Neutrinoless Double Beta Decay

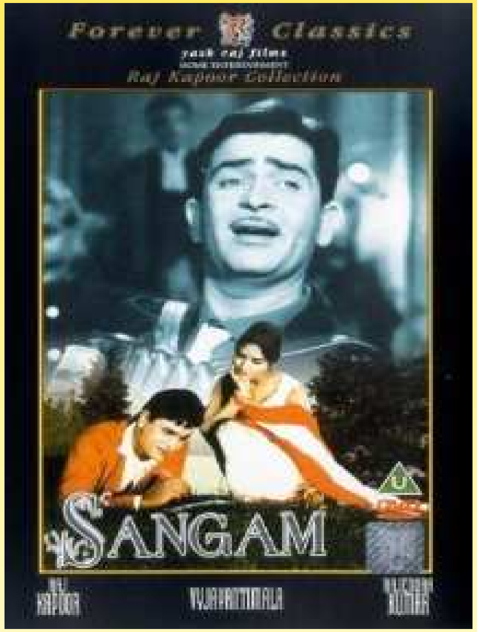
Max-Planck-Institut
für Kernphysik

Werner Rodejohann
Sangam@HRI
26/03/13

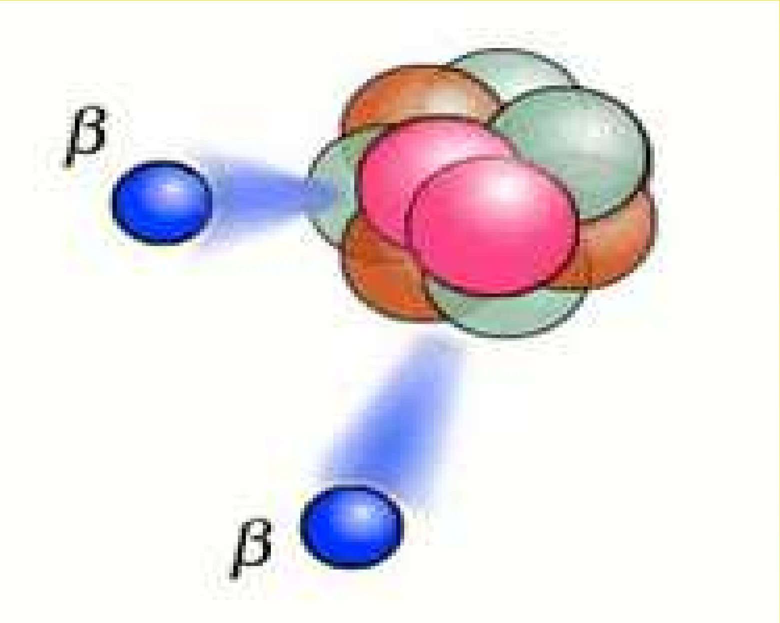
$m_\nu = m_L - m_D^T M_R^{-1} m_D$

MANITOP
Massive Neutrinos: Investigating their Theoretical Origin and Phenomenology

Harish-Chandra Research Institute
Allahabad



What is Neutrinoless Double Beta Decay?



For example:

$$
\begin{array}{ccc}
{}^{76}\mathrm{Ge} & \rightarrow & {}^{76}\mathrm{Se}^{++} + 2e^{-} \\
L = 0 & & L = +2
\end{array}
$$

VIOLATION OF LEPTON NUMBER!

Standard Model of particle physics: lepton number (accidentally) conserved

Why should we probe Lepton Number Violation?

- L and B *accidentally* conserved in SM
- effective theory: $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\rm SM} + \frac{1}{\Lambda}\,\mathcal{L}_{\rm LNV} + \frac{1}{\Lambda^2}\,\mathcal{L}_{\rm LFV,\,BNV,\,LNV} + \ldots$
- baryogenesis: B is violated
- B, L often connected in GUTs
- GUTs have seesaw and Majorana neutrinos
- (chiral anomalies: $\partial_\mu J^\mu_{B,L} = c\, G_{\mu\nu}\, \tilde{G}^{\mu\nu} \neq 0$ with $J_\mu^B = \sum \overline{q_i}\,\gamma_\mu\, q_i$ and $J_\mu^L = \sum \overline{\ell_i}\,\gamma_\mu\, \ell_i$)

⇒ Lepton Number Violation as important as Baryon Number Violation

($0\nu\beta\beta$ is much more than a neutrino mass experiment)

Outline

$(A,Z) \to (A,Z+2) + 2\,e^- \quad (0\nu\beta\beta) \Rightarrow$ Lepton Number Violation

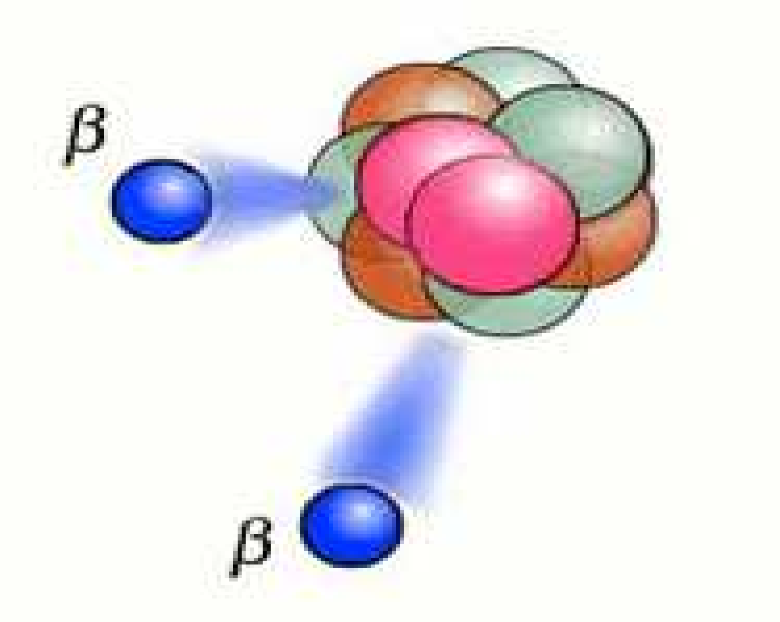
- Introduction
- **Standard Interpretation** (neutrino physics)
- **Non-Standard Interpretations** (BSM $\neq$ neutrino physics)

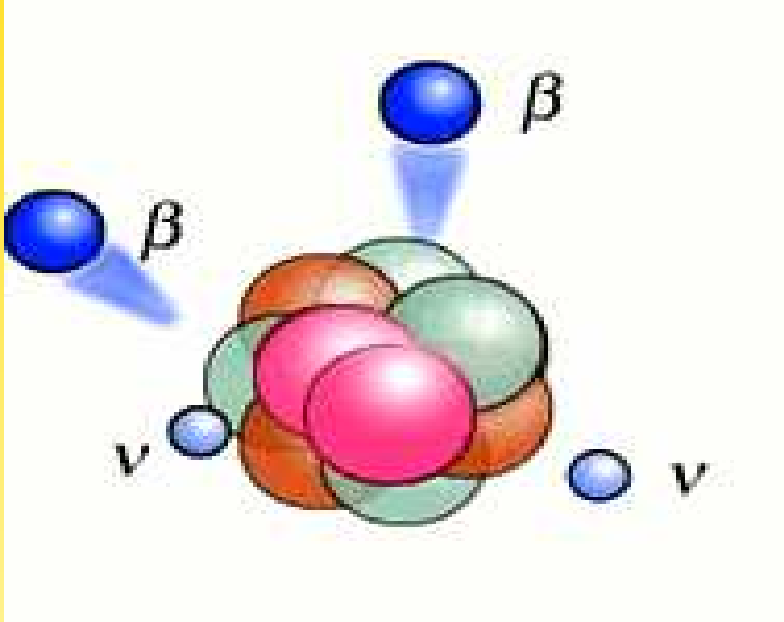
review on $0\nu\beta\beta$ and particle physics:

`W.R., Int. J. Mod. Phys.` **E20**`, 1833-1930 (2011)`

What is Neutrinoless Double Beta Decay?

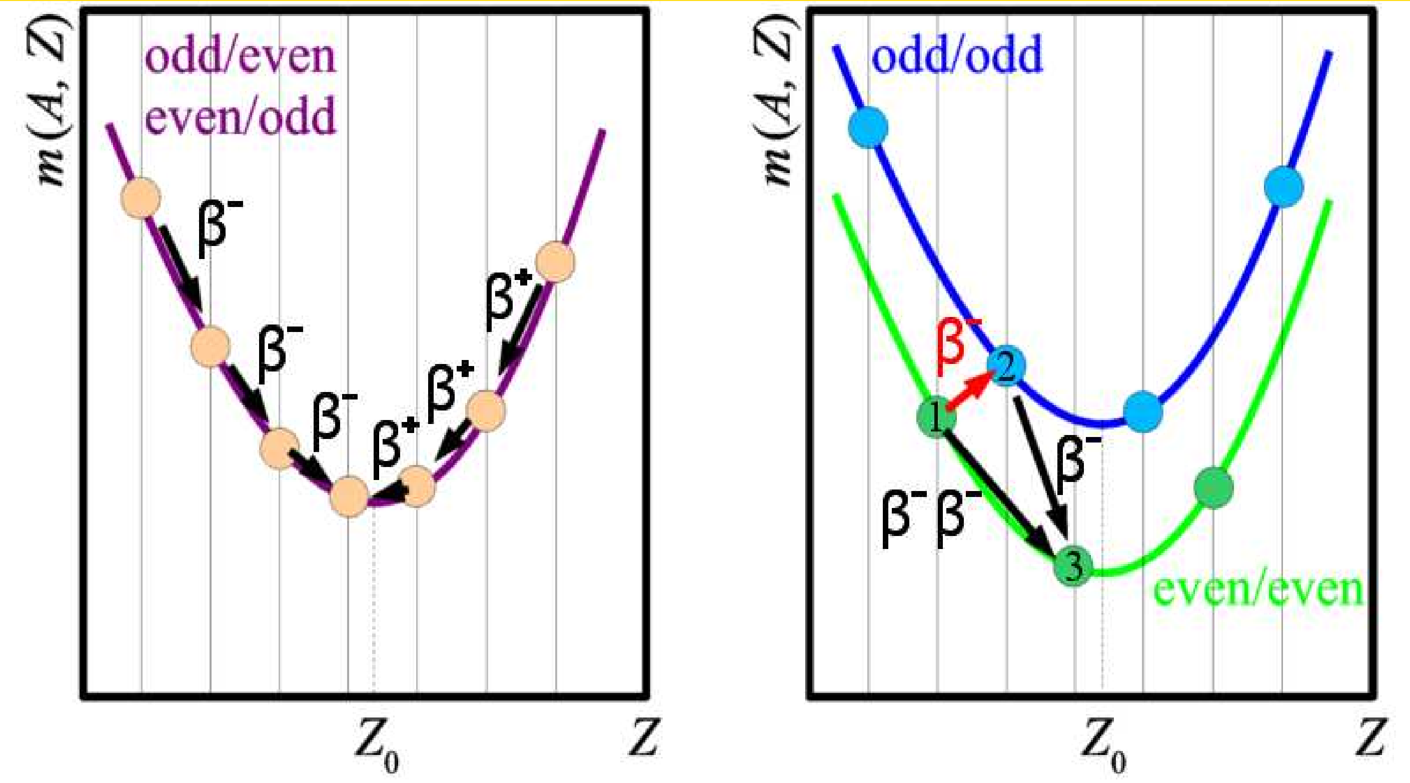
$$\boxed{(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2\, e^- \quad (0\nu\beta\beta)}$$





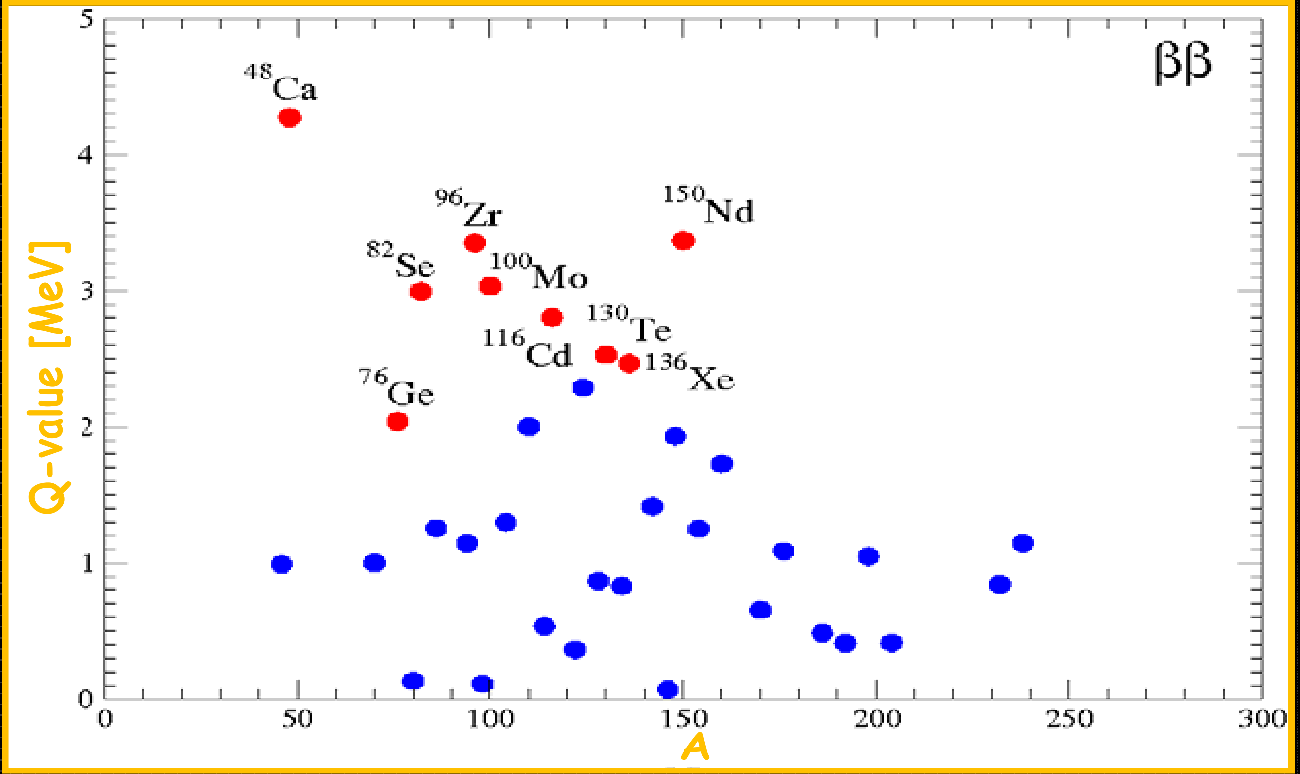
- if massive neutrinos: second order in weak interaction: $\Gamma \propto G_F^4 \Rightarrow$ rare!
- not to be confused with $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2\, e^- + 2\, \bar{\nu}_e \quad (2\nu\beta\beta)$ (which occurs more often but is still rare)

Need to forbid single β decay:



- $E_{\text{Bindung}} = E_{\text{Volumen}} - E_{\text{Oberfläche}} - E_{\text{Coulomb}} - E_{\text{Symmetrie}} \pm E_{\text{Paarbildung}}$
- $\Rightarrow$ even/even $\rightarrow$ even/even
- either direct ($0\nu\beta\beta$) or two simultaneous decays with virtual (energetically forbidden) intermediate state ($2\nu\beta\beta$)

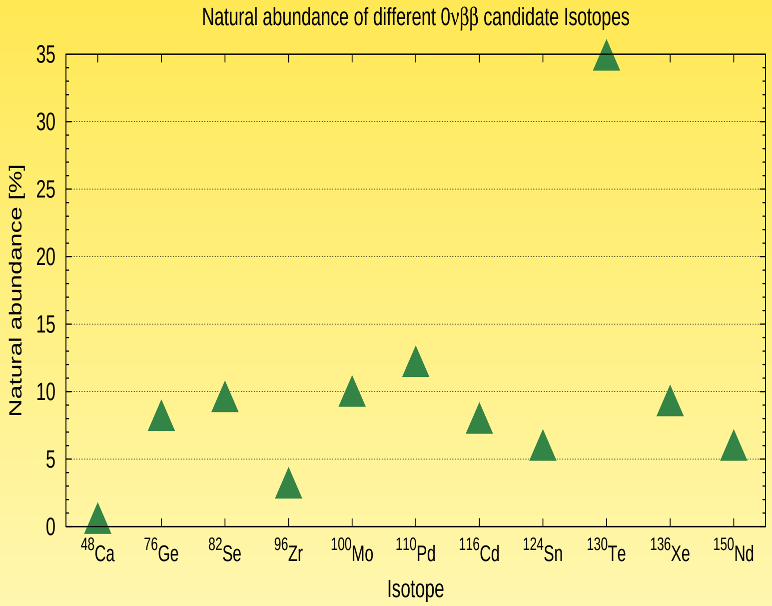
How many nuclei in this condition?



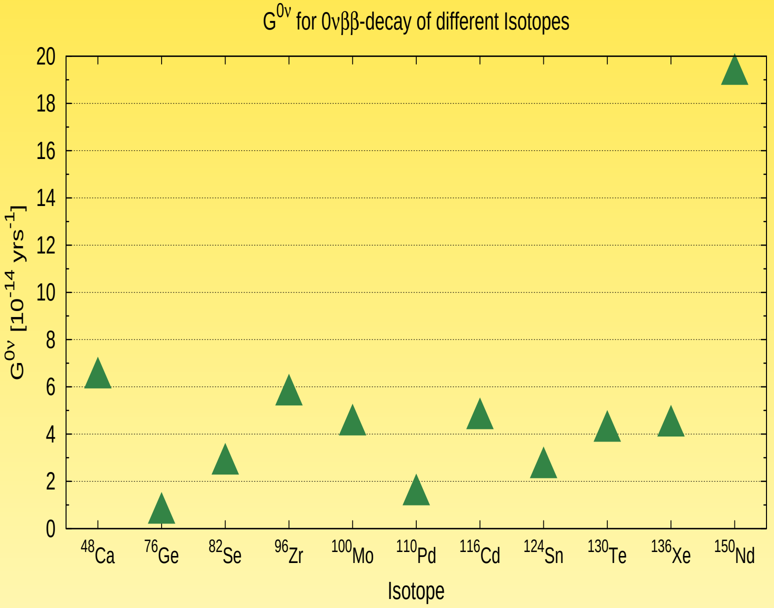
Slide by A. Giuliani

- 35 candidate isotopes
- 9 are interesting: ^{48}Ca, ^{76}Ge, ^{82}Se, ^{96}Zr, ^{100}Mo, ^{116}Cd, ^{130}Te, ^{136}Xe, ^{150}Nd
- Q-value vs. natural abundance vs. reasonably priced enrichment vs. association with a well controlled experimental technique vs. . .

  $\Rightarrow$ no super-isotope



$$T^{0\nu}_{1/2} \propto 1/a$$



$$T^{0\nu}_{1/2} \propto Q^{-5}$$

Isotope	G [10^{-14} yrs^{-1}]	Q [keV]	nat. abund. [%]
^{48}Ca	6.35	4273.7	0.187
^{76}Ge	0.623	2039.1	7.8
^{82}Se	2.70	2995.5	9.2
^{96}Zr	5.63	3347.7	2.8
^{100}Mo	4.36	3035.0	9.6
^{110}Pd	1.40	2004.0	11.8
^{116}Cd	4.62	2809.1	7.6
^{124}Sn	2.55	2287.7	5.6
^{130}Te	4.09	2530.3	34.5
^{136}Xe	4.31	2461.9	8.9
^{150}Nd	19.2	3367.3	5.6

Most mechanisms: $\Gamma_x \propto G_x \propto Q^5$

Upcoming/running experiments: exciting time!!

best limit was from 2001...

Name	Isotope	source = detector; calorimetric with			source $\neq$ detector
		high energy res.	low energy res.	event topology	event topology
AMoRE	^{100}Mo	✓	–	–	–
CANDLES	^{48}Ca	–	✓	–	–
COBRA	^{116}Cd (and ^{130}Te)	–	–	✓	–
CUORE	^{130}Te	✓	–	–	–
DCBA	^{82}Se or ^{150}Nd	–	–	–	✓
EXO	^{136}Xe	–	–	✓	–
GERDA	^{76}Ge	✓	–	–	–
KamLAND-Zen	^{136}Xe	–	✓	–	–
LUCIFER	^{82}Se or ^{100}Mo or ^{116}Cd	✓	–	–	–
MAJORANA	^{76}Ge	✓	–	–	–
MOON	^{82}Se or ^{100}Mo or ^{150}Nd	–	–	–	✓
NEXT	^{136}Xe	–	–	✓	–
SNO+	^{150}Nd(?)	–	✓	–	–
SuperNEMO	^{82}Se or ^{150}Nd	–	–	–	✓
XMASS	^{136}Xe	–	✓	–	–

Recent reviews. . .

- **X. Sarazin**, *Review of double beta experiments*, 1210.7666
- **B. Schwingenheuer**, *Status and prospects of searches for neutrinoless double beta decay*, 1210.7432
- **W. Rodejohann**, *Neutrino-less double beta decay and particle physics*, 1106.1334
- **J.J. Gomez-Cadenas et al.**, *The search for neutrinoless double beta decay*, 1109.5515
- **J.D. Vergados, H. Ejiri, F. Simkovic**, *Theory of neutrinoless double beta decay*, 1205.0649
- **S.M. Bilenky, C. Giunti**, *Neutrinoless double-beta decay. A brief review*, 1203.5250
- **S.R. Elliott**, *Recent progress in double beta decay*, 1203.1070
- **A. de Gouvea, P. Vogel**, *Lepton Flavor and Number Conservation, and Physics Beyond the Standard Model*, 1303.4097
- **S.T Petcov**, *The Nature of Massive Neutrinos*, 1303.5819
- **P. Vogel**, *Nuclear structure and double beta decay*, J. Phys. G 39, 124002 (2012)
- **S.J. Freeman, J.P. Schiffer**, *Constraining the $0\nu2\beta$ matrix elements by nuclear structure observables*, J. Phys. G 39, 124004 (2012)
- **J. Suhonen, O. Civitarese**, *Review of the properties of the $0\nu\beta^-\beta^-$ nuclear matrix elements*, J. Phys. G 39, 124005 (2012)
- **A. Faessler, V. Rodin, F. Simkovic**, *Nuclear matrix elements for neutrinoless double beta decay and double electron capture*, J. Phys. G 39, 124006 (2012)
- **F. Deppisch, M. Hirsch, H. Päs**, *Neutrinoless double beta decay and physics beyond the standard model*, J. Phys. G 39, 124007 (2012)
- **W. Rodejohann**, *Neutrinoless double beta decay and neutrino physics*, J. Phys. G 39, 124008 (2012)
- **K. Zuber**, *Double beta decay experiments*, J. Phys. G 39, 124009 (2012)

Experimental Aspects: existing limits

Isotope	$T^{0\nu}_{1/2}$ [yrs]	Experiment
^{48}Ca	5.8×10^{22}	CANDLES
^{76}Ge	1.9×10^{25}	HDM
	1.6×10^{25}	IGEX
^{82}Se	3.2×10^{23}	NEMO-3
^{100}Mo	1.0×10^{24}	NEMO-3
^{116}Cd	1.7×10^{23}	SOLOTVINO
^{130}Te	2.8×10^{24}	CUORICINO
^{136}Xe	1.6×10^{25}	EXO
^{136}Xe	1.9×10^{25}	KamLAND-Zen
^{136}Xe	3.4×10^{25}	EXO+KamLAND-Zen
^{150}Nd	1.8×10^{22}	NEMO-3

Future limits

Experiment	Isotope	Mass of Isotope [kg]	Sensitivity $T^{0\nu}_{1/2}$ [yrs]	Status	Start of data-taking
GERDA	^{76}Ge	18	3×10^{25}	running	$\sim$ 2011
		40	2×10^{26}	in progress	$\sim$ 2012
		1000	6×10^{27}	R&D	$\sim$ 2015
CUORE	^{130}Te	200	$6.5 \times 10^{26*}$	in progress	$\sim$ 2013
			$2.1 \times 10^{26**}$		
MAJORANA	^{76}Ge	30-60	$(1-2) \times 10^{26}$	in progress	$\sim$ 2013
		1000	6×10^{27}	R&D	$\sim$ 2015
EXO	^{136}Xe	200	6.4×10^{25}	in progress	$\sim$ 2011
		1000	8×10^{26}	R&D	$\sim$ 2015
SuperNEMO	^{82}Se	100-200	$(1-2) \times 10^{26}$	R&D	$\sim$ 2013-15
KamLAND-Zen	^{136}Xe	400	4×10^{26}	in progress	$\sim$ 2011
		1000	10^{27}	R&D	$\sim$ 2013-15
SNO+	^{150}Nd	56	4.5×10^{24}	in progress	$\sim$ 2012
		500	3×10^{25}	R&D	$\sim$ 2015

Experimental Aspects

Number of events:

$$N = \ln 2 \, a \, M \, t \, N_A \, (T^{0\nu}_{1/2})^{-1}$$

suppose there is no background:

- if you want 10^{26} yrs you need 10^{26} atoms
- 10^{26} atoms are 10^3 mols
- 10^3 mols are 100 kg

From now on you can only loose: efficiency, background, natural abundance,. . .

Experimental Aspects

$$(T^{0\nu}_{1/2})^{-1} \propto \begin{cases} a\,M\,\varepsilon\,t & \text{without background} \\ a\,\varepsilon\,\sqrt{\dfrac{M\,t}{B\,\Delta E}} & \text{with background} \end{cases}$$

with

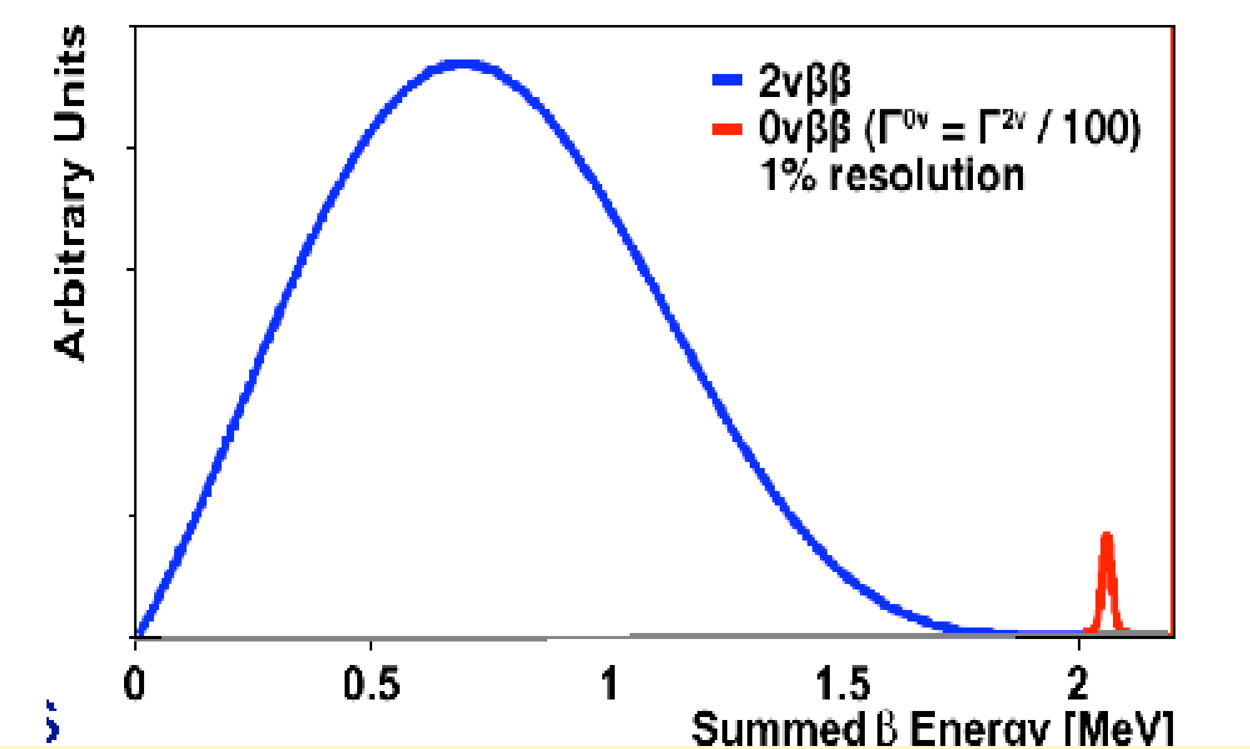
- B is background index in counts/(keV kg yr)
- ΔE is energy resolution
- ϵ is efficiency
- $(T^{0\nu}_{1/2})^{-1} \propto$ (particle physics)^2

Note: factor 2 in particle physics is combined factor of 16 in $M \times t \times B \times \Delta E$

Experimental Aspects

- experimental signature: sum of electron energies $= Q$

  (plus: 2 electrons and daughter isotope)
- background of $2\nu\beta\beta \leftrightarrow$ resolution



Alternative processes

$$\begin{aligned} (A,Z) &\to (A,Z+2)^* + 2\,e^- && (0\nu\beta\beta)^* \\ (A,Z) &\to (A,Z-2) + 2\,e^+ && (0\nu\beta^+\beta^+) \\ e_b^- + (A,Z) &\to (A,Z-2) + e^+ && (0\nu\beta^+\mathrm{EC}) \\ 2\,e_b^- + (A,Z) &\to (A,Z-2)^* && (0\nu\mathrm{ECEC}) \end{aligned}$$

all depend on the same particle physics parameters, but are more difficult to realize/test

BUT: ratio to $0\nu\beta\beta$ is test of NME calculation and mechanism

Interpretation of Experiments

Master formula:

$$\boxed{\Gamma^{0\nu} = G_x(Q,Z)\,|\mathcal{M}_x(A,Z)\,\eta_x|^2}$$

- $G_x(Q,Z)$: phase space factor
- $\mathcal{M}_x(A,Z)$: nuclear physics
- η_x: particle physics

Interpretation of Experiments

Master formula:

$$\boxed{\Gamma^{0\nu} = G_x(Q,Z)\,|\mathcal{M}_x(A,Z)\,\eta_x|^2}$$

- $G_x(Q,Z)$: phase space factor; calculable
- $\mathcal{M}_x(A,Z)$: nuclear physics; problematic
- η_x: particle physics; interesting

3 Reasons for Multi-isotope determination

1.) credibility

2.) test NME calculation

$$\frac{T_{1/2}^{0\nu}(A_1, Z_1)}{T_{1/2}^{0\nu}(A_2, Z_2)} = \frac{G(Q_2, Z_2)}{G(Q_1, Z_1)} \frac{|\mathcal{M}(A_2, Z_2)|^2}{|\mathcal{M}(A_1, Z_1)|^2}$$

systematic errors drop out, ratio sensitive to NME model

3.) test mechanism

$$\frac{T_{1/2}^{0\nu}(A_1, Z_1)}{T_{1/2}^{0\nu}(A_2, Z_2)} = \frac{G_x(Q_2, Z_2)}{G_x(Q_1, Z_1)} \frac{|\mathcal{M}_x(A_2, Z_2)|^2}{|\mathcal{M}_x(A_1, Z_1)|^2}$$

particle physics drops out, ratio of NMEs sensitive to mechanism

Interpretation of Neutrino-less Double Beta Decay

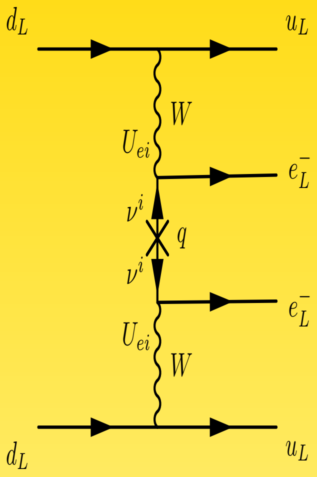
- **Standard Interpretation:**

  Neutrinoless Double Beta Decay is mediated by light and massive Majorana neutrinos (the ones which oscillate) and all other mechanisms potentially leading to $0\nu\beta\beta$ give negligible or no contribution

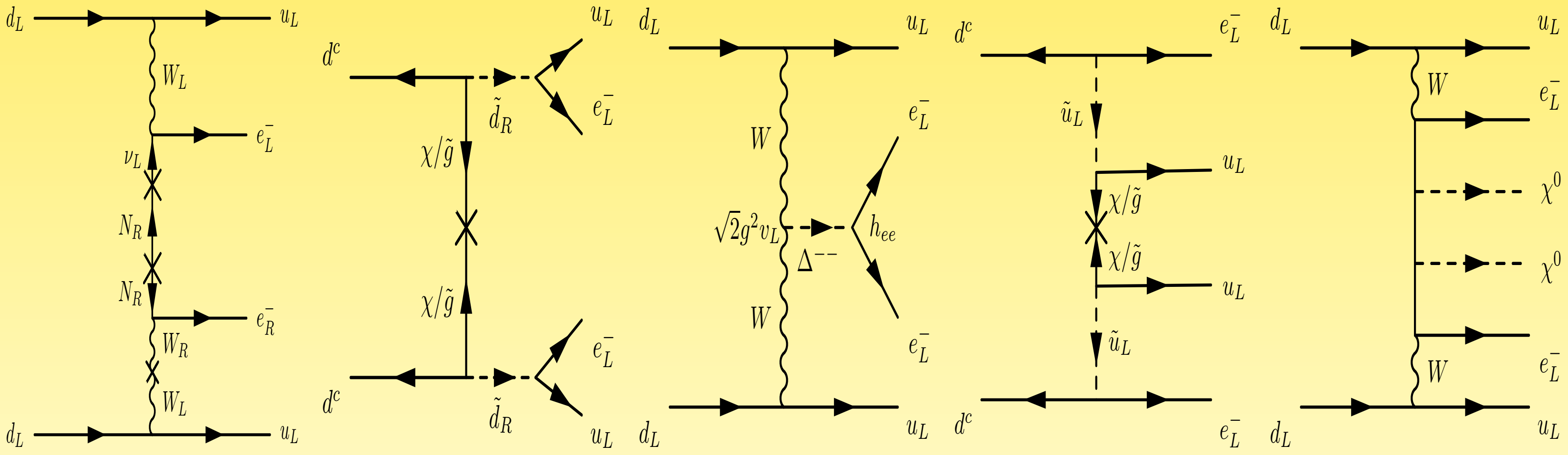
- **Non-Standard Interpretations:**

  There is at least one other mechanism leading to Neutrinoless Double Beta Decay and its contribution is at least of the same order as the light neutrino exchange mechanism

- **Standard Interpretation:**

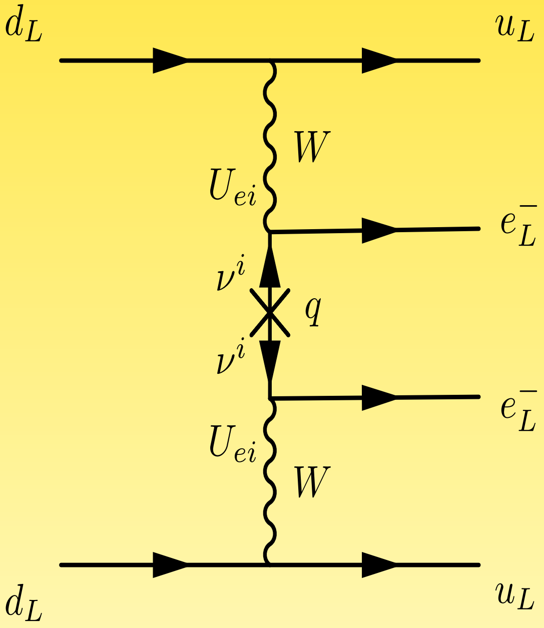


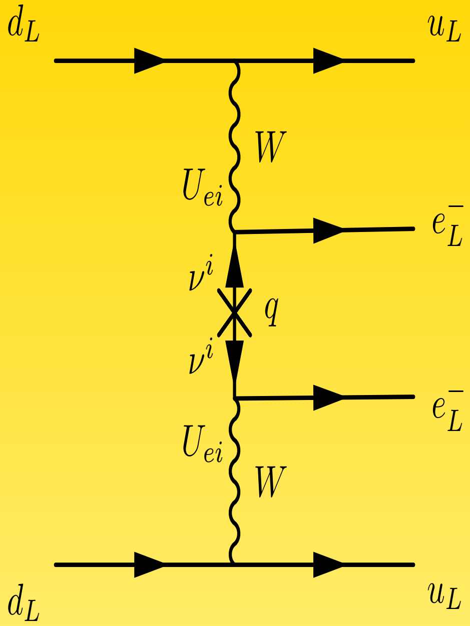
- **Non-Standard Interpretations:**



Standard Interpretation

Neutrinoless Double Beta Decay is mediated by light and massive Majorana neutrinos (the ones which oscillate) and all other mechanisms potentially leading to $0\nu\beta\beta$ give negligible or no contribution





- U_{ei}^2 from charged current
- m_i/E_i from spin-flip and *if neutrinos are Majorana particles*

with **effective mass**

$$\boxed{|m_{ee}| = \left|\sum U_{ei}^2\, m_i\right|}$$

$m/E \simeq$ eV/100 MeV is tiny: only N_A can save the day!

Majorana and Dirac

CP-Partner ψ^c of a **neutral fermion** ψ has two options:

(i) $\psi^c = \psi$ or (ii) $\psi^c \neq \psi$

Option (i) implies that $\boxed{(\psi_L)^c = \psi_R}$

$\Rightarrow$ left- and right-handed projection are related!

Such a fermion $\psi = \psi^c$ is a **Majorana fermion**

Dirac particle: $(\nu_\uparrow, \, \nu_\downarrow, \, \bar{\nu}_\uparrow, \, \bar{\nu}_\downarrow)$

Majorana particle: $(\nu_\uparrow, \, \nu_\downarrow)$

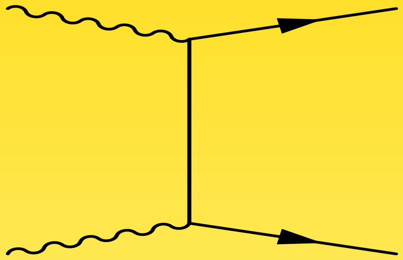
So, in $0\nu\beta\beta$ upper vertex emits $\nu_\uparrow + \epsilon \, \nu_\downarrow$ with $\epsilon = \mathcal{O}(m/E)$

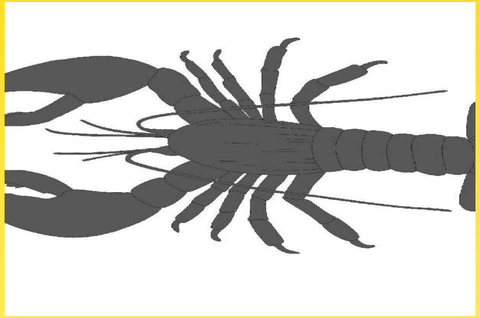
$\nu_\downarrow$ can be absorbed at lower vertex

(for Dirac neutrinos, upper vertex would emit $\bar{\nu}_\uparrow + \epsilon \, \bar{\nu}_\downarrow$)

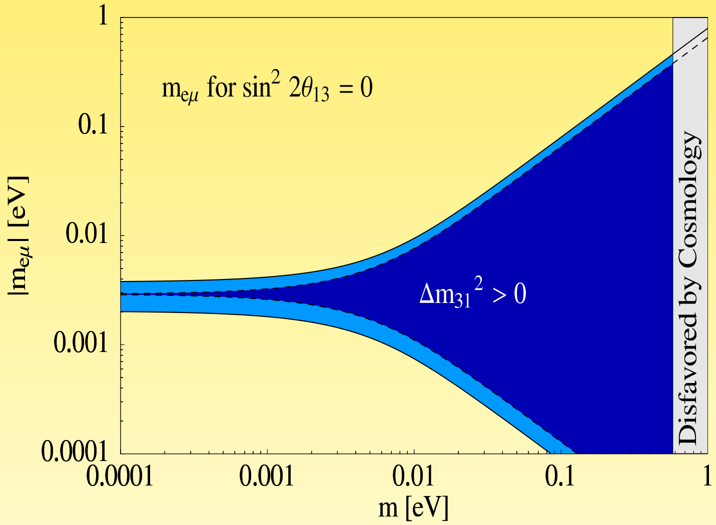
Alternative processes?

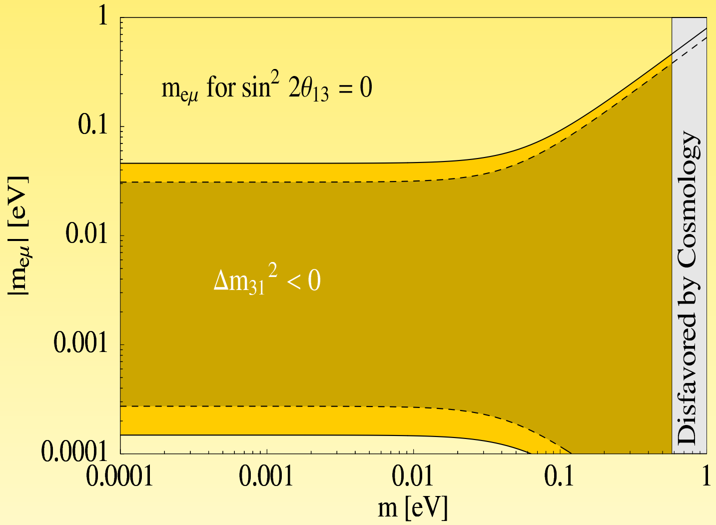
The lobster:



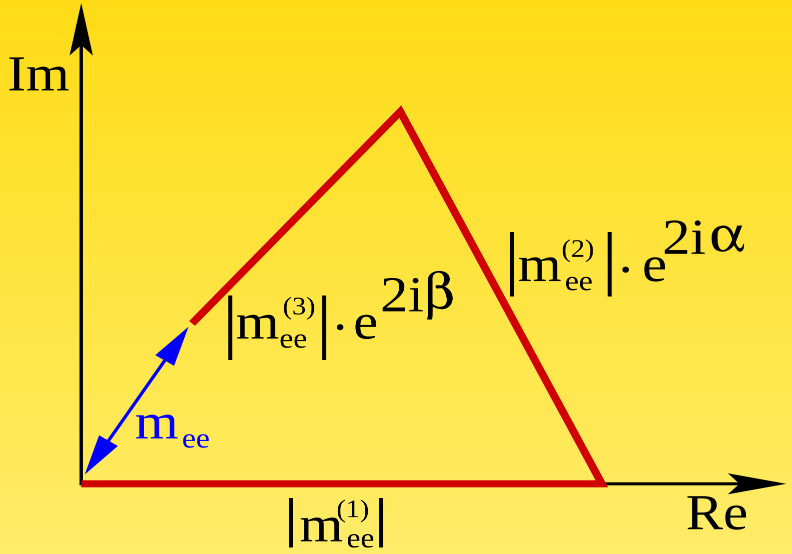


$$\mathrm{BR}(K^+ \to \pi^- \, e^+ \, \mu^+) \propto |m_{e\mu}|^2 = \left| \sum U_{ei} \, U_{\mu i} \, m_i \right|^2 \sim 10^{-30} \, \left(\frac{|m_{e\mu}|}{\mathrm{eV}} \right)^2$$





The effective mass



Amplitude proportional to coherent sum (<u>"effective mass"</u>):

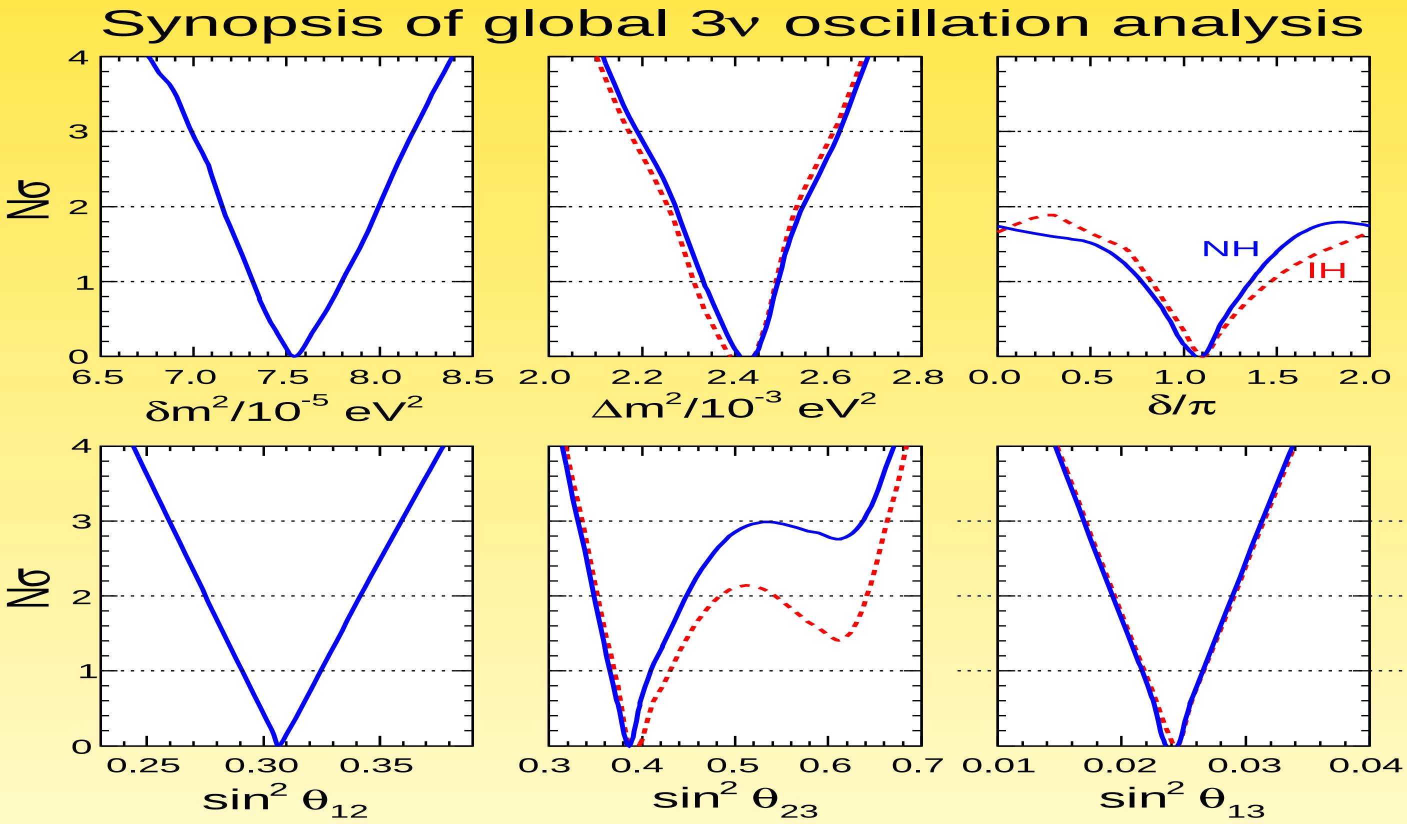
$$\boxed{|m_{ee}| \equiv \left|\sum U_{ei}^2\, m_i\right| = \left||U_{e1}|^2\, m_1 + |U_{e2}|^2\, m_2\, e^{2i\alpha} + |U_{e3}|^2\, m_3\, e^{2i\beta}\right|}$$

$$\boxed{= f\left(\theta_{12}, |U_{e3}|, m_i, \mathrm{sgn}(\Delta m_{\mathrm{A}}^2), \alpha, \beta\right)}$$

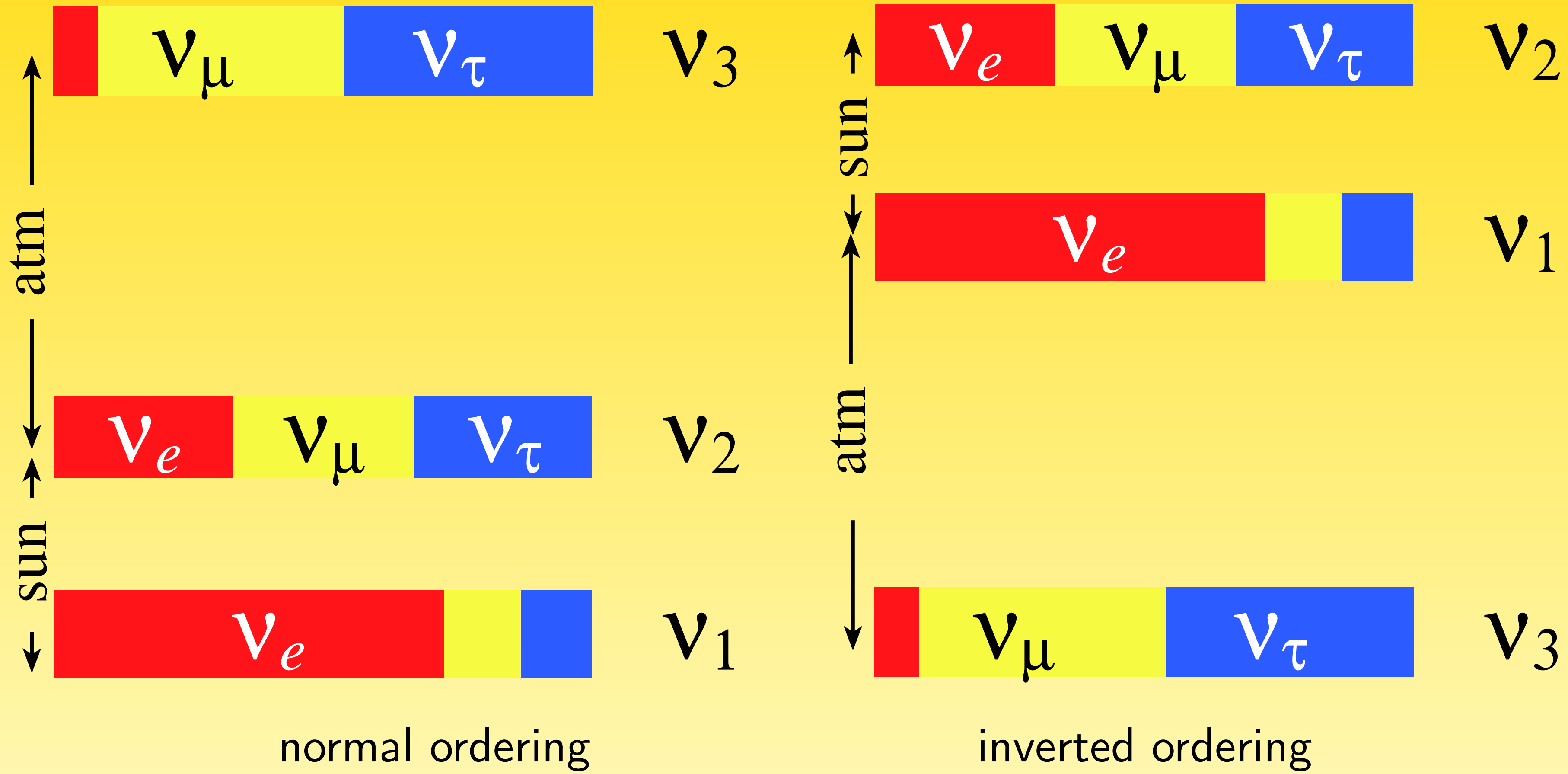
7 out of 9 parameters of neutrino physics!

Insert (known) Neutrino Data

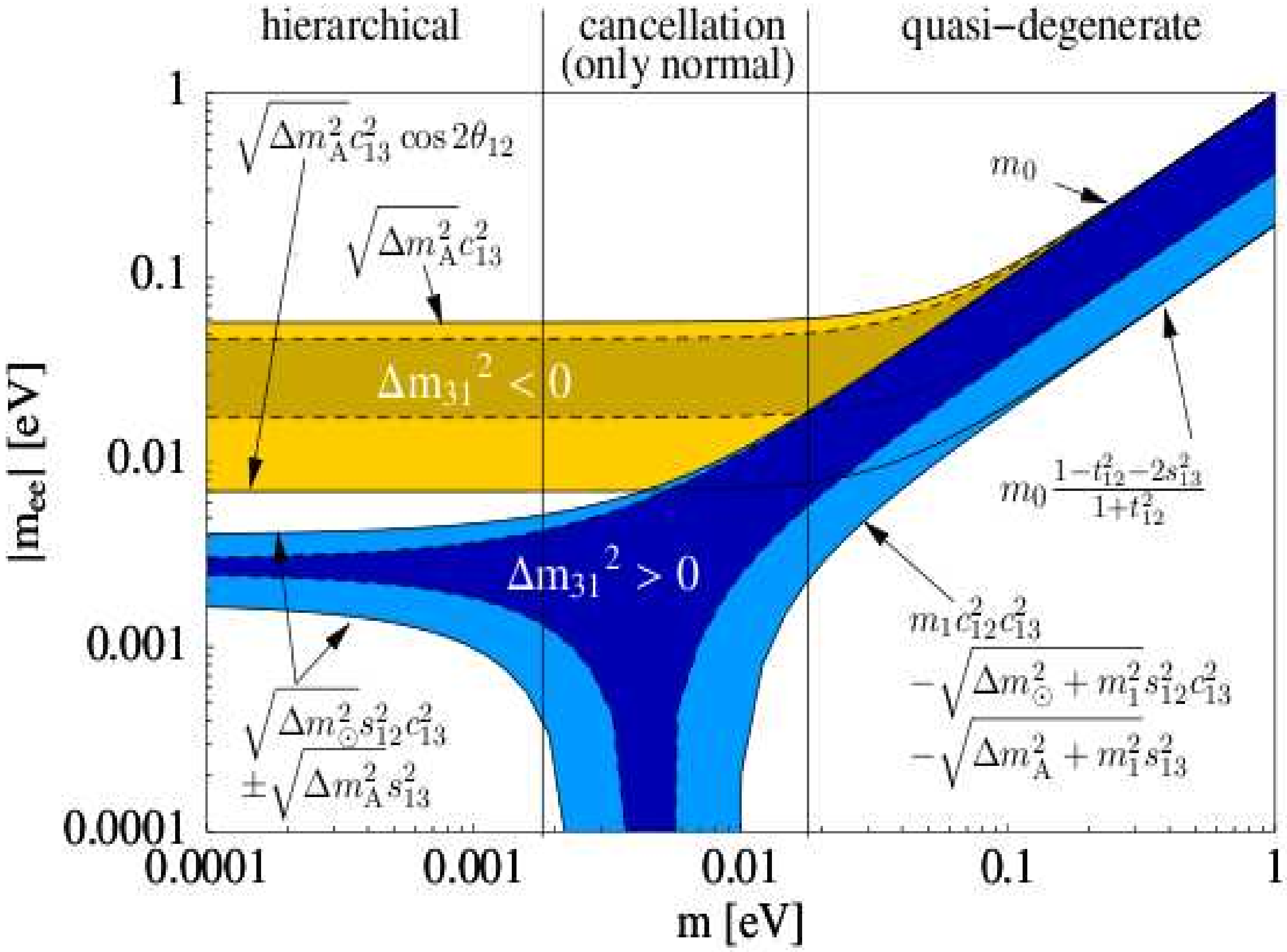
$$U = \begin{pmatrix} c_{12}\, c_{13} & s_{12}\, c_{13}\, e^{i\alpha} & s_{13}\, e^{i\beta} \\ -s_{12}\, c_{23} - c_{12}\, s_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta} & (c_{12}\, c_{23} - s_{12}\, s_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta})\, e^{i\alpha} & s_{23}\, c_{13}\, e^{i(\beta+\delta)} \\ s_{12}\, s_{23} - c_{12}\, c_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta} & -(c_{12}\, s_{23} + s_{12}\, c_{23}\, s_{13}\, e^{i\delta})\, e^{i\alpha} & c_{23}\, c_{13}\, e^{i(\beta+\delta)} \end{pmatrix}$$



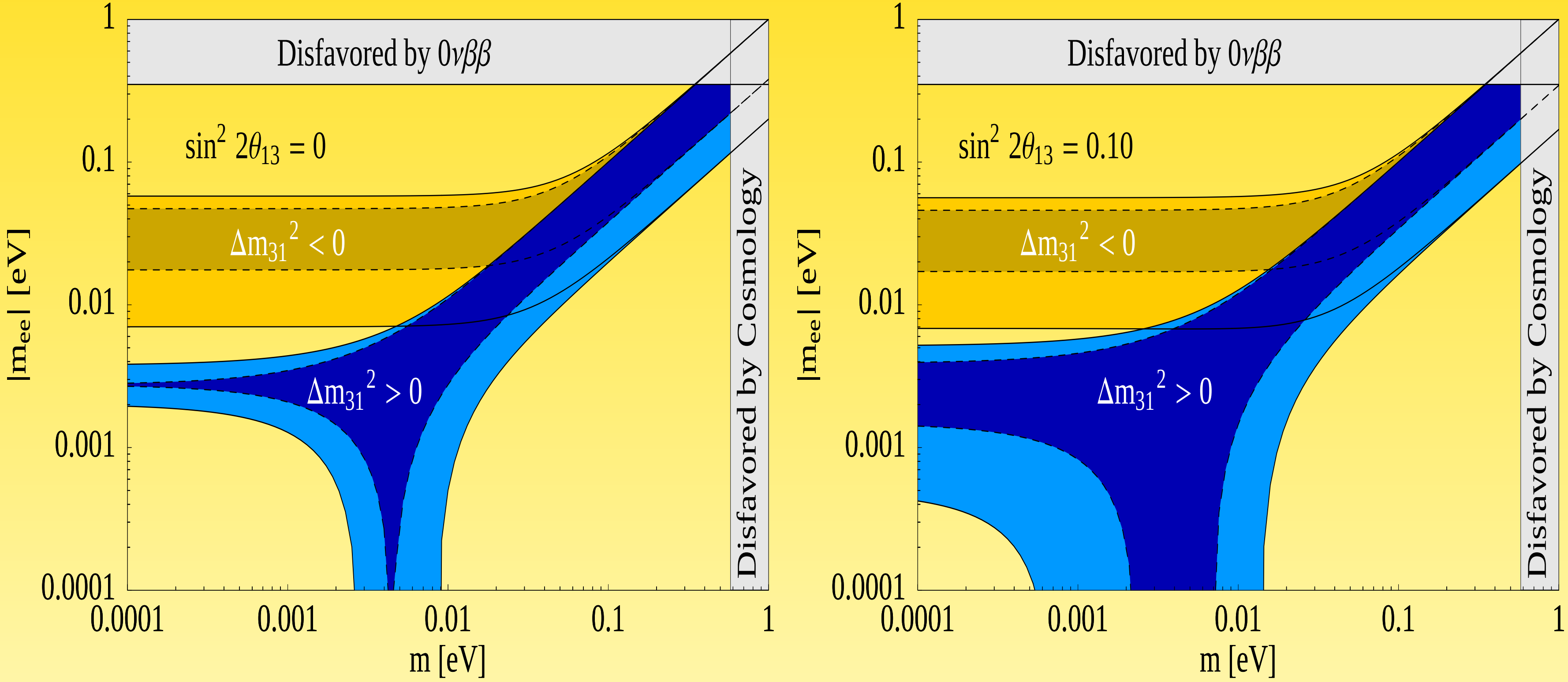
Insert (known) Neutrino Data



The usual plot



$0\nu\beta\beta$ and U_{e3}

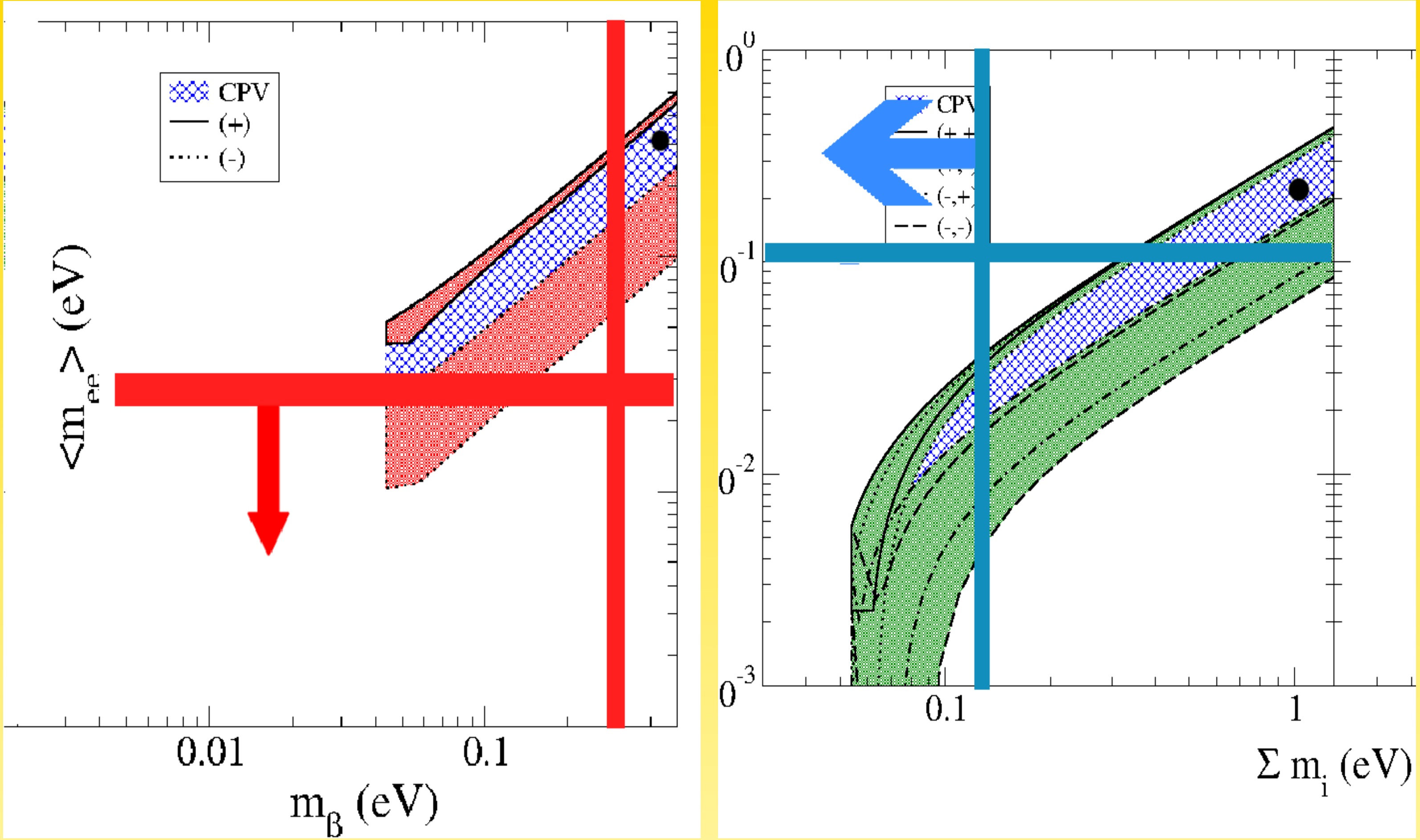


Neutrino Mass

$$m(\text{heaviest}) \gtrsim \sqrt{|m_3^2 - m_1^2|} \simeq 0.05 \text{ eV}$$

3 **complementary** methods to measure neutrino mass:

Method	observable	now [eV]	near [eV]	far [eV]	pro	con
Kurie	$\sqrt{\sum \|U_{ei}\|^2 \, m_i^2}$	2.3	0.2	0.1	model-indep.; theo. clean	final?; worst
Cosmo.	$\sum m_i$	1	0.5	0.05	best; NH/IH	systemat.; model-dep.
$0\nu\beta\beta$	$\|\sum U_{ei}^2 m_i\|$	0.3	0.1	0.05	fundament.; NH/IH	model-dep.; theo. dirty

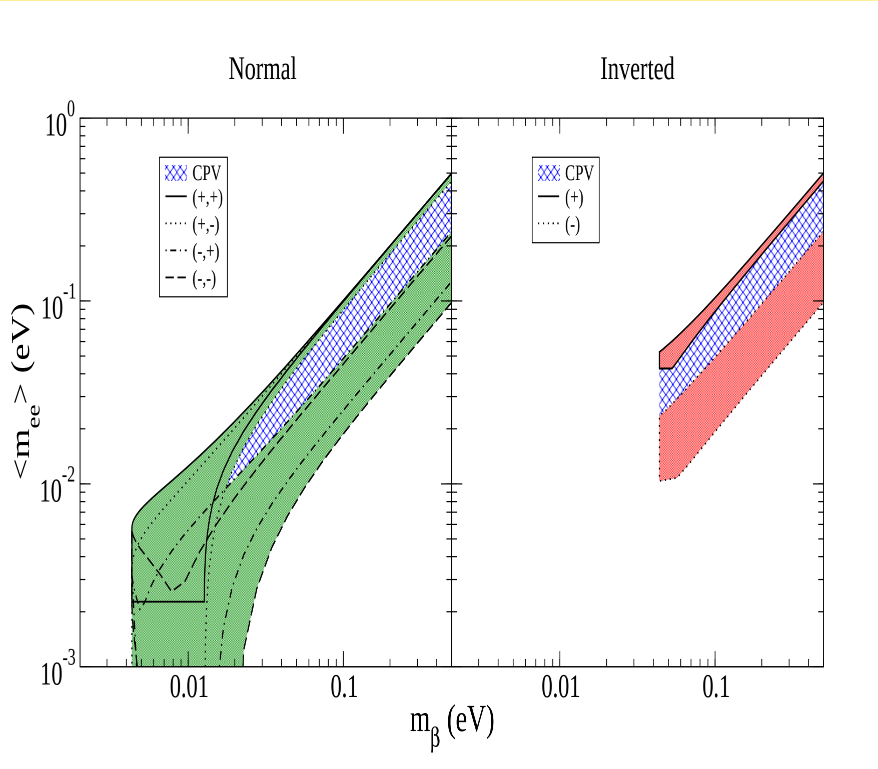


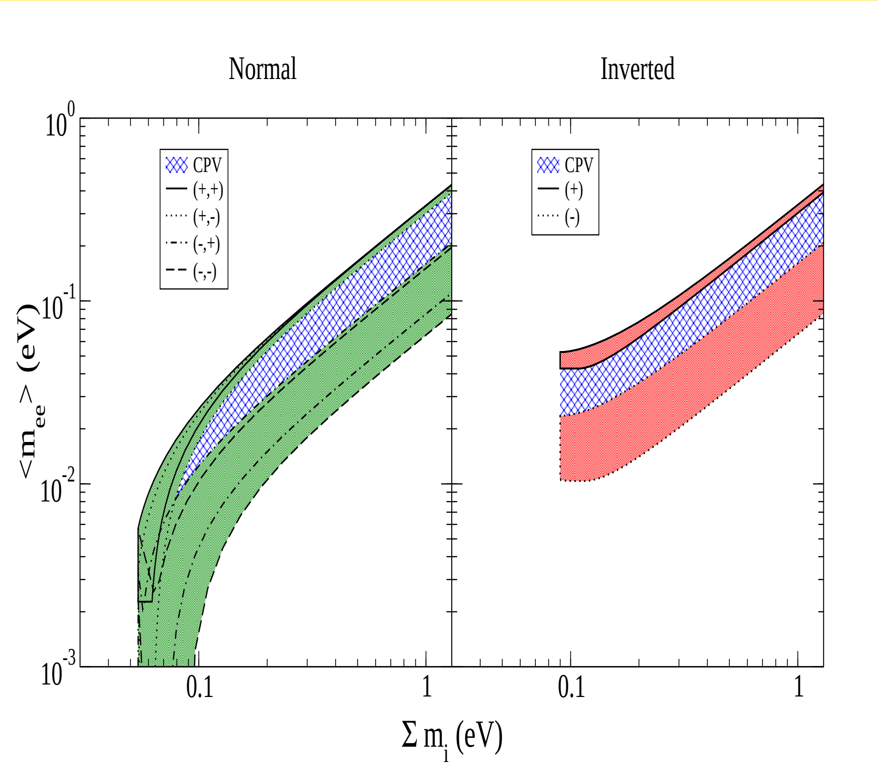
CP violation!

Dirac neutrinos!

Something else does $0\nu\beta\beta$!

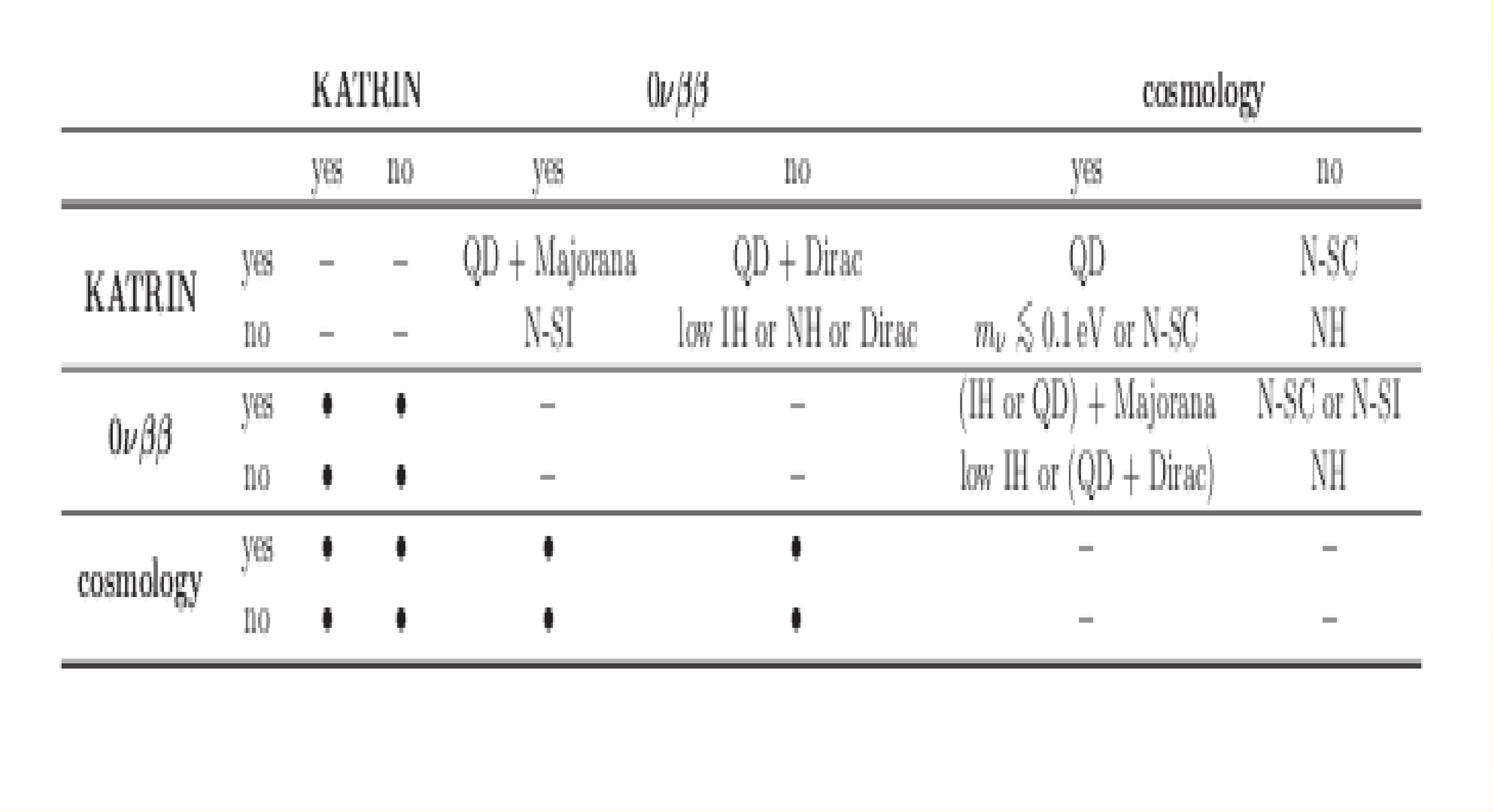
Plot against other observables





Complementarity of $|m_{ee}| = U_{ei}^2\, m_i$, $m_\beta = \sqrt{|U_{ei}|^2\, m_i^2}$ and $\Sigma = \sum m_i$

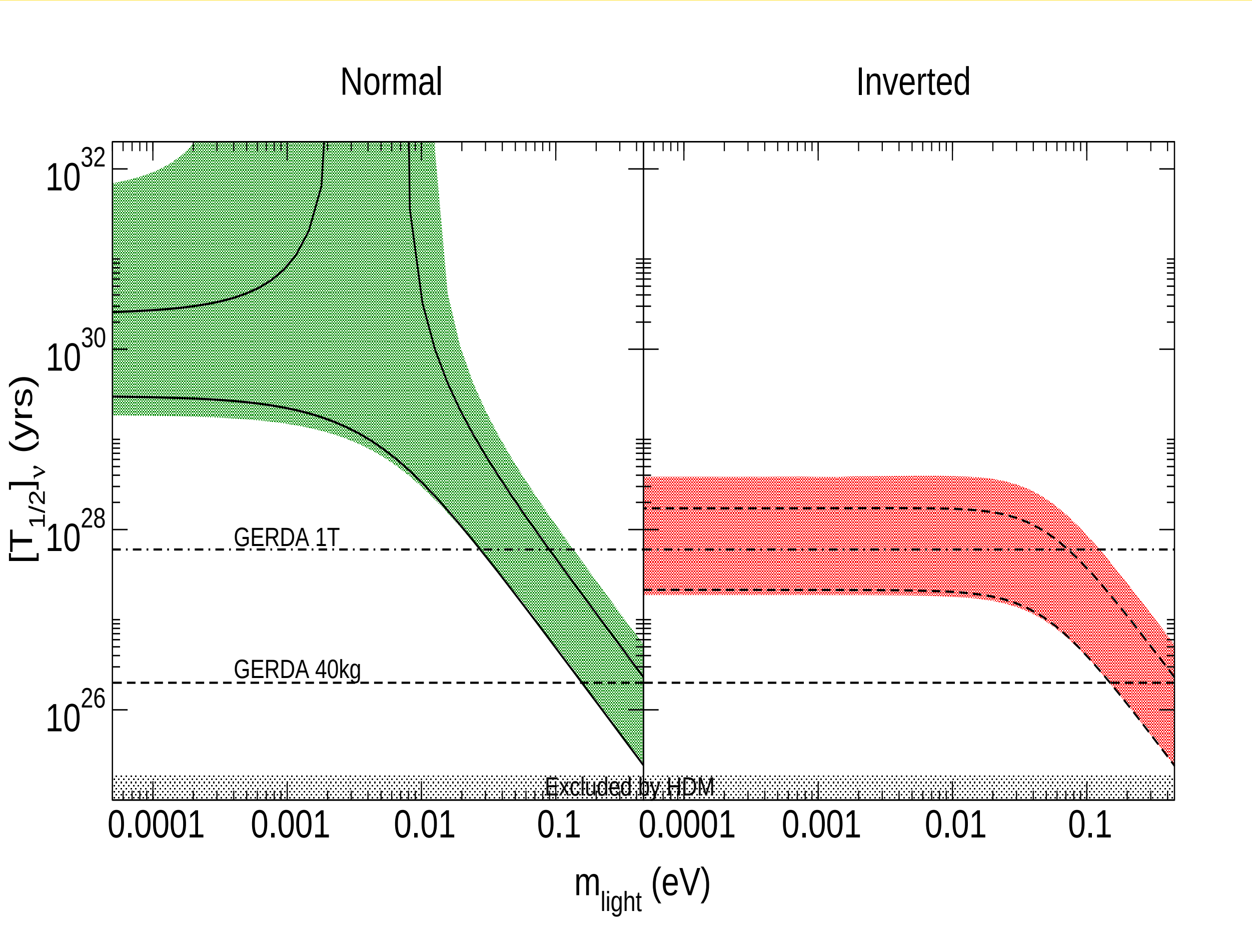
Neutrino Mass Matrix



		KATRIN		$0\nu\beta\beta$		cosmology	
		yes	no	yes	no	yes	no
KATRIN	yes	–	–	QD + Majorana	QD + Dirac	QD	N-SC
	no	–	–	N-SI	low IH or NH or Dirac	$m_\nu \lesssim 0.1$ eV or N-SC	NH
$0\nu\beta\beta$	yes	•	•	–	–	(IH or QD) + Majorana	N-SC or N-SI
	no	•	•	–	–	low IH or (QD + Dirac)	NH
cosmology	yes	•	•	•	•	–	–
	no	•	•	•	•	–	–

The usual plot

(life-time instead of $|m_{ee}|$)



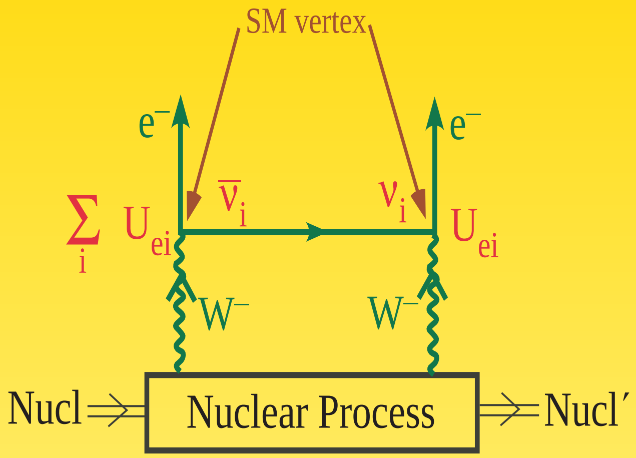
Which mass ordering with which life-time?

	Σ	m_β	$\lvert m_{ee}\rvert$
NH	$\sqrt{\Delta m_{\rm A}^2}$	$\sqrt{\Delta m_\odot^2 + \lvert U_{e3}\rvert^2 \Delta m_{\rm A}^2}$	$\left\lvert \sqrt{\Delta m_\odot^2} + \lvert U_{e3}\rvert^2 \sqrt{\Delta m_{\rm A}^2}\, e^{2i(\alpha-\beta)} \right\rvert$
	$\simeq 0.05$ eV	$\simeq 0.01$ eV	~ 0.003 eV $\Rightarrow T_{1/2}^{0\nu} \gtrsim 10^{28-29}$ yrs
IH	$2\sqrt{\Delta m_{\rm A}^2}$	$\sqrt{\Delta m_{\rm A}^2}$	$\sqrt{\Delta m_{\rm A}^2}\sqrt{1-\sin^2 2\theta_{12}\sin^2\alpha}$
	$\simeq 0.1$ eV	$\simeq 0.05$ eV	~ 0.03 eV $\Rightarrow T_{1/2}^{0\nu} \gtrsim 10^{26-27}$ yrs
QD	$3m_0$	m_0	$m_0\sqrt{1-\sin^2 2\theta_{12}\sin^2\alpha}$
			$\gtrsim 0.1$ eV $\Rightarrow T_{1/2}^{0\nu} \gtrsim 10^{25-26}$ yrs

From life-time to particle physics: Nuclear Matrix Elements

Dark Lord Of The Sith by JO-88, 1999 Star Wars: Ord Mantell, www.starwars.priv.pl

From life-time to particle physics: Nuclear Matrix Elements



- 2 point-like Fermi vertices; "long-range" neutrino exchange; momentum exchange $q \simeq 1/r \simeq 0.1$ GeV
- NME ↔ overlap of decaying nucleons...
- different approaches (QRPA, NSM, IBM, GCM, pHFB) imply uncertainty
- plus uncertainty due to model details
- plus convention issues (`Cowell, PRC` **73**; `Smolnikov, Grabmayr, PRC` **81**; `Dueck, W.R., Zuber, PRD` **83**)

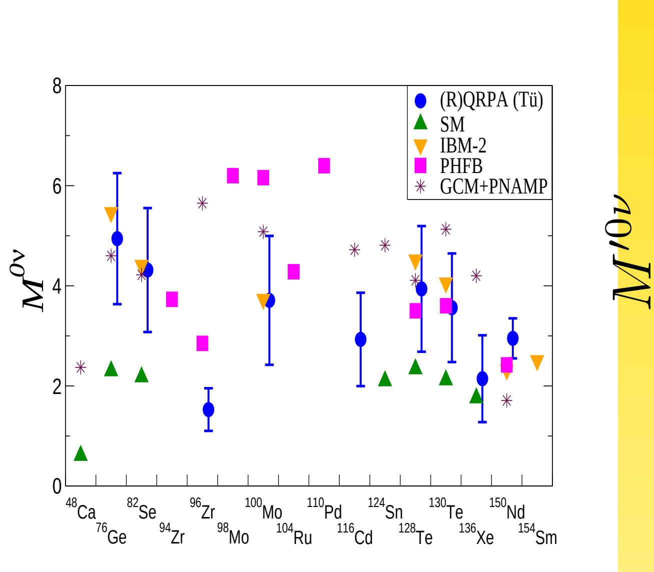
typical model for NME: set of single particle states with a number of possible wave function configurations; solve $\mathcal{H}$ in a mean background field

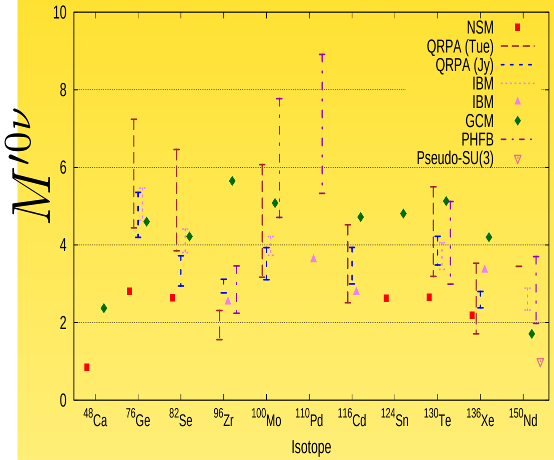
- Quasi-particle Random Phase Approximation (QRPA) **(many single particle states, few configurations)**
- Nuclear Shell Model (NSM) **(many configurations, few single particle states)**
- Interacting Boson Model (IBM) **(many single particle states, few configurations)**
- Generating Coordinate Method (GCM) **(many single particle states, few configurations)**
- projected Hartree-Fock-Bogoliubov model (pHFB)

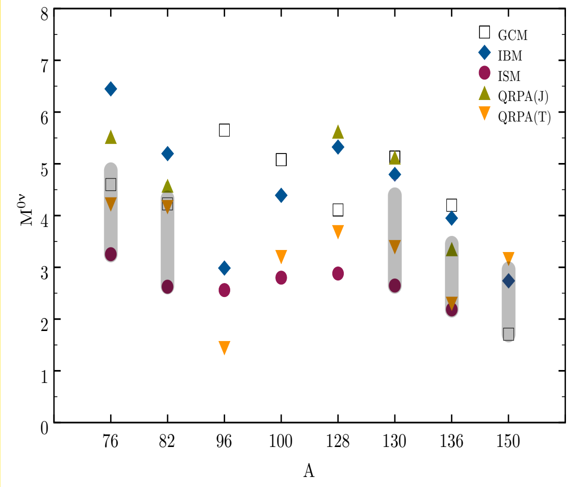
tends to overestimate NMEs

tends to underestimate NMEs

From life-time to particle physics: Nuclear Matrix Elements

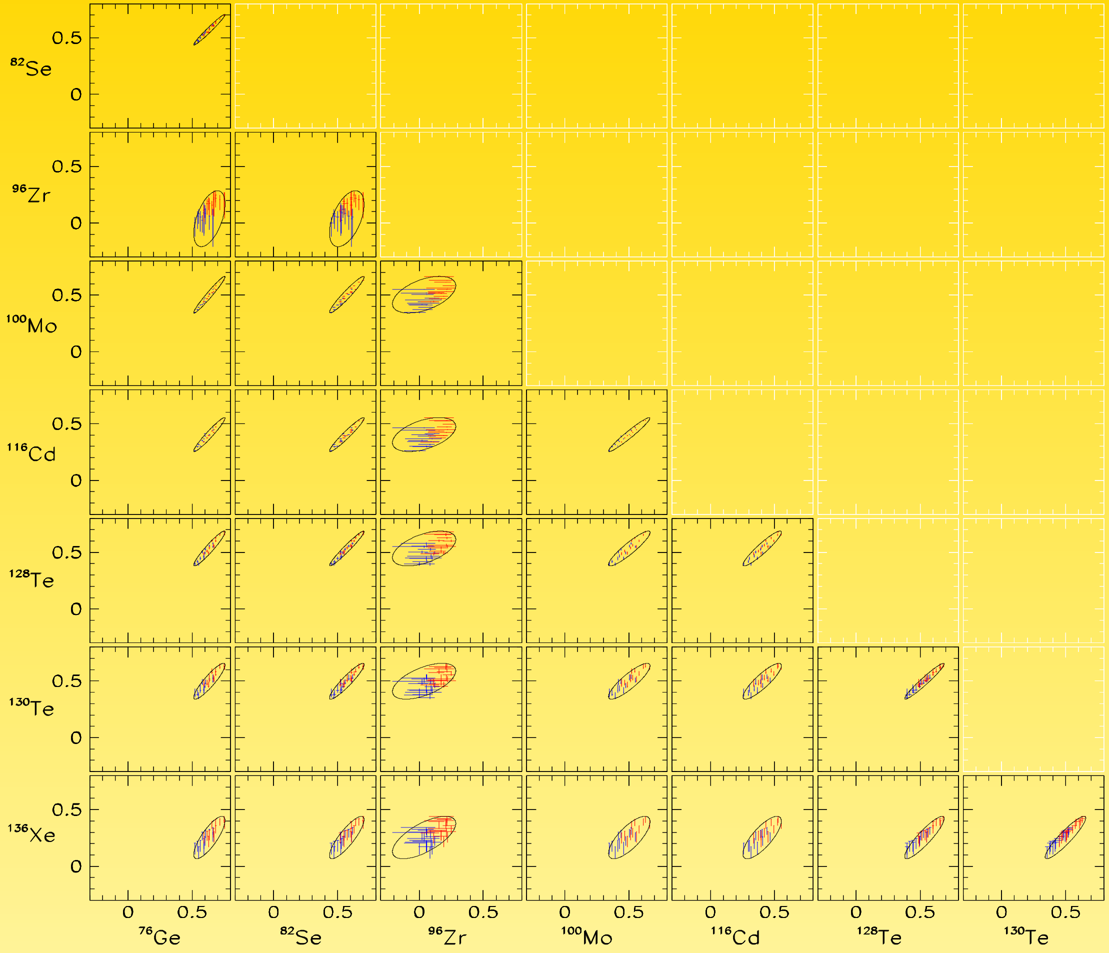






Faessler, 1104.3700 Dueck, W.R., Zuber, PRD **83** Gomez-Cadenas *et al.*, 1109.5515

to better estimate error range: correlations need to be understood

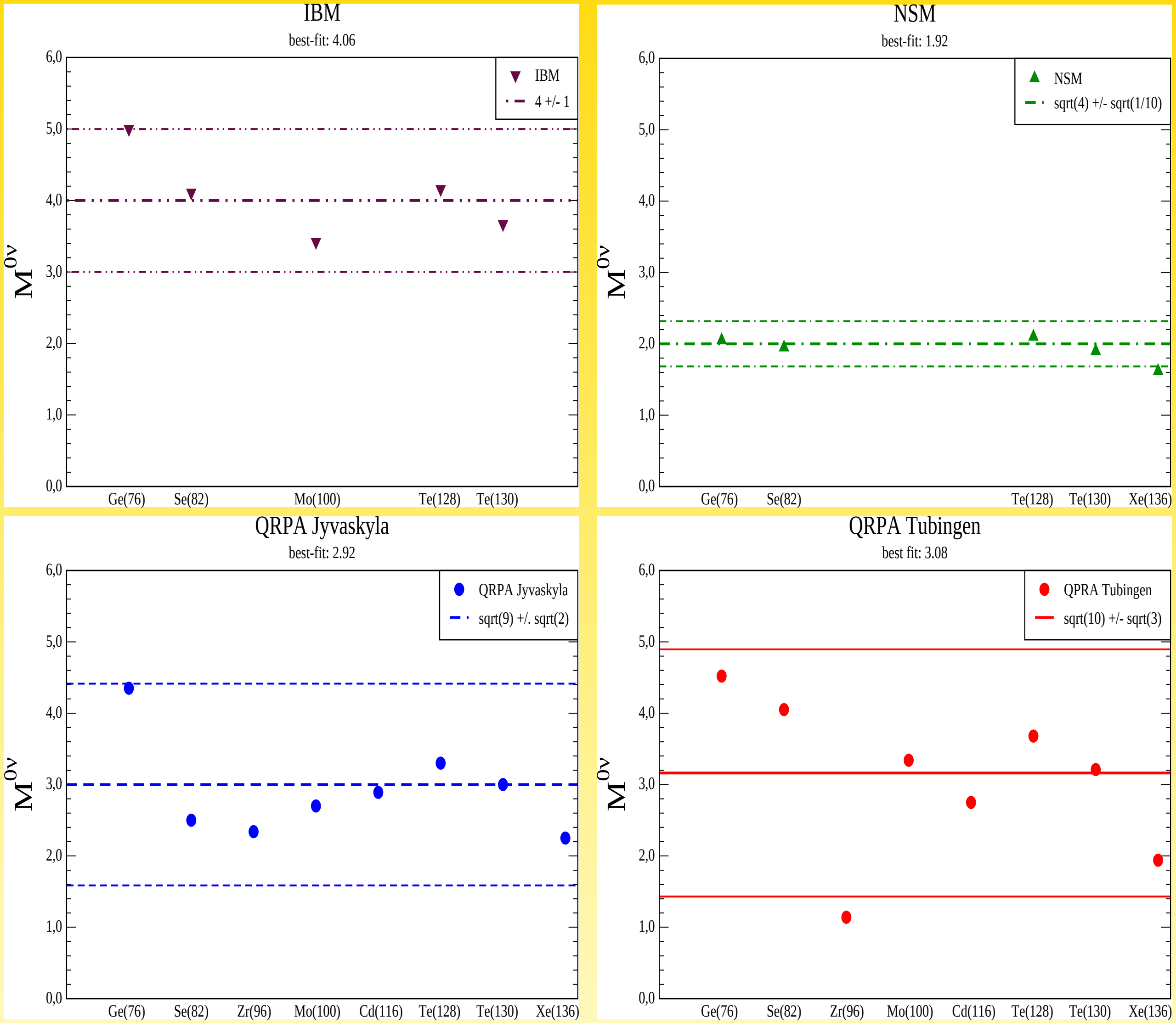


`Faessler, Fogli` *et al.*, `PRD` **79**

ellipse major axis: SRC (blue, red) and g_A

ellipse minor axis: g_{pp}

NMEs are order one numbers. . .



			$\langle m_\nu \rangle$ [eV]	
Isotope	$T^{0\nu}_{1/2}$/yrs	Experiment	min	max
^{48}Ca	5.8×10^{22}	CANDLES	3.64	10.14
^{76}Ge	1.9×10^{25}	HDM	0.21	0.55
^{82}Se	3.2×10^{23}	NEMO-3	0.89	2.17
^{100}Mo	1.0×10^{24}	NEMO-3	0.33	0.84
^{130}Te	2.8×10^{24}	CUORICINO	0.30	0.62
^{136}Xe	5.0×10^{23}	DAMA	0.91	2.24
^{136}Xe	1.6×10^{25}	EXO-200	0.16	0.40
^{136}Xe	1.9×10^{25}	KamLAND-Zen	0.15	0.36
^{136}Xe	3.4×10^{25}	KamLAND-Zen + EXO-200	0.11	0.27
^{150}Nd	1.8×10^{22}	NEMO-3	2.62	5.68

Experiment	Isotope	Mass of Isotope [kg]	Sensitivity $T^{0\nu}_{1/2}$ [yrs]	Status	Start of data-taking	Sensitivity $\langle m_\nu \rangle$ [eV]
GERDA	^{76}Ge	18	3×10^{25}	running	$\sim$ 2011	0.17-0.42
		40	2×10^{26}	in progress	$\sim$ 2012	0.06-0.16
		1000	6×10^{27}	R&D	$\sim$ 2015	0.012-0.030
CUORE	^{130}Te	200	$6.5 \times 10^{26*}$	in progress	$\sim$ 2013	0.018-0.037
			$2.1 \times 10^{26**}$			0.03-0.066
MAJORANA	^{76}Ge	30-60	$(1-2) \times 10^{26}$	in progress	$\sim$ 2013	0.06-0.16
		1000	6×10^{27}	R&D	$\sim$ 2015	0.012-0.030
EXO	^{136}Xe	200	6.4×10^{25}	in progress	$\sim$ 2011	0.073-0.18
		1000	8×10^{26}	R&D	$\sim$ 2015	0.02-0.05
SuperNEMO	^{82}Se	100-200	$(1-2) \times 10^{26}$	R&D	$\sim$ 2013-15	0.04-0.096
KamLAND-Zen	^{136}Xe	400	4×10^{26}	in progress	$\sim$ 2011	0.03-0.07
		1000	10^{27}	R&D	$\sim$ 2013-15	0.02-0.046
SNO+	^{150}Nd	56	4.5×10^{24}	in progress	$\sim$ 2012	0.15-0.32
		500	3×10^{25}	R&D	$\sim$ 2015	0.06-0.12

Xe vs. Ge

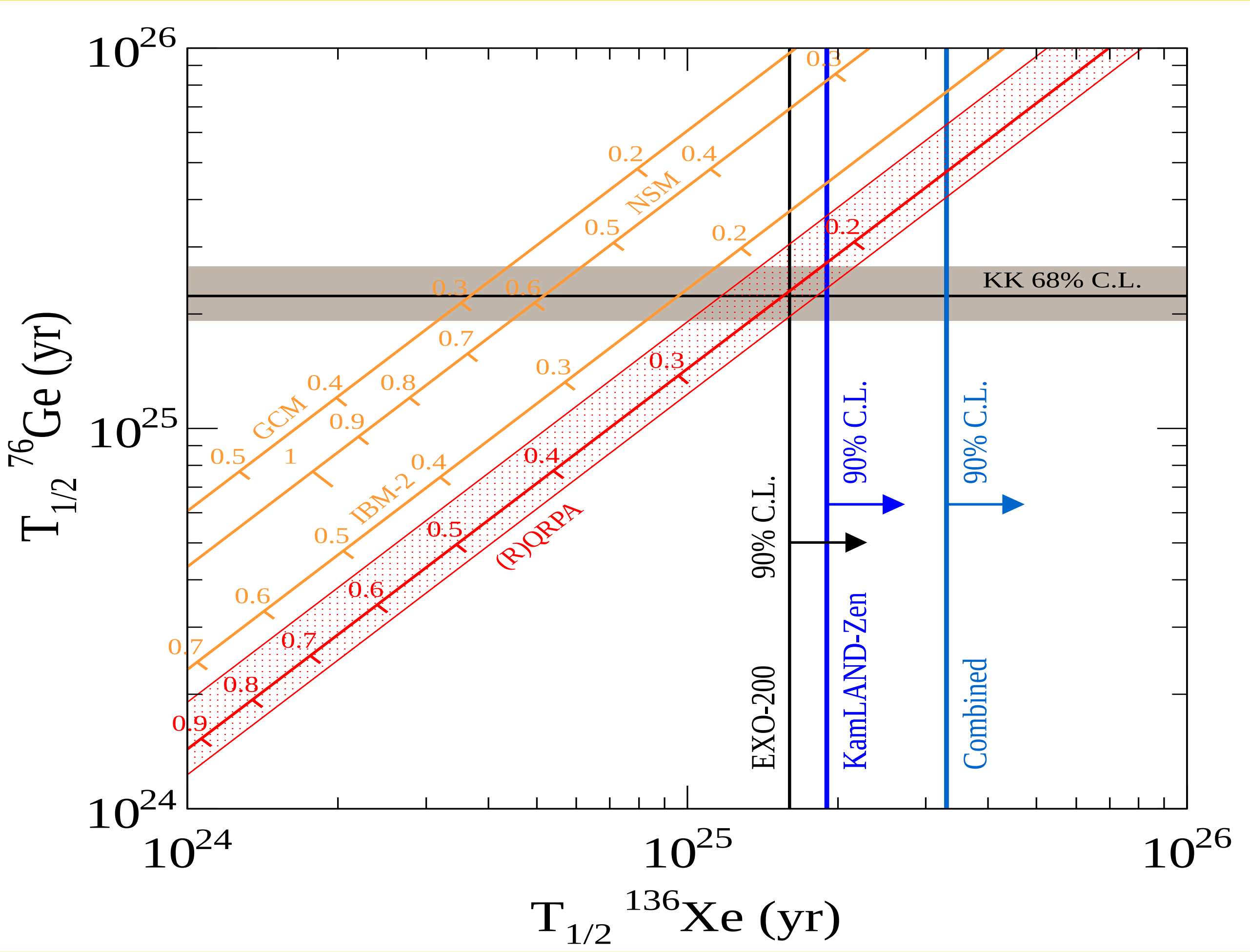
$$\begin{aligned} T_{\mathrm{Ge}}^{-1} &= G_{\mathrm{Ge}}\,|\mathcal{M}_{\mathrm{Ge}}|^2\,|m_{ee}|^2 \overset{?}{=} \left(2.23\times10^{25}\,\mathrm{yrs}\right)^{-1} \\ T_{\mathrm{Xe}}^{-1} &= G_{\mathrm{Xe}}\,|\mathcal{M}_{\mathrm{Xe}}|^2\,|m_{ee}|^2 \end{aligned}$$

Ge-claim is ruled out when:

$$T_{\mathrm{Xe}} \geq 6.5\times10^{24}\left|\frac{\mathcal{M}_{\mathrm{Ge}}}{\mathcal{M}_{\mathrm{Xe}}}\right|^2 \mathrm{yrs}$$

Using available NMEs:

$$\left|\frac{\mathcal{M}_{\mathrm{Ge}}}{\mathcal{M}_{\mathrm{Xe}}}\right|^2 \simeq \begin{cases} \left|\frac{5.98}{3.67}\right|^2 = 2.66 \Rightarrow T_{\mathrm{Xe}} \geq 1.7\times10^{25}\,\mathrm{yrs} & \text{IBM-2 (Iachello et al.)} \\ \left|\frac{5.81}{2.78}\right|^2 = 4.37 \Rightarrow T_{\mathrm{Xe}} \geq 2.8\times10^{25}\,\mathrm{yrs} & \text{QRPA (Tübingen)} \\ \left|\frac{5.18}{3.16}\right|^2 = 2.69 \Rightarrow T_{\mathrm{Xe}} \geq 1.7\times10^{25}\,\mathrm{yrs} & \text{QRPA (Jyväskulä)} \\ \left|\frac{5.09}{1.89}\right|^2 = 7.25 \Rightarrow T_{\mathrm{Xe}} \geq 4.7\times10^{25}\,\mathrm{yrs} & \text{QRPA (Engel et al.)} \\ \left|\frac{2.81}{2.19}\right|^2 = 1.65 \Rightarrow T_{\mathrm{Xe}} \geq 1.1\times10^{25}\,\mathrm{yrs} & \text{NSM (Povez et al.)} \\ \left|\frac{4.60}{4.20}\right|^2 = 1.20 \Rightarrow T_{\mathrm{Xe}} \geq 7.8\times10^{24}\,\mathrm{yrs} & \text{GCM (Martinez-Pinedo et al.)} \end{cases}$$



KamLAND-Zen, 1211.3863

With $0\nu\beta\beta$ one can

- test lepton number violation
- test Majorana nature of neutrinos
- probe neutrino mass scale
- extract Majorana phase
- test flavor symmetry models
- constrain inverted ordering

conceptually, it would increase our believe in

- GUTs
- seesaw mechanism
- leptogenesis

2 kinds of neutrino masses

1) ee-element of mass matrix: $m_{ee} = (m_\nu)_{ee}$

$$\sqrt{\frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}}} \propto |(m_\nu)_{ee}| \;\text{ with } (m_\nu)_{ee} = \frac{h_{ee}\, v^2}{\Lambda} \text{ in } \mathcal{L}_{\rm eff} = \frac{1}{2}\,\frac{h_{\alpha\beta}}{\Lambda}\,\overline{L_\alpha^c}\,\tilde{\Phi}\,\tilde{\Phi}^T L_\beta$$

fundamental object in low energy Lagrangian!

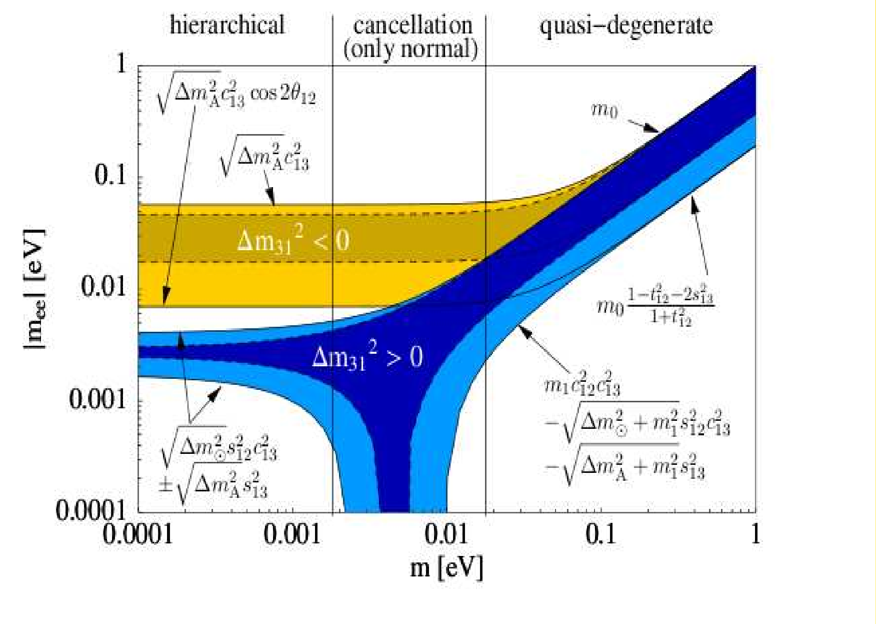
2) neutrino mass scale: QD neutrinos

$$|m_{ee}|^{\rm QD} = m_0 \left| c_{12}^2\, c_{13}^2 + s_{12}^2\, c_{13}^2\, e^{2i\alpha} + s_{13}^2\, e^{2i\beta} \right|$$

$$\Rightarrow m_0 \le |m_{ee}|^{\rm exp}_{\rm min}\,\frac{1 + \tan^2\theta_{12}}{1 - \tan^2\theta_{12} - 2\,|U_{e3}|^2} \le \left\{ \begin{array}{ll} 1.0 \text{ eV} & (1\sigma) \\ 1.4 \text{ eV} & (3\sigma) \end{array} \right.$$

same order as Mainz/Troitsk!

Inverted Ordering



Nature provides 2 scales:

$$|m_{ee}|^{\text{IH}}_{\text{max}} \simeq c^2_{13}\,\sqrt{\Delta m^2_{\text{A}}} \quad \text{and} \quad |m_{ee}|^{\text{IH}}_{\text{min}} \simeq c^2_{13}\,\sqrt{\Delta m^2_{\text{A}}}\,\cos 2\theta_{12}$$

requires $\mathcal{O}(10^{26} \ldots 10^{27})$ yrs

is the lower limit $|m_{ee}|^{\text{IH}}_{\text{min}}$ fixed?

Ruling out Inverted Hierarchy

$$|m_{ee}|_{\rm min}^{\rm IH} = \left(1 - |U_{e3}|^2\right) \sqrt{|\Delta m^2_{\rm A}|}\; \left(1 - 2\sin^2\theta_{12}\right)$$

$$= \left\{ \begin{array}{llll} (0.012\ldots0.023)~{\rm eV} & \Rightarrow & \text{factor 15} & \text{(Valle et al.)} \\ (0.013\ldots0.024)~{\rm eV} & \Rightarrow & \text{factor 9} & \text{(Schwetz et al.)} \\ (0.013\ldots0.024)~{\rm eV} & \Rightarrow & \text{factor 13} & \text{(Fogli+Lisi et al.)} \end{array} \right.$$

- small $|U_{e3}|$
- large $|\Delta m^2_{\rm A}|$
- small $\sin^2\theta_{12}$

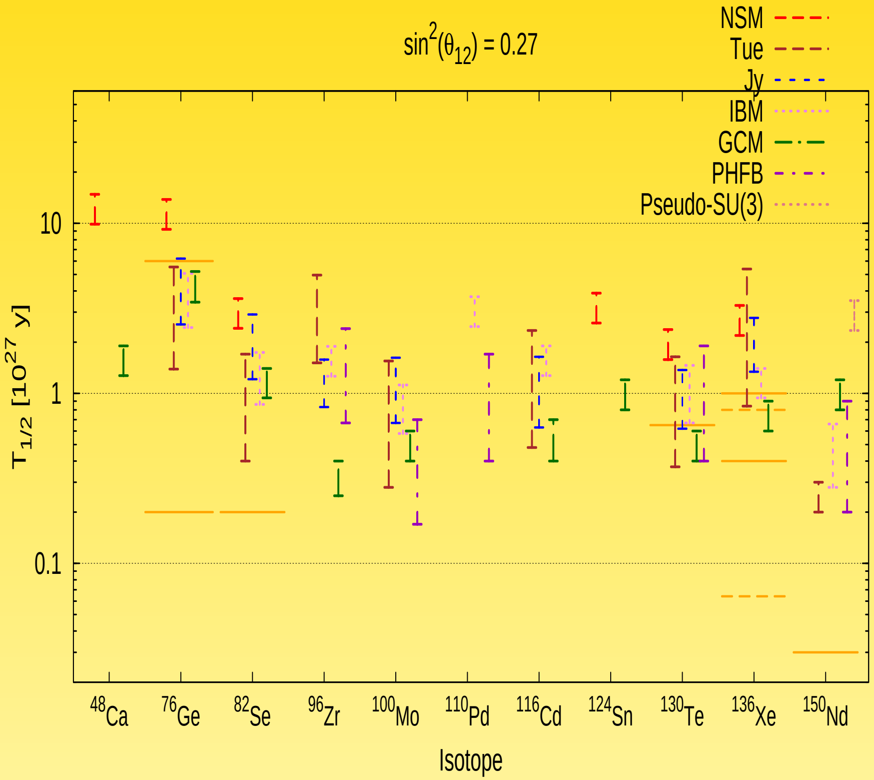
Current 3σ range of $\sin^2\theta_{12}$ gives factor of ~ 2 uncertainty for $|m_{ee}|_{\rm min}^{\rm IH}$

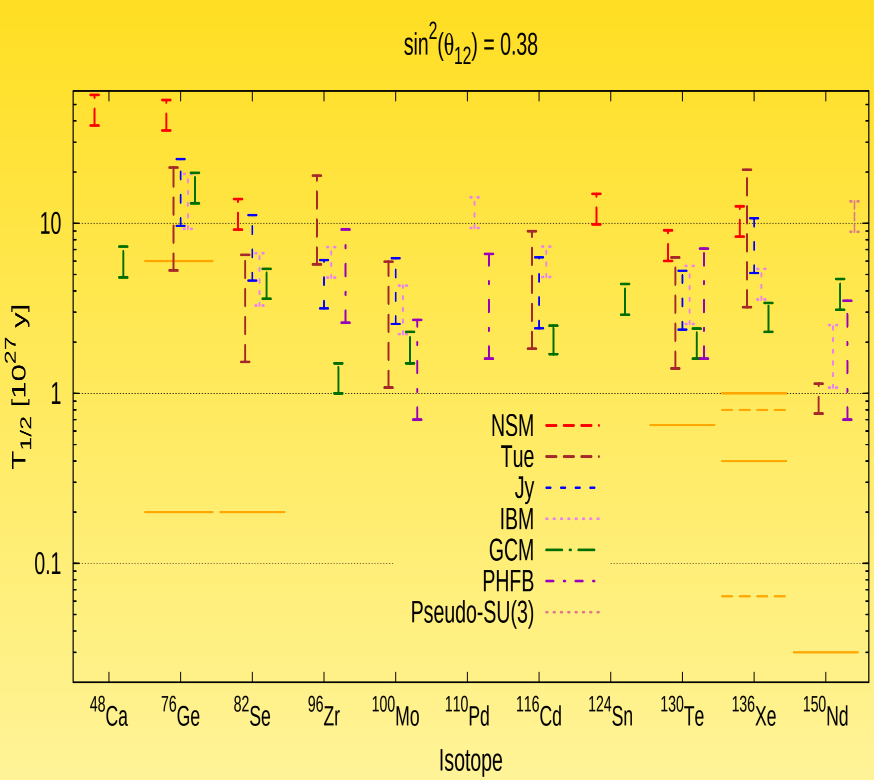
$\Rightarrow$ combined factor of ~ 16 in $M \times t \times B \times \Delta E$

$\Rightarrow$ need precision determination of θ_{12}

`Dueck, W.R., Zuber, PRD` **83**

Ruling out Inverted Hierarchy

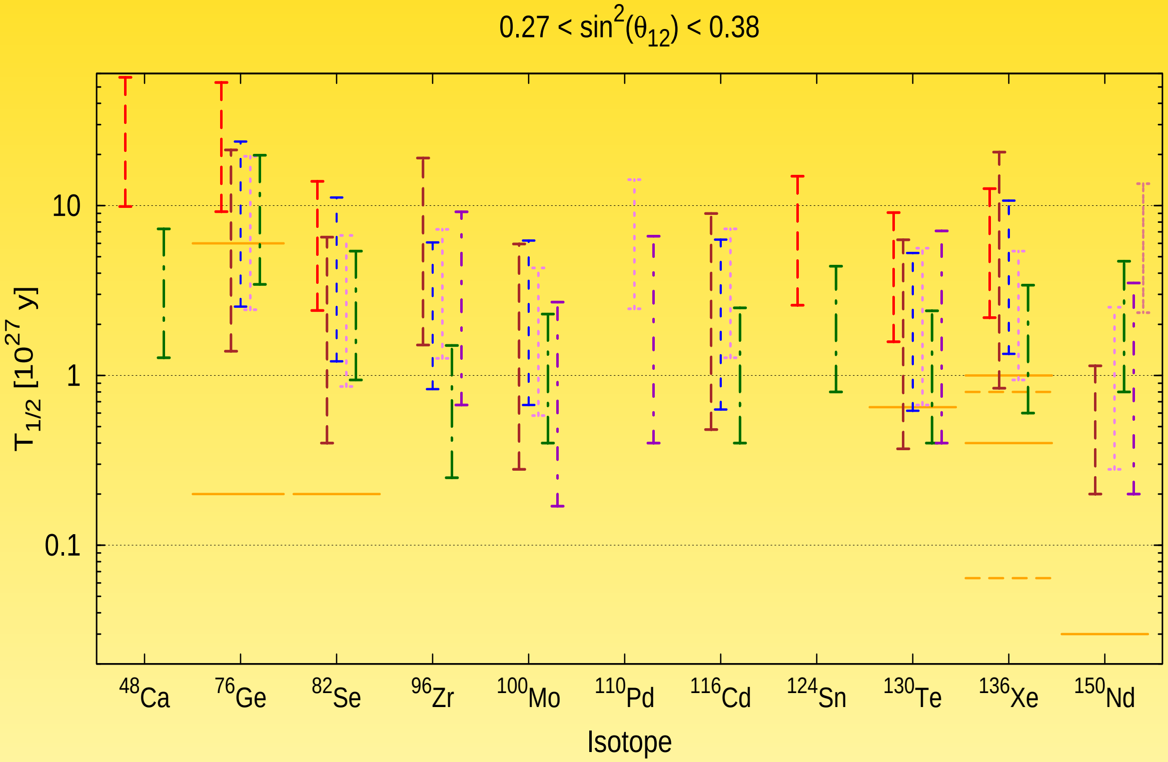




$\sin^2\theta_{12} = 0.27$ $\sin^2\theta_{12} = 0.38$

spread due to NMEs **and due to θ_{12}!!**

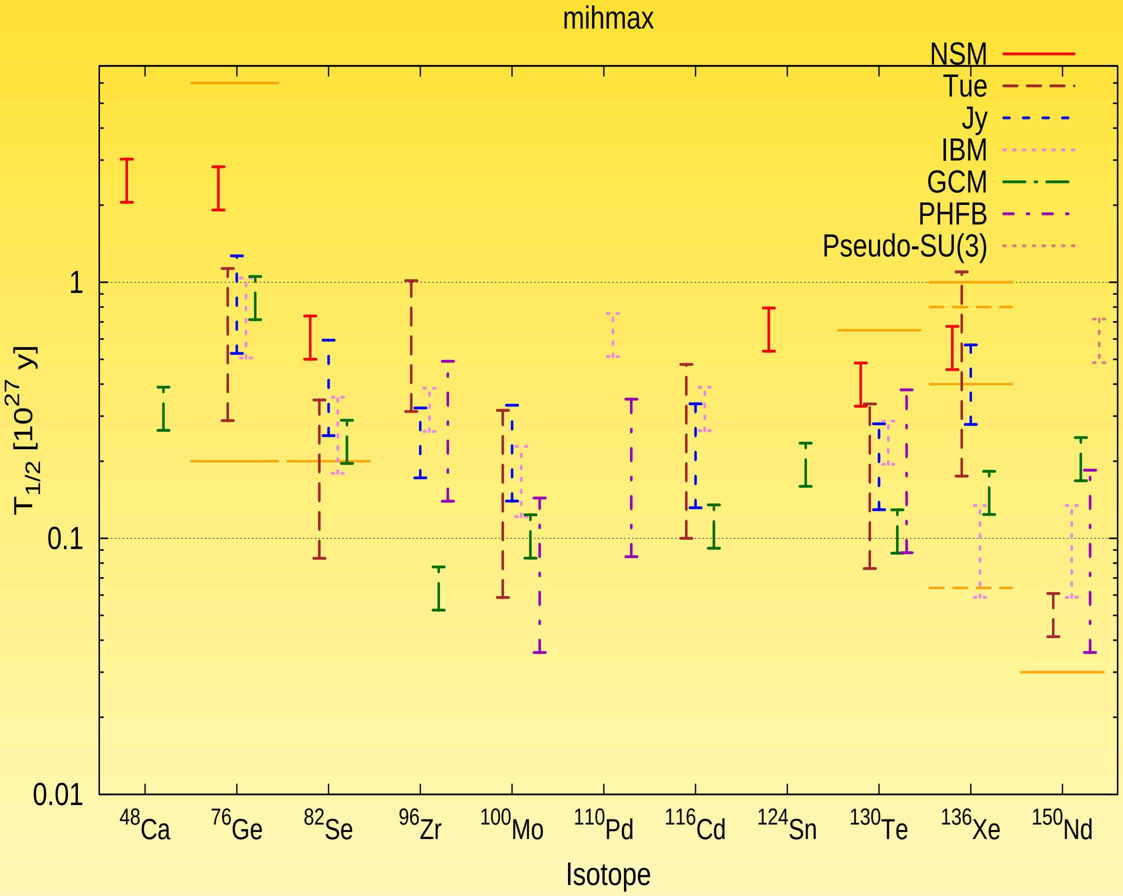
Ruling out Inverted Hierarchy



spread due to NMEs **and due to θ_{12}!!**

Testing Inverted Hierarchy

lifetime to enter the IH regime



Predictions of $SO(10)$ theories

Yukawa structure of $SO(10)$ models depends on Higgs representations

10_H ($\leftrightarrow H$), $\overline{126}_H$ ($\leftrightarrow F$), 120_H ($\leftrightarrow G$)

Gives relation for mass matrices:

$$\begin{aligned} m_{\text{up}} &\propto r(H + sF + it_u\, G) \\ m_{\text{down}} &\propto H + F + iG \\ m_D &\propto r(H - 3sF + it_D\, G) \\ m_\ell &\propto H - 3F + it_l\, G \\ M_R &\propto r_R^{-1} F \end{aligned}$$

Numerical fit including RG, Higgs, Y_B, θ_{13}

`Dueck, W.R., to appear`

Predictions of $SO(10)$ theories

Model	Fit	$\lvert m_{ee}\rvert$ [meV]	m_0 [meV]	M_3 [GeV]	M_2 [GeV]	M_1 [GeV]	χ^2
$10_H + \overline{126}_H$	NH	0.52	2.38	3.62e12	1.97e11	1.39e11	23.5
$10_H + \overline{126}_H$ + SS	NH	0.44	6.52	1.32e12	2.77e10	2.74e10	3.3
$10_H + \overline{126}_H + 120_H$	NH	2.56	1.27	8.82e14	1.07e14	7.86e12	11.5
$10_H + \overline{126}_H + 120_H$ + SS	NH	0.89	7.78	3.71e12	1.66e09	5.88e07	0.2
$10_H + \overline{126}_H + 120_H$	IH	35.43	30.0	1.14e13	3.51e12	5.53e11	13.3
$10_H + \overline{126}_H + 120_H$ + SS	IH	45.72	15.11	1.65e10	1.06e10	1.22e09	20.5

$10_H + \overline{126}_H$: 19 free parameters

$10_H + \overline{126}_H + 120_H$: 18 free parameters

20 (19) observables to be fitted

Light Sterile Neutrinos??

- reactor anomaly
- Gallium anomaly
- LSND/MiniBooNE
- cosmology
- BBN
- r-process nucleosynthesis in Supernovae

New neutrino state with $\Delta m^2 \sim 1$ eV^2 and $|U_{e4}| \sim 0.1$?

`another talk by me`

Sterile Neutrinos and $0\nu\beta\beta$

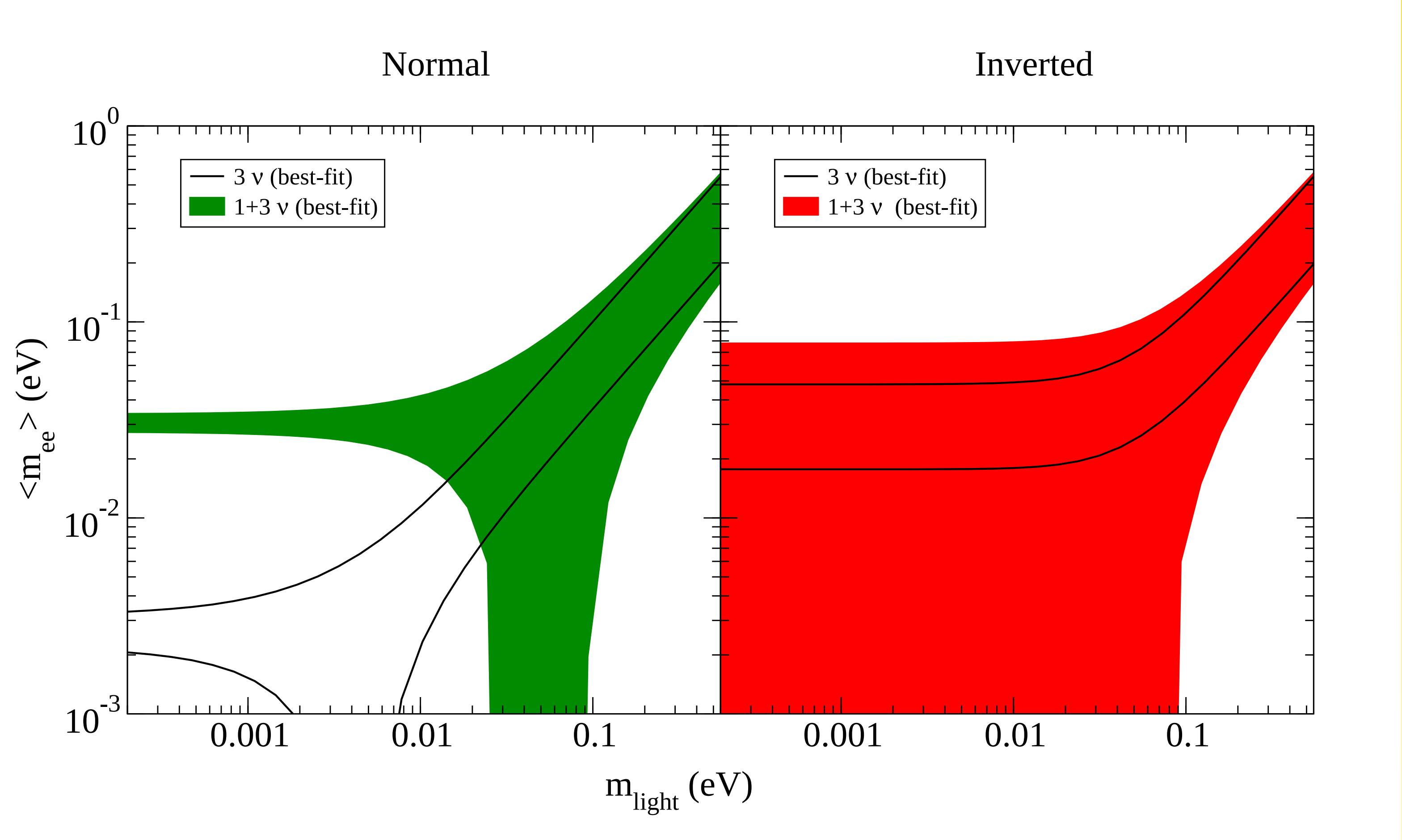
- recall: $|m_{ee}|_{\rm NH}^{\rm act}$ can vanish and $|m_{ee}|_{\rm IH}^{\rm act} \sim 0.03$ eV cannot vanish
- $|m_{ee}| = |\underbrace{|U_{e1}|^2\, m_1 + |U_{e2}|^2\, m_2\, e^{2i\alpha} + |U_{e3}^2|\, m_3\, e^{2i\beta}}_{m_{ee}^{\rm act}} + \underbrace{|U_{e4}|^2\, m_4\, e^{2i\Phi_1}}_{m_{ee}^{\rm st}}|$
- $\Delta m^2_{\rm st} \simeq 1.8$ eV^2 and $|U_{e4}| \simeq 0.13$
- sterile contribution to $0\nu\beta\beta$ (assuming 1+3):

$$|m_{ee}|^{\rm st} \simeq \sqrt{\Delta m^2_{\rm st}}\, |U_{e4}|^2 \simeq 0.03 \text{ eV} \left\{ \begin{array}{l} \gg |m_{ee}|_{\rm NH}^{\rm act} \\ \simeq |m_{ee}|_{\rm IH}^{\rm act} \end{array} \right.$$

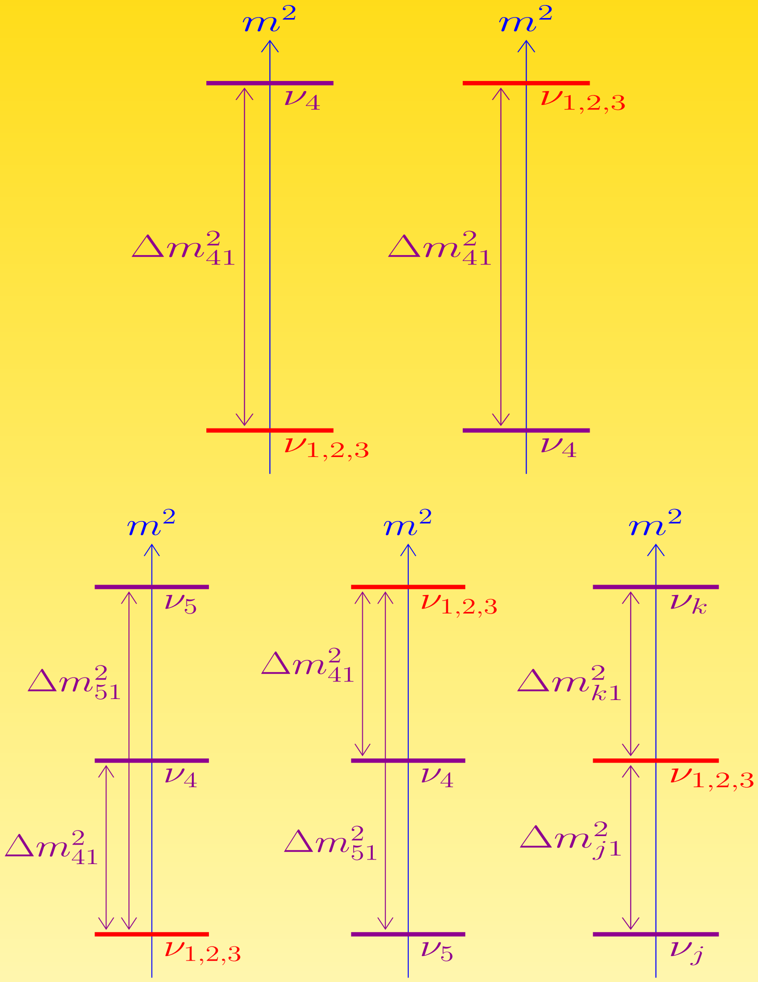
- $\Rightarrow |m_{ee}|_{\rm NH}$ cannot vanish and $|m_{ee}|_{\rm IH}$ can vanish!

usual phenomenology gets completely turned around!

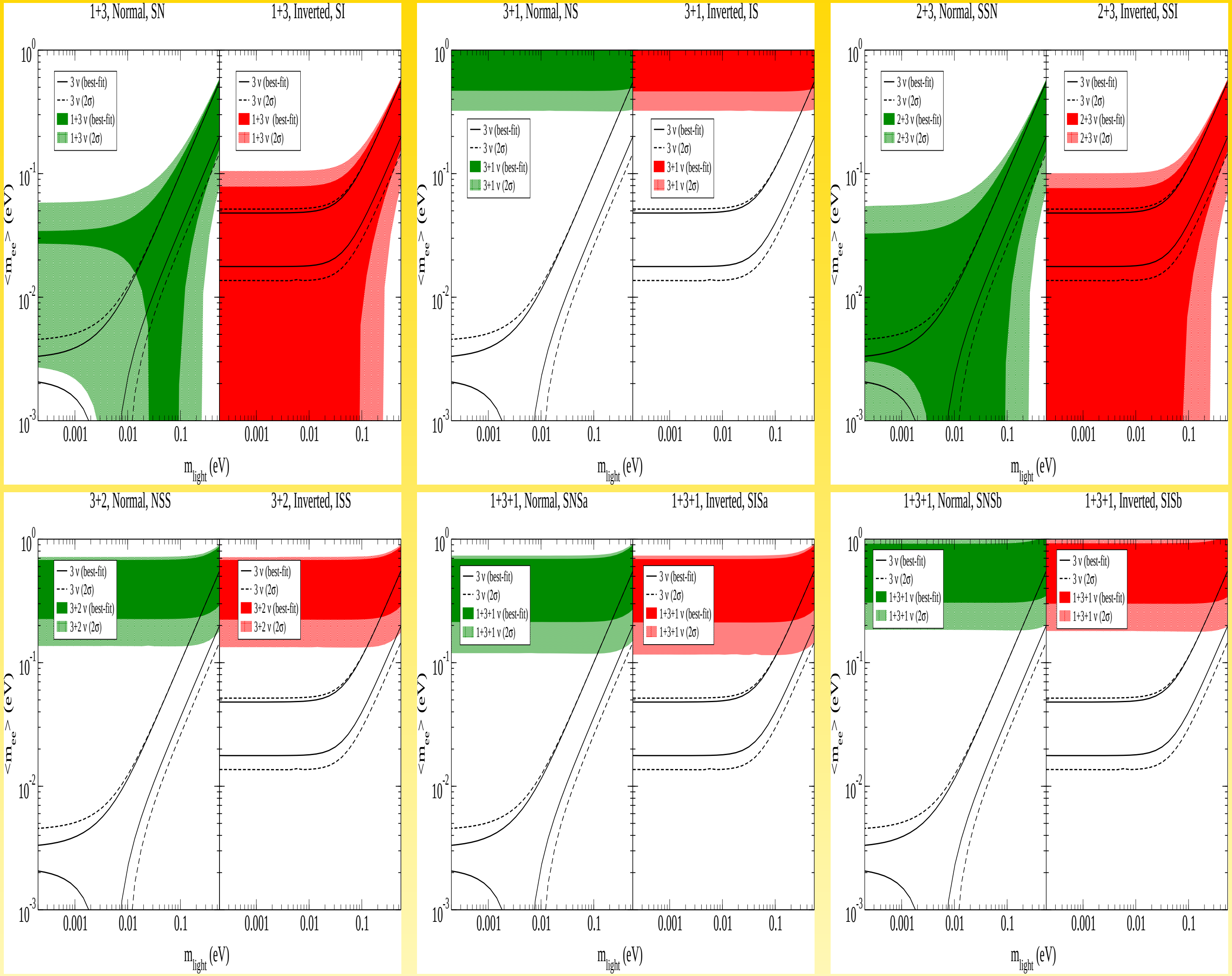
Usual plot gets completely turned around!



Mass Orderings



3 active neutrinos can be normally or inversely ordered



Goswami, W.R.; Barry, W.R., Zhang, JHEP **1107**

Sterile Neutrinos, Seesaw and $0\nu\beta\beta$

- if the eV-steriles are from seesaw: individual cancellations in flavor symmetry models, e.g.:

$$U_{e2}^2\, m_2 + U_{e4}^2\, m_4 = 0$$

- if seesaw scale is below 100 MeV: No double beta decay!

$$\sum_{i=1}^{6} U_{ei}^2\, m_i = 0 \text{ since } \mathcal{M} = \left(\begin{array}{cc} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{array} \right) = U \left(\begin{array}{cc} m_\nu^{\rm diag} & 0 \\ 0 & M_R^{\rm diag} \end{array} \right) U^T$$

Exotic modifications of the neutrino picture

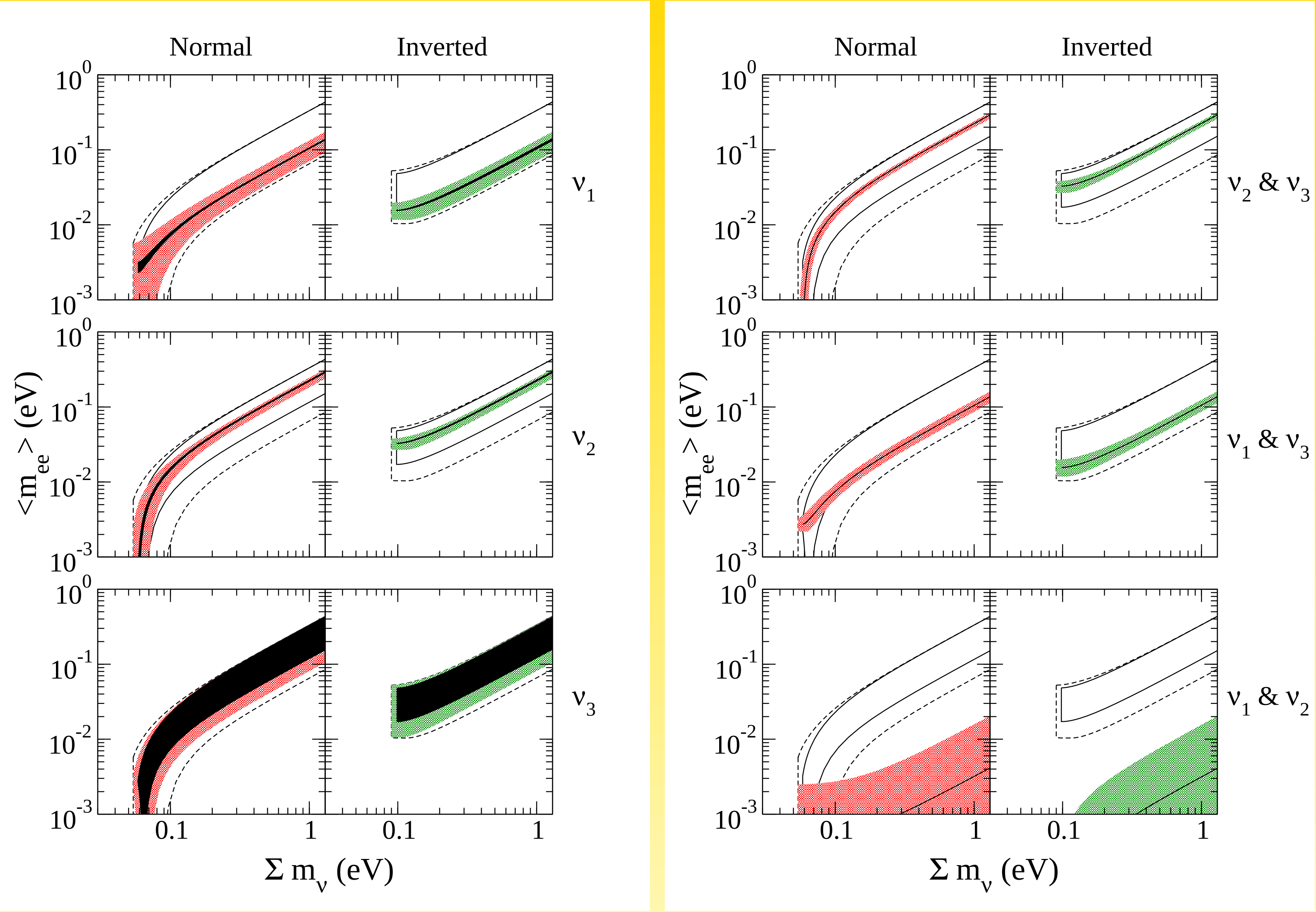
- Dirac neutrinos
- Pseudo-Dirac neutrinos: for each mass state

$$m_i \begin{pmatrix} \epsilon & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \to U = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 + \frac{\epsilon}{4} & -1 + \frac{\epsilon}{4} \\ 1 - \frac{\epsilon}{4} & 1 + \frac{\epsilon}{4} \end{pmatrix} \text{ and } m_i^{\pm} = m_i \left(\pm 1 + \frac{\epsilon}{2} \right)$$

and $|m_{ee}|^{(i)} = \epsilon \, m_i = \frac{1}{2} \, \delta m^2 / m_i$, with $\delta m^2 = (m_i^+)^2 - (m_i^-)^2$

- one neutrino could be (Pseudo-)Dirac, the other Majorana!

  “Schizophrenic neutrinos”



Mohapatra *et al.*, 1008.1232; Barry, Mohapatra, W.R., 1012.1761

Exotic exotics

1) CPT violation: introduce violation of CPT and L: not really "Majorana neutrinos", but $0\nu\beta\beta$ still possible

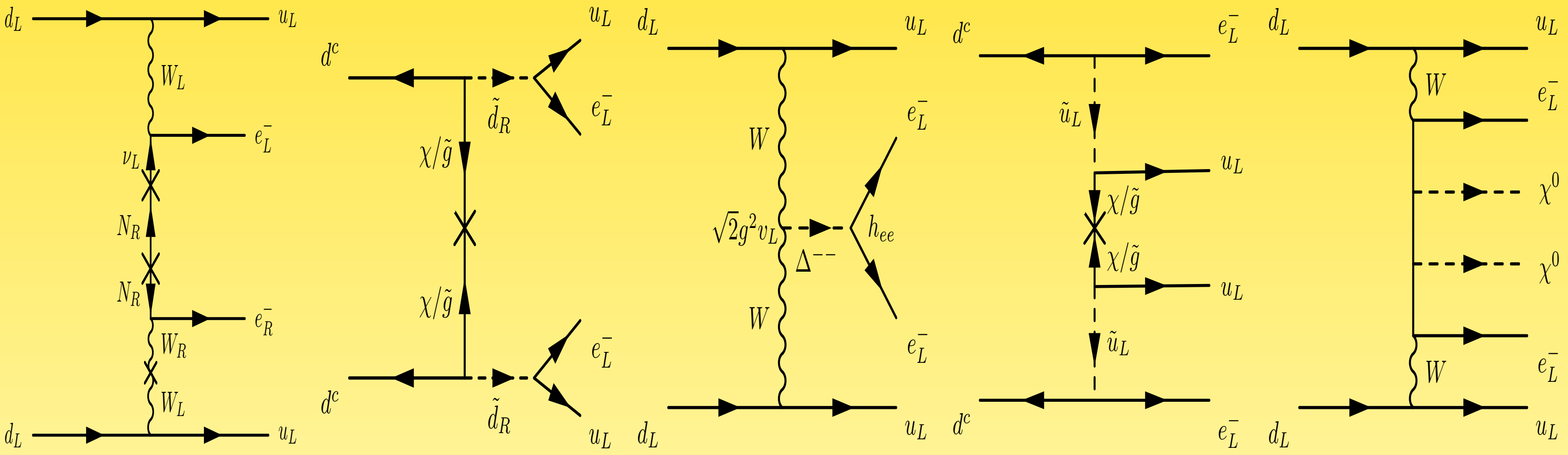
   `Barenboim, Beacom, Borissov, Kayser`

2) tachyonic neutrinos: "Dirac" equation does not allow to have charge conjugation, "no $0\nu\beta\beta$ possible"

   `Chodos, Hauser, Kostelecky; Jentschura`

Non-Standard Interpretations:

There is at least one other mechanism leading to Neutrinoless Double Beta Decay and its contribution is at least of the same order as the light neutrino exchange mechanism

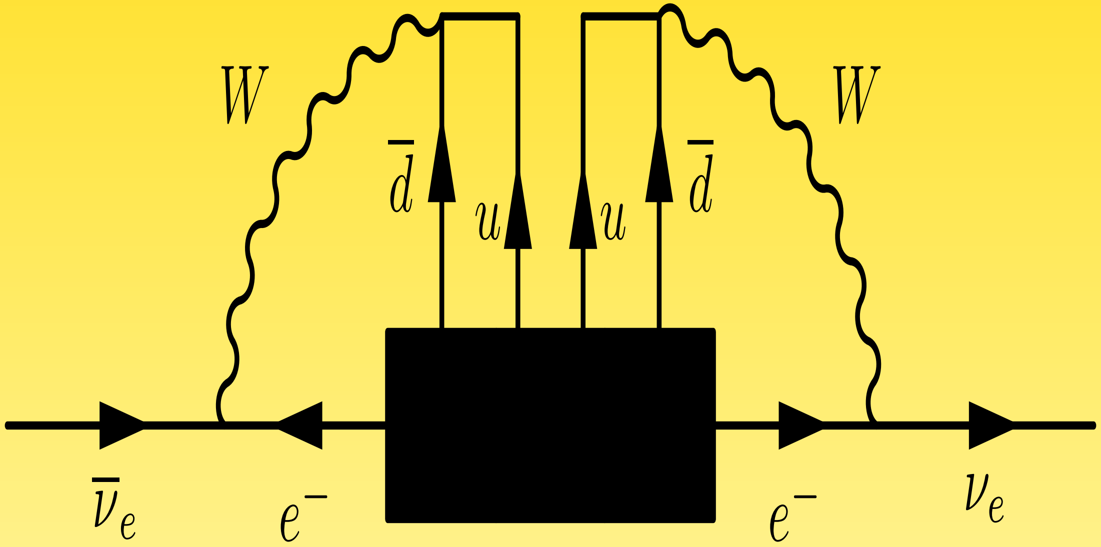


Clear experimental signature:

KATRIN and/or cosmology see nothing but $0\nu\beta\beta$ does

Schechter-Valle theorem:

no matter what process, neutrinos are Majorana:



is 4 loop diagram: $m_\nu \sim \frac{G_F^2}{(16\pi^2)^4} \mathrm{MeV}^5 \sim 10^{-25}\,\mathrm{eV}$

explicit calculation: `Duerr, Lindner, Merle, 1105.0901`

mechanism	physics parameter	current limit	test
light neutrino exchange	$\left\lvert U_{ei}^2\, m_i \right\rvert$	0.4 eV	oscillations, cosmology, neutrino mass
heavy neutrino exchange	$\left\lvert \frac{S_{ei}^2}{M_i} \right\rvert$	2×10^{-8} GeV^{-1}	LFV, collider
heavy neutrino and RHC	$\left\lvert \frac{V_{ei}^2}{M_i\, M_{W_R}^4} \right\rvert$	4×10^{-16} GeV^{-5}	flavor, collider
Higgs triplet and RHC	$\left\lvert \frac{(M_R)_{ee}}{m_{\Delta_R}^2\ M_{W_R}^4} \right\rvert$	10^{-15} GeV^{-5}	flavor, collider e^- distribution
λ-mechanism with RHC	$\left\lvert \frac{U_{ei}\, \tilde{S}_{ei}}{M_{W_R}^2} \right\rvert$	1.4×10^{-10} GeV^{-2}	flavor, collider, e^- distribution
η-mechanism with RHC	$\tan\zeta\, \left\lvert U_{ei}\, \tilde{S}_{ei} \right\rvert$	6×10^{-9}	flavor, collider, e^- distribution
short-range $\not{R}$	$\frac{\left\lvert \lambda'^2_{111} \right\rvert}{\Lambda_{\mathrm{SUSY}}^5}$ $\Lambda_{\mathrm{SUSY}} = f(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{u}_L}, m_{\tilde{d}_R}, m_{\chi_i})$	7×10^{-18} GeV^{-5}	collider, flavor
long-range $\not{R}$	$\left\lvert \sin 2\theta^b\, \lambda'_{131}\, \lambda'_{113} \left(\frac{1}{m_{\tilde{b}_1}^2} - \frac{1}{m_{\tilde{b}_2}^2} \right) \right\rvert$ $\sim \frac{G_F}{q}\, m_b\, \frac{\left\lvert \lambda'_{131}\, \lambda'_{113} \right\rvert}{\Lambda_{\mathrm{SUSY}}^3}$	2×10^{-13} GeV^{-2} 1×10^{-14} GeV^{-3}	flavor, collider
Majorons	$\lvert\langle g_\chi \rangle\rvert$ or $\lvert\langle g_\chi \rangle\rvert^2$	$10^{-4} \ldots 1$	spectrum, cosmology

Distinguishing Mechanisms

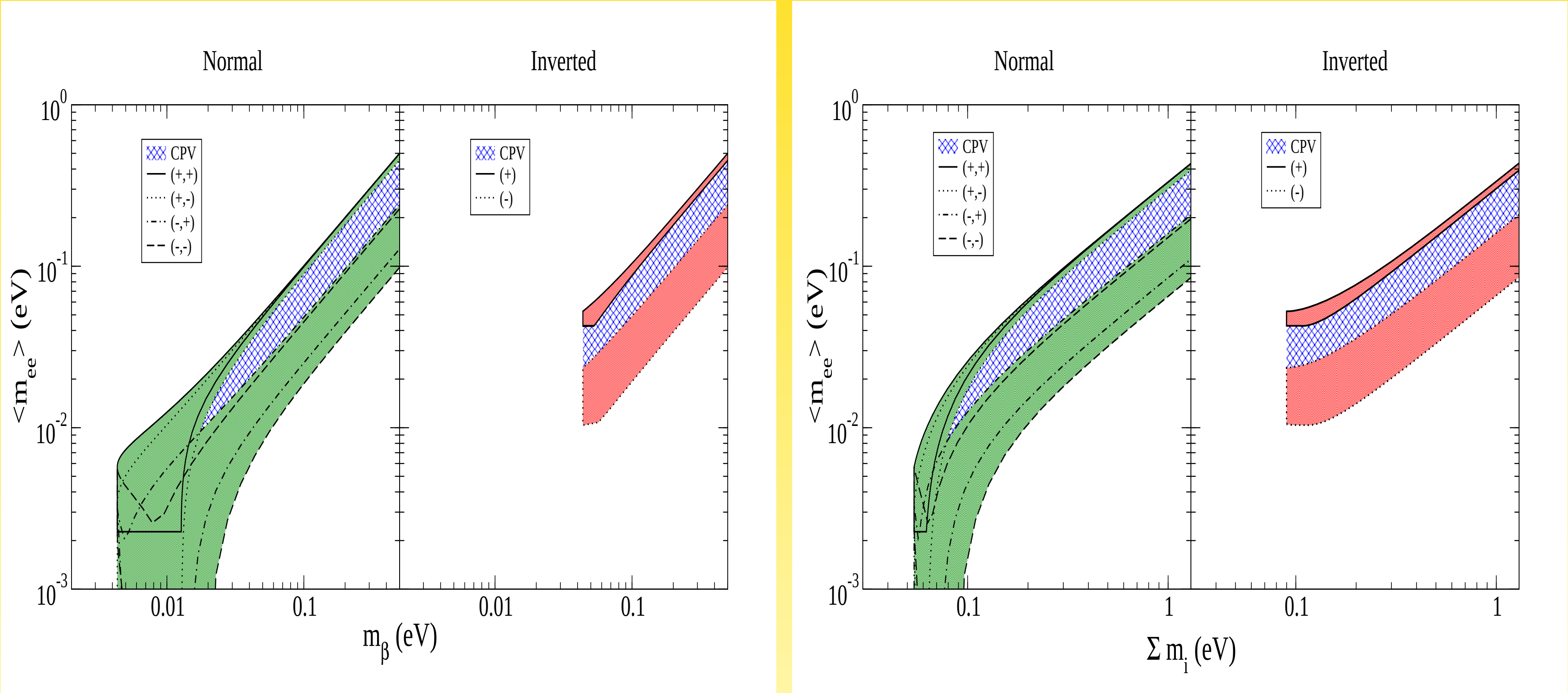
The inverse problem of $\mathbf{0}\nu\beta\beta$

1.) Other observables (LHC, LFV, KATRIN, cosmology,. . .)

2.) Decay products (individual e^- energies, angular correlations, spectrum,. . .)

3.) Nuclear physics (multi-isotope, 0νECEC, $0\nu\beta^+\beta^+$,. . .)

1.) Distinguishing via other Observables



standard mechanism: KATRIN, cosmology

Energy Scale:

Note: *standard amplitude* for light Majorana neutrino exchange:

$$\mathcal{A}_{\rm l} \simeq G_F^2 \, \frac{|m_{ee}|}{q^2} \simeq 7 \times 10^{-18} \left(\frac{|m_{ee}|}{0.5 \text{ eV}} \right) \text{GeV}^{-5} \simeq 2.7 \text{ TeV}^{-5}$$

if new heavy particles are exchanged:

$$\mathcal{A}_{\rm h} \simeq \frac{c}{M^5}$$

⇒ for $0\nu\beta\beta$ holds:

$$\boxed{1 \text{ eV} = 1 \text{ TeV}}$$

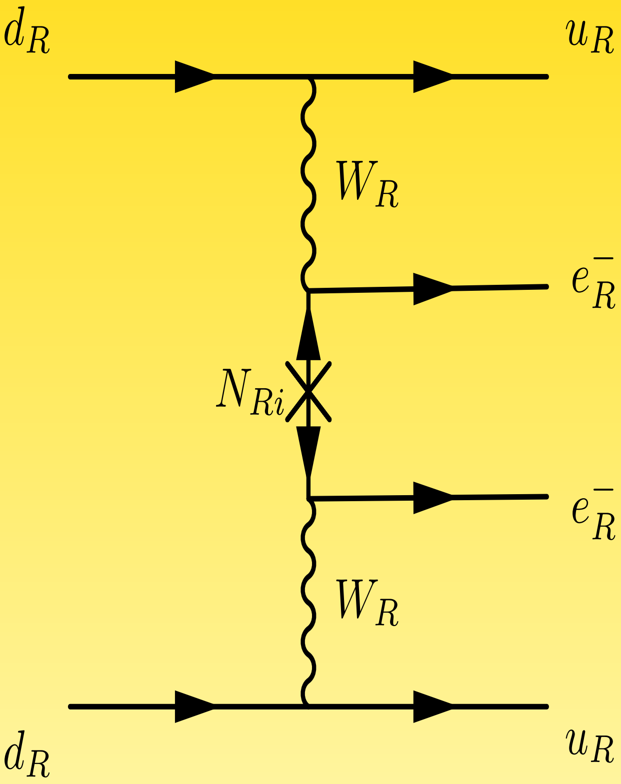
⇒ Phenomenology in colliders, LFV

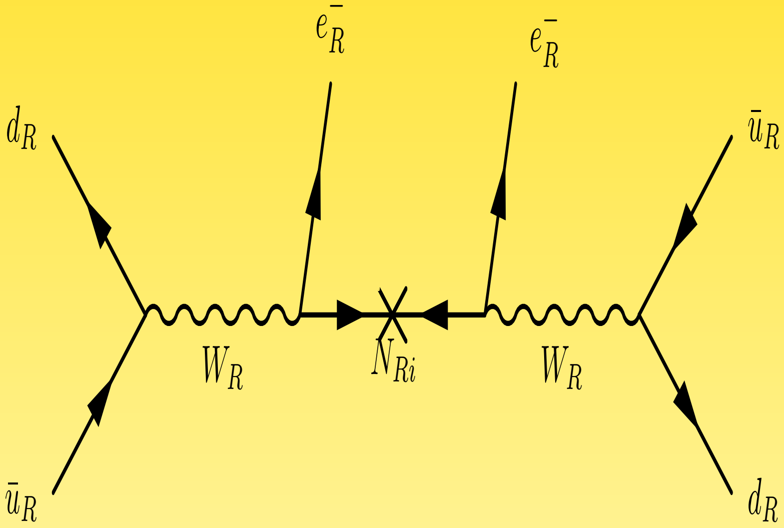
Examples

- R-parity violating supersymmetry (`Allanach, Paes, Kom`)
- TeV seesaw neutrinos (`Ibarra, Petcov` *et al.*; `Mitra, Senjanovic, Vissani`)
- Left-right symmetric theories (`Senjanovic` *et al.*; `Goswami` *et al.*; `Parida` *et al.*; `Barry, W.R.`)
- Color seesaw (`Choubey, Duerr, Mitra, W.R.`)
- Higher dimensional operators (`Hirsch` *et al.*)

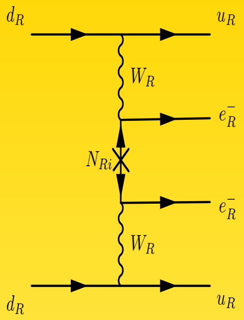
. . .focus only on one example here. . .

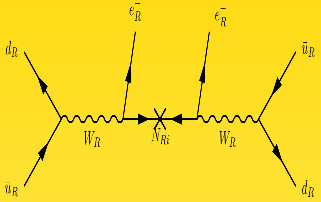
Left-right symmetry

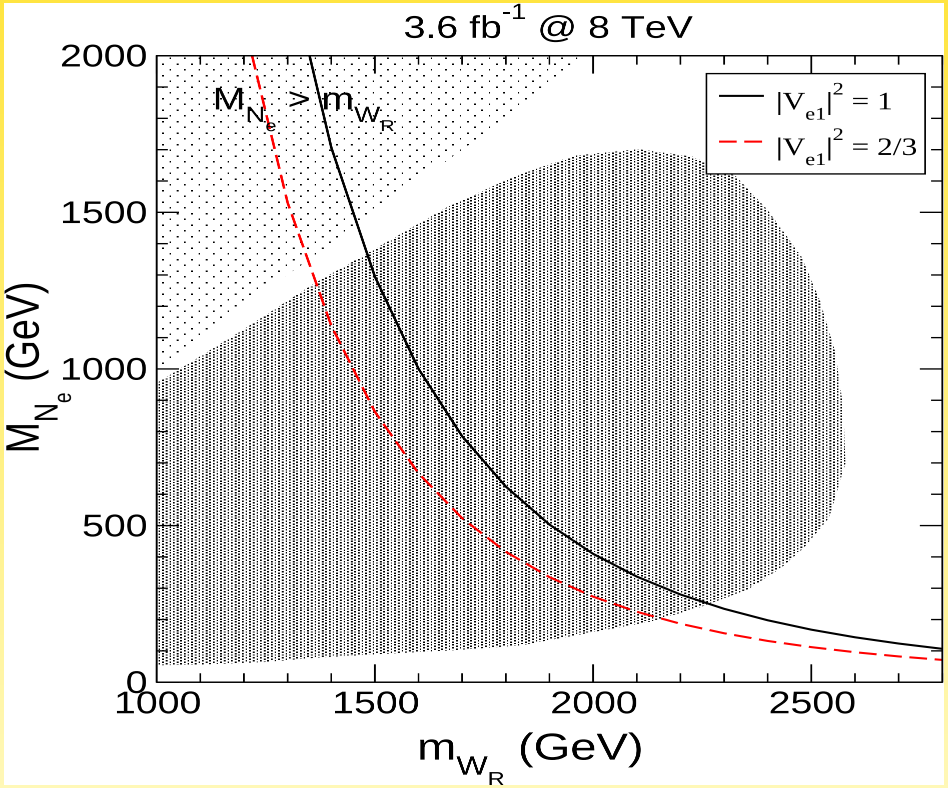




`Senjanoviv, Keung, 1983; Senjanovic` *et al.*`, 1011.3522; 1103.1627`

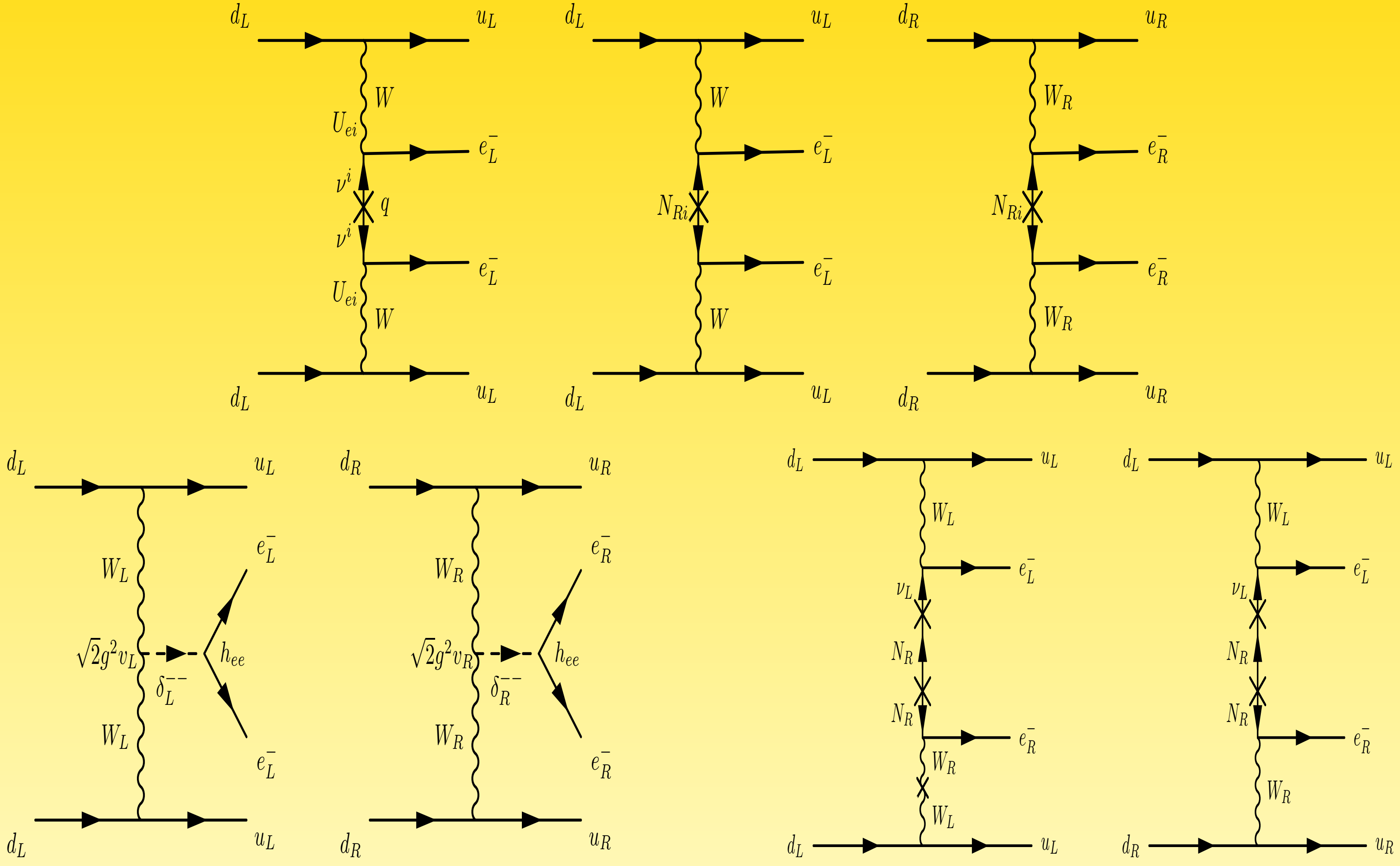

d_R
u_R
W_R
e_R^-
N_{Ri}
e_R^-
W_R
d_R
u_R


e_R^-
e_R^-
d_R
$\bar{u}_R$
W_R
N_{Ri}
W_R
$\bar{u}_R$
d_R

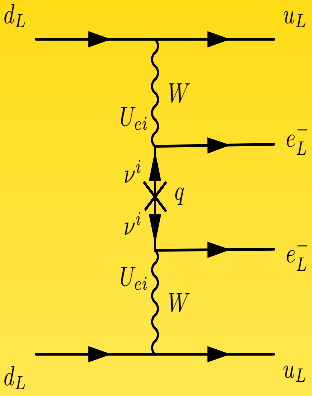

3.6 fb^{-1} @ 8 TeV
$M_{N_e} > m_{W_R}$
$|V_{e1}|^2 = 1$
$|V_{e1}|^2 = 2/3$
M_{N_e} (GeV)
0
500
1000
1500
2000
1000
1500
2000
2500
m_{W_R} (GeV)

Barry, W.R.

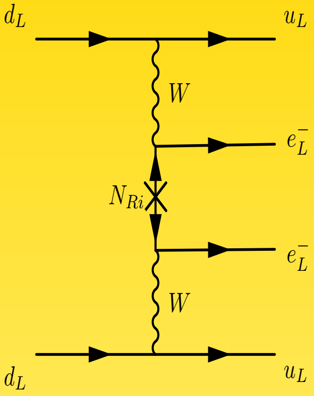
Left-right symmetry



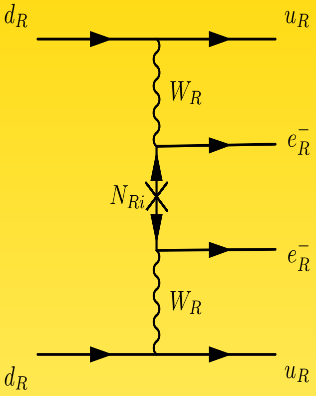
Left-right symmetry



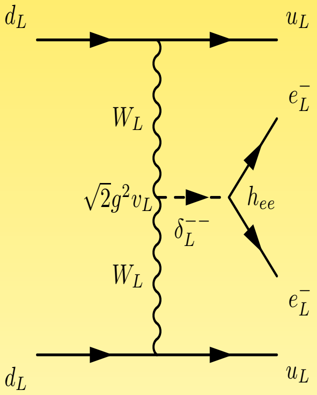
$$U_{ei}^2\, m_i$$



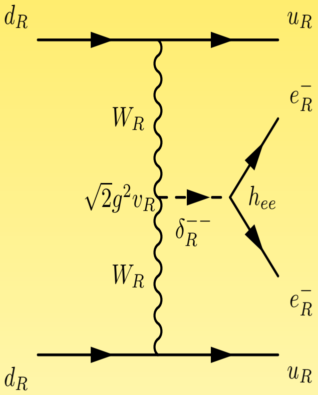
$$\frac{S_{ei}^2}{M_i}$$



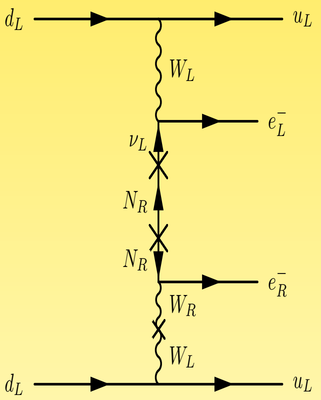
$$\frac{V_{ei}^2}{M_{W_R}^4\, M_i}$$



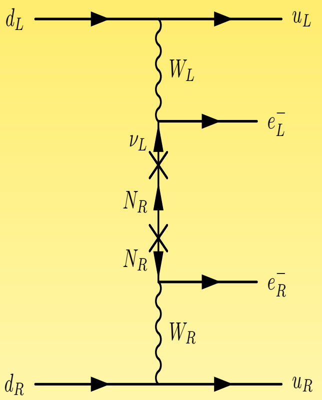
$$\frac{U_{ei}^2\, m_i}{M_{\Delta_L}^2}$$



$$\frac{V_{ei}^2\, M_i}{M_{W_R}^4\, M_{\Delta_R}^2}$$

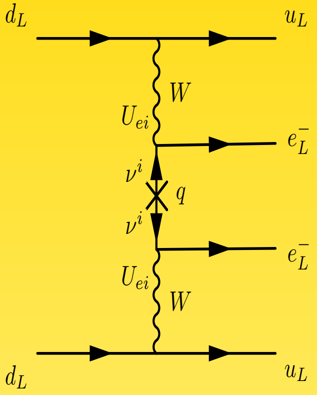


$$U_{ei}\, T_{ei} \tan\zeta$$

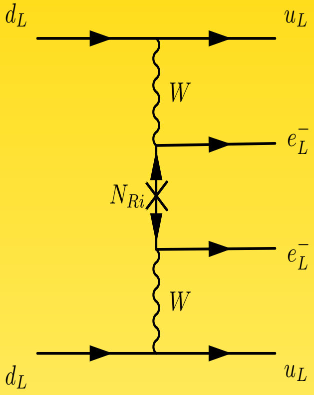


$$\frac{U_{ei}\, T_{ei}}{M_{W_R}^2}$$

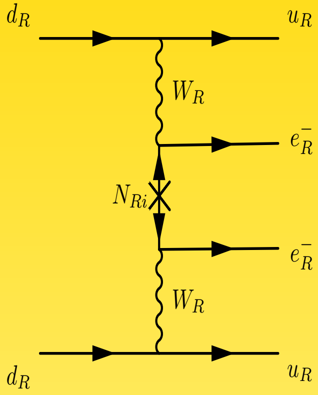
Left-right symmetry



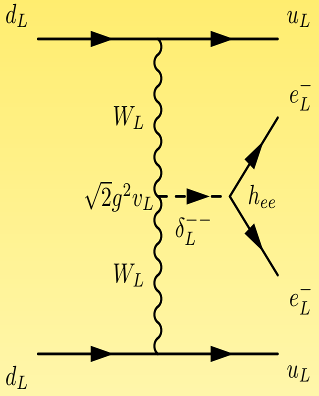
0.4 eV



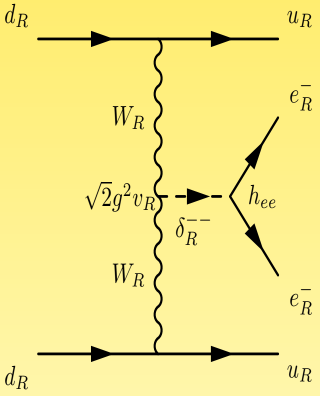
2×10^{-8} GeV^{-1}



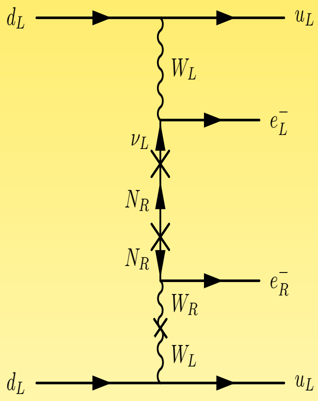
4×10^{-16} GeV^{-5}



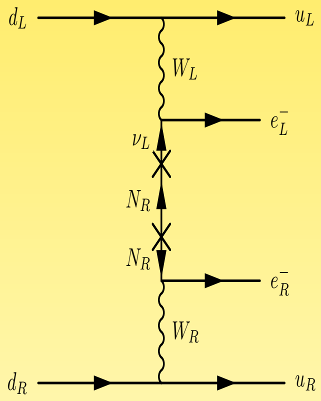
—



10^{-15} GeV^{-5}



6×10^{-9}



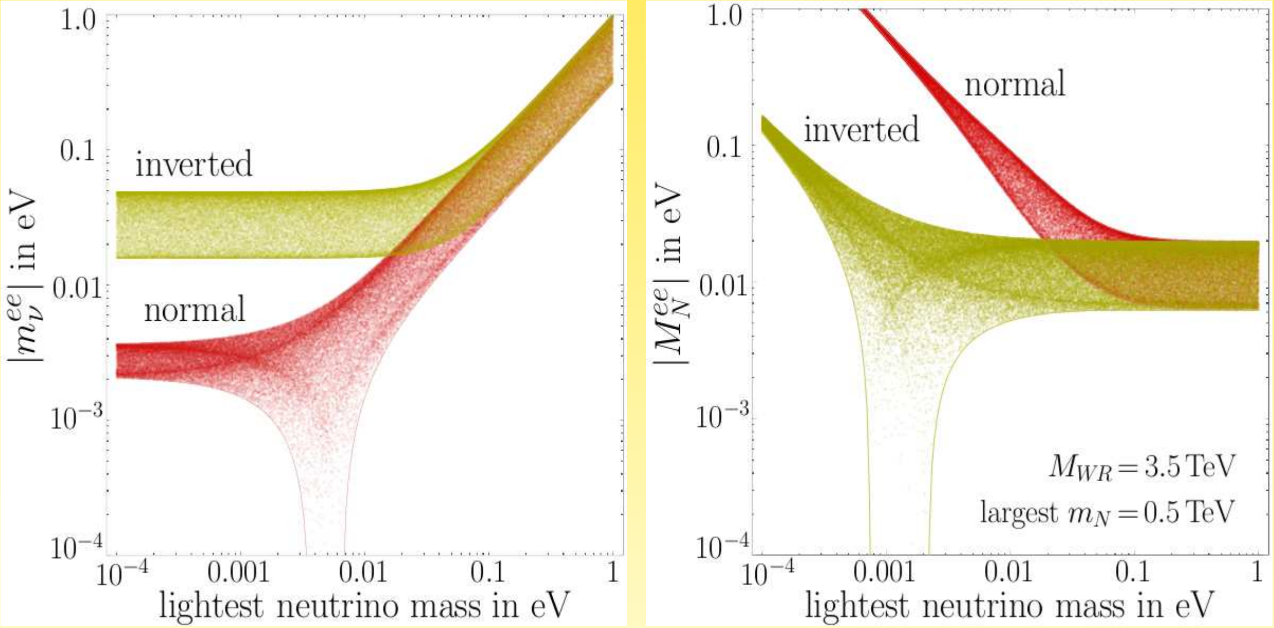
1.4×10^{-10} GeV^{-2}

Type II dominance (`Tello` *et al.*, `1011.3522`)

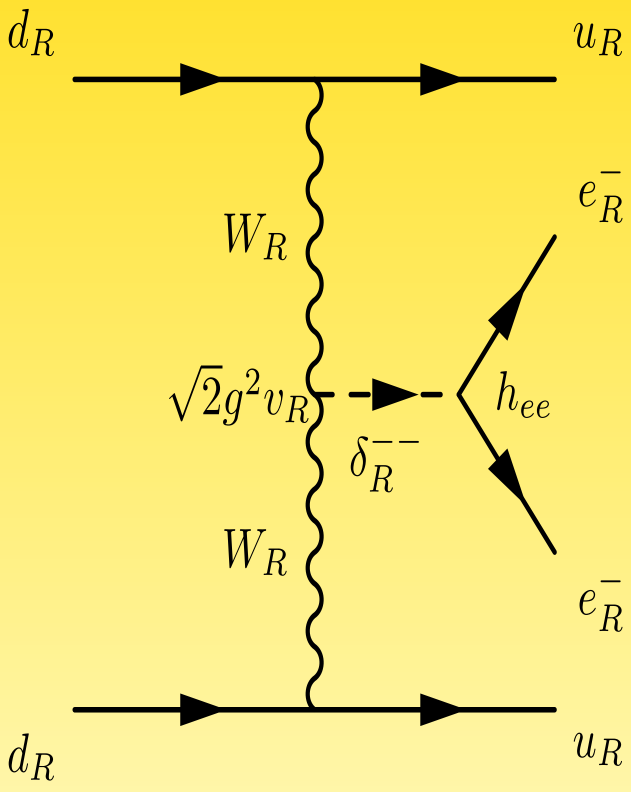
$$m_\nu = m_L - m_D\, M_R^{-1}\, m_D^T = v_L\, f - \frac{v^2}{v_R} Y_D\, f^{-1}\, Y_D^T \longrightarrow v_L\, f$$

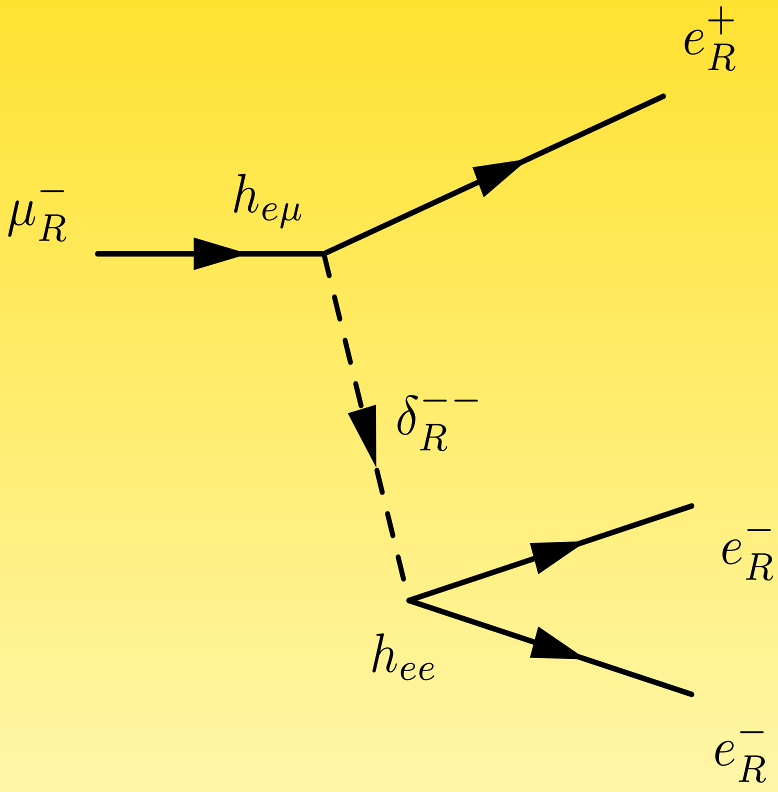
m_ν fixes M_R and exchange of N_R with W_R is fixed in terms of PMNS:

$$\Rightarrow \mathcal{A}_{N_R} \simeq G_F^2 \left(\frac{m_W}{M_{W_R}}\right)^4 \sum \frac{V_{ei}^2}{M_i} \propto \sum \frac{U_{ei}^2}{m_i}$$

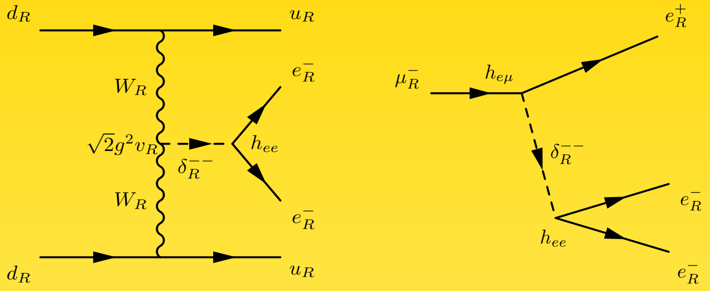


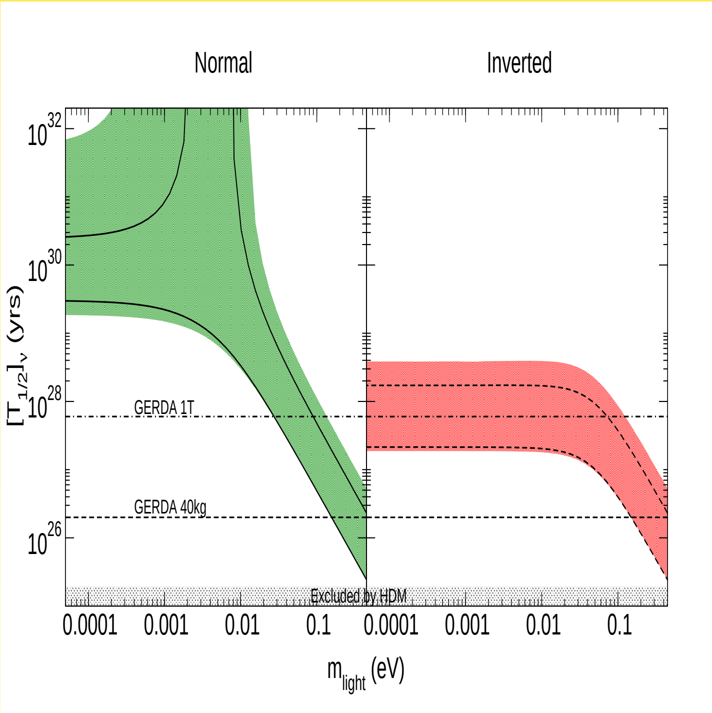
Constraints from Lepton Flavor Violation

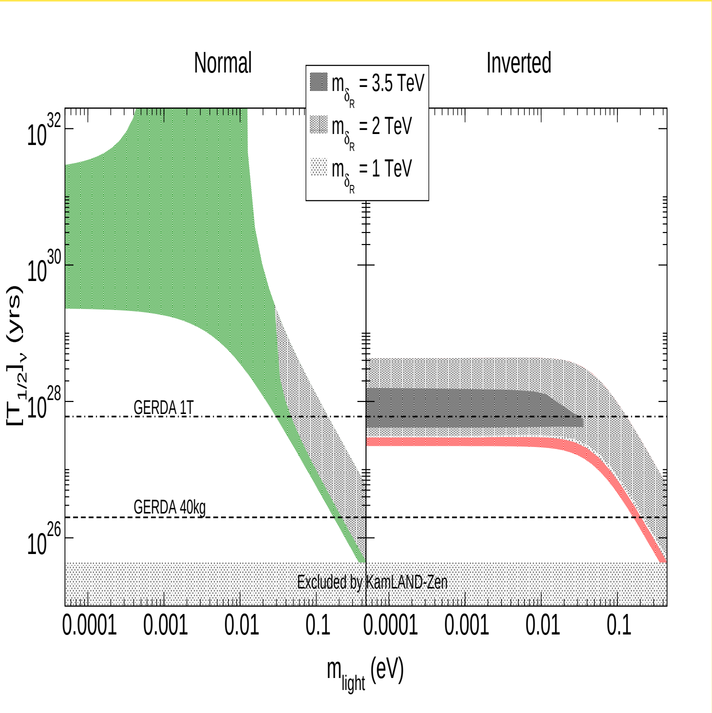




Constraints from Lepton Flavor Violation







Barry, W.R.

“Inverse $0\nu\beta\beta$”

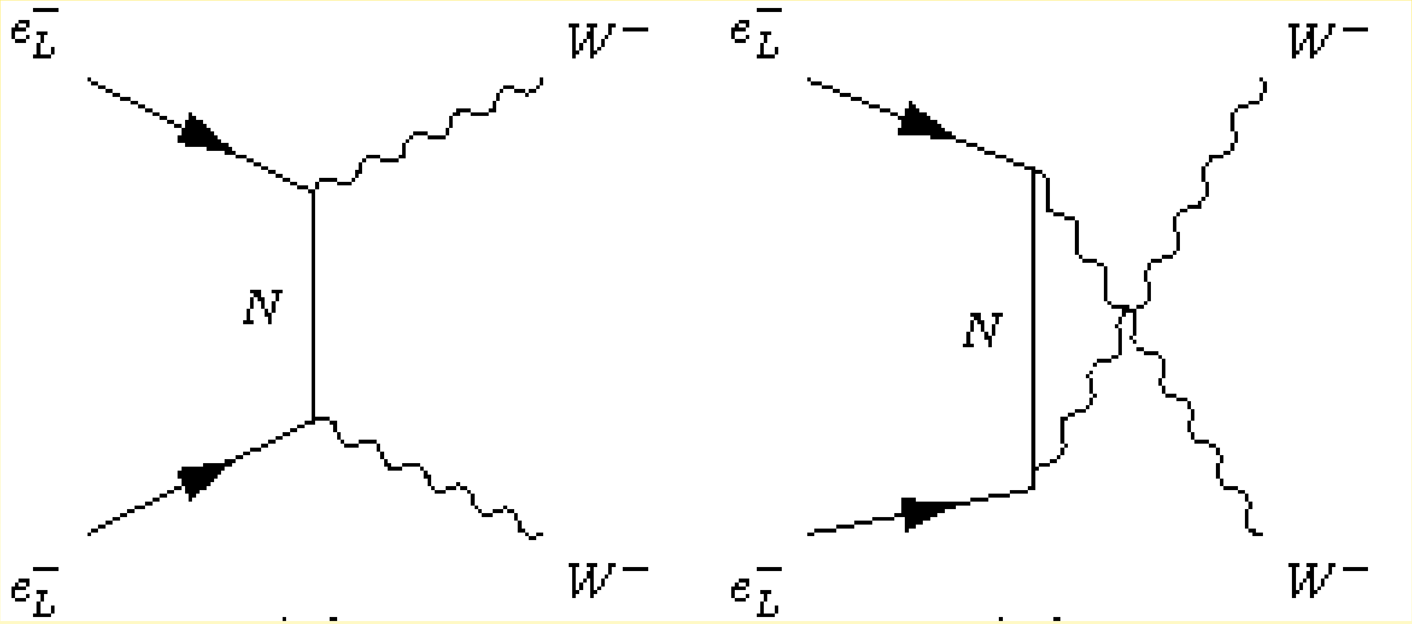
this is not

$$^{76}\mathrm{Se}^{++} + e^- + e^- \to\ ^{76}\mathrm{Ge}$$

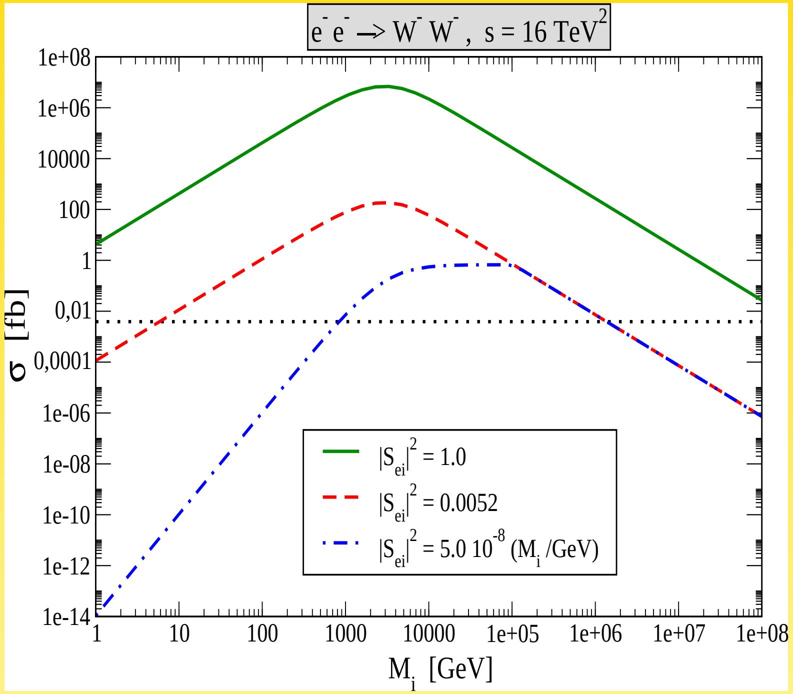
but rather

$$e^- + e^- \to W^- + W^-$$

Rizzo; Heusch, Minkowski; Gluza, Zralek; Cuypers, Raidal;...



Inverse Neutrinoless Double Beta Decay



W.R., PRD **81**

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{G_F^2}{32\,\pi}\left\{\sum (m_\nu)_i\,\mathcal{U}_{ei}^2\left(\frac{t}{t-(m_\nu)_i}+\frac{u}{u-(m_\nu)_i}\right)\right\}^2$$

Inverse Neutrinoless Double Beta Decay

Extreme limits:

- light neutrinos:

$$\sigma(e^- e^- \to W^- W^-) = \frac{G_F^2}{4\,\pi}\,|m_{ee}|^2 \leq 4.2 \cdot 10^{-18} \left(\frac{|m_{ee}|}{1\,\mathrm{eV}}\right)^2 \mathrm{fb}$$

$\Rightarrow$ way too small

- heavy neutrinos:

$$\sigma(e^- e^- \to W^- W^-) = 2.6 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\sqrt{s}}{\mathrm{TeV}}\right)^4 \left(\frac{S_{ei}^2/M_i}{5 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^{-1}}\right)^2 \mathrm{fb}$$

$\Rightarrow$ too small

- $\sqrt{s} \to \infty$:

$$\sigma(e^- e^- \to W^- W^-) = \frac{G_F^2}{4\pi} \left(\sum \mathcal{U}_{ei}^2\,(m_\nu)_i\right)^2$$

$\Rightarrow$ amplitude grows with $\sqrt{s}$? Unitarity??

Unitarity

high energy limit $\sqrt{s} \to \infty$:

$$\sigma(e^- e^- \to W^- W^-) = \frac{G_F^2}{4\pi} \left(\sum \mathcal{U}_{ei}^2 \, (m_\nu)_i \right)^2$$

$\leftrightarrow$ amplitude grows with $\sqrt{s}$?

Answer: exact see-saw relation $\mathcal{U}_{ei}^2 \, (m_\nu)_i = 0$

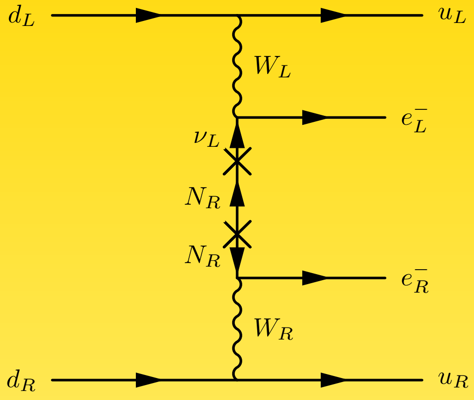
$$\mathcal{M} = \left(\begin{array}{cc} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{array} \right) = \mathcal{U} \left(\begin{array}{cc} m_\nu^{\rm diag} & 0 \\ 0 & M_R^{\rm diag} \end{array} \right) \mathcal{U}^T$$

if Higgs triplet is present: unitarity also conserved

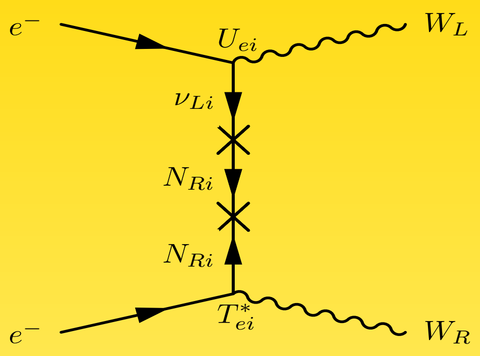
$$\sigma(e^- e^- \to W^- W^-) = \frac{G_F^2}{4\pi} \left((\mathcal{U}_{ei}^2 \, (m_\nu)_i - (m_L)_{ee} \right)^2 = 0$$

`W.R., PRD` **81**

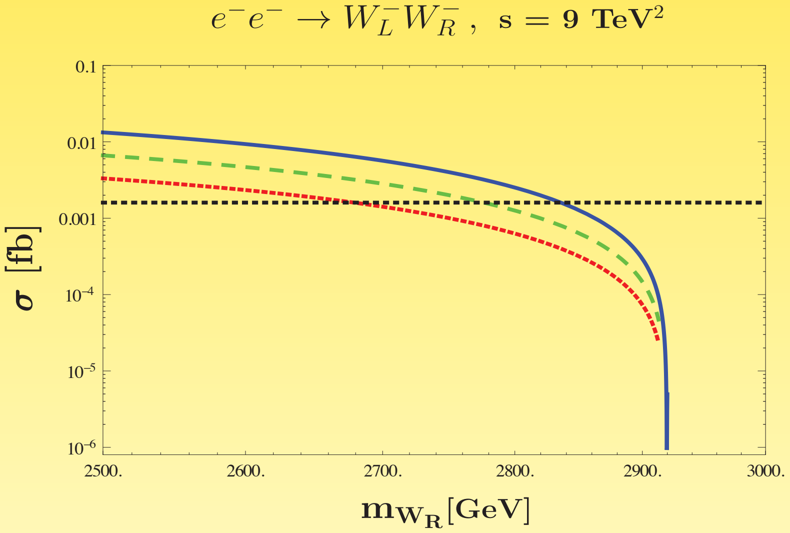
First possibility: λ-diagram in LR symmetry



$0\nu\beta\beta$

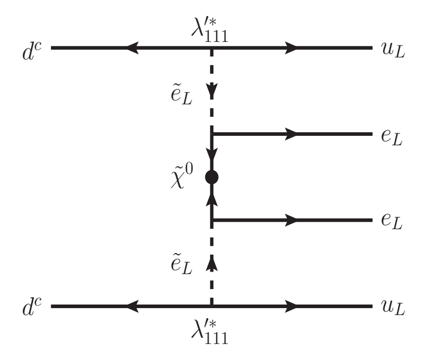


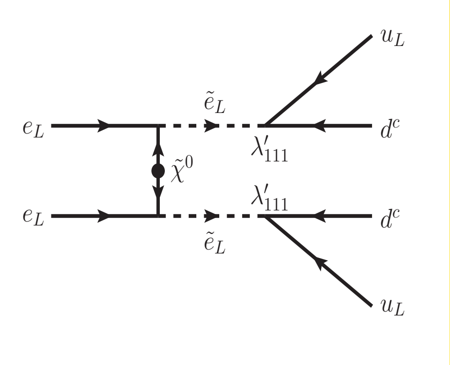
W-W_R production



Barry, Dorame, W.R., 1204.3365

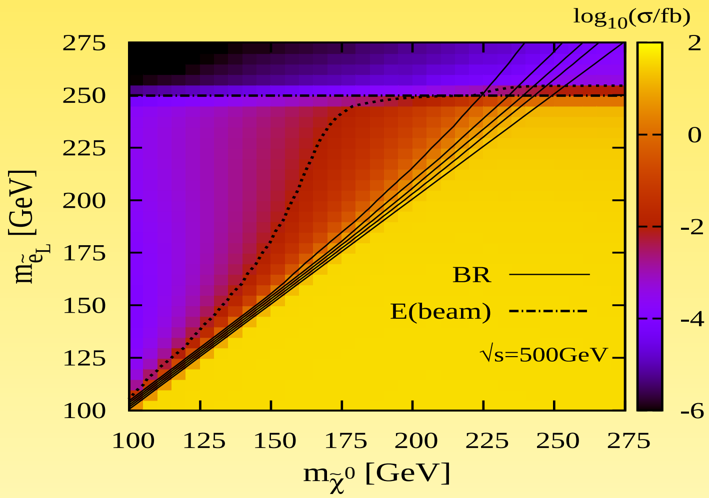
Second possibility: RPV SUSY

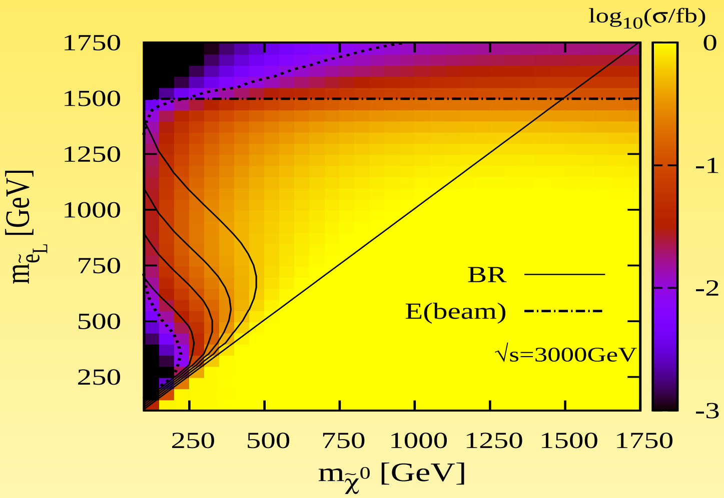




$0\nu\beta\beta$

resonant $\tilde{e}_L$ production $\rightarrow 4j$

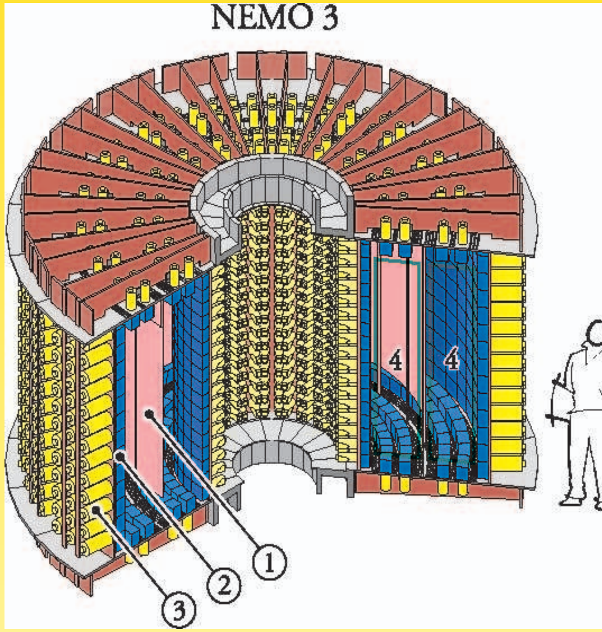


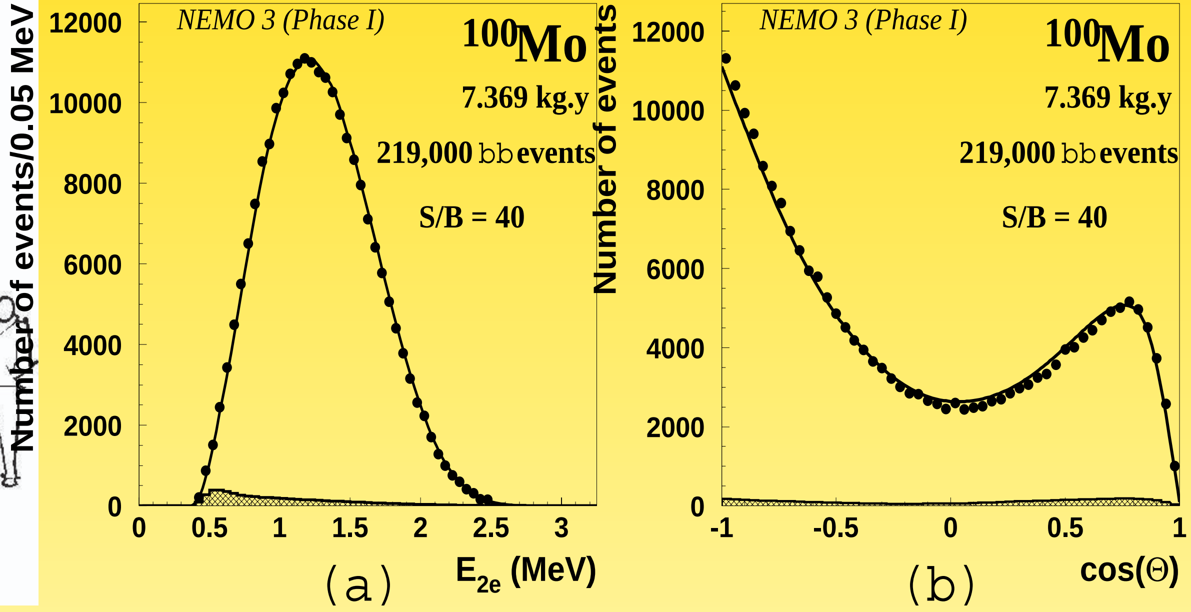


`Kom, W.R., 1110.3220`

2.) Distinguishing via decay products

SuperNEMO

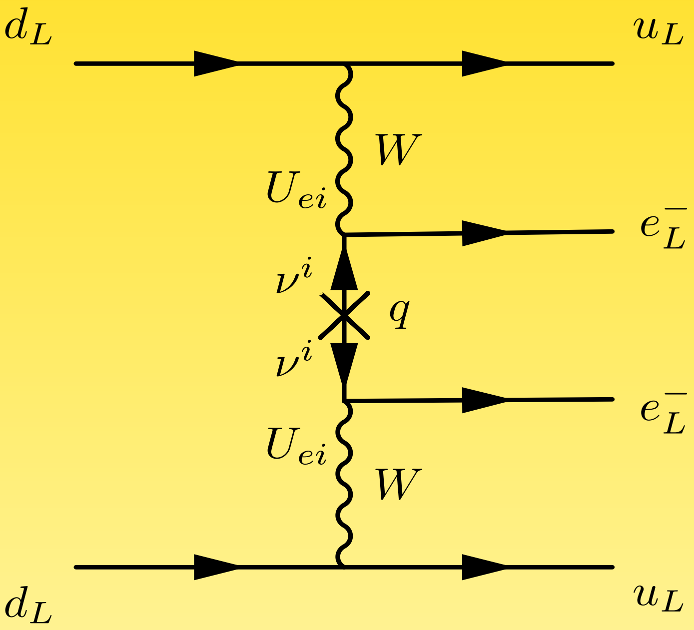


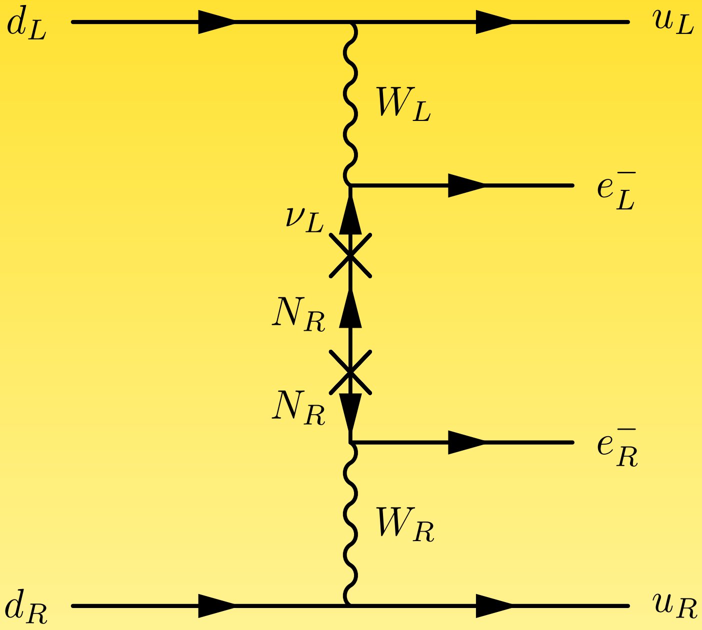


- source foils in between plastic scintillators
- individual electron energy, and their relative angle!

2.) Distinguishing via decay products

Consider standard plus λ-mechanism





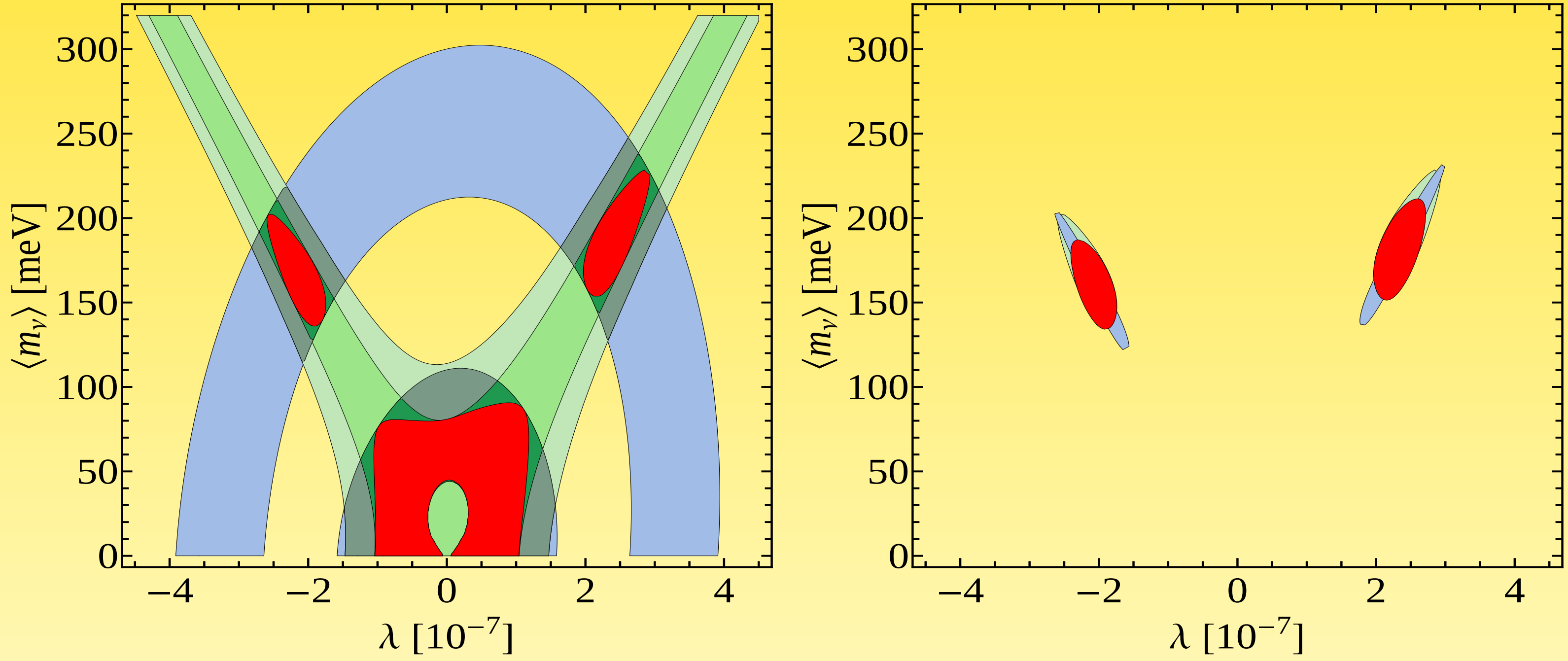
$$\frac{d\Gamma}{dE_1\, dE_2\, d\cos\theta} \propto (1 - \beta_1\, \beta_2\, \cos\theta) \qquad \frac{d\Gamma}{dE_1\, dE_2\, d\cos\theta} \propto (E_1 - E_2)^2\, (1 + \beta_1\, \beta_2\, \cos\theta)$$

`Arnold` *et al.*, `1005.1241`

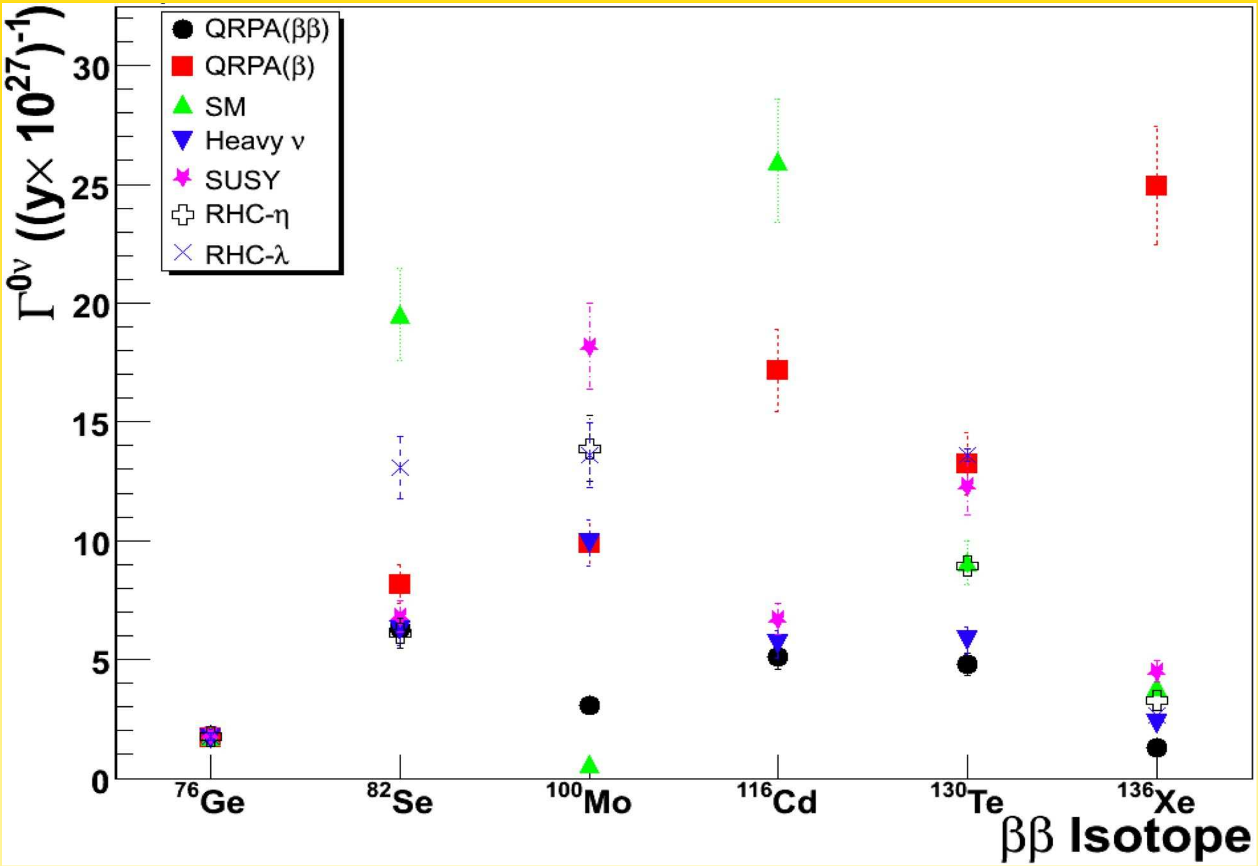
2.) Distinguishing via decay products

Defining asymmetries

$A_\theta = (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$ and $A_E = (N_> - N_<)/(N_> + N_<)$



3.) Distinguishing via nuclear physics



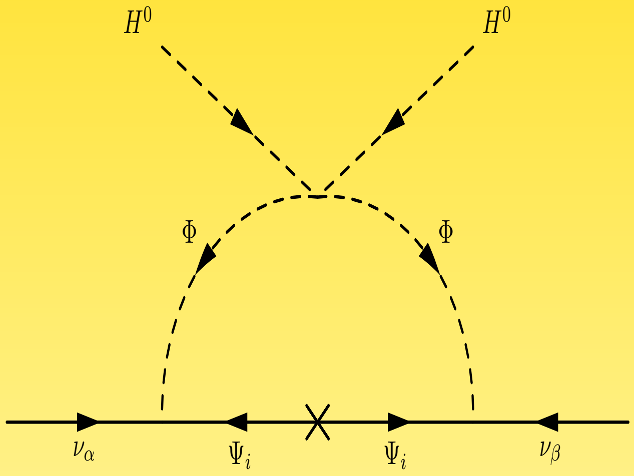
`Gehman, Elliott, hep-ph/0701099`

3 to 4 isotopes necessary to disentangle mechanism

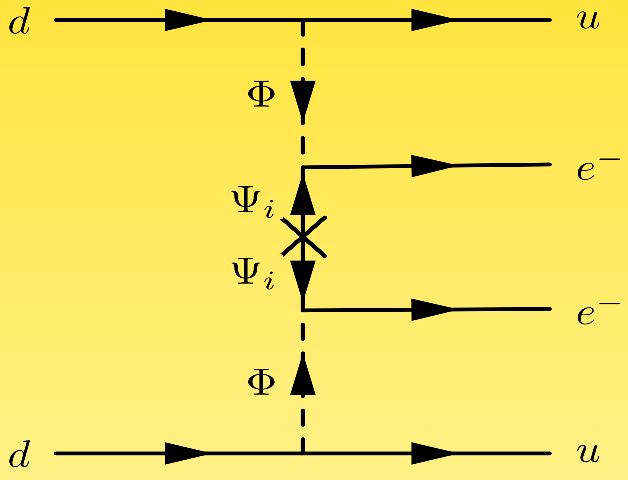
Direct vs. Indirect Contribution

Example: Color Octet Mechanism (`Perez, Wise, PRD 80`)

introduce $\psi_i = (8, 1, 0)$ and $\Phi = (8, 2, \frac{1}{2})$



1-loop m_ν

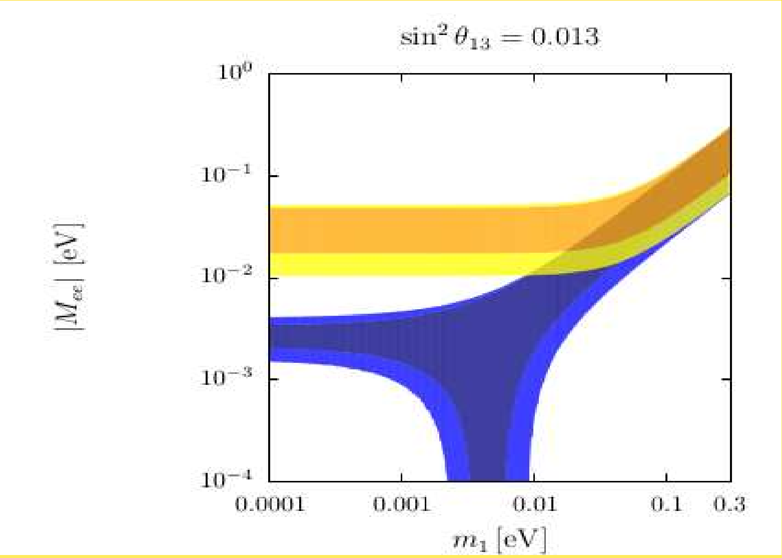


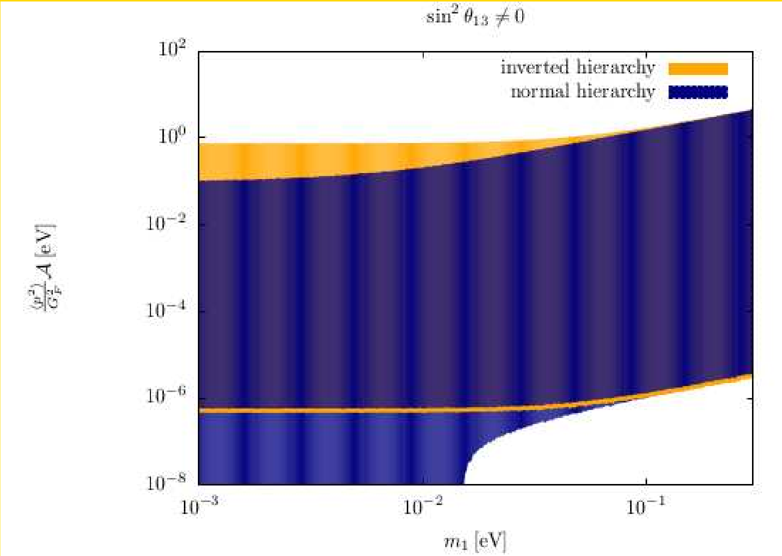
indirect contribution to $0\nu\beta\beta$:

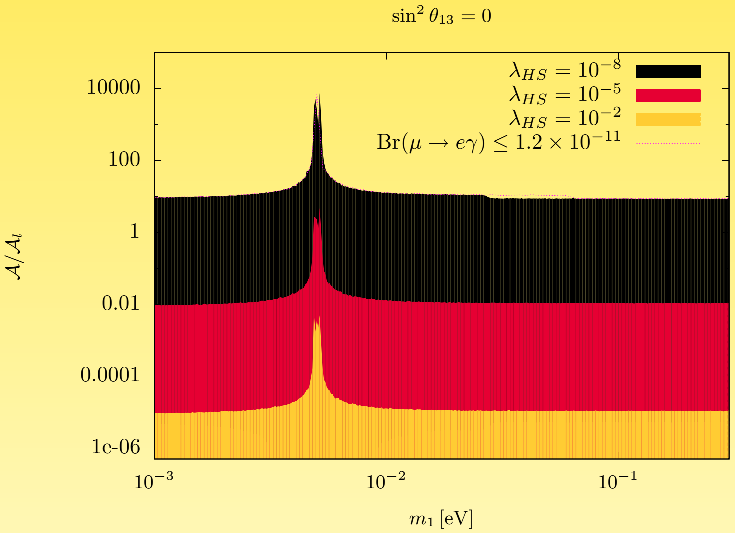
$$\mathcal{A}_{\mathrm{l}} \simeq G_F^2 \, \frac{|m_{ee}|}{q^2}$$

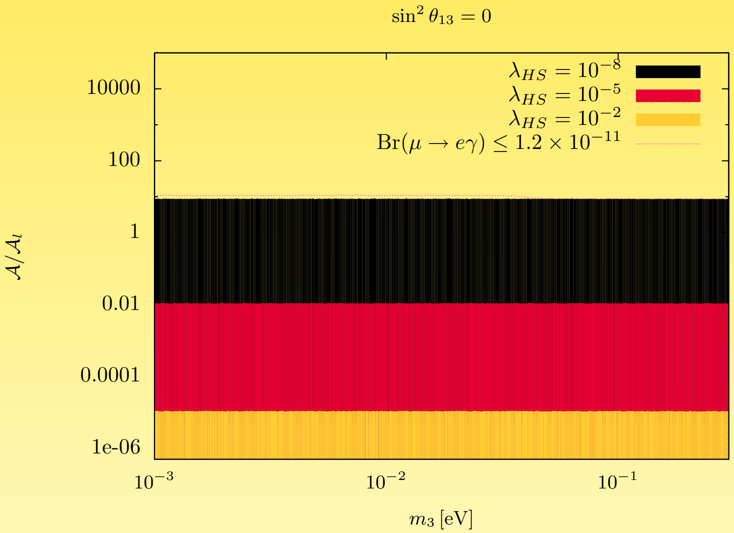
direct contribution to $0\nu\beta\beta$:

$$\mathcal{A} \simeq c_{ud}^2 \, \frac{y_{e\alpha}^2}{M_{\psi_i} \, M_\Phi^4}$$









Choubey, Dürr, Mitra, W.R., 1201.3031

Summary

Chi l'ha visto?

Ettore Majorana, ordinario di fisica teorica all'Università di Napoli, è misteriosamente scomparso dagli ultimi di marzo. Di anni 31, alto metri 1,70, snello, con capelli neri, occhi scuri, una lunga cicatrice sul dorso di una mano. Chi ne sapesse qualcosa è pregato di scrivere al R. P. E. Marianecci, Viale Regina Margherita 66 - Roma.

Majorana Particles

< *Science* Express Index

Read Full Text to Comment (0)

Science DOI: 10.1126/science.1222360

REPORT

Signatures of Majorana Fermions in Hybrid Superconductor-Semiconductor Nanowire Devices

V. Mourik[1,*], K. Zuo[1,*], S. M. Frolov[1], S. R. Plissard[2], E. P. A. M. Bakkers[1,2], L. P. Kouwenhoven[1,†]

± Author Affiliations

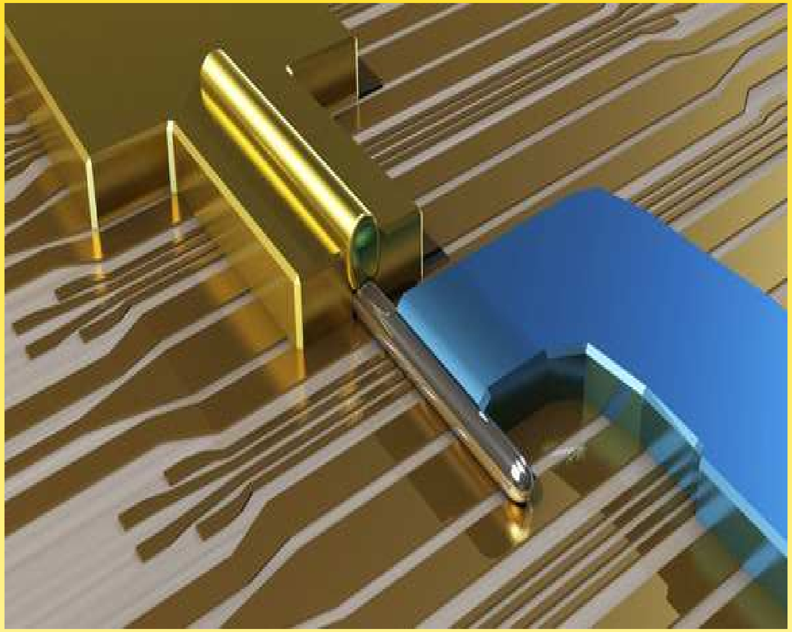
[†] To whom correspondence should be addressed. E-mail: l.p.kouwenhoven@tudelft.nl

[*] These authors contributed equally to this work.

ABSTRACT

Majorana fermions are particles identical to their own antiparticles. They have been theoretically predicted to exist in topological superconductors. We report electrical measurements on InSb nanowires contacted with one normal (Au) and one superconducting electrode (NbTiN). Gate voltages vary electron density and define a tunnel barrier between normal and superconducting contacts. In the presence of magnetic fields of order 100 mT, we observe bound, mid-gap states at zero bias voltage. These bound states remain fixed to zero bias even when magnetic fields and gate voltages are changed over considerable ranges. Our observations support the hypothesis of Majorana fermions in nanowires coupled to superconductors.

Received for publication 23 March 2012.
Accepted for publication 5 April 2012.



put a semi-conductor nanowire between a gold electrode and a superconductor

observe zero-velocity quasiparticles in the nanowire

(electrons acting collectively as Majorana fermions)

SOZIALE SYSTEME

Frauen und Kinder zuerst

VON JÜRGEN KAUBE

Frauen und Kinder zuerst – so lautet die soziale Norm bei Schiffsuntergängen. Wird ihr auch gefolgt? Ein Autorenteam um den Schweizer Ökonomen Bruno S. Frey hat die entsprechenden Daten der „Titanic"- und „Lusitania"-Havarien untersucht. Dabei zeigte sich, dass auf der „Titanic" Frauen und Passagiere der ersten Klasse die höchsten Überlebenschancen hatten, bei der von einem deutschen Torpedo getroffenen „Lusitania" hingegen gab es solch ein Muster nicht.

Die Erklärung der Forscher: Die „Titanic" sank langsam, die „Lusitania" binnen achtzehn Minuten. Soziale Normen durchzusetzen benötigt auch dann Zeit, wenn sie schon vor ihrem Anwendungsfall bekannt sind und sich nicht erst aus der Gefahrensituation heraus entwickeln. Bemerkenswert aber sei gleichwohl, dass auf der „Titanic" eine Selbsterhaltungsinteressen widersprechende Norm, Augenzeugenberichten zufolge, anstandslos respektiert wurde.

Der Züricher Soziologe Andreas Diekmann hat jetzt eine Reihe vorsichtiger Fragezeichen an dieser Deutung angebracht. „Oberschichten zuerst" ist schließlich keine soziale Norm, doch in der ersten Klasse überlebten 62 Prozent, in der zweiten 41 Prozent und in der dritten nur ein Viertel. Der Prozentsatz der umgekommenen Kinder aus der dritten Klasse war mit 66 Prozent höher als derjenige der Männer aus der ersten Klasse, von der Zahl der Kinder in der ersten Klasse, die überlebten, ganz zu schweigen: alle.

Wie kamen überhaupt, fragt Diekmann, Männer aus der ersten Klasse in Rettungsboote, wenn die Frauen-Kinder-Norm galt? Sie waren in der Nähe der Boote, anders als viele Frauen aus der dritten Klasse, die auch nicht von der Crew dorthin geführt wurden. So hatten die sozial schwächeren Frauen eine äußerst hohe Sterblichkeit.

Viele Passagiere der „Titanic" dachten außerdem, sie würden von der zehn Meilen entfernt fahrenden „Californian" aufgenommen, deren Lichter man sah. Oder von der „Carpathia", die alarmiert wurde. Insofern haben wohl viele auch die Gefahr gering genug eingeschätzt, um an Bord zu bleiben und nicht in Panik zu geraten. Die Durchsetzung der Norm „Frauen und Kinder zuerst" profitierte auch von diesen Irrtümern.

Bruno S. Frey, e. a., „Who perished on the Titanic?", Rationality and Society 23 (2011); **Andreas Dieckmann,** „Die Rolle sozialer Normen, der Situationsdefinition und sozialer Klassen beim Untergang der Titanic", Kölner Zeitschrift für Soziologie und Sozialpsychologie, 64.1 (März 2012)

Quasi ein Teilchen

Seit Jahrzehnten suchen Physiker eine neue Sorte von Partikeln. Jetzt haben sie solche „Majorana-Teilchen" aufgespürt – zumindest etwas in der Art.

VON ROBERT GAST

Wie real *sind die Bausteine der Welt? Realer als Murmeln, sollte man meinen. Doch darüber lässt sich streiten.* Foto Dieter Rüchel

Der Raum war viel zu klein. Gestandene Forscher mussten auf dem Boden Platz nehmen, immer mehr Publikum drängte in den Saal auf dem März-Treffen der amerikanischen Physikervereinigung in Boston. Schließlich präsentierte der Niederländer Leo Kouwenhoven von der Delft University of Technology das heißersehnte Resultat: „Haben wir Majorana-Fermionen gefunden? Ich würde vorsichtig sagen: ja." Die Zuhörer lauschten gebannt, berichtet Wolfgang Belzig von der Universität Konstanz. „Es ist sehr selten, dass man bei so einem aufregenden Ereignis dabei sein kann", sagt er. Etwas Vergleichbares habe es zuletzt vor acht Jahren gegeben, als der Wunderstoff Graphen der Öffentlichkeit präsentiert wurde.

Der Name Ettore Majorana lässt seit Jahrzehnten Forscheraugen leuchten. Der junge Italiener wurde als größtes Physik-Talent des 20. Jahrhunderts gehandelt, bis er 1938 unter nie geklärten Umständen verschwand. Aber Majorana hinterließ der Nachwelt eine Theorie mit gewaltigen Implikationen für das Weltbild der modernen Physik. Ihre experimentelle Bestätigung würde selbst den ausstehenden Nachweis des Higgs-Teilchens in den Schatten stellen.

Ettore Majorana fragte sich, ob es Materie gibt, die mit ihrer Antimaterie identisch ist.

Wie viele junge Physiker der 1930er Jahre befasste sich Majorana mit einer Gleichung, die das Verhalten von Elementarteilchen vorhersagen konnte. Ihre Standardlösung beschrieb ein negativ geladenes punktförmiges Partikel, das Elektron. Darüber hinaus hatte ihr Schöpfer, der Brite Paul Dirac, zeigen können, dass auch ein positiv geladener Zwilling des Elektrons der nach ihm benannten Gleichung gehorcht. Dieses „Positron" genannte Antielektron wurde dann wenige Jahre später tatsächlich in der kosmischen Strahlung nachgewiesen. Damit war klar, dass es im Universum neben Materie auch Antimaterie gibt.

Majoranas historische Leistung bestand nun darin, eine weitere Lösung der Dirac-Gleichung ausgetüftelt zu haben: Sie beschreibt ein dem Elektron ähnliches Teilchen, das sein eigenes Antiteilchen ist – ein Majorana-Fermion. Gefunden hat es bisher niemand. Aber die Auffassung, es müsse derartige Partikel geben, hat in den letzten Jahrzehnten beständig an Popularität gewonnen. Denn mittlerweile sagen auch andere Theorien ihre Existenz voraus. Etwa die der Supersymmetrie, die den Weg zu einer Vereinheitlichung von Quantenmechanik und Allgemeiner Relativitätstheorie ebnen soll. Auch die Tatsache, dass es mehr Materie als Antimaterie im Universum gibt, lässt sich nur dann elegant erklären, wenn es Majoranas gibt. „Die Glaubwürdigkeit der populärsten Theorien der Teilchenphysik würde davon enorm profitieren", sagt Werner Rodejohann vom Max-Planck-Institut für Kernphysik.

Seit langem hoffen Physiker, dass die geisterhaften Neutrinos die charakteristische Majorana-Eigenschaft haben, dass sie also in Wahrheit nichts von Antineutrinos unterscheidet. Aber bisher liefen alle Versuche, diesen Nachweis zu erbringen, ins Leere. Am besten ginge das, indem man einen hypothetischen, extrem seltenen radioaktiven Zerfall dingfest macht. Bei ihm wandeln sich zwei Kernteilchen nahezu gleichzeitig um. Das bei der Umwandlung des einen freiwerdende Neutrino würde dann bei der des andern sogleich absorbiert, wenn es denn ein Majorana-Teilchen ist. Gegenwärtig versuchen gleich mehrere Experimente in abgeschirmten Untergrund-Labors, diesen „neutrinolosen doppelten Beta-Zerfall" aufzuspüren (*Sonntagszeitung* vom 21.11.2010).

Hat sich das mit der Entdeckung aus Delft nun erledigt? Rodejohann winkt ab: „Das Ergebnis von Kouwenhoven ist leider kein Beweis, dass es auch in der Natur elementare Majoranas gibt." Was die Niederländer gezeigt hätten, sei ein spezieller Effekt im Inneren eines Festkörpers, der ähnliche Eigenschaften wie die ersehnte Partikelklasse hat. Dass die Suche nach echten Majoranas weitergehen muss, räumt auch Leo Kouwenhoven selbst ein: „Unsere Majoranas werden zwar von denselben Gleichungen wie die Elementarteilchen-Majoranas beschrieben, aber ihr Erscheinungsbild ist ein komplett anderes." Folgen für die Teilchenphysik hätte die Entdeckung keine.

In der Tat ist Kouwenhovens kürzlich in *Science* veröffentlichte Arbeit vor allem eine eindrucksvolle Demonstration festköperphysikalischer Experimentierkunst. Gezielt haben mehrere Forschergruppen in den letzten Jahren darauf hingearbeitet, Elektronen so zu manipulieren, dass sie die Eigenschaften der von Majorana vorhergesagten Objekte annehmen, als sogenannte „Quasi-Teilchen". Die Idee geht auf den Umstand zurück, dass sich Elementarteilchen im Inneren eines Körpers nicht frei bewegen können, sondern maßgeblich von ihrer Umgebung beeinflusst werden. „Wenn ich einen Löffel durch Honig ziehe, wirkt der Löffel schwerer als wenn ich ihn durch Luft bewege", sagt Belzig. Um sein Verhalten zu berechnen, würden pragmatisch veranlagte Physiker dem Löffel im Honig eine etwas größere Masse geben und ihn „Quasi-Löffel" nennen.

Das Konzept der Quasi-Teilchen erlaubt nun Aussagen über die Myriaden miteinander wechselwirkender Atome in einem Festkörper. „Quasi-Teilchen sind das Paradebeispiel für den abgegriffenen Satz: Das Ganze ist mehr als die Summe seiner Teile", sagt Wolfgang Belzig. Leo Kouwenhovens Gruppe bemüht auf ihrer Homepage ein Beispiel aus der Welt des Fußballs: Um eine Zuschauerwelle, die durch die Ränge eilt, mathematisch zu beschreiben, könnte man aufschreiben, wann jeder Fan aufspringt und sich wieder hinsetzt. Oder man beschreibt das Phänomen mit einer Gleichung ähnlich der, die den Lauf einer Welle im Wasser berechnet. Damit lässt sich das Problem erheblich vereinfachen.

So ähnlich gelingt auch der Brückenschlag von unzählbar vielen Bausteinen eines Feststoffes zu seinen messbaren Eigenschaften. Statt etwa seine Wärme mit Quadrillionen schwingender Atome zu beschreiben, wird kurzerhand ein Quasi-Teilchen definiert, das die Eigenschaften einer durch den Festkörper laufenden Schallwelle hat. Neben solchen „Phononen" haben Physiker in den letzten Jahrzehnten zahlreiche andere Quasi-Teilchen beschrieben. Die Dichten elektrischer Ladungen oszillieren als Plasma-Wellen („Plasmonen"). Und wenn es um die magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers geht, stellt das „Magnon" die Verbindung zu den magnetischen Momenten der einzelnen Atome her.

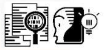
Das funktioniert auch im Kleinen: Verlässt ein Elektron die Umgebung seines Atomkerns, fehlt dem Atom plötzlich dessen negative Ladung. Es entsteht ein Ladungsloch, das in entgegengesetzter Richtung zum Elektron auf benachbarte Atome überspringen kann. So ein Loch ist damit ein positiv geladenes Quasi-Teilchen. Als solches kann es sich mit einem Elektron zu einem anderen Quasi-Teilchen zusammentun. Das heißt dann „Exziton" und hat bereits viel mit einem Majorana gemeinsam: So hat ein Exziton keine elektrische Ladung. Aber andere Eigenschaften unterscheiden Exzitonen von Majorana-Fermionen, etwa ihr Drehsinn oder Spin. Die Delfter Physiker bedienten sich eines Tricks, um ihn auf den richtigen Wert zu bringen: Sie kühlten ein mit Exzitonen bevölkertes Halbleiter-Drähtchen bis knapp über dem absoluten Nullpunkt ab und brachten es mit einem Supraleiter in Kontakt. Darin vagabundieren Elektronen-Duos, sogenannte Cooper-Paare, die den Spin eines Lochs im angrenzenden Halbleiter beeinflussen können. Übrig bleibt dort ein Fermionen-Zustand, der sich nicht von seinem Anti-Zustand unterscheiden lässt: ein Quasi-Majorana.

Eine Perle für Festkörperphysiker, eine harte Nuss für Philosophen.

Soll man darin nun ein reales Phänomen sehen oder nur mathematischen Budenzauber? Auch wenn der Fund keinerlei Implikationen für die Teilchenphysik habe, könnten Quasi-Teilchen genauso real wie andere Teilchen sein, meint Kouwenhoven. Die Physik-Philosophin Brigitte Falkenburg dagegen bezeichnet die Quasi-Teilchen in ihrem Buch „Particle Metaphysics" als eine Art Schwindel, da sie nicht für sich genommen existierten. Allerdings habe ihre Existenz Folgen – und so gesehen seien sie ähnlich real wie Aktienkurse.

Allerdings kann man auch behaupten, dass selbst normale Teilchen keine fundamentale Realität begründen. Schließlich begreift die experimentell bestens überprüfte Quantenfeldtheorie auch frei fliegende Elementarteilchen als eine Art kollektive Anregung von Energiefeldern, die den Kosmos durchdringen. Alle Materie einschließlich der unserer Körper besteht so gesehen nur aus Quasi-Teilchen. Ob es eine solche Ahnung von der Substanzlosigkeit alles Materiellen war, durch die uns Ettore Majorana abhandenkam? Bis heute ist nicht geklärt, ob er sich ertränkte oder in einem Kloster untertauchte. Als sicherer gilt, dass sein Verschwinden ein Motiv hatte: Er soll die Welt nicht mehr ausgehalten haben.

A *bis* Z



Lehm

Lehmbauten dünsten Radioaktivität aus, wurde vergangene Woche gemeldet. Ist das überraschend, vermeidbar und überhaupt bedenklich?

Lehm besteht aus Sand und Ton. Beides bildet sich bei der Verwitterung von Gestein, und insoweit dieses Uran und Thorium enthielt, stecken deren Isotope samt ihrer Zerfallsprodukte auch im Lehm – aber auch überall sonst im Boden. Insbesondere Radon-222, ein Produkt des Urans, ist hier ein Problem. Das radioaktive Edelgas ist in Deutschland die stärkste Quelle für natürliche Strahlenbelastung am Boden. In zugluftarmen Bauten sammelt sich das mit 3,8 Tagen relativ langlebige Gas an und kann das Lungenkrebsrisiko der Bewohner erhöhen. Die Radonbelastung ist je nach lokaler Geologie unterschiedlich, Baustoffe wie Naturstein oder Beton mit Zuschlägen aus Abraum des Erzbergbaus können sie erhöhen.

Lehm dagegen ist keine besondere Quelle für Radon-222. Allerdings maß man 2005 in chinesischen Lehmbauten auffällige Pegel an Radon-220, auch Thoron genannt. Dieses stammt aus dem Zerfall von Thorium, das zwar auch überall im Boden steckt, aus Tonpartikeln in ungebranntem Lehm aber entweicht Thoron besonders leicht, weswegen es trotz seiner Halbwertszeit von nur 56 Sekunden Radioaktivität mobilisiert. 2011 stellten Forscher des Münchner Helmholtz-Zentrums in traditionellen Lehmbauten in China und Indien fest, dass das Thoron dortigen Bewohnern eine zusätzliche Strahlendosis von fast 2 Millisievert im Jahr einbringt.

Was das für die Lehmbauweise hierzulande bedeutet, ist nun die Frage. „Bislang liegen keine gesicherten Erkenntnisse vor, dass Thoron-Ausdünstungen aus ungebranntem Lehm als Baumaterial zu einer gesundheitlich relevanten Strahlenbelastung führen können", sagt Anja Schulte-Lutz vom Bundesamt für Strahlenschutz. Und daran ändert auch der jetzt publik gewordene Befund zunächst einmal nichts, den die Helmholtz-Forscher auf einer Fachtagung vorgestellt hatten. Ihm liegen nur Messungen in einem einzigen Fachwerkhaus bei Bamberg zugrunde. Die daraus abgeleitete Zusatzbelastung von 1,6 Millisievert pro Jahr kann keinesfalls auf andere lehmhaltige Gebäude verallgemeinert werden, zumal die Lehmvorkommen in Nordostbayern, aus denen das Material dieses Hauses stammen könnte, oft höhere Thoriumgehalte aufweisen als Lehme anderswo in Deutschland. Laut Jochen Tschiersch, dem Leiter des Helmholtz-Teams, zeigt die Messung vorerst nur, dass die Frage nach Lehm und Thoron es wert ist, weiter erforscht zu werden. Mit einer großen Studie dazu wollen er und seine Mitarbeiter im Herbst beginnen.

Ulf von Rauchhaupt

INS NETZ GEGANGEN

Angenommen, Sie sitzen gerade vor einem fremden Computer, zum Beispiel in einer Bibliothek oder bei einem Freund. Sie stoßen beim Arbeiten oder Herumsurfen auf etwas und wollen sich eine kurze Notiz machen oder einen längeren Textausschnitt von einer Internetseite für die spätere Verwendung speichern. Doch gerade in öffentlichen Einrichtungen wie Büchereien ist es aus Sicherheitsgründen oft nicht möglich, Dateien auf der Festplatte des betreffenden Rechners abzulegen.

Ein nützliches Werkzeug für solche Fälle ist www.wepaste.com. Hier können Sie eine zeitlich begrenzte Website einrichten, auf der Sie Notizen parken und später wieder von einem anderen Rechner aus abrufen können. Und so geht's: Tippen Sie in das Feld „type a name here" den gewünschten Namen Ihrer Seite ein, beispielsweise „Notizen". Nun wird eine neue Internetseite erstellt mit der URL „www.wepaste.com/Notizen/". Sie ist nahezu leer, bis auf ein Textfeld, in das Sie Ihre Notizen schreiben oder einfügen können. Am unteren Rand finden Sie ein paar rudimentäre Formatierungsmöglichkeiten. Wenn Sie mit Ihrer Arbeit fertig sind, klicken Sie auf „Save it". Die von Ihnen angelegte Website können Sie später von jedem anderen Rechner abrufen. Falls Sie sensible Informationen gespeichert haben, lassen sich diese über „set a password" schützen. Sie können auch vorgeben, wie viele Tage lang die von Ihnen angelegte Website Gültigkeit haben darf, bevor sie automatisch vom System gelöscht wird.

Heute gibt es einmal kein Rätsel. Schicken Sie mir bitte stattdessen Ihre Lieblings-Surftipps. Besonders gute Chancen haben Websites, die sich auf originelle Weise mit Wissenschaft und oder Technik befassen, doch es darf auch gerne Skurriles und Absurdes dabei sein. Senden Sie Ihren Vorschlag per E-Mail an j.reinecke@faz.de. Für jeden in der Folge hier online vorgestellten Surftipp erhält der betreffende Einsender einen 25-Euro-Einkaufsgutschein für libri.de. Einsendeschluss ist Mittwoch, der 25. April 2012, 21 Uhr. Das Rätsel der vergangenen Woche hat Renate Wecker aus Berckum mit der Lösung „Panoramafreiheit" gewonnen. Herzlichen Glückwunsch!

Jochen Reinecke

DA LACHT DAS LABOR

Ari Plikat

IN DEN STERNEN

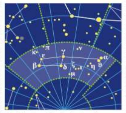
Chamäleon

VON ULF VON RAUCHHAUPT

Manche Sternbilder sind auf andere bezogen. Prominent ist etwa Perseus vor der zu rettenden Prinzessin Andromeda, darüber deren Eltern Kepheus und Cassiopeia. Aber auch den Bärenhüter und die große Bärin oder Becher, Rabe und Wasserschlange verbindet nicht nur die Nachbarschaft am Himmel, sondern eine gemeinsame Story.

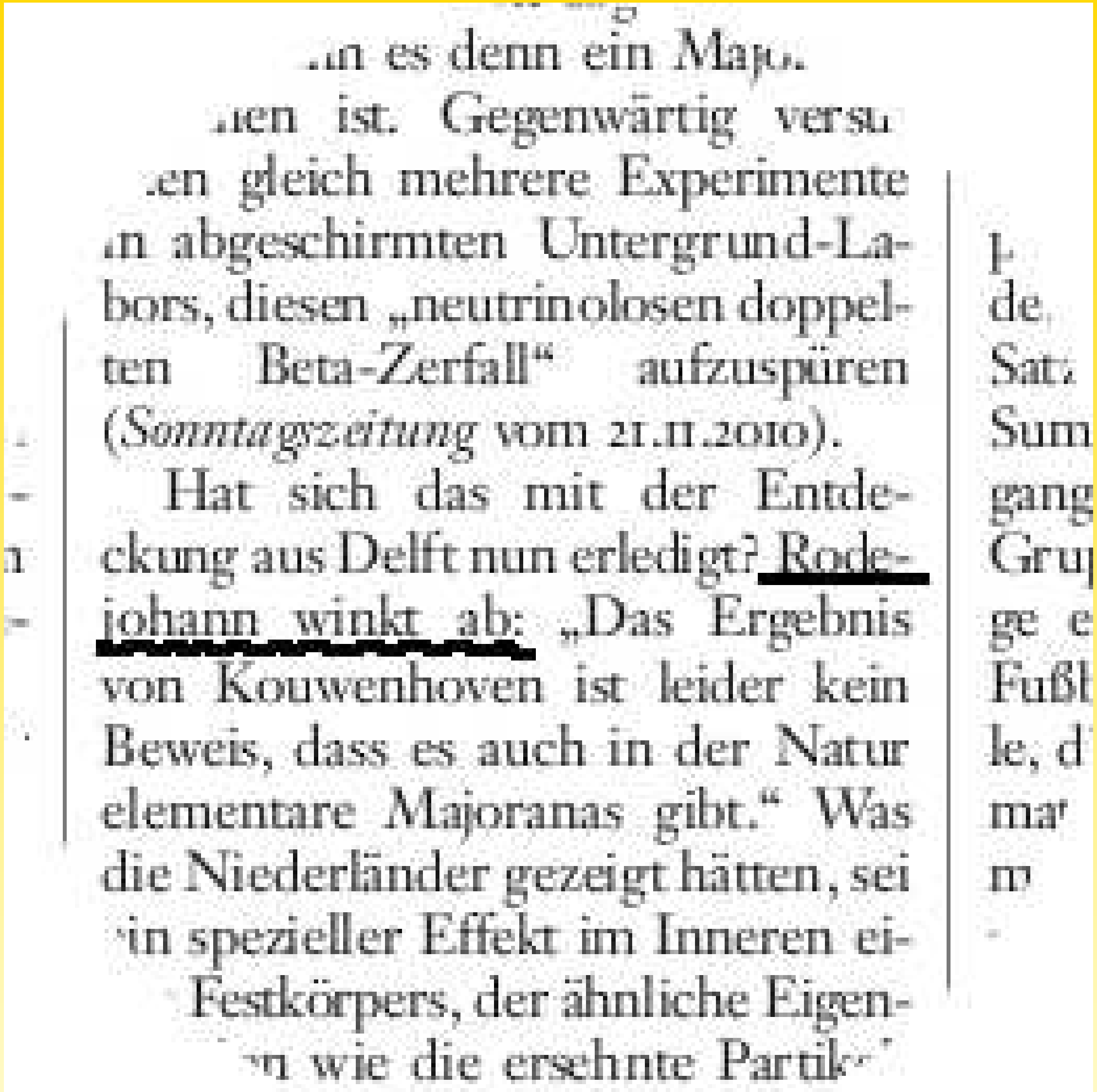
Die genannten Konstellationen bevölkern den Norden oder den gemäßigten, in der Antike bekannten Süden des Firmaments. Im tiefen Süden dagegen gibt es als passendes Beispiel nur das Chamäleon. Auf der ersten Sternkarte, in der es kurz vor 1600 auftauchte, einem Himmelsglobus des niederländischen Kartographen Jodocus Hondius, soll zu sehen gewesen sein, wie das Tier seine Zunge in Richtung auf das sehr viel markantere Sternbild Biene schnellen lässt, das heute den Namen Fliege trägt. Der Globus war in Zusammenarbeit mit dem Astronomen Petrus Plancius entstanden, auf dessen Anregung die Schiffsoffiziere Pieter Dierkszoon Keyser und Frederick de Houtman auf der ersten niederländischen Ostindienexpedition in den Jahren 1595 bis 1597 den Südhimmel kartiert und dabei unter anderem die Sternbilder Biene und Chamäleon ersonnen hatten.

Die Schleuderzunge des letzteren fehlte bereits 1603 im Atlas des Augsburgers Johann Bayer, und die Darstellung dort lässt annehmen, dass Bayer nie ein lebendiges Chamäleon (griechisch für „Bodenlöwe") gesehen hat. Die holländischen Seeleute hingegen könnten so ein Reptil aus der Unterordnung der Leguanartigen beim Zungenschuss auf ein Insekt beobachtet haben. Ihre Expedition machte 1595 auf Madagaskar Station, wo zahlreiche Chamäleonarten vorkommen.



Reptil, gib acht – *links oben kommt eine leckere Fliege vorbei.*

Im Gegensatz zur Fliege sitzt das Chamäleon in einer dunklen, scheinbar sternarmen Region. Doch das wird nicht immer so bleiben. 1999 entdeckten Röntgenastronomen rund um den Stern η Chamaeleontis einen Haufen sehr junger Sterne. Das gab ihnen Rätsel auf, da es dort keine Gaswolken gibt, aus denen sie hätten entstehen können. Weiter östlich aber, jenseits von γ Chamaeleontis, erstreckt sich ein großer Komplex dunkler Molekülwolken. Er enthält genug Material für Tausende neuer Sterne und bereits über hundert Sternembryonen, die sich in ihrem Wolken-Uterus bislang nur durch ihre Röntgenstrahlung bemerkbar machen. Der Chamäleon-Komplex ist mit einigen hundert Lichtjahren Entfernung eines der uns nächstgelegenen Sternentstehungsgebiete. Wenn die Babys in ein paar Millionen Jahren stark genug leuchten, um ihre Gaswolke zu zersetzen, wird das Chamäleon fast so interessant wie sein Beutetier.



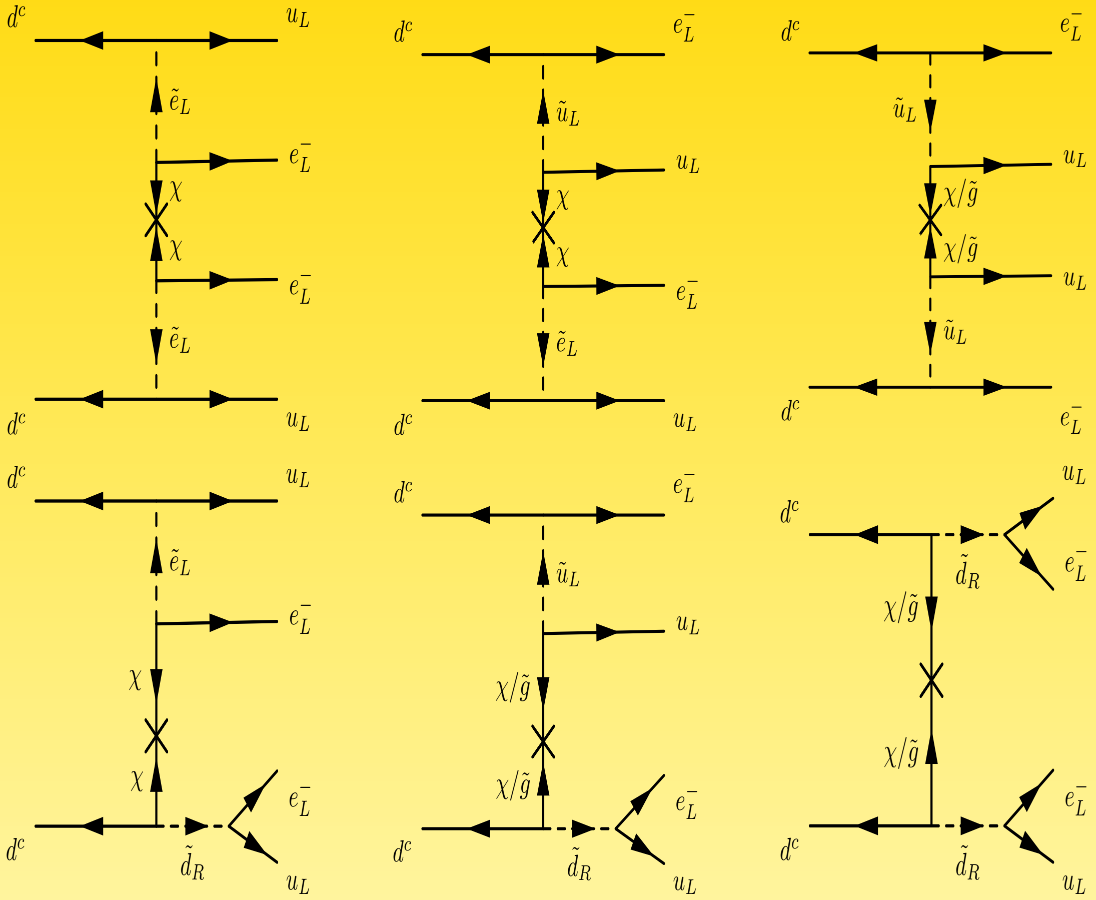
n es denn ein Majo

nen ist. Gegenwärtig versu en gleich mehrere Experimente n abgeschirmten Untergrund-Labors, diesen „neutrinolosen doppelten Beta-Zerfall“ aufzuspüren (*Sonntagszeitung* vom 21.11.2010).

Hat sich das mit der Entdeckung aus Delft nun erledigt? Rodejohann winkt ab: „Das Ergebnis von Kouwenhoven ist leider kein Beweis, dass es auch in der Natur elementare Majoranas gibt.“ Was die Niederländer gezeigt hätten, sei in spezieller Effekt im Inneren ei- Festkörpers, der ähnliche Eigen- n wie die ersehnte Partik

de
Sat
Sum
gang
Gru
ge e
Fuß
le, d
ma
m

Supersymmetry: short range



$$\mathcal{A}_{\not{R}_1} \simeq \frac{\lambda'^2_{111}}{\Lambda^5_{\mathrm{SUSY}}}$$

Supersymmetry: short range

Actually...

$$\eta_{\tilde g} = \frac{\pi\alpha_3}{6}\frac{\lambda'^2_{111}}{G_F^2}\frac{m_p}{m_{\tilde g}}\left(\frac{1}{m^4_{\tilde u_L}}+\frac{1}{m^4_{\tilde d_R}}-\frac{1}{2m^2_{\tilde u_L}m^2_{\tilde d_R}}\right)$$

$$\eta_\chi = \frac{\pi\alpha_2}{2}\frac{\lambda'^2_{111}}{G_F^2}\sum_{i=1}^{4}\frac{m_p}{m_{\chi_i}}\left(\frac{V^2_{L_i}(u)}{m^4_{\tilde u_L}}+\frac{V^2_{R_i}(d)}{m^4_{\tilde d_R}}-\frac{V_{L_i}(u)V_{R_i}(d)}{m^2_{\tilde u_L}m^2_{\tilde d_R}}\right)$$

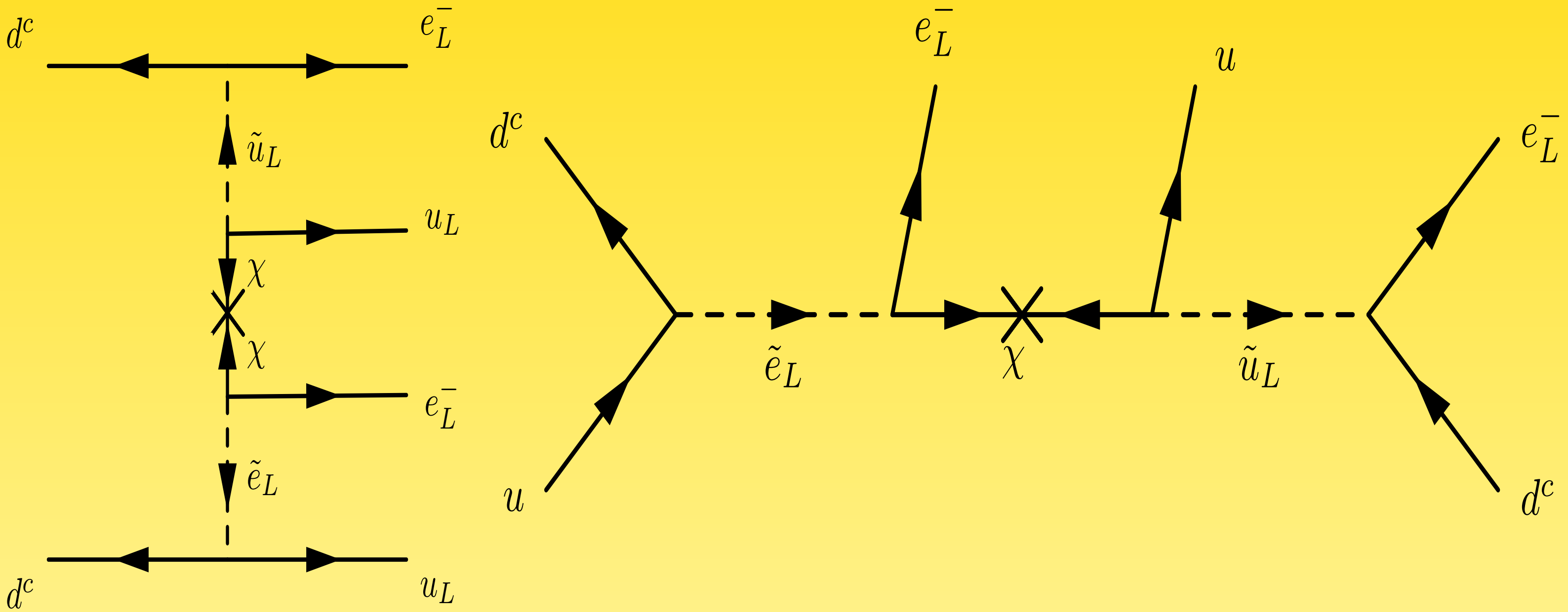
$$\eta'_{\tilde g} = \frac{2\pi\alpha_3}{3}\frac{\lambda'^2_{111}}{G_F^2}\frac{m_p}{m_{\tilde g}}\frac{1}{m^2_{\tilde u_L}m^2_{\tilde d_R}}$$

$$\eta_{\chi\tilde e} = 2\pi\alpha_2\frac{\lambda'^2_{111}}{G_F^2}\sum_{i=1}^{4}\frac{m_p}{m_{\chi_i}}\frac{V^2_{L_i}(e)}{m^4_{\tilde e_L}}$$

$$\eta_{\chi\tilde f} = \pi\alpha_2\frac{\lambda'^2_{111}}{G_F^2}\sum_{i=1}^{4}\frac{m_p}{m_{\chi_i}}\left(\frac{V_{L_i}(u)V_{R_i}(d)}{m^2_{\tilde u_L}m^2_{\tilde d_R}}-\frac{V_{L_i}(u)V_{L_i}(e)}{m^2_{\tilde u_L}m^2_{\tilde e_L}}-\frac{V_{L_i}(e)V_{R_i}(d)}{m^2_{\tilde e_L}m^2_{\tilde d_R}}\right)$$

Supersymmetry: short range

interplay with LHC:

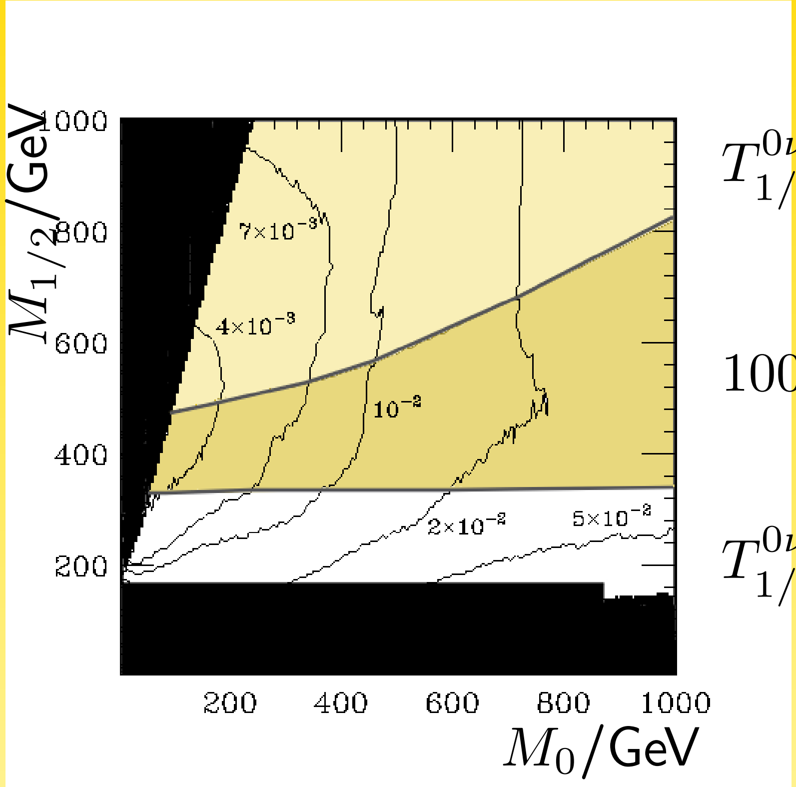


“resonant selectron production”

$$\hat{\sigma} \propto \frac{\lambda'^2_{111}}{\hat{s}}$$

`Allanach, Kom, Paes, 0903.0347`

$\tan\beta = 10,\ A_0 = 0,$ 10 fb^{-1}



$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}(\text{Ge}) > 1 \times 10^{27} \text{ yrs}$$

$$100 > T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}(\text{Ge})/10^{25} \text{ yrs} > 1.9$$

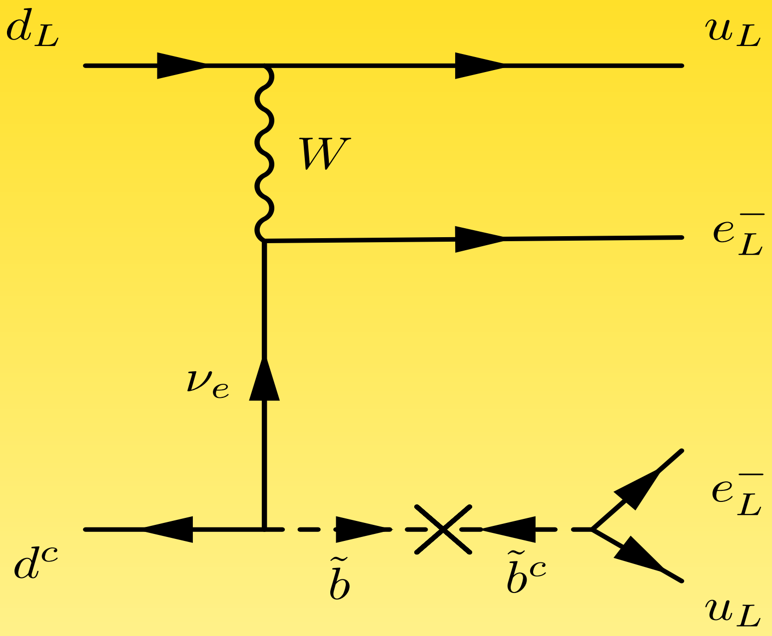
$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}(\text{Ge}) < 1.9 \times 10^{25} \text{ yrs}$$

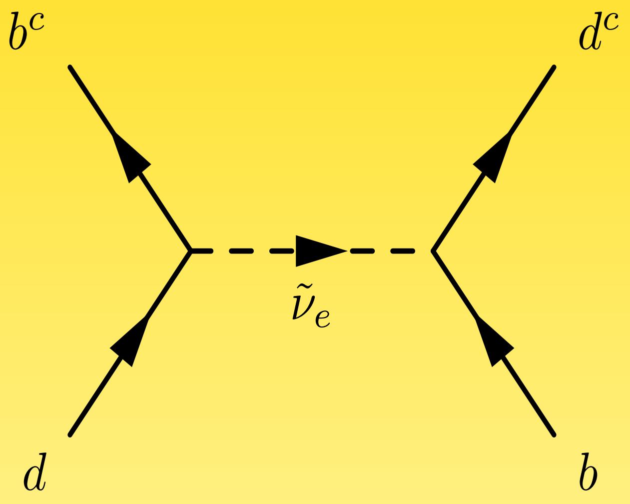
→ observation in white region in conflict with $0\nu\beta\beta$

→ if $0\nu\beta\beta$ observed: dark yellow region tests $\not{R}$ SUSY mechanism

→ light yellow region: no significant $\not{R}$ contribution to $0\nu\beta\beta$

Supersymmetry: long range





$$\mathcal{A}^b_{\not{R}_2} \simeq G_F \, \frac{1}{q} \, U_{ei} \, m_b \, \frac{\lambda'_{131} \, \lambda'_{113}}{\Lambda^3_{\mathrm{SUSY}}}$$

$0\nu\beta\beta$

$$\frac{\lambda'_{131} \, \lambda'_{113}}{\Lambda^2_{\mathrm{SUSY}}}$$

B^0-$\bar{B}^0$ mixing

Seesaw Mechanism and $0\nu\beta\beta$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_L,\, \bar{N}_R^c) \left(\begin{array}{cc} 0 & m_D \\ m_D^T & M_R \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \nu_L^c \\ N_R \end{array} \right)$$

6×6 mass matrix diagonalized by

$$\mathcal{U}_\nu \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}BB^\dagger & B \\ -B^\dagger & 1 - \frac{1}{2}B^\dagger B \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U & 0 \\ 0 & V_R \end{pmatrix}$$

3 active neutrinos mix with each other through

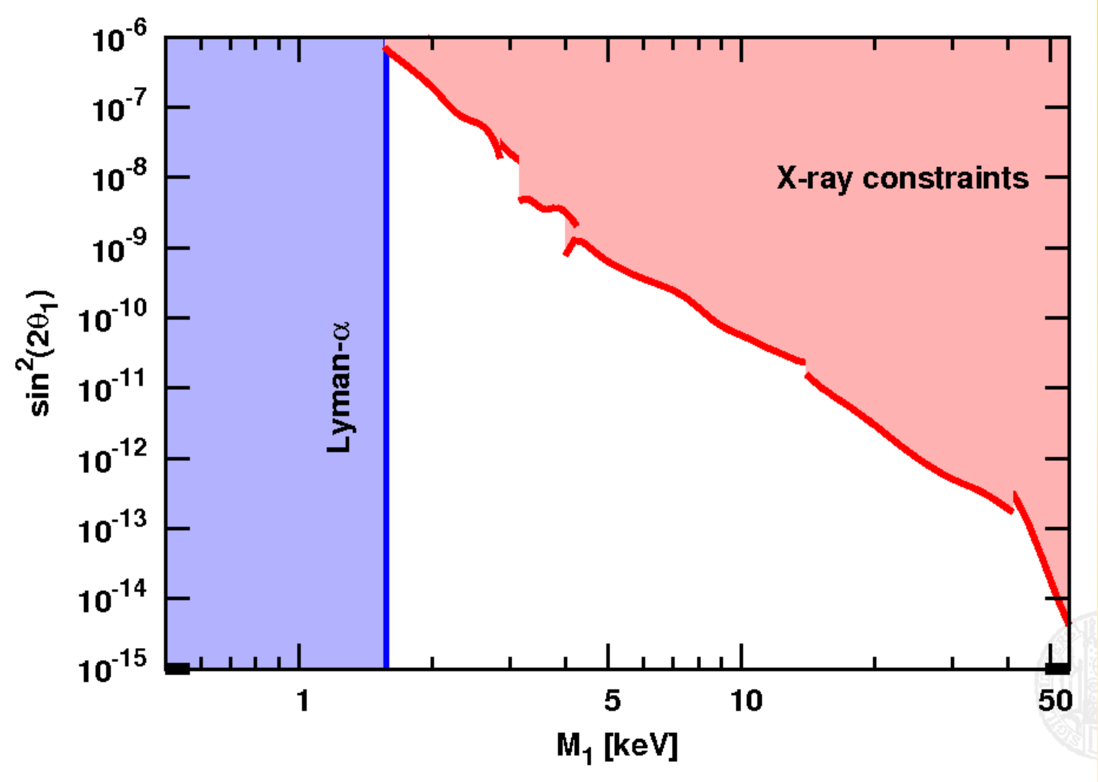
$$\boxed{N \equiv U\left(1 - \tfrac{1}{2}BB^\dagger\right)} \text{ with } B = m_D M_R^{-1}$$

3 active neutrinos mix with sterile neutrinos via

$$\boxed{\theta_{\alpha i} = (m_D\, M_R^{-1}\, V_R)_{\alpha i} = \tfrac{[m_D V_R^*]_{\alpha i}}{M_i} = \mathcal{O}(\sqrt{m_\nu/M_R})}$$

Seesaw Mechanism and $0\nu\beta\beta$

KeV Warm Dark Matter sterile neutrino:



$m_\nu = \theta^2\, M$ ⇒ one massless active neutrino! (unless strong cancellations)

TeV scale seesaw with sizable mixing

$$M_D = m \begin{pmatrix} f\epsilon^2 & 0 & 0 \\ 0 & g\epsilon & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{and } M_R^{-1} = M^{-1} \begin{pmatrix} a & b & k \\ b & c & d\epsilon \\ k & d\epsilon & e\epsilon^2 \end{pmatrix}$$

M/GeV	m/MeV	ϵ	a	k	b	c	d	e	f	g
5.00	0.935	0.02	1.00	1.35	0.90	1.4576	0.7942	0.2898	0.0948	0.485

gives successful m_ν and for double beta decay:

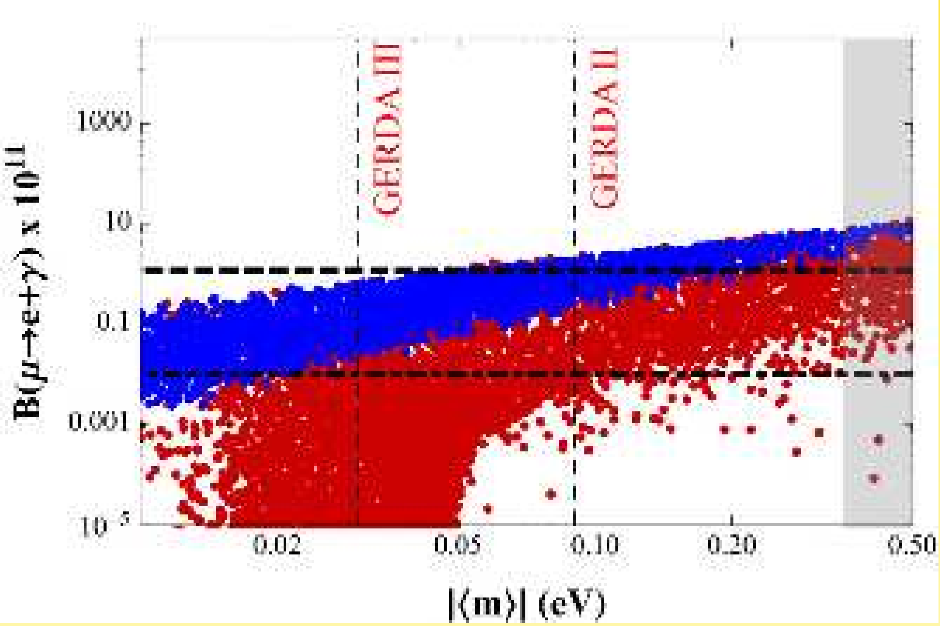
$$\frac{T_{1/2}(\text{light})}{T_{1/2}(\text{heavy})} \simeq 10^4$$

`Mitra, Senjanovic, Vissani`

TeV scale seesaw with sizable mixing

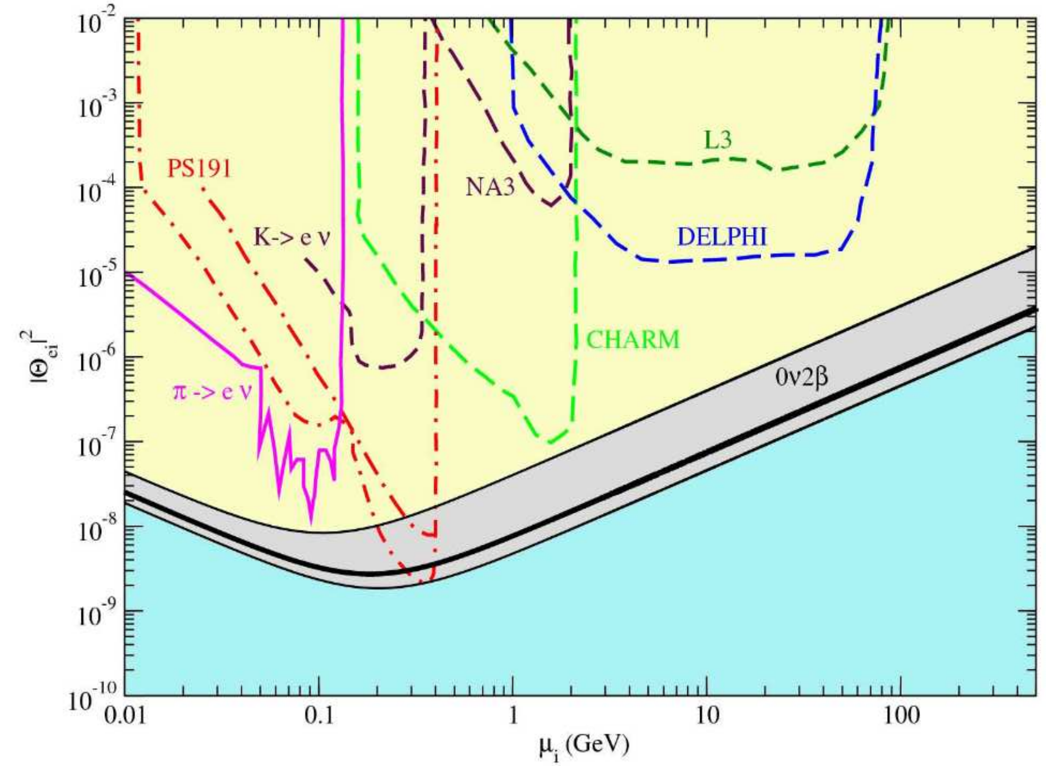
Casas-Ibarra Parametrization

$$m_D = iU\sqrt{m_\nu^{\rm diag}}\,R\,\sqrt{M_R^{\rm diag}}\,V_R^T$$



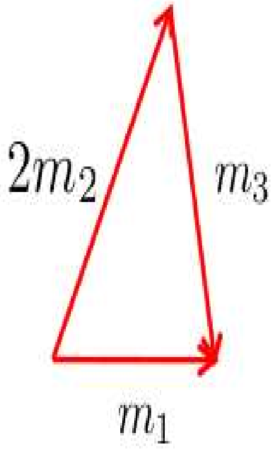
`Ibarra, Molinaro, Petcov`

Heavy neutrinos



Mitra, Senjanovic, Vissani

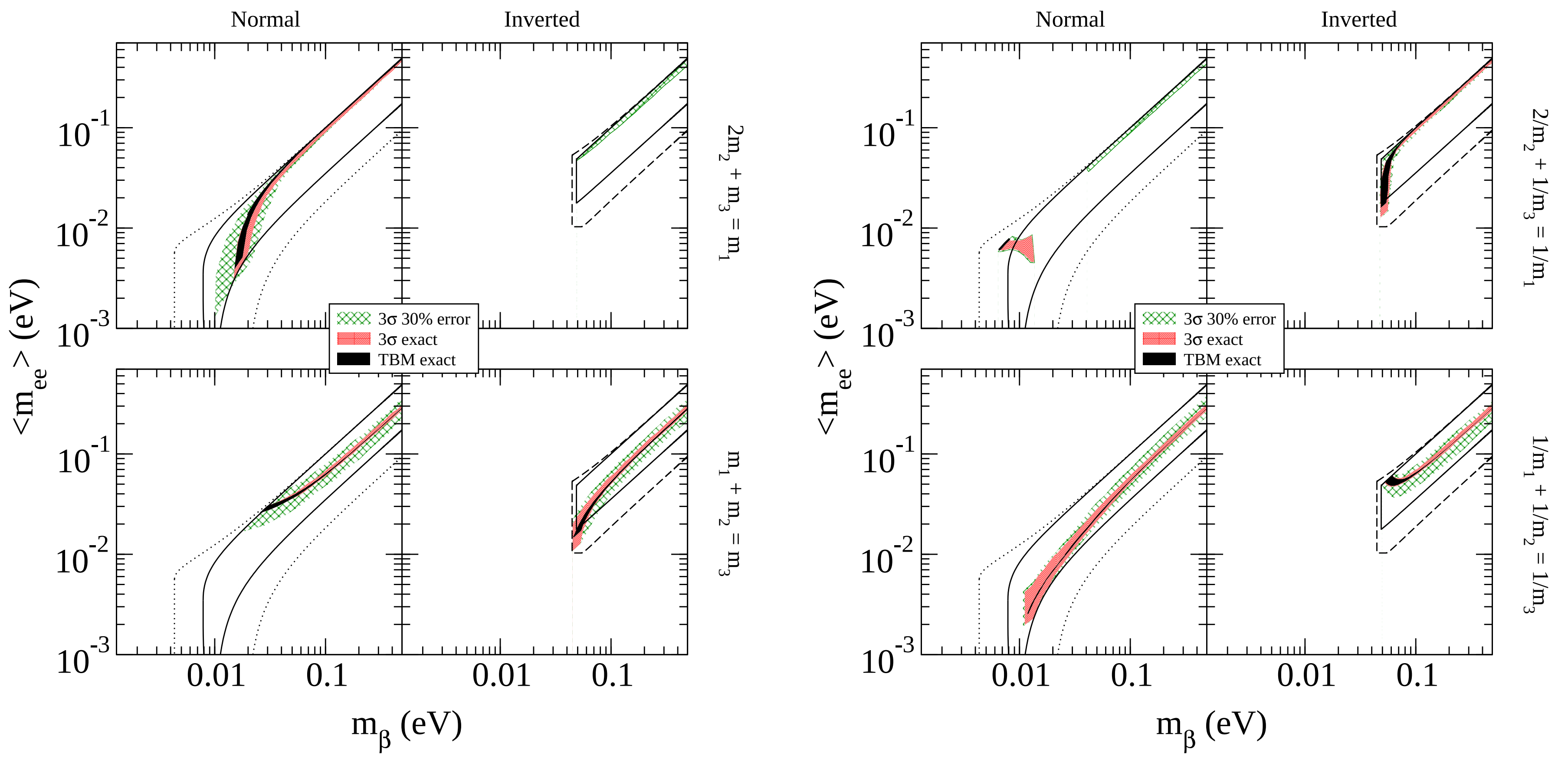
Sum-rules in Models and $0\nu\beta\beta$



Sum-rule	Flavour symmetry
$2m_2 + m_3 = m_1$	A_4, T', (S_4)
$m_1 + m_2 = m_3$	S_4, (A_4)
$\dfrac{2}{m_2} + \dfrac{1}{m_3} = \dfrac{1}{m_1}$	A_4, T'
$\dfrac{1}{m_1} + \dfrac{1}{m_2} = \dfrac{1}{m_3}$	S_4

constrains masses and Majorana phases

Barry, W.R., 1007.5217



$$m_1 + m_2 - m_3 = \epsilon\, m_{\max}$$

stable: new solutions not before $\epsilon \simeq 0.2$

Confused?

there are different transformations:

$(\nu_e)_L \xrightarrow{C} (\nu_e)_R$	charge conjugation
$(\nu_e)_L \xrightarrow{P} (\nu_e)_R$	parity conjugation
$(\nu_e)_L \xrightarrow{CP} (\bar{\nu}_e)_R$	CP transformation
$(\nu_e)_L \xrightarrow{\hat{\mathcal{C}}} (\bar{\nu}_e)_R$	particle-antiparticle transformation $\psi \to \psi^c$

if $\nu = \nu^c$ then $\nu = \bar{\nu}$: Majorana fermion

Dirac vs. Majorana

in $V - A$ theories: difference in rate **always** suppressed by m/E

- suppose beam from π^+ decays: $\pi^+ \to \mu^+ \, \nu_\mu$
- can we observe $\overline{\nu}_\mu + n \to p + \mu^-$?
- emitted particle is not purely left-handed:

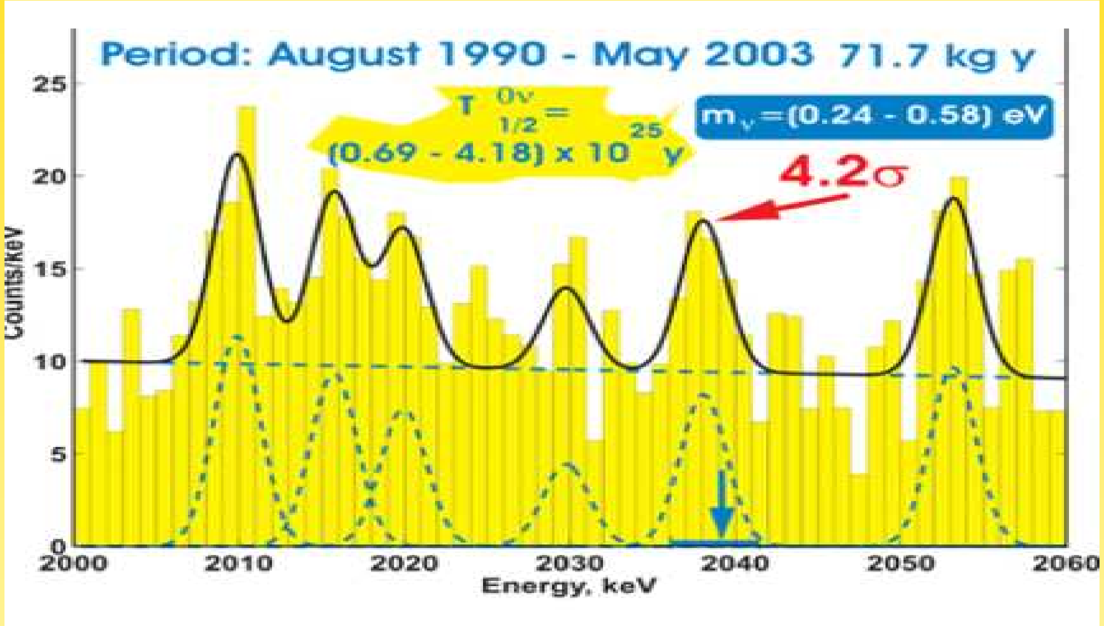
$$u_\downarrow(p) = u_L^{(m=0)}(p) + \frac{m}{2E} \, u_R^{(m=0)}(-p)$$

- RH component can be absorbed: $P_R \, u_\downarrow \neq 0$

$\Rightarrow$ amplitude $\propto (m/E) \Rightarrow$ probability $\propto (m/E)^2$

(only N_A can save the day!)

A typical spectrum will look like. . .



⇒ **first reason for multi-isotope determination**

$$\mathcal{M}^{0\nu} = \left(\frac{g_A}{1.25}\right)^2 \left(\mathcal{M}^{0\nu}_{\rm GT} - \frac{g_V^2}{g_A^2}\mathcal{M}^{0\nu}_{\rm F}\right)$$

with

$$\mathcal{M}^{0\nu}_{\rm GT} = \langle f| \sum_{lk} \sigma_l\, \sigma_k\, \tau_l^-\, \tau_k^-\, H_{\rm GT}(r_{lk}, E_a)|i\rangle$$

$$\mathcal{M}^{0\nu}_{\rm F} = \langle f| \sum_{lk} \tau_l^-\, \tau_k^-\, H_{\rm F}(r_{lk}, E_a)|i\rangle$$

- $r_{lk} \simeq 1/p \simeq 1/(0.1 \text{ GeV})$ distance between the two decaying neutrons
- E_a average energy
- *sum over all multipolarities!*
- 'neutrino potential' $H_{\rm GT,F}(r_{lk}, E_a)$ integrates over the virtual neutrino momenta
- (if heavy particles exchanged: nucleon structure: $g_A = g_A(0)/(1-q^2/M_A^2)^2$)

The $2\nu\beta\beta$ matrix elements can be written as

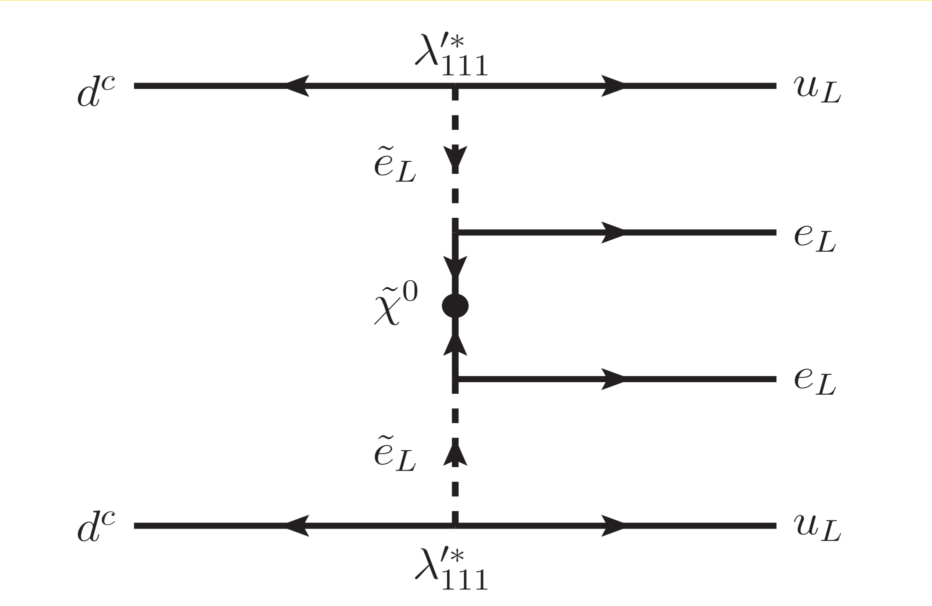
$$\mathcal{M}^{2\nu}_{\mathrm{GT}} = \sum_n \frac{\langle f|\sum_a \sigma_a\,\tau_a^-|n\rangle\langle n|\sum_b \sigma_b\,\tau_b^-|i\rangle}{E_n-(M_i-M_f)/2}$$

$$\mathcal{M}^{2\nu}_{\mathrm{F}} = \sum_n \frac{\langle f|\sum_a \tau_a^-|n\rangle\langle n|\sum_b \tau_b^-|i\rangle}{E_n-(M_i-M_f)/2}$$

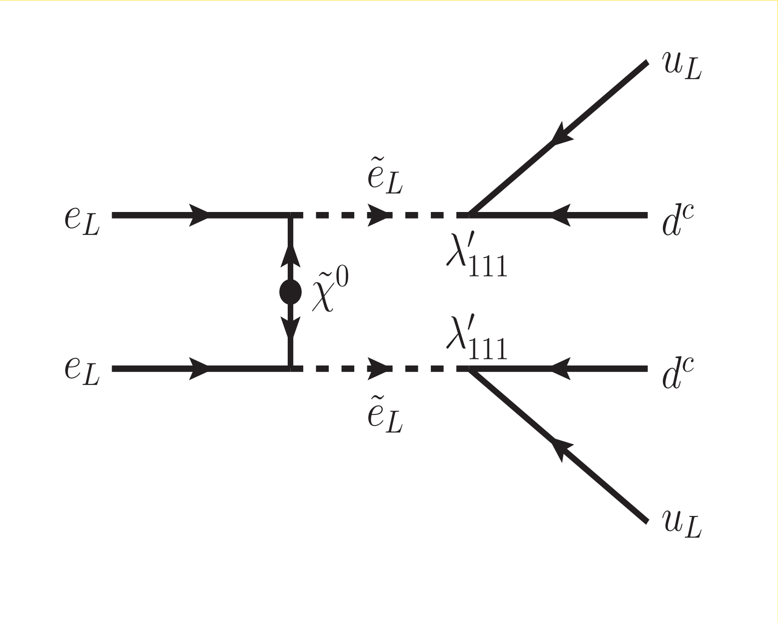
- no direct connection to $0\nu\beta\beta$...
- *sum over* 1^+ *states* (low momentum transfer)
- adjust some parameters to reproduce $2\nu\beta\beta$-rates
- $2\nu\beta\beta$ observed in ^{48}Ca, ^{76}Ge, ^{82}Se, ^{96}Zr, ^{100}Mo (plus exc. state), ^{116}Cd, ^{128}Te, ^{130}Te, ^{136}Xe, ^{150}Nd (plus exc. state) with half-lives from 10^{18} to 10^{24} yrs
- can partly be tested with forward angle (= low momentum transfer) (p,n) charge exchange reactions

Inverse $0\nu\beta\beta$ and RPV SUSY

$$\mathcal{W} = \lambda'_{111} L_1 Q_1 D_1^c \;\Rightarrow\; e^- e^- \to 4 \text{ jets}$$



$0\nu\beta\beta$



resonant selectron production

via *gauge* interactions

Cross section

$$\sigma(e^-_L e^-_L \to \tilde{e}^-_L \tilde{e}^-_L) = \frac{\pi\alpha^2|g_L|^4}{s}\frac{2m^2_{\tilde{\chi}^0}}{s+2m^2_{\tilde{\chi}^0}-2m^2_{\tilde{e}_L}}\left[L+\frac{2\lambda}{(s+2m^2_{\tilde{\chi}^0}-2m^2_{\tilde{e}_L})^2-\lambda^2}\right]$$

where

$$\begin{aligned} L = &\quad \ln\frac{s+2m^2_{\tilde{\chi}^0}-2m^2_{\tilde{e}_L}+\lambda}{s+2m^2_{\tilde{\chi}^0}-2m^2_{\tilde{e}_L}-\lambda} \\ \lambda = &\quad \lambda(s, m^2_{\tilde{e}_L}, m^2_{\tilde{e}_L}) = \sqrt{s^2-4sm^2_{\tilde{e}_L}} \end{aligned}$$

`Keung, Littenberg, 1983`

adjustable parameters

$$mchi\,, \quad m_{\tilde{g}}\,, \quad m_{\tilde{e}_L}\,, \quad m_{\tilde{u}_L}\,, \quad m_{\tilde{d}_R}\,, \quad \lambda'_{111}$$

squarks and gluinos decoupled;

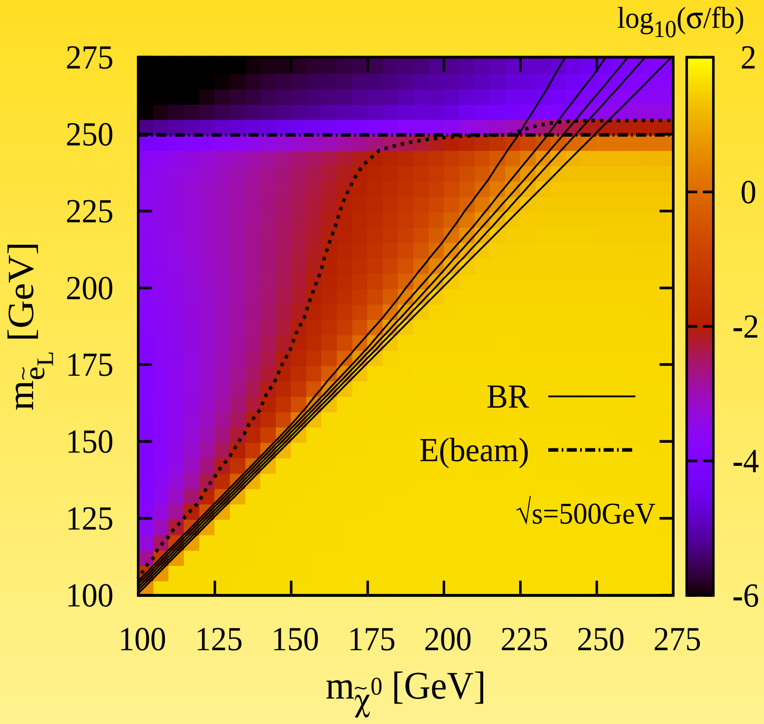
competing decays $\tilde{e}_L \to e\,\tilde{\chi}^0$ and $\tilde{e}_L \to jj$

competing decays $\tilde{e}_L \to e\,\tilde{\chi}^0$ and $\tilde{e}_L \to jj$:

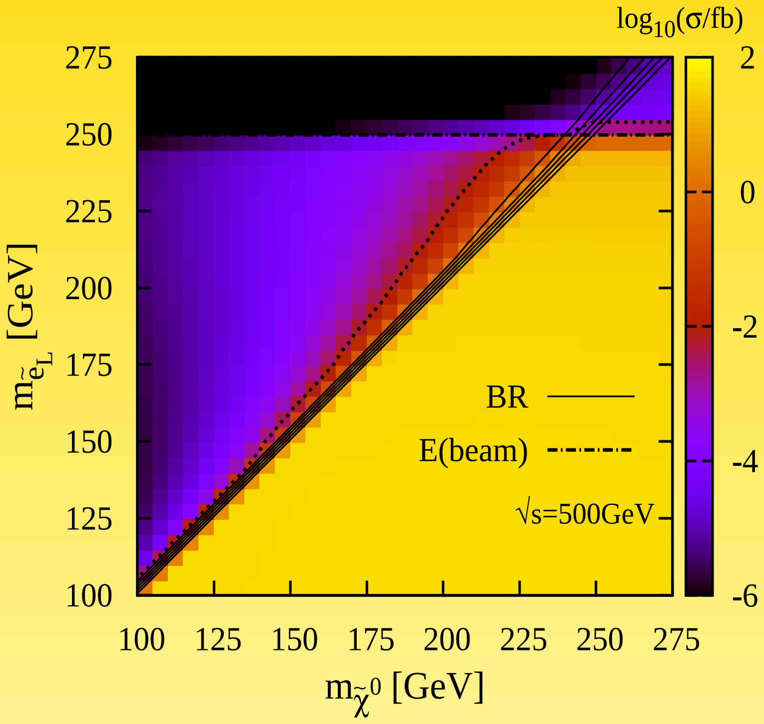
- $0\nu\beta\beta$-limit goes with $\Lambda^5_{\rm SUSY}$ $\Rightarrow$ λ'_{111} can be $\mathcal{O}(1)$ and thus BR$(\tilde{e}_L \to jj) >$ BR$(\tilde{e}_L \to e\,\tilde{\chi}^0)$
- even for low masses, large BR$(\tilde{e}_L \to jj)$ possible for narrow band around $m_{\tilde{e}_L} - m_{\tilde{\chi}^0} \ll m_{\tilde{e}_L}$

reconstruction:

- mass and width of $\tilde{e}_L$: dijet invariant mass distribution
- BR$(\tilde{e}_L \to jj)$ and thus λ'_{111}: $\tilde{e}_L$ decays
- mass of $\tilde{\chi}^0$: rate of $e^-_L e^-_L \to \tilde{e}^-_L \tilde{e}^-_L$



1.9×10^{25}yrs



1.0×10^{27}yrs

`Kom, W.R., 1110.3220`