortgesetzt und analog die Funkenkammerspuren nach vorne bzw. hinten verlängert. In den beiden 1,4 m vom Blaskammerzentrum entfernten Normalebene zur Strahlachse wurden die entsprechenden Durchstosspunkte konstruiert und ihre gegenseitige Lage berechnet: ΔY = Vertikalabstand, ΔZ = Horizontalabstand. Ferner wurde der Winkel α zwischen den zusammengehörenden Spuren berechnet. Figur 7 zeigt die Verteilung von ΔY und ΔZ für grösstenteils korrelierte Spuren. Wegen der grossen Induktion B im Eisenjoch und in der Magnetspule der Blaskammer wird für negative Teilchen $\overline{\Delta Y} > 0$ (vgl. Fig. 8). Folgende das Zusammenpassen von zwei Spuren beschreibende Grössen wurden schliesslich verwendet:

$$\text{I. } \Delta R = \sqrt{(\Delta Y - \overline{\Delta Y})^2 + (\Delta Z)^2} = \begin{cases} \sqrt{(\Delta Y - 7 \text{ cm})^2 + (\Delta Z)^2} & \text{für } \mu^- \\ \sqrt{(\Delta Y + 7 \text{ cm})^2 + (\Delta Z)^2} & \text{für } \mu^+, \end{cases}$$

II. Zwischenwinkel α .

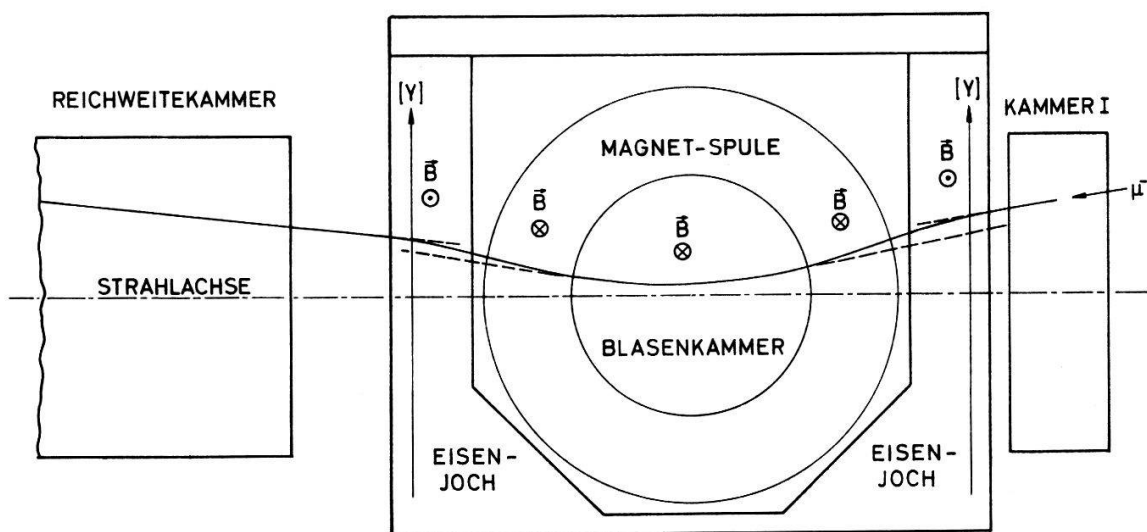
Zwei Spuren wurden als korreliert bezeichnet, wenn $\Delta R \leq 20$ cm und $\alpha \leq 12^\circ$ ist.

90% der gemessenen negativen Testspuren, die beim Scanning akzeptiert wurden, erfüllen diese Kriterien, alle 30 verworfenen Ereignisse hingegen nicht, d.h. die Anzahl der ohne Messung gefundenen «guten» μ^- muss um 10% reduziert werden, wenn man obige Korrelationskriterien auch auf die gemessenen μ^+ -Kandidaten anwendet.



Figur 7

Hystogramme zur geometrischen Korrelation der Spuren in der Blasen-kammer und den Funken-kammern.



DEF: $\Delta Y = Y_{\text{FUNKENK.}} - Y_{\text{BLASENK.}}$

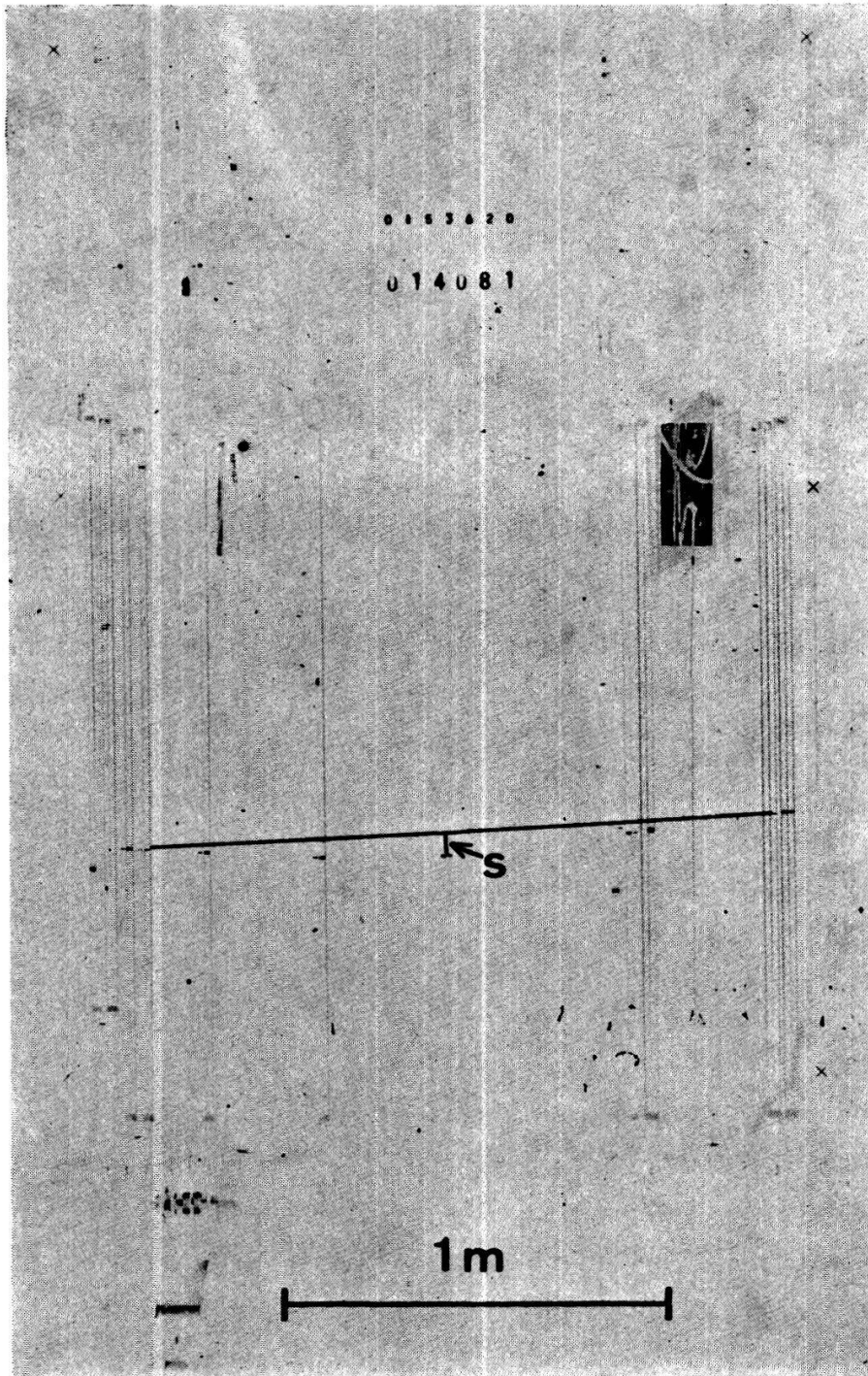
→ $\Delta \bar{Y} > 0$ FÜR NEGATIVE TEILCHEN

Figur 8

Ablenkung eines negativen Myons im Eisenjoch und in der Spule des Blasen-kammermagneten.

Zur Impulsmessung wurde eine Schablone mit verschiedenen Impulsen entsprechenden Kreisbogen verwendet. Da nur eine Projektion der Teilchenspur mit den Kreisbogen verglichen wird, ist diese Messmethode nur approximativ. Vergleicht man die von der Blasenkammergruppe genau gemessenen Impulse der 110 Testmyonen mit den entsprechenden Werten der Schablonenmethode, so findet man:

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2} \approx 22\% \text{ für } p\text{-Messung mit der Schablone.}$$



Figur 9
Typische Myonspur in der Magnetkammer mit eingezeichneter Sagitta s ($p_\mu \approx 1 \text{ GeV}/c$).

Diese Genauigkeit der Impulsmessung ist ausreichend, um eine spezielle Klasse von Neutrinoereignissen mit $p_\mu > 6$ GeV/c separieren zu können. Bei einem Protonenimpuls von 20,6 GeV/c werden praktisch alle Neutrinos mit $p > 6$ GeV/c beim K -Zerfall produziert [13]. Es ist deshalb interessant, die Neutrinoereignisse mit sehr hochenergetischem Myon separat zu betrachten (vgl. Abschnitt 5.2).

4.2. Die durch die magnetisierten Eisenplatten laufenden Myonen

Etwa 30% der detektierten Neutrinoereignisse fanden in der strahlabwärtsseitigen Hälfte des Blasenkammermagneten und etwa 20% in der Reichweitekammer statt. Die dazugehörigen Myonen durchlaufen die Blasenkammer nicht. Ihr Ladungsvorzeichen wurde mit den magnetisierten Eisenplatten bestimmt. Alle Ereignisse dieser Klasse wurden gemessen und geometrisch rekonstruiert. Wie erwartet gibt es, wegen des guten zeitlichen Auflösungsvermögens der Funkenkammern, fast keine nicht zusammengehörenden Spuren in der Reichweite- und der Magnetkammer.

Figur 9 zeigt eine Myonspur durch die Magnetkammer. Die in dieser Figur eingezeichnete Sagitta s wurde vom Rekonstruktionsprogramm so in eine Ebene projiziert, dass sie ungefähr der wahren Grösse entspricht. Für ein Teilchen mit 6 GeV/c Impuls ist $s = 10 \pm 3$ mm. Wegen der Vielfachstreuung im Eisen ist es unmöglich, eine zum K -Zerfall gehörende Klasse von Ereignissen abzutrennen: Myonen mit $1 \div 2$ GeV/c Impuls können wegen der Vielfachstreuung mit einigen Prozent Wahrscheinlichkeit eine Sagitta $s \leq 10$ mm zeigen. Da diese Myonen im Vergleich zu den hochenergetischen ($p > 6$ GeV/c) etwa zehnmal häufiger sind, verunmöglichen sie die Separierung der letzteren mit den zwei zur Verfügung stehenden 15 cm dicken magnetisierten Eisenplatten.

Da eine negative Spur wegen der Vielfachstreuung positiv erscheinen kann (vgl. 3.2.f) und [26]), wurde eine minimale Sagitta $|s| \geq 10$ mm verlangt. Ferner wurden nur Neutrinoereignisse akzeptiert, die in einem $2,2 \text{ m}^2$ messenden Querschnitt um die Strahlachse im Material der Reichweitekammer oder des Blasenkammermagneten entstanden. Damit sichert man sich gegen von aussen in den Detektor eindringende μ^+ und gegen den mit grösser werdendem Abstand von der Strahlachse zunehmenden $\bar{\nu}$ -Untergrund ab. Ein möglicher π^+ -Untergrund wurde durch die verlangte Reichweite ausgeschlossen: jedes Myon musste die ganze Magnetkammer, eine 80 cm dicke Betonmauer und zusätzlich mindestens die beiden Absorber (5 cm Pb und 16 cm Al) vor den Triggerzählern 5 und 6 durchlaufen.

5. Resultate

5.1. Alle Ereignisse

In Tabelle 1 sind die Bedingungen angegeben, die die Ereignisse erfüllen müssen, und in Tabelle 2 ist die Anzahl diese Kriterien passierender μ^- und μ^+ in der Blasen- und in der Magnetkammer zusammengestellt.

Das Verhältnis R der beobachteten positiven zu den beobachteten negativen Myonen ist:

$$R = \frac{\text{Anzahl } \mu^+}{\text{Anzahl } \mu^-} = (2,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}.$$

Tabelle 1
Die Kriterien, die die Ereignisse erfüllen müssen

Spur in der Blaskammer	Spur in der Magnetkammer
Geometrische Korrelation mit einer Funkenkammerspur ($\Delta R \leq 20$ cm, $\alpha \leq 12^\circ$)	Neutrino-reaktion im Zuverlässigkeitsvolumen
Wenn die Zähler A , B angesprochen haben: $p_\mu \geq 1$ GeV/c	Sagitta $ s \geq 10$ mm
Reichweite > 6 geom. freie Weglängen	
Ströme in $R1$ und $R2 > 70\%$ vom Nominalwert	
Gute Zentrierung des p -Strahles auf das Target	
Intensität des p -Strahles $> 50\%$ vom Mittelwert	

Tabelle 2
Anzahl der die Auswahlkriterien erfüllenden Ereignisse

	Anzahl μ^-	Anzahl μ^+
Blaskammer	1667	5
magn. Eisenplatten	1633	4
TOTAL	3300	9

Tabelle 3
Die neun positiven Myonkandidaten

Bilder-Nr.	Apex	Ladungsdetektor	Impuls in der Blaskammer	Sagitta $ s $
18926	Blaskammer-Magnet	magn. Eisenpl.	—	45 mm
19550	Eisenabschirmung	Blaskammer	0,9 GeV/c	—
27036	Eisenabschirmung	Blaskammer	1,6 GeV/c	—
28916	Blaskammer-Magnet	Blaskammer	3,3 GeV/c	—
47512	Blaskammer-Magnet	magn. Eisenpl.	—	26 mm
49147	Blaskammer-Magnet	Blaskammer	2,8 GeV/c	—
73028	Reichweit-K. (Target 1)	magn. Eisenpl.	—	22 mm
80302	Eisenabsch. (A-Lämpchen)	Blaskammer	2,4 GeV/c	—
87745	Blaskammer-Magnet	mag. Eisenpl.	—	16 mm

Diese relative Häufigkeit der positiven Myonen ist mit der in Abschnitt 3. abgeschätzten Rate der möglichen Untergrundereignisse verträglich. Nimmt man jedoch vorsichtigerweise an, dass alle beobachteten positiven Myonen auf Leptonenzahl-verletzende Prozesse zurückzuführen sind, so erhält man für deren Häufigkeit mit einer Vertrauensgrenze von 90% folgende obere Grenze:

$$R < 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ }^3).$$

³⁾ Es wird eine Poissonverteilung mit dem Mittelwert 9 angenommen. Die Wahrscheinlichkeit $W(x)$, dass bei Wiederholung des Experimentes mit gleichen Bedingungen eine Anzahl μ^+ grösser als x auftritt, ist dann

$$W(x) = 1 - \sum_{n=0}^x (9^n e^{-9}/n!) = \begin{pmatrix} 0,103 \text{ für } x = 12 \\ 0,097 \text{ für } x = 13 \end{pmatrix}.$$

Berücksichtigt man, dass die L_μ -Verletzung im π -Zerfall und in der Nachweisreaktion auftreten kann, und dass die $\bar{\nu}_\mu$ -Wirkungsquerschnitte im betrachteten Energieintervall nur etwa halb so gross sind wie die ν_μ -Wirkungsquerschnitte, so ergibt sich für die Kopplungskonstante F_1 einer hypothetischen Wechselwirkung, bei der die myonische Leptonenzahl nicht additiv erhalten ist, folgende obere Grenze:

$$F_1 < 0,05 \cdot G$$

(Vertrauensgrenze: 90%, G : Fermi-Kopplungskonstante).

5.2. Ereignisse mit einem Myonenimpuls $> 6 \text{ GeV}/c$

Die in 4.1 erwähnte Klasse hochenergetischer Myonen setzt sich wie folgt zusammen:

- a) 49 μ^- und 0 μ^+ mit $p > 4,5 \text{ GeV}/c$ aus der Eisenabschirmung vor A und B ,
- b) 73 μ^- und 0 μ^+ mit $p > 6 \text{ GeV}/c$ aus der Eisenabschirmung nach A und B ,
- c) 82 μ^- und 0 μ^+ mit $p > 6 \text{ GeV}/c$ aus dem Blasenkammermagneten.

Der angegebene Impuls wurde in der Blasenkammer gemessen. Vom Entstehungsort bis dort müssen die Myonen noch folgendes Material durchlaufen:

Fall a): $> 1500 \text{ g/cm}^2$, entsprechender Energieverlust: $> 2,2 \text{ GeV}$,

Fall b): $> 500 \text{ g/cm}^2$, entsprechender Energieverlust: $> 0,7 \text{ GeV}$,

Fall c): im Mittel 200 g/cm^2 , entsprechender Energieverlust: $\sim 0,3 \text{ GeV}$.

Der von den Myonen verlangte Anfangsimpuls ist also $\gtrsim 6,5 \text{ GeV}/c$.

Das Messergebnis für den Doppelprozess

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ (oder } \bar{\nu}_\mu), \quad \nu_\mu \text{ (oder } \bar{\nu}_\mu) + A \rightarrow A' + \mu^- \text{ (oder } \mu^+)$$

ist

$$\underline{204 \mu^- \text{ und } 0 \mu^+ \text{ mit } p_\mu > 6 \text{ GeV}/c.}$$

Hieraus erhält man in Analogie zu Abschnitt 5.1:

$$F_2 < 0,08 \cdot G$$

(Vertrauensgrenze: 90%, F_2 : Kopplungskonstante einer möglichen L_μ -verletzenden Wechselwirkung für Neutrinos aus dem K -Zerfall).

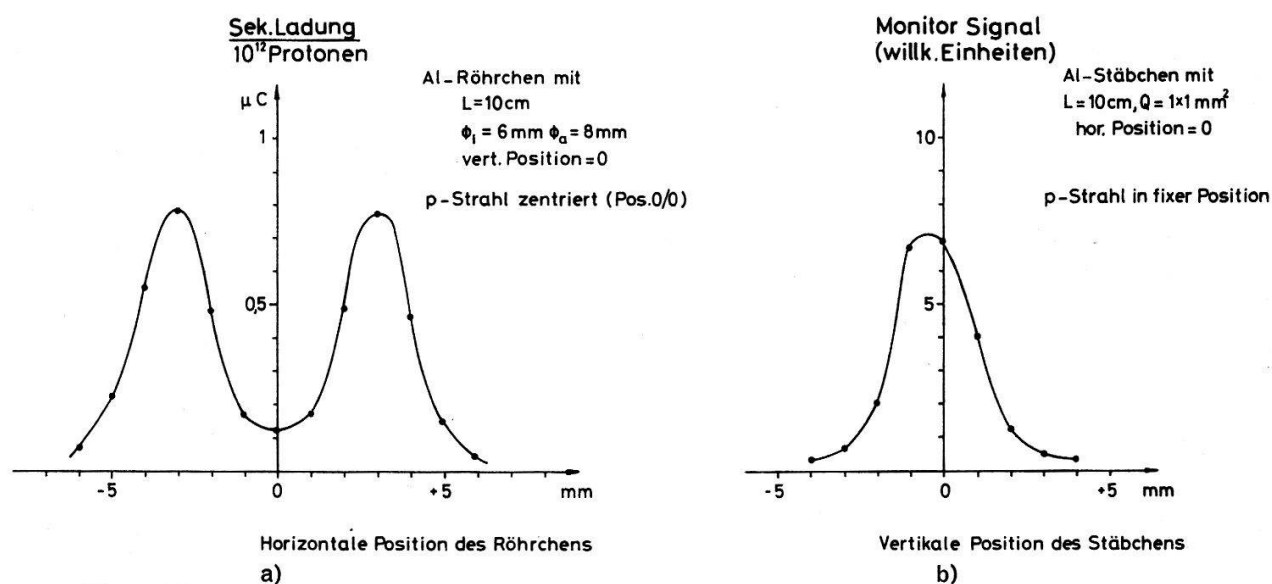
Anhang

Sekundäremissions-Monitor zur Überwachung des Protonenstrahles

Wenn der Protonenstrahl nicht genau auf das Target trifft oder nicht gut fokussiert ist, so laufen ein Teil der Protonen den Zerfallstunnel hinunter und erzeugen durch Wechselwirkung mit der Luft und anderem Material im Tunnel π^- und K^- an Stellen stark reduzierter Defokussierung der Reflektoren. Dadurch wird der $\bar{\nu}$ -Untergrund stark erhöht. Wir brauchten deshalb einen Monitor, der bei jedem Burst registrierte, wie gut die Protonen das Target getroffen haben. Für die Einstellung und für periodische Kontrollen der Strahlführung verwendet man im allgemeinen Fluoreszenzschirme, die ferngesteuert in den Strahl hineingeklappt werden können und mit Fernsehkameras beobachtet werden. Für den Dauerbetrieb eignen sich aber diese Schirme nicht, da sie wegen Strahlungsschäden nach kurzer Zeit ausfallen.

Dieses Problem wurde mit einem Sekundäremissions-Monitor gelöst. Bei diesem Gerät wird die Ladung gemessen, die in Form von Sekundärteilchen, vor allem δ -Elektronen, emittiert wird, bzw. auf einem metallischen Körper als Defizit zurückbleibt, wenn dieser von einem hochenergetischen Teilchenstrahl getroffen wird [27]. Die mit einer Al_2O_3 -Isolierschicht versehene Sonde ist isoliert montiert und mit einem in den Kontrollraum führenden Kabel verbunden. Dort wird die Ladung auf einem Kondensator gesammelt und mit einem digitalen Voltmeter registriert. Die Form der Sonde ist beliebig dem Problem anpassbar. Wir verwendeten ein 10 cm langes Aluminiumröhrchen mit 6 mm Innen- und 8 mm Aussendurchmesser. Das Röhrchen war 30 cm vor dem Target in eine Halterung montiert, die man vom Kontrollraum aus ferngesteuert horizontal und vertikal verschieben konnte. In Nullstellung stimmten die Achsen von Röhrchen und Target genau überein.

Die Protonen wurden im Idealfall in der vorderen Hälfte des Targets auf einen Brennfleck von 2 mm Durchmesser fokussiert. Wegen der Divergenz von ca. 3 mrad betrug der Strahldurchmesser am Ort des Monitors 4 bis 5 mm. Der Strahl passierte also das Röhrchen normalerweise, d.h. bei guter Zentrierung, ohne es zu berühren, und die vom digitalen Voltmeter angezeigte und bei jedem Ereignis auf dem Film registrierte Spannung war minimal. Eine Verschiebung von 1 bis 2 mm manifestierte sich sofort in einer Vervielfachung dieser Spannung (Fig. 10a). Die falsche Strahlposition konnte sodann durch entsprechendes Nachfahren mit dem Röhrchen gemessen werden, was die notwendige Korrektur der Strahlführung erleichterte. Mit Hilfe eines an Stelle des Röhrchens ferngesteuert einfahrbaren Stäbchens von 10 cm Länge und 1 mm^2 Querschnitt konnten zudem Strahlprofilmessungen gemacht werden (Fig. 10b).



Figur 10

- a) Die auf einem Röhrchen vom Protonenstrahl erzeugte Sekundäremissionsladung.
 b) Messung der vertikalen Ausdehnung des Protonenstrahles mit einem Stäbchen als Sekundäremissions-Sonde.

Verdankungen

Wir möchten den Mitgliedern der CERN NPA Division für ihre Mitarbeit während des Neutrinoexperimentes bestens danken. Unser ganz besonderer Dank gilt den

Herren Drs. G. Myatt und H. Sletten für ihre Hilfe bei der Auswertung. Die Techniker, G. Glessing und H. Jungo leisteten, zusammen mit ihren Mitarbeitern, vorzügliche Arbeit beim Aufbau der Apparatur. Ihnen, wie auch den Damen J. Boural, M. Getzmann, M. Koller und S. Schilt, die die Auswertearbeiten mit grosser Sorgfalt ausführten, sind wir zu grossem Dank verpflichtet.

Den Herren A. Asner und Ch. Iselin, sowie W. Venus danken wir für die Errechnung der Antineutrino-Kontamination. Für wertvolle Diskussionen und ihre Mitarbeit danken wir den Herren Drs. G. Czapek und H. Wachsmuth, wie auch den Herren H. Reist und A. Trepp. In theoretischen Fragen hat uns Herr Prof. C. P. Enz beraten, wofür wir ihm sehr dankbar sind. Herrn Prof. O. Huber und den CERN Autoritäten danken wir für ihr Interesse und ihre Unterstützung.

Schliesslich möchten wir auch Fräulein M. B. Sauter für die sorgfältige Ausarbeitung des Manuskriptes danken.

Dem Schweizerischen Nationalfonds danken wir für die finanzielle Unterstützung.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] W. PAULI, *Nuovo Cim.* 6, 204 (1957).
- [2] C. P. ENZ, *Nuovo Cim.* 6, 250 (1957) und *Helv. phys. Acta* 31, 69 (1958).
- [3] R. FRIEDBERG, *Phys. Rev.* 129, 2298 (1963).
- [4] C. P. ENZ und A. GIRARD, *Helv. phys. Acta* 42, 547 (1969).
- [5] M. CONVERSI, L. DI LELLA, G. PENSO, M. TOLLER und C. RUBBIA, *Phys. Rev. Lett.* 8, 125 (1962).
- [6] S. FRANKEL, W. FRATI, J. HALPERN, L. HOLLOWAY und W. WALES, *Nuovo Cim.* 27, 894 (1963).
- [7] G. DANBY, J. M. GAILLARD, K. GOULIANOS, L. M. LEDERMAN, N. MISTRY, M. SCHWARZ und J. STEINBERGER, *Phys. Rev. Lett.* 9, 36 (1962).
- [8] C. L. COWAN, A. D. MCGUIRE, F. B. HARRISON, H. W. KRUSE und F. REINES, *Phys. Rev.* 117, 159 (1960).
- [9] R. DAVIS, *Bull. Amer. Phys. Soc.* 1, 219 (1956).
- [10] R. K. BARDIN, P. J. GOLLON, J. D. ULLMAN und C. S. WU, *Phys. Lett.* 26B, 112 (1967).
- [11] S. P. ROSEN und H. PRIMAKOFF, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965), p. 1499.
- [12] J. K. BIENLEIN, A. BÖHM, G. VON DARDEL, H. FAISSNER, F. FERRERO, J. M. GAILLARD, H. J. GERBER, B. HAHN, V. KAFTANOV, F. KRIENEN, M. REINHARZ, R. A. SALMERON, P. G. SEILER, A. STAUDE, J. STEIN und H. J. STEINER, *Phys. Lett.* 13, 80 (1964).
- [13] A. ASNER und CH. ISELIN, CERN Reports 65-17 und 66-24.
- [14] G. FEINBERG und S. WEINBERG, *Phys. Rev. Lett.* 6, 381.
- [14a] W. CZYZ und J. D. WALECKA, *Phys. Lett.* 8, 77 (1964).
- [15] C. Y. CHANG, G. B. YODH, R. EHRLICH, R. PLANO und Z. ZINCHENKO, *Phys. Rev. Lett.* 20, 510 (1968).
- [16] B. PONTECORVO, *Soviet Phys. JETP* 26, 984 (1968).
- [17] V. GRIBOV und B. PONTECORVO, *Phys. Lett.* 28B, 493 (1969).
- [18] H. PRIMAKOFF und D. H. SHARP, *Phys. Rev. Lett.* 23, 501 (1969).
- [19] Von W. VENUS (CERN) entwickelt.
- [20] H. WACHSMUTH, CERN Reports NPA/int. 68-11 und NPA/int. 68-20.
- [21] D. BLOESS, J. PATTISSON, G. PLASS, D. RUSCH und H. WACHSMUTH, CERN Report NPA/int. 67-3.
- [22] H. FAISSNER, F. FERRERO, A. GHANI, E. HEER, F. KRIENEN, G. MURATORI, T. B. NOVEY, M. REINHARZ und R. A. SALMERON, *Nucl. Instr. Meth.* 20, 213 (1963).
- [23] E. ALLEYN, H. FAISSNER, H. J. GERBER, E. HEER und M. REINHARZ, CERN Report 64-4.
- [24] K. BORER, B. HAHN, H. HOFER, F. KRIENEN und P. G. SEILER, *Top. Conf. on Weak Int.*, CERN Report 69-7.
- [25] S. M. BERMAN und M. VELTMAN, *Nuovo Cim.* 38, 993 (1965); T. D. LEE und C. N. YANG, *Phys. Rev. Lett.* 4, 307 (1960).
- [26] H. KASPAR, Lizentiatsarbeit (1969), Univers. Bern, Physik. Inst., Abt. Hochenergiephysik.
- [27] K. BUDAL, CERN Report 67-17.