

<b>Zeitschrift:</b>	Helvetica Physica Acta
<b>Band:</b>	43 (1970)
<b>Heft:</b>	8
<b>Artikel:</b>	Die Abhängigkeit des Neutrino/Kern-Wirkungsquerschnittes von der Nukleonenzahl des Target-Kernes
<b>Autor:</b>	Seiler, P.-G. / Borer, K. / Hahn, B.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-114197">https://doi.org/10.5169/seals-114197</a>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **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. La reproduction d'images dans des publications imprimes ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorise qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 23.02.2026

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

# Die Abhängigkeit des Neutrino/Kern-Wirkungsquerschnittes von der Nukleonenzahl des Target-Kernes

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

Bern-CERN-Fribourg Kollaboration

(26. VI. 70)

*Abstract.* The dependence of total cross sections on the mass number  $A$  for high energy neutrino nucleus interactions has been investigated. A spark chamber setup containing targets of C, Al, Fe and Pb was exposed to the CERN neutrino beam. For  $\theta_{\nu\mu} \leq 29^\circ$  and  $q^2 \simeq 0.3$  (GeV/c) $^2$  the cross sections are proportional to  $A$ . A restricted sample of events with  $\theta_{\nu\mu} < 5^\circ$  and  $q^2 \lesssim 0.1$  (GeV/c) $^2$  leads to an  $A$ -dependence which lies between  $A$ - and  $A^{2/3}$ -proportionality, but due to the small number of events in this sample neither pure  $A$ -proportionality nor 65%  $A^{2/3}$  contribution can be excluded.

## 1. Einleitung

Die Wahrscheinlichkeit, dass Neutrinos in Materie absorbiert werden, ist äusserst gering im Vergleich zur Absorptionswahrscheinlichkeit von Hadronen. Es liegt daher nahe, anzunehmen, dass hochenergetische Neutrinos bei der Wechselwirkung mit komplexen Kernen so ungehindert in diese eindringen können, dass die Reaktionswahrscheinlichkeit proportional zum Kernvolumen ist. Man würde auf Grund dieser Vorstellung erwarten, dass die totalen Wirkungsquerschnitte für solche Reaktionen proportional zur Nukleonenzahl der Targetkerne sind.

Nun wurde von Bell [1], Løvseth und Frøyland [2] und Stodolsky [3] darauf hingewiesen, dass bei der Wechselwirkung von hochenergetischen Neutrinos und auch Gammaquanten mit komplexen Kernen «Schatteneffekte» auftreten sollten, wie sie von der Hadron/Kern-Wechselwirkung bekannt sind. Grund dafür ist die Tatsache, dass bei der Wechselwirkung von Neutrinos, bzw. Gammas an Nukleonen Zwischenzustände auftreten, an denen virtuelle Mesonen ( $\pi, \varrho, \omega, \phi, \dots$ ) beteiligt sind.

Adler [4] hat gezeigt, dass hauptsächlich virtuelle *Pionen* eine Rolle spielen, wenn bei Neutrino-Reaktionen das entstehende geladene Lepton in Richtung des einfallenden Neutrinos emittiert wird (Parallel-Konfiguration), und wenn der invariante Impulsübertrag  $q^2 = 2 E_\nu E_\mu \cdot (1 - \beta_\mu \cdot \cos \theta_{\nu\mu}) - m_\mu^2$  klein ist. ( $E_\nu, E_\mu$ : Totalenergie von Neutrino, bzw. Myon,  $\beta_\mu$ : Geschwindigkeit des Myons,  $\theta_{\nu\mu}$ : Winkel zwischen Neutrino- und Myon-Richtung,  $m_\mu$ : Myonmasse). Bell [1] hat mit Hilfe des optischen Modells den Propagator für virtuelle, Kernmaterie durchdringende Pionen untersucht und gefunden, dass sie sich ungefähr wie reelle Pionen verhalten, wenn bei der Neutrinoreaktion, in der sie erzeugt wurden, der Energieübertrag («Inelastizität»)  $\Delta E = E_\nu - E_\mu$  gross im Vergleich zur Pionen-Masse ist. Daraus folgt für solche

Prozesse eine starke Dämpfung desjenigen Teiles der Neutrinowelle, welcher in den Kern eindringt. Dies hat zur Folge, dass für inelastische Neutrino-Ereignisse mit Parallel-Konfiguration, kleinem  $q^2$  und grosser Inelastizität die totalen Neutrino/Kern-Wirkungsquerschnitte proportional zu  $A^{2/3}$  sein sollten, während man für die anderen Ereignisse – sie bilden in unserem Experiment die Überzahl – ungefähr  $A$ -Proportionalität erwartet. (Abweichungen aus anderen Gründen werden in 5.4 diskutiert.) Vorläufige theoretische Abschätzungen ergaben für die erwähnten kinematischen Grössen ungefähr folgende Grenzen:

$$\theta_{\nu\mu} < 20^\circ, \quad q^2 < 0,1 \text{ (GeV/c)}^2, \quad \Delta E \geq 200 \text{ MeV}.$$

Aus diesen theoretischen Gründen, aber auch unabhängig davon, war es von Interesse, den Zusammenhang zwischen den Neutrino/Kern-Wirkungsquerschnitten und der Nukleonenzahl  $A$  des Targetkernes experimentell zu bestimmen. In dem im Folgenden beschriebenen Experiment wurde zum ersten Mal ein Detektor speziell für diesen Zweck ausgelegt.

Es wurde folgende Reaktion untersucht:



( $A$  und  $A'$ : Nukleonenzahl von Target- und Folgekern.) Targets aus Kohlenstoff, Aluminium, Eisen und Blei wurden gleichzeitig im CERN-Neutrinostrahl exponiert und die Raten derjenigen Ereignisse, die vorgegebene kinematische Bedingungen (siehe 5.4) erfüllten, für die verschiedenen Targetmaterialien miteinander verglichen. Aus den Ratenverhältnissen wurde die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von  $A$  bestimmt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass Wirkungsquerschnitte nicht absolut gemessen werden müssen, was schwierig ist, da man dazu das Neutrino-Spektrum kennen muss.

Bei den «elastischen» Ereignissen



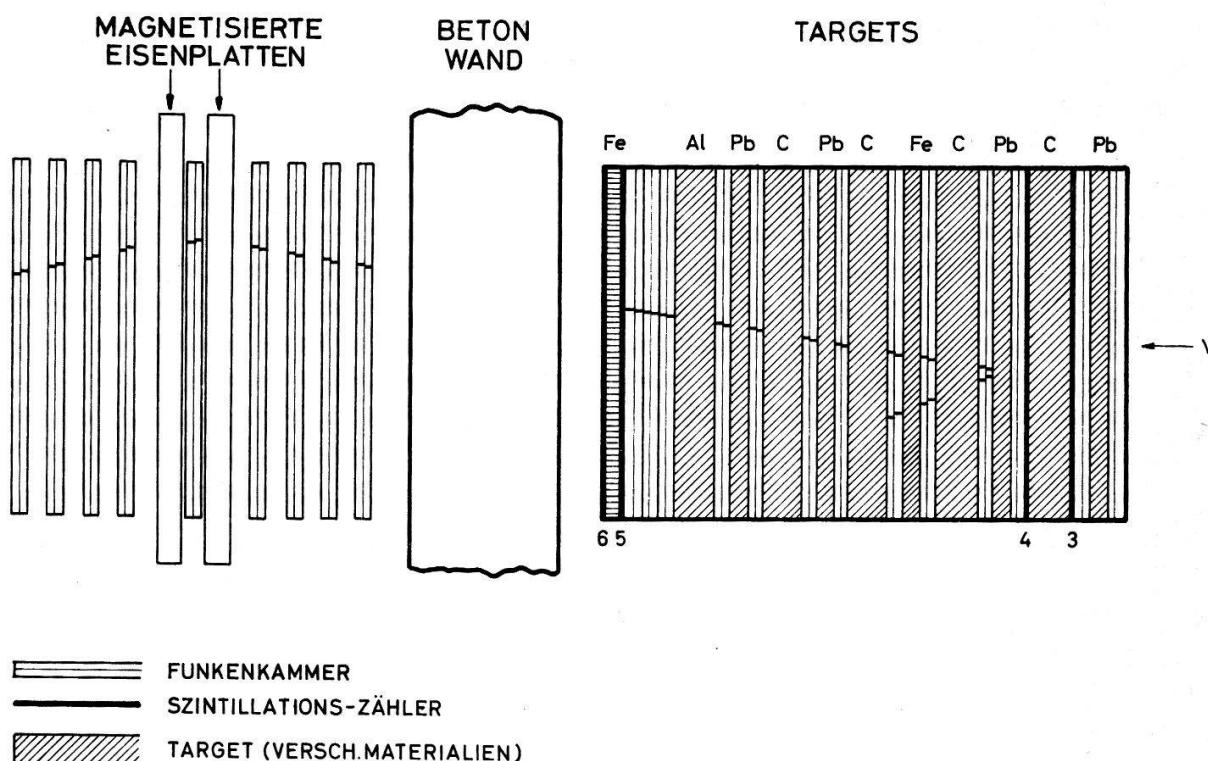
erwartet man keinen  $A^{2/3}$ -Effekt. Sie konnten wegen des geringen Auflösevermögens unserer Apparatur nicht aus der Gesamtheit aller endgültig akzeptierten Ereignisse ausgesondert werden. Wegen der Möglichkeit sekundärer Reaktionen im Targetkern besteht diese Schwierigkeit aber prinzipiell bei allen Neutrinoexperimenten mit komplexen Targetkernen.

## 2. Apparatur

### 2.1. Detektor

Das hier behandelte Experiment wurde gleichzeitig und gemeinsam mit anderen Experimenten [5, 6], im verbesserten CERN-Neutrinostrahl [7] ausgeführt. Deshalb war der Detektor ein Teil einer grösseren experimentellen Anordnung, welche ausführlich in Ref. [8] beschrieben ist.

Der Detektor ist schematisch in Figur 1 dargestellt. Er bestand aus zwei Hauptteilen: der Targetkammer und der Magnetkammer. (Vor der Targetkammer befanden sich die 120 cm-CERN-Propan-Blasenkammer und einige Funkenkammern.)



Figur 1

Schematische Darstellung der experimentellen Anordnung mit einem typischen Neutrino-Ereignis.

Die Targetkammer setzte sich zusammen aus 26 optischen Funkenkammern und 10 Targets aus Kohlenstoff, Aluminium, Eisen und Blei. Diese Targets waren wie folgt angeordnet:

Tabelle I

Reihenfolge der Targets in Strahlrichtung

Targetnummer	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Targetmaterial	Pb	C	Pb	C	Fe	C	Pb	C	Pb	Al

Vor und nach jedem Target befand sich ein Paar in der Tiefe versetzt stehender Funkenkammern. Eine Funkenkammer [9] bestand aus drei 5 mm dicken Aluminiumplatten mit einer Fläche von  $1,60 \cdot 1,00 \text{ m}^2$ . Die Spalte zwischen den Platten waren 10 mm breit. Plexiglasfenster an Stirn- und Oberseite ermöglichen eine  $90^\circ$  Stereophotographie. Ein Funkenkammerpaar war auf einer Fläche von  $2,85 \text{ m}^2$  für Teilchen empfindlich. Die Kammern wurden mit einem Helium-Neon-Gemisch betrieben. Weitere Einzelheiten über Targets und Funkenkammern sind in Tabelle II zusammengefasst. Das strahlabwärtsige Ende der Targetkammer bildeten zwei Trigger-Zähler. Sie sind in Figur 1 mit 5 und 6 bezeichnet. Jeder Zähler hatte eine Fläche von  $3,20 \text{ m}^2$  und bestand aus 8 Szintillationszählern [10]. Durch eine 5 cm dicke Eisenplatte zwischen den beiden Zählern wurde die Triggerhäufigkeit niederenergetischer Neutronen-Ereignisse (siehe 3.2) verringert. Die Targetkammer hatte folgende Dimensionen: Länge: 2,2 m, Höhe: 1,6 m, Tiefe: 1,9 m. Ihre Gesamtmasse entsprach  $530 \text{ g/cm}^2$ , die

des gesamten Detektors  $950 \text{ g/cm}^2$ . Ein Teilchen, das aus Target 1 emittiert wurde, musste mindestens  $4,5$  geometrische Wechselwirkungslängen ( $\Lambda_0$ ), eines aus Target 10 jedoch nur  $0,6 \Lambda_0$  durchlaufen, um durch die Zähler die Kammer auszulösen.

Die Magnetkammer bestand aus 9 Funkenkammerpaaren und zwei 15 cm dicken magnetisierten Eisenplatten. Das Magnetfeld in den Platten hatte eine Feldstärke von  $17 \text{ kG}$ . Die Funkenkammern waren so angeordnet, dass an den die Eisenplatten durchlaufenden Teilchenbahnen Einfalls- und Ausfallsrichtung, sowie ein Punkt zwischen den Platten gemessen werden konnte. Eine ausführliche Untersuchung [11] zeigte, dass mit dieser Anordnung im uns interessierenden Impulsbereich Teilchenimpulse auf  $\pm 30\%$  genau gemessen werden können.

Target- und Magnetkammer waren durch eine 80 cm dicke Betonwand ( $\sim 2 \Lambda_0$ ) getrennt. Ein im Target 1 (10) entstandenes Myon hatte eine Mindestreichweite von  $10,4 \Lambda_0$  ( $6,1 \Lambda_0$ ), wenn es auch die Magnetkammer durchquerte. Dazu bedurfte es einer kinetischen Mindestenergie von  $1,7 \text{ GeV}$  ( $1,1 \text{ GeV}$ ).

Tabelle II  
Daten über Targets und Funkenkammer

Target	Dicke cm	g/cm <sup>2</sup>	Anzahl Wechselwirkungslängen $\Lambda_0$
C-Target	16,4	27,9	0,46
Al-Target	16,0	43,1	0,54
Fe-Target	5,0	38,6	0,38
Pb-Target	5,0	56,8	0,36
Al-Funkenkammer	1,5	4,04	0,051

## 2.2. Optik

Target- und Magnetkammer wurden getrennt photographiert. Die Funkenkammern waren in beiden Teilen fächerförmig auf die Kameras ausgerichtet, welche 6,40 m von der Achse des Neutrinostrahls entfernt waren. Über jeder Funkenkammer war ein unter  $45^\circ$  zum oberen Kammerfenster geneigter Spiegel angebracht. Dadurch konnten die Kammern in direkter und indirekter, reflektierter Ansicht photographiert werden ( $90^\circ$  Stereophotographie). Bei der Magnetkammer wurden beide Ansichten auf einen Film aufgenommen. Um den Myon-Emissionswinkel möglichst genau bestimmen zu können, wurden die beiden Ansichten der Targetkammer mit zwei getrennten Kameras photographiert. Es wurde ADOX-Funkenkammerfilm SCF Super Typ A (35 mm) verwendet. Er ist im Hauptspektralbereich der He-Ne-Funken besonders empfindlich. Das Bezugssystem war durch selbstleuchtende Referenzmarken definiert. Digitale Information über Intensität und Güte des Neutrinostrahls wurde bei jedem Ereignis mitphotographiert.

## 2.3. Elektronische Ereignis-Auswahl

Ausser dem in 2.1 erwähnten Zählerpaar (Zähler 5 und 6) befanden sich zwei weitere Paare von Triggerzählern (1 und 2, sowie 3 und 4) in der gesamten Anordnung. Sie wurden für die Untersuchung der Erhaltung der myonischen Leptonenzahl [6] gebraucht.

Ein Koinzidenzsignal aus mindestens einem der drei Zahlerpaare zeigte den Durchgang eines ionisierenden Teilchens an. Dies konnte bei einer Neutrino-Reaktion erzeugt worden sein, es konnte aber auch aus der kosmischen Strahlung stammen. Um die Häufigkeit solcher Untergrundereignisse möglichst klein zu halten, wurde die zeitliche Struktur und Feinstruktur des Neutrinostrahles wie folgt ausgenutzt: Ein Koinzidenzsignal der Zähler 1/2, 3/4 oder 5/6 löste nur dann die Kammer aus, wenn auf Grund der Strahlstruktur Neutrinos zu diesem Zeitpunkt den Detektor erreicht haben konnten. Dies wurde durch zwei Torschaltungen (burstgate und bunchgate) garantiert. Daher war der Detektor während der 7 Wochen des Experimentes nur 0,7 sec lang empfindlich.

Die allein durch 5/6-Koinzidenzsignale ausgelösten Aufnahmen, d. h. die für die vorliegende Arbeit auszuwertenden Ereignisse, waren nicht markiert. Sie wurden aus der Gesamtheit aller Ereignisse auf dem Projektionstisch ausgewählt.

### 3. Auswertung

#### 3.1. Ereignis-Auswahl und Bestimmung der interessierenden Grössen

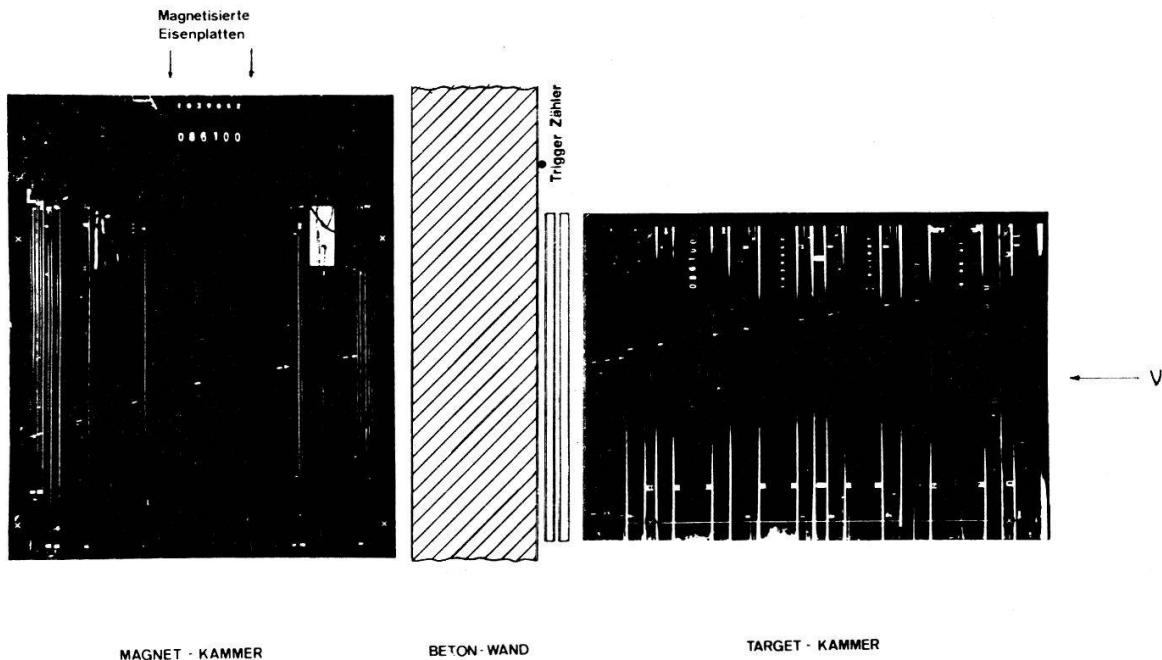
Wie in Abschnitt 1 dargelegt, sind bei den einzelnen Neutrinoereignissen folgende Grössen von besonderem Interesse:

Die Nukleonenzahl  $A$  des Targetkernes, der Myon-Emissionswinkel  $\theta_{\nu\mu}$ , der quadratische Viererimpulsübertrag  $q^2 = 2 E_\nu (E_\mu - \vec{p}_\mu \cdot \cos \theta_{\nu\mu}) - m_\mu^2$  und der Energieübertrag  $\Delta E = E_\nu - E_\mu$ . Daraus folgte für die Auswertung:

- Es war zu entscheiden, ob ein Ereignis durch eine Neutrinoreaktion erzeugt wurde, und in welchem Target es stattgefunden hatte.
- Bei Mehrspurereignissen war festzustellen, welche Spur vom Myon stammte.
- Der Myon-Emissionswinkel  $\theta_{\nu\mu}$  und
- der Myon-Impuls  $\vec{p}_\mu$  waren zu bestimmen.
- Die Neutrino-Energie  $E_\nu$  war abzuschätzen. (Sie konnte in unserem Experiment nicht direkt bestimmt werden.)

Auf dem Projektionstisch wurden diejenigen Ereignisse ausgewählt, in denen mindestens eine Spur die 5/6-Zähler trifft, ohne vorher eine deutliche Wechselwirkung zu zeigen. Solche Spuren können bei genugender Mindestreichweite als Myonenspuren interpretiert werden. 99% der endgültig akzeptierten Ereignisse hatten nur eine solche Spur. (Bei den übrigen 1% wurde die mit dem kleinsten Emissionswinkel genommen.) Die Spur darf in der ersten Funkenkammer noch nicht vorhanden sein, da sie von der Reaktion eines Neutrinos in der Targetkammer herrühren soll. In beiden Ansichten wurden Koordinaten entlang der Spur gemessen. Dann wurde sie mit einem Rechenprogramm räumlich rekonstruiert. (Als Apex bezeichnen wir ihren Durchstosspunkt durch die Mittelebene des Entstehungtargets.) Ist wegen wirklicher oder vermeintlicher Ruckwartsspuren nicht klar, in welchem Target das Ereignis entstanden war, wo wurde mit dem Rechenprogramm entschieden, welches Target in Frage kommt: Die Spur darf im nachfolgenden keine Winkeländerung  $\Delta\theta > 15^\circ$  er-

leiden (siehe auch 4.2). Um Verwechslungen von Myonen- und Hadronenspuren nahezu auszuschliessen, wurden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen die als Myonspur interpretierte Spur eine Mindestreichweite von 3,5 geometrischen Wechselwirkungslängen hat. Unter diesen akzeptierten Ereignissen zeigten 82% nur eine einzige Spur. Bei den übrigen waren neben der auslösenden noch eine oder mehrere kurze Spuren zu sehen. Figur 2 zeigt ein solches Ereignis.

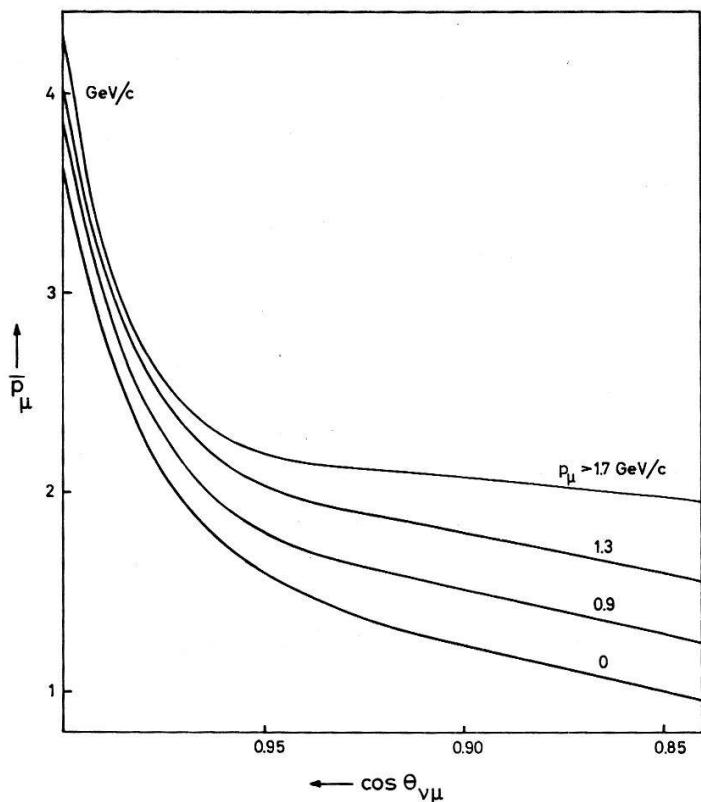


Figur 2

Photomontage eines Ereignisses aus den direkten Ansichten der Target- und der Magnetkammer. (Die scheinbaren Versetzungen der Myonspur kommen von der unterschiedlichen Höhe der beiden Kameras und von der Tatsache, dass der letzte Teil der Targetkammer über Spiegel photographiert wurde.)

Der Winkel  $\theta_{\nu\mu}$  wurde aus dem auf das Entstehungstarget folgenden und aus dem nach dem nächsten Target liegenden Bahnpunkt bestimmt. Als Neutrinorichtung wurde die Richtung der gedachten Strahlachse angenommen. Die Divergenz des Neutrinostrahls in unserem Detektor war kleiner als  $\pm 1^\circ$ .

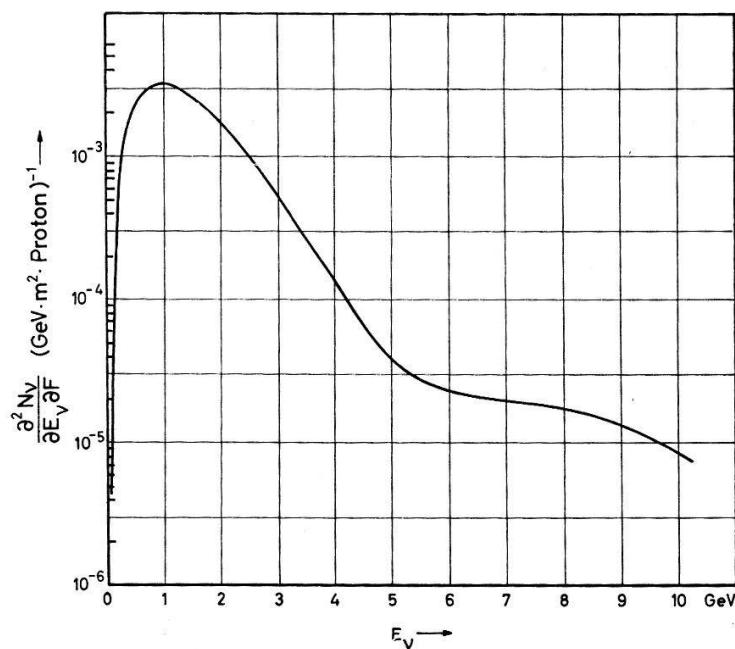
Bei der Bestimmung des Myon-Impulses war zu unterscheiden, ob das Myon die ganze Magnetkammer durchlief, ob es nach den 5/6, Zählern zur Ruhe kam oder ob es mit einem unbekannten Restimpuls noch vor den magnetisierten Eisenplatten aus der Kammer herauslief. Im ersten und zweiten Fall konnte der Impuls grob aus der Ablenkung des Teilchens im Magneten, bzw. aus der Reichweite bestimmt werden. Im dritten Fall ergab sich aus der Reichweite nur eine untere Grenze für den Impuls. Um diesen aber auch hier abschätzen zu können, wurde zusätzliche Information aus den Blasenkammer-Ereignissen (12) verwendet. (Dort ist der Impuls von identifizierten Myonen immer messbar.) Aus diesen Ereignissen bestimmten wir als Funktion des Winkels  $\theta_{\nu\mu}$  den Mittelwert  $\bar{p}_\mu$  der gemessenen Impulse, welche grösser waren als gewisse vorgegebene Werte (siehe Fig. 3). Aus der resultierenden Kurvenschar liess sich für die Funkenkammer-Ereignisse, bei denen nur der Mindest-Myonimpuls



Figur 3  
Mittlerer Myon-Impuls der Blasenkammer-Ereignisse [12] in Abhängigkeit vom Myon-Emissionswinkel für verschiedene Mindestimpulse.

bestimmbar war, ein besserer Wert abschätzen. Bei 58% der akzeptierten Ereignisse musste so vorgegangen werden. Bei 35%, bzw. 7% wurde der Impuls  $p_\mu$  aus der Ablenkung, bzw. aus der Reichweite bestimmt.

Die Neutrino-Energie konnten wir nicht messen. Die (myonischen) Neutrinos des CERN-Neutrinostrahls stammen vom Zerfall nichtmonoenergetischer positiver Pionen und Kaonen. Im Schwerpunktsystem dieser zerfallenden Teilchen werden die Neutrinos in isotroper Winkelverteilung emittiert. Beides hat zur Folge, dass die



Figur 4  
Neutrinospektrum nach Ref. [20].

Neutrinos im Laborsystem eine breite Energieverteilung besitzen. Das Maximum dieser Verteilung liegt etwa bei 1 GeV. Figur 4 zeigt das berechnete differentielle Neutrinospektrum. (Die aus dem Synchrotron ejizierten Protonen, welche zur Erzeugung der Pionen und Kaonen auf ein Borcarbid-Target einfielen, hatten einen Impuls von 20,6 GeV/c.) Bei den Blasenkammer-Ereignissen ist die Energie der geladenen Teilchen, wenn sie identifiziert sind, messbar. Die Summe dieser in einem Ereignis gemessenen Energien («sichtbare Energie»  $E_{vis}$ ) ist in guter Näherung gleich der Neutrino-Energie  $E_\nu$ . Die Differenz zwischen  $E_{vis}$  und der Myon-Energie  $E_\mu$  ist daher ungefähr gleich dem Energieübergang  $\Delta E = E_\nu - E_\mu$ . Aus den Blasenkammer-Ereignissen, bei denen  $p_\mu > 0,7$  GeV/c und  $\theta_{\nu\mu} < 29^\circ$  war (210 Ereignisse), ergab sich als Mittelwert  $\bar{\Delta E} \simeq 800$  MeV. Dieser Wert wurde für die Abschätzung der Neutrino-Energie der Funkenkammer-Ereignisse verwendet, d. h. wir setzten  $E_\nu \simeq E_\mu + 800$  MeV. ( $E_\mu$  ist praktisch gleich dem Impuls  $p_\mu$ , welchen wir nach den o. a. Methoden bestimmten.) Aus der Tatsache, dass die Neutrino-Energie nicht gemessen sondern nur ungefähr abgeschätzt werden konnte, geht hervor, dass die Inelastizität  $\Delta E$  beim Einzel-Ereignis nicht bekannt ist. (Die «elastischen» Ereignisse  $\nu + n \rightarrow p + \mu^-$  konnten nicht ausgesondert werden.)

### 3.2. Ereignis-Zahlen

Während des ganzen Experimentes wurden zur Erzeugung des Neutrinostrahls insgesamt etwa  $7 \cdot 10^{17}$  Protonen aus dem Protonsynchrotron auf das externe Target ejiziert. Die Zahl der Neutrinos, welche in unserem Detektor Ereignisse auslösen konnten, betrug etwa  $3 \cdot 10^{15}$ .

Insgesamt wurden 70000 Funkenkammerbilder aufgenommen. 46000 Bilder zeigten Ereignisse. Die leeren Bilder waren zum grössten Teil durch 5/6-Koinzidenzsignale verursacht, was auf einen relativ hohen Fluss mittelenergetischer Neutronen am Ort dieser Zähler schliessen lässt. Etwa 10500 Ereignisse zeigten mindestens eine in der Targetkammer beginnende, die 5/6-Zähler treffende Spur. Diese Ereignisse wurden für die vorliegende Arbeit analysiert.

Da die Richtung der emittierten Myonen nicht zu stark von der Neutrinorichtung abweichen sollte, wurde ein maximaler Emissionswinkel  $\theta_{\nu\mu}^{max} = 29^\circ$  ( $\cos 29^\circ = 0,875$ ) eingeführt. Ausserdem wurde für das triggernde Teilchen eine Mindestreichweite von 3,5 geometrischen Wechselwirkungslängen verlangt (siehe 4.5) und der Apex der Ereignisse musste innerhalb einer erlaubten Targetfläche von  $2,17 \text{ m}^2$  liegen (siehe 4.7).

Von den 10500 Ereignissen erfüllten 3350 diese Bedingungen.

## 4. Mögliche Fehler und ihr Einfluss auf das Ratenverhältnis

Im Folgenden werden die möglichen Arten von Fehlern angegeben. Es wird untersucht, ob diese Fehler die Ratenverhältnisse wesentlich beeinflussen können und, wenn dies der Fall ist, mit Hilfe welcher Kriterien sie unterdrückt werden können. Ausserdem wird diskutiert, wie derartige Fehler die wahren Ereignishäufigkeiten verfälschen würden. Dies ist aus folgendem Grund wichtig: Nehmen wir an, die Wirkungs-

querschnitte seien in Wahrheit proportional zu  $A$ , dann wird ein  $A^{2/3}$ -Abhangigkeitsanteil vorgetäuscht, wenn durch die Fehler die Ereignisrate für den leichten Targetkern vergrössert, bzw. für den schweren Kern verkleinert erscheint. Entsprechend es gilt für den umgekehrten Fall.

Fehler können durch Untergrund-Ereignisse, aber auch bei der Auswertung von Neutrino-Ereignissen entstehen. Es ist denkbar, dass Neutrino-Ereignisse falschen Targets zugeordnet werden, oder dass die Ereignishufigkeit für ein bestimmtes Targetmaterial systematisch über- oder unterbewertet wird. Neben diesen experimentellen Fehlerquellen können zwei physikalische Effekte das Ratenverhältnis beeinflussen: die elektromagnetische Wechselwirkung des in der Neutrinoreaktion entstehenden Myons mit dem Folgekern und das Pauli-Prinzip.

#### 4.1. Fehlerhaftes Arbeiten der Funkenkammern

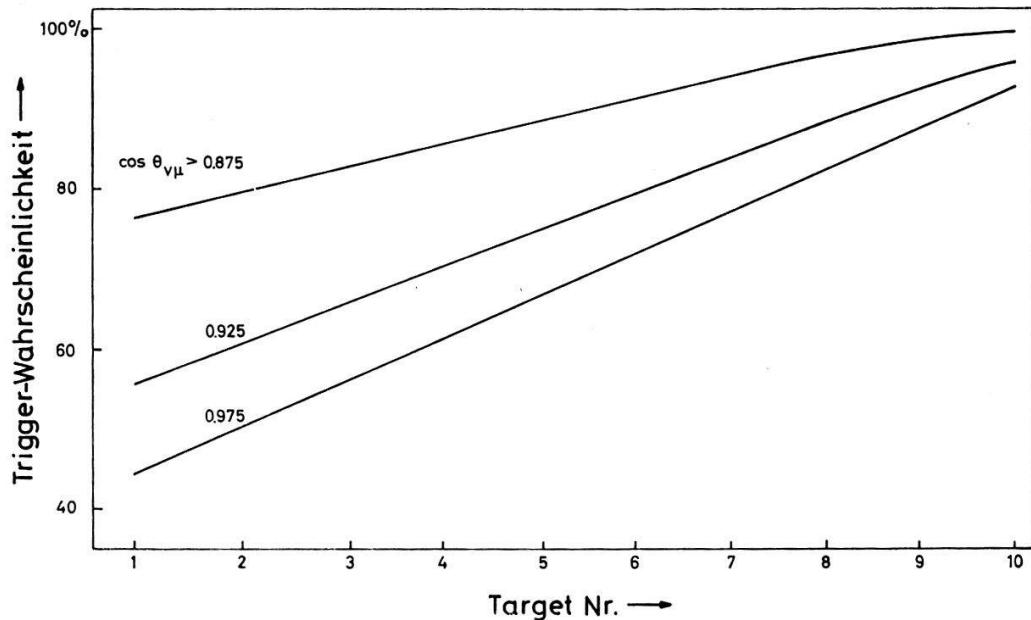
Funkt die dem wahren Target in Strahlrichtung folgende Funkenkammer nicht, so wird angenommen, das Ereignis sei im nächsten Target entstanden. Da bei  $A$ -Proportionalität in einem Pb-Target 2,04mal mehr Ereignisse als im folgenden C-Target erwartet werden, würde dieser Fehler die gemessene C-Rate vergrössern. Dies gilt auch für das Fe/C-Verhältnis, wo man bei A-Verhalten das Ratenverhältnis Fe/C = 1,38 erwartet. Mit Hilfe durchlaufender Myonen aus Neutrinoreaktionen vor der Targetkammer und – während gesonderter Tests – aus der kosmischen Strahlung wurde ständig die Arbeitsfähigkeit aller Kammern überwacht. Die Wahrscheinlichkeit, auf der Teilchenbahn in einer Kammer mindestens einen Funken zu sehen war grösser als 98%. Doppelfunkens wurden mit einer mittleren Wahrscheinlichkeit von 95% gesehen. Dank der 90° Stereophotographie ist aber bereits ein Funken für die richtige Targetzuordnung ausreichend, da nichtzugehorige Funken, die in einer Ansicht auf der Spur zu liegen scheinen, in der anderen davon entfernt sind. Fehler dieser Art sind vernachlässigbar klein.

#### 4.2. Ruckwartsspuren

Es gibt Neutrino-Ereignisse, bei denen nur eine Spur vorwärts und eine weitere rückwärts weist. (Ruckwartsspuren können von Protonen, Pionen oder Gammaquanten stammen.) Erscheint eine solche Ruckwartsspur in beiden Ansichten als Verlängerung der Vorwartsspur, so wird ein weiter strahlauwarts liegendes Target anstelle des wirklichen genommen. Etwa 6% aller Ereignisse zeigten erkennbare Ruckwartsspuren. Ihre relative Häufigkeit war bei C-Ereignissen etwa doppelt so gross wie bei Pb-Ereignissen, was durch die beim schwereren Targetkern erhöhte Reabsorptions-Wahrscheinlichkeit erklärt werden kann. Würden alle diese Ereignisse falschen Targets zugeordnet, so ergäbe sich daraus eine Vergrösserung der Ratenverhältnisse um ca. 8%. Aus dem Raumwinkelverhaltnis für erkennbare und nicht erkennbare Ruckwartsspuren folgt jedoch, dass die wirkliche Abweichung kleiner als 1% ist, wenn die Ruckwartsspuren eine isotrope Winkelverteilung haben. Wir können daher auch diesen Fehler vernachlässigen.

### 4.3. Unterschiedliche Triggerwahrscheinlichkeit für Ereignisse in verschiedenen Targets

Die Targets mit hohem und niedrigem Atomgewicht waren in Strahlrichtung in alternierender Reihenfolge angeordnet. Es werden die Raten aus jeweils drei aufeinanderfolgenden Targets (z.B. Pb-C-Pb, C-Pb-C, C-Fe-C) verglichen. In einer solchen Targetkombination bleibt der Neutrinostrahl praktisch unverändert. Wegen der unterschiedlichen Entfernung von den Triggerzählern sind aber die akzeptierten Raumwinkel für die verschiedenen Targets verschieden. Außerdem nimmt die erforderliche Mindestreichweite der Myonen und damit ihr Mindestimpuls von Target zu Target ab. Die Triggerwahrscheinlichkeit ist also für mehr strahlabwärts gelegene Targets grösser. Ein nichtlinearer Anstieg von Target zu Target hätte die Falschbewertung eines Targetmaterials zur Folge. Mit einem Monte-Carlo-Programm, in dem die Myonen-Winkelverteilung der Blasenkammer-Ereignisse benutzt wurde, wurden Neutrino-Ereignisse für die einzelnen Targets simuliert, die Triggerwahrscheinlichkeit bestimmt und gute Linearität gefunden (siehe Fig. 5). Somit müssen bei den Pb/C- und Fe/C-Werten keine diesbezüglichen Korrekturen angebracht werden. Hingegen ist das Pb/Al-Verhältnis zu korrigieren, weil auf das Al-Target kein weiteres Pb-Target folgt (siehe 5.3).



Figur 5

Triggerwahrscheinlichkeit für Ereignisse in den verschiedenen Targets für verschiedene maximale Emissionswinkel.

### 4.4. Vielfachstreuung

Der Myon-Emissionswinkel  $\theta_{\nu\mu}$  wird aus den ersten beiden Messpunkten der Myon-Spur bestimmt. Bis zum ersten Punkt durchläuft das Myon im Mittel die Hälfte des Entstehungtargets, bis zum zweiten dann das ganze nachfolgende Target. Die Vielfachstreuung bewirkt allgemein eine Winkeländerung und eine laterale Ab-

weichung von der ungestörten Bahn. In unserem Fall wird der Emissionswinkel  $\theta_{\nu\mu}$  hauptsächlich durch die Winkeländerung im Entstehungstarget und durch die Versetzung im folgenden Target beeinflusst. Ist die mittlere Abweichung  $\langle \Delta\theta^2 \rangle^{1/2}$  vom wahren Emissionswinkel für die verschiedenen Target-Typen merklich verschieden, so werden dadurch die Ratenverhältnisse verfälscht, da nur Ereignisse mit  $\theta_{\nu\mu} < \theta_{\nu\mu}^{\max}$  akzeptiert werden. Unter der Annahme, dass sie in der Mitte des jeweiligen Targets entstehen, wurden für Myonen mit Impuls  $p_\mu = 1 \text{ GeV}/c$  folgende Werte von  $\langle \Delta\theta^2 \rangle^{1/2}$  berechnet: Pb:  $2,5^\circ$ , Fe:  $1,6^\circ$ , Al:  $1,4^\circ$ , C:  $2,7^\circ$ . Das Pb/C-Verhältnis wird also praktisch gar nicht beeinflusst. Für die Pb/Al- und Fe/C-Verhältnisse wurde aus der Form der experimentell gefundenen Winkelverteilungen abgeschätzt, dass die entsprechende Abweichung kleiner als  $2\%$  und damit vernachlässigbar klein ist.

#### 4.5. Neutrino-Ereignisse, die nicht von einem Myon ausgelöst wurden

Bei jedem Ereignis wird angenommen, dass das in der Reaktion  $\nu + A \rightarrow \mu^- + A' + \dots$  erzeugte Myon mit dem triggernden Teilchen identisch ist. Es ist aber möglich, dass ein Proton oder Pion, welches unter einem Winkel  $\theta < \theta_{\nu\mu}^{\max}$  emittiert wurde, die 5/6-Zähler trifft. Zeigt es vorher keine Wechselwirkung, so wird es als Myon interpretiert, wenn dieses selbst keine ausreichende Spurlänge besitzt. Dabei ist einerseits für das wahre Myon das Winkelkriterium  $\theta_{\nu\mu} < \theta_{\nu\mu}^{\max}$  nicht notwendig erfüllt, anderseits ist die bei schweren und leichten Targetkernen verschiedene Hadronen-Resorptionswahrscheinlichkeit zu beachten. (Sie hätte eine Vergrösserung der C- und Al-Rate zur Folge.) Ein Grossteil dieser Ereignisse wird ausgeschieden, wenn das triggernde Teilchen eine solche Menge Material durchlaufen muss, welche Hadronen nur noch mit geringerer Wahrscheinlichkeit durchdringen können. Wir verlangen für das triggernde Teilchen eine Mindestreichweite von  $3,5$  geometrischen Wechselwirkungslängen ( $\Lambda_0$ ). Alle Teilchen, welche die Magnetkammer erreichten, hatten eine grössere Reichweite, so dass die mittlere Mindestreichweite etwa  $5 \Lambda_0$  betrug. Am ehesten kann folgende Reaktion zum angegebenen Fehler führen:  $\nu + A \rightarrow \mu^- + A' + \pi^+$ , wobei das Myon niederenergetisch ist oder ein grosses  $\theta_{\nu\mu}$  besitzt, das  $\pi^+$  jedoch in Vorwärtsrichtung emittiert wird und gerade noch die Zähler durchläuft. Es wurde die Wechselwirkungslänge  $\Lambda$  für solche Pionen unter der Annahme berechnet, dass elastische Streuungen mit einem Streuwinkel  $< 25^\circ$  nicht identifizierbar sind. Für diese Rechnung wurden die Daten über Pi-Nukleon-Streuung aus Ref. [13] verwendet. Es wurde gefunden, dass  $3,5 \Lambda_0$  etwa  $3,9 \Lambda$  entsprechen; d. h. die Anzahl der ohnehin seltenen Ereignisse wird noch um einen Faktor 50 reduziert.

Myonen mit der Mindestreichweite  $3,5 \Lambda_0$  haben in der Target-Kammer eine Anfangsenergie von mindestens  $700 \text{ MeV}$ . Hier zeigt sich eine prinzipielle Schwierigkeit des Experimentes: Da Myonen von Hadronen durch ihre Reichweite unterschieden werden müssen, können Ereignisse mit niederenergetischen Myonen nicht untersucht werden. Diese sind aber wegen der Forderung nach grosser Inelastizität  $\Delta E = E_\nu - E_\mu$  besonders interessant.

#### 4.6. Neutrino-Reaktionen im Aluminium der Funkenkammern

Ein Teil der Ereignisse mit Apex in der Targetkammer ist im Aluminium der

Funkenkammern entstanden. Eine Funkenkammer besteht aus etwa  $4 \text{ g/cm}^2$  Aluminium. Alle Funkenkammern der Targetkammer ergeben zusammen  $105 \text{ g/cm}^2$ . Dies ist zu vergleichen mit  $425 \text{ g/cm}^2$  für alle Targets. Wieviele der als C-, Fe- oder Pb-Ereignisse interpretierten Neutrino-Reaktionen in Wahrheit im Aluminium der Kammern stattgefunden haben, hängt davon ab, ob der totale Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion proportional zu  $A$  oder  $A^{2/3}$  ist. Tabelle III erläutert diesen Sachverhalt.

Tabelle III

Prozentualer Anteil der in den Al-Kammern entstandenen Ereignisse

Aluminium-Ereignisse (%) mit scheinbarem Apex in:	C	Fe	Pb
$A$ -Proportionalität	12,7	9,5	6,6
$A^{2/3}$ -Proportionalität	10,0	11,8	12,3

Entsprechend unseren Ergebnissen nehmen wir  $A$ -Proportionalität an (siehe Zusammenfassung der Korrekturen 5.3).

Die beiden folgenden möglichen Fehler sind auf Untergrund-Ereignisse zurückzuführen.

#### 4.7. Von aussen einfallende Myonen

Neutrino-Ereignisse mit Apex am Targetrand werden vorgetäuscht, wenn Myonen von aussen in die Kammer einfallen (diese Myonen stammen hauptsächlich aus Neutrino-Reaktionen im Eisenjoch der Blasenkammer, welche strahlaufwärts vor der Targetkammer stand). Solche Ereignisse können bevorzugt in den C-Targets und im Al-Target auftreten, da diese etwa dreimal dicker sind als die Pb-Targets und das Fe-Target. Sie werden ausgeschieden, wenn man verlangt, dass die Rückverlängerung der Spur des triggernden Teilchens die Funkenkammer vor dem Target trifft, dort aber kein Funken zu sehen ist. Man akzeptiert deshalb nur Ereignisse, deren Apex nicht in den Randstreifen der Targetfläche liegt. Die Rückverlängerungs-Bedingung erfüllten wir für alle Ereignisse mit  $\theta_{\nu\mu} < 29^\circ$  durch Verkleinerung der Targetfläche um 23% von  $2,83 \text{ m}^2$  auf  $2,17 \text{ m}^2$ . Dadurch wurden etwa 35% aller Ereignisse ausgeschieden. Die restlichen sind mit Sicherheit in der Targetkammer selbst entstanden.

#### 4.8. Neutronen-Ereignisse

Ereignisse, welche von Neutronen in der Targetkammer erzeugt wurden, können nicht von Neutrino-Ereignissen unterschieden werden, wenn eine Spur die 5/6-Zähler trifft und vorher keine Wechselwirkung zeigt. Neutronen können vom Beschleuniger, vom Target des externen Protonenstrahles oder aus Neutrino-Reaktionen stammen, welche kurz vor dem Detektor stattfanden. Ereignisse, die in der Blasenkammer durch neutrale Teilchen erzeugt wurden, bei denen aber kein geladenes Lepton emittiert

wurde, stammen mit grösster Wahrscheinlichkeit von Neutronen. 90 solche Ereignisse mit einer Gesamtenergie  $E_{vis} > 700$  MeV wurden gefunden [14]. Eine vergleichbare Häufigkeit ist für die Targetkammer zu erwarten. Nur ein sehr kleiner Bruchteil dieser Ereignisse kann eine vorwärtsgerichtete, wechselwirkungsfreie Spur mit  $3,5 \Lambda_0$  Mindestreichweite haben. Der Untergrund an Neutronen-Ereignissen ist daher vernachlässigbar klein.

#### 4.9. Coulomb-Wechselwirkung

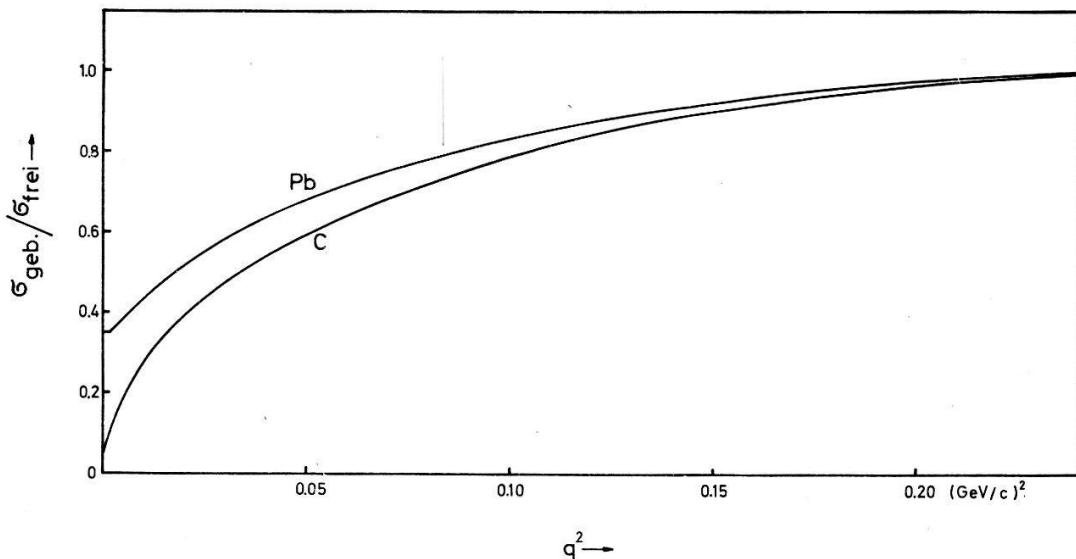
Bei einer Neutrino/Kern-Wechselwirkung entsteht im Kern ein negativ geladenes Myon. Durch die elektromagnetische Wechselwirkung dieses Myons mit dem Folgekern wird die Übergangswahrscheinlichkeit des Gesamtprozesses beeinflusst. Bis jetzt ist kein Verfahren bekannt, welches erlaubt, diesen Einfluss für alle Viererimpulsüberträge  $q^2$  zuverlässig zu berechnen. Für inelastische Ereignisse wurde für  $q^2 = 0$  von Nachtmann [15a] ein Korrekturfaktor  $(1 + \delta)$  angegeben, durch den man den gemessenen Wirkungsquerschnitt zu dividieren hat, um den wahren zu erhalten. Dieser Faktor ist eine Funktion der Myon-Energie  $E_\mu$ , des Energieübertrages  $\Delta E = E_\nu - E_\mu$  und der Ausdrücke  $(\Delta E - Z \alpha/R)$  und  $(E_\mu - Z \alpha/R)$ , wobei  $-Z \alpha/R$  das Coulombpotential an der Kernoberfläche bedeutet. Für  $E_\mu = 2,5$  GeV und  $\Delta E = 800$  MeV erhält man als numerischen Wert von  $\delta$  für Blei  $\delta = 0,05$  und für Kohlenstoff  $\delta = 0,01$ .

Für die elastischen Ereignisse erhält man nach einer weiteren Arbeit von Nachtmann [15b] für  $q^2 = 0$  und  $E_\mu = 2,5$  GeV  $\delta = 0,01$  für Blei und  $\delta = 0,003$  für Kohlenstoff.

#### 4.10. Pauli-Prinzip

Ist der Impulsübertrag klein im Vergleich zum Fermiimpuls der Nukleonen des Targetkernes, so sind «elastische» Ereignisse ( $\nu + n \rightarrow \bar{\nu} + p + \mu^-$ ) an den im Kern gebundenen Neutronen weniger wahrscheinlich als an freien Neutronen, denn das aus dem Neutron entstehende Proton kann, wenn es nur eine geringe Energie erhält, keinen freien Platz finden, da die niedrig liegenden Protonenzustände in komplexen Kernen bereits besetzt sind. Die elastischen Ereignisse sind, bezogen auf die Ereignishäufigkeit für die freien Targetneutronen, in leichten Kernen stärker unterdrückt als in schweren, d.h. die im schweren Kern gebundenen Neutronen bilden bei kleinem  $q^2$  ein wirkungsvolleres Target für die elastische Reaktion als die Neutronen des leichten Kernes. Mit wachsendem Impulsübertrag geht der Wirkungsquerschnitt in den für das freie Neutron über. Figur 6 zeigt das mit dem Modell eines nicht wechselwirkenden Fermigases [16] berechnete Verhältnis  $\sigma_{\text{gebunden}}/\sigma_{\text{frei}}$  in Abhängigkeit von  $q^2$ . Daraus und aus dem berechneten differentialen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dq^2$  für die Reaktion am freien Neutron kann man als Funktion der oberen Grenze  $q_{\max}^2$  die Target-Effektivität eines gebundenen Neutrons bestimmen. In Figur 7 ist das Verhältnis der so für Blei und Kohlenstoff berechneten Größen eingetragen. Sie zeigt also um wieviel in einem Intervall  $0 \leq q^2 \leq q_{\max}^2$  ein Blei-Neutron wirkungsvoller für elastische Reaktionen ist als ein Kohlenstoff-Neutron.

Da die elastischen Ereignisse in leichten Kernen stärker unterdrückt sind als in

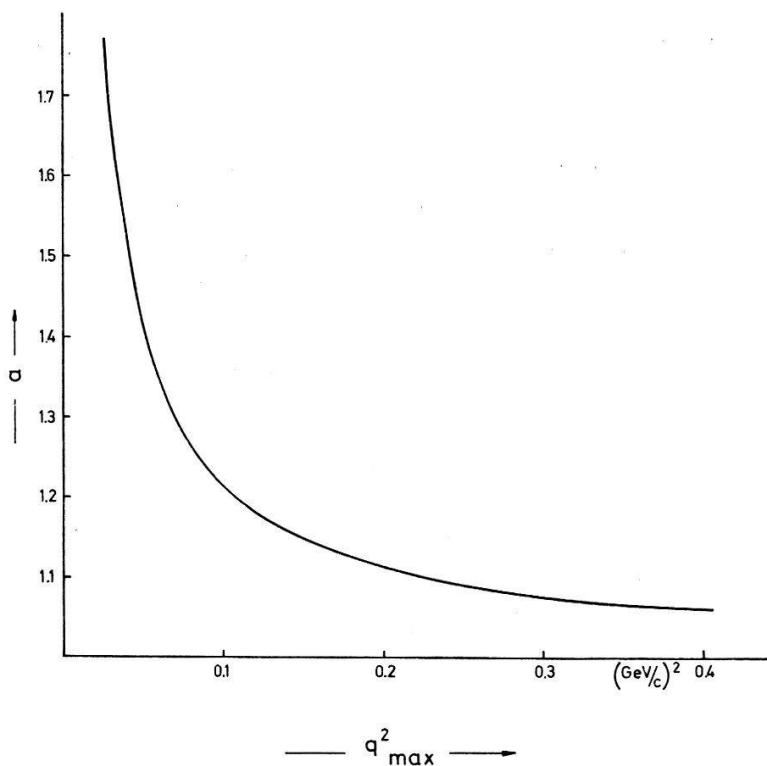


Figur 6

Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte elastischer Reaktionen am freien und am gebundenen Neutron für Blei und Kohlenstoff in Abhängigkeit des invarianten Impulsübertrages. (Berechnet nach Ref. [16].)

schweren, wirkt dies einem möglichen  $A^{2/3}$ -Effekt der inelastischen Ereignisse entgegen. Man muss deshalb die auf  $A$ -Proportionalität normierten experimentell gefundenen Ratenverhältnisse nicht mit  $R_{theor} = 1$ , sondern mit einem grösseren Wert vergleichen. Er lässt sich mit Hilfe der o. a. Rechnung bestimmen, wenn man den prozentualen Anteil der elastischen Ereignisse für *ein* Targetmaterial kennt. Dieser theoretische Wert ergibt sich für Blei und Kohlenstoff als:

$$R_{Pb/C}(q_{max}^2) = (1 + (N_{Pb} A_C / N_C A_{Pb}) \cdot F(q_{max}^2) \cdot r_C(q_{max}^2)) : (1 + r_C(q_{max}^2)) = \\ (1 + 1,21 \cdot F \cdot r_C) : (1 + r_C) .$$



Figur 7

$a$  in Abhängigkeit von  $q_{max}^2$ . Ein im Bleikern gebundenes Neutron ist im Intervall  $0 \leq q^2 \leq q_{max}^2$  ein amal wirkungsvolleres Target für die elastische Reaktion als ein im Kohlenstoffkern gebundenes Neutron.

Dabei sind  $A$  und  $N$  Nukleonen-, bzw. Neutronenzahlen;  $F(q_{\max}^2)$  ist der Quotient der Unterdrückungsfaktoren für Pb und C im betrachteten Intervall  $0 \leq q^2 \leq q_{\max}^2$  (siehe Fig. 7);  $r_c$  ist das Ratenverhältnis von elastischen zu inelastischen Ereignissen in Kohlenstoff. Es lässt sich aus den Blasenkammerereignissen empirisch bestimmen, da die Kammer mit Propan ( $C_3H_8$ ) gefüllt war. Deshalb entstand ein Grossteil der Ereignisse dort an Kohlenstoff-Kernen.

## 5. Ergebnisse

### 5.1. Zusammenhang zwischen Rate, Nukleonenzahl und Wirkungsquerschnitt

Zweck der vorliegenden Arbeit war es, zu untersuchen, ob der totale Wirkungsquerschnitt ( $W_q$ ) für die Neutrino/Kern-Reaktion proportional zu  $A$  (Nukleonenzahl des Targetkernes) ist, oder ob ein Teil der Ereignisse proportional zu  $A^{2/3}$  ist.

In der Relation:

Rate pro Target =  $\nu$ -Fluss  $\cdot W_q \cdot$  Anz. Kerne pro Target ist bei  $A$ -Proportionalität

$$a) \quad W_q = \sigma_{\text{Nukleon}} \cdot A$$

und bei  $A^{2/3}$ -Proportionalität

$$z) \quad W_q = \sigma_{\text{Nukleon}} \cdot A^{2/3}$$

bu setzen, wobei  $\sigma_{\text{Nukleon}}$  den Wirkungsquerschnitt pro Nukleon bedeutet.

Vergleicht man die Raten für zwei verschiedene Targets, so gilt im Fall a), wenn der Neutrino-Fluss in beiden Targets gleich ist:

$$a) \quad \frac{N_i}{N_{i+1}} = \frac{A_i \cdot n_i}{A_{i+1} \cdot n_{i+1}} \quad \begin{aligned} N_i &: \text{Anzahl Ereign. im Target } i \\ A_i &: \text{Nukleonenzahl der Kerne im Target } i \\ n_i &: \text{Anzahl Kerne im Target } i. \end{aligned}$$

Nun ist aber  $A_i \cdot n_i$  gleich der Nukleonenzahl im Target  $i$  und diese ist praktisch proportional der Masse des Targets  $i$ . Da alle Targets die gleiche Fläche haben, geben wir ihre Masse in  $\text{g/cm}^2$  an. Bezeichnen wir die Massenbelegung ( $\text{g/cm}^2$ ) des Targets  $i$  mit  $g_i$  und die Grösse  $(N_1/N_2) \cdot (g_2/g_1)$  mit  $R_{1,2}$ , so muss für die beiden Fälle gelten:

$$a) \quad R_{1,2} = 1 \quad (A\text{-Proportionalität}),$$

$$b) \quad R_{1,2} = (A_2/A_1)^{1/3} \quad (A^{2/3}\text{-Proportionalität}).$$

$R_{1,2}$  nennen wir das auf  $A$ -Proportionalität normierte Ratenverhältnis. Die Normierungsfaktoren  $(g_2/g_1)$  betragen für Pb/C: 0,941, für Fe/C: 0,723 und für Pb/Al: 0,761. Die entsprechenden Werte für  $(A_2/A_1)^{1/3}$  sind in Tabelle IV aufgeführt.

### 5.2. Bestimmung der Ratenverhältnisse

Um den Einfluss der unterschiedlichen Triggerwahrscheinlichkeit (siehe 4.3) zu eliminieren, wurden, wenn möglich, die Ereigniszahlen für jeweils drei aufeinanderfolgende Targets verglichen. Folgende Ratenverhältnisse wurden gebildet ( $N_i$ : Anzahl Ereignisse im Target  $i$ , Targetnummer: siehe Tabelle I):

$$\text{Pb/C: } S_{123} = \frac{N_1 + N_3}{2 \cdot N_2} \quad S_{234} = \frac{2 \cdot N_3}{N_2 + N_4} \quad S_{678} = \frac{2 \cdot N_7}{N_6 + N_8} \quad S_{789} = \frac{N_7 + N_9}{2 \cdot N_8}$$

$$\text{Fe/C: } S_{456} = \frac{2 \cdot N_5}{N_4 + N_6} \quad \text{Pb/Al: } S_{9,10} = \frac{N_9}{N_{10}}$$

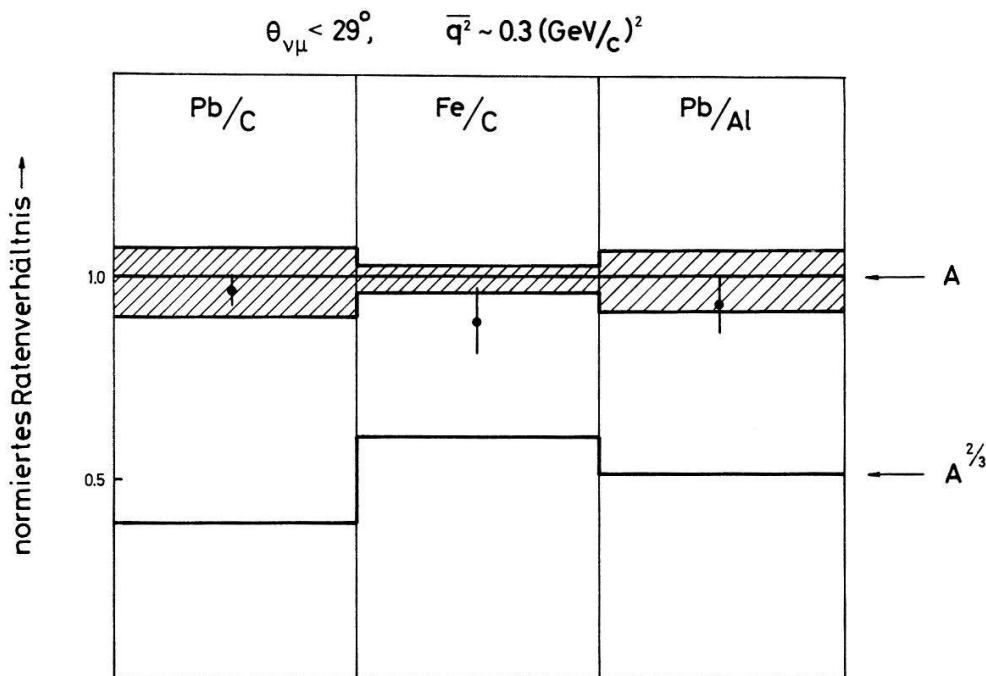
Um für das Pb/C-Verhältnis einen Mittelwert zu finden, wurden zunächst die Mittelwerte von  $S_{123}$  und  $S_{234}$ , sowie von  $S_{678}$  und  $S_{789}$  gebildet (bei der Berechnung der statistischen Fehler dieser Mittelwerte wurde berücksichtigt, dass  $N_1$  und  $N_4$ , sowie  $N_6$  und  $N_9$  nur mit dem Gewicht 1/3 eingehen). Als Endergebnis wurde dann das gewichtete Mittel der beiden Mittelwerte berechnet.

Die Ratenverhältnisse wurden mit den in 5.1 angegebenen Normierungsfaktoren multipliziert.

### 5.3. Zusammenfassung der Korrekturen

Die normierten Ratenverhältnisse mussten noch korrigiert werden: Der Einfluss der Aluminiumfunkenkammern war zu eliminieren (siehe 4.6). Außerdem war zu berücksichtigen, dass bei Target 2 wegen der dort eingebauten Szintillationszähler zusätzlich Targetmaterial vorhanden war. Außerdem war die Fächerstellung der auf die Kameras ausgerichteten Targets zu berücksichtigen.

Da auf das Al-Target kein weiteres Pb-Target folgte, war hier noch die unterschiedliche Triggerwahrscheinlichkeit zu berechnen. Mit dem in 4.3 erwähnten Monte-Carlo-Programm, das den Auswahlkriterien für die Ereignisse der Targets 9



Figur 8

Experimentelle Ergebnisse: Normierte Ratenverhältnisse für  $\theta_{\nu\mu} < 29^\circ$ ,  $q^2 \simeq 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$  und Myon-Mindestimpulse, welche in Tabelle IV angegeben sind.

und 10 angepasst wurde, wurde ein Korrekturfaktor von 1,035 für die Blei-Rate gefunden. Der Unterschied im Myonen-Mindestimpuls dieser Ereignisse (70 MeV/c) wurde mit Hilfe der Impulsverteilung der Blasenkammer-Ereignisse berücksichtigt. Dabei ergab sich ein weiterer Korrekturfaktor von 1,03 für die Anzahl der Ereignisse in Target 9.

#### 5.4. Experimentelle Resultate

Figur 8 zeigt die experimentell gefundenen korrigierten normierten Ratenverhältnisse Pb/C, Fe/C und Pb/Al für Neutrinoereignisse mit  $\theta_{\nu\mu} < 29^\circ$ . Die in 3.1 beschriebene Abschätzung für den invarianten Viererimpuls-Übertrag  $q^2$  ergab für diese Ereignisse einen mittleren Wert von  $q^2 \simeq 0,3$  (GeV/c)<sup>2</sup>. Ein normiertes Ratenverhältnis  $R = 1$  würde reine  $A$ -Proportionalität bedeuten. (Für solch grosse Werte von  $q^2$  wirkt sich das Pauli-Prinzip praktisch nicht mehr aus. Die Coulomb-Korrektur kann nicht berechnet werden.) Die theoretischen Werte für  $A^{2/3}$ -Proportionalität  $R = (A_2/A_1)^{1/3}$  sind ebenfalls eingezeichnet. Das schraffierte Band veranschaulicht eine gewisse Unsicherheit bei der Berechnung der theoretischen Werte, wenn kein  $A^{2/3}$ -Effekt auftritt. Diese Unsicherheit hat ihre Ursache im unterschiedlichen Neutronen-Protonen-Verhältnis der verschiedenen Targetkerne. Die elastischen Ereignisse finden wegen der Erhaltung der myonischen Leptonenzahl nur an Neutronen statt. Bei den inelastischen Ereignissen ist die Erzeugung der Pion-Nukleon-Resonanz  $N^*$  (1238) der dominierende Prozess [5]. Er findet dreimal häufiger an Protonen als an Neutronen statt. Das bedeutet: Die elastischen Ereignisse sollten auf Grund der Neutronenzahlen normierte Ratenverhältnisse  $R > 1$  und die inelastischen sollten  $R < 1$  ergeben. Im schraffierten Band bedeutet die obere Grenze 30% Beimischung elastischer Ereignisse und sonst reine  $A$ -Proportionalität, die untere Grenze 100%  $N^*$ -Erzeugung. Der wahre theoretische Wert sollte aber, wenn kein  $A^{2/3}$ -Effekt existiert, sehr nahe bei  $R = 1$  liegen. Die in Figur 8 dargestellten Ereignisse sind auch in Tabelle IV zusammengestellt (die unteren Grenzen für die Myon-Impulse folgen aus der Reichweitebedingung für die akzeptierten Ereignisse ( $3,5 A_0$ )). Die angegebenen Fehler sind rein statistische Fehler, berechnet aus den Ereigniszahlen.

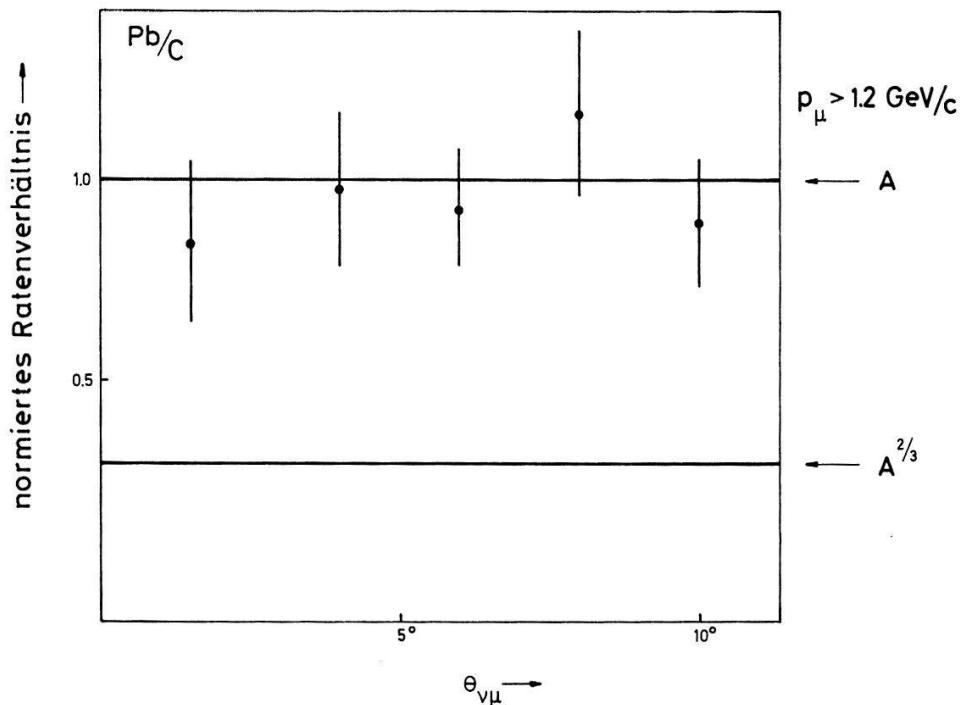
Tabelle IV

Normierte Ratenverhältnisse  $R$  für verschiedene Elemente aus Neutrino-Ereignissen mit  $\theta_{\nu\mu} < 29^\circ$  ( $R = 1$  bedeutet  $A$ -Proportionalität)

$R_{\text{exp}}$	$p_{\mu}^{\text{min}}$	Anzahl Ereignisse	$(A_2/A_1)^{1/3}_{\text{theor.}}$
Pb/C	$0,97 \pm 0,04$	2953	0,39
Fe/C	$0,89 \pm 0,08$	506	0,60
Pb/Al	$0,93 \pm 0,07$	822	0,51

Ein Pb/Al-Verhältnis wurde von Holder [18] angegeben, welcher die Funkenkammer-Aufnahmen des CERN-Neutrinoexperimentes von 1964 untersuchte. Er verglich die Raten von Neutrino-Ereignissen in den Al-Funkenkammern und in einem 40 cm dicken Pb-Target, welches vor der Funkenkammer stand. Er fand  $R = 1,14 \pm 0,14$  für Ereignisse mit  $\theta_{\nu\mu} < 26^\circ$  und  $p_{\mu} > 0,65$  GeV/c.

Um die Forderung nach kleinem  $q^2$  und Parallel-Konfiguration noch besser zu erfüllen, untersuchten wir das Pb/C-Verhältnis bei kleinen Winkeln (beim Fe/C- und beim Pb/Al-Verhältnis war das wegen der kleinen Ereigniszahlen nicht möglich).



Figur 9

Experimentelle Ergebnisse: Normierte Ratenverhältnisse Pb/C in Abhängigkeit vom Myon-Emissionswinkel.

Figur 9 zeigt das Pb/C-Verhältnis in Abhängigkeit vom Myonenwinkel  $\theta_{\nu\mu}$ . Die beiden ersten Winkelintervalle ergeben zusammen das Resultat:

$$R_{Pb/C} = 0,92 \pm 0,15 \quad (183 \text{ Ereignisse, bei denen das Myon die ganze Magnetkammer durchlief, d.h. } p_\mu \geq 1,2 \text{ GeV/c; } q^2 \lesssim 0,1 \text{ (GeV/c)}^2, \theta_{\nu\mu} \leq 5^\circ.)$$

Mit der in 4.9 beschriebenen Coulomb-Korrektur für  $q^2 = 0$  erhält man

$$R_{Pb/C} = 0,90 \pm 0,15.$$

Bei Berücksichtigung des Ausschliessungsprinzips erhält man den theoretischen Vergleichswert:

$$R_{Pb/C}^{\text{theor}} = 1,15.$$

Dabei wurde vorsichtigerweise angenommen, dass im Kohlenstoff die Anzahl der elastischen Ereignisse das 0,5fache der Anzahl der inelastischen Ereignisse beträgt; d.h.  $r_c$  in der Formel von 4.10 hat den Wert 0,5. (Für  $q^2 \leq 0,1 \text{ (GeV/c)}^2, \theta_{\nu\mu} < 7^\circ$  und  $p_\mu \geq 1,2 \text{ GeV/c}$  findet man in der Blasenkammer  $r_c = 0,3 \pm 0,2$ ). Die Differenz zwischen diesem theoretischen Wert und dem korrigierten experimentellen beträgt 1,7 Standardabweichungen. Dabei ist jedoch die Unsicherheit in der Coulomb-Korrektur und der Auswirkung des Pauli-Prinzips nicht berücksichtigt. (Es liefert z.B. das Fermigasmodell vermutlich keine gute Beschreibung des Kohlenstoff-Kernes).

Dieses Problem wurde von Bell und Smith [21] genauer untersucht.)

### 5.5. Schlussfolgerung

Die in Tabelle IV aufgeführten Ergebnisse sind zusammengenommen mit einer reinen  $A$ -Proportionalität des Wirkungsquerschnitts verträglich ( $P(\chi^2) = 18\%$ ).

Auch in der Klasse von Blei- und Kohlenstoff-Ereignissen, welche die Bedingung der Parallel-Konfiguration und des kleinen invarianten Impulsübertrages wesentlich besser erfüllt, wurde keine signifikante Abweichung vom  $A$ -Verhalten gefunden. Allerdings kann hier wegen des relativ grossen statistischen Fehlers nicht ausgeschlossen werden, dass der Wirkungsquerschnitt für einen Teil der Ereignisse proportional zu  $A^{2/3}$  war. Bezeichnen wir mit  $a$  denjenigen Bruchteil der Ereignisse, für welche diese  $A^{2/3}$ -Proportionalität gilt, so erhalten wir als Ratenverhältnis

$$R_{Pb/C}(a) = 0,39 \cdot a + 1,15(1-a) = 1,15 - 0,76 \cdot a$$

daraus und aus dem experimentellen Resultat  $R_{Pb/C} = 0,90 \pm 0,15$  ergibt sich mit 5% Irrtumswahrscheinlichkeit als obere Grenze für  $a$  der Wert  $a_{max} = 65\%$ .

Herrn Dr. J. S. Bell danken wir für seine Unterstützung beim Vorschlag des Experimentes und für mehrere Diskussionen über die theoretischen Aspekte des Experimentes.

Das Experiment wäre unmöglich gewesen ohne die Arbeit der zahlreichen Physiker und Techniker des CERN, welche den neuen, verbesserten Neutrinostrahl entworfen, gebaut und in Betrieb gehalten haben. Den Mitgliedern der Blasenkammergruppe, besonders den Herren Drs. D. C. Cundy, G. Myatt, H. Sletten und H. Yoshiki danken wir bestens für die Zusammenarbeit während des Experiments und der Auswertung.

Sehr zu danken haben wir auch Herrn H. Jungo und einigen Freiburger Mechanikern für ihre grossen Leistungen beim Aufbau der Apparatur. Ebenso sei hier Herr G. Glessing vom CERN erwähnt. Den Mitarbeiterinnen der Hochenergie-Abteilung Bern danken wir für unermüdliche und sorgfältige Messarbeit.

Herrn O. Nachtmann danken wir für die Überlassung seiner Resultate vor ihrer Veröffentlichung. Für wertvolle Diskussionen danken wir den Herren Drs. G. Czapek, H. J. Gerber, M. Holder, E. Hugentobler, W. Lindt und L. Stodolsky.

Herrn Professor O. Huber und den CERN-Autoritäten danken wir für ihr Interesse und ihre Unterstützung. Frau M. B. Gysi und Frl. E. Tank danken wir für die Reinschrift des Manuskriptes.

Dem Schweizerischen Nationalfonds haben wir für finanzielle Unterstützung zu danken.

### LITERATURVERZEICHNIS

- [1] J. S. BELL, Phys. Rev. Lett. 13, 57 (1964) und CERN Report TH-887.
- [2] J. LOVSETH and J. FROYLAND, Nuovo Cim. 53A, 1 (1968).

- [3] L. STODOLSKY, Phys. Rev. Lett. *18*, 135 (1967).
- [4] S. L. ADLER, Phys. Rev. *135 B*, 963 (1964).
- [5] I. BUDAGOV, D. C. CUNDY, C. FRANZINETTI, W. B. FRETTER, H. W. K. HOPKINS, C. MANTRE-DOTTI, G. MYATT, F. A. NEZRICK, M. NIKOLIC, T. B. NOVEY, R. B. PALMER, J. B. M. PATTISON, D. H. PERKINS, C. A. RAMM, B. ROE, R. STUMP, W. VENUS, H. W. WACHSMUTH and H. YOSHIKI, Phys. Lett. *29 B*, 524 (1969).
- [6] K. BORER, B. HAHN, H. HOFER, H. KASPAR, F. KRIENEN und P.-G. SEILER, Phys. Lett. *29 B*, 614 (1969).
- [7] A. ASNER and CH. ISELIN, CERN Yellow Reports 65/17 und 66/24.
- [8] K. BORER, B. HAHN, H. HOFER, H. KASPAR, F. KRIENEN und P.-G. SEILER, Helv. phys. Acta *43*, 111 (1970).
- [9] H. FAISSNER, F. FERRERO, A. GHANI, E. HEER, F. KRIENEN, G. MURATORI, F. B. NOVEY, M. REINHARZ und R. A. SALMERON, Nucl. Instr. Meth. *20*, 213 (1963).
- [10] E. ALLEYN, H. FAISSNER, H. J. GERBER, E. HEER und M. REINHARZ, CERN Yellow Report 64-4.
- [11] H. KASPAR, Lizentiatsarbeit (1969), Universität Bern, Physikalisches Institut, Abteilung Hochenergiephysik.
- [12] D. C. CUNDY, G. MYATT, private Mitteilung.
- [13] J. A. HELLAND, C. D. WOOD, T. J. DERLIN, D. E. HAGGE, M. J. LONGO, B. J. MOYER and V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. *134 B*, 1079 (1964).
- [14] H. YOSHIKI, private Mitteilung.
- [15] a) O. NACHTMANN, die Arbeit wird in Nucl. Phys. B erscheinen; b) O. NACHTMANN, Nucl. Phys. *B 18*, 112 (1970).
- [16] S. M. BERMAN, Int. Conf. on Theor. Aspects of Very High-Energy Phenomena (1961), CERN Yellow Report 61-22.
- [17] J. S. BELL, Adv. Phys. *10*, 211 (1961).
- [18] M. HOLDER, NCL, Vol. III, 445 (1970).
- [19] C. FRANZINETTI, CERN Report 66-13 (NPA) und [12].
- [20] Proc. Top-Conf. W. Int. (1969), CERN Yellow Report 69-7, 43.
- [21] J. S. BELL and C. H. LLEWELLYN SMITH, CERN Report TH-1198.