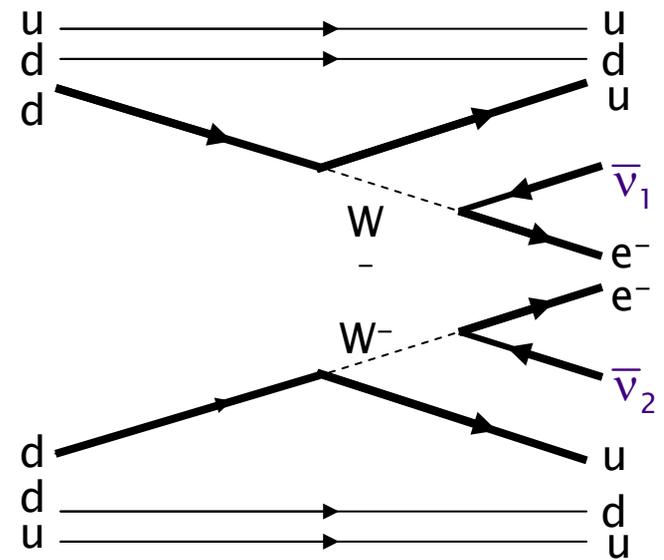
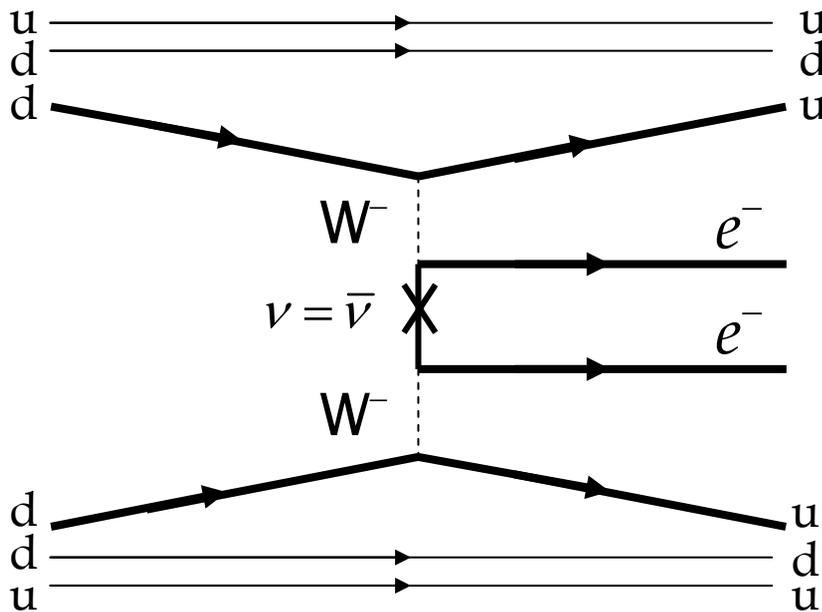


Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall



von Regina Kwee

- Motivation
- Dirac- / Majorana-Formalismus
- Hierarchieproblem
- ββ-Zerfälle
- Heidelberg-Moskau-Experiment
- GERDA
- Zusammenfassung / Ausblick

✓ seit Pauli's Postulierung 1930

Schon viel gelernt,

aber wie steht's genau mit der

- schwache Wechselwirkung
- Entstehung des Universums

- Neuer Aspekt durch Oszillations-Experimente

Erweiterung des Standardmodells !

Frage nach der Natur des Neutrinos:

Dirac- oder **Majorana-**Teilchen ?



- ▶ Ohne einen Masseterm entkoppeln die links- und rechtshändigen Ströme im Lagrangien vollständig.
- ▶ Experimentell bisher bestätigt: $\nu_L \quad \bar{\nu}_R \rightarrow$ Korrelation?
aber auch : $m \neq 0$!
- ▶ Für Neutrinos können 2 mögliche Massenterme in der Lagrangedichte realisiert werden, da keine Ladung tragen.
 - Dirac-Massenterm
 - Majorana-Massenterm

$$\psi^D = \begin{pmatrix} \nu \\ \bar{\xi} \end{pmatrix} \quad \psi^M = \begin{pmatrix} \nu \\ \bar{\nu} \end{pmatrix} \longrightarrow \boxed{\nu^C = \nu}$$

$$\nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \quad \nu_R = \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \\ \nu_{\tau R} \end{pmatrix}$$

$$-\mathcal{L}^D = \bar{\nu}_R M^D \nu_L + h.c.$$

Diagonalisieren der komplexen Massenmatrix mittels $UU^+ = 1$, dh.

$$-\mathcal{L}^D = \bar{\nu}_R U^+ U M^D U^+ U \nu_L + h.c.$$

ergibt die Masseneigenzustände

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1}^3 U_{li} \nu_{iL} \quad l = e, \mu, \tau$$

Der Dirac–Massenterm lässt den Lagrangien invariant unter globaler Eichtransformation

$$\nu_{lL,R} \rightarrow e^{i\delta} \nu_{lL,R}$$

Gesamtleptonenzahl ist erhalten

bleibt man beim 3–Neutrino–Fall, sind

$$\nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \quad \nu_R = \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \\ \nu_{\tau R} \end{pmatrix}$$

Hier koppeln die Felder an ihr konjugiertes Feld, die Lagrangedichte ist:

$$-\mathcal{L}_L^M = \overline{(\nu_L)^C} M_L^M \nu_L + h.c. \quad -\mathcal{L}_R^M = \overline{(\nu_R)^C} M_R^M \nu_R + h.c.$$

Nach einer Diagonaltransformation ist die Majorana–Massenmatrix

$$M_{L,R}^M = (U^+)^T m_{L,R} U^+$$

und die Eigenzustände sind

$$\nu_L^M = U^+ \nu_L + (U^+ \nu_L)^C \quad \nu_R^M = U^+ \nu_R + (U^+ \nu_R)^C$$

Man sieht, dass sie die Majorana–Bedingungen $\nu^C = \nu$ erfüllen.

Dieser Massenterm verletzt die Gesamtleptonenzahl um $|\Delta L| = 2$

- Im Allgemeinen enthält die Lagrangedichte beide Terme:

$$-\mathcal{L}^{M+D} = \frac{1}{2} \overline{(\nu'_L)^C} M^{M+D} \nu'_L + h.c$$

$$\nu'_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ (\nu_L)^C \end{pmatrix} \quad M^{M+D} = \begin{pmatrix} M_L^M & (M^D)^T \\ M^D & M_R^M \end{pmatrix}$$

$M_{L,R}^M$ 3x3 symmetrische komplexe Majorana-Matrix

M^D komplexe 3x3-Dirac Matrix

- ▶ betrachte die Lagrangedichte nur für einen Flavour, z.B. für das Elektron

$$\nu'_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ (\nu_{eL})^C \end{pmatrix}$$

- ▶ seesaw - Mechanismus: Zur Erzeugung sehr kleiner Neutrinomassen macht man Annahmen, dass

1. es keine linkshändigen Kopplungen gibt, d.h.

$$M^{M+D} = \begin{pmatrix} 0 & m^D \\ m^D & m_R \end{pmatrix}$$

2. eine Kopplung sehr viel stärker ist als die andere

$$m_R \gg m^D$$

Dadurch werden die Eigenwerte von M^{M+D} zu

$$m_1 \approx m_R \approx 10^{10} \dots 10^{15} \text{ GeV} \quad m_2 \approx \frac{(m^D)^2}{m_R}$$

und man steht nicht im Widerspruch zu experimentellen Daten!

seesaw relevant in GUT's

- ▶ die unitäre Transformationsmatrix hat U für 3 Dimensionen
 - ▶ 3 Winkel in U_0
 - ▶ 3 Dirac–Phasen, 2 werden aber von den Feldern absorbiert

$$S^D(\delta) = \begin{pmatrix} e^{i\delta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta_3} \end{pmatrix}$$

- ▶ 3 Majorana–Phasen. Sie legen das Antiteilchen fest und sind daher physikalische Größen.

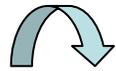
$$S^M(\beta) = \begin{pmatrix} e^{i\beta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta_3} \end{pmatrix}$$

- ▶ Pontecorvo–Maki–Nakasgawa–Sakata–Matrix

$$U = U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\beta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta_3} \end{pmatrix}$$

- betrachte Prozess, wo $|\Delta L|=2$
 - der Flavoureigenzustand ist eine Mischung aus den Masseneigenzuständen
 - beim Zerfallsprozess geht in das Übergangsmatrixelement ein

$$|\nu_l \rangle = \sum_{i=1}^3 U_{li} |\nu_i \rangle \quad l = e, \mu, \tau$$



$$m_{ll'} = \sum_i U_{il} U_{il'} m_i$$

- effektive Masse ist Mischung der Eigenwerte der Flavourzustände

$$m_{ee} = \sum_i U_{ei}^2 m_i$$

- ▶ 9 Parameter
- ▶ aus den OE kann bestimmt werden

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= (8.2_{\pm 0.3}) * 10^{-5} \text{ eV}^2 \\ \tan^2\theta_{12} &= 0.39 \pm 0.05 \\ \Delta m_{31}^2 &= (2.2_{\pm 0.6}) * 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \tan^2\theta_{23} &= 1.0 \pm 0.3 \\ \sin^2 2\theta_{13} &< 0.16 \end{aligned}$$

- $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$
- δ, θ_{ij}
- ▶ unbekannt sind
- m_1, α, β

▶ mögliche Ordnungsschemen

- Normale Hierarchie $m_1 \ll m_2 \ll m_3$
- Invertierte Hierarchie $m_1 \gg m_2 \gg m_3$

$$\begin{aligned} m_2 &\approx \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} \\ m_3 &\approx \sqrt{\Delta m_{atm}^2} \end{aligned}$$

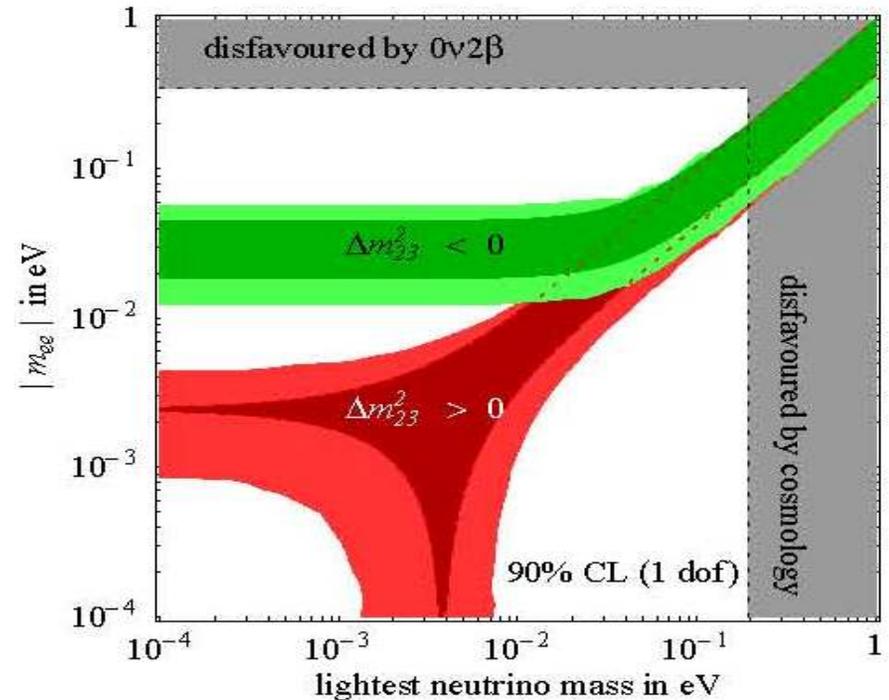
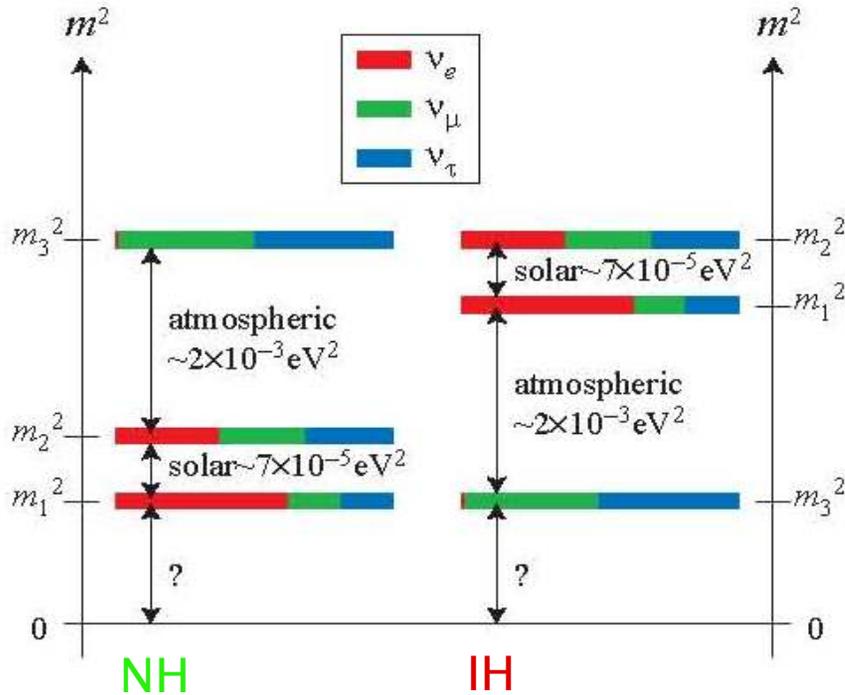
mit den OP wird

$$m_{ee} = \sum_j |U_{ej}|^2 e^{i\beta_j} m_j = \sum_j |U_{ej}|^2 e^{i\beta_j} \sqrt{\Delta m_{j1}^2 + m_1^2}$$

► Vergleich Quarks:

flavour	u	c	t
Masse	~ 1 MeV	~1 GeV	~ 180 GeV

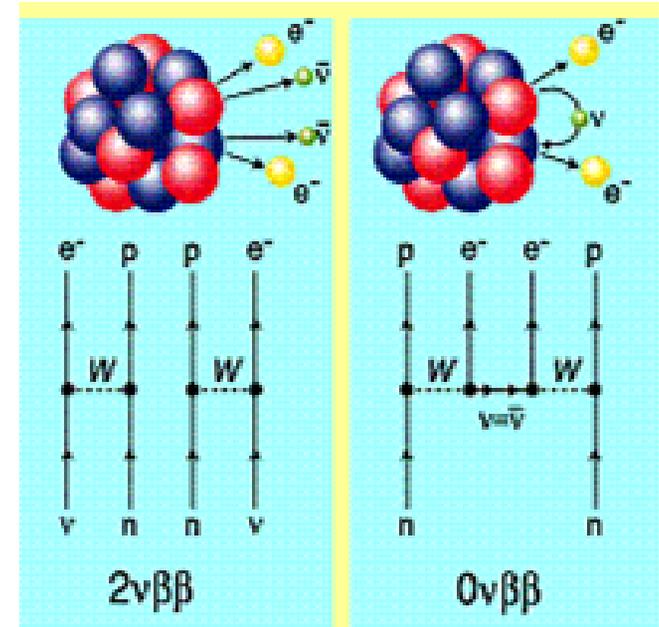
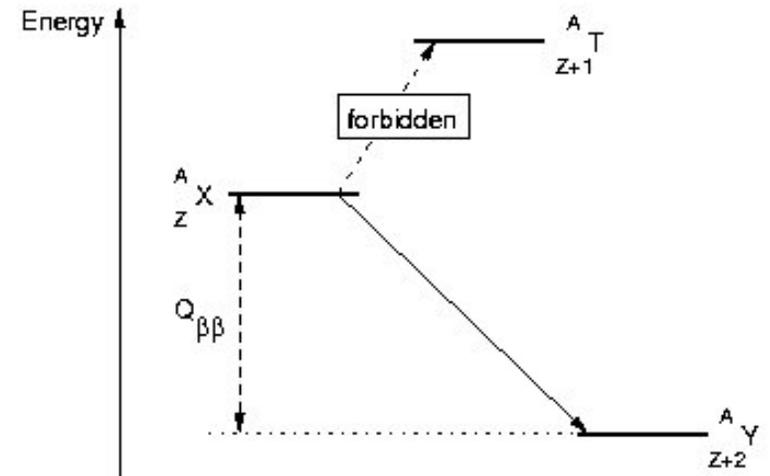
► Szenarien für Neutrinos



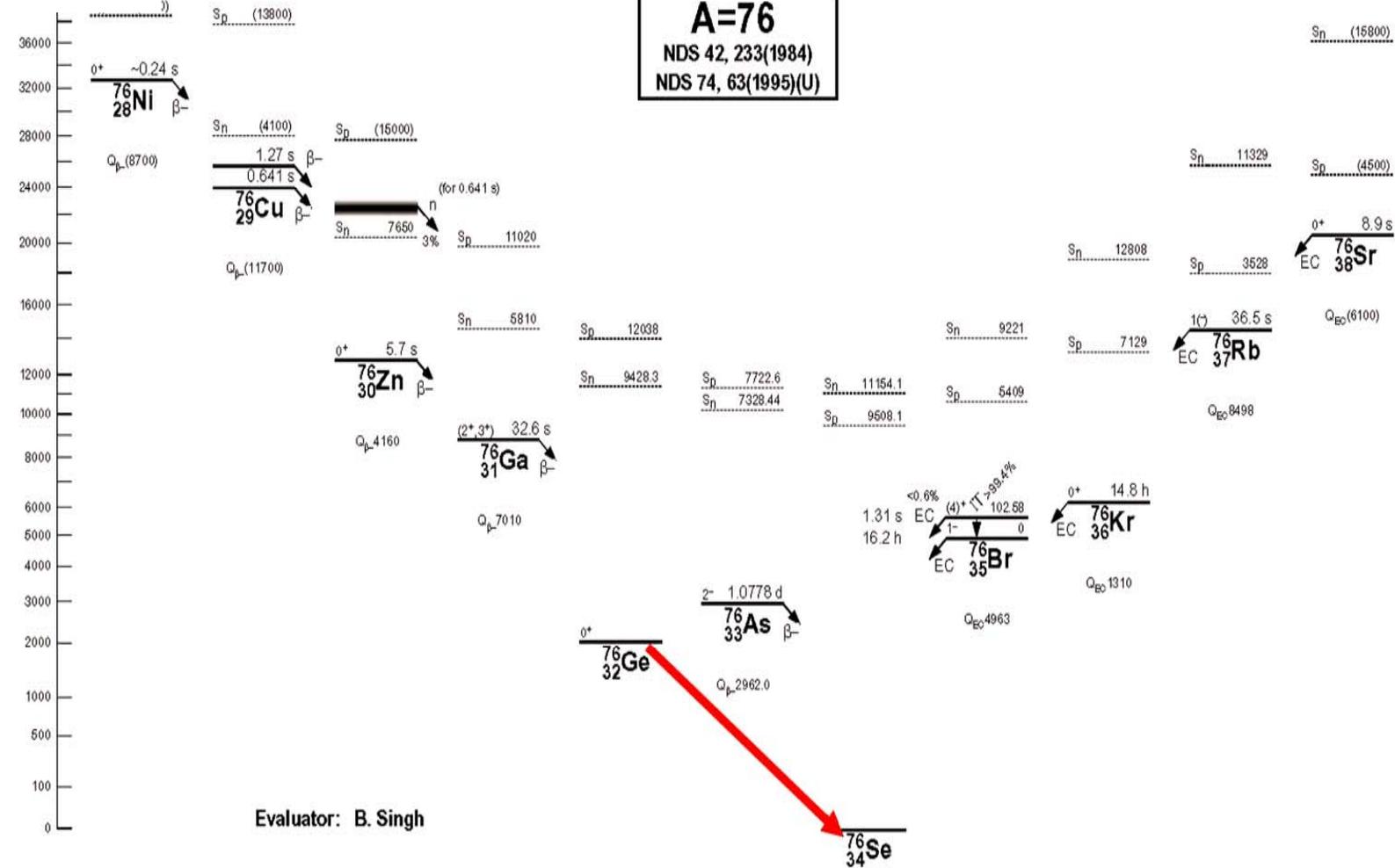
- ▶ störungstheoretischer Effekt 2.Ordnung
- ▶ kann nur auftreten, wenn Kern stabil geg. β -Zerfall

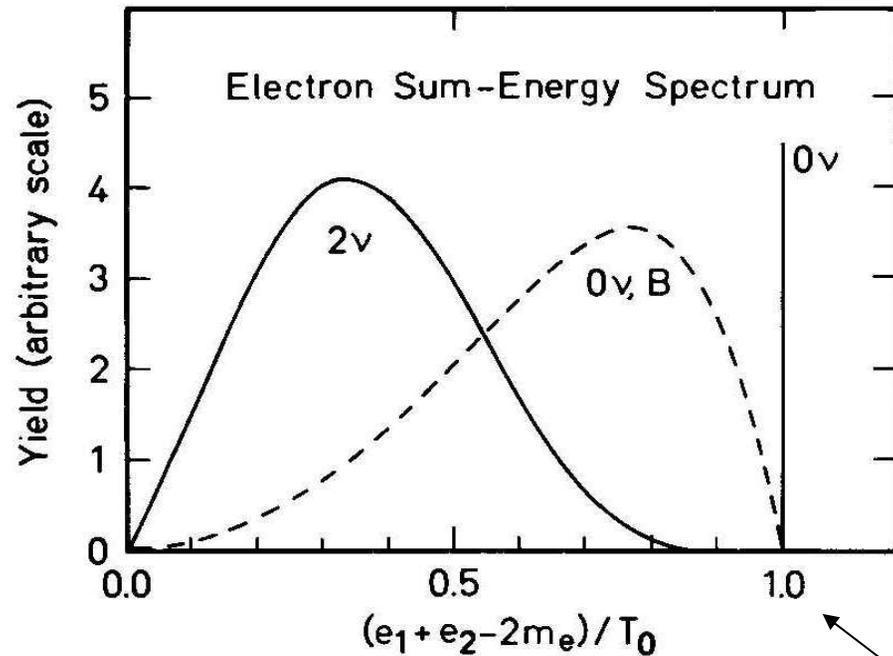
→ $M_i > M_f$ und $\Delta\text{Drehimpuls} \sim 0$

- ▶ kann bei 35 Isotopen auftreten
- ▶ $2\nu\beta\beta$ nachgewiesen für 9 Isotope

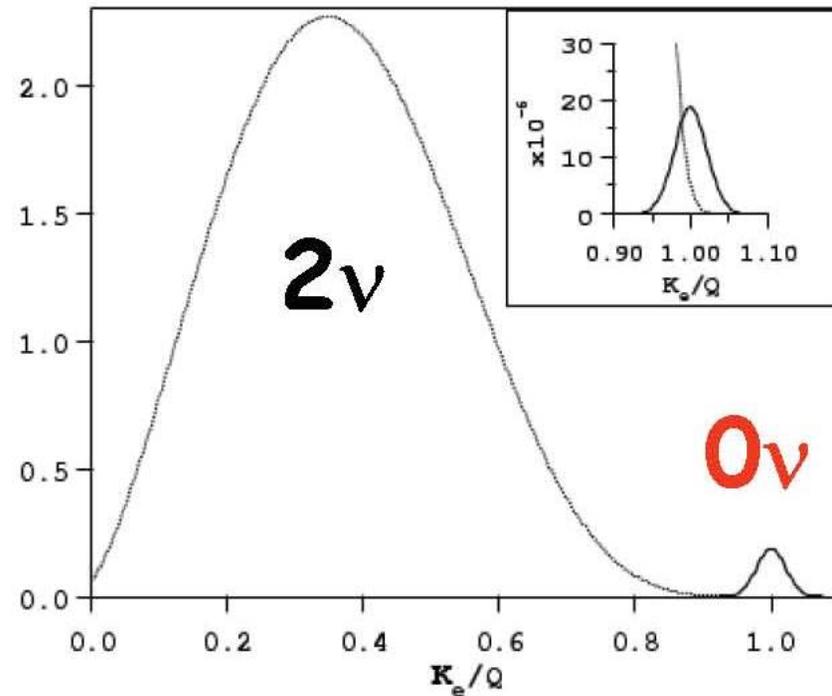


E(keV)



 $Q_{\beta\beta}$

- ▶ $2\nu\beta\beta$ tritt wesentlich häufiger auf als $0\nu\beta\beta$
- ▶ aber $2\nu\beta\beta$ ist nicht sensitiv auf Dirac- oder Majorana-Natur!



Ein Nachweis von $0\nu\beta\beta$ heißt:

1. Neutrino ist Majorana-Teilchen
2. kennen Masse

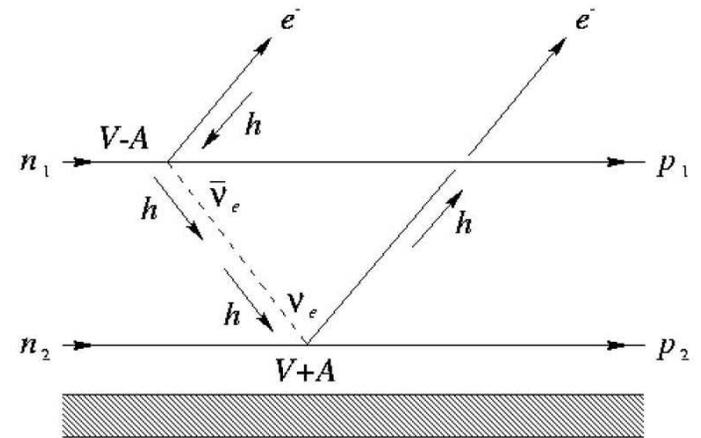
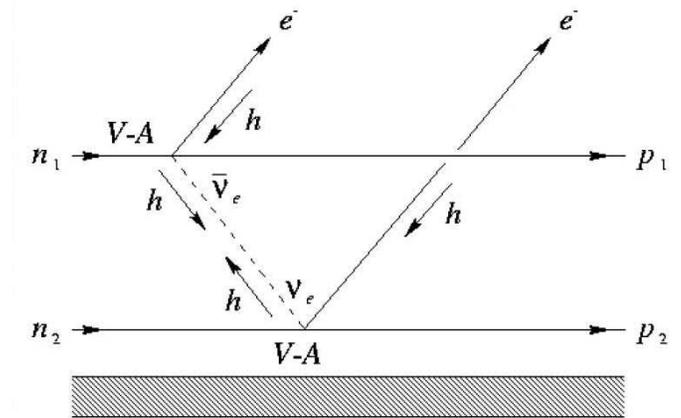
Helizitätserhaltung für Masse $\equiv 0$

- ▶ reine (V-A)-WW
- ▶ keine Absorption eines linkshändigen Neutrinos am 2. Vertex möglich

Ist Masse $\neq 0$

⇒ keine Helizitätserhaltung

- ▶ \exists rechtshändige Beimischung \propto Masse
- ▶ kann dann absorbiert werden, bei einer rechtshändigen Komponente in den geladenen schwachen Strömen



- ▶ Bestimmung der Zerfallsbreite bzw. Halbwertszeit:

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 m_{ee}^2$$

- ▶ Definition der Halbwertszeit
 - ohne Untergrund und $\tau \gg t$

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \epsilon \cdot \underbrace{a \cdot N_A \cdot M}_{N_{\text{Kerne}}} \cdot t \cdot \frac{1}{N_{\beta\beta}^{\text{mess}}}$$

- τ = Zerfallskonstante
- t = Messzeit,
- a = Vorkommen, Häufigkeit
- N_A = Avogadrokonstante,
- M = aktive Detektormasse in mol
- ϵ = Detektoreffizienz

- ▶ ohne UG
- ▶ bei einem Energiesignal von 50 meV

$$\rightarrow T_{1/2} \approx 10^{26} - 10^{27} \text{ Jahre}$$

1 Ereignis/Jahr

$10^{26} - 10^{27}$ Quellenatome

1000 Mol des Isotops

ca. 100 kg

- ▶ Halbwertszeit mit Untergrund
 „factor of merit“ \Leftrightarrow Sensitivität eines Experiments

$$f^{0\nu} = T_{1/2}^{BF} = \ln 2 \cdot \epsilon \cdot N_{\beta\beta} \cdot t \cdot \frac{1}{n_B}$$

$$N_{\beta\beta} = \text{Anzahl der Kerne} = a \cdot M \cdot N_A$$

ϵ = Detektoreffizienz

n_B = Untergrundfluktuationen

t = Messzeit

für 1σ ist $n_B = \sqrt{B \Delta E M t}$



$$f^{0\nu} = \ln 2 \cdot \epsilon \cdot a \cdot N_A \cdot \sqrt{\frac{M t}{B \Delta E}}$$

ΔE = Energieintervall

B = Untergrundrate pro mol pro Energie

$$f^{0\nu} \propto \sqrt{\frac{M t}{B \Delta E}}$$

- ▶ wichtigsten Kriterien
 - gute Energieauflösung
 - große Massen
 - extrem niedriger UG
 - lange Messzeiten

- ▶ Wie misst man die Energiedeposition beider Elektronen?

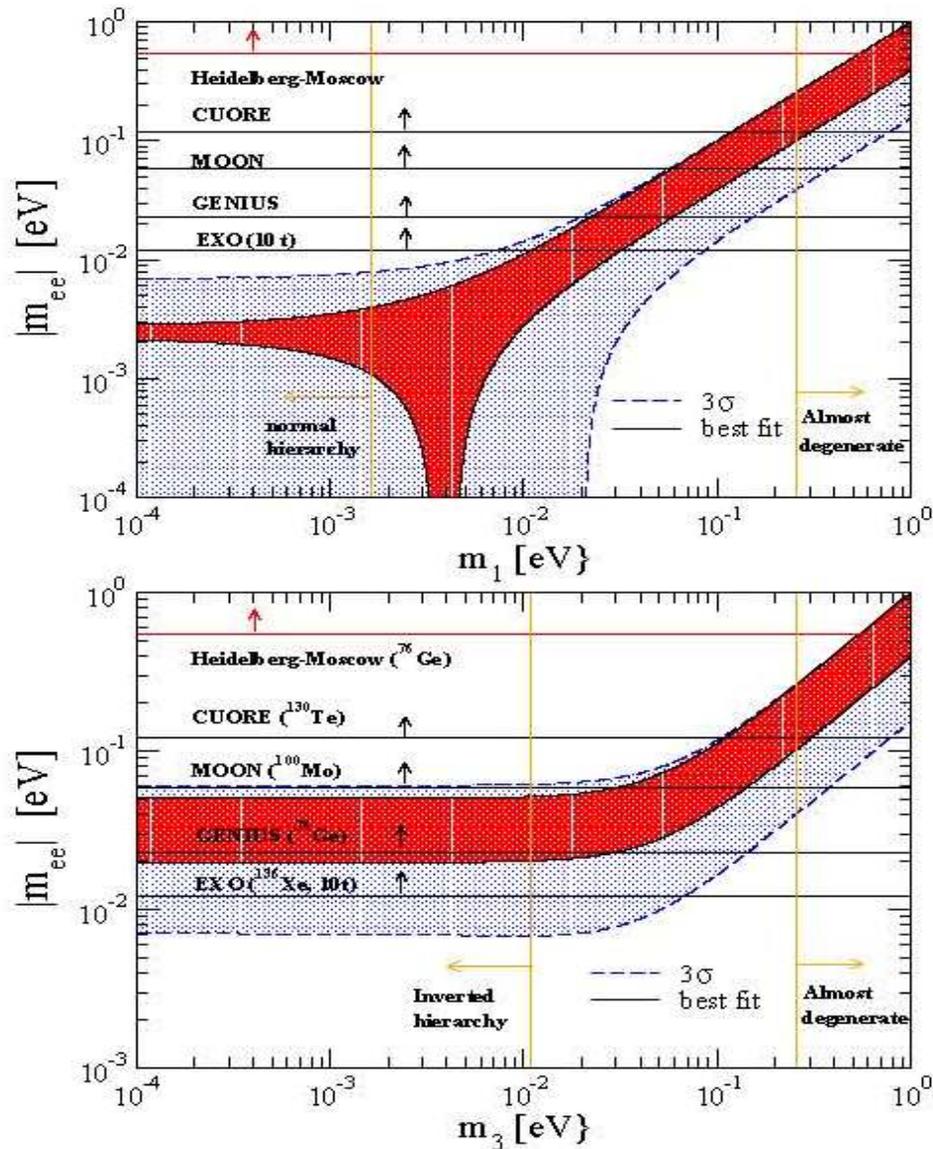
Prinzip: Quelle = Detektor

- Ca-Szintillatoren
- Xe-Gasionisationsdetektoren
- Ge-Halbleiterdetektoren
- Te-Niedrigtemperaturdetektoren

- ▶ Untergrund – Quellen

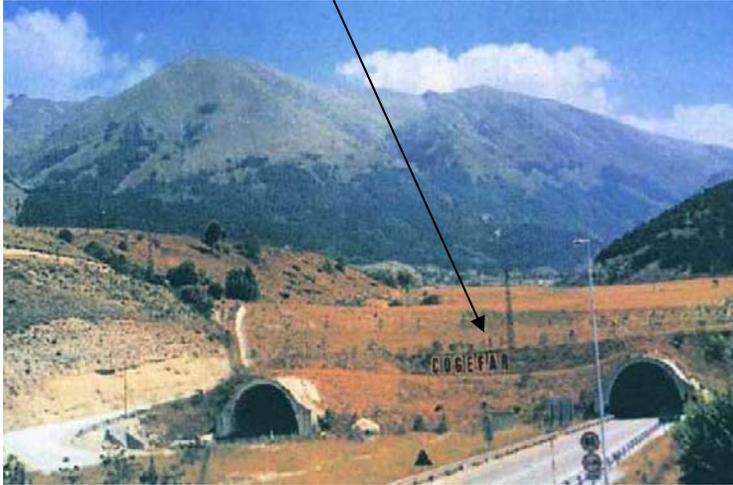
- natürliche Radioaktivität
- kosmische Strahlung
- kosmisch erzeugte Aktivität
- Aktivität des Detektormaterials
- 2νββ

CARVEL	Ca-48	100 kg $^{48}\text{CaWO}_4$ crystal scintillators	
COBRA	Te-130	10 kg CdTe semiconductors	
DCBA	Nd-150	20 kg Nd layers between tracking chambers	
NEMO	Mo-100, Various	10 kg of $\beta\beta$ isotopes (7 kg of Mo), expand to superNEMO	
CAMEO	Cd-114	1 t CdWO_4 crystals	
CANDLES	Ca-48	Several tons CaF_2 crystals in liquid scint.	
CUORE	Te-130	750 kg TeO_2 bolometers	
EXO	Xe-136	1 ton Xe TPC (gas or liquid)	
GEM	Ge-76	1 ton Ge diodes in liquid nitrogen	
GENIUS	Ge-76	1 ton Ge diodes in liquid nitrogen	
GERDA	Ge-76	~30-40 kg Ge diodes in LN, expand to larger masses	
GSO	Gd-160	2 t $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ crystal scint. in liquid scint.	
Majorana	Ge-76	~180 kg Ge diodes, expand to larger masses	
MOON	Mo-100	Mo sheets between plastic scint., or liq. scint.	
Xe	Xe-136	1.56 t of Xe in liq. Scint.	
XMASS	Xe-136	10 t of liquid Xe	



0vββ Das Heidelberg–Moskau–Experiment

Gran Sasso Labor



- Datennahme von 1990–2003
- Energiemessung der Elektronen vom $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ Zerfall
- 5 Ge–Halbleiterkristalle als Quelle und Detektoren
- Masse = 11.5 kg angereichertes $^{76}\text{Ge} \triangleq 1.2 \text{ t}$ natürlichem ^{76}Ge
- Abschirmung : 15t Pb, Kupferkryostate

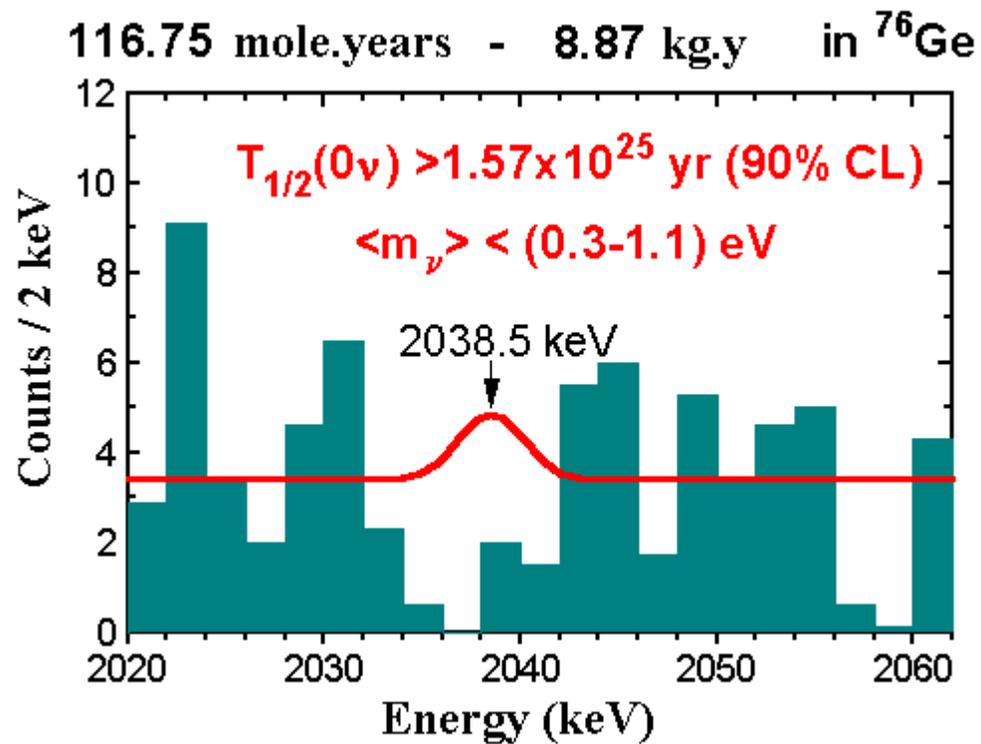
$$T_{1/2}^{0\nu} = \left(1.5_{-0.7}^{+1.68}\right) \cdot 10^{25} \text{ a}$$

$$m_{ee} = 0.39_{-0.34}^{+0.45} \text{ eV}$$

$$\text{KKG: } m_{ee} = (0.24 - 0.58) \text{ eV bei } 4.2\sigma$$

- Kritik an der Gültigkeit der Signalidentifikation
 - inkonsistente Auswahl der Linien
 - künstliche Erhöhung der Signifikanz durch Wahl des Fitintervalls
- Januar 2002 angebliche Evidenz
- erneute Analyse derselben Daten ergab eine definitiv schwächere Evidenz

Aber: beste untere Grenze für $T_{1/2}$, IGEX ähnlich !



0νββ GERmanium enRICHed Detector Array

- seit 2004 am LNGS
- Quelle = Detektor

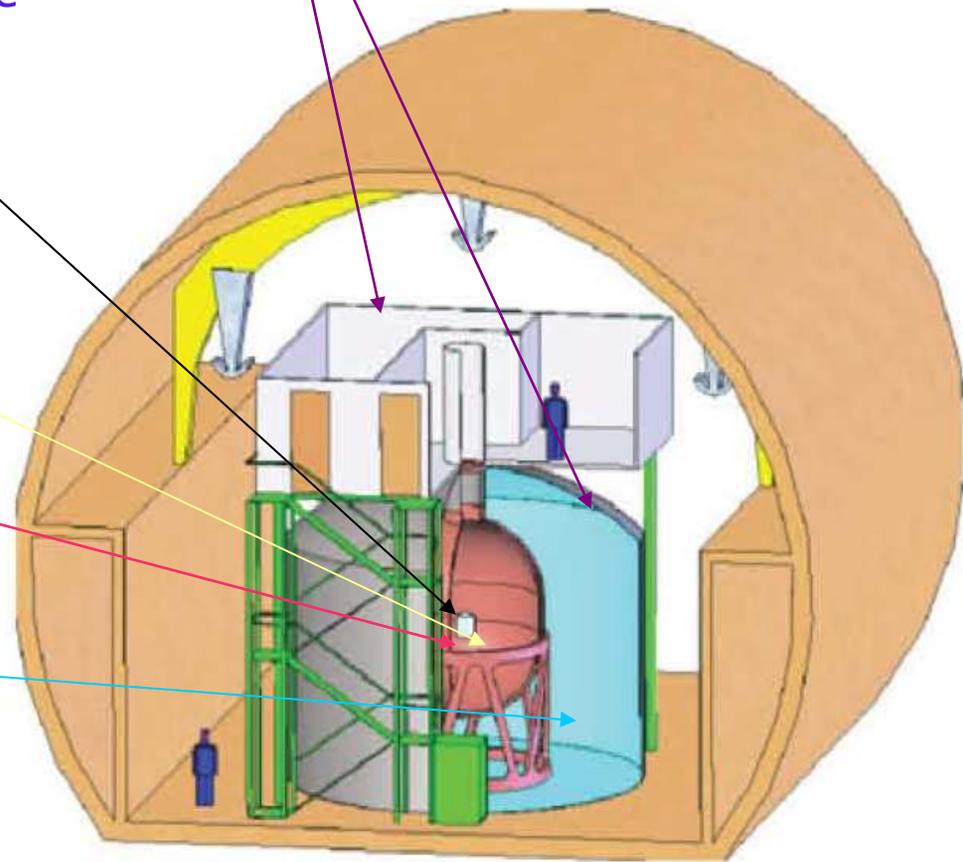
„nackte“ Ge-Halbleiterkristalle
20 kg → 500 kg

45m³ Flüssigstickstoff
d.h. T = -195°C

Kupferkryostat
4m Durchmesser

Wassertank, 650m³

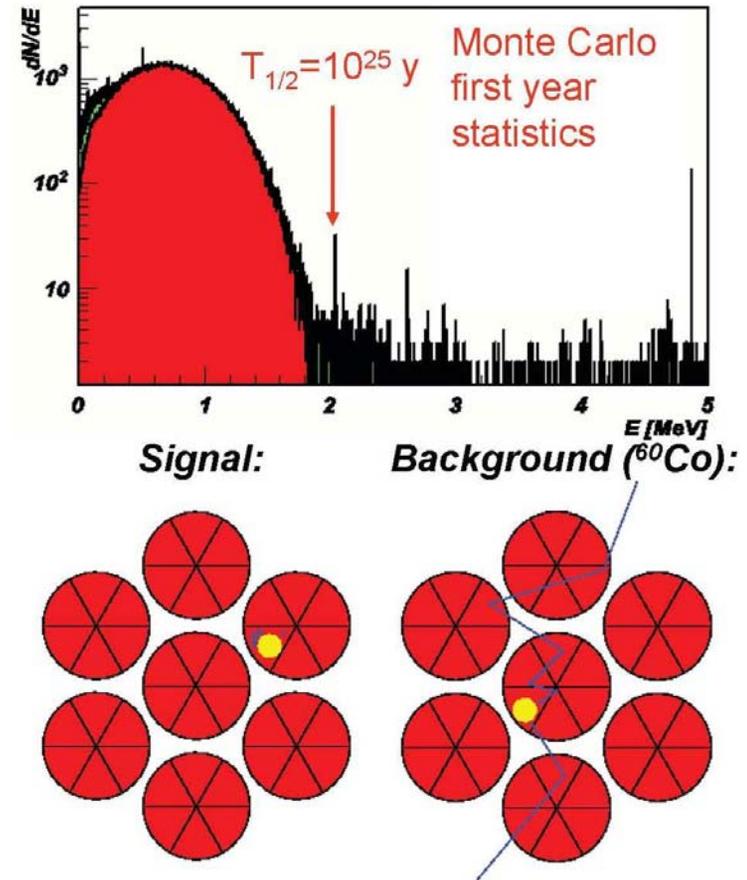
Myon Veto System



- ▶ radioaktive Quellen
- ▶ intern: Detektor → ^{68}Ge , ^{60}Co
- ▶ extern: Abschirmung, Berge, Beton, Kontakte, Labor
 - hauptsächlich ^{238}U , ^{232}Th aus Kontamination des LN



- ▶ Monte Carlo Simulationen
- ▶ Anti-/Koinzidenzen → Segmentierung
- ▶ Myon -Veto-Techniques



$0\nu\beta\beta$ GERmanium enRICHed Detector Array

Aufbau in 3 Phasen

Phase I

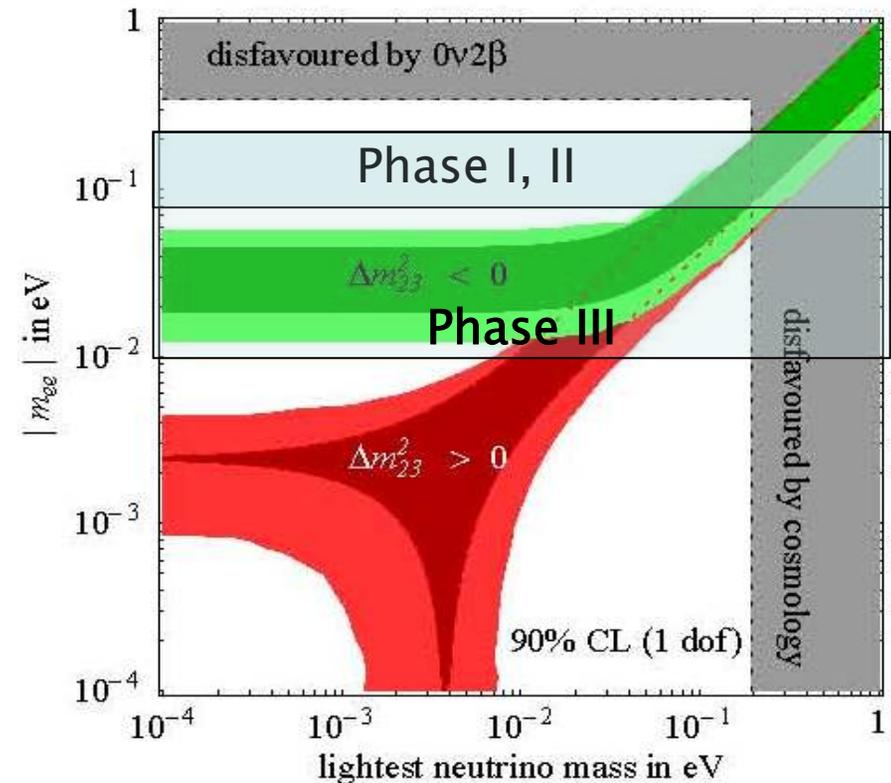
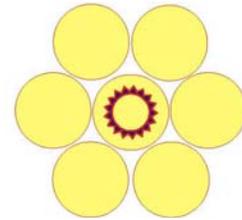
- ▶ Tests eines Prototyp Detektors mit H_DM/IGEX-Detektormaterial
- ▶ Sensitivität: 0.3 – 0.9 eV, 2006

Phase II : Neue Detektoren

- ▶ Vergrößerung der Detektormasse
- ▶ Überprüfung des H_DM-Ergebnisses
- ▶ Sensitivität: 0.1 – 0.3 eV, 2009

Phase III

- ▶ Langzeitziel: Sensitivität von ~ 10 meV



- Oszillationsexperimente haben Hinweis auf Physik jenseits des SM gegeben, Suche nach der absoluten Masseskala
- seesaw als plausibler Ansatz für ein derart kleines massives Teilchen unter Annahme eines sehr schweren Partners
- Frage nach der Natur des Neutrinos: Dirac/Majoranaformalismus für Neutrinos möglich, aber Leptonzahl bleibt keine Erhaltungsgröße für Majoranabeschreibung
- nur der stark unterdrückte $0\nu\beta\beta$ -Zerfall könnte diese Frage klären
- aus vergangenen Experimente weiß man, dass nur ausreichend Statistik und extrem niedriger Untergrund Chancen haben, signifikante Ergebnisse zu erzielen
- mehrere Experimente mit unterschiedlichen Isotopen werden weltweit durchgeführt, aber um die Masse zu bestimmen, muss auch das NME berechnet werden können
- bei einem negativen Nachweis $0\nu\beta\beta$ ist das Neutrino entweder ein Dirac-Teilchen oder die Leptonflavours müssen erweitert werden, Einführung von sterilen Neutrinos, die nicht schwach wechselwirken...

- Vorträge aus Workshop Astroteilchen Konferenz, DESY Zeuthen Oktober 2005
 - Alan Caldwell
 - Kai Zuber
 - Philip Kollamnsberger
- WWW
 - arXiv.org
 - <http://www.mpi-hd.mpg.de>
- Reviews
 - Neutrinoless Double Beta Decay, Present and Future, O. Cremonesi, 4.Okt 2002, hep-ex/0210007 v1 (factor of merit)
 - Majorana Neutrino Mixing, M. Bilenky, 18.Nov. 2005, hep-ph/0511227 (Theorie)
 - Neutrinoless Double Beta Decay and Future Neutrino Oscillation Precision Experiments, Choubey/Rodejohann, 25. Juli 2005, hep-ph/0506102v2 (Hierarchie)
- Bücher
 - Teilchenphysik ohne Beschleuniger, Klapdor-Kleingrothaus, Teubner Verlag Stuttgart 1995 (Einführung)
 - Particles and Nuclei, Povh, Rith, Scholz, Zetsche, Springer Verlag Berlin 2003 (ββ-Zerfall)
 - Decay Modes, Poenaru, Betts, Greiner, Hamilton, Inst. of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1996

- Zunächst ein paar nützliche Definitionen

- γ- Matrizen

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1_2 & 0 \\ 0 & -1_2 \end{pmatrix} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 1_2 \\ 1_2 & 0 \end{pmatrix}$$

- Chiralitätsoperatoren

$$[\gamma^5, \gamma^\mu]_+ = 0 \text{ mit } \mu = 0, 1, 2, 3$$

$$P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5) \quad P_L + P_R = 1$$

$$\psi_{L,R} = P_{L,R}\psi$$

- Ladungskonjugation

$$\bar{\psi}_{L,R} = \bar{\psi}P_{R,L}$$

$$\psi^C := C\bar{\psi}^T \quad C = i\gamma^2\gamma^0 \quad \bar{\psi} = \psi^+\gamma_0$$

$$(\psi_R)^C = C\overline{P_R\psi}^T = C((P_R\psi)^+\gamma^0)^T = CP_L\bar{\psi}^T = P_L\psi^C = (\psi^C)_L$$

Definition des Antiteilchenzustandes

$$\longrightarrow (\psi_R)^C = (\psi^C)_L \quad \psi_R^C \equiv (\psi^C)_R \quad \psi_L^C \equiv (\psi^C)_L$$

Isotop/Zerfall	Nat. Vorkommen a in %	Q in keV	Zerfallmodus
116 Cd → 116 Se	7.5	2805	$\beta^-\beta^-$
46 Ge → 46 Se	7.8	2040	$\beta^-\beta^-$
128Te → 128Xe	31.7	868	$\beta^-\beta^-$
130Te → 130Xe	33.8	2529	$\beta^-\beta^-$

