

KATRIN: ein neues Tritium- β -Zerfallsexperiment zur Messung der Masse des Elektronneutrinos im sub-eV-Bereich

G. Drexlin, IK

Einleitung

Die Neutrinos sind die einzigen elementaren Bausteine der Materie, deren fundamentale Eigenschaften trotz umfangreicher experimenteller Untersuchungen auch heute noch weitgehend unbekannt und rätselhaft sind. Die Neutrino-Physik ist daher eines der faszinierendsten Forschungsgebiete der modernen Teilchenphysik. In den letzten Jahren hat das Interesse an der Neutrino-Physik ganz wesentlich durch die Erkenntnis zugenommen, dass Neutrinos eine immer deutlicher werdende Schlüsselrolle für weite Bereiche der Kosmologie und Astrophysik spielen. Im Zentrum der aktuellen Forschung steht die Bestimmung der Größe der *Ruhemasse* der drei bekannten Neutrinoarten (d.h. des Elektron-Neutrinos ν_e , des Myon-Neutrinos ν_μ und des Tau-Neutrinos ν_τ). Das Standardmodell der Teilchenphysik nahm bis vor kurzem an, dass alle Neutrinos exakt masselose Teilchen sind. Aktuelle Experimente mit Neutrinos aus der Sonne und mit Neutrinos, die durch die kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstehen, haben jedoch gezeigt, dass diese Annahme modifiziert werden muss. Durch eine Reihe von neuen Resultaten, insbesondere durch die Ergebnisse des japanisch-amerikanischen Super-Kamiokande Experimentes, liegt seit etwas mehr als 2 Jahren eine überzeugende Evidenz für *massenbehaftete* Neutrinos vor [1]. Die Erkenntnis, dass Neutrinos nicht masselos sind, wird weithin als wichtigster Durchbruch in der Teilchenphysik im letzten Jahrzehnt gewertet.

Die von Null verschiedene Neutrinomasse manifestierte sich in diesen Experimenten durch das Auftreten von *Neutrino-Oszillationen*. Bei diesen Prozessen wandelt sich eine Neutrinoart, z.B. ein Myon-Neutrino auf dem Weg von der Quelle zum Detektor in eine andere Neutrinoart, z.B. in ein Tau-Neutrino um. Nach den Regeln der Quantenmechanik können diese Umwandlungsprozesse nur stattfinden, wenn Neutrinos Masse haben und die Massen der einzelnen Neutrinoarten unterschiedlich sind. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Suche nach Neutrino-Oszillationen auch eine der wesentlichen Motivationen des vom IK federführend durchgeführten KARMEN-Experimentes war (vgl. hierzu den Beitrag von K. Eitel und M. Steidl).

Obwohl Neutrino-Oszillationsexperimente in den letzten Jahren konkrete Evidenz für massebehaftete Neutrinos geliefert haben, kann aus ihren Daten nicht direkt auf die absolute Größe der Neutrinomasse geschlossen werden. Experimente wie Super-Kamiokande oder KARMEN sind nur sensitiv auf die Differenz zwischen den Massen unterschiedlicher Neutrinoarten (die Differenz der quadratischen Neutrinomassen $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ ist eine *relative* Größe). Dies bedeutet, dass durch Oszillationsexperimente nur eine *untere Grenze* für Neutrinomassen gesetzt werden kann (d.h. zumindest eine Neutrinomasse muss größer als $(\Delta m^2)^{1/2}$ sein). Aus der Untersuchung von atmosphärischen Neutrinos [1] kann geschlossen werden, dass mindestens eine

Neutrinomasse größer als ~ 0.05 eV sein muss (Neutrinomassen werden üblicherweise in der Einheit Elektronenvolt angegeben, es gilt $1 \text{ eV} = 1.8 \times 10^{-36} \text{ kg}$). Die *Absolutskala* der Neutrinomasse kann jedoch um viele Größenordnungen über dieser unteren Grenze liegen. Neutrinomassen in der Größenordnung von mehreren eV sind daher durchaus denkbar und werden in bestimmten theoretischen Modellen auch postuliert.

Die derzeit einzige experimentelle Möglichkeit zur Festlegung der fundamentalen Massenskala der Neutrinos besteht in der extrem genauen Spektroskopie von geladenen Teilchen, die bei β -Zerfällen zusammen mit den Neutrinos emittiert werden. Alle Experimente, die β -Zerfälle von Kernen oder Elementarteilchen untersuchen, können bisher nur obere Grenzen für Neutrinomassen angeben. Die aktuellen Werte für die drei Neutrinoarten sind [2] :

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &< 3 \text{ eV} \\ m(\nu_\mu) &< 190 \text{ keV} \\ m(\nu_\tau) &< 18.2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Neutrinomassen sind damit um viele Größenordnungen kleiner als die Massen der geladenen Elementarteilchen, wobei die zugrundeliegende Ursache dieses Unterschiedes unbekannt ist. Aus dem Vergleich der Obergrenzen für die verschiedenen Neutrinoarten ist ferner ersichtlich, dass die direkten experimentellen Obergrenzen für ν_μ und ν_τ um viele Größenordnungen über der Grenze für ν_e liegen.

Kosmologische Relevanz von Neutrinos

In den letzten Jahren traten neben die Obergrenzen für ν -Massen aus der experimentellen Teilchenphysik auch – indirekte – Obergrenzen, die aus der Kosmologie und Astrophysik stammen. Kosmologische Limits für Neutrinomassen resultieren aus den Auswirkungen der beim Urknall erzeugten Neutrinos auf Modelle für die Entwicklung von großräumigen Strukturen im Universum. Neutrinos aus dem *Big-Bang* (sog. primordiale Neutrinos) erfüllen ähnlich wie die 3K Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung das gesamte Universum: in jedem cm^3 des Universums finden sich heute ~ 110 Neutrinos jeder Art. Damit beträgt das Verhältnis der Anzahl von Neutrinos zur Anzahl an Baryonen (d.h. Protonen und Neutronen) $\sim 10^9 : 1$. Dies verdeutlicht, dass auch kleine Neutrinomassen von wenigen eV von großer Relevanz für die Evolution des Universums sind. Massebehaftete Neutrinos werden in der Kosmologie als sog. (*heiße*) *dunkle Materie* bezeichnet, da sie nicht direkt nachweisbar sind und sich nur über ihre gravitative Wechselwirkung bei der Entstehung und der Evolution von Galaxien, Galaxienhaufen und Superhaufen bemerkbar machen.

Da neben den Neutrinos weitere Materiekomponenten die Evolution des Universum beeinflussen (s. Abb. 1), sind Obergrenzen für Neutrinomassen auf diesem Wege nur schwierig ableitbar und bedürfen zusätzlicher Modellannahmen. Entsprechend den Resultaten neuerer kosmologischer Studien [3] ergibt sich für die

Summe der Neutrinomassen $m(\nu_e) + m(\nu_\mu) + m(\nu_\tau)$ eine konservative Obergrenze in der Größenordnung von $\sim 6\text{-}10$ eV. Unter der Annahme, dass alle drei Neutrinoarten in gleicher Weise hierzu beitragen, entspricht dieser Wert dem aktuellen Limit für $m(\nu_e)$ aus der Teilchenphysik

Abb. 1 zeigt die Rolle von Neutrinos als heiße dunkle Materie im Universum als Funktion ihrer Ruhemasse m_ν (in eV) bzw. ihres Beitrages Ω_ν zur gesamten Materie-Energiedichte Ω im Universum (die in modernen kosmologischen Modellen postulierte kritische Dichte $\Omega = 1$ entspricht einem Universum mit euklidischer Geometrie). Tritium- β -Zerfallsexperimente in Verbindung mit den Resultaten von ν -Oszillationsexperimenten sowie die unabhängigen

Untersuchungen zur Strukturbildung im Universum [3] begrenzen die kosmologische Relevanz von Neutrinos auf $\Omega_\nu < 0.25$ (d.h. Neutrinos beinhalten weniger als 25% der totalen Materie-Energiedichte im Universum). Eine *untere* Grenze für Ω_ν ergibt sich aus den Resultaten von Super-Kamiokande über atmosphärische Neutrinos zu $\Omega_\nu > 3 \times 10^{-3}$ [1]. Der experimentell erlaubte Bereich für Ω_ν umfasst damit zwei Größenordnungen. Die Untersuchung der ungeklärten kosmologischen Relevanz von Neutrinos ist die zentrale Motivation des geplanten neuen großen Tritium- β -Zerfallsexperimentes, das in Kap. 4 vorgestellt wird, mit dem Neutrinomassen bis hinab zu $m_\nu = 0.3$ eV (entsprechend einem $\Omega_\nu = 0.025$) nachgewiesen werden können.

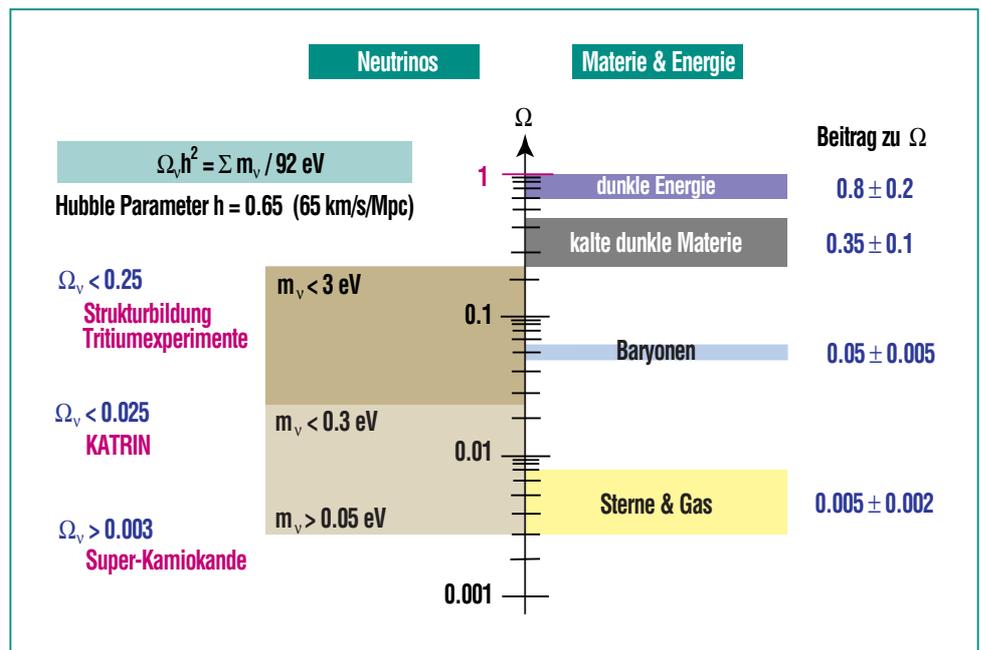


Abb. 1: Der Beitrag Ω_ν von massebehafteten ν 's aus dem Urknall zur gesamten Materie- und Energiedichte Ω im Universum. KATRIN wird eine Verbesserung der Sensitivität um eine Größenordnung auf $m_\nu = 0.3$ eV (bzw. $\Omega_\nu = 0.025$) ermöglichen.

Tritium- β -Zerfall und Neutrinomasse

Bereits kurz nach der Postulierung des Neutrinos durch W. Pauli wurde 1934 von E. Fermi die grundlegende Theorie des radioaktiven Kern- β -Zerfalls formuliert. Entsprechend Fermi's Theorie teilt sich die Übergangsenergie E_0 eines β -Zerfalles ${}^A_Z \rightarrow {}^A(Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$ eines Kernes mit Massenzahl A und Kernladungszahl Z auf das Elektron und das Antineutrino auf (auf der Nukleonenskala handelt es sich hierbei um den Zerfall eines Neutrons in ein Proton und ein Elektron-(Anti-)Neutrino: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Da sich das Neutrino aus dem β -Zerfall aufgrund seiner extrem kleinen Wechselwirkungsrate nicht nachweisen lässt, kann zur Spektroskopie des

β -Zerfalls nur das Elektron herangezogen werden. Abb. 2a) zeigt exemplarisch das mit der Fermi-Theorie berechnete Energiespektrum von Elektronen aus dem β -Zerfall des Wasserstoff-Isotopes Tritium (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$). Das kontinuierliche Spektrum der Elektron-Energien reicht von Null bis hin zur Maximalenergie $E_0 = 18.6 \text{ keV}$. Unter der Annahme einer verschwindenden Neutrinomasse nähert sich der hochenergetische Teil des Energiespektrums parabelförmig der Maximalenergie E_0 , d.h. die Zählrate am Endpunkt skaliert mit $(E_0 - E)^2$. Schon Fermi erkannte, dass dieser spektrale Verlauf durch eine endliche Elektronneutrino-Ruhemasse $m(\nu_e)$ modifiziert wird. Am Endpunkt nähert sich das Spektrum unter Berücksichtigung von $m(\nu_e)$ proportional

zu einem Faktor $(E_0 - E) \times [(E_0 - E)^2 - m(\nu_e)^2]^{1/2}$. Damit ist die eigentliche experimentelle Messgröße im β -Spektrum nicht $m(\nu_e)$, sondern das Massenquadrat $m(\nu_e)^2$. Die Auswirkungen von $m(\nu_e)^2$ in der Nähe des β -Endpunktes sind in Abb. 2b) graphisch dargestellt. Man erkennt zwei wesentliche Änderungen:

- das Spektrum der Elektronen reicht nur bis zu einer Maximalenergie $E_0 - m(\nu_e)$
- die Zählrate an Elektronen unterhalb von $E_0 - m(\nu_e)$ ist im Vergleich zur Messkurve für masselose Neutrinos *reduziert*.

Die Signatur eines massebehafteten Neutrinos im β -Zerfall erstreckt sich daher nicht nur auf den Bereich zwischen $E_0 - m(\nu_e)$ und E_0 . Die vom Endpunkt aus zu kleineren Energien mit $(E_0 - E)^2$ stark ansteigende Zählrate an Elektronen verringert jedoch rasch die statistische Signifikanz der durch $m(\nu_e)$ hervorgerufenen spektralen Modifikation. Zur Datenanalyse wird daher nur ein enger, heute typischerweise weniger als 100 eV breiter Bereich um die Maximalenergie E_0 herangezogen. Dies bedeutet, dass die überwiegende Zahl aller β -Zerfälle für eine Aussage über $m(\nu_e)$ ohne Bedeutung ist. Als Zahlenbeispiel sei erwähnt, dass auf die letzten 20 eV des β -Spektrums von Tritium nur ein Anteil von etwa 10^{-9} der Gesamtintensität entfällt.

Da der Anteil von β -Zerfällen in einem engen Intervall unterhalb E_0 proportional ist zu einem Faktor $(1/E_0)^3$, arbeitet man bevorzugt mit Kern- β -Emittoren mit klei-

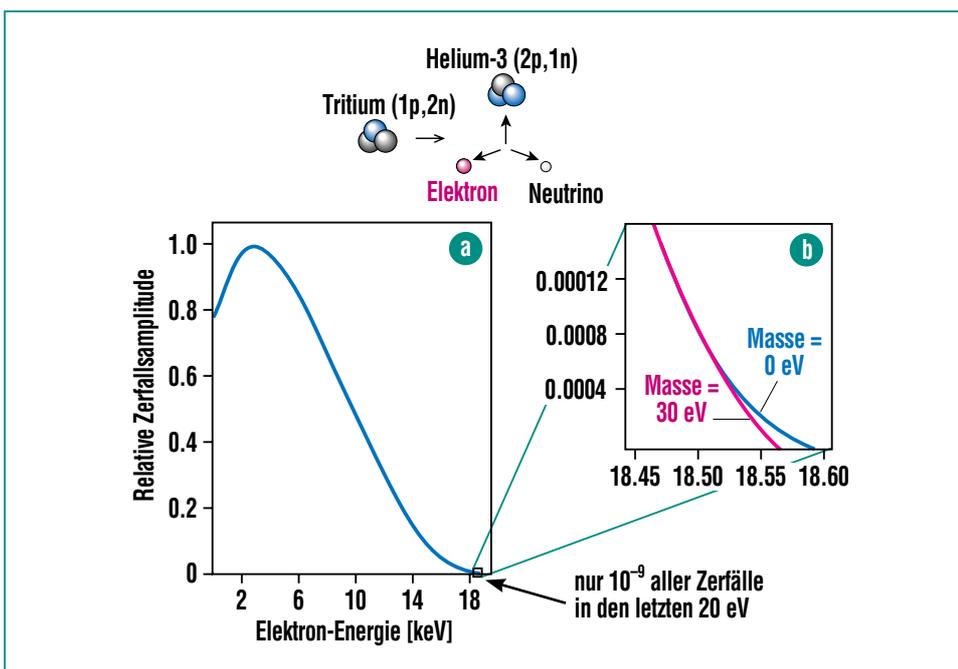


Abb. 2: Beim β -Zerfall von Tritium teilen sich die Übergangsenergie $E_0 = 18.6 \text{ keV}$ auf: a) kontinuierliches Energiespektrum der Elektronen; b) von der ν -Masse abhängiges e^- -Energiespektrum nahe an E_0 .

ner Übergangsenergie E_0 . Ein idealer Kern zur Suche nach Effekten der Neutrinomasse ist daher Tritium, das mit $E_0=18.6$ keV die zweitkleinste Übergangsenergie aller β -aktiven Isotope aufweist. Aufgrund seiner kleinen Übergangsenergie besitzt Tritium eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 12.3$ Jahren, die jedoch noch ausreichend kurz ist für eine hohe Zerfallsrate und gute Zählstatistik. Darüber hinaus besitzt Tritium weitere Vorteile als β -Emitter:

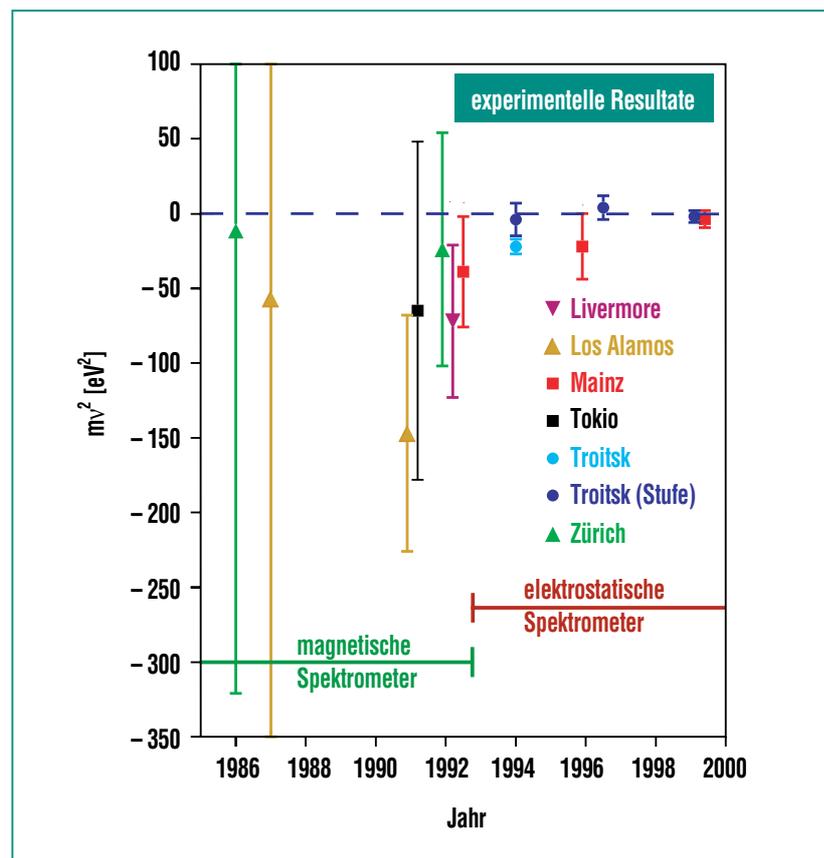
- von kernphysikalischer Seite ist hervorzuheben, dass der β -Zerfall von Tritium zu ${}^3\text{He}$ ein „erlaubter“ Übergang ist, bei dem sich Spin und Parität des Kerns nicht ändern.
- unter atomphysikalischen Gesichtspunkten ist anzumerken, dass Tritium und sein Tochterkern (das ${}^3\text{He}^+$ -Ion) eine einfache Elektronenschalenkonfiguration aufweisen, so dass die atomaren Korrekturen für das auslaufende β -Zerfallselektron einfach zu berechnen sind. In analoger Weise kann auch die Wechselwirkung des Elektrons über inelastische Stöße innerhalb der Tritiumquelle zuverlässig bestimmt werden.

Neben dem einfachen β -Zerfall kann auch der sog. doppelte β -Zerfall [4] zur Bestimmung der Neutrinomasse herangezogen werden. Vergleicht man die beiden unterschiedlichen Ansätze, ist festzuhalten, dass im Falle der β -Spektroskopie von Tritium die Größe von $m(\nu_e)$ ausschließlich durch die Untersuchung der *Kinetik* der Reaktion bestimmt

wird. Die zum Tritium- β -Zerfall komplementäre Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$) liefert wichtige unabhängige Resultate über Neutrinomassen, bedarf aber zusätzlicher Annahmen über den fundamentalen Mechanismus der Generierung der Neutrinomassen. Da es heute noch kein allgemein akzeptiertes theoretisches Modell für die Erzeugung von Neutrinomassen (bzw. der Massen aller Elementarteilchen) gibt, ist es wichtig, die absolute Größe der Neutrinomasse durch den Tritium- β -Zerfall in einer *direkten* und *modellunabhängigen* Weise zu bestimmen.

Bisherige Tritiumexperimente

Die fast idealen Eigenschaften von Tritium als β -Emitter sind der ausschlaggebende Grund dafür, dass seit vielen Jahren sehr intensiv nach Effekten der Neutrinomasse im Tritium- β -Zerfall gesucht wird [5]. Mitte der achtziger Jahre sorgte das russische ITEP-Experiment zunächst für große Schlagzeilen: die experimentellen Daten schienen auf ein $m(\nu_e)$ im Bereich von 17-40 eV hinzuweisen, was weitreichende Auswirkungen auf die Evolution von großräumigen Strukturen im Uni-



versum zur Folge gehabt hätte. Kurze Zeit später wurden diese Ergebnisse allerdings durch vergleichbare Experimente in Zürich und in Los Alamos widerlegt. Weitere Experimente in Tokio sowie am Lawrence-Livermore-Labor in den USA fanden ebenfalls keinen Hinweis auf eine endlichen Neutrinomasse (eine Übersicht dieser experimentellen Resultate findet sich in Abb. 3). Jedes dieser „frühen“ Experimente benutzte zur Führung der Elektro-

nen sowie zur Messung des Elektronenimpulses ein Magnetspektrometer mit toroidalem Feld. Da dieser Spektrometertyp nur einen eng begrenzten Raumwinkel zulässt, in dem Elektronenimpulse analysiert werden können, blieb die Statistik dieser Experimente limitiert. Darüber hinaus sind die mit derartigen Spektrometern erzielbaren Impulsaufösungen nur moderat und begrenzen ebenfalls die Sensitivität für $m(\nu_e)$.

Elektrostatische Spektrometer

Anfang der neunziger Jahre wurde in Troitsk [6] sowie unabhängig davon auch in Mainz [7] ein neuer Spektrometertyp mit verbesserten Auflösungseigenschaften und größerer Raumwinkelakzeptanz entwickelt: die sog. *elektrostatischen* Spektrometer mit magnetischer adiabatischer Kollimation (wesentliche Eigenschaften dieses Spektrometertyps sind Abb. 4 dargestellt). Das magnetische Führungsfeld wird von zwei supraleitenden Solenoiden erzeugt, so dass die β -Zerfallselektronen, die von der Tritiumquelle in Vorwärtsrichtung emittiert werden, entlang der Magnetfeldlinien zum Spektrometer geführt werden. Mit dieser Anordnung erreicht man bei guter Auflösung einen sehr hohen Akzeptanzfaktor von nahezu 2π .

Auf ihrem Flugweg führen die Elektronen eine Zyklotronbewegung um die magnetischen Feldlinien aus. Die Elektronenbahnen und -impulse werden dabei wesentlich durch den magnetischen Feldgradienten zwischen Quelle und Spektrometer beeinflusst. Der Feldgradient wird so ausgelegt, dass die magnetische Feldstärke zwischen Quelle und Spektrometer von einem Maximalwert B_{\max} (einige Tesla) um 4-5 Größenordnungen bis auf einen Minimalwert B_{\min} (einige Gauß) in der Mittelebene des Spektrometers abfällt. Durch diesen Feldgradienten wird die transversale Zyklotronenergie E_{\perp} in Longitudinalenergie E_{\parallel} transferiert. Dies ist exemplarisch in Fig. 4b dargestellt für Elektronen, die in der Quelle mit einem großen Start-

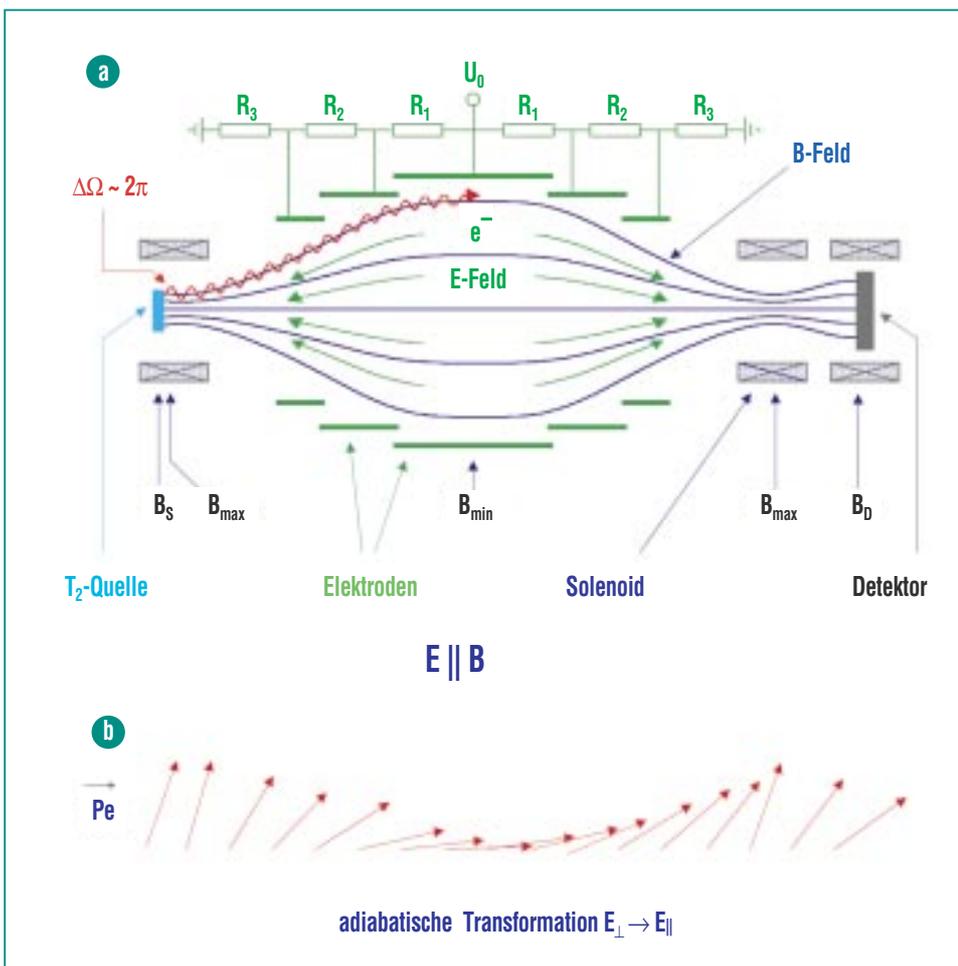


Abb. 4: Prinzip eines elektrostatischen Spektrometers: a) adiabatische Führung der β -Zerfallselektronen entlang der Magnetfeldlinien von der Quelle (B_s) über die Analysierebene (B_{\min}) zum Detektor (B_D). Ein variables elektrisches Gegenfeld U_0 lässt nur Elektronen mit Energie $E > e \cdot U_0$ passieren; b) Transformation des Elektronen-Impulses p_e im inhomogenen Feld.

winkel emittiert werden und einen entsprechend großen Transversalimpuls p_{\perp} aufweisen. Da das magnetische Moment μ ($\mu = E_{\perp}/B = \text{konstant}$) des Elektrons eine Erhaltungsgröße ist, weist der Elektronen-Impuls p_{\parallel} in der Spektrometernitte bei B_{\min} praktisch ausschließlich in longitudinale Richtung. Die von der Quelle isotrop emittierten β -Zerfallselektronen werden in einen breiten, nahezu parallelen Elektronenstrahl mit verschwindend kleiner Transversalenergie E_{\perp} transformiert. Es ist wichtig, dass diese Transformation *adiabatisch* erfolgt, so dass das magnetische Moment μ konstant bleibt. Diese Adiabasie-Forderung ist erfüllt, sofern die relative Änderung $\Delta B/B$ des Magnetfeldes während einer Zyklotronumdrehung des Elektrons hinreichend klein ist.

Die Energie der β -Elektronen wird bestimmt, in dem der in der Mitte des Spektrometers ankommende parallele Elektronenstrahl von einem elektrostatischen Gegenpotential retardiert wird (s. Fig. 4a). Nur diejenigen Elektronen, deren Longitudinalenergie E_{\parallel} größer als das Gegenpotential $e \cdot U_0$ ist, werden transmittiert (daher ist es wichtig, dass die verbleibende Transversalenergie E_{\perp} , die nicht analysiert wird, besonders klein ist). Elektronen mit geringerer Energie werden reflektiert und von den Spektrometerränden absorbiert. Die Mittelebene des Spektrometers wird daher auch als *Analysierebene* bezeichnet. Die transmittierten Elektronen werden durch die Rücknahme des Gegenpotentials

wieder beschleunigt und nach ihrer Re-Fokussierung (Ansteigen der Magnetfeldstärke) in einem Detektor nachgewiesen. Ein elektrostatisches Spektrometer arbeitet daher als integrierendes Hochpassfilter ($E_{\parallel} > e \cdot U_0$). Ein β -Spektrum wird somit durch schrittweise Änderung des Gegenpotentials $e \cdot U_0$ in einem integrierenden Modus gemessen. Die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ (d.h. die Schärfe des Filters) wird dabei festgelegt durch das Verhältnis B_{\min}/B_{\max} der magnetischen Feldstärke B_{\min} in der Analysierebene des Spektrometers zu der maximalen Feldstärke B_{\max} (s. Abb. 4). Bisher konnten $\Delta E/E$ -Werte von $\sim 10^{-4}$ erreicht werden, die um ca. eine Größenordnung besser sind als die entsprechenden Werte der älteren Magnetspektrometer.

Experimente in Mainz und Troitsk

Aus diesen Gründen werden seit Anfang der neunziger Jahre bevorzugt elektrostatische Spektrometer zur Energieanalyse eingesetzt. Derzeit werden zwei Experimente mit diesem sog. MAC-E-Filtertyp (Magnetic Adiabatic Collimation by an Electrostatic Filter) durchgeführt: zum einen das seit Anfang 1994 Daten nehmende russische Experiment in Troitsk [6], zum anderen das seit 1992 an der Universität Mainz betriebene Experiment [7]. Beide Experimente verwenden elektrostatische MAC-E-Filter mit ähnlichen Dimensionen: der Durchmesser und die Länge des Spektrometers in Troitsk (Mainz) beträgt 1.5m (1m) und 7m (4m). Die Experimente unterscheiden sich jedoch grundlegend hinsichtlich der

eingesetzten molekularen Tritiumquellen.

Das Troitsk-Experiment benutzt eine *gasförmige* Tritiumquelle, die auf dem adiabatischen Transport von Elektronen in einem starken longitudinalen Magnetfeld basiert. Mit dieser Konfiguration hat das Troitsk Experiment in einem sechsjährigen Zeitraum ~ 200 Tage Daten genommen. Alle bisherigen Daten des Troitsker Experimentes sind mit einer Neutrinomasse von Null verträglich. Als Resultat der Messungen bis 1999 ergibt sich ein aktueller Wert von $m(\nu_e)^2 = (-1.0 \pm 3.0_{\text{stat.}} \pm 2.5_{\text{syst.}}) \text{ eV}^2$, entsprechend einer oberen Grenze von $m(\nu_e) < 2.5 \text{ eV}$. Beim Mainzer Experiment kommt eine feste Tritiumquelle zum Einsatz, die als dünner Film auf ein Graphit-Substrat schock kondensiert wird. Die neuen Mainzer Ergebnisse [9] basieren auf Messungen von 1998-99 und ergeben ein $m(\nu_e)^2 = (-1.6 \pm 2.5_{\text{stat.}} \pm 2.1_{\text{syst.}}) \text{ eV}^2$. Dieses ebenfalls mit Null verträgliche Resultat ergibt eine obere Grenze von $m(\nu_e) < 2.2 \text{ eV}$.

Die in Abb. 3 gezeigte Übersicht der experimentellen Ergebnisse der letzten 15 Jahren verdeutlicht die erzielten Fortschritte in der Messgenauigkeit und belegt, dass das Mitte der achtziger bis Mitte der neunziger Jahre bestehende Problem der *negativen Massenquadrate* $m(\nu_e)^2$ bei Tritium- β -Zerfallsexperimenten durch eingehende Untersuchungen der systematischen Effekte eliminiert werden konnte.

Das KATRIN-Projekt

Die derzeit führenden Tritiumexperimente in Mainz und Troitsk haben die Grenze ihrer Sensitivität nahezu erreicht. Es ist absehbar, dass zukünftige Messungen die Sensitivitäten nur marginal auf $m(\nu_e) \sim 2$ eV verbessern werden. Dies bedeutet, dass die *kosmologisch besonders interessante sub-eV Massenskala* der Neutrinos nur im Rahmen eines neuen Tritium- β -Zerfallsexperimentes mit einer wesentlich verbesserten Sensitivität untersucht werden kann. Im Folgenden wird eine Projektstudie für ein derartiges Tritiumexperiment beschrieben, mit dem die experimentelle Sensitivität um eine Größenordnung auf $m(\nu_e) = 0.3$ eV verbessert werden kann. Die hier vorgestellte Studie basiert auf gemeinsamen Arbeiten von Gruppen am Forschungszentrum und der Universität Karlsruhe (IK, TLK, ITP und IEKP), der Universität Mainz

und FH Fulda, sowie den internationalen Partnern in Troitsk (Russland), Prag (Tschechische Republik) und Seattle (USA).

Experimentelle Übersicht

Das Forschungszentrum Karlsruhe und seine umfangreiche wissenschaftlich-technische Infrastruktur ist ein idealer Standort des geplanten Tritium-Experimentes. Insbesondere verfügt das FZK mit dem Tritium Labor Karlsruhe (TLK) [10] über das europaweit einzige Laboratorium, das die hohen Anforderungen hinsichtlich der Handhabung des einige 10^2 Ci umfassenden Tritiuminventars des geplanten Experimentes erfüllt. Entsprechend den Plänen, das Experiment auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe aufzubauen und zu betreiben, wird als Projektname Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) vorgeschlagen.

Eine schematische Gesamtansicht des geplanten Experimenten-

tes ist in Abb. 5 dargestellt. Die experimentelle Anordnung kann in vier Hauptgruppen eingruppiert werden, basierend auf:

- den beiden molekularen Tritiumquellen, bestehend aus einer gasförmigen Quelle (WGTS, *windowless gaseous tritium source*) sowie einer gefrorenen festen Quelle (QCTS, *quench condensed tritium source*)
- dem Elektrontransport- und Tritiumeliminierungssystem, bestehend aus der differentiellen Pumpstrecke sowie dem Kryofallenbereich.
- den beiden elektrostatischen Spektrometern (Vor- und Hauptspektrometer).
- dem Halbleiterdetektor bzw. Bolometer zum Elektronennachweis

Ein linearer Aufbau des Experiments würde – wie in Abb. 5 gezeigt – zu einer Gesamtlänge von

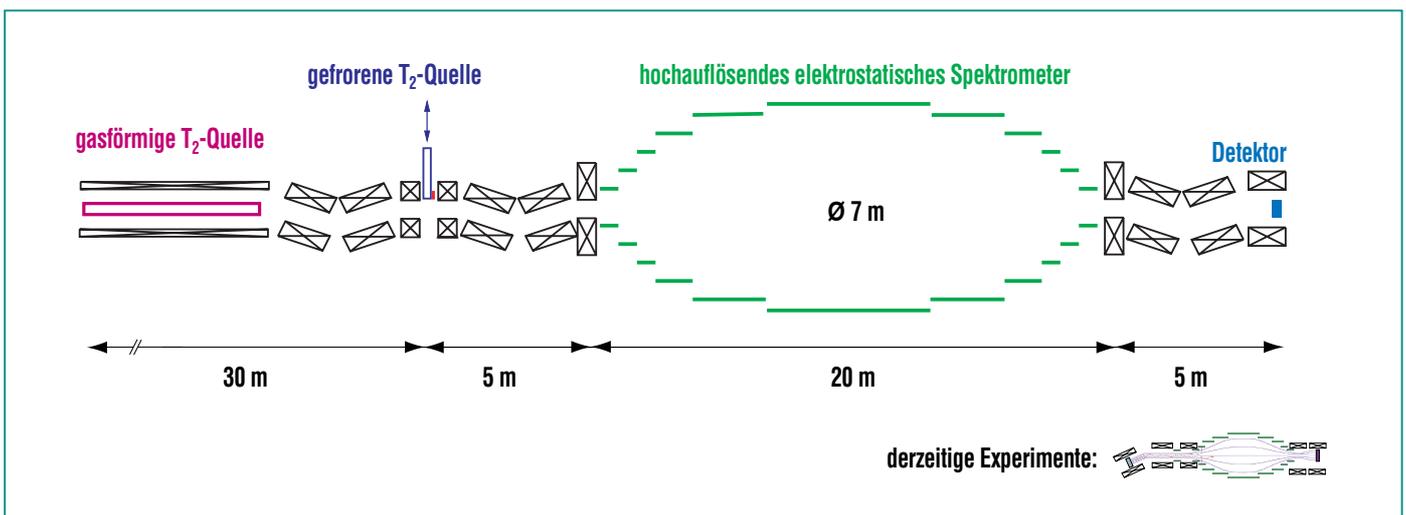


Abb. 5: Schematische Ansicht des geplanten Tritium- β -Zerfallsexperimentes KATRIN in linearer Anordnung. Die Hauptkomponenten des Systems umfassen eine gasförmige T₂-Quelle sowie eine gefrorene T₂-Quelle. Elektronen aus beiden Quellen werden in einem großen hochauflösenden elektrostatischen Spektrometer analysiert.

~60m führen. Obwohl ein derartiger Aufbau die optimale Konfiguration im Hinblick auf minimale magnetische Streufelder in der Analysierebene darstellt, lässt sich diese Konfiguration nicht in einer existierenden Halle auf dem Gelände des FZK realisieren. Eine alternative U-förmig angeordnete Anordnung, die in Abb. 6 schematisch dargestellt ist, könnte in einer existierenden Halle mit den Dimensionen von 36.7m × 28.5m aufgebaut werden. Die einzelnen Komponenten der in Abb. 6 gezeigten Anordnung sind gegeneinander gekippt, um das Entstehen von magnetischen Fallen für die β -Zerfallselektronen zu verhindern. Ein Einschluss von β -Teilchen in Fallen würde aufgrund von Elektron-Wechselwirkungen mit dem Restgas und den Wänden zu einer deutlichen Erhöhung des Untergrundes führen und muss daher vermieden werden.

Die gasförmige Quelle WGTS

Die WGTS ist das eigentliche „Arbeitspferd“ des KATRIN Experimentes, da sie es erlaubt, das Tritiumspektrum mit der höchstmöglichen Energieauflösung zu untersuchen und eine maximale Luminosität für β -Zerfallselektronen bereitstellt. Das WGTS-Design sieht ein 10 m langes Rohr mit $\varnothing=70\text{mm}$ vor, in das über eine mittig angebrachte Kapillare molekulares Tritiumgas unter einem Druck von $\sim 4 \times 10^{-3}$ mbar eingelassen wird. Das T_2 -Gas diffundiert bei einer Arbeitstemperatur von $\sim 30\text{K}$ zu den beiden Stirnflächen des Rohres, wodurch ein linearer Druckabfall entlang des

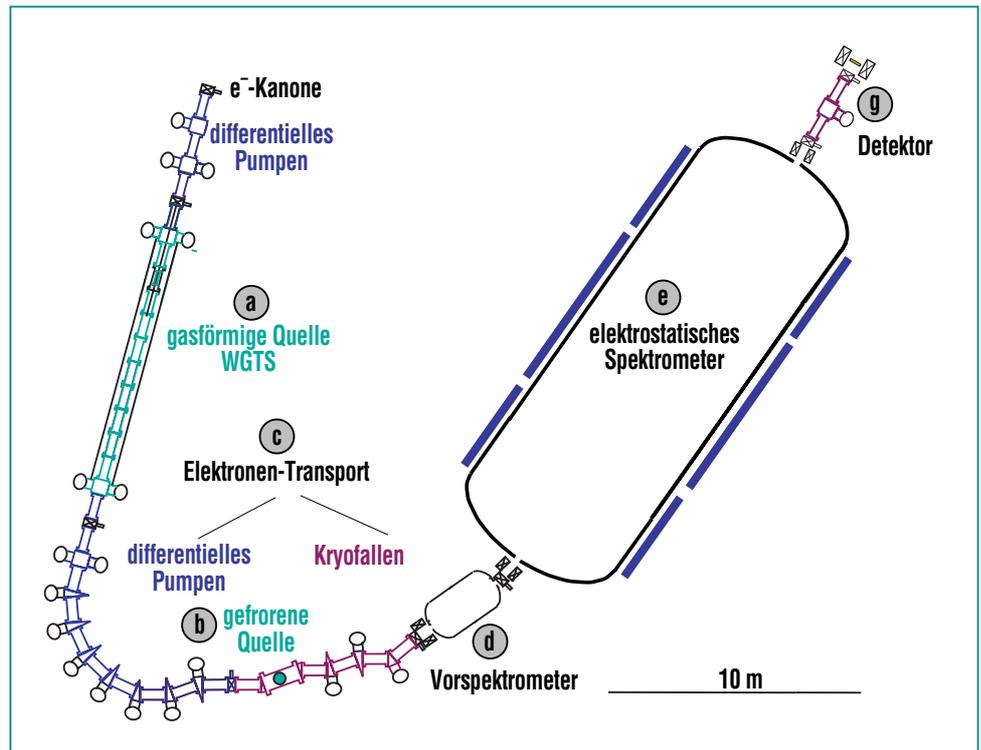


Abb. 6: Alternative U-förmige Anordnung des Experimentes mit den Komponenten: (a) gasförmige T_2 -Quelle WGTS; (b) gefrorene T_2 -Quelle QCTS; (c) Elektrontransport mit differentieller Pumpstrecke und Kryofallenbereich; (d) Vorspektrometer; (e) Hauptspektrometer und (g) Detektor.

Tritiumrohres entsteht. Zur Vermeidung von Zählratenschwankungen muss das Tritiumgas dabei auf $\pm 0.2\text{K}$ temperaturstabilisiert werden. Die gewählte mittlere Dichte des Tritiumgases ist ein Kompromiss zwischen den konträren Forderungen nach hoher β -Zerfallszählrate und kleiner Rate an inelastischen Streuungen der Elektronen innerhalb der Quelle (diese führen zu Energieverlusten und damit zu unerwünschten spektralen Verformungen in der Nähe des Endpunkts). Die WGTS-Quelle von KATRIN ist in dieser Hinsicht optimiert: obwohl sie eine um eine zwei Größenordnungen höhere Luminosität als die Troitsker Quelle aufweist, verlassen $\sim 70\%$

der β -Zerfallselektronen die Quelle ohne Wechselwirkung. Die Tritiumversorgung erfolgt nach den derzeitigen Planungen durch ein System aus vier unterirdischen doppelwandigen Transferleitungen einer Länge von 150m zwischen der WGTS und dem TLK. Das TLK hat hierzu ein Verfahren ausgearbeitet, das die Versorgung mit Tritium einer Reinheit von $>99.5\%$ sicherstellt.

Die β -Zerfallselektronen werden adiabatisch durch ein modulares System aus zehn supraleitenden Solenoiden ($B = 6\text{T}$) zu den Stirnflächen des Tritiumrohres und zum anschließenden Elektronentransportsystem geführt.

Elektronentransport

Im Elektronentransportsystem werden die β -Zerfallselektronen von der WGTS zum Spektrometer geführt. Darüberhinaus werden dort alle Tritiummoleküle, die auf das Spektrometer gerichtet sind, über aktive und passive Elemente eliminiert (das Spektrometer muss aus Sicherheitsgründen und zur Vermeidung von Untergrundprozessen frei von Tritium gehalten werden). Der erste Teil des Transportsystems besteht aus der sog. differentiellen Pumpstrecke mit 13 Transport- und Pumpelementen. Die um 20° gegeneinander gekippten 1m langen Transportelemente mit ihren angeschlossenen Turbomolekularpumpen reduzieren die Tritiumintensität um einen Faktor 10^9 . Im anschließenden Kryofallenbereich werden alle verbleibenden T_2 -Moleküle passiv auf flüssig-He kalten Oberflächen gebunden. Die bisherigen Planungen sehen vor, auch die nachfolgend beschriebene QCTS-Quelle in den Kryofallenbereich zu integrieren.

Die gefrorene QCTS-Quelle

Die zweite Quelle des Experimentes, die Festkörper-QCTS, ermöglicht Tritiummessungen mit vollständig unterschiedlicher Systematik. Das Design der in einem Mischkryostaten untergebrachten QCTS (s. Abb. 7) folgt in wesentlichen Zügen dem Quellkonzept des Mainzer Experimentes. Die Temperatur des gefrorenen Films muss bei 1.6 K gehalten werden, um Rauigkeitsübergänge und Oberflächendiffusionsprozesse zu vermeiden. Die

QCTS von KATRIN erlaubt die Aufnahme von Daten mit einer Energieauflösung von ~ 3 eV und besitzt eine um einen Faktor 35 höhere Zählrate als die derzeitige Mainzer Quelle. Ihre Lebensdauer wird begrenzt durch die Rate an Tritiumverlusten durch den Rückstoß von ^3He -Kernen als Folge der β -Aktivität und sollte in der Größenordnung von mindestens 200-300 Tagen liegen.

Der alternierende Messbetrieb mit einer gasförmigen und einer

festen Tritiumquelle ermöglicht es, dass mit den WGTS- und den QCTS-Daten unabhängige Resultate erzielt werden können. Die QCTS-Messungen eröffnen darüber hinaus auch die Möglichkeit, das Experiment in einem *differentiellen* Modus zu betreiben. Im Rahmen dieses sog. *Time-Of-Flight* Modus (MAC-E-TOF) [11] geht über eine Messung der Elektronenflugzeit von Quelle zum Detektor ein zusätzlicher Parameter in die Analyse ein, der eine weitere Reduzierung möglicher

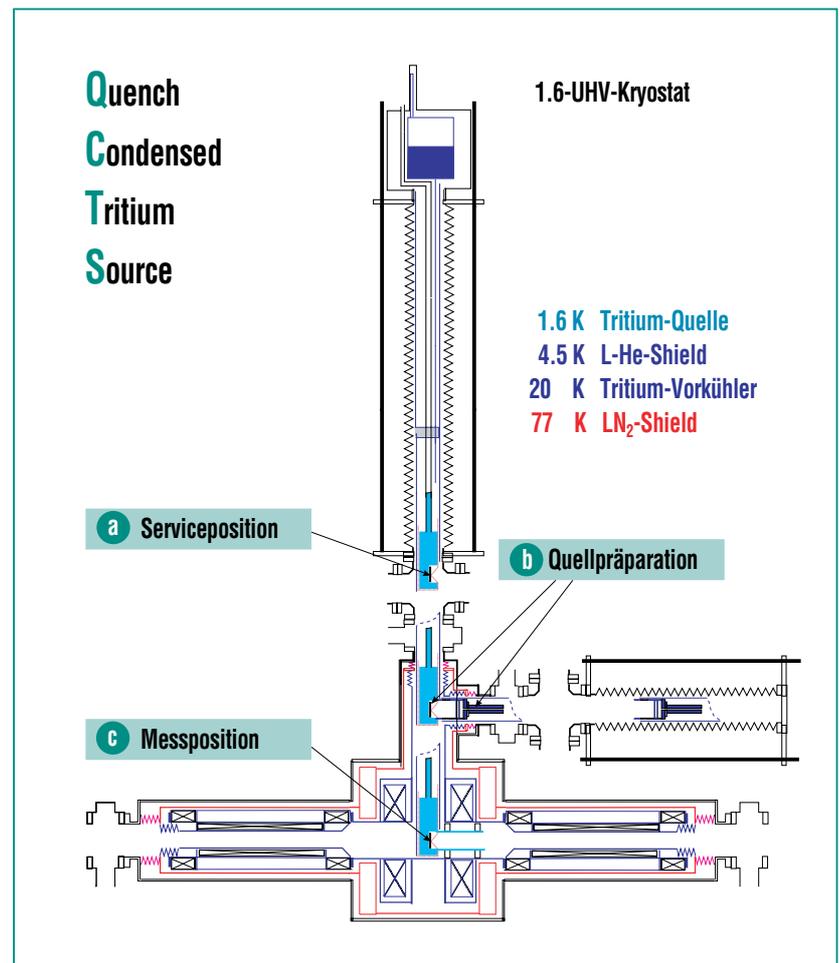


Abb. 7: Ansicht der gefrorenen T_2 -Quelle QCTS mit einem 1.8 K-Kryostaten. Gezeigt sind die drei vorgesehenen Positionen der QCTS: a) Messposition; b) Quellpräparation; c) Montage- und Service-Position.

systematischer Fehler bei den Messungen erlaubt. Trotz ihrer im Vergleich zur WGTS geringeren Luminosität und Energieauflösung bildet die QCTS damit eine wichtige Komponente des Gesamtsystems.

Elektrostatisches Spektrometer

Die Elektronen aus den beiden Tritiumquellen werden durch ein System aus zwei elektrostatischen Spektrometern analysiert (s. Abb. 8). Zunächst erreichen die Elektronen ein sog. Vorspektrometer, das in seinen Dimensionen den existierenden Spektrometern in Mainz und Troitsk entspricht. Seine Hauptaufgabe liegt in der Unterdrückung von niederenergetischen Elektronen im Energiebereich $E < 18$ keV. Dieser niederenergetische Bereich ist für die Untersuchung der Neutrinomasse uninteressant, obwohl er das Spektrum hinsichtlich der Gesamtzählrate um viele

Größenordnungen dominiert (vgl. Abb. 1). Um zu verhindern, dass diese niederenergetischen Elektronen ins Spektrometer gelangen und dort durch Wechselwirkungen mit dem Restgas oder den Spektrometerwänden Untergrund erzeugen können, wird im Vorspektrometer eine feste, vom Hauptspektrometer unabhängige Gegenspannung von 18 keV angelegt. Mit einer „moderaten“ relativen Energieauflösung von $E/\Delta E \approx 200$ wird der hochenergetische Teil des Spektrums am Endpunkt bei 18.6 keV durch das Vorspektrometer nicht modifiziert.

Das Herzstück des geplanten KATRIN-Experimentes ist das hochauflösende große elektrostatische Spektrometer mit einem Durchmesser von 7m und einer Gesamtlänge von 20m. Es wird – in Verbindung mit der WGTS – eine Messung des Tritiumendpunktes mit einer bisher nicht erreichten Auflösung von $\Delta E = 1$ eV ermöglichen. Die

Randbedingung einer angestrebten Untergrundrate von 10^{-2} Ereignissen pro Sekunde (hervorgerufen u.a. durch Elektron-Wechselwirkungen mit dem Restgas im Spektrometer) erfordert das Einhalten von stringenten UHV-Vakuumbedingungen im Spektrometertank mit einem Enddruck $p \leq 10^{-11}$ mbar. Unter Berücksichtigung der Tankdimensionen mit einer inneren Oberfläche von ~ 1000 m² (einschließlich des Elektrodensystems) stellt dies eine technologische Herausforderung hinsichtlich der maximalen Ausgasrate der Spektrometerwände sowie der erforderlichen Pumpleistung dar. Im Rahmen der Projektstudie wurde daher in Zusammenarbeit mit einem industriellen Partner zunächst die technische Realisierbarkeit eines derartigen UHV-Tankes untersucht.

Nachdem im Rahmen dieser Kooperation die prinzipielle technische Machbarkeit des UHV-

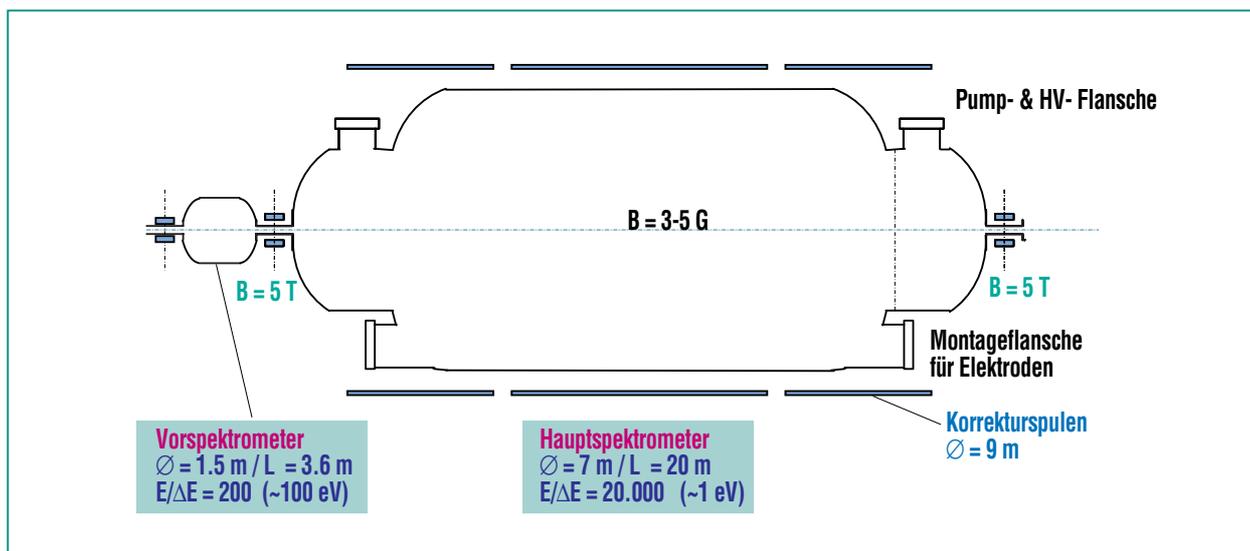


Abb. 8 : Das Spektrometersystem bestehend aus einem Vorspektrometer mittlerer Energieauflösung $E/\Delta E = 200$ sowie einem hochauflösenden großen Spektrometer mit $E/\Delta E = 20000$ ($\varnothing = 7$ m und $l = 20$ m).

Tanks gezeigt werden konnte, wird zur Zeit intensiv am magnetischen und elektrostatischen Design des Spektrometers gearbeitet. Untersucht werden dabei vor allem unterschiedliche Konfigurationen des zylinderförmigen Elektrodensystems zur Erzeugung der retardierenden Gegenspannung. Das Ziel ist es, eine mechanisch möglichst einfach zu realisierende Anordnung zu finden, die die stringenten Anforderungen an die magnetische Führung und elektrostatische Retardierung der β -Elektronen optimal erfüllt.

Detektor

Die durch das Spektrometer transmittierten Elektronen werden durch ein magnetisches Transportsystem zum Detektor geführt (s. Abb. 6), der sich in einem supraleitenden Solenoiden befindet. Die Anforderungen an den Detektor zum Nachweis der wieder auf 18.6 keV beschleunigten Elektronen sind vielfältig: a) hohe Effizienz beim Elektronennachweis; b) gute Energieauflösung zur effektiven Untergrundunterdrückung [Anmerkung: die Energiemessung im Detektor wird *nicht* zur β -Spektroskopie herangezogen, die eigentliche Messung der β -Elektronen-Energie erfolgt in der Analysierebene des Spektrometers]; c) gute Ortsauflösung zur Ausmessung des radialen Quellprofils und d) gute Zeitauflösung $\Delta T < 100$ ns für Messungen im TOF-Modus. Darüber hinaus muss der Detektor bei niedrigen Temperaturen in einem hohen Magnetfeld ($B = 3T$) betrieben werden können. Zwei unterschiedliche Detektorkon-

zepte haben sich als besonders aussichtsreich erwiesen: zum einen ein dünner, segmentierter Halbleiterdetektor auf Si-Basis (ein sog. *silicon-pad* Detektor mit einer Einzelementgröße von 3×3 mm²) sowie zum anderen ein Bolometer, das als sog. „thermischer“ Detektor mit einer Betriebstemperatur von 100 mK eine technisch wesentlich größere Herausforderung darstellt, dafür aber über eine wesentlich bessere Energieauflösung als ein Si-Detektor verfügt. Im Rahmen von F&E-Studien werden die beiden alternativen Konzepte weiter verfolgt.

Sensitivität auf die Neutrinomasse

Der oben beschriebene Aufbau von KATRIN ist hinsichtlich seiner Sensitivität auf die Neutrinomas-

se in den wesentlichen Grundzügen (d.h. der Energieauflösung und Luminosität sowie der Untergrundunterdrückung) optimiert [12]. Das Signal eines massebehafteten Elektronenneutrinos mit $m(\nu_e) = 2$ eV ist in Abb. 9 für eine sechsmonatige Messzeit mit KATRIN im Vergleich zu einem unmodifizierten β -Spektrum für $m(\nu_e) = 0$ eV dargestellt. Die Spektren verdeutlichen die sehr gute Energieauflösung des Spektrometers sowie die außerordentlich hohe Luminosität der WGTS.

In Abb. 10 ist schließlich die Sensitivität von KATRIN für die Elektronenneutrinomasse als Funktion des Analyseintervalls unterhalb des Endpunktes E_0 für eine Messzeit von drei Messjahren gezeigt. Unter der Annahme einer mit Null identischen Neutrinomasse erhält man nach drei Jah-

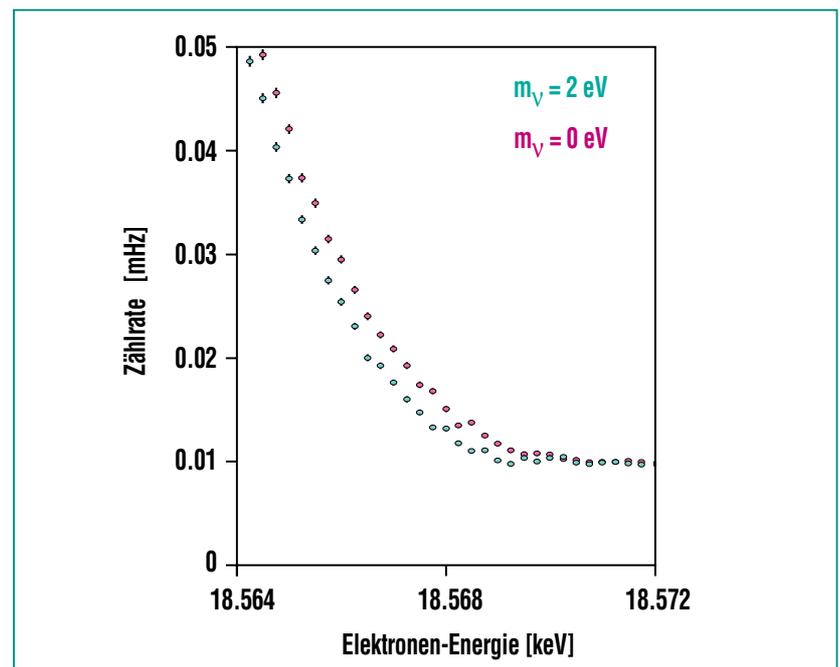


Abb. 9: Simuliertes β -Zerfallsspektrum am Endpunkt für masselose Neutrinos ($m_\nu = 0$ eV) sowie für eine Neutrinomasse von 2 eV (die Statistik entspricht einer Messzeit von 6 Monaten mit KATRIN).

ren Messzeit einen 1σ Fehler für die eigentliche experimentelle Messgröße des Massenquadrates von $\Delta m(\nu_e)^2 = 0.08 \text{ eV}^2$ (linke Achse).

Dies entspricht einer Obergrenze für die Neutrinomasse $m(\nu_e)$ (rechte Achse) von

$$m(\nu_e) < 0.35 \text{ eV}$$

Damit wird die derzeitige experimentelle Sensitivität um nahezu eine Größenordnung verbessert. Es ist ersichtlich, dass KATRIN mit einer derartigen Sensitivität ein sehr großes Potenzial für den Nachweis einer Neutrinomasse im sub-eV-Bereich hat. Dies wird es erstmals ermöglichen, in eine absolute Neutrinomassenskala vorzustoßen, die von großem kosmologischen Interesse ist. Entsprechend der in Abb. 2 ge-

zeigten Ω -Skala wird durch KATRIN ein sehr großer Parameterbereich von Ω_ν bis hin zu einem unteren Grenzwert $\Omega_\nu = 0.025$ abgedeckt (unterhalb dieses Wertes spielen Neutrinos nur noch eine untergeordnete Rolle in der Kosmologie).

Ist es möglich, die Sensitivität von KATRIN wesentlich zu verbessern? Zur Beantwortung dieser abschließenden Frage muss man sich vergegenwärtigen, dass die Dimensionen des Spektrometers größenordnungsmäßig mit dem Faktor $m(\nu_e)^{-4}$ skalieren. Aufgrund dieser Relation ist eine weitere Verbesserung der Sensitivität über KATRIN hinaus mit der MAC-E-Filter-Technik nicht zu erwarten (die Dimensionen des KATRIN-Spektrometertanks stellen die Grenze des heute technisch machbaren dar). Damit

entspricht das oben angegebene Limit von KATRIN nach heutigem Wissenstand einem intrinsischen Sensitivitätslimit von direkten Neutrinomassenbestimmungen im Tritium- β -Zerfall, d.h. KATRIN stellt das Design eines „ultimativen“ Tritium- β -Zerfallsexperimentes dar.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Beitrag wurde die Physik und die Technik eines Tritium- β -Zerfallsexperimentes der nächsten Generation vorgestellt und ein konzeptuelles Design entwickelt, das es erlaubt, die Masse des Elektronneutrinos mit einer bisher nicht erreichten Sensitivität in der sub-eV-Region zu untersuchen. Das vorgeschlagene Experiment hat das Potenzial, die Sensitivitäten der derzeitigen Experimente in Troitsk und Mainz um eine Größenordnung zu verbessern. Ein „ultimatives“ Tritiumexperiment wie KATRIN mit seiner hohen Sensitivität für $m(\nu_e)$ wäre ein signifikanter Schritt vorwärts bei der Festlegung der Absolutskala der Neutrinomassen. Es würde in einer idealen Weise die Resultate der zahlreichen geplanten Oszillationsexperimente komplementär ergänzen und damit einen wichtigen experimentellen Fixpunkt für die zahlreichen theoretischen Modelle von Neutrinomassen darstellen [13]. KATRIN könnte auch einen wichtigen Beitrag zur Astrophysik und Kosmologie liefern. In der näheren Zukunft wird nur die direkte Neutrinomassenmessung über den Tritium- β -Zerfall eine Sensitivität erreichen, die ausreichend

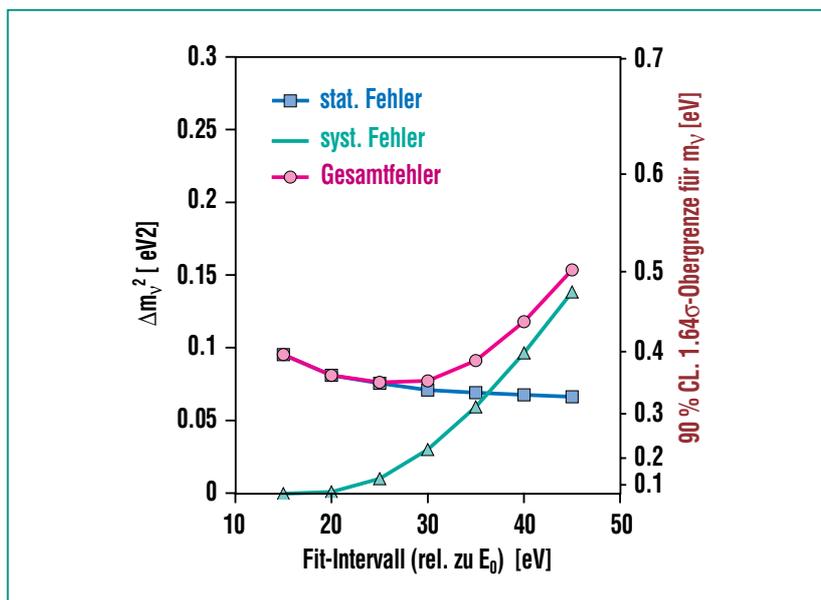


Abb. 10: Erwartete experimentelle Sensitivität von KATRIN für die Masse des Elektronneutrinos als Funktion des Fitintervalles unterhalb des Tritium- β -Endpunktes E_0 . Die linke Skala entspricht dem 1σ Fehler für die eigentliche experimentelle Messgröße $m(\nu_e)^2$, die rechte Skala stellt die 1.64σ -Obergrenze für $m(\nu_e)$ dar.

ist, um zu entscheiden, ob Neutrinos eine signifikante Rolle als heiße dunkle Materie bei der Evolution von großräumigen Strukturen im Universum spielen.

Die Realisierung der hier vorgestellten Projektstudie stellt eine Herausforderung auf vielfältigen experimentellen Gebieten wie der Vakuum- und Kryotechnik, dem Tritium-Handling und Magnet-De-

sign und der Detektor-Technologie dar. Diese umfangreichen Anforderungen verdeutlichen, dass ein derartiges Großexperiment nur auf dem Gelände des FZK mit seiner weitreichenden Infrastruktur und technische Expertise durchgeführt werden kann. Unter der Voraussetzung einer positiven Beurteilung durch die nationalen (HGF) und internationalen Gutachtergremien könnte das

Experiment im Rahmen eines vierjährigen Zeitraumes (2002-05) aufgebaut werden. Nach einer mehrmonatigen Test- und Anlaufphase könnte dann im Jahre 2006 mit dem mehrjährigen Messbetrieb und der Datennahme begonnen werden.

Literatur

- [1] Y. Fukuda et al.,
Phys. Lett. B 433 (1998) 9
- [2] D.E. Groom et al.
(Particle Data Group),
The European Physical Journal C 15, 1 (2000)
- [3] M. Turner et al.,
Physics Reports 333-334 (2000) 019
- [4] L. Baudis et al.,
Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 227
- [5] H.G.R. Robertson,
J.F. Wilkerson,
Direct Neutrino Mass Measurements, in 'Current Aspects of Neutrino Physics', Ed. D.O. Caldwell, Springer Verlag (2001)
- [6] V.M. Lobashev et al.,
Phys. Lett. B 350 (1995) 263
- [7] A. Picard et al.,
Nucl. Instrum. Methods B 63 (1992) 345
- [8] V.M. Lobashev et al.,
Phys. Lett. B 460 (1999) 227
- [9] C. Weinheimer et al.,
Phys. Lett. B 460 (1999) 219
- [10] R.-D. Penzhorn et al.,
Fusion Engineering and Design 49-50 (2000) 753
- [11] J. Bonn et al.,
Nucl. Instrum. Methods A 421 (1999) 256
- [12] V. Aseev et al.,
A next Generation Tritium Beta Decay Experiment with sub-eV Sensitivity for the Electron Neutrino Mass, verfügbar unter <http://www-ik1.fzk.de/tritium/>
- [13] Y. Farzan, O.L.G. Peres,
A. Yu. Smirnov,
hep-ph/0105105