

Hauptseminar im SoSe2008: Schlüsselexperimente der Elementarteilchenphysik

KATRIN: Das Karlsruhe Tritium Neutrinoexperiment



Benjamin Leiber

11. Juli 2008

1 Einleitung

In den letzten Jahren untersuchten zahlreiche Experimente die Eigenschaften von Neutrinos. Wobei eine der wichtigsten Eigenschaften wohl ihre Masse ist. 1998 und 2001 beobachtete man bei den Experimenten Superkamiokande und SNO die Oszillationen von atmosphärischen und solaren Neutrinos. Hierdurch wurde nachgewiesen, dass Neutrinos eine Masse besitzen. Jedoch waren diese Experimente nicht in der Lage, die absolute Neutrinosmasse zu bestimmen, lediglich die Massenunterschiede. Zur Zeit besteht daher ein großes Interesse an einem Experiment, das die absolute Neutrinosmasse betimmen kann.

Es gibt hierfür verschiedene Ansätze. Zum Einen versucht man über die Beobachtung von kosmologischen und astrophysikalischen Phänomenen die Neutrinosmasse zu bestimmen, wie z.B. beim WMAP-Experiment, bei dem die kosmische Hintergrundstrahlung untersucht wird, oder durch die Messung des Spektrums von Supernovaneutrinos. Diese Untersuchungen liefern sehr gute, wenn auch modellabhängige Obergrenzen auf die Summe aller Neutrinosmassen. Zum Anderen gibt es Experimente, bei denen der β -Zerfall genau untersucht wird und man versucht entweder durch die Kinematik bzw. die Untersuchung des Endspektrums des β -Zerfalls, wie es beim Mainzer- und Troitsker-Neutrinoexperiment geschehen ist, oder durch den Nachweis des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls, wie es beim Heidelberg-Moskau-Experiment geschieht, zu bestimmen. Letztere Methode setzt natürlich den Fall des Majorana-Neutrinos voraus. Die Experimente in Mainz und Troitsk haben gute Obergrenzen für die Neutrinosmasse ergeben bei relativ geringem experimentellen Aufwand. Zudem sind diese Messungen modellunabhängig.

Das sich zur Zeit in Aufbau befindliche KATRIN-Experiment führt die Messmethodik des Mainzer und Troitsker Experiment fort und verfeinert sie. So wird bei KATRIN ebenfalls der Endbereich des β -Spektrums von Tritium vermessen, allerdings in einem größeren Maßstab. Das Experiment soll in der Lage sein die Obergrenze der Masse des $\bar{\nu}_e$ auf $0.2eV/c^2$ zu senken bzw. bei einer Masse von $0.35eV/c^2$ diese mit 5σ zu bestimmen.

2 β -Zerfall

Der β -Zerfall ist ein 3-Körper Zerfall, bei dem sich ein Neutron in ein Proton umwandelt und dabei ein Elektron und ein Elektron-Anti-Neutrino emittiert. Die Kernladung Z erhöht sich also um 1, während die Massenzahl A konstant bleibt. Vernachlässigt man die Kernrückstoßenergie, so lässt sich das Energiespektrum des β -Zerfalls über Fermis Goldene Regel wie folgt beschreiben:

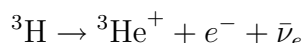
$$\frac{dN}{dE} = G_F^2 \frac{m_e^5}{2\pi^3 \hbar^7 c^5} \cos^2 \Theta_C |M|^2 \cdot F(Z, E) \cdot p(E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4}$$

wobei G_F die Fermi-Kopplungskonstante, Θ_C den Cabibbo-Winkel, M das Kernmatrixelement, F die Fermi-Funktion, E_0 den Endpunkt des β -Spektrums, m_e die Masse des

Elektrons und $m_{\bar{\nu}_e}$ die Masse des Elektron-Antineutrinos bezeichnet. Die Neutrinomasse geht in diesem Term quadratisch ein, bei einer Vermessung des β -Spektrums bestimmen wir also $m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4$.

2.1 Tritium β -Spektrum

Tritium ist ein Wasserstoffisotop mit 2 Neutronen im Kern. Es unterliegt dem β^- -Zerfall:



In der Formel für den β -Zerfall wird der Zerfall eines Atomkerns beschrieben, bei dem KATRIN-Experiment kommt allerdings eine Quelle mit molekularem Tritium zum Einsatz. Das Spektrum wird durch die Hüllenelektronen verändert. Zudem können diese Elektronen auch angeregte Zustände des Tochterkerns besetzen. Diese Effekte lassen sich im Falle von Tritium sehr gut berechnen bzw. nähern. So bekommt man schließlich das modifizierte Spektrum des Tritiums:

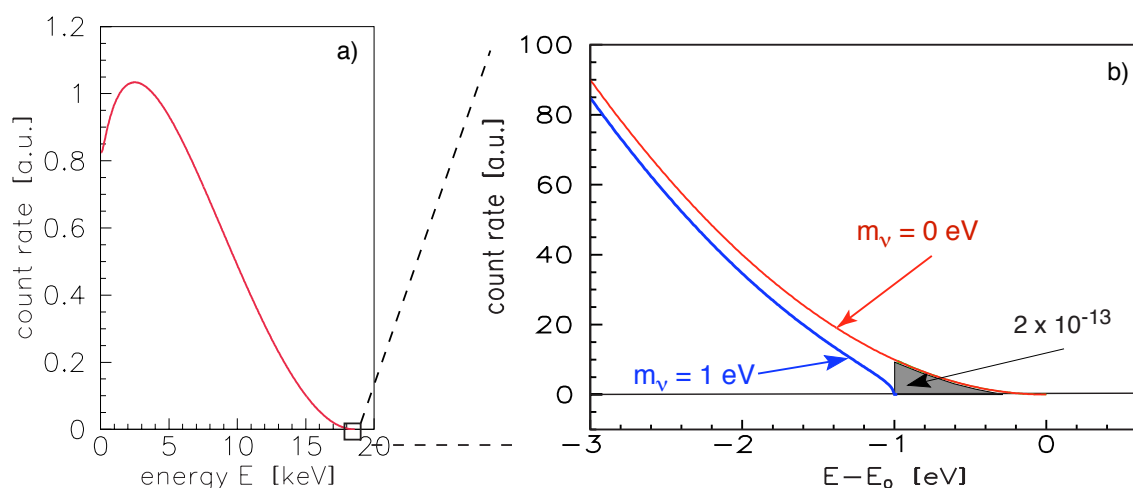


Abbildung 1: a) vollständiges Energiespektrum von Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall. b) Endpunktsbereich und Verlauf des Spektrums für eine Neutrinomasse von $0 \text{ eV}/c^2$ bzw. $1 \text{ eV}/c^2$

Für die genaue Bestimmung der Neutrinomasse müssen wir den Bereich des Spektrums nahe dem Endpunkt vermessen. Allerdings ist dort die Zählrate $\frac{dN}{dE}$ sehr klein, man sieht, dass nur ein Anteil von $2 \cdot 10^{-13}$ aller Ereignisse in diesem Energiebereich liegen.

Tritium ist eine gute Wahl für die Quelle, da es die folgenden Vorteile mitbringt:

- Die Endpunktsenergie $E_0 = 18.6 \text{ keV}$ ist sehr niedrig, so dass die Neutrinomasse einen großen Einfluss auf das Spektrum hat.

- Die Halbwertszeit von Tritium beträgt nur 12.3 Jahre, wodurch man eine hohe Zählrate erhält, auch im Endbereich des Spektrums
- Die Endzustände des Zerfalls von sowohl Kern als auch Hüllenelektronen lassen sich sehr gut berechnen

3 Experiment

3.1 Layout

Abbildung 2 zeigt das Layout des KATRIN-Experiments:

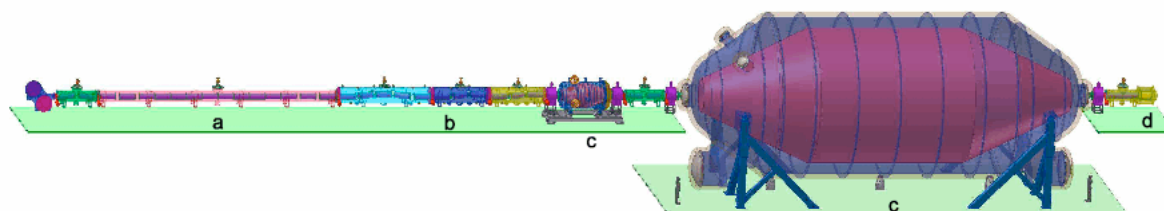


Abbildung 2: a) Quelle, b) Pump- und Transportstrecke, c) Vor- und Hauptspektrometer, d) Detektor ; Die Gesamtlänge des Experiments beträgt ca. 70m.

3.2 MAC-E-Filter

Die wesentliche Aufgabe des KATRIN-Experiments, die Analyse des Energiespektrums der Zerfallselektronen wird von dem in den Spektrometern untergebrachten MAC-E-Filtern bewältigt. MAC-E-Filter steht für **M**agnetic **A**diabatic **C**ollimation and **E**lectrostatic **F**ilter. Es handelt sich hierbei um eine Kombination aus einem Magnetfeld zur adiabatischen Führung der Elektronen und einem elektrostatischen Feld zur Energieanalyse. Das Prinzip ist in Abbildung 3 dargestellt.

In der Quelle herrscht ein starkes Magnetfeld, was die dort freiwerdenden Elektronen auf Zyklotronbahnen entlang der Feldlinien zwingt. Dies hat den Vorteil, dass man beinahe alle Elektronen, die im Spektrometer zugewandten Halbraum emittiert werden zur Energieanalyse in das Spektrometer leiten kann. Der maximale akzeptierte Startwinkel Θ_{max} der Elektronen ist durch die Beziehung :

$$\Theta_{max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_S}{B_{max}}}$$

gegeben. Hierbei ist B_S die Quellmagnetfeldstärke und B_{max} die maximale Magnetfeldstärke des Pinchmagneten vor dem Spektrometer. Die emittierten Elektronen werden durch weitere Magnete zum Spektrometer transportiert. Zur Spektrometermitte hin, der sogenannten Analysierebene fällt das Magnetfeld stark ab und erreicht sein Minimum B_{min} . Durch den Gradienten im Magnetfeld wirkt auf das magnetische Bahnmoment $\vec{\mu}$ der Elektronen

$$\vec{\mu} = e \frac{r^2}{2c} \vec{\omega}_B \quad \vec{\omega}_B \equiv \text{Zyklotronfrequenz}$$

eine Kraft

$$\vec{F} = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{B})$$

die den transversalen Impuls p_{\perp} der Zyklotronbewegung auf dem Weg zum Feldminimum in longitudinalen Impuls p_{\parallel} umwandelt. Um diese Impulsänderung adiabatisch stattfinden zu lassen, muss die Änderung des Magnetfeldes $\frac{\Delta B}{B}$ des Magnetfeldes pro Zyklotronumlauf hinreichend klein sein. Ist dies erfüllt, so ist das Produkt $|\vec{\mu}| \cdot \gamma$ konstant. Der maximal erreichte relativistische Faktor für Elektronen der Energie $E = 18.6 \text{ keV}$ ist hierbei $\gamma \approx 1.04$. Für diesen, noch nichtrelativistischen Fall gilt zwischen der Energie der Elektronen und dem Magnetfeld die Beziehung:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \implies E_{\perp, \text{Mitte}} = E_{\perp, \text{Eintritt}} \cdot \frac{B_{min}}{B_{max}}$$

Dies bedeutet, dass die Energie der Elektronen in der Spektrometermitte, wo das Magnetfeld am schwächsten ist bei einem Verhältnis von $\frac{B_{min}}{B_{max}} = \frac{1}{20000}$ fast ausschließlich parallel vorliegt. Die Auflösung des Spektrometers ist somit:

$$\Delta E = E_{\perp, \text{Mitte, max}} = E_0 \cdot \frac{B_{min}}{B_{max}} \simeq 1 \text{ eV}$$

wobei E_0 die maximale Startenergie bzw. die Endpunktenergie des β -Spektrums ist. Das Analysepotential sorgt nun dafür, dass nur Elektronen, deren Parallelergie größer als das Gegenpotential $-eU_0$ ist die Spektrometermitte passieren und in den rechten Halbraum des Spektrometers gelangen können. Dort werden die Elektronen dann wieder auf ihren ursprünglichen Impuls beschleunigt und schließlich zum Detektor geleitet.

Nach dem oben beschriebenen Prinzip funktioniert das Spektrometer als integrierender- bzw. Hochpassfilter, d.h. alle Elektronen, oberhalb der Energieschwelle des Analysepotentials werden nachgewiesen. Zusätzlich sollen beim KATRIN-Experiment noch lokale Strukturen im β -Spektrum des Tritiums untersucht werden (z.B. Troitskanomalie). Um dies zu leisten kann die Apparatur im Flugzeitmodus auch TOF-Modus für **T**ime of **F**light Modus betrieben werden. Hierbei verwendet man ein konstantes Potential U_A mit definierter Länge L . Für die Flugzeit der Elektronen gilt dann:

$$t_L = \frac{L}{v_{\parallel, U_A}} = \frac{L}{\sqrt{2(\epsilon - E_{\perp, U_A})/m}}$$

Verlangt man eine minimale Driftzeit $t_{L,min}$ so schließt man schnelle Elektronen mit:

$$E_{\parallel} > E_{\parallel,max} = \frac{mL^2}{2t_{L,min}^2}$$

aus und hat somit einen Tiefpassfilter.

Durch Kombination von MAC-E- und TOF-Modus operiert das Spektrometer als Bandpassfilter, mit dem sich lokale Strukturen im Spektrum sehr gut auflösen lassen.

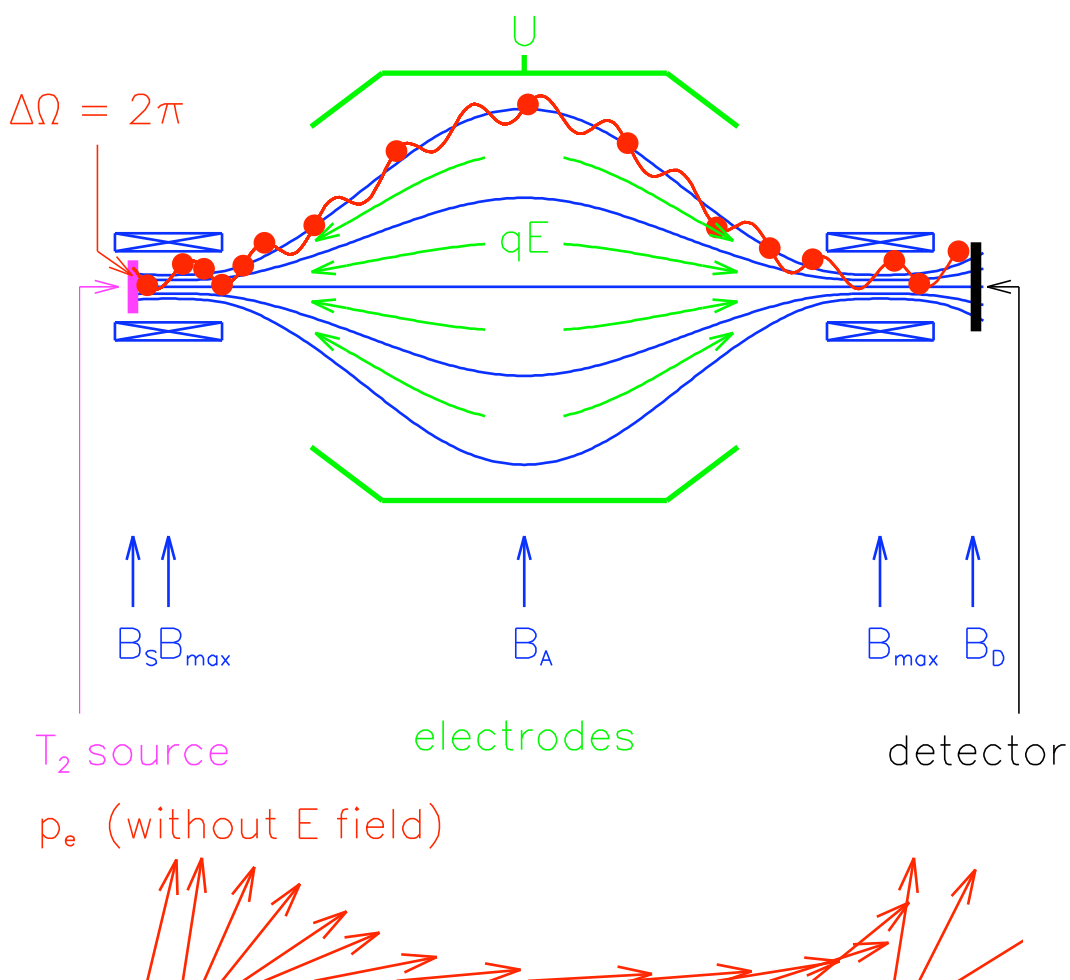


Abbildung 3: oben: schematische Darstellung des MAC-E Filters. unten: Transformation eines Impulsvektors aufgrund des Gradienten im Magnetfeld

3.3 Quelle und Transportsystem

Als Quelle kommt beim KATRIN-Experiment eine fensterlose Gasquelle zum Einsatz, wie sie auch schon in Troitsk verwendet wurde. Das hochreine ($\geq 95\%$) Tritium wird hierbei in ein 10m langes und 90mm breites Edelstahlrohr, das mit flüssigem Neon auf 27K gekühlt wird, kontinuierlich injiziert. Es diffundiert dort zu den Rohrenden und wird durch eine differentielle Pumpstrecke wieder abgepumpt. In der Quelle herrscht im Mittel eine Säulendichte von $5 \cdot 10^{17}$ Molekülen pro cm^2 , was bei einem Verhältnis von $\frac{B_s}{B_{max}}$ von 0.6 zu einem maximalen Startwinkel von $\Theta_{max} = 51^\circ$ führt und somit einer effektiven Quellstärke von $2.1 \cdot 10^{10}$ pro s entspricht. Dies ist eine Steigerung gegenüber den Experimenten in Mainz und Troitsk um etwa den Faktor 80. Nach der differentiellen Pumpstrecke folgt noch eine kryogene Pumpstrecke, die verhindern soll, dass Tritium oder sein Zerfallsprodukt in die Spektrometer eindringen. Hier befinden sich noch einmal mehrere Turbomolekularpumpen gefolgt von einer „Zick-Zack-Strecke“ in welcher das Edelstahlrohr innen mit Argon-Frost behaftet ist. Wenn die Tritiummoleküle gegen diesen stoßen frieren sie daran fest. Die Transportstrecke ist von supraleitenden Magneten umgeben, die zur Führung der Elektronen dienen.

Alternativ und analog zum Mainzer Experiment kann bei KATRIN auch eine schockkondensierte molekulare Tritiumquelle verwendet werden. Diese besteht aus einem dünnen Tritiumfilm (ca. 380Å dick, entspricht 100 Moleküllagen) der auf einem Graphitträger kondensiert ist. Die Quelle wird bei ca. 1.5K betrieben und besitzt eine Säulendichte von $9 \cdot 10^{15}$ Molekülen pro cm^2 . Dies entspricht bei einem Quellmagnetfeld von $5T$ einem maximalen Startwinkel von $\Theta_{max} = 66^\circ$ und somit einer effektiven Quellstärke von $3,7 \cdot 10^8$ pro s . Diese Quelle hat jedoch den entscheidenden Nachteil, dass in ihr Festkörpereffekte wie z.B. die Streuung von Elektronen an oberen Lagen oder die Selbstaumladung des Tritiumfilms auftreten können.

Im späteren Messbetrieb von KATRIN ist die fensterlose Gasquelle die Haupt-Tritiumquelle. Zur Untersuchung systematischer Effekte plant man die schockkondensierte Quelle für kürzere Phasen im Experiment einzusetzen.

3.4 Vorspektrometer

Zwischen Quelle und Hauptspektrometer befindet sich das Vorspektrometer. Es besitzt eine Länge von 3.42m und einen Innendurchmesser von 1.7m. Das Vorspektrometer dient zur Reduzierung des Elektronenflusses in den Hauptspektrometer und führt hierzu eine Voranalyse der ankommenden Elektronen mit Hilfe eines kleinen MAC-E-Filters durch. Das Gegenpotential des Vorspektrometers wird so eingestellt, dass nur Elektronen mit einer Energie größer als $E_{pre} = E_0 - 100eV$ passieren können. Dies reduziert den Elektronenfluss in den Hauptspektrometer um einen Faktor von $5 \cdot 10^6$. Die Energieauflösung des Vorspektrometers beträgt $70eV$.

Zusätzlich dient die in ihm angebrachte Drahtelektrode noch zur Untergrundreduzierung.

Sie besitzt ein leicht höheres Potential als die Spektrometerwand. Somit werden Elektronen, die z.B. durch Myontreffer aus der Spektrometerwand austreten wieder zurückgelenkt und treten nicht als Untergrund auf.

Im TOF-Modus dient das Vorspektrometer zum Ein- und Ausschalten des Elektronenstrahls. Hierzu wird die Größe des Retardierungsfeldes sehr schnell variiert ($\approx 100kHz$). Ebenso wie im Hauptspektrometer herrscht hier ein Ultrahochvakuum mit $p \leq 10^{-11}mbar$ bei einer Betriebstemperatur von $-25^\circ C$.

3.5 Hauptspektrometer

Das Hauptspektrometer ist die zentrale Komponente des KATRIN-Experiments. Es ist 23.3m lang und hat einen Innendurchmesser von 10m, zudem ist es von Helmholtzspulenpaaren umgeben, die das Magnetfeld darin formen. Seine Aufgabe ist die präzise Energieanalyse der Elektronen aus dem β -Zerfall des Tritiums. Das Hauptspektrometer ist Teil des großen MAC-E-Filters, der ein Verhältnis $\frac{B_{min}}{B_{max}} = \frac{0.3mT}{6T} = 5 \cdot 10^{-5}$ besitzt. Somit beträgt seine Energieauflösung $1eV$.

Wie das Vorspektrometer ist auch das Hauptspektrometer mit einer Drahtelektrode zur Feldformung und Untergrundreduzierung ausgestattet. Im Betrieb herrscht in ihm ein UHV mit $p \leq 10^{-11}mbar$ und eine Temperatur von $-20^\circ C$.

3.6 Detektor

Der Detektor dient zum Nachweis der durch die Spektrometer transmittierten Elektronen und zur Erkennung von Untergrundereignissen. An ihn werden sehr hohe Anforderungen gestellt:

- sehr hohe Nachweiseffizienz für Elektronen mit Energien um die Endpunktenergie $E_0 = 18.6keV$
- geringe Empfindlichkeit für Untergrund durch γ -Strahlung
- sehr gute Energieauslösung, um Untergrundereignisse möglichst gut vom Signal trennen zu können
- niedrige Rückstreuung, d.h. das Detektormaterial sollte eine niedrige Kernladungszahl Z besitzen
- gute Zeitauflösung, für den Betrieb im TOF-Modus
- gute Ortsauflösung
- UHV-Tauglichkeit, d.h. geringe Ausgasrate im Betrieb

Nach diesen Anforderungen hat man sich für einen Silizium-Drift-Detektor entschieden. Dieser hat einen Durchmesser von 11cm, worauf 148 Pixel mit je $9mm^2$ Fläche Platz

finden. Der Siliziumwafer hat eine Dicke von $300\mu\text{m}$ und ist mit 50nm Siliziumoxid bedeckt. Die geringe Dicke gewährleistet einen kleinen Wirkungsquerschnitt für γ -Strahlung. In Detektor-Sektion herrscht ein Magnetfeld zwischen $3T$ und $6T$.

4 Aktueller Stand und Ausblick

Das KATRIN-Experiment wird zur Zeit am Forschungszentrum Karlsruhe aufgebaut. Quelle und Transportstrecke befinden sich gerade in der Fertigung und werden voraussichtlich 2008 bzw. 2010 am Forschungszentrum aufgebaut. Das Vorspektrometer ist fast fertiggestellt und absolviert zur Zeit elektromagnetische Tests am FZK. Das Hauptspektrometer ist bereits seit November 2006 am Forschungszentrum und hat im Juli 2007 den ersten erfolgreichen Vakuumtest absolviert. Zur Zeit werden in ihm die Drahtelektroden installiert. Wann der Detektor aufgebaut werden kann ist noch unklar, lediglich die Designphase ist abgeschlossen.

Nach optimistischen Schätzungen wird das KATRIN-Experiment zum Anfang des Jahres 2011 den Messbetrieb aufnehmen. Erste Ergebnisse sind 3 bis 5 Jahre nach Messbeginn zu erwarten.

5 Quellen

- KATRIN Design Report 2004, the KATRIN Collaboration
- <http://www-k.fzk.de/katrin/>
- <http://www-k.fzk.de/drexlin/>
- <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/wagner/tp/Wi07/>
- Drexlin Guido, Graduiertenkolleg Oct2004 Sasbach-Walden, "Neutrino Mixing and Masses - experimental status & perspectives"
- Bornschein, Beate, PhD thesis, Universität Mainz, "Untersuchung sys. Eff. und erste Messungen mit dem verbesserten Mainzer Neutrinoexperiment", 2000
- Flatt, Björn, Diplomarbeit, Universität Mainz, "Designstudien für das KATRIN-Experiment", 2001
- Schwamm, Frank, PhD thesis, Universität Karlsruhe, "Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment", 2004
- "Teilchen und Kerne", Povh, Rith, Scholz, Zetsche
- Müller, Thomas, Wagner, Wolfgang Physik VI: Kerne und Teilchen - SS2007