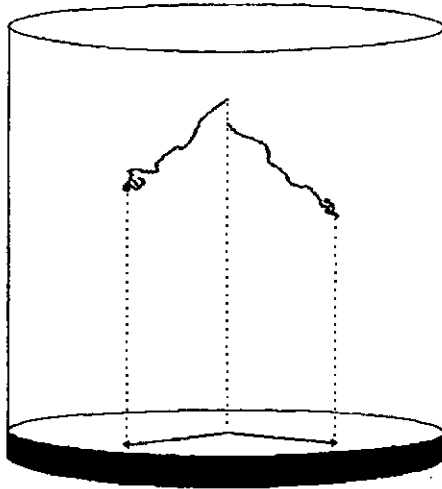


1180



Institut de Physique de
l'Université de Neuchâtel

1 Detektortyp = 2 Experimente
TPC in der Neutrinophysik



Volker Jörgens

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Neuchâtel, Juni 1993

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Ein Detektortyp = Zwei Experimente

TPC in der Neutrinophysik

de Monsieur Volker Jörgens

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel
sur le rapport des membres du jury,

MM. et Mme J.-L. Vuilleumier, A. Tadsen,

M. Treichel et E.-W. Becker (Münster)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 26 juillet 1993

Le doyen:



A. Robert

Inhaltsverzeichnis

1	Vorwort	1
2	Einleitung	2
	2.1 Neutrino-Physik	2
	2.2 Detektoren	3
3	Projekt 1 - Die Gotthard-TPC	6
	3.1 Der doppelte Betazerfall	6
	3.2 Die Masse des Neutrinos	7
	3.3 Zerfallsarten des $\beta\beta$ -Zerfall	10
	3.3.1 Der 2-Neutrino-Modus	10
	3.3.2 Der 0-Neutrino-Modus	11
	3.3.3 Der Majoron-Modus	14
	3.4 Experimente zum $\beta\beta$ -Zerfall	15
	3.5 Vorstellung des Experimentes	16
	3.5.1 Zeit und Lage des Experimentes	16
	3.5.2 Vorstellung des Detektors	17
	3.5.2.1 Das Detektorsystem	19
	3.5.2.2 Die Time Projection Chamber ..	20
	3.5.2.3 Die Abschirmung	22
	3.5.2.4 Das Gassystem	23
	3.5.2.5 Die Ausleseelektronik	24
	3.6 Kalibration des Detektors	26
	3.6.1 Energiekalibration	26
	3.6.2 Gasbeobachtung	29
	3.7 Ereignisse im Detektor	29
	3.8 Ergebnisse des Experimentes	32
	3.8.1 Resultate im Majoron-Modus	33
	3.8.2 Resultate im 2-Neutrino-Modus	34
	3.8.3 Resultate im 0-Neutrino-Modus	34
	3.8.4 Vergleich der Resultate	36
	3.9 Neueste Untergrund-Untersuchungen	37
	3.9.1 Vergleich der spez. Zählraten	37
	3.9.2 Topologie der e-Ereignisse	39
	3.9.3 Topologie der 2e-Ereignisse	41
	3.9.4 Wismut-Polonium Untergrund	42
	3.9.5 Ereignisse hoher Energie	44
	3.9.6 Fazit der Untersuchungen	45
	3.10 Die Zukunft des Projektes	45
4	Projekt 2 - Die MUNU-TPC	46
	4.1 Das magnet. Moment des Neutrinos	46
	4.1.1 Die Größe des magnet. Moments	47
	4.1.2 Die experimentelle Situation	47
	4.1.3 Die experimentelle Methode	49
	4.2 Beschreibung des Projekts	52
	4.2.1 Der MUNU-Detektor	52

4.3	Der Prototyp - die miniTPC.....	55
4.3.1	Das Design der miniTPC	56
4.3.2	Das Gassystem	59
4.3.2.1	Das Gas - Tetrafluormethan...	59
4.3.2.2	Das Gassystem der miniTPC....	60
4.3.3	Die Ausleseelektronik	62
4.3.3.1	Hodoskop als μ -Trigger	65
4.4	Messungen mit der miniTPC.....	65
4.4.1	Energieauflösung der miniTPC	66
4.4.2	Absorptionslänge in CF ₄	70
4.4.3	Laterale Diffusion in CF ₄	73
4.4.4	Driftgeschwindigkeit in CF ₄	76
4.4.5	Plexiglas und CF ₄	78
4.4.6	Kühlfälle und Radonreduzierung	80
4.4.7	Modifikation der miniTPC	84
4.4.8	Ereignisse in der miniTPC	86
4.5	Die Zukunft der miniTPC.....	88
4.6	Zeit und Lage des Experimentes.....	89
5	Zusammenfassung	90
6	Anhang	91
6.1	Ansichten der Gotthard-TPC.....	91
6.2	Ansichten der miniTPC.....	91
6.3	Beteiligte Institute.....	94
7	Danksagung	95
8	Literatur	96

1 Vorwort

In dieser Arbeit werden zwei Experimente im Gebiet der Neutrino-Physik beschrieben. In beiden Fällen findet als Detektor eine „Time Projection Chamber (TPC)“ Verwendung. Teil 1 dieser Arbeit behandelt die Suche nach der effektiven Majorana-Masse des Neutrinos über den neutrinolosen doppelten Betazerfall. Als Zerfallskandidat wurde Xenon-136 gewählt. Das Experiment wird in Zusammenarbeit dreier Institute in einem Nebenraum des Gotthard-Straßentunnels betrieben. Der erste Teil dieser Arbeit liefert nun eine kurze Beschreibung des Experimentes und die neuesten Ergebnisse. Das Experiment ist nicht beendet, so daß eine weitere Verbesserung der Ergebnisse in Zukunft zu erwarten ist.

Teil 2 der Arbeit beschreibt den Bau eines Prototypdetektors und die damit durchgeführten Messungen. Der eigentliche Detektor soll zur Bestimmung des magnetischen Momentes des Elektron-Neutrinos konstruiert werden. An diesem Experiment sind sechs Institute beteiligt. Das physikalische Institut in Neuchâtel ist im wesentlichen für den Bau des Kerndetektors, einer Weiterentwicklung der Gotthard-TPC, verantwortlich. Zu diesem Zweck wurden Untersuchungen am schon erwähnten Prototyp durchgeführt. Es ist damit zu rechnen, daß im Jahre 1994 erste Ergebnisse über das magnetische Moment vorliegen.

Beide Experimente stehen im direkten Zusammenhang mit astrophysikalischen Problemen: Eine endliche Neutrinomasse wäre eine Erklärung für das Problem der fehlenden Masse im Weltraum; ein meßbares magnetisches Moment würde das Sonnenneutrinoproblem verständlich machen.

2 Einleitung

In diesem Abschnitt werde ich einen kurzen Überblick über die Neutrinophysik und den verwendeten Detektortyp geben. Ausführlichere Beschreibungen über die speziellen Gebiete der Neutrinophysik, die durch diese Arbeit berührt werden und die verwendeten Detektoren erfolgen dann in Kapitel 3: Die Gotthard-TPC und in Kapitel 4: Die MUNU-TPC. Abschließend wird die aktuelle Situation des jeweiligen Projektes in Kapitel 5 zusammengefaßt.

2.1 Neutrinophysik

Startpunkt für die Neutrinophysik war die Postulierung der Existenz des Teilchens durch W.Pauli im Jahre 1930 [PAU30] zur Erklärung des kontinuierlichen Energiespektrums und der Drehimpulserhaltung beim einfachen β -Zerfall. Im Jahre 1956 gelang es Reines und Cowan [COW56], die Existenz des Neutrinos erstmals experimentell nachzuweisen. Neuere Experimente ergaben die Existenz zweier weiterer leichter Neutrinoarten: das Myon-Neutrino [DAN62] und das Tau-Neutrino [PER75], wobei letzteres bislang nur indirekt gemessen bzw. gefolgert werden konnte. Aktuelle Ergebnisse der LEP-Experimente besagen, daß es keine weiteren, leichten Neutrinos mit Standardkopplung gibt [FER90]. Obwohl die Neutrinophysik über 60 Jahre existiert, ist man weit davon entfernt, alle Eigenschaften der Neutrinos zu kennen. Insbesondere sind die folgenden fünf Punkte von großem Interesse, da ihre Beantwortung erheblichen Einfluß auf theoretische Modellkonstruktionen hat:

- Welche Neutrinoarten existieren?
- Besitzen Neutrinos eine Masse?
- Gibt es Neutrinooszillationen?
- Sind Neutrinos und Antineutrinos identisch?

- Besitzen Neutrinos ein magnetische Moment?

Die Punkte 2) und 4) werde ich im Kapitel über den doppelten Betazerfall und Punkt 5) im Kapitel über die Bestimmung des magnetischen Moment des Neutrinos näher eingehen. Die Punkte 1) und 3) werden momentan stark diskutiert, da verschiedene Experimente zu unterschiedlichen Resultaten kommen, insbesondere bezgl. der Existenz eines 17 keV-Neutrinos [REI91][BEC91][HIM91], wobei dessen Vorhandensein allerdings mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann [HIM93]. Um diese Fragen näher zu beleuchten, werden weitere Experimente durchgeführt bzw. sind in Planung. Eine ausführliche Diskussion über die Probleme in der Neutrinophysik findet sich in [BOE87].

2.2 Detektoren

Fortschritte auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik sind verbunden mit der Entwicklung und Vervollkommung von Detektoren. Man kann diese Nachweisgeräte auf verschiedene Weise klassifizieren. Neben der Einteilung in elektronische und nicht elektronische Meßgeräte ist die Unterteilung in rein registrierende Detektoren, Kalorimeter und Spurendetektoren gebräuchlich [DTV85]. Kalorimetrische Detektoren, z.B. Germaniumzähler [REU92], liefern zusätzlich zur Teilchenregistrierung, z.B. beim Geiger-Müller-Zähler, die Energie des nachgewiesenen Teilchens durch Auswertung des Detektorsignals. Nachteil der Kalorimeter ist jedoch, daß keinerlei Informationen über den genauen Ort des Teilchendurchgangs vorliegen, es sei denn, man verwendet ein ganzes Arrangement von einzelnen Kalorimetern. Zur Feststellung der Positionen können jedoch auch einzelne Nachweisgeräte, die Bahndetektoren, verwendet werden. Oft werden, insbesondere bei komplexen Experimenten,

Kombinationen von Detektoren verwendet (siehe 2. Projekt dieser Dissertation).

Ein Beispiel für Bahndetektoren ist die Zeitprojektionskammer („Time Projection Chamber“), oder kurz TPC. Durch Kombination zweier Detektorarten, Vieldrahtproportional- [CHA68] und Driftkammer [ALL74], entwickelte D.R.Nygren 1975 [NYG75] in Berkeley diesen heute sehr häufig verwendeten Detektortyp (z.B. CERN-Experimente ALEPH und DELPHI [ALE90][DEL91]). Die TPC bietet neben der Energiebestimmung die Möglichkeit einer dreidimensionalen Ortsbestimmung.

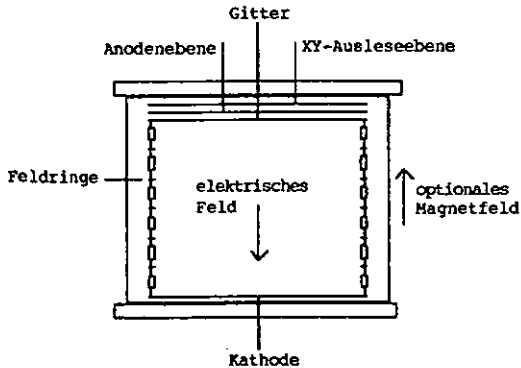


Bild 2.1: prinzipieller Aufbau einer „Time Projection Chamber“

Bei der „Time Projection Chamber“ handelt es sich im allgemeinen um einen zylindrischen Detektor. Gefüllt ist dieser Zylinder vorzugsweise mit einer Gasmischung, z.B. Argon-Methan, die gute Dripteigenschaften aufweist (u.a. minimale Diffusion, hohe Beweglichkeit von Drift-Elektronen). Zwischen den Endkappen des Zylinders wird mit Hilfe einer Kathode und eines Gitters (siehe Bild 2.1) ein elektrisches Feld (≈ 100 V/cm, je nach verwendeter Gasmischung), durch sogenannte Feldringe homogenisiert, angelegt. Ein geladenes Teilchen, welches das Gasvolumen passiert, ionisiert die Gasmoleküle. Die entstehenden freien Elektronen driften entlang der Zylinderachse in Richtung der Anode. Um die Anoden-

drähte, das heißt im Bereich Gitter-Anode-Ausleseebene, herrscht ein hohes elektrisches Feld, sodaß hier Ladungsvervielfachung stattfindet. Sind die Anodendrähte untereinander verbunden, wie in unserem Fall (Projekt 1 und 2), dient das Anodensignal zur Energiebestimmung. Eine andere Möglichkeit ist die getrennte Auslese der zueinander parallelen Drähte, wodurch zusätzlich zur Energieinformation eine Ortsinformation geliefert wird. Außerdem induziert die Ladungsvervielfachung ein Signal auf der wenige Millimeter entfernten Ausleseebene. Im Falle der getrennten Anodendrahtauslese ist diese Ebene einseitig in Streifen, senkrecht zu den Anodendrähten (X-Richtung), segmentiert und liefert die zweite Ortskoordinate (Y-Richtung). Bei den in Kapitel 3 und 4 beschriebenen TPC's ist diese Ausleseebene beidseitig, in gekreuzter Weise, segmentiert und liefert auf diese Art beide Ortskoordinaten (X und Y) senkrecht zur Kammerachse. Die Zeitentwicklung aller Signale gibt Aufschluß über die noch fehlende Koordinate zur dreidimensionalen Spurenrekonstruktion. Im Prinzip schafft die zusätzliche Auslese des primär induzierten Signals auf Gitter oder Kathode (Zeitdifferenz zu den zuvor beschriebenen Signalen) oder das Vorhandensein eines externen Triggers die Möglichkeit der Bestimmung eines absoluten Z-Wertes. Auf eine Auslese von Gitter oder Kathode kann jedoch unter Umständen (Projekt 1) verzichtet werden. Die Registrierung eines Ereignisses beginnt dann jeweils mit dem Signalanstieg auf den Anodendrähten.

Außerdem kann ein Magnetfeld parallel zum elektrischen Feld angelegt werden. Dadurch wird zum einen die Diffusion der Driftelektronen verringert und zum anderen bietet sich die Möglichkeit der Impulabestimmung über die Bahnkrümmung der Teilchenspur.

Einen Überblick über die verschiedenen Detektoren und ihre Verwendung liefern [KLE87]und[LEO87].

3 Projekt 1 - Die Gotthard-TPC

In diesem Kapitel werde ich kurz auf die Vorstellung des Experimentes eingehen und im Anschluß daran die neuesten Ergebnisse präsentieren. Für eine ausführlichere Darlegung verweise ich auf zwei weitere Dissertationen zu diesem Thema [WON91][VUI92].

3.1 Der doppelte Betazerfall

Gerade, weil der doppelte Betazerfall der seltenste in der Natur vorkommende und bisher beobachtete radioaktive Zerfall ist, ist er auch einer der interessantesten und faszinierendsten Zerfälle. Das Studium dieses Phänomens ist von entscheidender Bedeutung für das Verständnis der ν -Eigenschaften.

Erste theoretische Überlegungen zum doppelten Betazerfall stellten 1935 M.Goeppert-Mayer [GOE35] (2ν - $\beta\beta$ -Zerfall) und 1939 W.H.Furry [FUR39] bzw. 1937 E.Majorana [MAJ37] (0ν - $\beta\beta$ -Zerfall) an. Es handelt sich hier um einen Prozeß zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung. Er kann nur beobachtet werden, falls der Prozeß der ersten Ordnung, der „normale“ einfache Betazerfall, energetisch verboten oder durch eine sehr große Drehimpulsdifferenz zwischen Mutter- und Tochterkern des einzelnen Betazerfalls unterdrückt ist. Weiteres Merkmal der $\beta\beta$ -Zerfallskandidaten ist, daß es sich jeweils um „gerade-gerade“ Kerne handelt (gerade Neutronen- und Protonenzahl), welche infolge der Paarungsenergie gegenüber ihren „ungerade-ungerade“ Nachbarn energetisch niedrigere Grundzustände besitzen (Bild 3.1) [GRO89]. Etwa 35 Kandidaten weisen die zuvor beschriebenen Eigenschaften auf. Experimentell werden im wesentlichen die folgenden drei Zerfallsmoden untersucht:

1. $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$
2. $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-$
3. $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + \chi^0$

Bei Zerfallsart „1“ handelt es sich um den im Standardmodell [GLA61][SAL68][WEI67] erlaubten „ 2ν -Modus“, bei Zerfallsart „2“ um den im Standardmodell verbotenen „ 0ν -Modus“. Im dritten Fall liegt der „Majoron-Modus“, Bildung und Emission eines neutralen Teilchens χ^0 , vor. Weitere Zerfallsarten, wie die Bildung zweier Majoronen, sind denkbar und werden zum Beispiel in [ZUB92] diskutiert. Diesen Prozessen gemein ist, daß jeweils zwei Elektronen ausgesandt werden. Bei diesen Zerfallsarten sind höhere Übergangsenergien und Zählraten, als bei den anderen möglichen $\beta\beta$ -Prozessen (Aussendung zweier Positronen, Kerneinfang zweier Elektronen oder Einfang eines Elektron verbunden mit der Aussendung eines Positron), zu erwarten.

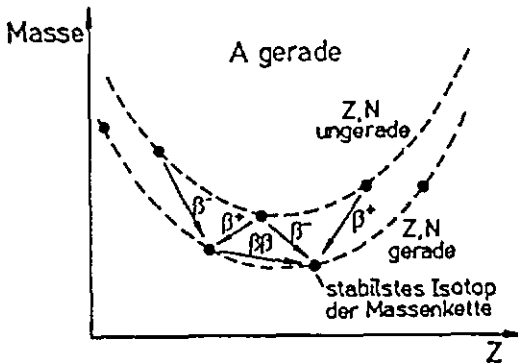


Bild 3.1: Energetische Lage potentieller $\beta\beta$ -Emitter [GRO89]

3.2 Die Masse des Neutrinos

Wie schon zuvor erwähnt (Kapitel 2.1) ist einer der zentralen Punkte der Neutrinophysik die Frage, ob

Neutrinos eine Masse besitzen und wenn ja, wie groß diese Masse ist. Eine der Hauptkonsequenzen einer nichtverschwindenden Neutrinomasse ist die mögliche Erklärung für einen Teil der fehlenden Materie im Weltraum. Aufgrund von Gravitationsbeobachtungen steht fest, daß nur etwa 10% der gesamten Materie sichtbar ist. Über den Rest der Materie gibt es verschiedene Modellvorstellungen [JET92].

In Feldtheorien werden ν -Massenterme in der Lagrangedichte unter den Bedingungen der Hermizität und Lorentzinvarianz bestimmt. Mit der Definition händiger Felder:

$$\psi_{R/L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$$

kann ein Dirac-Spinor als

$$\psi_D = \psi_L + \psi_R$$

geschrieben werden. Damit können zwei Neutrino-Massenterme konstruiert werden (detaillierte Diskussion: siehe [LAN88]): Zum einen der Dirac-Massenterm:

$$- L_m^D = m_D \cdot (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$$

und zum anderen der Majorana-Massenterm:

$$- L_m^M = \frac{1}{2} m_L \cdot (\bar{\psi}_R^c \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R^c) + \frac{1}{2} m_R \cdot (\bar{\psi}_L^c \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L^c)$$

Beide Terme können in eine Massenmatrix zusammengefaßt werden:

$$- L_M = \frac{1}{2} (\bar{\psi}_L, \bar{\psi}_L^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_R^c \end{pmatrix} + \text{h.c.}$$

Dirac-Massenterme erhalten die Leptonenzahl ($\Delta L=0$), während Majorana-Massenterme sie verletzen ($\Delta L=2$). Im

Standardmodell gibt es per Definition nur linkshändige masselose Neutrinos. Majorana-Massen können jedoch ohne weiteres eingeführt werden. Erweiterungen, wie das Vorhandensein von rechtshändigen Neutrino-Singulets, ermöglichen Dirac-Neutrinomassen. Diese Erweiterungen konnten bisher jedoch experimentell nicht bestätigt werden, sodaß die Neutrinos im Standardmodell vorläufig masselos bleiben. Das Standardmodell ist allerdings bestenfalls unvollständig, da es beispielsweise nur zwei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt (elm. WW. & schwache WW., aber nicht: starke WW. & Gravitation). Höhere Symmetriegruppen, wie die $SO(10)$ [FRI75], erlauben Neutrinomassen, sowohl auf dem Dirac- als auch auf dem Majorana-Sektor. Im „see-saw“ Mechanismus [GEL78] [YAN80] ist es möglich, daß bei großen Majorana-Massentermen die allgemein erwarteten kleinen Neutrinomassen zustande kommen. Die Elemente der Massenmatrix werden wie folgt angesetzt [COL89]:

$$m_D \approx m, \quad m_L \approx \frac{m^2}{M} \quad \text{und} \quad m_R \approx M$$

wobei m eine typische Fermionenmasse und M eine beliebig hohe Massenskala ist. Hier sind die Eigenwerte:

$$m_1 = \frac{m^2}{M} \quad \text{und} \quad m_2 = M$$

Im ersten Fall handelt es sich um ein leichtes, im zweiten um ein superschweres Neutrino. Wie die $SO(10)$ sagen die meisten theoretischen Modelle Neutrinomassen ungleich Null voraus. Der „see-saw“ Mechanismus prophezeit außerdem, daß die Neutrinomassen proportional zum Massenquadrat der Fermionenmasse der entsprechenden Familie sind:

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2$$

oder

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_{\nu_1}^2 : m_{\nu_2}^2 : m_{\nu_3}^2$$

Demzufolge ist das Elektron-Neutrino das leichteste, das Tau-Neutrino das schwerste dieser Neutrinos. Im Falle, daß die Massenmatrix in Flavordarstellung nicht diagonal ist, erwartet man den Effekt der Neutrinooszillationen. Sollten nur Dirac- oder nur Majorana-Massenterme vorhanden sein, liegen reine Flavoroszillationen vor, wobei die Leptonenzahl, $L_e + L_\mu + L_\tau + \dots$, erhalten bleibt. Mit der Existenz von Majorana-Massentermen werden allerdings Prozesse möglich, die die Leptonenzahlerhaltung verletzen. Ein solcher Prozeß ist der neutrinolose doppelte Betazerfall ($\Delta L=2$).

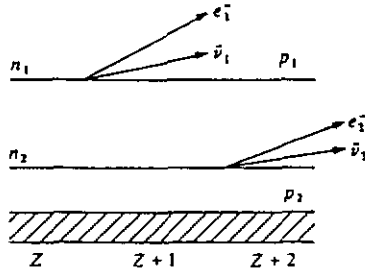
3.3 Zerfallsarten des $\beta\beta$ -Zerfall

3.3.1 Der 2-Neutrino-Modus

Erste theoretische Überlegungen zu diesem Modus wurden von M.Goeppert-Mayer 1935 [GOE35] angestellt:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$$

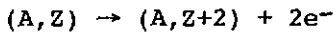
Es handelt sich hierbei um einen 4 Körperzerfall, der mit dem Standardmodell verträglich ist. Die Leptonenzahl ist in diesem Modus erhalten.

Bild 3.2: Zerfallsdiagramm im 2ν -Modus [BOE87]

Das Spektrum der summierten Elektronenenergien ist bei diesem Zerfall kontinuierlich (Bild 3.6), da die beiden auftretenden Neutrinos einen Teil der Zerfallsenergie forttragen. Das Maximum der Verteilung ist etwa bei $1/3$ der Übergangsenergie, im Falle von Xenon-136 bei 0.8 MeV. Erste experimentelle Bestätigungen von diesem Zerfallsprozeß ergaben geochemische Untersuchungen von Tellur-Erz [HEN78, KIR83]. Bedauerlicherweise ist es bei dieser Art von Experimenten nicht möglich, zwischen den einzelnen Zerfallsmoden zu unterscheiden. Der erste direkte Nachweis des 2ν -Modus gelang 1987 an Selen-82 [ELL87].

3.3.2 Der 0-Neutrino-Modus

Die mögliche Existenz des neutrinoslosen doppelten Betazerfalls begründet sich auf Überlegungen von W.H.Furry im Jahre 1939 [FUR39] und E.Majorana anno 1937 [MAJ37]:



Bei diesem Zerfall handelt es sich bei dem um den sehr viel interessanteren Modus, da bei seiner Existenz ein Fenster zu neuer Physik aufgestoßen wird. Im Gegensatz zum oben beschriebenen Prozeß handelt es sich hier um einen 2 Körperzerfall, bei dem die Energie sämtlicher

Teilchen gemessen werden kann. Das Spektrum der summierten Elektronenenergien ist also ein Linienspektrum mit fester Energie (Bild 3.6). Im Fall von Xenon-136 beträgt die Übergangsenergie 2.481 MeV. Dieser Zerfall ist im Standardmodell nicht erlaubt und verletzt die Leptonzahlerhaltung um 2 Einheiten. Möglich wird dieser Prozeß, falls das Neutrino Majorana-Massenterme hat. Ein emittiertes Antineutrino wird als Neutrino absorbiert, wobei der Zwischenzustand virtuell ist.

$$\begin{aligned} n_1 &\rightarrow p_1 + e^- + \bar{\nu}_e \\ \nu_e + n_2 &\rightarrow p_2 + e^- \end{aligned}$$

Diesen Vorgang bezeichnet man auch als „Racah-Sequenz“ [RAC37]. Die Zerfallsamplitude ist dabei proportional zur Masse des Teilchens. Dieser Zerfallsmodus, genannt Massen-Modus ($\langle m \rangle$), ist dominant für $0^+ \rightarrow 0^+$ Übergänge.

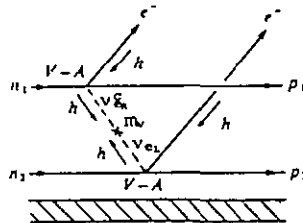


Bild 3.3: Zerfallsdiagramm im 0ν -Modus, $\langle m \rangle$ -Modus

Der reine Massen-Modus wird komplizierter in Anwesenheit rechtshändiger Ströme (RHC). Man hat dann am zweiten Vertex eine „V+A“ - Kopplung. Rechtshändige schwache Wechselwirkungen wurden bisher nicht beobachtet. Neben der Bestimmung einer Neutrinomasse können bei Beobachtung dieser Zerfallsart auch die Parameter der rechtshändigen Wechselwirkung κ , η und λ festgelegt werden. Diese dimensionslosen Größen bestimmen die Abweichung vom Standardmodell [REU92]. Bei Übergängen zu

angeregten Energieniveaus ist der RHC-Modus dominant, sodaß ein Nachweis dieser Übergänge die Existenz rechtshändiger schwacher Ströme beweist.

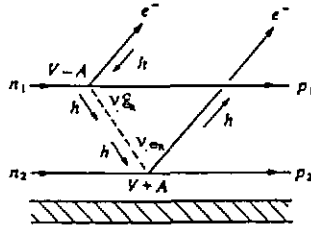


Bild 3.4: Zerfallsdiagramm im 0ν -Modus, RHC-Modus

3.3.2.1 Neutrinomassenbestimmung

Die experimentelle Bestimmung der Neutrinomasse geschieht über die Feststellung der Halbwertszeit des neutrinolosen $\beta\beta$ -Zerfalls. Die Halbwertszeit ist unabhängig vom Modus gegeben durch:

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{N \cdot t \cdot \epsilon}{S}$$

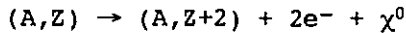
wobei N der Anzahl der Zerfallskandidaten, t der Meßzeit, ϵ der Nachweiswahrscheinlichkeit und S der Anzahl der Zerfälle entspricht. Falls für die Zerfallsanzahl nur obere Grenzen angegeben werden können, beispielsweise im Falle der Nichtbeobachtung (siehe Kapitel über Resultate) ergibt sich für die Halbwertszeit ein unterer Grenzwert. Gemäß verschiedener theoretischer Modellrechnungen [ENG88] [STA90] kann daraus im neutrinolosen Modus die Masse des Elektronen-neutrinos bestimmt werden:

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G^{0\nu}(E_{\max}, Z) \left| M_{GR}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} \right|^2 \cdot (m_\nu)^2$$

Der erste Teil der rechten Seite beschreibt den Phasenraum, der zweite Teil die Kernstruktur. Neben langer Meßzeit, hoher Kandidatenzahl, guter Nachweiswahrscheinlichkeit sind ein hoher Phasenraumfaktor und günstige Kernmatrixelemente zur Massenbestimmung von herausragender Bedeutung.

3.3.3 Der Majoron-Modus

Dieser Zerfalls-Modus beinhaltet neben der Aussendung der beiden Elektronen die Emission eines weiteren neutralen Teilchens [GEL81][DOI85]:



Bei dem Majoron handelt es sich um ein masseloses Boson, welches durch spontane Symmetriebrechung (B-L) erzeugt wird [GEO81].

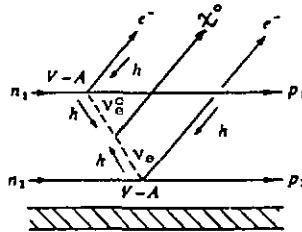


Bild 3.5: Zerfallsdiagramm im Majoron-Modus

Der Zerfall im Majoron-Modus führt erneut zu einem kontinuierlichen Energiespektrum (Bild 3.6) mit einem Maximum bei 2 MeV im Falle von Xenon-136. Eine Form des Majorons (SU(2)-Triplet) wurde vor drei Jahren durch Experimente an Beschleunigern ausgeschlossen [FER90], während die Möglichkeit einer anderen (SU(2)-Singulett) weiterhin existent ist.

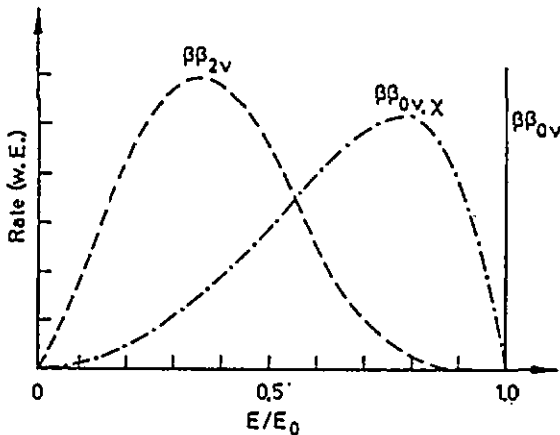


Bild 3.6: Energiespektrum der drei beschriebenen Moden [GRO89]

3.4 Experimente zum $\beta\beta$ -Zerfall

Man kann zwei wichtige Arten von Experimenten zum doppelten Betazerfall unterscheiden: geochemische und spektroskopische Experimente. Bei geochemischen Experimenten, und den artverwandten radiochemischen Experimenten wird die Lebensdauer eines $\beta\beta$ -Kandidaten dadurch bestimmt, indem die Häufigkeit des Tochterelements im Verhältnis zum Mutterelement in einer Materialprobe durch Massenspektroskopie untersucht wird. Vorteil dieser Methode ist die lange Zerfallszeit ($\approx 10^9$ Jahre). Nachteil neben der Unsicherheit, daß Tochterelemente abhanden gekommen sind (z.B. Tochterelement gasförmig), ist die nicht mögliche Unterscheidung der einzelnen Zerfallsarten. Abgesehen davon wurde diese Methode in verschiedenen Experimenten erfolgreich angewendet [KIR86] [MAN86] [BER92]. Im Vergleich zu den geochemischen Experimenten erlauben die spektroskopischen die direkte Beobachtung des doppelten Betazerfalls und infolgedessen eine Unterscheidung der verschiedenen Zerfallsmoden. Mehrere Experimente diesen

Typus wurden bzw. werden momentan mit unterschiedlichen Kandidaten durchgeführt [REU92][MOE90]. Diese Dissertation beschreibt ein solches spektroskopisches Experiment.

3.5 Vorstellung des Experimentes

An diesem Projekt sind drei Institute beteiligt:

- California Institute of Technology
- Institut de Physique, Université de Neuchâtel
- Paul Scherrer Institut

3.5.1 Zeit und Lage des Experimentes

Startpunkt des Projektes war im Sommer 1985. Damals wurde das Design des Experimentes festgelegt und die Entwicklung des Detektors begann. Die Konstruktion des Detektors und Vorstudien oblagen im wesentlichen der amerikanischen Gruppe um Prof. Dr. Felix Boehm. Im Sommer 1988 wurde das Detektorsystem in die Schweiz nach Neuchâtel transportiert, wodurch die Zuständigkeit größtenteils auf die Gruppe um Prof. Dr. Jean-Luc Vuilleumier überging. Erste Messungen mit dem und Verbesserungen am Detektor wurden im hiesigen Physikinstitut durchgeführt. Im Mai 1990 wurde das System dann im Gotthard-Untergrund-Labor in der Zentralschweiz installiert. Das Labor befindet sich in einer Kaverne am Gotthard Straßentunnel. Es existiert somit eine natürliche Felsabschirmung gegen Höhenstrahlung von ca. 1000 Metern (3000 mwe), was die Rate kosmischer Ereignisse auf wenige pro Stunde reduziert. Seit Juni 1990 läuft mit verschiedenen Unterbrechungen die Datennahme, wobei permanent Modifikationen, bzw. Verbesserungen durchgeführt werden.



Bild 3.7: Lageplan des Experimentes

3.5.2 Vorstellung des Detektors

Wie zuvor beschrieben wird in diesem Experiment als Zerfallskandidat für den doppelten Betazerfall Xenon-136 verwendet. Beobachtet wird dabei der Zwei-Elektronen-übergang nach Barium-136. Der einfache Betazerfall nach Cäsium ist dabei aus energetischen Gründen verboten.

$$A = 136$$

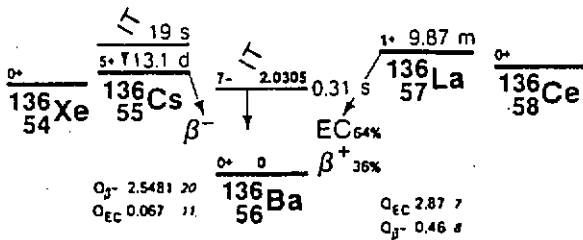


Bild 3.8: Zerfallschema für Isobare mit A=136 [LED78]

Xenon-136 eignet sich, ähnlich dem Element Germanium-76, aus mehreren Gründen als sehr aussichtsreicher Kandidat für die experimentelle Untersuchung des $\beta\beta$ -Zerfalls:

- Xenon-136 ist in großen Mengen kommerziell verfügbar. Die natürliche Häufigkeit beträgt 8.87%. Im vorliegenden Fall wird angereichertes Gas (62% ^{136}Xe) verwendet.
- Die Übergangsenergie von 2.481 MeV für den $\beta\beta$ -Zerfall ist relativ hoch, was zu einem hohen Phasenraumfaktor und einer effektiven Untergrundreduzierung führt.
- Bei Xenon handelt es sich um ein Proportional-Zählgas mit hervorragenden Drifteigenschaften. Dieses ermöglicht den Einsatz eines Detektors der gleichermaßen Quelle und Nachweisgerät ist: die Xenon-TPC.

Da es sich bei dem $\beta\beta$ -Zerfall um ein sehr seltenes Ereignis handelt, ist eine gute Untergrundreduzierung von essentieller Bedeutung. Die Beobachtung des Zerfalls geschieht mit Hilfe einer Zeitprojektionskammer. Dieser Detektortyp bietet die Möglichkeit einer exzellenten Spurenrekonstruktion, wobei die Spur eines $\beta\beta$ -Ereignisses sehr charakteristische Merkmale aufweist. An beiden(!) Enden einer $2e$ -Spur kommt es durch Vielfachstreuung infolge geringerer Teilchenenergie zu 1.) vermehrten Richtungsänderungen und 2.) zu hohem Energieverlust (Bethe-Bloch). Es ergibt sich also folgendes Bild:

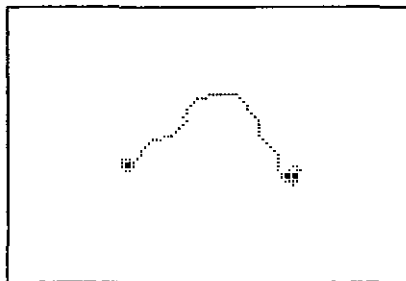


Bild 3.9: Topologie einer Zweielektronen-Spur

Im Gegensatz zu dieser Signatur weist z.B. ein einzelnes Elektron (größter Untergrundfaktor) eine höhere Ionisation an nur einem Ende der Spur auf. Neben diesem sehr positiven Aspekt der Teilchenarterkennung besitzt die TPC eine sehr gute Energieauflösung, was insbesondere im neutrinolosen Modus von großer Bedeutung ist.

3.5.2.1 Das Detektorsystem

Das Detektorsystem besteht neben der eigentlichen TPC aus drei weiteren Komponenten, auf die ich im weiteren näher eingehen werde, nämlich die Abschirmung, das Gassystem mit Pumpe und Filter und letztlich die Elektronik, das heißt Spannungsversorgung und Auslese.

3.5.2.2 Die Time Projection Chamber

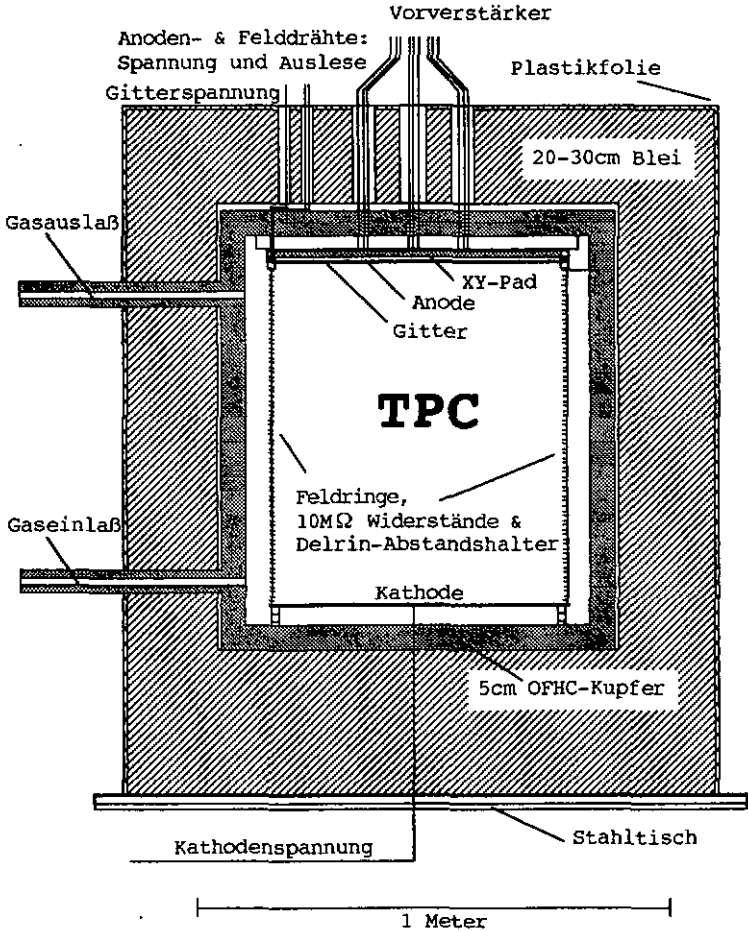


Bild 3.10: Aufbau der Gotthard-TPC

Bei der TPC handelt es sich um einen Zylinder aus OFHC-Kupfer (Oxygen Free High Conductivity) mit den folgenden Dimensionen: $H=78.7$ cm, $R=36.45$ cm, und einer Wandstärke von 5 cm. In der Zylinderwand befinden sich zwei

Bohrungen, die die Verbindung zum Gassystem darstellen. Außerdem existieren 4 Positionen, an denen die Zylinderwand verdünnt ist. Diese „Fenster“ bieten die Möglichkeit der Energiekalibration durch radioaktive Quellen. Abgeschlossen wird der Zylinder beidseitig durch OFHC-Kupferdeckel. Beide Deckel beinhalten Kabeldurchführungen in unterschiedlicher Zahl. Der Zylinder ist so konzipiert, daß er einem Druck von 15 bar standhält. Die Bodenplatte beinhaltet eine Hochspannungsdurchführung für die Kathode (ca. 68 kV bei 5 bar Xenon), die sich in 5 cm Entfernung vom Boden befindet. Das Material der Kathode ist ebenfalls OFHC-Kupfer. An die Kathode schließt sich ein Feldkäfig aus 70 Kupferringen an. Die einzelnen Ringe sind separiert durch 10 MOhm Widerstände und dienen der Homogenisierung des elektrischen Feldes zwischen Kathode und dem oberhalb des Käfigs befindlichen Gitter. Das Gitter ist geerdet und schließt das Driftvolumen der TPC (207 l) bzw. das effektive Detektorvolumen (180 l - Ereignisse am Rand werden nicht verwertet) ab. Das Gitter besteht aus 100 μm starken goldplattierten Wolframdrähten mit einem parallelen Abstand von 4.95 mm zueinander. Die mechanische Spannung der Drähte beträgt 120 g. Im Abstand von 3.5 mm zum Gitter befindet sich die Anodenebene, welche aus Potentialdrähten und Felddrähten besteht, die orthogonal zu den Gitterdrähten angeordnet sind. Feld- und Potentialdrähte wechseln einander ab. Bei den Felddrähten handelt es sich wie bei den Gitterdrähten um 100 μm dicke goldplattierte Wolframdrähte. Die Potential- oder Anodendrähte bestehen ebenfalls aus goldplattiertem Wolfram, haben allerdings einen geringeren Durchmesser von 20 μm und infolgedessen eine niedrigere mechanische Spannung von 60 g. Die Anodendrähte sind alle miteinander verbunden und liegen auf positivem elektrischen Potential (ca. 2600 V bei 5 bar Xenon). Die Felddrähte sind wie das Gitter geerdet. Der Detektor arbeitet hier im Proportionalmodus

(Multiplizität ca. 10^3 - 10^4). Im Anschluß an die Anodenebene befindet sich, in erneut 3.5 mm Distanz, eine XY-Ausleseebene, welche ebenfalls geerdet ist. Die Ausleseebene besteht aus Rexolite und ist beidseitig segmentiert. Es befinden sich auf einer Seite gekreuzte Kupferstreifen (spez. Design [WON91]), die im Winkel von 45 Grad zu den Anodendrähten angeordnet sind. Bei einer Schrittweite von 3.5 mm stehen, sowohl in X- wie in Y-Richtung, 168 Kanäle zur Spurenrekonstruktion zur Verfügung. Kabeldurchführungen sowohl für die XY-Auslese als auch Anodenauslese zuzüglich der Potentialversorgung befinden sich im oberen Deckel. Sowohl auf eine Gitterauslese wie auf eine Kathodenauslese wird verzichtet, da keine Notwendigkeit besteht und die Behandlung der Signale schwierig ist. Sämtliche Elektronik befindet sich außerhalb der Kammer.

3.5.2.3 Die Abschirmung

Wie zuvor beschrieben handelt es sich bei diesem Projekt um ein „low background“-Experiment. Es ist also von essentieller Bedeutung, daß die Umgebungsstrahlung direkt bzw. die von ihr induzierten Ereignisse auf ein Minimum reduziert werden. Aus diesem Grund wurden mehrstufige Abschirmungen installiert. Im folgenden wird die Abschirmung von innen nach außen beschrieben. Im wesentlichen wird bei diesem Experiment auf passive Abschirmung zurückgegriffen. Erste Stufe der Abschirmung ist die TPC selbst, genauer gesagt die 5 cm Wandstärke des Kupferzylinders. Zweite Stufe der Abschirmung ist ein 20-30 cm dicker Bleimantel um den Detektor. Es handelt sich dabei um selektiertes, schwedisches Blei. Umgeben wird dieser Bleimantel durch eine Plastikfolie, welche das innere Volumen gasdicht abschließt. Das Volumen wird ständig mit gasförmigem Stickstoff gespült. Diese dritte Stufe verhindert eine höhere Radon-Konzentration innerhalb der inneren Abschirmung. Die

vierte Stufe, sie wird in Kürze installiert, besteht aus 5 mm starken B₄C-Platten, die den Neutronenfluß reduzieren. Stufe Nummer fünf ist ein 2 m² großer Plastikszintillator, ca. 1 m oberhalb der Kammer. Dieser Szintillator ist die einzige aktive Abschirmung und dient neben der sechsten Stufe der Myonen-Reduzierung. Die letzte Stufe der Abschirmung ist die Felsabschirmung (3000 mwe) unseres Labors und dient ebenfalls der Reduzierung des Myonflusses.

3.5.2.4 Das Gassystem

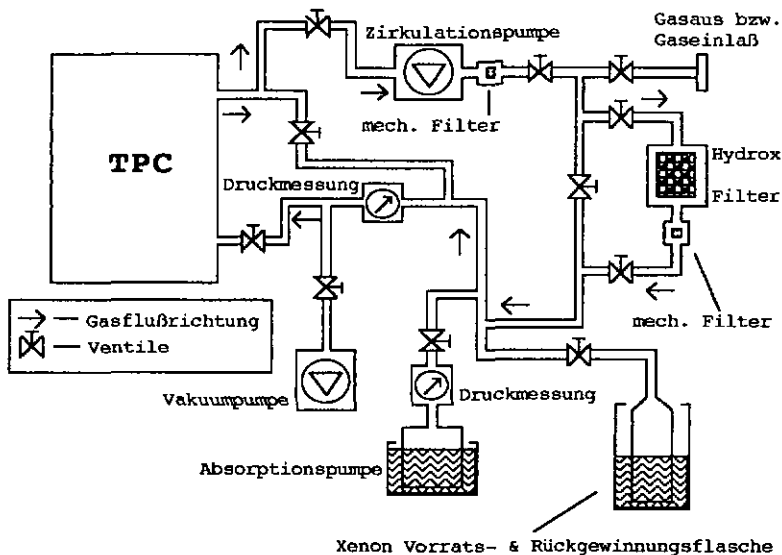


Bild 3.11: Gassystem der Gotthard-TPC

Betrieben wird die Gotthard-TPC mit Xenon-Gas und einer 4% Methan Beimischung (Löschgas) bei einem Druck von 5 bar absolut. Der Anreicherungsgrad von Xenon-136 ist 62%. Im aktiven Volumen von 180 l befinden sich daher $1.46 \cdot 10^{25}$ Zerfallskandidaten.

Im Normalbetrieb ist die Gaszirkulation permanent und funktioniert folgendermaßen: Ausgehend von der TPC gelangt das Gas zu einer Zirkulationspumpe, der aus Sicherheitsgründen ein mechanischer Filter gegen Verschmutzung nachgeschaltet ist. Nächste Station ist ein Hydrox-Filter (Arbeitstemperatur ca. 500° C) zur Säuberung des Gases, mit ebenfalls nachgeschaltetem mechanischen Filter. Von hier gelangt das Gas über einen „Transducer“ zurück in die TPC. Das Gas kann bis auf einen geringen Restdruck von 10^{-3} bar durch Ausfrieren und mit Hilfe einer Absorptionspumpe zurückgewonnen werden. Zur erneuten Füllung wird das Gassystem mittels einer Turbopumpe evakuiert. Ein Restdruck von ungefähr $1 \cdot 10^{-5}$ Torr, gemessen am Pumpstand, ist notwendig und innerhalb zweier Tage erreichbar. Für Funktions- und Dichtigkeitstests ist es möglich, andere Gasarten einzufüllen.

3.5.2.5 Die Ausleseelektronik -

Die Auslese von Ereignissen innerhalb der „TPC“ beinhaltet zwei Informationen: die observable Energieabgabe und ihre Verteilung. Man hat die folgenden Informationsstränge:

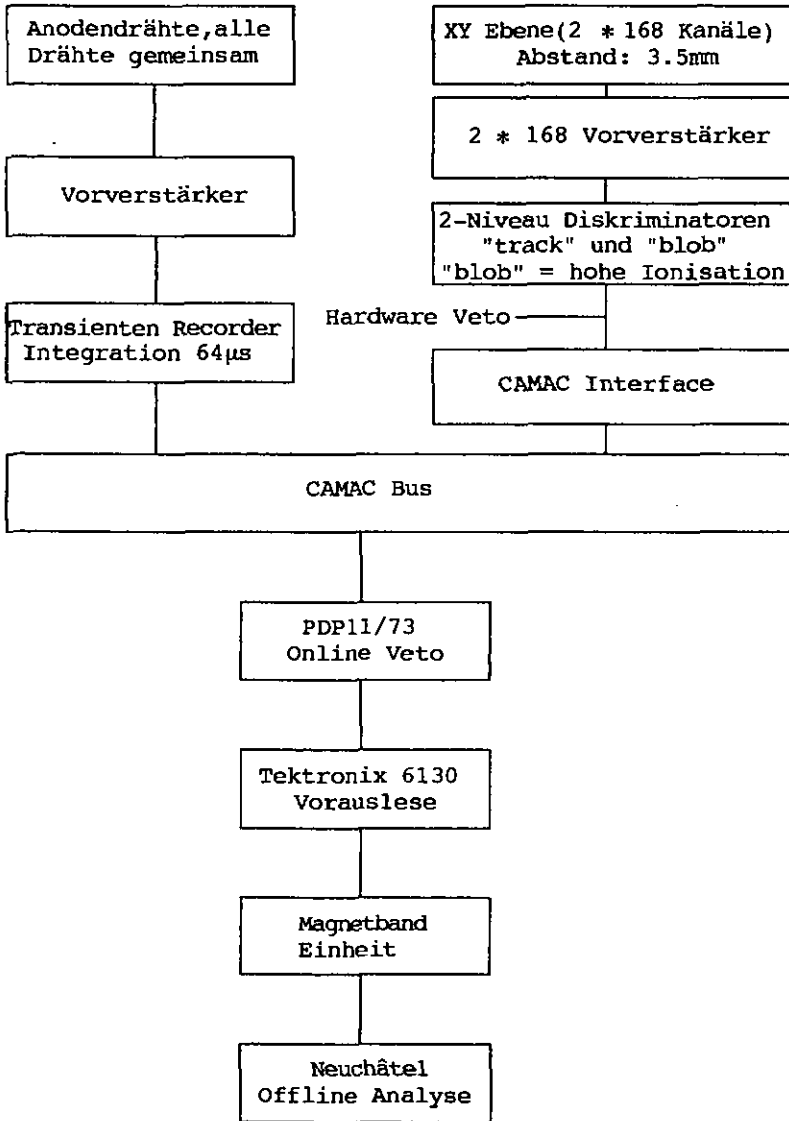
EnergieausleseSpurenauslese

Bild 3.12: Auslesefluß der Gotthard-TPC

Strang Nr.1 beinhaltet die Energieinformation. Das Signal der zusammengefaßten Anodendrähte wird von einem Vorverstärker aufbereitet und mittels Transienten-Recorder (TR) und CAMAC-Bus registriert. Strang Nr.2 beinhaltet die Spurinformaton. Das Signal eines jeden Streifens wird über einen Vorverstärker zu einem zwei-Niveau-Diskriminator geführt. Dieser Diskriminator ist eine Eigenentwicklung des Caltech. Der Diskriminator besitzt zwei Schwellenwerte: während der untere Wert, ca. 5 mV, einer geringen, aber signifikanten Energie-deponierung entspricht, selektiert der obere Schwellenwert, ca. 40 mV, eine hohe Deponierung z.B. am Ende einer Elektronspur. Diese Information gelangt über CAMAC-Module, ebenfalls eine Eigenentwicklung, zum CAMAC-Bus und wird gleichzeitig mit der Energieinformation abgespeichert. Die weitere Behandlung geschieht mittels zweier Computer (Auslesecomputer und Analysecomputer). Nach verschiedenen schnellen Analysen („Online Veto“ und „Vorauslese“ in Bild 3.13) werden die passierenden Ereignisse auf Band gespeichert und in Neuchâtel weiter verarbeitet. Nach einer „Offline“-Analyse bleiben ca. 400 Ereignisse pro Woche oberhalb einer Energieschwelle von ca. 1575 keV übrig, welche visuell analysiert werden müssen. Eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen Vetos und Analysen findet sich in [VUI92] und [WON93].

3.6 Kalibration des Detektors

Die Detektorparameter werden wöchentlich bestimmt. Die Überprüfung beinhaltet die Beobachtung der Gaseigenschaften und eine Energiekalibration.

3.6.1 Energiekalibration

Die Energiekalibration (TR-Einheiten gegenüber Energie) wird mit Hilfe unterschiedlicher radioaktiver Quellen im

wöchentlichen Wechsel vorgenommen. Die folgenden Quellen stehen dabei zur Verfügung:

- Natrium-22: 511 keV, 1275 keV
- Cäsium-137: 662 keV
- Thorium-232: 2614 keV, 2003 keV(single escape),
1592 keV(double escape)
- Yttrium-88: 1836 keV

Der Thorium-232 „Photopeak“ bei 2614 keV und der „single escape peak“ bei 2003 keV sind nicht beobachtbar, wohl aber, nach Selektion von 2e-Ereignissen, der „double escape peak“ bei 1592 keV. Je nach Aktivität der Quelle beträgt die Meßzeit zwischen 1 Stunde (Na, Cs) und 4 Stunden (Th, Y). Neben dieser Messung wird wöchentlich eine weniger aufwendige Kurzzeitmessung mittels MCA (Multi-Channel-Analyser) durchgeführt, um „online“ den Status des Detektors zu analysieren. Als Beispiel für Energiespektren nachfolgend diejenigen von Cäsium (662 keV - „peak“) und Thorium (1592 keV - „peak“ und Compton-Kante bei 2381 keV)

Die nachfolgenden Spektren (Bild 3.13 und Bild 3.14) sind keine Originalspektren. Sie wurden nachbehandelt: Theoretisch sollten Anodenebene, Gitterebene und XY-Ausleseebene über ihre gesamte Ausdehnung zueinander parallel sein, was auch im Falle von Gitter und Anode Realität ist. Die Ausleseebene weist jedoch konstruktionsbedingt geringe Unebenheiten auf. Diese Unebenheiten führen zu kleinen Differenzen in der Signalverstärkung. Um diese Unterschiede auszugleichen, wird monatlich eine Karte erstellt, die dieser Tatsache Rechnung trägt. Das Auslesepad wird dabei in 45 Quadrate unterteilt. Jedes Gebiet wird mittels der Cäsium-Quelle kalibriert und die Spektren entsprechend korrigiert.

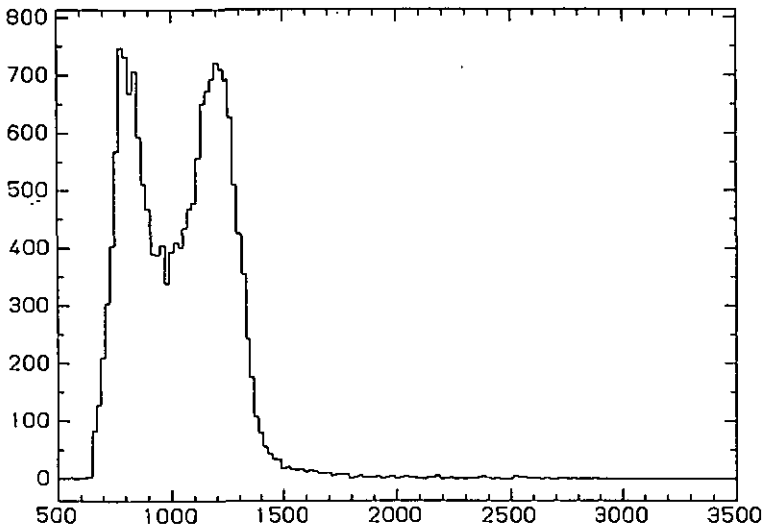


Bild 3.13: Energiespektrum von ^{137}Cs
 x-Achse = Energie [TR-Einheiten], y-Achse = Zählrate

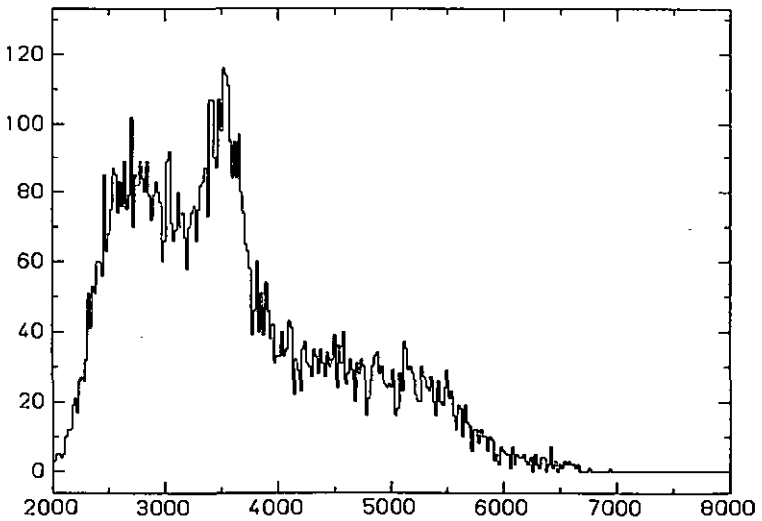


Bild 3.14: Energiespektrum von ^{232}Th
 x-Achse = Energie [TR-Einheiten], y-Achse = Zählrate

Wie zu erwarten, ist die Energiekalibration über den gesamten Bereich (511 keV - 1836 keV) linear.

Neben der reinen Energiekalibration wird auch die Entwicklung der Energieauflösung in den einzelnen Bereichen beobachtet. Die Abhängigkeit der Auflösung von der Energie ist im wesentlichen gegeben durch die folgende Beziehung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\text{const.}}{\sqrt{E}}$$

Interpoliert führt dies, bei der Xenon-Übergangsenergie von 2.481 MeV, zu einer Auflösung von $6.0 \pm 0.3\%$. Zeitliche Variationen in den einzelnen Energiebereichen führen zu einer tatsächlichen Auflösung von:

$$\frac{\sigma(2.481 \text{ MeV})}{E} = 6.6 \pm 0.3 \%$$

3.6.2 Gasbeobachtung

Die Beurteilung der aktuellen Gasqualität geschieht zum einen durch die obigen Kurzzeitmessungen mit den Quellen Cäsium und Natrium und zum anderen durch die Analyse der Teilchenspuren von vertikalen Myonen. Durch Messung der Driftzeit bei bekannter Driftstrecke läßt sich die Driftgeschwindigkeit ($v=s/t$) bestimmen. Schon geringe Änderungen der Gasqualität bzw. Gaszusammensetzung bewirken starke Variationen der Driftgeschwindigkeit. Diese Größe ist also geeignet zur Gasbeobachtung. Unter normalen Bedingungen, d.h. $E(5 \text{ bar}) = 1 \text{ kVcm}^{-1}$, beträgt die Driftgeschwindigkeit $1.35 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$.

3.7 Ereignisse im Detektor

In diesem Unterkapitel werden einige Ereignisse der Xenon-TPC diskutiert. Die Darstellungen zeigen von links nach rechts die XZ- und YZ-Projektion der XY-Ebene,

wobei die Z-Koordinate aus der Driftzeit rekonstruiert wurde, sowie den Anodenpuls, gemessen vom Transienten-Recorder:

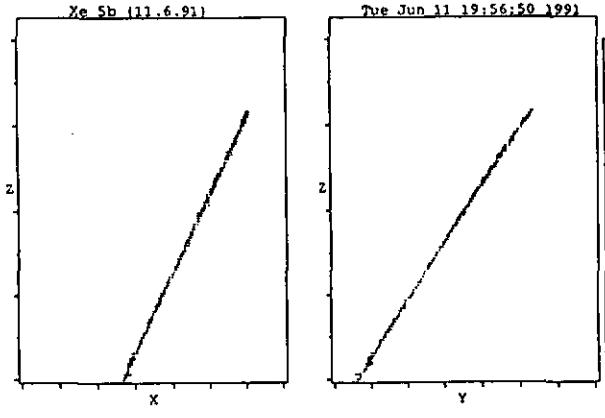


Bild 3.15: Spur eines vertikalen Myons

Bild 3.15 zeigt die Spur eines vertikalen Myons, ein Ereignistyp, der zur Beobachtung der Gas genutzt wird.

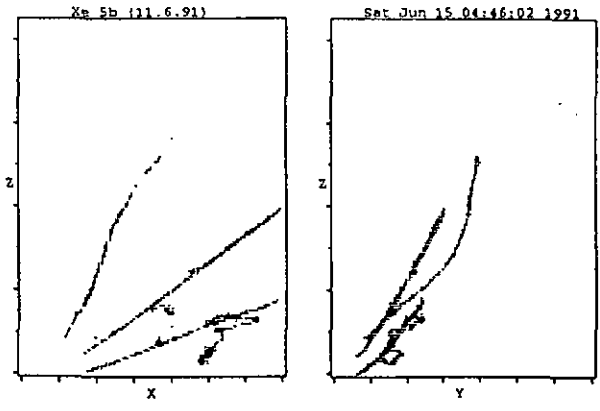


Bild 3.16: Spur eines Myon induzierten Schauers

Bild 3.16 demonstriert sehr gut die Korrelation der einzelnen Projektionen zueinander.

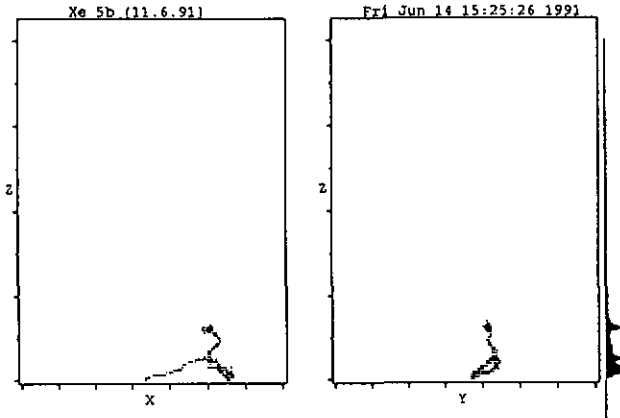


Bild 3.17: Spur eines einzelnen Elektrons

Bild 3.17 illustriert ein Einelektron-Ereignis. Die Charakteristik ist, wie zuvor beschrieben (Kap. 3.5.2), ein hoher Energieverlust an einem Ende der Teilchenspur.

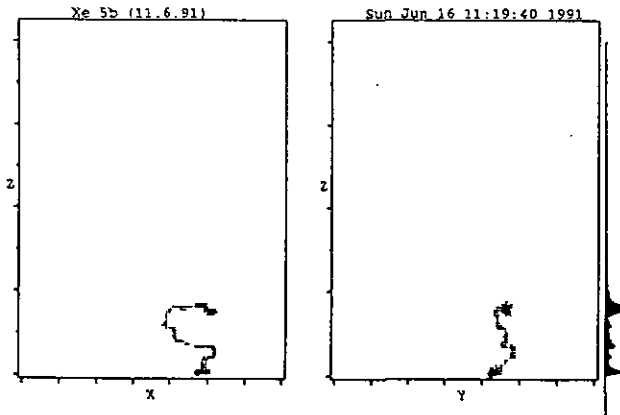


Bild 3.18: Spur eines eindeutigen 2-Elektron-Ereignisses

Bild 3.18 zeigt ein Zweielektronen-Ereignis und verdeutlicht sehr gut den Unterschied zum Einelektron-Ereignis (hoher Energieverlust an beiden Spuren). Es handelt sich bei diesem Ereignis um einen $\beta\beta$ -Zerfallskandidaten.

3.8 Ergebnisse des Experiments

Im Folgenden werden die Ergebnisse einer Datennahme über 7647 Stunden beschrieben. Die Datennahme erstreckte sich in der Zeit von Dezember 1990 bis Februar 1992 und Dezember 1992 bis Februar 1993. Zwischen diesen beiden Zeiträumen mußten mehrere Reparaturen durchgeführt werden. Analysiert wurden nur Ereignisse oberhalb einer Energieschwelle von 1575 keV.

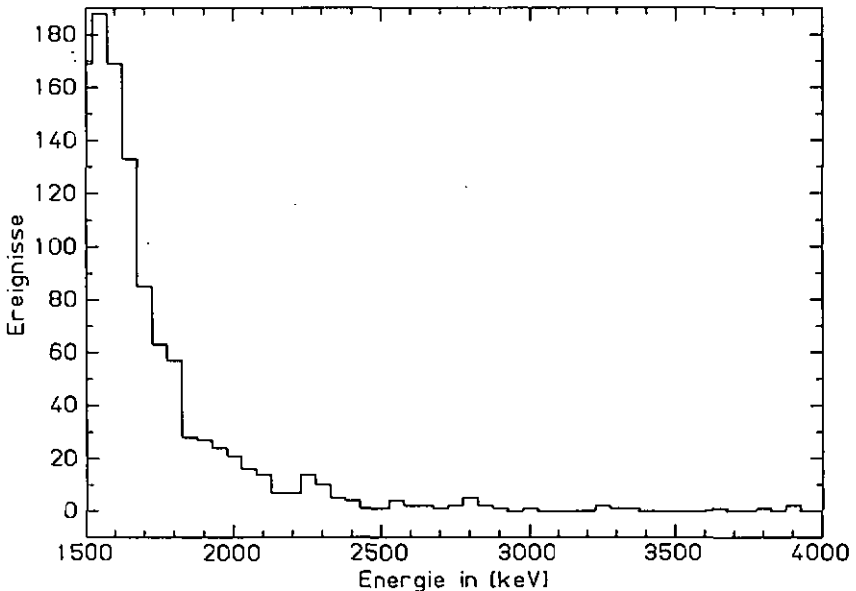


Bild 3.19: Spektrum der 2-Elektronen-Ereignisse ($E > 1575 \text{ keV}$)

Wie in Kapitel 3.3.2.1 erwähnt, ergibt sich die Halbwertszeit in den verschiedenen Zerfallsmoden zu:

$$T_{1/2} > \ln 2 \cdot \frac{N \cdot t \cdot \epsilon}{S}$$

mit $N = 1.46 \cdot 10^{25}$ Atome, $t = 7647$ Stunden und ϵ als dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten dafür, daß ein Ereignis vollständig im aktiven Volumen enthalten ist und der Erkennungswahrscheinlichkeit. Bestimmt wurde sie für alle Zerfallsmoden mittels Monte-Carlo Rechnungen und zwar mit Geant, Version 3.15. Sie ergibt sich zu 22.8% im $\langle m \rangle$ -Modus und 17.6% im RHC-Modus bei der Übergangsenergie von 2481 keV [WON93]. Für die im folgenden gewählten Energiefenster (Kap. 3.8.1 und 3.8.2) lauten die Wahrscheinlichkeiten: 25.1% im Majoron-Modus und 30.4% im 2ν -Modus [WON93.2].

3.8.1 Resultate im Majoron-Modus

In diesem Fall, wie auch in dem des 2ν -Modus, liegt ein kontinuierliches Spektrum vor. Bei der Bestimmung der Halbwertszeit wird davon ausgegangen, daß sämtliche Ereignisse innerhalb eines bestimmten Energiefensters zu diesem Zerfallsmodus gehören.

Im Falle des Majoron-Zerfalls wurde das Fenster zwischen 2000 keV und 2630 keV gewählt. Die erwartete Zählrate beträgt 27% des gesamten Majoron-Zerfallsspektrums. Es ergibt sich eine Zählrate von:

$$S < 119 \text{ Ereignisse (90\% C.L.)}$$

$$S < 111 \text{ Ereignisse (68\% C.L.)}$$

und eine untere Grenze in der Halbwertszeit von:

$$T_{1/2}^{\chi^0} > 5.0 \cdot 10^{21} \text{ Jahre (90\% C.L.)}$$

$$T_{1/2}^{\chi^0} > 5.4 \cdot 10^{21} \text{ Jahre (68\% C.L.)}$$

Damit läßt sich unter Verwendung der 0ν -Kernmatrixelemente von [ENG88] und nach Korrektur auf den $0\nu\chi^0$ -

Phasenraum ein Wert für die Kopplungskonstante zwischen Neutrino und Majoron angeben:

$$g < 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ (90\% C.L.)}$$

3.8.2 Resultate im 2-Neutrino-Modus

Im Falle des 2 ν -Modus wird ein Energiefenster zwischen 1670 keV und 2000 keV gewählt. Die erwartete Zählrate beträgt 2.3% des gesamten Spektrums. Damit ergeben sich die folgenden Werte:

$$S < 306 \text{ Ereignisse (90\% C.L.)}$$

$$S < 291 \text{ Ereignisse (68\% C.L.)}$$

und als Grenze in der Halbwertszeit:

$$T_{1/2}^{2\nu} > 2.0 \cdot 10^{20} \text{ Jahre (90\% C.L.)}$$

$$T_{1/2}^{2\nu} > 2.1 \cdot 10^{20} \text{ Jahre (68\% C.L.)}$$

3.8.3 Resultate im 0-Neutrino-Modus

Nun zum Abschluß der interessanteren Modus. In Abwesenheit eines „Peaks“ bei der Übergangsenergie wird das 2e-Spektrum als Untergrund behandelt, dessen Energieabhängigkeit als:

$$f(E) = a + b \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right)$$

angenommen wird. Eine Anpassung dieser Funktion und eines Gauß-„Peaks“ ergibt folgende Kurve und Zählraten:

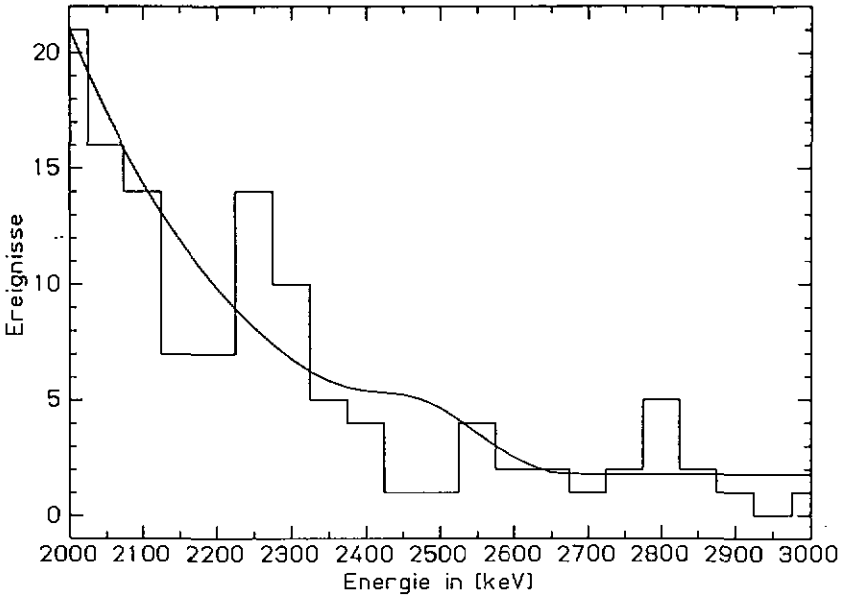


Bild 3.20: Spektrum der Zweielektron-Ereignisse (Fit= 90% C.L.)

$$S < 5.50 \text{ Ereignisse (90\% C.L.)}$$

$$S < 2.93 \text{ Ereignisse (68\% C.L.)}$$

Was wiederum zu folgenden Halbwertszeiten führt:

$$T_{1/2}^{0\nu}(m) > 3.7 \cdot 10^{23} \text{ Jahre (90\% C.L.)}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(m) > 6.9 \cdot 10^{23} \text{ Jahre (68\% C.L.)}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}\text{RHC} > 2.8 \cdot 10^{23} \text{ Jahre (90\% C.L.)}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}\text{RHC} > 5.3 \cdot 10^{23} \text{ Jahre (68\% C.L.)}$$

Je nach Modell für die Kernmatrixelemente können folgende obere Grenzen für die Neutrinomasse angegeben werden:

$$\langle m_\nu \rangle < 2.7 - 4.1 \text{ eV [ENG88]}$$

$$\langle m_\nu \rangle < 2.4 \text{ [STA90]}$$

3.8.4 Vergleich der Resultate

Neben diesem Experiment existierten zwei weitere, die mit dem Zerfallskandidat Xenon arbeiten [BEL91][BAR89].

$T_{1/2}^{0\nu} <m>$	$T_{1/2}^{0\nu} \text{ RHC}$	$T_{1/2}^{2\nu}$	$T_{1/2}^{x^0}$	Referenz
$3.7 * 10^{23}$	$2.8 * 10^{23}$	$2.0 * 10^{20}$	$5.0 * 10^{21}$	diese Arbeit 90%
$1.2 * 10^{22}$	$1.0 * 10^{22}$	$1.6 * 10^{20}$		[BEL91] 95%
$3.3 * 10^{21}$	$2.9 * 10^{21}$	$6.0 * 10^{19}$	$1.9 * 10^{20}$	[BAR89] 68%

Tabelle 3.1: Vergleich von Xenon-Halbwertszeiten

Die obigen prozentualen Angaben geben das Vertrauensniveau an. Ein Vergleich der Halbwertszeiten zeigt eine Verbesserung der Grenzen durch dieses Experiment um einen Faktor 1.3 bis 30.8 je nach Modus gegenüber früheren Resultaten. Ein weiterer Vergleich ist der der resultierenden Neutrinomasse durch andere Experimente bzw. andere Zerfallskandidaten. Die folgenden Ergebnisse basieren auf der Berechnung der Kernmatrixelemente von [ENG88] mit $\alpha' = -375 \text{ MeV fm}^3$. Dieser Wert wird motiviert durch einen Vergleich der Rechnungen von [ENG88] mit existierenden 2ν -Daten.

Z.-Kandidat	$T_{1/2}^{0\nu} <m>$	$<m_\nu> [\text{ev}]$	Referenz
^{76}Ge	$>1.8 * 10^{24}$	< 3.3	[BAL93]
^{130}Te	$>2.5 * 10^{21}$	< 21.0	[BEL92]
^{82}Se	$>7.0 * 10^{21}$	< 32.1	[ELL87]
^{100}Mo	$>9.0 * 10^{20}$	< 44.7	[ZDE92]
^{136}Xe	$>3.7 * 10^{23}$	< 3.7	diese Arbeit

Tabelle 3.2: Vergleich von Neutrinomassengrenzwerten

Das Vertrauensniveau beträgt bei allen Werten, bis auf einen ([ELL87]=68%) 90 Prozent. Man beachte, daß gegen-

wärtig nur Xenon- und Germanium-Experimente in dieselbe Größenordnung vorstoßen. Es handelt sich in beiden Fällen um Experimente mit angereicherten Materialproben.

3.9 Neueste Untergrund-Untersuchungen

Zur allgemeinen Untergrunduntersuchung verweise ich hier an dieser Stelle erneut auf [WON91]. In diesem Kapitel werde ich einige neue Aspekte, die sich bei der Vergrößerung der Datenmenge ergeben haben, diskutieren. Da sich die gesamte Datennahme auf zwei gut voneinander getrennte Zeiträume aufteilt (ca. 10 Monate Zeitdifferenz), bietet sich an, die Ergebnisse beider Meßzeiten miteinander zu vergleichen. Die Datennahmezeiten der beiden Zeiträume betragen 6821.5 und 825.5 Stunden. In der Zeit, in der keinerlei Messungen durchgeführt werden konnten, wurden, neben verschiedenen Reparaturen an der Anodenebene (eine bessere elektrische Isolation und das Auswechseln von Drähten), der XY-Ebene (Ausgleichen von Unebenheiten) und der Erhöhung der Signalverstärkung, als einzige Änderung die Widerstände zur Homogenisierung des Driftfeldes durch weniger kontaminierte (U,Th,K) ersetzt. Beim Vergleich der Ergebnisse ergeben sich mehrere Fragen, deren weitere Untersuchung bzw. Beantwortung zum großen Teil nur durch fortführende Messungen ermöglicht wird.

3.9.1 Vergleich der spez. Zählraten

Basis für diese Analyse bilden ungefilterte, visuell klassifizierte Ereignisse, die während der ersten Meßperiode in einer Zeit von 485.77 Stunden und während der zweiten Periode in einer Meßzeit von 308.77 Stunden aufgezeichnet wurden. Vergleicht man die Zahl sämtlicher Ereignisse miteinander, so kann unter Berücksichtigung der Energie die folgende Tabelle erstellt werden:

<u>Energie</u>	<u>Meßperiode 1</u> <u>[Ereig./Std.]</u>	<u>Meßperiode 2</u> <u>[Ereig./Std.]</u>	<u>Änderung der</u> <u>Zählrate</u>
E >1.6MeV	13.75±0.29	3.87±0.16	3.6±0.17
2MeV< E <3MeV	4.17±0.16	0.87±0.07	4.8±0.43
E >2.5MeV	1.41±0.09	0.15±0.03	9.4±1.97

Tabelle 3.3: Vergleich der Gesamtzählrate

Für eine spezielle Analyse der Ereignisse oberhalb von 3 MeV ist die Zählrate zu gering um eine statistisch relevante Aussage machen zu können. Ein Vergleich der Zählraten zeigt oberhalb von 1.6 MeV eine Reduzierung um den Faktor 3.6. Für höhere Energien vergrößert sich dieser Faktor sogar. Radioaktivitätsmessungen der Widerstände mit einem 90 cm³ - Germanium-Detektor und Monte-Carlo Studien können diese hohe Abnahme der Zählrate nicht erklären (erklärbar ist allenfalls ein Faktor ≈ 2-3 im unteren Energiebereich) [BUS93]. Auch statistische Fluktationen können nicht Ursache dieser Abnahme sein. Für identifizierte Einelektron-Ereignisse kann diese Analyse analog durchgeführt werden:

<u>Energie</u>	<u>Meßperiode 1</u> <u>[Ereig./Std.]</u>	<u>Meßperiode 2</u> <u>[Ereig./Std.]</u>	<u>Änderung der</u> <u>Zählrate</u>
E >1.6MeV	7.85±0.22	2.17±0.12	3.6±0.22
2MeV< E <3MeV	2.29±0.12	0.46±0.05	5.0±0.60
E >2.5MeV	0.60±0.06	0.05±0.02	12.1±4.99

Tabelle 3.4: Vergleich der Einelektron-Zählrate

Hervorzuheben ist, daß die Reduzierungen der Zählraten oberhalb von 1.6 MeV identisch sind und in den beiden anderen aufgeführten Energiebereichen nur geringfügig variieren. Betrachtet man, im Vergleich, das Verhalten der identifizierten Zweielektronen-Ereignisse, so ergibt sich hier ein anderes Bild. Um statistisch aussagefähiger zu sein, basieren die folgenden Zahlen auf den gesamten Meßzeiträumen von 6821.5 bzw. 825.5 Stunden.

<u>Energie</u>	<u>Meßperiode 1</u> <u>[Ereig./Std.]</u>	<u>Meßperiode 2</u> <u>[Ereig./Std.]</u>	<u>Änderung der</u> <u>Zählrate</u>
E >1.6MeV	.0893±.0036	.1296±.0125	0.7±0.1
2MeV< E <3MeV	.0145±.0015	.0230±.0053	0.6±0.2
E >2.5MeV	.0043±.0008	.0036±.0021	1.2±0.7

Tabelle 3.5: Vergleich der Zweielektronen-Zählrate

Unter Berücksichtigung der geringen Zählrate (zum Beispiel nur 19 Ereignisse im Falle der zweiten Meßperiode zwischen 2 MeV und 3 MeV) kann man in diesem Fall von einer Konstanz der Ereignisse, in keiner Weise aber von einer Reduzierung, sprechen. In diesem Zusammenhang ist desweiteren zu berücksichtigen, daß die Kalibrationsdatennahme mit diversen radioaktiven Quellen (siehe Kapitel 3.6) in beiden Zeiträumen ebenfalls ein konstantes Zählratenniveau aufweist. Eine mögliche Erklärung für die gleichbleibende Anzahl der Zweielektronen-Ereignisse wäre das Vorhandensein des Majorons, da das 2v-Spektrum in diesem Energiebereich nur unwesentlich beiträgt. Um jedoch eine definitive Aussage machen zu können, müssen zuerst sämtliche anderen Fragen betreffend des Untergrunds beantwortet und die Meßdauer (Statistik) vergrößert werden.

3.9.2 Topologie der e-Ereignisse

Ein weiterer Diskussionspunkt ist die Topologie der identifizierten Einelektron-Ereignisse. Die Richtungsqualifizierung dieser Ereignisse ist wie beschrieben relativ einfach, da Anfang und Ende einer Spur klar unterscheidbar sind. Diskussionsgrundlage sind erneut die reduzierten Meßperioden von 485.77 bzw. 308.77 Stunden. Bei diesen Daten wird differenziert, ob der Beginn der jeweiligen Spur in Richtung Kathode oder in Richtung Anode weist. Aufgrund der Höhe der Zählraten ist es sinnvoll für die erste Meßperiode vier und für

die zweite Meßperiode zwei Energiebereiche zu analysieren.

	$\frac{E}{>1.6\text{MeV}}$	$\frac{E}{2\text{MeV}-3\text{MeV}}$	$\frac{E}{>2.5\text{MeV}}$	$\frac{E}{>3\text{MeV}}$
1.Periode	3.48±0.15	2.60±0.19	1.84±0.25	0.93±0.24
2.Periode	6.04±0.74	3.33±0.73	-	-

Tabelle 3.6: Vergleich der versch. Einelektron-Topologien

Die Zahlenwerte in Tabelle 3.6 reflektieren die unterschiedliche Anzahl der Ereignisse. Die Definition ist die folgende:

$$\text{Wert} = \frac{\text{Ereignisanzahl der Richtung: Anode} \Rightarrow \text{Kathode}}{\text{Ereignisanzahl der Richtung: Kathode} \Rightarrow \text{Anode}}$$

Die Daten werfen zwei Aspekte auf. Zum einen ist die Zahl der Einelektron-Ereignisse aus Richtung der Anode in beiden Meßperioden höher als die Zahl der Ereignisse aus Richtung der Kathode. Zum anderen hat sich der Quotient im Vergleich der beiden Meßzeiträume erhöht. Beide Aspekte sind jedoch naheliegend. Die erste Beobachtung resultiert daraus, daß auf der Anodenseite wesentlich mehr Material (XY-Ebene, Anode, Gitter, Kabel, Lötzinn, Kabeldurchführungen, etc.) als auf der Kathodenseite (Kupfer) vorhanden ist. Außerdem sind die Reinigungsmöglichkeiten auf der Kathodenseite konstruktionsbedingt wesentlich besser. Der zweite Aspekt wird durch die geringere Zählrate innerhalb der zweiten Meßperiode erzeugt. Durch eine konstante Reduzierung der jeweiligen Ereignisanzahl, deren Ursache im Wechseln der Widerstände begründet ist, erhöht sich automatisch der Quotient. Beide Gesichtspunkte, die durch die Topologie der Einelektron-Ereignisse aufgezeigt werden, sind also tendenziell erklärbar, zeigen aber, daß eine verbesserte Auslesestruktur

(Anode, XY-Ebene) wünschenswert, wenn nicht, insbesondere für Projekt 2, notwendig ist.

3.9.3 Topologie der 2e-Ereignisse

Die aufgeworfenen Aspekte in der Einelektron-Topologie begründen die Frage, ob eine solche Richtungsabhängigkeit auch für die identifizierten Zweielektronen-Ereignisse zu verzeichnen ist und falls vorhanden, ob dadurch eine weitere Untergrundreduzierung vorgenommen werden kann. Eine Richtungsqualifizierung ist jedoch ungleich schwerer, da der Startpunkt eines Zweielektronen-Ereignisses nicht definiert werden kann und nur die Endpunkte festgelegt sind. Bezüglich der Endpunkte ist eine Unterteilung der 2e-Ereignisse in sechs Kategorien möglich:

Kategorie 1:	Spurende 1 = Anode,	Spurende 2 = Anode
Kategorie 2:	Spurende 1 = Anode,	Spurende 2 = Mitte
Kategorie 3:	Spurende 1 = Anode,	Spurende 2 = Kathode
Kategorie 4:	Spurende 1 = Mitte,	Spurende 2 = Mitte
Kategorie 5:	Spurende 1 = Mitte,	Spurende 2 = Kathode
Kategorie 6:	Spurende 1 = Kathode,	Spurende 2 = Kathode

Tabelle 3.7: Unterteilung der Zweielektronen-Ereignisse

Die Angaben Anode und Kathode beziehen sich nur auf die Orientierung des Endpunktes, besagen aber nicht, daß die Lage des jeweiligen Endpunktes mit der Anode bzw. Kathode identisch ist. Die Unterscheidung der Kategorien 1 und 2 bzw. 5 und 6 ist in der Praxis sehr kompliziert, sodaß eine Zusammenfassung dieser Kategorien unabdingbar ist. Basierend auf der gesamten Meßzeit von 7647 Stunden und einem Energieintervall zwischen 2 MeV und 3 MeV ergibt sich die folgende Tabelle:

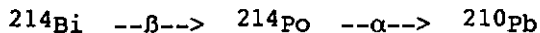
alle $2e^-$ -Ereignisse:	Ereignisanzahl = 118
Kategorie 1 und 2:	Ereignisanzahl = 34
Kategorie 3:	Ereignisanzahl = 27
Kategorie 4:	Ereignisanzahl = 18
Kategorie 5 und 6:	Ereignisanzahl = 39

Tabelle 3.8: Vergleich der Zweielektronen-Topologien

Diese Werte und die zugehörigen Energiespektren sind bedauerlicherweise nicht aussagekräftig. Allerdings ist es sinnvoll, eine weitere Zusammenfassung der Kategorien vorzunehmen. Bei den Kategorien 3 und 4 handelt es sich zu einem hohen Anteil um „gestreckte“ Spuren, während die Ereignisse der übrigen Kategorien vermehrt einen engeren Winkel, entsprechend der e^+e^- -Paarbildung, aufweisen. Vergleicht man die Ereignisrate dieser beiden Kategorien (73 und 45) ergibt sich die Tatsache, daß die Ereignisse mit geradlinigerem Verlauf um den Faktor 1.6 reduziert sind. Dies ist ein Hinweis darauf, daß einige der zur Berechnung der Halbwertszeiten verwendeten Doppel-Betazerfallskandidaten in der Realität Paarbildungs-Ereignisse sind. Es ergibt sich also eventuell, bei veränderter Datenanalyse, die Möglichkeit einer weiteren Reduzierung des Untergrunds.

3.9.4 Wismut-Polonium Untergrund

Weiterer Punkt in der Untergrunddiskussion ist eine beobachtete Radon - Verunreinigung des Gases. Ungefähr 2-3 Ereignisse pro Stunde, die Zählrate ist annähernd konstant und über die XY-Ebene gleichverteilt, sind sog. „Bi-Po-Ereignisse“. Dabei handelt es sich um α -Zerfälle, denen ein β -Zerfall vorausgeht:



$$T_{1/2}(^{214}\text{Po}) = 163.7 \mu\text{s} \text{ [LED78]}$$

Um die Halbwertszeit des ^{214}Po -Zerfalls zu verifizieren und damit die Identifizierung zu bestätigen, wurden Ereignisse einer Meßperiode von 302.5 Std. analysiert. Es handelt sich dabei um Ereignisse, bei denen zwei Einzelereignisse innerhalb von zwei Millisekunden aufeinander folgen.

Bild 3.21 liefert, in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert, eine Halbwertszeit von:

$$T_{1/2} = 149.3 \pm 8.7 \mu\text{s}.$$

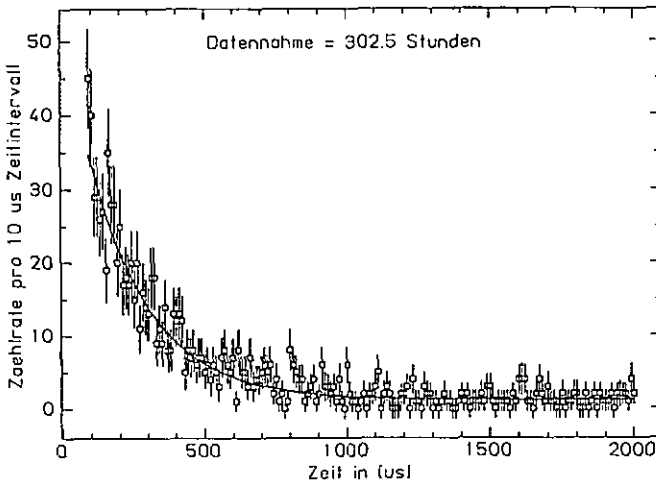


Bild 3.21: Zeitspektrum der Bi-Po-Ereignisse

Der Ursprung dieser Ereignisse ist unklar. Eine Möglichkeit ist beispielsweise eine hohe Uran-Konzentration im Gas, eine andere die Verunreinigung durch Ausgasen von Teilen des Systems. Die Antwort ist in keinem Fall offensichtlich, da wahrscheinliche Verursacher, wie der Hydroxfilter, untersucht und als nicht, für eine so hohe Zählrate, verantwortlich klassifiziert wurden. Eine Möglichkeit der Unter-

scheidung zwischen Gas und Bauteilen als Verursacher wäre die Datennahme bei geringerem Gasdruck: Bleibt die Rate konstant, so kann das Gas als Quelle ausgeschlossen werden. Eine Reduktion dieser Ereignisse kann durch den Einbau einer Kühlfalle (siehe Kap. 4.4.6) erreicht werden.

3.9.5 Ereignisse hoher Energie

Ein weiterer Diskussionspunkt sind Einelektron-Ereignisse hoher Energie, d.h. oberhalb von 3.5 MeV. Die Tatsache des Vorhandenseins dieser Ereignisse ist das erste Problem. Das zweite Problem in diesem Zusammenhang ergibt sich aus dem Vergleich der Ereignisrate der beiden Meßzeiträume in diesem Energiebereich. Wie zuvor für Einelektron-Ereignisse geringerer Energie (siehe Kap. 3.9.1), zeigt sich auch hier eine hohe Abnahme der Zählrate und zwar von 24 identifizierten Ereignissen in 485.77 Stunden auf nur 1 Einelektron-Ereignis in 308.77 Stunden. Diese Ereignisse, oberhalb des Endpunktes des β -Spektrums von ^{214}Bi (3.28 MeV), können nur auf Reaktionen kosmischer Myonen oder thermischer Neutronen mit der Kupfer- bzw. Bleiabschirmung zurückzuführen sein. Die dabei entstehende Gamma-Strahlung ist hochenergetisch (mehrere MeV). In keinem Fall kann die Abnahme der Zählrate durch das Wechseln der Widerstände erklärt werden. Auch ein eventuelles zeitweiliges Nichtfunktionieren der Vetoringe während der ersten Meßperiode liefert keine Erklärung, da es sich jeweils um visuell beobachtete Ereignisse handelt, bei denen ein Verlassen des effektiven Volumens sichtbar und nachvollziehbar wäre. Momentan ist dieses Problem ungelöst. Abhilfe gegenüber der Existenz dieser Ereignisse kann die schon erwähnte B_4C -Abschirmung und der ebenfalls vorgestellte Szintillator (Kap. 3.5.2.3.) schaffen.

3.9.6 Fazit der Untersuchungen

Als Fazit läßt sich sagen, daß insbesondere die Messungen der letzten Zeit (2. Meßzeitraum) eine Fülle von Fragen aufwerfen, deren Beantwortung von großem Interesse ist und größtenteils nur durch weitere Messungen und Veränderungen des Experimentes beantwortet werden können.

3.10 Die Zukunft des Projektes

Neben der Vervollständigung bzw. Verbesserung der Abschirmung, wird vorrausichtlich in nächster Zukunft eine Kühlfalle zur Reinigung des Kammergases, insbesondere von den Radon-Isotopen 220 und 222, installiert (siehe Kapitel 4.4.6). Außerdem wird das Anodensystem, incl. XY-Ebene, ausgewechselt, wobei hier analog zur Modifikation der miniTPC (Kapitel 4.4.7) die Technik des „Crimping“ verwendet werden wird.

Wir hoffen durch diese Maßnahmen eine große Reduzierung des Untergrunds zu erreichen und nehmen dabei in Kauf, daß eine Datennahme innerhalb der nächsten Monate nicht möglich sein wird.

Nach Wiederaufnahme der Datennahme ist, neben Messungen mit einem Gasdruck von 5 bar, das Betreiben des Detektors bei vermindertem Druck, vermutlich 2.5 bar, zur Beobachtung des 2ν -Zerfalls geplant. Der verminderte Druck ist zur Analyse notwendig, da sonst die Spuren bei niederer Energie nicht klassifizierbar sind.

4 Projekt 2 - Die MUNU-TPC

Dieser Teil der Dissertation beschäftigt sich mit der Suche nach einem eventuellen magnetischen Moment des Elektron-Antineutrinos. Ich stelle sowohl den geplanten Detektor wie auch, und das in der Hauptsache, die Resultate vor, die mit einem, in Neuchâtel konstruierten und erfolgreich betriebenen, Testdetektor erlangt wurden.

4.1 Das magnet. Moment des Neutrinos

Wie schon eine von Null verschiedene Neutrinomasse berührt auch ein genügend großes magnetisches Moment astrophysikalische Probleme: In diesem Fall das, unter dem Begriff „Sonneutrino-Problem“ bekannte Phänomen des auf der Erde beobachteten zu geringen Sonneutrino-flusses [PUL92][MOR92]. Dieses Problem besteht seit den ersten Messungen des solaren Neutrino-flusses [DAV68]. Der gemessene Fluß beträgt annähernd die Hälfte des durch die Theorie vorhergesagten. Neben möglicher Neutrino-Oszillationen wäre das Vorhandensein eines magnetischen Moments, im Dirac- oder Majorana-Fall, eine Erklärung [VOL86]. Dabei würde das solare Magnetfeld im Sonneninneren die Ursache dafür sein, daß das Neutrino bei seiner Durchquerung seinen Drehsinn (linkshändiger Spin) ändert und somit steril wird. Allerdings sollte in diesem Fall beim Nachweis der Neutrinos aus dem Borzerfall (hochenergetische im Sonnenkern) eine Abhängigkeit mit dem 11jährigen Sonnenzyklus bestehen. Die experimentelle Situation ist nicht eindeutig, da ein Experiment eine Abhängigkeit nahelegt [LAN90], ein anderes eine solche Abhängigkeit verneint [TOT90]. In jedem Fall stellt bei Sonneutrino-experimenten die mangelhafte Kenntnis des solaren

Magnetfeldes einen gewissen Unsicherheitsfaktor dar, was die Durchführung eines Laborexperiments nahelegt.

4.1.1 Die Größe des magnet. Moments

Auch bei diesem Experiment handelt es sich um eines, das sich mit Physik jenseits des Standardmodells beschäftigt. Im Standardmodell sind Neutrinos masselose Dirac-Teilchen (siehe Kap. 3.3.2) mit einem verschwindendem magnetischen Moment. In den einfachsten Erweiterungen werden sie massive Dirac-Teilchen und können ein geringes magnetisches Moment besitzen, welches durch Strahlungskorrekturen verursacht wird [LEE77][MAR77]:

$$\mu_{11} = \frac{3G_F e m_{11}}{8\sqrt{2}\pi^2} = 3.2 * 10^{-19} * m_{11} \text{ (eV) in } [\mu_B]$$

Die Größenordnung ist jedoch zu klein, um in der Astrophysik oder in Laborexperimenten beobachtbar zu sein. Abhilfe schaffen verschiedene theoretische Modelle, die unter anderem auf der Einführung neuer Teilchen basieren (siehe u.a. [VOL88][BAB89][LEU90] oder [BAR90]). Die Diskussionen sind dabei aber nicht einheitlich, beispielsweise kritisiert [BAR90] die Schlußfolgerungen von [BAB89]. Nach diesen Modellen sind Größenordnungen für das magnetische Moment, im Dirac- oder im Majorana-Fall, in Bereichen von $10^{-10} \mu_B$ oder $10^{-12} \mu_B$ möglich. Diese Größenordnungen befinden sich durchaus im meßbaren Bereich, was die Möglichkeit der experimentellen Untersuchung schafft.

4.1.2 Die experimentelle Situation

Bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt konnte noch kein magnetisches Moment nachgewiesen werden. Durch kosmologische Beobachtungen und Laborexperimente wurden

jedoch obere Grenzen festgelegt. Werte, die sich aus astrophysikalischen Beobachtungen ergeben, sind momentan restriktiver als die der Laborexperimente. So ergeben die Analysen verschiedener kosmischer Ereignisse Grenzen von:

- Neutrinos der Supernova SN1987A: (für Dirac-Neutrinos)
 $\mu \leq 1 - 20 \cdot 10^{-13} \mu_B$ [LAT88][BAR88][NOT88]
- Energieverlust in Helium-Sternen: (für Dirac- und Majorana-Neutrinos) $\mu \leq 0.8 \cdot 10^{-11} \mu_B$ [FUK87]
- Abkühlung von roten Riesen: (für Dirac- und Majorana-Neutrinos) $\mu \leq 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$ [RAF90]
- Kernsynthese im Urknall: (für Dirac-Neutrinos)
 $\mu \leq 1.5 \cdot 10^{-11} \mu_B$ [MOR81]

Wie schon bei den Sonnenneutrinos gibt es hier ebenfalls erhebliche Unsicherheiten. Um verlässliche Grenzen zu bekommen, sind Laborexperimente unabdingbar. Man kann zwei Arten unterscheiden, und zwar in bezug auf die Neutrinoquelle: Zum einen Beschleuniger- und zum anderen Reaktorexperimente. „Beam Dumps“ an Beschleunigern liefern Elektronneutrinos im Bereich von 0 bis 50 MeV. Die besten Ergebnisse lieferten LAMPF-Experimente mit einer Grenze von: $\mu \leq 1.08 \cdot 10^{-9} \mu_B$ [ALL85][KRA90]. Reaktorexperimente erscheinen wesentlich attraktiver, da einerseits nur Antielektronneutrinos vorliegen und andererseits ihr Energiespektrum (1.5 bis 8 MeV) sehr gut bekannt ist. Die Unsicherheit beträgt nur ca. 3 Prozent [VOG89][ZAC86]. Erste Resultate lieferte ein Experiment am Savannah-River Reaktor Mitte der 70er Jahre [REI76]. Eine Interpretation der Daten erlaubt die Festlegung einer Grenze auf $\mu \leq 1.5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ [KYU84]. Neuere Interpretationen, besser angepaßt an das tatsächliche Reaktorspektrum und den aktuelleren Wert des Weinberg-Winkels, geben Hinweise auf ein magnetisches Moment in der Größenordnung $(2-4) \cdot 10^{-10} \mu_B$ [VOG89]. In jüngerer Zeit versucht ein weiteres

Experiment (Kurtchatov-Institut in Moskau) neue Grenzen aufzuzeigen [GUR91]. Nach einem Jahr Datennahme ist die aktuelle Grenze aus diesem Experiment: $\mu \leq 2.4 \cdot 10^{-10} \mu_B$.

4.1.3 Die experimentelle Methode

Im Labor ist das Messen von Wirkungsquerschnitten, Neutrino-Baryon- oder Neutrino-Elektron-Streuung, eine Möglichkeit zur Untersuchung von Neutrinoeigenschaften. Der Anteil am Wirkungsquerschnitt, dessen Ursache im magnetischen Moment begründet ist, wächst zu niederen Neutrinoenergien an. Da bei geringen Energien die Baryonrückstoßenergie sehr klein und schwer meßbar ist, wird im allgemeinen die Neutrino-Elektron- oder Antineutrino-Elektron-Streuung favorisiert:

$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- \quad \text{und} \quad \nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$$

Neben der speziellen Bedeutung für die Bestimmung des magnetischen Moments liefert das Studium dieser Reaktionen Informationen über grundlegende Eigenschaften der schwachen Wechselwirkung. Sowohl neutrale wie geladene Ströme spielen eine Rolle.

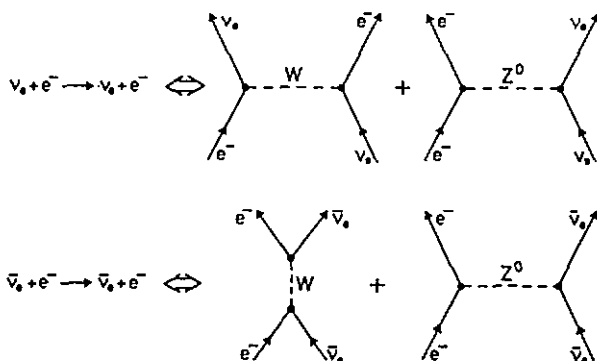


Bild 4.1: W- und Z-Austauschdiagramme zur Elektron-Neutrino- und Elektron-Antineutrino-Streuung [GRO89]

Im Standardmodell wird angenommen, daß die Ströme interferieren, falls die Neutrinos im Endzustand identisch sind. Eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts erlaubt somit die Bestimmung des Weinbergwinkels $\sin^2\theta_w$ und die Messung der Interferenz, die für bestimmte Winkelwerte destruktiv sein sollte. Im Gegensatz zum magnetischen Moment ist der Weinbergwinkel eine bereits bestimmte Größe, die durch verschiedene Experimente innerhalb gewisser Fehlergrenzen bestimmt wurde:

Savannah River Experiment: $\sin^2\theta_w = 0.29 \pm 0.05$ [REI76]

CHARM II Experiment: $\sin^2\theta_w = 0.237 \pm 0.011$ [GEI91]

ALEPH-Experiment: $\sin^2\theta_w = 0.2326 \pm 0.0013$ [ALE93]

Erwähnenswert ist allerdings, daß das Resultat von [REI76] unter Annahme eines zu harten Neutrinospektrums gewonnen wurde.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch [VOG89][KAY79]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[(g_V + x + g_A)^2 + (g_V + x - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - (g_V + x)^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] + \frac{\pi \alpha^2 \mu_\nu^2}{m_e^2} \frac{1 - \frac{T}{E_\nu}}{T}$$

wobei T die Elektronrückstoßenergie, E_ν die Neutrinoenergie und gemäß Standardmodell:

$$g_V = 2\sin^2\theta_w + \frac{1}{2} \quad \text{und} \quad g_A = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{für } \nu_e \\ -\frac{1}{2} & \text{für } \bar{\nu}_e \end{cases}$$

Das effektive magnetische Moment μ_ν ergibt sich zu:

$$\mu_\nu = \sqrt{\sum_1 |\mu_{e1}|^2}$$

Für Dirac-Neutrinos ist die Größe

$$x = \pm \frac{2M_W^2 \langle r^2 \rangle}{3} \sin^2 \theta_W, \quad + \text{ für } \nu_e, \quad - \text{ für } \bar{\nu}_e$$

wobei r dem Ladungsradius und M_W der W-Bosonmasse entspricht. Der erste Teil der Summe (diff. Wirkungsquerschnitt) entspricht dem W- und Z-Austausch gemäß dem Standardmodell. Der zweite Teil rührt vom magnetischen Moment des Neutrinos her. Eine Beobachtung ist nur bei geringen Energien möglich, da sonst der erste Teil zu stark dominiert. Bild 4.2 zeigt die Beiträge der beiden Teile für Antineutrino-Elektron Streuung, angewendet auf das Reaktorneutrinospektrum:

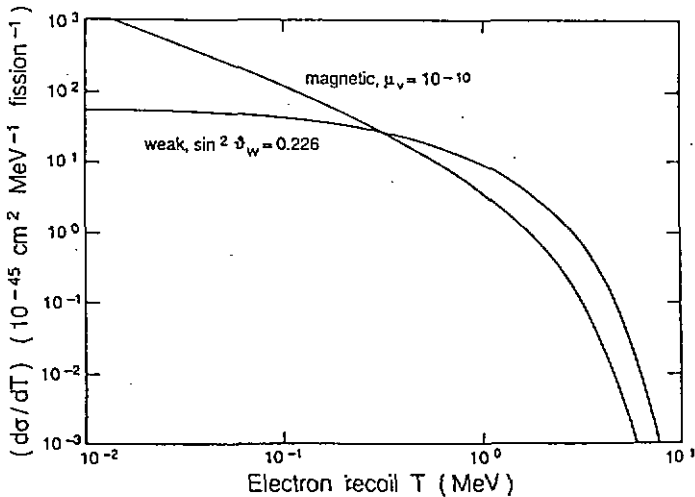


Bild 4.2: separate Beiträge zum diff. Wirkungsquerschnitt für das magnetische Moment und die schwache WW [VOG89]

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß es sich bei Projekt 2 um ein Experiment handelt, das auf der Antineutrino-Elektron-Streuung basiert und so ein Test des Standardmodells bei niederen Energien darstellt. Es

erlaubt neben der Bestimmung des Weinbergwinkels die Möglichkeit der Bestimmung des magnetischen Neutrinomoments.

4.2 Beschreibung des Projekts

Dieses Projekt ist aufwendiger als das Gotthard-Experiment. Nicht zuletzt aus diesem Grund ist die Kollaboration umfangreicher. Mit der Durchführung sind sechs Institute beschäftigt:

- I.N.F.N. Laboratori Nazionali del Gran Sasso
- Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble
- Institut für Kernphysik der Univ. Münster
- Institut de Physique, Université de Neuchâtel
- Dipart. di Fisica dell'Univ. und INFN, Padova
- Physikinstitut der Universität Zürich

4.2.1 Der MUNU-Detektor

Dieser Detektor ist in wichtigen Teilen eine Weiterentwicklung der Gotthard-TPC. Als Kerndetektor wird ebenfalls eine Zeitprojektionskammer (TPC) verwendet. Insbesondere die Möglichkeit der exzellenten Ereignisdarstellung gewinnt hier an Bedeutung.

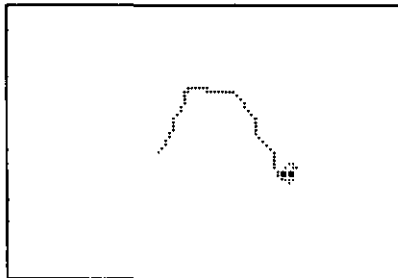


Bild 4.3: Topologie einer Einelektron-Spur

Zusätzlich zur Ereignisidentifizierung soll auch eine Richtungsbestimmung vorgenommen werden. Die Messung des Streuwinkels erlaubt eine simultane Messung der realen Ereignisse und des Untergrundes. Voraussetzung ist neben der allgemeinen Untergrundreduzierung eine verbesserte Spurqualität, die durch eine veränderte Auslese (Gebrauch von Flash-ADC's anstelle der 2-Niveau-Diskriminatoren) realisiert wird. Zur detaillierten Untergrunddiskussion und einer genauen Projektbeschreibung verweise ich hier auf [MUN92]. Im folgenden liefere ich eine kurze Beschreibung des geplanten Detektors, um dann anschließend ausführlicher auf die Prototypmessungen, durchgeführt in Neuchâtel, einzugehen. Beschrieben wird dabei die momentane Situation, wobei die Abmessungen in Teilen noch leicht variieren können, da die Planungsphase des Detektors noch nicht abgeschlossen ist.

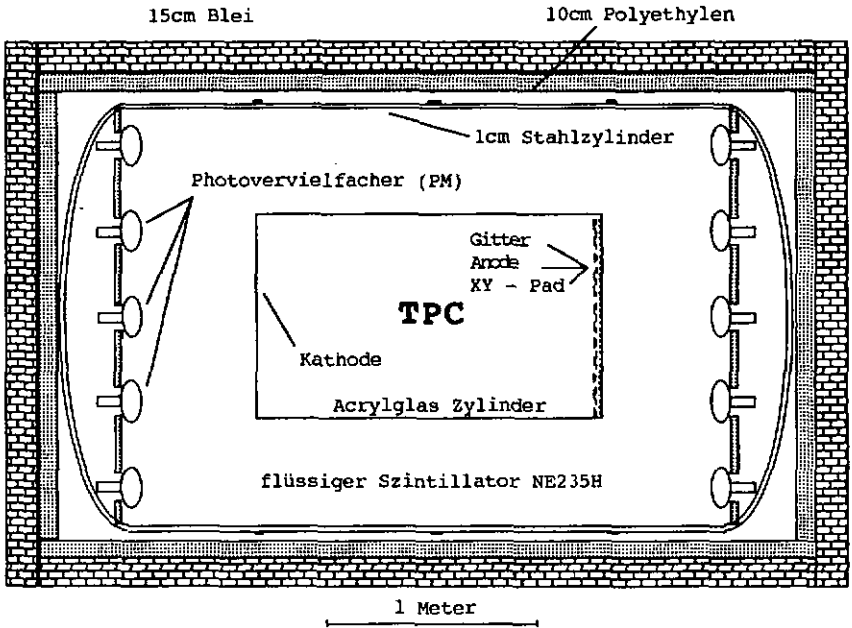


Bild 4.4: Skizze des MUNU-Detektors inkl. Abschirmung

Im Zentrum des Detektors befindet sich eine 1 m^3 große, zylindrische TPC (Länge = 1.58 m, Durchmesser = 0.90 m) aus radioaktiv reinem Acryl- oder Plexiglas. Die Stärke der Zylinderwand beträgt 5 mm, während Deckel und Boden 1 cm stark sind. Der Boden ist leitend beschichtet und bildet die Kathode; Gitter, Anode und XY-Ebene sind auf dem Deckel montiert. Die Feldringe sind außen am Zylinder angebracht und beeinträchtigen so nicht das effektive Kammervolumen. Betrieben wird der Kerndetektor mit einem Druck von 5 bar CF_4 (Tetrafluormethan). Umgeben ist die TPC von einer Anticompton-Abschirmung, einem aktiven Veto. Die Abschirmung besteht aus flüssigem Szintillator (NE235H oder einem Vergleichbarem). An den Längsseiten befindet sich eine Schicht von 50 cm. An den Kopfseiten ist die Schichtdicke 60 cm.

38 Photovervielfacher (PM's vom Typ EMI9351), angebracht in zwei konzentrischen Kreisen an beiden Enden des Zylinders, ermöglichen eine Anticompton-Triggerschwelle von 100 keV. (Weitere detaillierte Studien zum aktiven Veto werden in Grenoble und Padova durchgeführt.) Wie die TPC hat auch das aktive Veto einen Betriebsdruck von 5 bar. So ist es realisierbar, die Wanddimension der TPC auf 5 mm zu beschränken, da die Plexiglaswand lediglich der Auftriebskraftdifferenz der beiden, durch sie getrennten Materialien unterliegt und dieser standhalten muß. Zur weiteren Abschirmung gegen radioaktiven Untergrund ist der Stahlzylinder von einer 10 cm dicken Schicht aus Polyethylen (CH₂) (Unterdrückung des Neutronen-Untergrunds) und einer Schicht aus 15 cm Blei (Unterdrückung kosmischer Strahlung) umgeben. Alle Materialien wurden bzw. werden in bezug auf ihre radioaktive Verunreinigung (insbesondere Th, U und K) untersucht. Was die Details betrifft, verweise ich an dieser Stelle erneut auf das „Proposal“ der MUNU-Kollaboration [MUN92]. Durch dieses Detektorkonzept ist, insbesondere zurückzuführen auf die γ -Reduzierung durch die Anticompton-Abschirmung (Szintillator), der radioaktive Untergrund im Vergleich zur Gotthard-TPC um einen hohen Faktor reduziert. Dies bedeutet, daß ein Betreiben eines zur Gotthard-TPC analogen Detektors im MUNU-Experiment unmöglich wäre.

4.3 Der Prototyp - die miniTPC

Aus der Komplexität des Experimentes ergibt sich die Notwendigkeit von Studien bezüglich der Durchführbarkeit. Alternativ wurden zu Projektbeginn der Bau eines Detektors geringerer Größe oder der Bau mehrerer kleiner Prototypen diskutiert. Zeit- und Kostengründe lieferten die Entscheidung zum Bau mehrerer Detektoren zur individuellen Untersuchung der aufgezeichneten Problematiken. Erster und wichtigster Prototyp für das

MUNU-Experiment ist die im weiteren beschriebene miniTPC. In erster Linie sollte die Realisierung einer TPC mit 100 prozentiger CF₄-Gasfüllung getestet werden. Unter diesem Aspekt wurden Gaseigenschaften wie Absorptionslänge oder Diffusion über größere Entfernungen untersucht. Gasuntersuchungen in der Literatur beziehen sich unglücklicherweise nur auf wenige Zentimeter Driftlänge [SCH86][CHR84][VAV93]. Neben diesen Messungen dient bzw. diente die miniTPC als Objekt zur Beantwortung von Designfragen. Infolgedessen änderte sich der Aufbau der miniTPC und die Signalauslese mehrmals und die nachfolgenden detaillierten Beschreibungen beziehen sich auf die Ausführung, in der der Prototyp die überwiegende Zeit betrieben wurde. Änderungen für spezielle Messungen werden in den zugehörigen Kapiteln beschrieben.

4.3.1 Das Design der miniTPC

Bei der miniTPC handelt es sich um einen 31 cm hohen geschlossenen Edelstahlzylinder mit einem Innendurchmesser von 20 cm. Der Zylinder ist so ausgelegt, daß er einem Druck von ca. 10 bar standhält. In Deckel und Boden sind zwei Gasdurchführungen eingelassen (Deckel - Gaseinlaß, Boden - Gasauslaß). Außerdem enthält der Deckel ein Quellenpositionierungssystem. Weiterhin befindet sich hier ein Druckanzeigergerät und eine Hochspannungsdurchführung, durch die die Kathode versorgt wird. Neben dem Gasauslaß verfügt der Boden über zahlreiche Kabeldurchführung, teils hochspannungsfest, zur Spannungsversorgung, Erdung und Signalauslese.

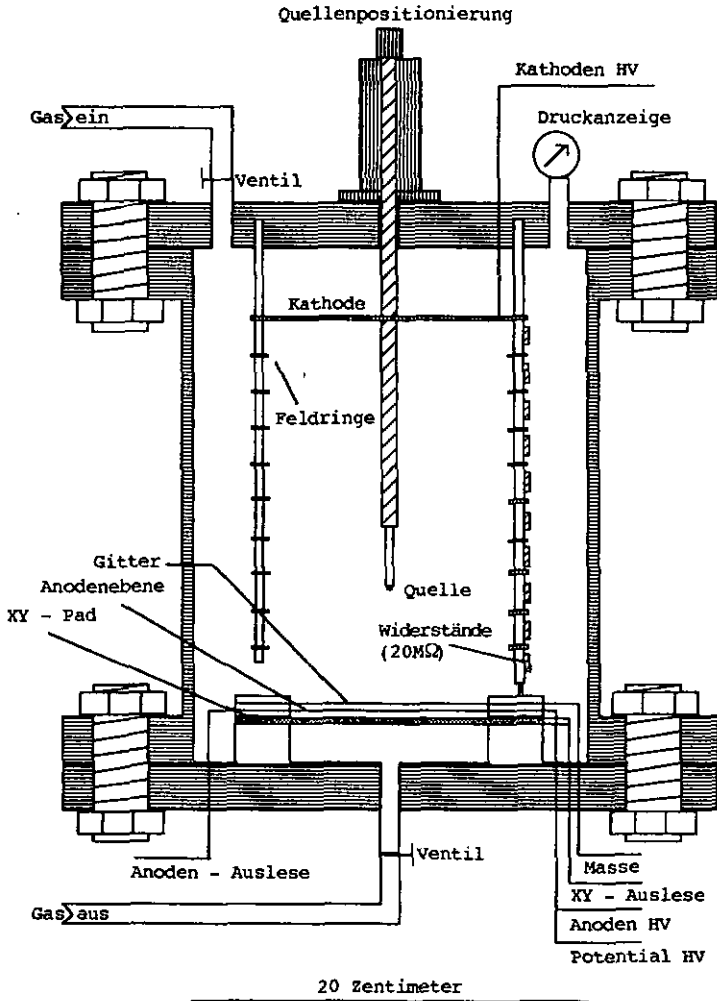


Bild 4.5: Skizze der miniTPC

Das Kammerinnere ist wie folgt aufgebaut: Auf dem Kammerboden sind, von unten nach oben betrachtet, die XY-Ausleseebene, die Anode und das Gitter angebracht. Der Abstand dieser Bauteile zueinander beträgt jeweils

3.2 mm. Die XY-Ausleseebene besteht aus einer beidseitig kupferbeschichteten, 125 μm starken PET-Folie. Die Beschichtung ist so ausgelegt, daß sich auf beiden Seiten Streifen, senkrecht zueinander, befinden. Diese Streifen haben eine Breite von 1.1 mm (oben) und 1.8 mm (unten) und einen zentralen Abstand von 2.82 mm zueinander. Die 24 mittleren Streifen können separat zur Spurenrekonstruktion ausgelesen werden, die äußeren Streifen sind geerdet. Mit dieser Art Ausleseebene werden Unebenheiten wie in der Gotthard-TPC vermieden. Außerdem ist der Materialaufwand geringer, was der Reduzierung der Untergrundrate dienlich ist und gleichfalls Ausgasungsprobleme minimiert.

Die Anodenebene besteht aus goldplattierten Wolfram-Drähten, die im Winkel von 45 Grad zu den XY-Streifen angeordnet sind. Abwechselnd in 2 mm Abstand befinden sich Potentialdrähte (Durchmesser 50 μm , Spannung 90 g) und Anodendrähte (Durchmesser 20 μm , Spannung 50 g). Sowohl alle Potentialdrähte wie auch alle Anodendrähte sind untereinander verbunden. Für die Anodendrähte besteht, analog zur Gotthard-TPC, die Möglichkeit der Signalauslese.

Abgeschlossen wird diese Anordnung von einem, in der ersten Version, geerdeten Gitter, bestehend aus ebenfalls goldplattierten Wolfram-Drähten (Durchmesser 50 μm , Spannung 90 g) mit einem Abstand von 2 mm zueinander. Die Gitterdrähte verlaufen in einem Winkel von 90 Grad zu den Anoden- bzw. Potentialdrähten. Es besteht auch hier die Möglichkeit der Signalauslese.

Die Anordnung ergibt eine effektive kreisförmige Auslesefläche bezüglich der Energie von 10 cm Durchmesser (78.5 cm^2). Die für die Spurenauslese effektive Fläche ist ein Quadrat von 45.8 cm^2 .

An das Gitter schließt sich ein „Feldkäfig“ an, der die Homogenität des elektrischen Feldes gewährleistet. Abgeschlossen wird dieser durch eine 15.6 cm \emptyset große Kupferplatte als Kathode, die durch den Kammerdeckel

(Abstand 3 cm) an Hochspannung angeschlossen ist. Der Feldkäfig besteht aus 9 über jeweils 20 M Ω miteinander verbundenen Kupferringen. Der elektrische Widerstand zwischen Kathode und Gitter beträgt also ca. 200 M Ω . Wie zuvor erwähnt, besitzt die miniTPC ein Quellenpositionierungssystem. Zu diesem Zweck weist die Kathode im Zentrum ein 2 cm großes Loch auf, durch das der Befestigungsmechanismus der Quelle geführt ist. Es handelt sich dabei um einen runden Stab aus Delrin (Durchmesser ca. 1 cm), an dessen verjüngtem Ende eine radioaktive Quelle angebracht werden kann und der den Verlauf der elektrischen Feldlinien nur unwesentlich beeinflusst. In unserem Fall wird eine ^{55}Fe -Quelle oder eine ^{113}Sn -Quelle im Driftfeld der TPC parallel zum Feld bewegt.

Berücksichtigt man alle oben genannten Dimensionen, so ergibt sich ein Driftvolumen von 1.57 l und ein Signalverstärkungsvolumen um die Anodendrähte von 50 cm 3 .

4.3.2 Das Gassystem

Zentrale Vorgabe für das Gassystem ist die Abstimmung auf das verwendete Gas.

4.3.2.1 Das Gas - Tetrafluormethan

Für das MUNU-Experiment ist es von großer Wichtigkeit, ein Gas zu verwenden, welches gleichzeitig über eine hohe Dichte (große Anzahl von Target-Elektronen = höhere Ereignisrate) und einer niedrigen Kernladungszahl (Unterdrückung von Vielfachstreuung = bessere Spur-rekonstruktion) verfügt. Tetrafluormethan (CF $_4$) hat die folgenden Eigenschaften:

- CF $_4$ hat niedrige Kernladungszahlen und eine Dichte von 3.68 g l $^{-1}$ (1 bar und 15° C), was in einer hohen Elektronendichte von $1.06 \cdot 10^{21}$ cm $^{-3}$ resultiert.

- CF_4 beinhaltet keinerlei Wasserstoff, was den inversen β -Zerfall (höherer Wirkungsquerschnitt) reduziert.
- CF_4 hat eine hohe Driftgeschwindigkeit, was eine kurze Ereigniszeit und eine geringe Diffusion bedeutet.
- CF_4 ist nichtbrennend, ungiftig und relativ preiswert.
- CF_4 ist jedoch unverträglich mit verschiedenen Materialien wie beispielsweise Gummi oder bei hohen Temperaturen (Funkenentladungen) mit verschiedenen Metallen [AIR76].

Um unter anderem dieser Unverträglichkeit Rechnung zu tragen, muß das Gassystem für CF_4 speziell ausgelegt sein.

4.3.2.2 Das Gassystem der miniTPC

Außer dem Vermeiden unverträglicher Materialien, insbesondere von Gummi-Dichtungen (Viton- oder Teflon-Dichtungen sind unbedenklich), bedeutet ein permanenter Betrieb der miniTPC eine ständige Gasreinigung. Störende Verunreinigungen sind im wesentlichen Sauerstoff, Wasser, Freone und verschiedene CF_4 -Radikale. Eine solche ständige Reinigung wird durch die permanente Zirkulation (Gasfluß ca. 5 lmin^{-1} bei 5 bar) durch mehrere Filterstationen gewährleistet. Ausgehend von der miniTPC gelangt das Kammergas zu einer Teflon-Membran-Zirkulationspumpe, deren Leistung durch einen Bypass reguliert werden kann. Von der Pumpe gelangt das Gas zur ersten Reinigungsstufe, einer Kühlfalle. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise der Kühlfalle findet sich in [GER92]. Die Kühlfalle beruht auf dem Prinzip der Kondensation. Sie wird so reguliert, daß ihre Arbeitstemperatur oberhalb des Verflüssigungspunktes von CF_4 liegt. Dadurch werden sämtliche Stoffe mit höherem Verflüssigungspunkt auskondensiert. Zu beachten ist die Druckabhängigkeit der Temperatur. Eine

Arbeitstemperatur von -95°C bei 5 bar CF_4 stellte sich als ideal heraus, da hier noch Sicherheit bei geringen Temperaturschwankungen besteht. Die Kühlfalle reduziert im wesentlichen Wasser und sämtliche Freone.

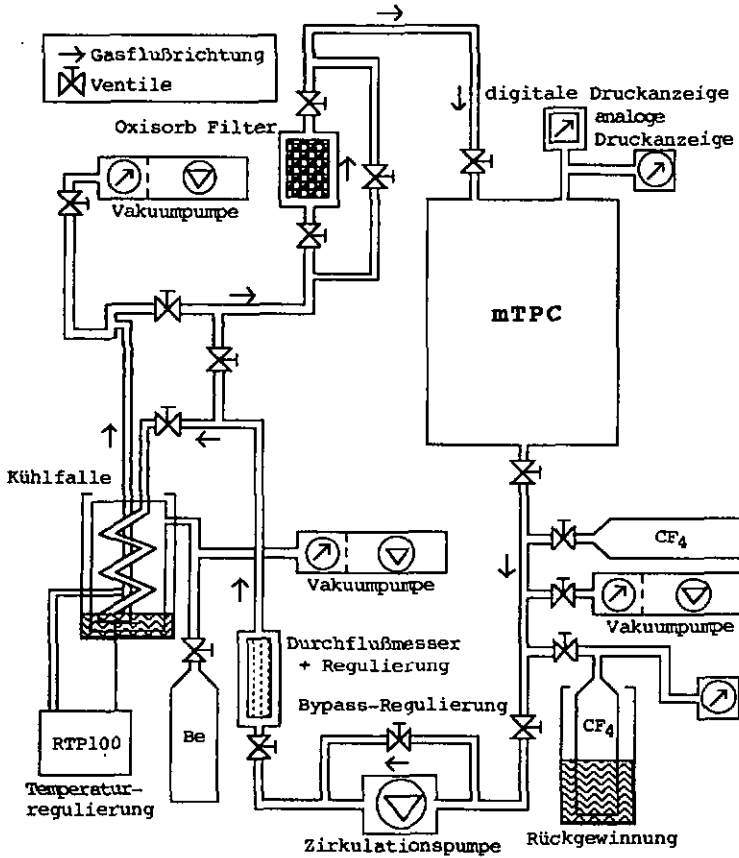


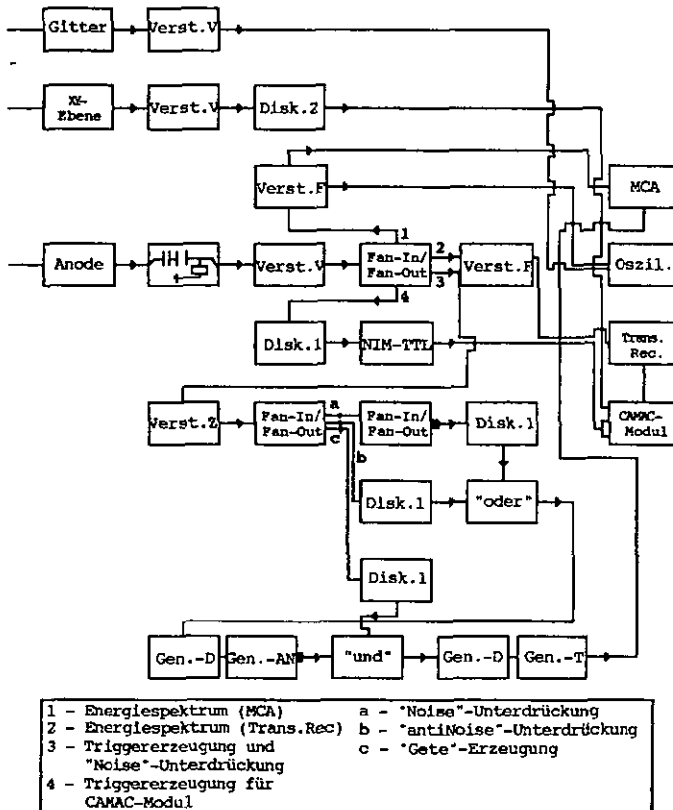
Bild 4.6: Aufbau des Gassystems der miniTPC

Nächste Stufe in der Gaszirkulation ist ein Oxisorb-Filter zur Sauerstoffreinigung. Von hier erreicht das Gas erneut die Kammer und schließt auf diese Weise den

Kreislauf. Das Gassystem beinhaltet die Möglichkeit beide Reinigungsstationen zu umgehen um sie so, unabhängig vom Betreiben des Testdetektors, zu reinigen oder auszuwechseln. Außerdem kann das Gas zurückgewonnen werden. Die Rückgewinnung geschieht durch Ausfrieren von CF_4 in einer Druckflasche bei -196°C mittels flüssigem Stickstoff. Letztlich gibt es verschiedene Anschlußplätze für eine Vakuumpumpe zum Evakuieren verschiedener Teilbereiche und eine Gasflaschenverbindung für die erste Gasfüllung (Gasreinheit 99.999% von Messer Griesheim). Vor der Gasfüllung muß ein Vakuum von etwa 10^{-6} mbar, gemessen am Pumpstand, erreicht werden.

4.3.3 Die Ausleseelektronik

Auch die Ausleseelektronik wurde während der Meßzeit mehrmals variiert. Im folgenden beschreibe ich die Basisauslese, mit der sämtliche Messungen realisiert werden können. Mit dieser Schaltung ist es möglich, simultan Energiespektren (Anodenpuls => Vielkanalanalysator (MCA) oder Transienten Recorder (TR)) aufzunehmen und Ereignisse räumlich wie zeitlich (XY-Ebene => CAMAC Module (CM's)) zu rekonstruieren. Die CM's und der TR werden über CAMAC-Bus mittels einer Silicon Graphics Iris-Workstation ausgelesen. Ein wesentlicher Teil der Schaltung (Strang Nr.3) diente zur Reduzierung elektrischer Störungen, da es über einen langen Zeitraum nicht möglich war, allein durch bessere Erdung sämtlicher Bauteile, eine saubere elektrische Umgebung zu bekommen. Erst die elektrische Isolation der miniTPC vom übrigen Gassystem reduzierte dieses Problem, sodaß dieser Teil der Schaltung überflüssig wurde.



Gitter: analoges Gittersignal
 Verst.V: LeCroy Preamplifier TRA1000TB
 XY-Ebene: analoge Signale von 48 Kanälen
 Disk.2: 2-Niveau-Diskriminator (Caltech), Anzahl = 48
 CAMAC-Modul: CAMAC-Modul (Caltech), Anzahl = 48
 Anode: analoges Anodensignal
 Schaltung: 2 Kondensatoren mit 10000pF und 1 Widerstand mit 1256 Ohm
 Fan-In/Fan-Out: LeCroy Linear Fan-In Fan-Out 428F
 Verst.F: ORTEC Research Amplifier 450
 MCA: Vielkanalanalysator: Tracor Northern TN-7200 od. Silena MCA8938
 Disk.1: LeCroy Octal Discriminator 623BLZ
 NIM-TTL: NIM-TTL Konverter TR-100
 Trans.Rec: Transienten Rekorder TR002 20MHz
 Verst.Z: ORTEC Timing Filter Amplifier 454
 „oder“: LRS 4-Fold Logic Unit 365AL, verwendet als „oder“
 Gen.-D, AN, T: LeCroy Dual Gate Generator 222, Ausgang=Delay, antiNIN, TTL
 „und“: LRS Quad Coincidence 622C, verwendet als „und“

Bild 4.7: Aufbau der Ausleseelektronik der miniTPC

Die Schaltung beinhaltet die mögliche Verarbeitung dreier Signale:

- Gittersignal: Auf die Auslese des Gittersignals wurde weitestgehend verzichtet, da diese Signale sehr klein sind (größenordnungsmäßig gleich den Störsignalen) und außerdem vom induzierten Anodensignal (zeitlich versetzt) überlagert werden. Allerdings wird die Gitterauslese im Gesamtdetektor zur Bestimmung der absoluten Z-Koordinate benötigt. Aus diesem Grund beschäftigt sich zusätzlich ein anderer Teil der Kollaboration (Grenoblè) mit diesem wichtigen Aspekt.

- Signale der XY-Ebene: Die Signale dienen der räumlichen Rekonstruktion von Ereignissen. Dieser Auslesestrang ist, zur Auslese von 24 X- und 24 Y-Streifen, 48mal vorhanden. Die Signale werden jeweils verstärkt und von 2-Niveau-Diskriminatoren (Gotthard-Typ) analysiert und dann über CAMAC-Module (ebenfalls Gotthard-Typ) von Computern weiterverarbeitet. Zur Verbesserung der Spurqualität ist es möglich, die Diskriminatoren und CAMAC-Module durch Flash-ADC's zu ersetzen. Die Auslese dieser Geräte, inklusive die Weiterverarbeitung, wurde von der Züricher Gruppe innerhalb der Kollaboration übernommen.

- Anodensignal: Das Anodensignal hat vielfache Verwendung. Kapazitiv ausgelesen und verstärkt dient es, in Strang Nr.1 als MCA-Eingangssignal zur Aufnahme von Energiespektren; in Strang Nr.2 als TR-Eingangssignal a) zur Aufnahme von Energiespektren und b) zur Abspeicherung des Signals; in Strang Nr.3 als MCA-Triggersignal und in Strang Nr.4 als Triggersignal der CAMAC-Module.

Neben diesem Teil der Ausleseelektronik, welcher der reinen miniTPC-Auslese dient, existiert ein Hilfsdetektor, inklusive Auslese, für die Selektierung kosmischer Ereignisse.

4.3.3.1 Hodoskop als μ -Trigger

Die Koinzidenz zweier Szintillatorsignale wird als Triggersignal zur Ereignisauswahl (Myon-Ereignisse) benutzt. Bei Szintillator Nr.1 handelt es sich um einen 44 cm * 44 cm Szintillator, welcher beidseitig ausgelesen wird. Er befindet sich bei der Selektion von vertikalen Myonen ca. 50 cm oberhalb der miniTPC, während Szintillator Nr.2 (7.5 cm * 7.5 cm) etwa 17 cm unterhalb der miniTPC plaziert ist. Myonen, die beide Szintillatoren durchqueren, müssen somit, zu einem hohen Anteil (ca. 60%), das effektive Kammervolumen passieren. Auf analoge Weise können auch horizontale Myonen ausgewählt werden.

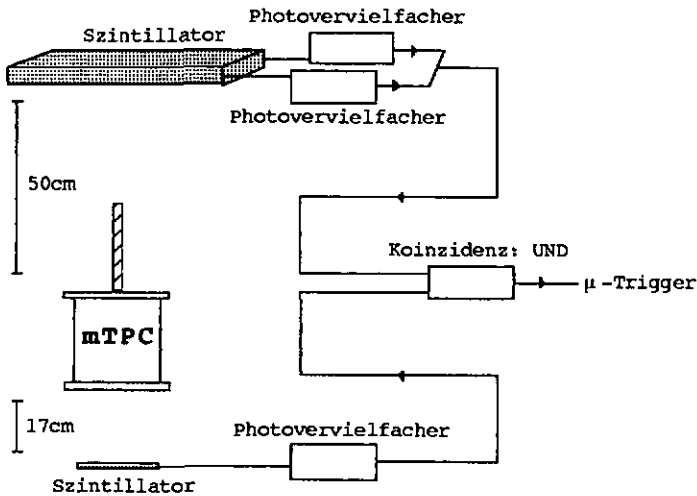


Bild 4.8: Hodoskopaufbau

4.4 Messungen mit der miniTPC

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse beschrieben, die mit der miniTPC, einem Testdetektor, erreicht wurden. Dabei werden sowohl Meßdaten, Änderungen im Detektor-

aufbau wie auch Art und Weise der Datenanalyse diskutiert. Für die Bestimmung von Gas- oder Detektorparametern standen verschiedene radioaktive Quellen zur Verfügung, die je nach Bedarf verwendet wurden:

-	^{55}Fe :	5.89 keV	γ - Strahlung	(24.0%)
		6.49 keV	γ - Strahlung	(2.9%)
-	^{113}Sn :	364 keV	EC - Strahlung	(29.0%)
		388 keV	EC - Strahlung	(6.0%)
		392 keV	γ - Strahlung	(64.0%)
-	^{226}Ra :	benutzt als ^{222}Rn - Quelle		

Die obigen Werte entstammen [AIP92].

4.4.1 Energieauflösung der miniTPC

Die Bestimmung der Energieauflösung war eine der ersten Messungen mit der miniTPC. Zu diesem Zeitpunkt existierte keine XY-Auslese. Die Ausleseebene war durch eine geerdete Kathode ersetzt. Diese Kathode bestand aus einer goldbeschichteten Glasfaserplatte und befand sich im selben Abstand zur Anode (3.2 mm) wie die spätere Ebene. Die Energieauflösung wurde mit der Eisenquelle bei 1 bar und 4.8 bar Gasdruck, und mit der Zinnquelle bei 4.9 bar durchgeführt. Das Energiespektrum (MCA) von ^{55}Fe bei einem Gasdruck von 1 bar weist eine gut separierte Gaußkurve auf. Die Energieauflösung ergibt sich in diesem Fall zu:

$$E = \frac{\text{oberer Halbwert} - \text{unterer Halbwert}}{\text{Wert des Maximums}}$$

Diese Werte beziehen sich auf die jeweilige Kanalposition. Bei dieser Messung befand sich die Quelle 16 cm vom Gitter entfernt. Es ergab eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma}{E} = 50\% \pm 1.3\%$$

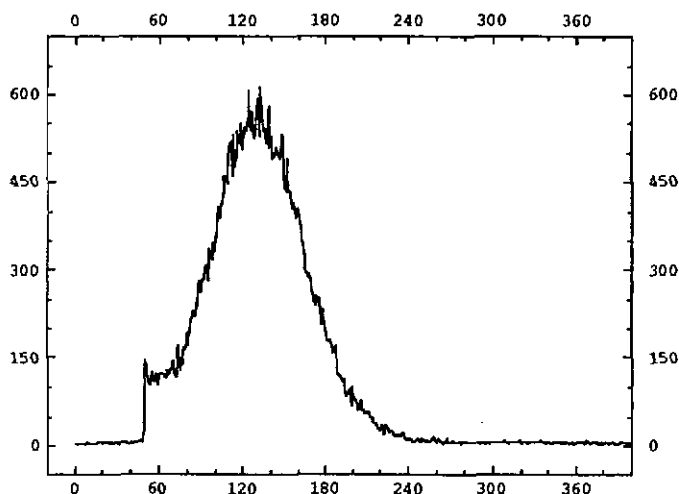


Bild 4.9: MCA-Energiespektrum ^{55}Fe bei 1 bar und $E=100 \text{ Vcm}^{-1}$
 x-Achse = Kanalzahlen, y-Achse = Zählrate

Das obige Energiespektrum wurde mit einem Driftfeld von 100 Vcm^{-1} aufgenommen. Variationen der Driftfeldstärke zeigten keine Verbesserungen in der Auflösung. Eine Erhöhung ergab keine Änderung, eine Verringerung unterhalb von 80 Vcm^{-1} brachte eine extrem schnelle Verschlechterung.

Die Messungen bei erhöhtem Druck sowohl mit der Eisen- wie mit der Zinnquelle zeigten eine Verringerung der quellenbezogenen Strahlung relativ zur Untergrundstrahlung. Aus diesem Grund wurden sogenannte Subtraktionsspektren (Spektrum mit Driftfeld minus Spektrum ohne Driftfeld) erstellt. Desweiteren wurde die Definition der Energieauflösung leicht verändert:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{2 * (\text{oberer Halbwert} - \text{Wert des Maximums})}{\text{Wert des Maximums}}$$

Für die Eisen-Messung bei 4.8 bar und einem Driftfeld von $120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$, bei einer Quellen-Gitter Distanz von 16 cm ergab sich:

$$\frac{\sigma}{E} = 88.8\% \pm 4.7\%$$

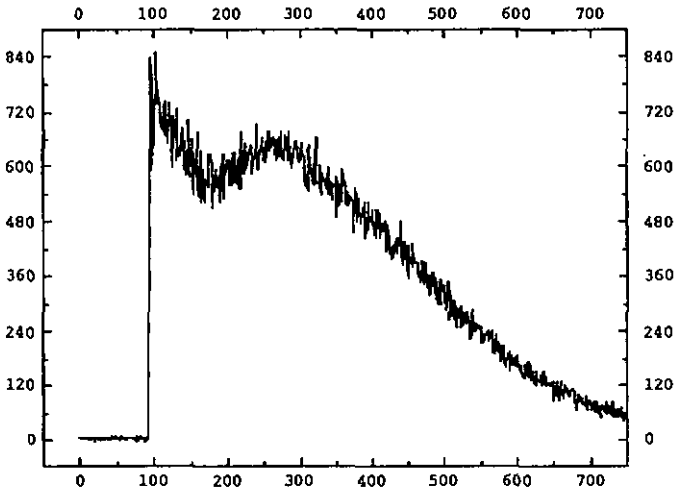


Bild 4.10: MCA-Energiespektrum ^{55}Fe (4.8 bar, $E=120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$)
x-Achse = Kanalzahlen, y-Achse = Zählrate

Die Zinn-Messung wurde mit einem Druck von 4.9 bar und einem Driftfeld von $120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ durchgeführt. Die Quellen-Gitter Distanz betrug diesmal 20 cm (max. Entfernung):

$$\frac{\sigma}{E} = 23.2\% \pm 4.1\%$$

Der größere Fehler ist auf geringe Statistik und Stabilitätsprobleme zurückzuführen.

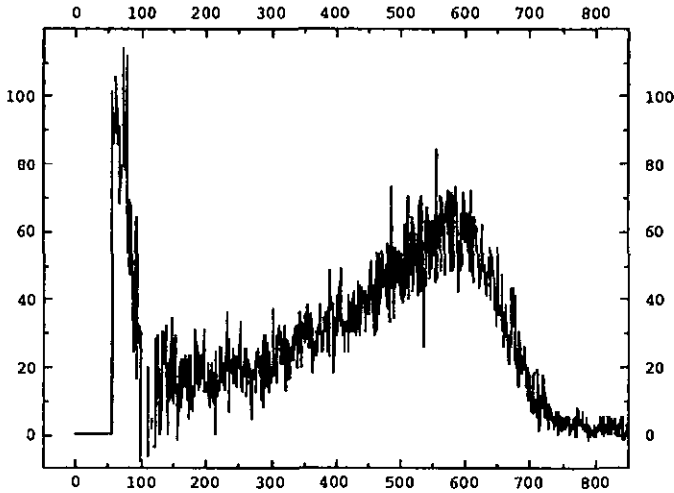


Bild 4.11: MCA-Energiespektrum ^{113}Sn (4.9 bar, $E=120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$)
 x-Achse = Kanalzahlen, y-Achse = Zählrate

Bei der Diskussion der Meßergebnisse stellt sich die Frage nach der Qualität der Energieauflösungen. Zum einen ist zu berücksichtigen, daß es sich bei der miniTPC um einen Testdetektor handelt, insofern ist die Präzision der einzelnen Bauteile wie Gitter, Anode und Kathode nicht optimiert, sodaß die Gasverstärkung im Anodenbereich leicht variiert. Außerdem wird die Verstärkung durch permanente Funkenentladungen beeinflusst, da an diesen Stellen das elektrische Feld zusammenbricht. Zum anderen ist die Topologie der Quellen Ursache für eine „Verschmierung“ der Energieverteilung. Die Quellen sind in einer Vertiefung der Verlängerung des Positionierungsstabes untergebracht. Zur Fixierung bedeckt eine dünne Mylar-Folie die Quelle. Insbesondere beeinflusst dies die niederenergetische Strahlung der Eisenquelle und die Elektronenemission der Zinnquelle. Im Falle der Sn-Quelle spielt die Größe der miniTPC eine weitere Bedeutung. Die Reichweite von 364 keV Elektronen

in 5 bar CF_4 ist gemäß [SAU77] etwa 6.8 cm, die Quelle befindet in der Mitte des effektiven Kammervolumens (Durchmesser 10 cm), das heißt ein veränderlicher Teil der Strahlung, je nach Richtung, verläßt das Volumen und sorgt so für eine Verbreiterung des Energiespektrums. Die mindere Energieauflösung ist also erklärbar, zumal der Einfluß radioaktiver Verunreinigungen (auf „reine“ Materialien wurde beim Bau der miniTPC nicht geachtet) noch nicht berücksichtigt wurde.

4.4.2 Absorptionslänge in CF_4

Die Absorptionslängenmessungen entstammen demselben Zeitraum wie die Messungen der Energieauflösung. Demzufolge ist der Detektoraufbau identisch (Goldkathode). Es werden außerdem teilweise dieselben Energiespektren zur Bestimmung der Länge verwendet. Zur Berechnung der Absorptionslänge werden zwei Energiespektren unterschiedlicher Driftdistanz benötigt. Aus der jeweiligen Position des Maximums bzw. des oberen Halbwertes läßt sich die Länge festlegen. Naturgemäß ist es schwierig, bei einer relativ kurzen Driftdistanz von wenigen Zentimetern auf eine lange Driftstrecke zu schließen. Aus diesem Grund ist der Fehler relativ groß. Ziel war der Nachweis, daß die Möglichkeit des Elektronendrifts über die Distanz von ca. 160 cm (Länge der MUNU-TPC) bei einem Druck von 5 bar in Tetrafluormethan besteht. Zu diesem Zweck wurden Messungen mit der Eisenquelle bei 4.8 bar und mit der Zinnquelle bei 4.9 bar durchgeführt. Im Falle der Eisenquelle wurden die Energiespektren bei den Driftdistanzen 16 cm und 4 cm miteinander verglichen, im Falle der Zinnquelle betragen die Distanzen 20 cm und 10 cm. Das angelegte Driftfeld betrug jeweils $120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$:

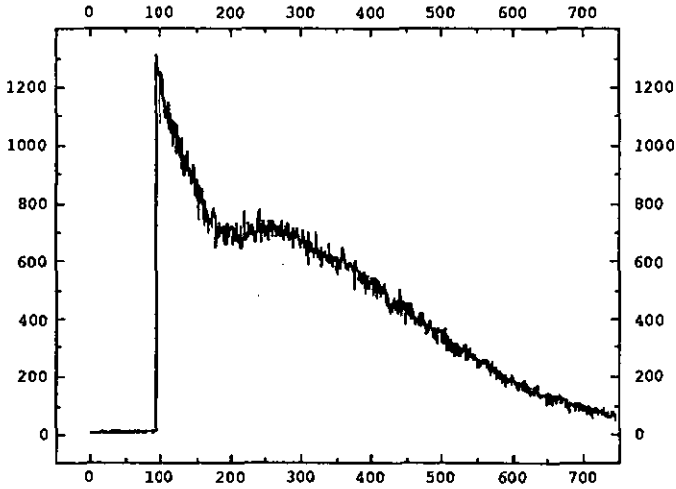
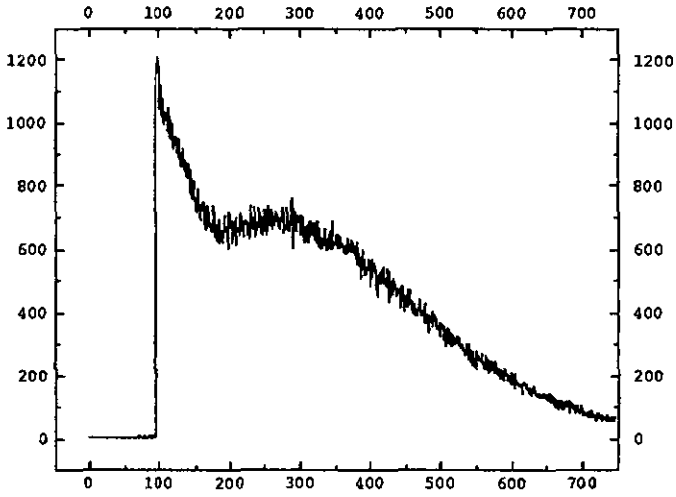


Bild 4.12: MCA-Energiespektren ^{55}Fe (4.8 bar, $E=120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$)
Driftstanz: oben = 4 cm & unten = 16 cm
x-Achse = Kanalzahlen, y-Achse = Zählrate

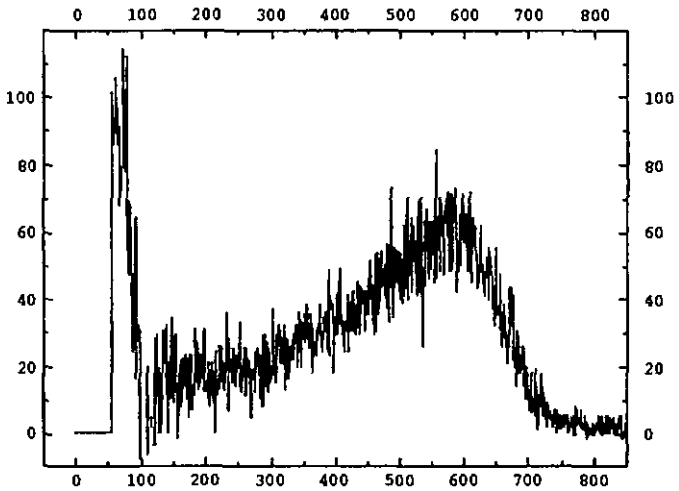
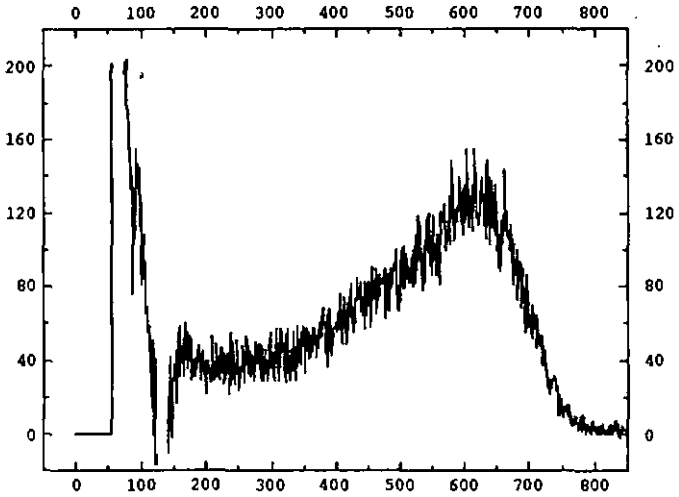


Bild 4.13: MCA-Energiespektren ^{113}Sn (4.9 bar, $E=120 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$)
Driftdistanz: oben = 10 cm & unten = 20 cm
x-Achse = Kanalzahlen, y-Achse = Zählrate

Die Driftlänge ergibt sich gemäß der folgenden Gleichung [GER92]:

$$X_0 = \frac{X_2 - X_1}{\ln \left(\frac{N(X_1)}{N(X_2)} \right)}$$

wobei der Index das Energiespektrum angibt, $X_{i=1,2}$ der zugehörigen Driftdistanz und $N(X_{i=1,2})$ der entsprechenden oberen Halbwertposition entspricht. Basis dieser Formel ist die Annahme eines exponentiellen Abfalls der Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Driftentfernung:

$$N(X_i) = N_0 * e^{-\frac{X_i}{x_0}}$$

Die Anwendung dieser Formel auf die vorangehenden Spektren bedeuten im Falle der Eisenquelle eine Driftlänge von:

$$X_0 = 9.3 \text{ m} \begin{array}{l} + 9.4 \text{ m} \\ - 3.1 \text{ m} \end{array}$$

Entsprechend ergibt sich für die Zinnquelle:

$$X_0 = 1.9 \text{ m} \begin{array}{l} + 0.6 \text{ m} \\ - 0.4 \text{ m} \end{array}$$

Die obige Größenordnung der Driftlänge rechtfertigt die Annahme, daß Elektronen über die gesamte Länge der MUNU-TPC ohne übermäßige Abschwächung driften.

4.4.3 Laterale Diffusion in CF4

Auch die Messungen zur lateralen Diffusion wurden mit der Goldkathode anstelle der Ausleseebene durchgeführt. Eine andere Veränderung mußte jedoch praktiziert werden. Um die Diffusion zu messen, wurde es ermöglicht, daß die

drei mittleren Streifen separat ausgelesen werden konnten. Die Signale dieser drei Streifen wurden einzeln verstärkt und separat weiter verarbeitet. Jeder Streifen lieferte Energiespektren (MCA) mit und ohne Driftfeld (100 Vcm^{-1}), wobei das Triggersignal jeweils vom mittleren Streifen stammte. Mittels Integration wurde daraufhin der folgende Faktor bestimmt:

$$f = \frac{1}{2} * \frac{(RD + LD)}{ZD}$$

mit RD = Zählrate des rechten Drahtes, LD des linken Drahtes und ZD des Zentraldrahtes. Dieser Faktor wurde dann mit einer Computersimulation verglichen, bei der eine gaußförmige Ladungsverteilung angenommen wurde. Die Variation der Breite bis zur Übereinstimmung des simulierten Faktors mit dem gemessenen lieferte dann die laterale Diffusion in transversaler Richtung. Die Spektren wurden für Driftdistanzen von 16 cm und 4 cm und bei einem Gasdruck von 1 bar aufgenommen. In den beiden Fällen ergaben sich die folgenden transversalen Diffusionen:

$$\begin{array}{lll} d=4 \text{ cm} \Rightarrow & f=0.14 \Rightarrow & \sigma_t: \approx 0.7 \text{ mm} \\ d=16 \text{ cm} \Rightarrow & f=0.34 \Rightarrow & \sigma_t: \approx 1.4 \text{ mm} \end{array}$$

Die Werte sind konsistent mit: $\sigma(d) \sim \sqrt{d}$.

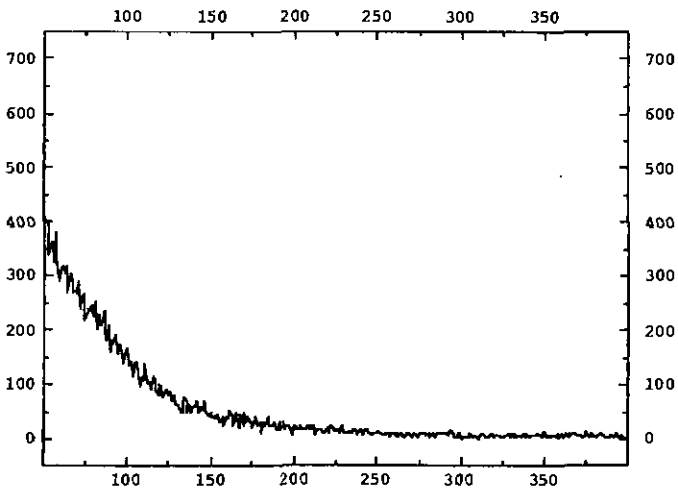
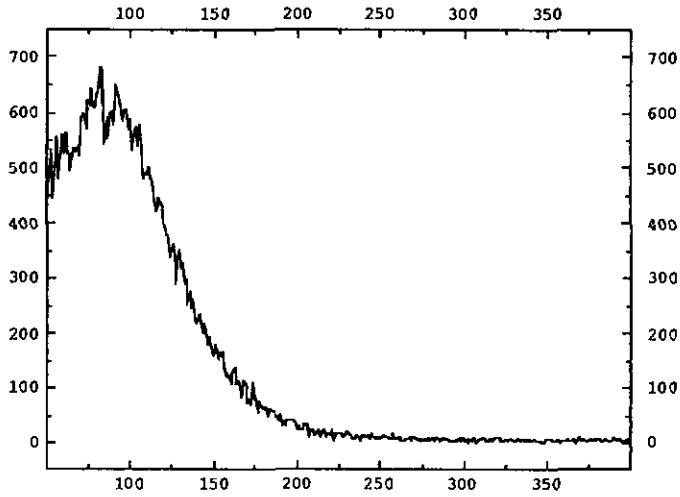


Bild 4.14: MCA-Energiespektren ^{55}Fe (1 bar, $E=100 \text{ Vcm}^{-1}$)
 Driftdistanz : 4 cm, Trigger: Zentraldraht
 oben: Zentraldraht , unten rechter Draht
 x-Achse = Kanalzahlen, y-Achse = Zählrate

Die Meßwerte sind größenordnungsmäßig mit denen in [SCH88] identisch, aber qualitativ nicht vergleichbar, da die dort aufgeführten Ergebnisse keine näheren Angaben über Driftfeldstärke oder Driftgeschwindigkeit beinhalten. Basierend auf Diskussionen in [MAR89] kann die longitudinale Diffusion berechnet werden. Man erlangt die folgenden Diffusionen bezogen auf eine Driftdistanz von 1 Meter (und einem konstanten Feldstärke-Druck Verhältnis von $E/P = 100 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$):

transversale Diffusion: $\sigma_t = 3.5 \text{ mm}$

longitudinale Diffusion: $\sigma_l = 3.2 \text{ mm}$

4.4.4 Driftgeschwindigkeit in CF4

Wie schon für die Gotthard-TPC (siehe Kapitel 3.6.2) beschrieben eignen sich vertikal passierende Myonen zu Driftgeschwindigkeitsmessungen. Zum Zeitpunkt der Bestimmung war der Kammeraufbau im Vergleich zu den vorherigen Messungen identisch (Goldkathode). Das Anodensignal beinhaltete jedoch wieder die gemeinsame Auslese aller Anodendrähte. Ausgelesen wurden die Signale mit einem Speicheroszilloskop (Philips PM3320A), welches die Möglichkeit der Addition mehrerer Signale bietet. Desweiteren wurde für diese Messung das in Kapitel 4.3.3.1 beschriebene Hodoskop zur Ereignisauswahl und als Trigger zum Speichern des Anodensignals verwendet. Vertikale Myonen verursachen im allgemeinen ein rechteckiges Anodensignal, dessen zeitliche Ausdehnung umgekehrt proportional zur Driftgeschwindigkeit und proportional der Kammergröße ist ($s=v*t$). Auslesebedingt werden diese Signale verschmiert und durch elektronische Schwingungen (Ursache: Vorverstärker und Anpassungen) geringfügig verändert. Die Grundstruktur bleibt aber erhalten und ermöglicht eine relativ genaue Bestimmung der Driftgeschwindigkeit durch Messung der Signalbreite bei halber Amplitude. Die

Messungen wurden bei einem Betriebsdruck von 1.1 bar und verschiedenen elektrischen Feldstärken durchgeführt:

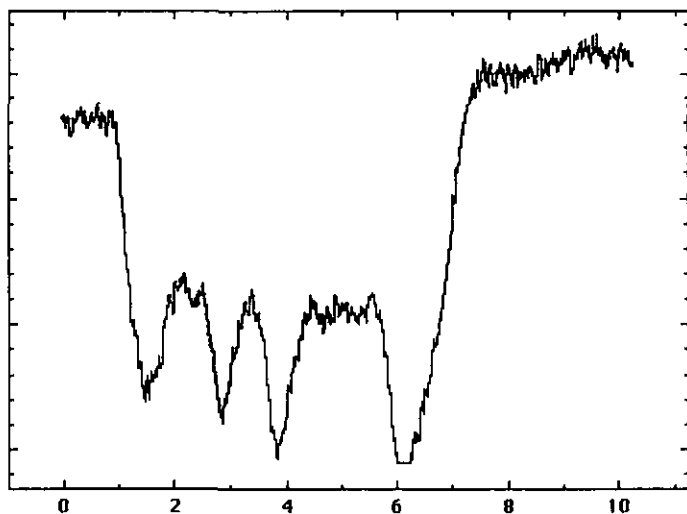


Bild 4.15: Oszilloskop- μ -Signal (1.1 bar und $E=91 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$)
x-Achse = Zeit in μsec , y-Achse = Amplitude

Bild 4.15 zeigt die Summation mehrerer Myon-Signale bei einer Driftfeldstärke von $91 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$. Neben dieser Messung wurde die Driftgeschwindigkeit im Falle für zwei weitere Feldstärken bestimmt:

$$E = 91 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1} \Rightarrow v_d = 3.53 \pm 0.09 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$$

$$E = 182 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1} \Rightarrow v_d = 5.93 \pm 0.18 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$$

$$E = 364 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1} \Rightarrow v_d = 7.72 \pm 0.60 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$$

In jüngster Zeit wurden diese Messungen mit modifiziertem Kammeraufbau (siehe Kap. 4.4.7) und veränderter Auslese (Gebrauch des Trans. Rec.) im unteren Feldstärkebereich bestätigt:

$$E = 73.5 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1} \Rightarrow v_d = 2.86 \pm 0.04 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$$

$$E = 86.5 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1} \Rightarrow v_d = 3.28 \pm 0.11 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$$

$$E = 100.0 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1} \Rightarrow v_d = 3.51 \pm 0.12 \text{ cm}\mu\text{s}^{-1}$$

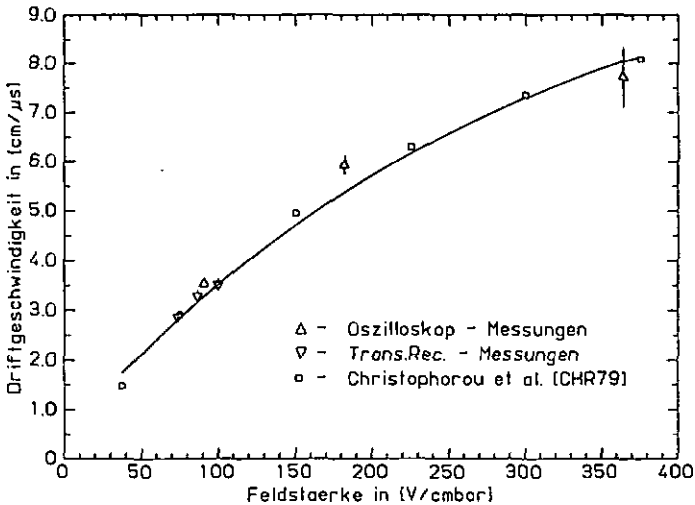


Bild 4.16: Driftgeschwindigkeiten bei unterschiedlichen elektrischen Feldstärken

Bild 4.16 zeigt die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke und den Vergleich mit Literaturwerten [CHR79]. Die Kurve ist ein Polynom-Fit fünfter Ordnung und basiert auf den Literaturwerten in einem Feldstärkebereich zwischen $37.5 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ und $2625 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$.

4.4.5 Plexiglas und CF₄

Um zu gewährleisten, daß der Betrieb der MUNU-TPC möglich ist, mußte die Materialverträglichkeit von Tetrafluormethan und Plexiglas (Konstruktionsmaterial der späteren TPC) verifiziert werden. Zur nötigen Messung konnte die miniTPC in derselben Konfiguration wie bei der Messung der Driftgeschwindigkeit verwendet

werden. Die Untersuchung geschah durch den Vergleich zweier 48stündiger Meßreihen. In beiden Fällen wurde die Kammer isoliert, d.h. die Gaszirkulation gestoppt. Die Meßreihen beinhalten 1000-Sekunden-Messungen von ^{55}Fe -Energiespektren bei einem Gasdruck von 1.2 bar. In jeweils vierstündigen Intervallen wurde die aktuelle Maximumposition bestimmt und deren Entwicklung aufgezeichnet. Die erste Meßreihe beinhaltet die Messung ohne zusätzliche Materialien innerhalb der TPC. Zur Aufnahme der zweiten Meßreihe wurden ca. 136.4 cm^3 Plexiglas in Form von vier Stäben, jeweils $15.5 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 2.2 \text{ cm}$, in das Kammervolumen gebracht.

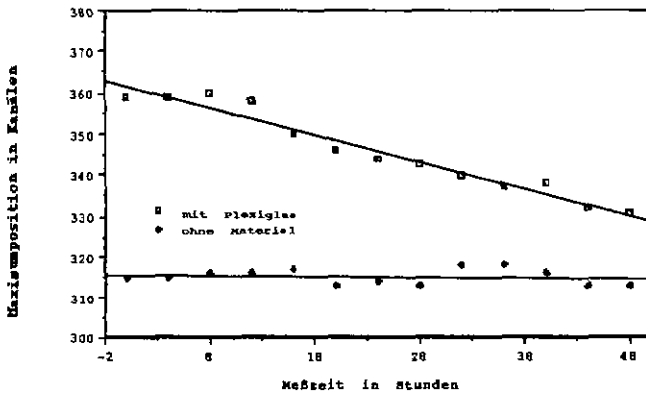


Bild 4.17: zeitliche Entwicklung der Maximumposition ohne Gaszirkulation und jeweils 1000 Sekunden Meßzeit.

Die Qualität der einzelnen Spektren, insbesondere der mit zusätzlichem Acryl- oder Plexiglas, nahm im Laufe der Meßzeit leicht ab. Die Bestimmung der Maximumposition stellte allerdings kein Problem dar. Im Vergleich der beiden Meßreihen verursachte das Plexiglas eine höhere Verschmutzung des Gases, was durch die größere Abnahme der Maximumposition (Verlust von Driftelektronen) angezeigt wird. Durch eine ständige

Gaszirkulation kann dieses jedoch mit Sicherheit ausgeglichen werden. Um absolute Sicherheit zu bekommen, wurde daraufhin ein zweiter Prototyp vom italienischen Teil der Kollaboration (Gran Sasso) konstruiert. Bei diesem Prototyp wurde das Stahlgehäuse gegen eines aus Plexiglas ersetzt. Nach anfänglichen Schwierigkeiten (Ausgasen des Plexiglasses) konnte die TPC im weiteren Verlauf ohne Probleme betrieben werden [BR093]. Um die Sicherheit noch zu steigern, führten wir im späteren Testverlauf eine Modifikation durch: Der Driftfeldkäfig wurde gegen einen Plexiglaszylinder ausgetauscht, auf dessen Außenseite die Feldringe mit Leitsilber gezeichnet und mit Widerständen verbunden wurden. Auch in diesem Fall stellte der Betrieb keinerlei Problem dar, sodaß anzunehmen ist, daß eine große Plexiglas-TPC realisiert werden kann.

4.4.6 Kühlfalle und Radonreduzierung

Eins der wichtigsten Untergrundprobleme ist die Verunreinigung des Gases mit Radon. Radon ist Bestandteil der ^{238}U - und ^{232}Th - Zerfallsketten. Einige Elemente im weiteren Verlauf der beiden Zerfallsketten sind β -Emitter und so leicht verwechselbar mit den Ereignissen der Antineutrino-Elektron Streuung. Eine bekannte Quelle für Radon ist der Oxisorb-Filter. Eine Möglichkeit zur Radonreduzierung stellt der Betrieb einer Kühlfalle dar, sofern die Arbeitstemperatur unterhalb der Verflüssigungstemperatur von Radon liegt. Dies ist glücklicherweise für den Gebrauch des Kammergases CF_4 der Fall. Während die Betriebstemperatur (5 bar) ca. -95°C beträgt, ist die Verflüssigungstemperatur von Radon -61.8°C [WEA81]. Mittels Kondensation ist es jedoch nur möglich einen Enddruck von ca. 130 mbar, knapp oberhalb des Dampfdrucks von ca. 100 mbar [WAS28], zu erreichen [ROT82]. Durch Füllen der Kühlfalle mit Messingwolle wird, unter Ausnutzung

des Effektes der Adsorption, eine Erhöhung der Kondensation realisiert [GER92]. Erste Untersuchungen, durchgeführt mit der miniTPC, zur Radonreduzierung mit und ohne zusätzlicher Quelle führten nicht zu wirklich gesicherten Ergebnissen [GER92]. Zum Zeitpunkt dieser ersten Messungen war die Möglichkeit der Spurauslese mit der XY-Ebene noch nicht gegeben. Zur Zeit der im folgenden beschriebenen Messungen war dies jedoch der Fall. Neben dieser Konstruktionsänderung (die Goldkathode wurde ersetzt) war außerdem der schon erwähnte Driftfeldzylinder aus Plexiglas montiert. Die Spurauslese schuf die Voraussetzung, durch geeignetes Setzen von Schwellen in den Ausleseprogrammen bestimmte Ereignisse, wie α -Zerfälle, auszuwählen. Um eine höhere Meßgenauigkeit zu erlangen, wurde zusätzlich eine Radium-226 Quelle (zerfällt via α -Zerfall in Radon-222, was wiederum per α -Zerfall in Polonium-218 übergeht) in den Gaskreislauf gebracht. Dies geschah durch die Montage eines zusätzlichen Stahlzylinders, welcher die Quelle enthielt, zwischen TPC und Zirkulationspumpe:

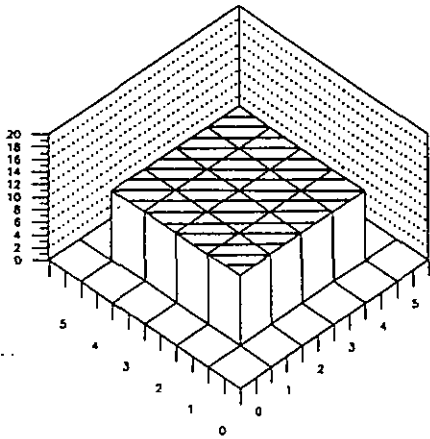
TPC -> Quelle -> Pumpe -> Kühlfalle -> Oxisorb -> TPC

Die α -Messungen fanden bei einem Betriebsdruck von 1.15 bar und mit einem Driftfeld von ca. $87 \text{ Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ statt. Die Identifikation der α -Zerfälle ist möglich, da sie eine ausgeprägte Signatur, bezogen auf die verwendeten 2-Niveau Diskriminatoren, haben. Das Verhältnis von Punkten höherer Ionisation („Blob“) zu geringerer Ionisation („Pixel“) ist für diese Art der Ereignisse deutlich größer als für andere, beispielsweise μ - oder β -Ereignisse. Außerdem wurden nur Ereignisse analysiert, die „Blobs“ in beiden Projektionen („XZ“ und „YZ“) zur selben Zeit aufwiesen. Um noch höhere Signifikanz zu erreichen, wurden die 24 X- und 24 Y-Streifen zu 16 Quadraten à 4*4 Streifen

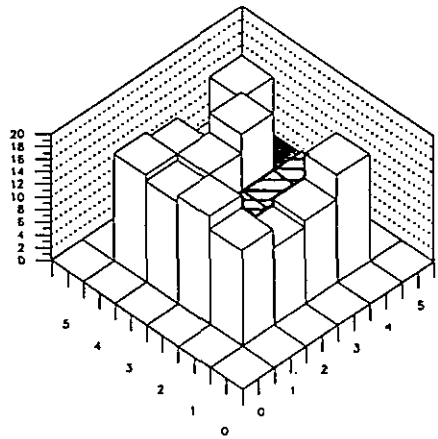
zusammengefaßt. Die Datennahme erfolgte auf die nachstehende Weise:

- 1) Die Meßzeit betrug für alle α -Messungen 5 Stunden. Vor und nach den Messungen wurden jeweils zwei weitere 10minütige Messungen von kosmischen Myonen zur Gasbeobachtung durchgeführt. Damit wurde gewährleistet, daß die Ausgangsposition für alle Messungen identisch war.
- 2) Zur Stunde „Null“ wurde eine Ausgangsmessung durchgeführt (Sektoren 06.11.92)
- 3) Nach einer Reinigungsphase von 57 Stunden wurde die Kühlfalle abgeschaltet, d.h. der Bypass aktiviert und die Kühlfalle umgangen.
- 4) Nach weiteren 11 Stunden wurde die zweite α -Messung durchgeführt (Sektoren 09.11.92), um den positiven Effekt der Kühlfalle, bzw. negativen durch Abschaltung derselben, auf die Radonreduzierung nachzuweisen.
- 5) Nach Beendigung dieser Messung wurde die Kühlfalle reaktiviert und weitere 42.5 Stunden betrieben. Während dieser Zeit wurde erneut eine Messung durchgeführt, die im weiteren aber nicht diskutiert wird, jedoch die anderen Messungen bestätigt.
- 6) Nach diesem Zeitraum wurde eine abschließende Messung (Sektoren 11.11.92) durchgeführt, um den positiven Effekt der Kühlfalle in bezug auf die Reduzierung zu bestätigen.

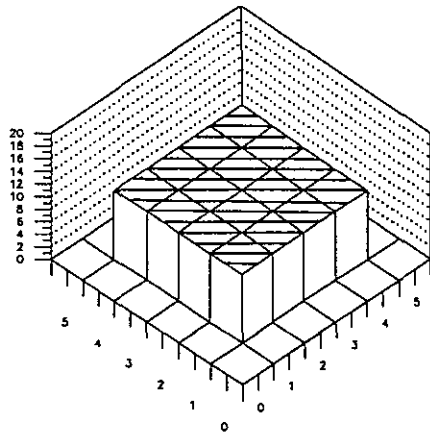
Die nachfolgenden Grafiken (Bild 4.18) zeigen die Resultate der oben beschriebene Messungen. Die Ergebnisse der ersten Messung wurden normiert (Diagramm 1 = oben links). Diagramm 2 (oben rechts) zeigt die Veränderung in bezug zu Diagramm 1. Zum vereinfachten Vergleich wurden dann die Meßwerte der zweiten Messung im dritten Diagramm (unten links) erneut normiert. Die Veränderung von Messung 2 zu Messung 3 wird durch Diagramm 4 (unten rechts) verdeutlicht.



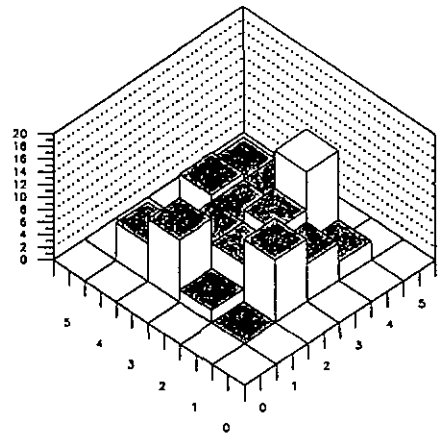
Sektoren 06.11.92



Sektoren 09.11.92



Sektoren 09.11.92



Sektoren 11.11.92

Bild 4.18: Effizienz der Kühlfalle (jeweils 5 Std. Meßzeit)

Die schraffierten Flächen zeigen die unveränderten Sektoren, d.h. die Sektoren die vom Ausgangszustand nicht abweichen. Im Vergleich der Diagramme 1 und 2, 3 und 4 verdeutlichen die weißen Flächen eine Erhöhung und die grauen Flächen eine Verringerung der Zählrate. Die Ergebnisse reflektieren also genau die erwarteten

Eigenschaften der Kühlfalle. Zwischen Messung 1 und 2 nimmt die Zählrate im wesentlichen zu (Abschaltung der Kühlfalle) während das Gegenteilige zwischen Messung 2 und 3 der Fall ist. Zunahme bedeutet Zunahme der α -Zerfälle und damit erhöhte Radonkonzentration, Abnahme eine Verringerung. Die Effizienz der Kühlfalle in bezug auf die Radonreduzierung ist damit gezeigt. Weil jedoch die Nachweiswahrscheinlichkeit für α -Zerfälle unbekannt ist, kann aber eine Aussage nur qualitativ und nicht quantitativ gemacht werden.

Die hier erreichten Ergebnisse veranlaßten uns, den Einbau einer Kühlfalle in den Gaskreislauf der Gotthard-TPC in naher Zukunft zu realisieren.

4.4.7 Modifikation der miniTPC

In diesem Unterkapitel wird eine kürzliche und umfangreiche Modifikation der „Hardware“ beschrieben. Neben dem schon des öfteren erwähnten Plexiglaszylinders wurde ein neues Anodensystem (Anodenebene und Gitterebene) konstruiert, bei dem die Drähte nicht mehr gelötet, sondern mechanisch eingeklemmt („Crimping“) werden. Dadurch wird neben einer Verringerung der Untergrundereignisrate, verursacht durch die Radioaktivität des Lötzinns, das Wechseln von Drähten vereinfacht. Nachteil dieser Methode ist der erhöhte Platzbedarf durch Hohladeln, durch welche die Drähte geführt und eingeklemmt werden. Die Abstände zwischen den Bauteilen der miniTPC und die anliegenden Spannungen sind wie in Bild 4.19 gezeigt:

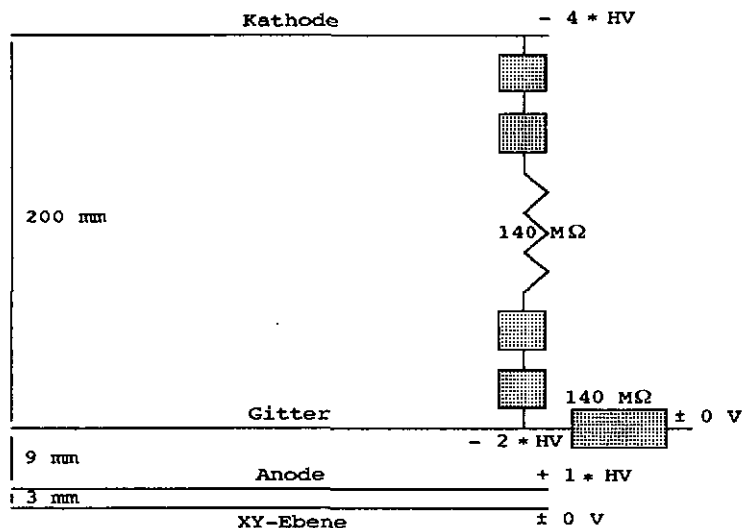


Bild 4.19: schematischer Aufbau der modifizierten miniTPC

Um ein homogenes Verstärkungsfeld um die Anodendrähte zu haben, muß in diesem Falle das Gitter auf negativem Potential liegen ($-2 * HV$. Dieser Wert ergibt sich aus der dreifachen Potentialdifferenz bei dreifachem Abstand zwischen Gitter und Anode.). Dieses wird im Falle der miniTPC durch das Einfügen von Widerständen (Gesamtwiderstand entspricht dem Gesamtwiderstand des Driftfeldes) zwischen Gitter und Null-Potential gewährleistet. Ansonsten kann dies durch eine zusätzliche Spannungsquelle geschehen. Neben der Komplikation, der nun notwendigen kapazitiven Gitterauslese, sind nun Anoden- und Kathodenhochspannung in einem gewissen Rahmen voneinander abhängig. Gegenüber diesen geringen und lösbaren Nachteilen stehen, neben den oben beschriebenen, zwei weitere fundamentale Vorteile. Durch diese Modifikation wurde es möglich die Anodenspannung erheblich zu reduzieren und zwar um 20 Prozent von 5000 V auf 4000 V bei einem Betriebsdruck

von ca. 5 bar. Durch die geringere Spannung kommt es zu weniger Entladungen und damit zu weniger Feldabschwächungen. Die geringe Zahl der Entladungen beeinflusst außerdem in positiver Weise die Reinheit des Gases. Der zweite, fundamentale Vorteil ist die Möglichkeit, die miniTPC über ein sehr breites Spannungsniveau zu betreiben. Für einen Druck von 5 bar sind Anodenspannungen zwischen 3500 V und 4500 V realisierbar. Mit der alten Anordnung war dieses Spannungsplateau, definiert durch stabilen und entladungsfreien e^- -Nachweis, nur ca. 50 V breit. Ebenfalls wurde bei dieser Modifikation die XY-Ausleseebene geringfügig verändert. Die Streifen wurden durch eine hantelförmige Struktur ersetzt. Damit konnte eine fast hundertprozentige Abdeckung der effektiven Fläche erreicht werden. Die obigen Modifikationen hatten zudem keinen Einfluß auf die Qualität der Spuren. Diese erreichten Qualitätssteigerungen legen nahe, auch die Ebenen in der Gotthard-TPC zu verändern. In der Tat wird diese Modifikation gegenwärtig vorgenommen.

4.4.8 Ereignisse in der miniTPC

In diesem Kapitel nun, wie schon zuvor in Kapitel 3.7 für die Gotthard-TPC, einige Originalereignisse der miniTPC. Die Darstellung der Ereignisse gleicht ebenfalls der der Gotthard-TPC. Neben der XZ- und YZ-Projektion wird der zugehörige Anodenpuls dargestellt. Betreffend der Auflösung ist zu beachten, daß hier jeweils nur 24 Kanäle ausgelesen werden; im Vergleich dazu bei der Gotthard-TPC je 128 Kanäle. Die drei nachfolgenden Ereignisse (zum Teil vor und zum Teil nach der Modifikation) wurden bei einem Gasdruck von ungefähr 5 bar und einer Feldstärke von ca. $80-100 \text{ vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ aufgenommen. Neben einem vertikalen Myon, einem horizontalen Myon ist ein Einelektron-Ereignis gezeigt.

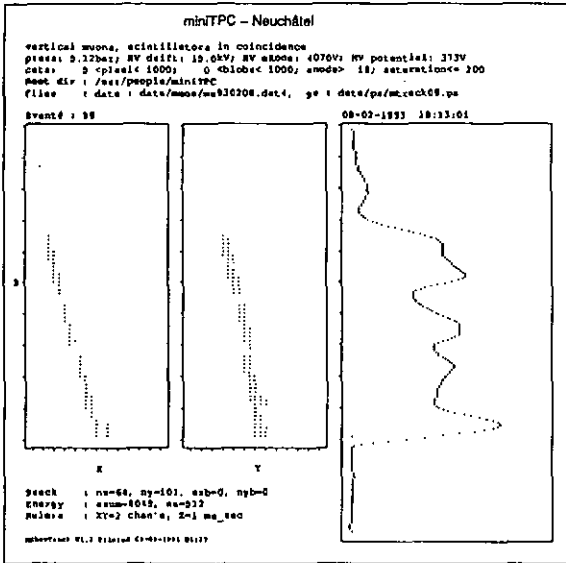


Bild 4.20: Spur eines vertikalen Myons

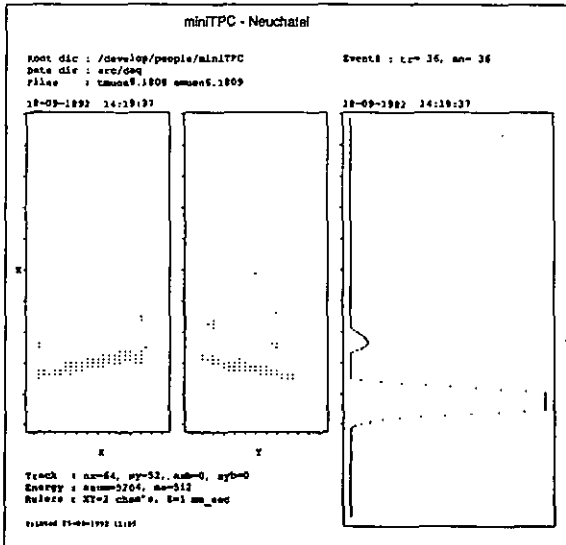


Bild 4.21: Spur eines horizontalen Myons

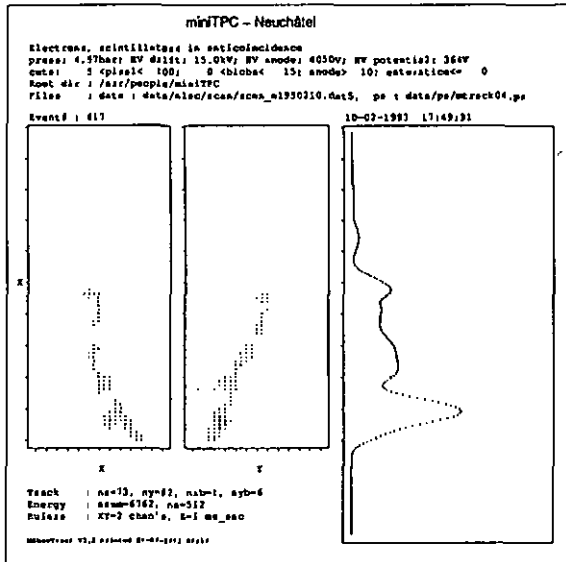


Bild 4.22: Spur eines einzelnen Elektrons

4.5 Die Zukunft der miniTPC

Im wesentlichen sind alle Aufgaben der miniTPC erfüllt. Was noch aussteht ist der Versuch der Bestimmung der absoluten Z-Koordinate, sei es durch Gitter- oder Kathodenauslese. Diese Aufgabe wird mit Hilfe des französischen Teils der Kollaboration durchgeführt werden. Ein weiterer Programmpunkt ist die Fertigstellung der Spurauslese mit Hilfe von Flash-ADC's. Die Lösung geschieht im wesentlichen durch Mitglieder der Züricher Gruppe, jedoch unter unserer Assistenz, was das Betreiben der miniTPC betrifft. Ansonsten wird der hauptsächliche Zweck des weiteren Betriebs der miniTPC die Beantwortung von Designfragen für den späteren MUNU-Kerndetektor sein.

4.6 Zeit und Lage des Experimentes

Wie schon zuvor geschrieben (Kap. 4.1.2) sind Reaktor-experimente besser geeignet für das beschriebene Meßprogramm als Beschleunigerexperimente. Es ist geplant, den MUNU-Detektor in unmittelbarer Nähe einer der fünf Kernreaktoren von Bugey (Frankreich) zu installieren.

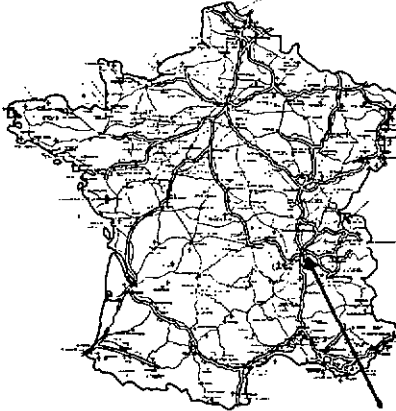


Bild 4.23: Lageplan des MUNU-Experimentes

Ein Reaktor mit einer thermischen Leistung von 2800 MW, wie der Reaktor Bugey 5, produziert $5 \cdot 10^{20}$ Antielektron-neutrinos pro Sekunde. Dieser Reaktor ist als Quelle vorgesehen, da hier die Möglichkeit besteht, den Detektor in nur ca. 18.6 m Entfernung schräg unterhalb des Reaktorkerns zu installieren [MUN92]. Der Neutrino-fluß beträgt hier $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Ein weiterer Vorteil dieser Platzierung ist, daß das Labor nicht erstmalig benutzt werden wird, sodaß Versorgungsleitungen vorhanden und Untergrundraten bereits bekannt sind [KER88].

Es ist vorgesehen, den Detektor im Laufe des Jahres 1994 zu installieren, sodaß erste Messungen zum Ende des Jahres möglich sind.

5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation wurden zwei Projekte aus dem Gebiet der Neutrinophysik beschrieben. In beiden Fällen wird Physik jenseits des Standardmodells untersucht: Zum einen der doppelte Betazerfall und damit die Fragestellung nach einer Neutrinomasse, und zum anderen die Antineutrino-Elektron Streuung und damit die Frage nach einem magnetischen Moment des Neutrinos. Beide Experimente, bzw. die verwendeten Detektoren, sind eng miteinander verbunden. Der erste Detektor, die Gotthard-TPC, ist dabei Basis bzw. Vorlage für den Kerndetektor des zweiten Nachweisgerätes, dem MUNU-Detektor. Auf der anderen Seite führen Messungen mit einem Prototyp, der miniTPC, zu Modifikationen der Gotthard-TPC.

Die Gotthard-TPC: Dieser Detektor ist, durch die Möglichkeit der Spurenanalyse, eines der herausragenden Experimente auf dem Gebiet des doppelten Betazerfalls. Die hier beschriebenen Ergebnisse sind weltweit mit nur einem weiteren Experiment [BAL93] vergleichbar. Auf der anderen Seite existieren noch verschiedene offene Fragen und gute Zukunftsperspektiven, die eine Fortführung des Experimentes über einen längeren Zeitraum nahelegen.

Die miniTPC: Der Detektor ist der erste von mehreren Prototypen zum MUNU-Experiment. Er diente, bzw. dient zur Feststellung der Durchführbarkeit des Experimentes und der Beantwortung von Designfragen. Dabei erfüllte er alle in ihn gesetzte Erwartungen und begründete den Bau des MUNU-Detektors. Die Aufgaben der miniTPC sind gegenwärtig größtenteils erledigt, sodaß ein Ende dieses Prototyps absehbar ist.

6 Anhang

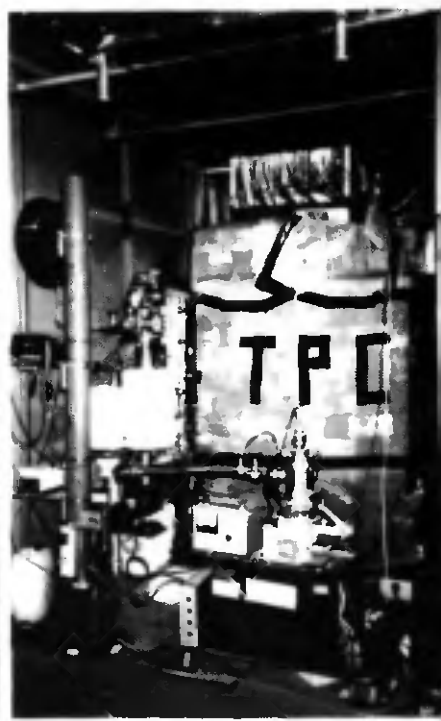
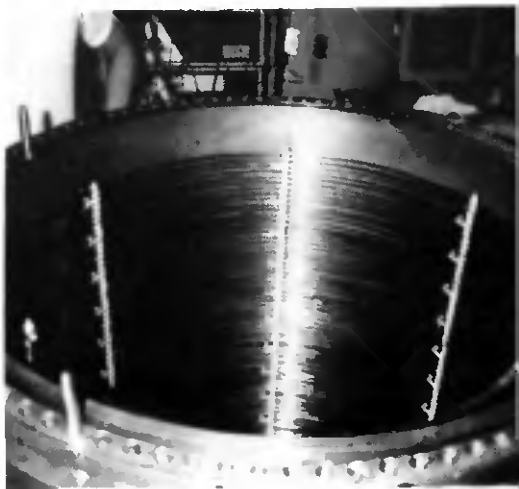
Im folgenden nun verschiedene Fotos der beiden Experimente.

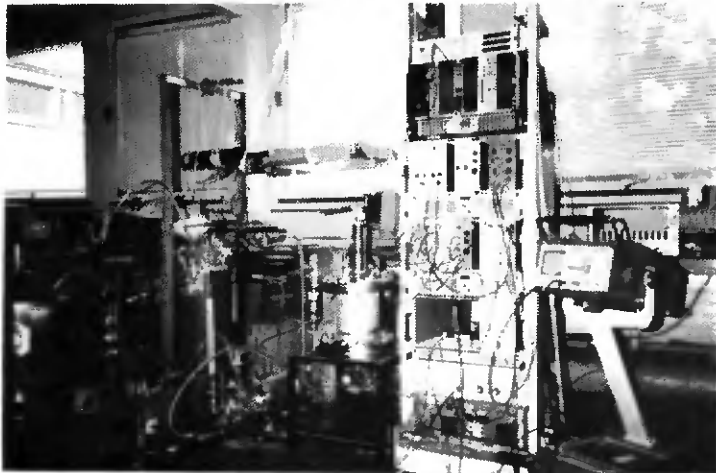
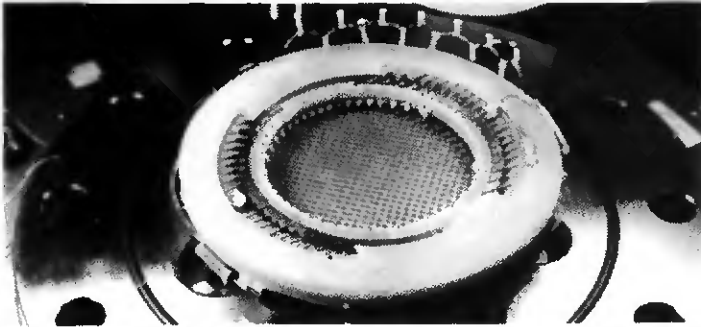
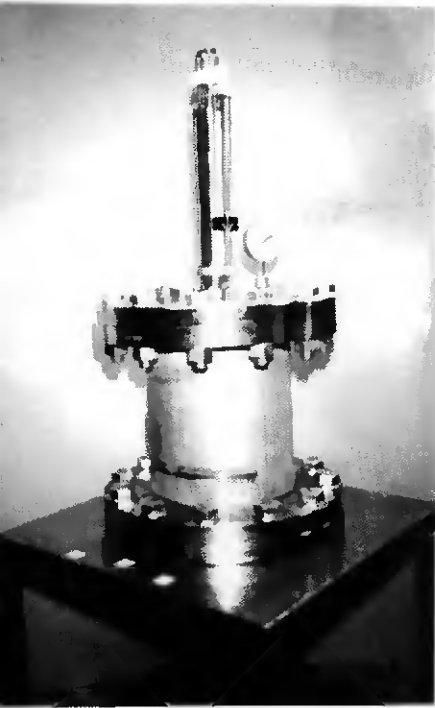
6.1 Ansichten der Gotthard-TPC

Seite 92 Foto oben links:	TPC ohne Abschirmung
Foto oben rechts:	geöffnete TPC mit Blick auf die Feldringe
Foto unten links:	Deckel der TPC mit Blick auf die Drahtebenen und XY-Auslesepad
Foto unten rechts:	TPC mit Bleiabschirmung, Folie und Szintillator

6.2 Ansichten der miniTPC

Seite 93 Foto oben links:	miniTPC ohne Versorgung
Foto oben rechts:	Feldringe der miniTPC und Kathode
Foto Bildmitte:	Gitter, Anode und XY-Ebene der modifizierten miniTPC
Foto unten:	miniTPC inkl. Gassystem, Elektronik & Szintillator





6.3 Beteiligte Institute

Institute, die am Gotthard-Experiment beteiligt sind:

- California Institute of Technology,
Pasadena, Ca91125, U.S.A.
- Institut de Physique, Université de Neuchâtel,
CH-2000 Neuchâtel, Schweiz
- Paul Scherrer Institut,
CH-5232 Villigen PSI, Schweiz

Institute, die am MUNU-Experiment beteiligt sind:

- I.N.F.N. Laboratori Nazionali del Gran Sasso,
I-67010 Assergi (AQ), Italien
- Institut des Sciences Nucléaires,
F-38026 Grenoble CEDEX, Frankreich
- Institut für Kernphysik der Univer. Münster,
D-4400 Münster, Deutschland
- Institut de Physique, Université de Neuchâtel,
CH-2000 Neuchâtel, Schweiz
- Dipartimento di Fisica dell'Università und INFN
I-35100 Padova
- Physikinstitut der Universität Zürich,
CH-8001 Zürich, Schweiz

7 Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern der Teilchenphysikgruppe des Physikinstituts für die sehr gute Zusammenarbeit und die hilfreiche Unterstützung, sowohl beruflicher als auch privater Natur, bedanken. Zwei Personen möchte ich jedoch noch darüber hinaus danken:

Herrn Prof.Dr. Jean-Luc Vuilleumier für die Ermöglichung dieser Dissertation und Herrn Dr. Michael Treichel für seine besondere Unterstützung.

Ich hoffe, daß der freundschaftliche Kontakt zu allen angesprochenen Personen auch nach meiner Verweildauer in Neuchâtel erhalten bleibt und bei neuen, zukünftigen Arbeitsverhältnissen ein ähnlich gutes Arbeitsklima herrscht.

V I E L E N D A N K !

8 Literatur

- [AIR76] L'Air Liquide, Encyclopedie des Gaz (1990)215
- [ALE90] ALEPH Collaboration, Nucl.Instr.Meth. A294 (1990)121-178
- [ALE93] ALEPH Collaboration, Preprint CERN-PPE/93-40 (1993)
- [ALL74] W.W.M.Allison et al., Nucl.Instr.Meth. 119 (1974)499
- [ALL85] R.C.Allen et al., Phys.Rev.Lett.55(1985)2401
- [BAB89] K.S.Babu und R.N.Mohapatra, Phys.Rev.Lett.63 (1989)228
- [BAL93] A.Balysh et al., preprint, Beitrag zur Dallas-Konferenz (1993)
- [BAR89] A.S.Barabash et al., Phys.Lett.B223(2)(1989)273
- [BAR88] R.Barbieri und R.N.Mohapatra, Phys.Rev.Lett.61 (1988)27
- [BAR90] R.Barbieri et al., Phys.Lett.B252(1990)251
- [BEC91] H.W.Becker et al., in Proc.of the 26th Rencontre de Moriond (1991), eds O.Fackler, G.Fontaine und J.Trân Thanh Vân, Eds.Frontières, Gif-sur-Yvette Cedex 1991
- [BEL91] E.Belloti et al., Phys.Lett.B266(1991)193
- [BEL92] E.Belloti et al., Phys.Lett.B285(1992)176
- [BER92] T.Bernatowicz et al., Phys.Rev.Lett.69(1992)2341
- [BOE87] F.Boehm and P.Vogel, Physics of massive neutrinos, Cambridge University Press, Cambridge (1987)
- [BRO93] C.Broggini, LNGS Preprint 93/4 (1993)
- [BUS93] J.Busto, private Mitteilung

- [CHA68] G.Charpak et al., Nucl.Instr.Meth. 62(1968)262
- [CHR79] L.G.Christophorou et al., Nucl.Instr.Meth.163 (1979)141
- [CHR84] L.G.Christophorou et al., J.Chem.Phys.80(1984) 6150
- [COL89] P.B.D.Collins, A.D.Martin und E.J.Squires, Particle Physics and Cosmology, John Wiley & Sons, New York (1989)
- [COW56] C.L.Cowan et al., Science 124(1956)103
- [DAN62] G.Danby et al., Phys.Rev.Lett.9(1962)36
- [DAV68] R.Davis Jr. et al., Phys.Rev.Lett.20(1968)1205
- [DEL91] DELPHI Collaboration, Nucl.Instr.Meth. A303 (1991)233-276
- [DOI85] M.Doi et al., Prog.Theor.Phys.Supp.83 (1985)1
- [DTV85] dtv-Atlas zur Atomphysik, B.Bröcker, Deutscher Taschenbuch Verlag (1985)
- [ELL87] S.R.Elliot et al., Phys.Rev.Lett.59(1987)2020
- [ENG88] J.Engel et al., Phys.Rev.Lett.C37(1988)731
- [FER90] E.Fernández, in Proc.of Neutrino 90 CERN(1990), eds.J.Panman und K.Winter, North.Holland (1991)
- [FRI75] H.Fritsch et al., Annals of Phys.93(1975)193
- [FUK87] M.Fukugita und S.Yazaki, Phys.Rev.D36(1987)3817
- [FUR39] W.H.Furry, Phys.Rev.56(1939)1184
- [GEI91] D.Geiregat et al., Phys.Lett.B259(1991)499
- [GEL78] M.Gell-Mann et al., in Supergravity Amsterdam (1978), eds. P.van Nieuwenhuizen und D.Z.Freedman, North Holland (1979)
- [GEL81] G.B.Gelmini und M.Roncadelli, Phys.Lett.B99 (1981)411

- [GEO81] H.M.Georgie et al., Nucl.Phys.B193(1981)297
- [GER92] D.R.Gerber, Diplomarbeit, Neuchâtel(1992)
- [GLA61] S.L.Glashow, Nucl.Phys.22(1961)579
- [GOE35] M.Goeppert-Mayer, Phys.Rev.48(1935)512
- [GRO89] K.Grotz und H.V.Klapdor, Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik, B.G.Teubner Stuttgart 1989
- [GUR91] I.I.Gurevitch et al.,preprint, I.V.Kurtchatov Inst.of Atomic Energy, 123182 Moskau(1991), G.S.Vidyakin et al., JETP Lett.49(1989)740
- [HEN78] C.W.Hennecke, Phys.Rev.C17(1978)1168
- [HIM91] A.Hime et al., Phys.Lett.B257(1991)441
- [HIM93] A.Hime, Phys.Lett.B299(1993)165
- [JET92] P.Jetzer et al., Vierteljahrschr. der Naturfor. Gesellschaft in Zürich 137/4(1992)181
- [KAY79] B.Kayser et al., Phys.Rev.D20(1979)87
- [KER88] H.De Kerret, Proc. of the 23th Rencontre de Moriond (1988), Eds.Frontières, Gif-sur-Yvette Cedex 1988
- [KIR83] T.Kirsten et al., Phys.Rev.Lett.50(1983)474
- [KIR86] T.Kirsten, in Proc.of the Int. Symp. on Nuclear Beta Decay and Neutrinos, Osaka, Japan (1986) eds. T.Kotani et al., World Scientific (1986)
- [KLE87] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung B.G. Teubner Verlag, Stuttgart (1987)
- [KRA90] D.A.Krakauer et al., Phys.Lett.B252(1990)177
- [KYU84] A.V.Kyuldjiev, Nucl.Phys.B243(1984)387
- [LAN90] K.Lande, in Proc.of Neutrino 90 CERN(1990), eds.J.Panman und K.Winter, North.Holland (1991)

- [LAN88] P.Langacker, Massive Neutrinos in Gauge Theories, DESY 88-022 und in Neutrinos, ed. H.V.Klapdor, Springer-Verlag, Berlin (1988)71
- [LAT88] J.Lattimer und J.Cooperstein, Phys.Rev.Lett.61 (1988)23
- [LED78] C.M.Lederer and V.S.Shirley, Table of Isotops 7th edition (1978)
- [LEE77] B.W.Lee und R.E.Shrock, Phys.Rev.D16(1977)303
- [LEO87] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1987)
- [LEU90] M.Leurer et al., Phys.Lett.B237(1990)81
- [MAJ37] E.Majorana, Nuovo Cimento 14(1937)171
- [MAN86] O.K.Manuel, in Proc.of the Int.Symp. on Nuclear Beta Decay and Neutrinos, Osaka, Japan (1986) eds. T.Kotani et al., World Scientific (1986)
- [MAR77] W.Marciano und A.I.Sanda, Phys.Lett.B67 (1977)303
- [MAR89] K.Martens, Diplomarbeit, Uni. Heidelberg (1989) unveröffentlicht
- [MOE90] M.K.Moe, in Proc.of Neutrino 90 CERN(1990), eds.J.Panman und K.Winter, North.Holland (1991)
- [MOR81] J.P.Morgan, Phys.Lett.B102(1981)247
- [MOR92] D.R.O.Morrison, Particle World, Vol.3 No.1(1992)30-39
- [MUN92] MUNU Kollaboration, Proposal, Neuchâtel (1992)
- [NOT88] D.Nötzold, Phys.Rev.D38(1988)1658
- [NYG75] D.R. Nygren, PEP-198(1975)
- [PAU30] W.Pauli , Brief an die physikalische Gesellschaft von Tübingen (1930), abgedruckt in W.Pauli, Collected Scientific Papers Vol.2, eds. R.Kronig und V.F.Weisskopf, Eds. John Wiley & Sons, New York (1964)1316

- [PER75] M.L.Perl et al., Phys.Rev.Lett.35(1975)1489
- [PIE92] A.Piepke, Proc. of the 27 Rencontre de Moriond (1992), eds. G.Chardin, D.Fackler und J.Trân Thanh Vân, Eds.Frontières, Gif-sur-Yvette Cedex 1992
- [PUL92] J.Pulido, Phys.Lett.211(1992)167
- [RAC37] G.Racah, Nuovo Cimento 14(1937)327
- [RAF90] G.Raffelt, Phys.Rev.Lett.64(1990)2856
- [REI76] F.Reines et al., Phys.Rev.Lett.37(1976)315
- [REI91] U.Reichert, Spektr.d.Wissenschaft 7(1991)24
- [REU92] D.Reusser, Dissertation, Neuchâtel(1992), unveröffentlicht
- [ROT82] A.Roth, Vacuum Technology (2nd Edition), North Holland - Amsterdam (1982)
- [SAL68] A.Salam, in Proc.8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, 367
- [SAU77] F.Sauli, CERN Yellow Report 77-09(1977)
- [SCH86] B.Schmidt, Nucl.Instr.Meth.A252(1986)579
- [SCH88] B.Schmidt und S.Polenz, Nucl.Instr.and Meth. A273(1988)488
- [STA90] Staudt et al., Europhys.Lett.13(1990)31
- [TOT90] Y.Totsuka, in Proc.of Neutrino 90 CERN(1990), eds.J.Panman und K.Winter, North.Holland (1991)
- [VAV93] J.Va'vra et al., Nucl.Instr.Meth.A324(1993)113
- [VOL86] M.B.Voloshin, M.I.Vysotskii und L.B.Okun, Sov.Phys.JETP 64(1986)446
- [VOL88] M.B.Voloshin, Sov.Journ.of Nucl.Phys.48(1988)
- [VOG89] P.Vogel und J.Engel, Phys.Rev.D39(1989)3378

- [VUI92] J.-C.Vuilleumier, Dissertation,Neuchâtel(1992)
unveröffentlicht
- [WAS28] E.W.Washburn et al., International Critical
Tables of numerical data, physics, chemistry
and technology, vol.3, first edition,
McGraw-Hill New York (1928)
- [WEA81] R.C.Weast et al., Handbook of Chemistry and
Physics, 62nd Edition, CRC Press Inc.,
Florida (1981-82)
- [WEI67] S.Weinberg, Phys.Rev.Lett.19(1967)1264
- [WON91] H.T.Wong, Dissertation, Caltech(1991),
unveröffentlicht
- [Won93] H.T.Wong et al., Nucl.Instr.Meth.A329(1993)163
- [WON93.2]H.T.Wong, private Mitteilung
- [YAN80] T.Yanagida, Progr.Theor.Phys.64(1980)3
- [ZAC86] G.Zacek et al., Phys.Rev.D34(1986)2621
- [ZDE92] Y.Zdesenko, Proc. of the 27 Rencontre de
Moriond (1992), eds. G.Chardin,O.Fackler und
J.Trân Thanh Vân, Eds.Frontières, Gif-sur-
Yvette Cedex 1992
- [ZUB92] K.Zuber, Dissertation, Heidelberg(1992),
unveröffentlicht