

二重 β 崩壊

宮 本 道 子

Summary

The Double β Decay

Michiko Miyamoto

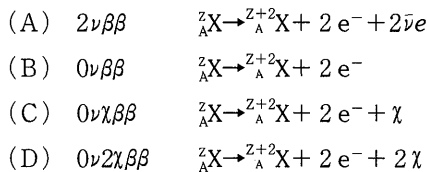
They present the full setup of the Heidelberg-Moscow double β decay experiment. They make experiment giving at present the most stringent upper bound, which improves the neutrino mass limit into the sub-eV range. Five crystals were grown with a total mass of 11.51 kg out of 19.2 kg of 86% enriched ^{76}Ge . Since February 1995 all five detectors, corresponding to 19.96 active mass, are operating regularly in the Gran Sasso underground laboratory, four of them in a common shield. The neutrinoless double β decay ($0\nu\beta\beta$) signal is not observed. The measured data from the first three enriched detectors with a statistical significance of 13.60 kg yr arrive at a new half-life limit of $T_{1/2}^{(0^+ \rightarrow 0^+)} > 7.4 \times 10^{24}$ yr (90% C. L.). With this limit a Majorana mass of the neutrinos larger than 0.6 eV (90% C. L.) becomes exception. The data taken in the previously operated setup with three enriched detectors in a common shielding and a statistical significance of 10.58 kg yr make extrapolation for the two neutrinos double β decay ($2\nu\beta\beta$) of ^{76}Ge . A Monte Carlo simulation is done for the procedure of a quantitative and model-independent description of the background, which results in $T_{1/2}^{2\nu} = [1.77_{-0.01}^{+0.01} \text{ (stat)} \quad {}_{-0.11}^{+0.13} \text{ (sys)}] \times 10^{21}$ yr. Moreover, the results concerning new Majoron models are reviewed.

A. Müller 教授 (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, I-67010 Assergi Italy) 他、による、“Heidelberg-Moscow $\beta\beta$ experiment with ^{76}Ge : Full setup with five detectors” をまとめてみました。

§ I 序説

ニュートリノ物理学に関する興味は、たえず増加しているが、これは、粒子の物理学のスタンダードモデルを超える物理学が探求されうるといふ事実のせいである。太陽 ^{7}Be ニュートリノ問題や、大気ニュートリノ $\nu\mu$ 欠損や、混合ダークマターモデルのようないくつかのしるしは、グランドユニフィケーション理論で予言された、消滅しないニュートリノ質量のヒントを与えた。これらのしるしは、縮退した $0.1 \sim 2 \text{ eV}$ のニュートリノ質量によって、グランドユニフィケーションの予定された計画において説明されうる。

これらモデルにおいて仮定された質量領域は、大量の $\beta\beta$ を放出する濃縮された物質を用いる、ハイデルベルグモスクワ実験のような、第2世代 $\beta\beta$ 実験によって試されうるし、又このように現代のニュートリノ物理学において、 $\beta\beta$ 崩壊にある鍵の地位をもたらししている。これら実験は、ニュートリノの性質を研究し (マヨラナ又はディラック粒子)、そして目下、零ではないマヨラナニュートリノ質量と右巻き弱電流について、最も厳密な限界を与える。 $\beta\beta$ 崩壊は、通常次の四つの様式が議論される：



崩壊様式 (A) は2次のフェルミ理論の過程と理解され、一方 (B)~(D) の過程は、スタンダードモデルを超える物理学を要求する。Fig. 1において、異なる崩壊様式の実験的標識が同位元素 ^{76}Ge に対して示されている。ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 (B) の場合には、2個の電子が終状態に現われ、検出に対して期待された信号として、Q値でのピークに帰着する。すべての他の崩壊様式において、付加的な粒子が放出されるので、連続的なスペクトルの型が、これら崩壊様式に対して期待される。異なるスペクトルの型をクラス分けするために、スペクトルの指数 n が用いられており、これはエネルギーがその位相空間の積分の中に含まれる、その関数についての冪指数に対応している。 $2\nu\beta\beta$ 崩壊のスペクトルの指数は $n=5$ である。

ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 $0\nu\beta\beta$ (B) の観察は、質量を持ったマヨラナニュートリノ又は、右巻き弱電流の $0\nu\beta\beta$ 振巾への寄与を要求するであろう。今までに、この崩壊様式は観察されていない。それ故、有効マヨラナニュートリノの質量に対する上限は、測定された半減期限界と計算された行列要素 [6] から推測されうる。この論文は、5つの濃縮された Ge

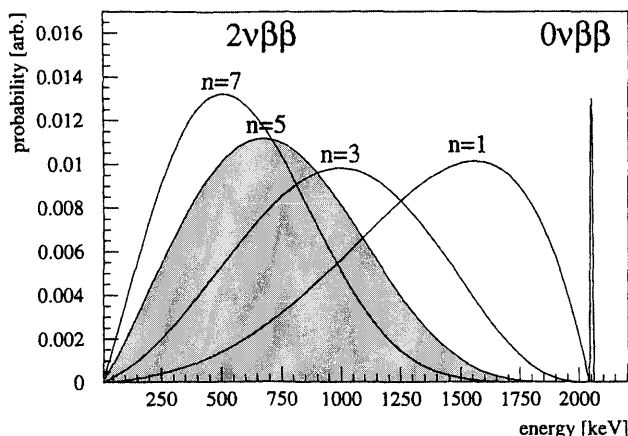


Fig. 1: Spectral shapes of the different investigated double- β decay modes; the continuous spectra are classified by their spectral index n . The spectral index for $2\nu\beta\beta$ decay is $n=5$.

検出器による、ハイデルベルグ-モスクワ実験の最終的な計画の最初の結果と、崩壊様式 (A) と (B) の数値を求めることに焦点を合わせようとしている。最初の短かい、これら崩壊様式についての公表は、[10, 11] においてなされている。さらに、新しいマヨロンを伴う、ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊 (C) と (D) は、[7] において提案され、簡単に議論されている (詳細は [8] を見よ)。

§ II 実験計画と観察されたデータ

3つの実験の主な好都合は、ゲルマニウム検出器の非常によいエネルギー分解能であり、これは $2038.56 \pm 0.32 \text{ keV}$ [12] での期待された $0\nu\beta\beta$ ピークを探すのに恩恵を施しているし、ピーク中のバックグラウンドを集める大きい検出器であり、そして大きい源の強さを許容して、源と検出器が同等であるという事実である。

全体的に、ハイデルベルグ-モスクワ実験 [4, 10, 13~16] において、19.2kg の濃縮された Ge が得られ、同位元素 ^{76}Ge の存在率は、通常の Ge が 7.8% であるのに対して、86% である。未処理の物質から、5 個の P-タイプの高純度 Ge 半導体検出器が、総重量 11.51kg で建設された。我々は、半導体を製造した残りをを用いて、加速器のスペクトロスコープによって、それぞれの半導体に対して別々に濃縮度を測定した。すべての 5 個の検出器は、3500m の水と同等に遮蔽のなされた、グランサソー地下実験室で正常に運転されている。この設備の感度は自然な Ge を 1.2t 以上用いる実験に対応する。10.96kg の活性質量は、125.5モルの ^{76}Ge 原子核の源の強さと同等であり、このことは現代すべての二重 β 崩壊実験の中で最も大きい源の強さである。主な検出器の変数は表 I にリストされている。

低温保持装置の製作において、主に電解質的銅 (Cu) で作られており、選ばれた、純粋な低水準物質が用いられている。これら物質の地下貯蔵は、宇宙線による放射能化を減少させるのに適用される。最終的な検出器の組立は、あらゆる表面の汚染を避けるために、汚染されていない部屋という環境の中でなされる。グランサソー実験室において、検出器を設置している

TABLE I . Technical parameters of the five enriched detectors.

Detector number	Total mass [kg]	Active mass [kg]	Enrichment in ⁷⁶ Ge [%]	FWHM ^a at 1332 keV [keV]
enr No. 1	0.980	0.920	85.9±1.3	2.22±0.02
enr No. 2	2.906	2.758	86.6±2.5	2.43±0.03
enr No. 3	2.446	2.324	88.3±2.6	2.71±0.03
enr No. 4	2.400	2.295	86.3±1.3	2.14±0.04
enr No. 5	2.781	2.666	85.6±1.3	2.55±0.05

^aFull width at half maximum.

間に、汚染されていない部屋という条件に近くなされるように、よく配慮されている。

enr No. 4 以外のすべての検出器は、30cm の一般的な Pb 遮蔽で操作されており、この30cm というのは、20cm の Boliden Pb を伴う、10cm の放射能的に純粋な LC 2-grade Pb の内部遮蔽によって構成させている。全体の設備は、内部の圧力を増強するために、空気の ²²²Rn 汚染を取り除くための、放射能的に純粋な窒素とともに、空気を通さない鋼鉄の箱の中に置かれている。鋼鉄の箱は、外部からの中性子束を減少させるために、10cm の硼素を詰めたポリエチレン遮蔽の内部の中央に置かれる。検出器の enr No. 4 は別の設備の中に据え付けられており、そしてこれは27.5cm の電解質的 Cu の内部遮蔽、20cm の鉛、そして硼素を詰めたポリエチレン遮蔽を有している。実験の安定性を検査するために、²²⁸Th と ⁶⁰Co 源による目盛の測定がなされている。

表 II において、バックグラウンドの数が、異なるデーターの獲得時期について比べられてい

TABLE II . Development of the background numbers in the different data acquisition periods for the enriched detectors.

Detector number	Measuring time [days]	Date start end	Shielding			Background [counts/keV yr kg]	
			Cu	Pb	boron-polyethylene	100-2800 keV	2000-2100 keV
first low-level setups							
enr No. 1	387.6	8/90-8/91 1/92-8/92	×			9.74	0.56
enr No. 2	225.4	9/91-8/92		×		6.09	0.29
common shielding for three detectors							
enr No. 1	382.8			×		7.81	0.22
enr No. 2	383.8	9/92-1/94		×		4.86	0.22
enr No. 3	382.8			×		6.67	0.21
enr No. 1	263.0			×	×	6.96	0.20
enr No. 2	257.2	2/94-11/94		×	×	4.48	0.14
enr No. 3	263.0			×	×	6.06	0.18
Full setup							
four detectors in common shielding, one detector separate (since 2/95 enr No. 5 with digital pulse shape analysis)							
enr No. 1	203.6	12/94-8/95		×	×	7.06	0.14
enr No. 2	203.6	12/94-8/95		×	×	4.20	0.17
enr No. 3	188.9	12/94-8/95		×	×	5.50	0.20
enr No. 5	48.0	12/94-1/95		×	×	7.55	0.23
enr No. 4	147.6	1/95-8/95	×			6.62	0.43

る。設備から設備への改善は、バックグラウンド数の減少によって明らかである。3個の濃縮された検出器による設備の中の硼素-ポリエチレン遮蔽の据え付けは、数え上げに対する割合を全体的に $(7.5 \pm 0.5) \%$ 減じ、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の数値を与える期間を $(22 \pm 13) \%$ 減ずるという結果になった。その実験において、選ばれた設備の振舞いは、新しく据え付けられた検出器 enr No. 4 の場合に対して Fig. 2 に示されている。地下深く行き、適当な遮蔽をほどこす効果は 15m の水と同等であるハイデルベルグにおける低水準実験と比較すれば、4 という大きさだけ、バックグラウンドが減少したという結果になっている。他の 10 という大きさは、 N_2 -噴出系の据え付けによって得られる。

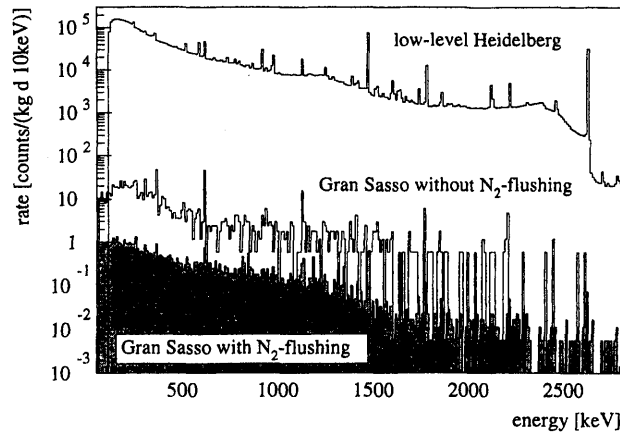


Fig. 2: The measured background of detector enr No. 4: unshielded in the low-level laboratory in Heidelberg, inside the shielding at Gran Sasso without and with N_2 flushing.

Fig. 3 は統計的に意味のある、 17.70 kg yr によるハイデルベルグ-モスクワ実験における、5個の濃縮された検出器のスペクトルの結合された和を示している。すべては、実験の活性質量に関して統計的意味を与える。大きい検出器の大きいピークのコンプトン散乱に対する比のために、外部の γ 放射能は容易に確認され、それらのバックグラウンドをコンプトン連続帯からピークまで変化させる。(1) ^{238}U と ^{232}Th と ^{40}K からの自然な崩壊鎖の本来の放射能や (2) ^{137}Cs のような人類発生論的放射性核種や (3) 宇宙線による放射能化によって生成された、宇宙線起元の同位元素からなるバックグラウンドスペクトルにおける、測定された γ 線によって、ただちにバックグラウンドは確認される。その設備の中のこれら源の放射能は、直接測定され、これら原子核の測定され、推測された相対的なピークの強度によって位置付けられる。連続的なバックグラウンドに隠されているのは、(4) ^{210}Bi (^{210}Pb の娘) の制動放射スペクトルや (5) 弾性的かつ非弾性的中性子散乱や (6) 直接 μ を誘導する反応の寄与である。

バックグラウンドスペクトルについての (4) の影響は、分離した放射能の測定によって間接的に決定され、一方 (5) に対しては、中性子遮蔽を伴うか又は伴わないかの、一般的な遮蔽での濃縮された3つの検出器をもつ設備での測定の比較に用いられた。すべての検出器の測定された同時発生のスペクトルから、 μ の影響が推測される。外部の α を β の放射は半導体

ることができ、そして衰退するバックグラウンドに対して優勢に勘定されうる。

$2\nu\beta\beta$ スペクトルが、上記のすべてのバックグラウンドの成分に重ね合わされるので、詳細に、測定されたバックグラウンドの正しい構成を理解することが大変重要である。さらに、はっきりした信頼できる信号の検出のために、信号とバックグラウンドの比が、1 : 1 でなければならない。これらの要求を満たすために、バックグラウンドは測定されたスペクトルから明らかにされることができ、そして結果は、以前の実験におけるように、知られずそして確かでないバックグラウンドの成分の大きな不確定性によって影響されない [17, 18]。 $0\nu\beta\beta$ 信号の検出に対して、期待されたピーク領域において積分されたバックグラウンドのみが重要である。なぜなら、はっきりした信号の線は、存在するバックグラウンドによって汚されないからである。取られたすべてのデータの和のスペクトルにおける、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の Q 値での、我々の検出器の卓越した分解能の利益を維持するために、ここに基本的な実験の安定性がある。Fig. 3 におけるバックグラウンドスペクトルの10の最も強い γ 線からの外挿が、すべての5個の濃縮された検出器の和のデータにおいて、2038.56keVでの $0\nu\beta\beta$ 崩壊の基底状態への遷移に 3.59 ± 0.26 keVのエネルギー分解能を与える。このことは、表Iに目盛りされた源によってなされた検出器の分解能と比べると、データを獲得する年間の実験的パラメーターの良い安定性を示している。

§ III $0\nu\beta\beta$ 崩壊に対する結果

13.60kg yr によって、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に数値を与えるための結合されたスペクトルは、それぞれの検出器による最初の200日間の測定を除いて、すべての取られたデータを含む。それぞれの検出器の初期のデータは [17] のように、あらゆる短命な放射性汚染とのかかわり合いを避けるために取り除かれた。表IIIに、統計的に有意な全部のデータと、数値を定めるためのデータがリストされている。数値を与えるために、期待された $0\nu\beta\beta$ 信号のまわりの対称なエネルギー間隔2000~2080keVが選ばれる。最初の200日間に取られたデータの効果がはっきりと Fig. 4 に示されている。enr No. 4 と enr No. 5 の検出器の最初のデータは、グランサソー実験室で、最初の200日を越えるデータを検出器が取りつつあるので、最終的な数値の決定にもうすぐ含まれる。

TABLE III. Full data of the experiment and used data after decay of initial activities for the evaluation of the $0\nu\beta\beta$ decay.

Detector	Statistical significance [kg yr]	Statistical significance without fist 200 days [kg yr]	Background 2000-2080 keV [counts/keV yr kg]
enr No. 1	3.15	2.18	0.18 ± 0.03
enr No. 2	7.87	7.02	0.20 ± 0.02
enr No. 3	5.40	4.40	0.21 ± 0.02
enr No. 4	0.93		
enr No. 5	0.35		
Σ	17.70	13.60	0.203 ± 0.014

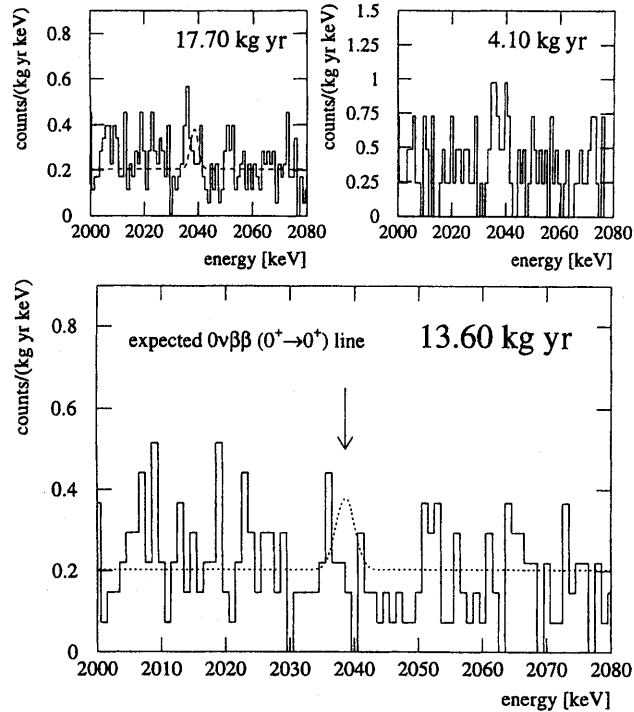


Fig. 4: Region of interest in the combined spectrum for a hypothetical $0\nu\beta\beta$ peak; the inserted curve corresponds to the excluded signal with $T_{1/2}^{0\nu} > 3.4 \times 10^{24}$ yr (90% C. L.) for all 17.70 kg yr data taken and $T_{1/2}^{0\nu} > 7.4 \times 10^{24}$ yr (90% C. L.) for 13.60 kg yr, respectively. The difference spectrum with 4.10 kg yr consists of the first 200 days of measurement of each detector.

仮定的な $0\nu\beta\beta$ ピークの外挿されたエネルギー分解能は、13.60 kg yr による、最終的な数値の決定時の3つのスペクトルの和を考えると、 3.45 ± 0.29 keV である。2038.56 keV を中心とする 3σ のピークの間隔は、23事象を含む。30 keV の範囲の中の、この間隔の左右に数値を与えられたバックグラウンドによって、我々はピークの領域に、 23.86 ± 1.61 の事象を期待する。2000と2080 keV の間でなされたバックグラウンドは、 0.203 ± 0.014 [counts/keV yr kg] である。付加的に、そのスペクトルと同じ領域で、17.70 kg yr によって取られたすべてのデータと、これらのデータとの4.10 kg の異なりに対して示されている。

より高い初期バックグラウンドの放射能の効果は、崩壊エネルギーでのわずかに高いバックグラウンド指数とあきらかな構造に帰着される。この構造は、はじめの200日間のそれぞれの検出器のみの和が取られた、4.10 kg yr によるスペクトルにおいて優勢である；バックグラウンド指数の異なる大きさに注意しよう。このことは、 2σ 水準のこの実験における $0\nu\beta\beta$ ピークの前述の指示は、短命なバックグラウンド放射能（例えば ^{56}Co ）として確認されるということを示している。なぜなら、実際の信号は同時に定数であるにちがいないがある。現在我々は2038.56 keV における、 $\text{Co}^+ \rightarrow \text{O}^+$ 遷移) の $0\nu\beta\beta$ 崩壊の信号に対するなんの証拠も見出していない。

Fig. 5 において、 $0\nu\beta\beta$ 領域での事象の測定された数と期待値が示されており、後者は、2000

から2080keVのエネルギー間隔における、測定されたバックグラウンドであり、仮定的な $0\nu\beta\beta$ 線の 3σ ピーク領域は除外されており、 3σ ピーク領域へ外挿されている。

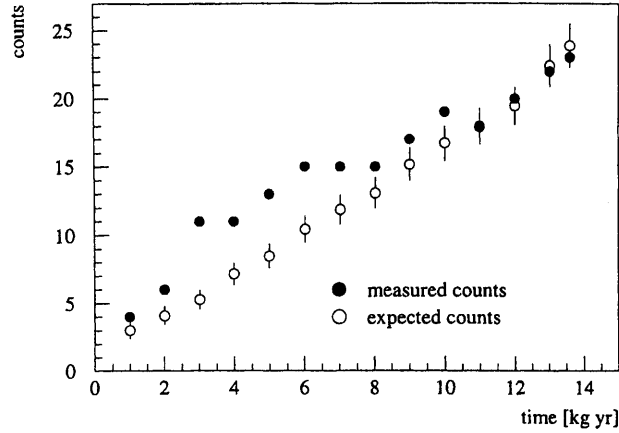


Fig. 5: Number of expected background counts (open circles with error bars) and measured total number of counts (solid circles) in the 3σ energy range of a $0\nu\beta\beta$ ($0^+ \rightarrow 0^+$) transition of ^{76}Ge as a function of measuring time.

信号が存在しないので、Particle Data Group [19] によって推薦されている方法を用いて、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊に対する半減期限界を外挿する。測定された分解能と測定されたバックグラウンドによって我々は、8.82 (5.12) の事象を90% (68%) の信頼水準で除外し、その結果、

$$T_{\frac{1}{2}}^{0\nu} > 7.4 \text{ (12.7)} \times 10^{24} \text{yr} \quad 90\% \text{ (68\%)} \text{ の信頼水準} \quad (1)$$

の半減期に帰着する。

そのスペクトルにおいて、その位置についての得られた限界の従属性を研究するために、2030と2048keVの間の2038.56keVで測定されたQ値のまわりを、 3σ のピークの間隔は動かされた。値を与えることは、信頼度90%で5.8と $10.3 \times 10^{24} \text{yr}$ の間の半減期限界の変動を与え、そしてこのように、このエネルギー範囲の中で、やや滑らかなバックグラウンド水準の証明となっている。Eq. (5) のより低い半減期限界は、右巻き弱電流を無視して、行列要素 [6] によって、ニュートリノのマヨラナ質量の上限へ変換される：

$$\langle M\nu \rangle < 0.6 \text{ (0.5)} \text{ eV} \quad 90\% \text{ (68\%)} \text{ の信頼水準} \quad (2)$$

もし値を与えるのに、右巻き弱電流が含まれるなら、我々は90%の信頼水準で次の上限を決定する：

$$\langle M\nu \rangle < 0.7 \text{ (0.6)} \text{ eV} \quad \text{信頼水準 } 90\% \text{ (68\%)} \quad (3)$$

$$\langle \eta \rangle < 6.4 \text{ (4.9)} \times 10^{-9} \quad \text{信頼水準 } 90\% \text{ (68\%)} \quad (4)$$

$$\langle \lambda \rangle < 1.1 \text{ (0.8)} \times 10^{-6} \quad \text{信頼水準 } 90\% \text{ (68\%)} \quad (5)$$

比較のために、我々は表IVに種々の理論グループの行列要素を用いて得たニュートリノ質量の完全な一覧表を与える ([6, 20] の約束ごとによる)。

我々は、結果が最後の2つの場合の例外はあるが、2という因子の範囲内で本質的に変化していることを知る、しかしながらこの例外は、次の意味で“特別”なものである。Engel と Vo-

TABLE IV. Neutrino mass limits from neutrinoless double- β decay of ^{76}Ge for different matrix elements.

Ref.	$M_{\text{GT}}^{\text{Ov}} - M_{\text{F}}^{\text{Ov}}$	(meV)	Comment
[6, 20]	4.186	0.56eV	QRPA with Paris potential
[21]	4.33	0.54eV	QRPA with Bonn potential
[22]	7.58	0.31eV	VAMIR code
[23]	5.02	0.47eV	shell model in weak-coupling limit
[24]	3.04	0.78eV	QRPA, on pn pairing
[24]	1.34	1.76eV	QRPA, pn pairing
[25]	1.71	1.38eV	QRPA schematic force $\alpha' = -390$ MeV, $g_A = 1.25$

gel と Zirnbauer [25] の計算は、現実の原子核—原子核力を用いず、形式的な力を用いた計算例である。Pantis et al [24] の計算は、p-n 対を含むが、なお、あるひどい矛盾を含んでいるように見える。

実験の経過におけるバックグラウンドの連続的な改善によって、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の値を与えられた半減期限界は、期待された平方根の振舞いの代わりに時間の線型従属性を今までで示している。全設備における数年のデータによって、期待された平方根が優勢になるであろう。Fig. 6 は、その半減期の現代に到るまでの時間発展と、90%の信頼度の結果的なマヨラナニュートリノ質量の限界を示している。

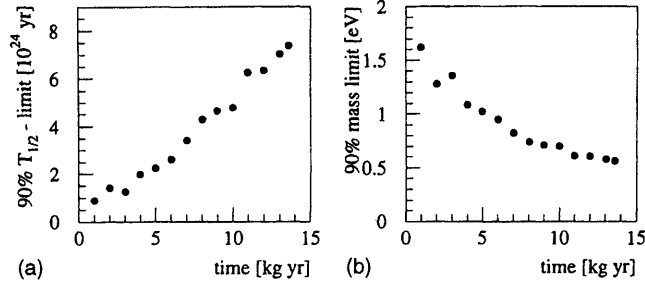


Fig. 6: Half-life limit (left) and resulting Majorana neutrino mass limit (right) with 90% C. L. for the $0\nu\beta\beta$ ($0^+ \rightarrow 0^+$) transition of ^{76}Ge as a function of measuring time.

二重 β 崩壊は、ニュートリノの質量についての情報をしのいで、スタンダードモデル物理を超えるさらなる変数に重要な限界を与えており、そしてこのことは、高エネルギー加速器からの限界より競争的であるか又はより敏感でさえある。これらは SUSY モデルや、複合モデルやレプトクォークモデル、そして右巻き W ボソン等々を含んでいる。詳細に対して我々は [5、26、9、27、28] を参照する。

§ IV モンテ カルロ 模擬試験

$0\nu\beta\beta$ 信号に値を与えるために、バックグラウンドの不正操作はなされていないとはいえ、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊と種々のマヨロン放射崩壊様式に値を与えるために、実験的バックグラウンドの構成の詳細な知識が要求される。すべての測定された連続バックグラウンド源が、バックグラウンドモデルにおいて、考慮に入れられなければならない、そしてこれは、本来測定されたスペ

クトルから引算したのち、探しているスペクトルの型をもつ、残りのスペクトルを残す。9/1992から11/1994の間の一般的なPb遮蔽における3個の濃縮された検出器を持つ設備の測定されたデータは、詳細にバックグラウンドを決定するのに用いられ、そして種々のバックグラウンド源のより洗練された理解をするのに用いられている。すべてのこのデータ取得期間における、enr No. 1 と enr No. 2 と enr No. 3 の検出器の統計的意義は10.576kg yrである。バックグラウンドを説明するために、CERN code GEANT 3に基づくモンテカルロバックグラウンドモデルが開発された。すべての用いられた放射エネルギーは、模擬実験に対して [29] から取られる、完全に遂行される崩壊図式によって入手できる。 β 放射能の場合において、粒子の正しいエネルギー分布は、特に ^{210}Bi の崩壊に対して別々に勘定に入れられる。バックグラウンドモデルは、測定された、そして明らかに確認された、バックグラウンドの放射能によってのみ構成される。

A. 目盛

設備と検出器の遂行される幾何学的配列は、結果を限定された位置におけ、目盛られた源の測定されたスペクトルと比べることによってテストされる。模擬的実験と測定の間偏差は、信号そのものと、実際の設備との比較において遂行された幾何学的配列における、小さな偏差が原因となって起こされた模擬的な検出器の応答の間違いを表わしている。

それぞれの検出器は、軸方向と半径方向にコリメートされた ^{133}Ba 源を用いて走査される。そのような測定の計画に従う幾何学的配列はFig. 7に示されている。低エネルギーの γ sを伴う ^{133}Ba 源が選ばれているのは、 γ ビームがコリメートされるからであり、又物質（例えば、

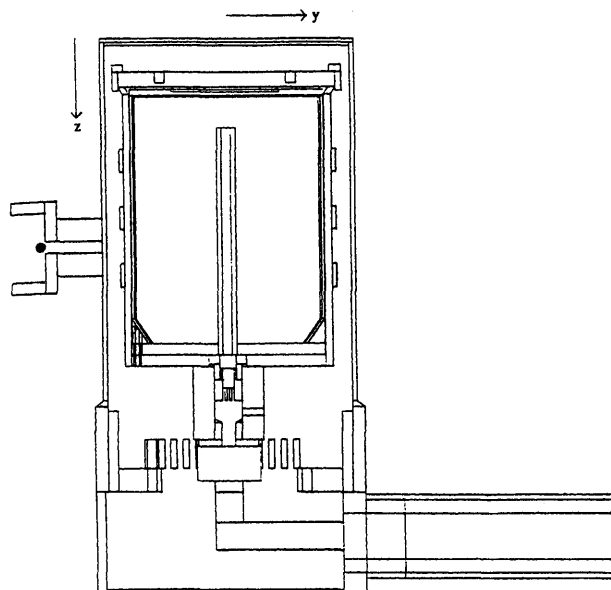


Fig. 7: Implemented geometry of a scanning measurement with a collimated ^{133}Ba source in axial direction at 9 cm below end cap of detector enr No. 2 (the source is symbolized inside the collimator with a black dot).

半導体の入れ物や、半導体の非放射性的のゾーン)の吸収に対して、測定されたピークの強度が大変鋭敏であるからであり、又良い空間的分解能を与える、半導体の内部の光電効果によって、エネルギーが主に貯えられるからである。enr No. 1 (15y、23zの測定)やenr No. 2 (14y、19z)そしてenr No. 3 (30y、42z)の検出器に対するすべての測定は模擬実験される。値を与えるために、我々は4本の最も強い γ 線を用いた、そしてこのことは、enr No. 1に対して7.1%、enr No. 2に対して5.1%そしてenr No. 3に対して7.1%の模擬的検出器の応答の結合された系統的誤差に帰着する。

100keVから2700keVの間の自然放射能の全エネルギー範囲を試すために、種々の他の源が模擬的に実験された。例えば、 ^{228}Th を用いたグランサソー設備における、初期の目盛定めの測定は、Fig. 8の模擬的な実験と比べられる。大変良く一致しているが、しかしながら低エネルギー領域で、模擬的な実験の方が実測値より大きくなっていることに注意すべきである。このことは、設備の中の源の位置の不確定性(2mmの範囲内)によって説明される。この特別な場合において、源は部分的にPb遮蔽によって覆われている；それゆえ、低エネルギーはより吸収されやすい。500keV以上では、実測と模擬実験の間のゆらぎは、ピークの計数割合とエネルギーの積分に数値を与えることに対して、10%以下である。

この実験において、値を与えるためのエネルギーの範囲内で、モンテカルロ模擬実験は、

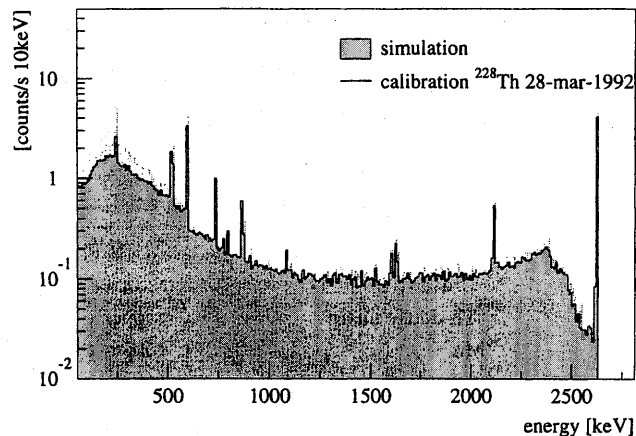


Fig. 8: Comparison of measured and simulated calibration of detector enr No. 2 within the Gran Sasso setup from 28-mar-1992.

非常に有効な方法で、現在のバックグラウンドを理解するのに用いられうる、そしてこのことは、模擬的に目盛を定める実験によって示されている。

B. バックグラウンドモデル

設備中の測定された放射能は、3個の濃縮された検出器のスペクトルと、LC2-Pbにおける ^{40}K と ^{210}Pb の2つの別々の放射能測定のスベクトル中の47の確認された γ 線に基づいている。ある体積と物質内の一様分布は、モンテカルロ模擬実験で仮定される。原則として、設備は5個の主な可能な位置を用意する：LC2-Pb遮蔽、検出器チャンバー、低温保持装置の銅

の部分、低温保持装置のプラスチックの部分、そしてGe半導体それら自身である。検出器の中その他の物質や位置、例えば、テストされた低水準の鋼鉄のらせん形の道具や針金は、それらの小さな質量又は体積や測定された汚染水準のために無視できる。それぞれの検出器の間での相互作用や影響に関しては、隣りあっている検出器による放射能が、バックグラウンドモデルにおいては、全部含まれる。最終的なバックグラウンドモデルの模擬実験の同時発生スペクトルは、測定された同時発生スペクトルよく一致している。このことは、3個の検出器に対する一様なバックグラウンドモデルを同時に確立するために接近の正当性を証明している。

模擬実験のバックグラウンドスペクトルは、検出器間における相互作用のために、測定されたピークの計測割合に対して規格化されているのみではない。一様なバックグラウンドモデルと矛盾しないために、模擬実験的と実測的ピーク計数割合に対する線型方程式の系は、模擬実験に対して正しく規格化することを決定するのが常であった。

500keV以下のエネルギーでの優勢はバックグラウンド放射能は、内部のLC2-Pb遮蔽の中に含まれている ^{210}Pb によって起こされ、そしてこれは、その娘 ^{210}Bi (Q値=1.16MeV)の制動放射を通して寄与する。この領域において、測定された事象のほとんど半分がこの汚染によるものである。(0.36±0.03) Bg/kgの純粋な放射能は、 ^{210}Bi の娘 ^{210}Po の崩壊の低水準 α スペクトロスコピーによって、分離的に決定される。この内部的な放射能は、これまでに設備の中に存在する、最大の汚染である。この事実と、LC2-Pb遮蔽の大きな体積の中の位置のために、これは1より大きい、すなわち、2.03という因子の測定に規格化せねばならない、唯一の成分である。結果的な制動放射のスペクトルが、連続で、そして値を与えられるためのスペクトルのより大きい貯蔵容器の中が選択されるので、推測された結果についての後者の効果は、これによって影響されない。値を与える間隔における、その断片がより大きい、すべての他の確認されたバックグラウンドの放射能は、少なくとも、測定されたスペクトルに対して、0.04より小さい因子に規格化される。それゆえ、模擬実験の統計的な誤差は、実測と比較して無視される。バックグラウンドモデルに、 ^{238}U (14 γ 線)と ^{232}Th (9 γ 線)の自然崩壊鎖を含めるために、測定された γ 線のピーク強度が用いられる。放射能の平衡と汚染の一様な分布の仮定のもとに、模擬と実測の相対的なピーク強度を比べることによって、位置は決定される。 ^{238}U の崩壊鎖の場合において、検出器チャンバーは最も良い一致を示しており、一方、 ^{232}Th に対する崩壊鎖に対しては、それぞれの検出器の銅の低温保持装置の中に放射能を位置付けることがより实际的である。可能な位置の決定の誤りの誤差は、バックグラウンドモデルの系統的誤差の中に含まれる。Ge半導体の中に位置することは、高エネルギースペクトル中の如何なる α 線の不存在によっても不可能である。

物質が基底状態より上の状態にあるとき、宇宙線にさらすことを最小にする間に、低温保持装置の銅や、Ge半導体は放射能を放射しはじめた。その測定期間に、 ^{54}Mn 、 ^{57}Co 、 ^{58}Co 、 ^{60}Co そして ^{65}Zn の宇宙線起元の放射能が、それらの特性 γ 線によって確認される。ほとんどの同位元素が、全体的に又は部分的に電子補獲(EC)による崩壊をするのでGe半導体の内部の放射能(下のエネルギー単位に移るときに出すX線のエネルギーが加えられて、変えられた γ 線

による)と銅の中の外側の放射能(変えられない γ 線)間の区別が可能である。測定されたピークの強度は、バックグラウンドモデルに対して、模擬実験の寄与を規格化するのが常であった。

LC2-Pbにおける、基本の ^{40}K の含有量は、中性子の放射能によって決定され、enr No. 1とenr No. 2の測定されたデータとよく一致している。第2世代の ^{40}K 汚染は、enr No. 3の銅の中に現われる。

人類発生源的放射能、 ^{137}Cs 、 ^{207}Bi 、 ^{125}Sb と ^{134}Cs は個々の検出器の銅の部分の表面汚染である。それらスペクトルの型のために、より近づくか、より遠く配置の偏差は、模擬実験検出器の応答にそんなにきびしく、影響しない。この不確定性を克服するために、可能な誤った配置の誤差は再び、系統的誤差の中に含まれる。

バックグラウンドモデルのすべての測定された放射能は、測定期間の始めの初期の放射能として与えられ、これら局部に制限された汚染は、表Vにリストされている。すべてのバックグラウンド成分を用心深くそして注意深い方法で含めるために、個々の検出器の汚染は、検出器系ごとに配置されている。その測定されたスペクトルへの、それらスペクトルの影響は、Fig. 9にenr No. 3の場合について示されている。すべての測定された事象の3分の1にあたる、500keV以下のエネルギーでの主な寄与は、 ^{210}Pb によっている。他のバックグラウンドの意義のある部分は、銅の中では ^{40}K と ^{60}Co によっているのと同様に、自然崩壊鎖に起因している。

低エネルギー部分における統計的変動を避けるために、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊に対する、値を与える間隔は500~2040keVと選択され、73.9%の信号に及んでいる。このように、500keV以下のエネ

TABLE V. Measured activities of all background components included in the uniform background model for three enriched detectors in a common shielding between 9/1992 and 11/1994 (p. d.=per detector located); the errors include the normalization and systematic misplacement errors.

Background component	Localization	Background activity [$\mu\text{Bq/kg}$]		
		enr No. 1	enr No. 2	enr No. 3
^{210}Bi bremsstrahlung	LC 2-Pb		360000 \pm 30000	
^{238}U decay chain	detector chamber		126 \pm 39mBq/m ³	
^{232}Th decay chain	copper p. d.	108.2 \pm 12.5	16.3 \pm 9.6	105.3 \pm 35.7
^{54}Mn	copper p. d.	22.6 \pm 5.8	16.5 \pm 2.5	22.5 \pm 3.3
^{57}Co	copper p. d.	20.5 \pm 8.3	30.3 \pm 5.0	42.1 \pm 6.6
^{58}Co	copper p. d.			56.4 \pm 10.8
^{60}Co	copper p. d.	92.5 \pm 12.2	72.3 \pm 5.2	56.0 \pm 5.2
^{54}Mn	Ge crystal	4.5 \pm 1.7	3.1 \pm 0.9	2.5 \pm 0.7
^{57}Co	Ge crystal	2.5 \pm 0.8	1.4 \pm 0.4	3.7 \pm 0.6
^{58}Co	Ge crystal			6.1 \pm 2.2
^{65}Zn	Ge crystal		6.7 \pm 2.5	25.0 \pm 3.6
^{40}K	LC 2-Pb		271.3 \pm 32.3	
^{40}K	copper enr No. 3			696.1 \pm 48.1
^{137}Cs	copper p. d.	220.2 \pm 24.7	65.2 \pm 19.0	176.1 \pm 21.3
^{207}Bi	copper p. d.	20.8 \pm 11.3	4.0 \pm 2.2	10.2 \pm 5.5
^{125}Sb	copper p. d.	50.5 \pm 18.0	20.4 \pm 7.3	79.1 \pm 28.2
^{134}Cs	copper p. d.	9.7 \pm 14.6	4.4 \pm 6.0	11.9 \pm 17.9

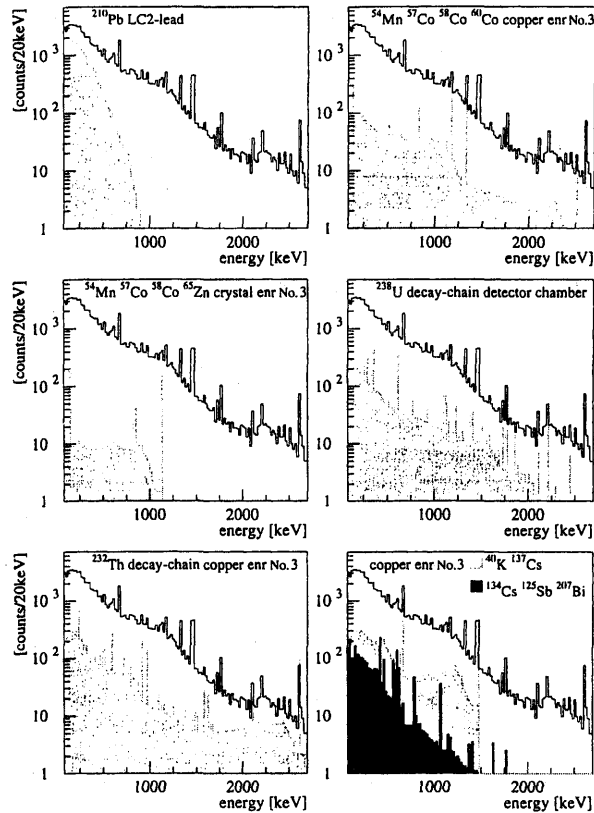


Fig. 9: The simulated background components (shaded areas) as parts of the original measured spectrum of detector enr No. 3 (solid histogram).

ルギーで、より大きい誤差を持つ、もとのスペクトルから、バックグラウンドモデルを引くことは、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の結果に影響せず、その測定された事象についての小部分は、この領域ではやや小さい。例えば、enr No.1 と enr No.2 のスペクトルに対する enr No.3 の検出器の中に配置された放射能による寄与は、Fig. 10に示されている。一様なバックグラウンドモデルは、検出器間におけるすべての影響を含んでいる。

中性子や μ や直接にはそれと確認されないバックグラウンドの放射能を説明するために、現象論的な直線が導入される。Fig. 11において、すべての3個の検出器の和を取ったデータは、すべての以前に議論されたバックグラウンド成分を引いた後の結果とともに一緒に示されている。残りのスペクトルにおいて、700keVに最大値を持つ、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊の形は、見てわかる。2 MeV以上のエネルギーで、なお残されているある事象があるが、これは、上に述べた付加的なバックグラウンド源によるものである。すべてのこれらのさらなる寄与の期待された形は、低エネルギーに向かって増加する、第一位の近似を示している。モデルに対してこれら源の影響は、それぞれの検出器に対して、別々に2.1MeVと2.8MeVの間に勾配と切片が決められる、直線が用いられ、より低いエネルギーに拡張される。全体にわたって、このバックグラウンド線の寄与は、測定された事象の2.8%であり、これら可能なバックグラウンド源の期待さ

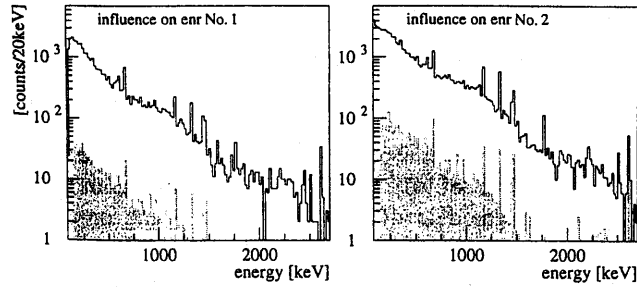


Fig. 10: Influence of activities located in detector enr No. 3 (shaded area) on the spectra of the neighboring detectors (solid histogram).

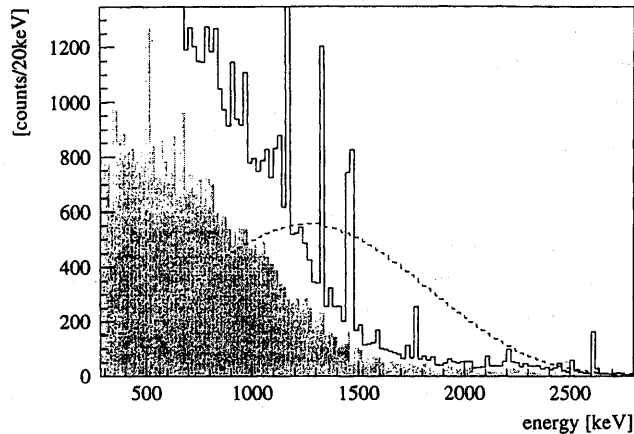


Fig. 11: Summed raw data of the three enriched detectors with a measuring time of 645 d (solid histogram), residual spectrum after subtracting all simulated background components (shaded area), and upper contribution of ^{68}Ge estimated from the 511-keV line (dashed line).

れたスペクトルの形と矛盾しない。

511-keV 事象の過剰は、別に扱われる。そのモデルの中で、(31~50) %の消滅線のみが検出器によって再生される。これは、測定における μ の影響の強い手掛りを与える（経験的な模擬実験ではない）、そして同時に発生した模擬実験のスペクトル中に、積分的に、測定されたデータ中にあるよりもわずかに少ない事象が含まれるという事実を伴っている。測定された高エネルギーの μ の同時に発生する事象は、模擬実験のデータ中には少しも存在していず、この仮定を確かなものになっている。この情報から、 μ 束は、 $2.3 \times 10^{-4} \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ [30] という、MACRO Collaboration によって測定された μ 束の大きさであると推測される。近い将来、放射能の遮蔽は、内部の検出器と同時に、 μ の効果を直接測定する設備の頂上に設置されるであろう。

511keV の過剰事象は、測定中の ^{68}Ge の可能な影響をうることにも用いられうる。 ^{68}Ge は、 ^{70}Ge (n, 3n) ^{68}Ge の反応の中の、原子核の破碎によって、半導体の内部に宇宙線によつて生成されうる。これは、すでに我々の ^{70}Ge 中の物質の濃縮によって著しく除去されており、 ^{70}Ge 中の濃度を減らすことに対応する。なお、可能な内存する ^{68}Ge の汚染は、2.921MeV の Q 値

を持つその娘 ^{68}Ga の崩壊によって、原理的に測定に寄与する。そのバックグラウンド源の唯一の特徴は、10.4keV の特性 X 線である。検出器のスレッシュホールドの現在の設定は、人にこの線の測定を許さない。すべての過剰事象が、 ^{68}Ga の β^+ 崩壊を意味する、 ^{68}Ge によると仮定すれば、結果的な寄与は Fig. 11 に示されている。この推測は、明らかに測定されたデータとは矛盾している。それゆえ、 ^{68}Ge からの $2\nu\beta\beta$ バックグラウンドに対する意味のある寄与が存在しないと我々は結論し、そしてそれぞれの検出器に別々に決定された、次の上限を与える： enr No. 1 に対して $6\mu\text{B}/\text{kg}$ 、enr No. 2 に対して $0.1\mu\text{B}/\text{kg}$ そして、enr No. 3 に対して $54\mu\text{Bg}/\text{kg}$ である。過剰 511keV の一部分は、半減期 386 日を持つ ^{106}Ru 汚染によって（特に娘原子核 ^{106}Rh の崩壊からの 511keV の γ 線による）説明されることが記述されている；前述の得られた限界を保存して。

値を与えるための間隔と全スペクトルにおける総測定スペクトルに対する、19 の異なるバックグラウンド成分の小断片のパーセンテージが表 VI に与えられている。645 日間の測定事象の総数が 100% として扱われ、(S: B) の、信号対バックグラウンドの比によって、一緒にリストさ

TABLE VI. Fraction of the background components in the evaluation interval 500–2040 keV of the $2\nu\beta\beta$ decay and the entire spectrum together with the total measured counts in these regions in $t=645$ d, the signal-to-background (S: B) ratio; the simulated model counts, the normalization (Δnorm), and systematical misplacement error (Δsyst).

Background component	Fraction					
	500–2040 keV [%]			100–2800 keV [%]		
	enr No. 1	enr No. 2	enr No. 3	enr No. 1	enr No. 2	enr No. 3
^{210}Bi bremsstrahlung	5.8	6.1	5.2	35.9	35.9	31.3
^{238}U decay chain	9.5	9.1	7.9	8.7	8.1	7.1
^{232}Th decay chain	8.9	2.1	9.6	9.2	2.2	9.8
^{54}Mn copper	0.7	0.8	0.7	0.4	0.5	0.5
^{57}Co copper				0.2	0.4	0.4
^{58}Co copper			0.6			0.5
^{60}Co copper	10.7	12.7	6.8	5.3	6.8	3.6
^{54}Mn Ge crystal	0.4	0.5	0.3	0.2	0.2	0.1
^{57}Co Ge crystal				0.2	0.1	0.3
^{58}Co Ge crystal			0.2			0.1
^{65}Zn Ge crystal		0.5	1.3		0.2	0.6
^{40}K LC 2–Pb	7.0	7.6	6.4	3.7	4.3	3.5
^{40}K copper enr No. 3			5.8			3.5
^{137}Cs	6.7	3.5	6.4	6.6	3.2	6.0
^{207}Bi	1.7	0.6	1.0	1.3	0.4	0.7
^{125}Sb	0.5	0.4	1.0	1.4	0.9	2.4
^{134}Cs	0.7	0.5	1.0	0.5	0.4	0.7
511-keV line	0.4	0.6	0.9	0.1	0.2	0.3
straight line	5.3	5.7	5.5	2.5	3.0	2.8
influence on enr No. 1		2.7	1.5		2.7	1.4
influence on enr No. 2	2.0		1.8	1.7		1.5
influence on enr No. 3	2.2	4.2		2.2	3.9	
overall counts	9924	22268	25096	32803	65699	74480
S: B	1 : 1.66	1 : 1.37	1 : 1.78	1 : 4.0	1 : 2.8	1 : 3.4
model counts	6195	12854	16071	26272	48262	57356
Δnorm	345	521	704			
Δsyst	132	525	456			

れている：(S: B) は enr No. 1 に対して、1 : 1.7、enr No. 2 に対して 1 : 1.4、そして enr No. 3 に対して 1 : 1.8 である。S: B の比は、バックグラウンドモデルによって説明されないすべての事象は $2\nu\beta\beta$ 崩壊によるという仮定のもとに値が与えられている。これらの比は、わずかに [10] におけるより、より低い、なぜなら S: B の比が、スペクトルの連続部分に対してのみ決定される前に、計数のやや意味のある小断片を持つピークがこの値を与えることの中に含まれているからである。最後に、規格化の誤差と系統的な置き違えの不確実性が、検出器ごとのモデルに対して与えられている。非常に感度のよい、モデルに対するテストが、模擬実験と実測の同時発生 of スペクトルを比較することによってなされた。すべての線とスペクトルの形 (μ の効果にもかかわらず) は、誤差の範囲内で再生され、一様にバックグラウンドモデルの有効性を確かめている。すべてのモデルは、19 の異なるバックグラウンドの成分によって構成され、46 の区別の出来る場所に配置され、総数 132 の模擬実験の検出器に特有なスペクトルを生成する。

C. $2\nu\beta\beta$ 崩壊に対する結果

スペクトルの貯蔵容器の中は、測定されたスペクトルから模擬実験の γ 線を引いたときの統計統計的変動を避けるために、チャンネルごとに 20keV になるように取られている。この値を与えるために、測定されたバックグラウンドスペクトルと模擬実験のバックグラウンドスペクトルの結果的な相違が $2\nu\beta\beta$ 信号だけであると仮定されている。

データの最大に可能な調整の結果と理論的に期待された $2\nu\beta\beta$ スペクトルは、68% の信頼水準で 3 つの検出器に対して、次の半減期に帰着する。

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} (\text{No. 1}) = [1.62_{-0.03}^{+0.03} (\text{stat}) \quad {}_{-0.14}^{+0.18} (\text{norm}) \quad {}_{-0.06}^{+0.07} (\text{syst}) \quad {}_{-0.11}^{+0.13} \times (\text{sim})] \times 10^{21} \text{yr} \quad (6)$$

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} (\text{No. 2}) = [1.91_{-0.02}^{+0.02} (\text{stat}) \quad {}_{-0.10}^{+0.12} (\text{norm}) \quad {}_{-0.10}^{+0.12} (\text{syst}) \quad {}_{-0.10}^{+0.12} \times (\text{sim})] \times 10^{21} \text{yr} \quad (7)$$

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} (\text{No. 3}) = [1.69_{-0.02}^{+0.02} (\text{stat}) \quad {}_{-0.14}^{+0.17} (\text{norm}) \quad {}_{-0.08}^{+0.10} (\text{syst}) \quad {}_{-0.10}^{+0.13} \times (\text{sim})] \times 10^{21} \text{yr} \quad (8)$$

3 個の検出器に対して Fig. 12 に示されている [32] の χ^2 の函数に対応する、対数的可能性の比の放物線的ふるまいに、統計的誤差は起因する。 γ 線の測定領域の誤差による、規格化の誤差や、バックグラウンド放射能の系統的置き違いの誤差や、模擬実験の応答の誤差とともに、すべての結果に対する可能なかわり合いが含まれる。enr No. 2 検出器に対する結果は、Fig. 13 に示されている。

3 個の検出器による、一様バックグラウンドモデルに対する、68% の信頼水準の結合された結果は、

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu} = [1.77_{-0.01}^{+0.01} (\text{stat}) \quad {}_{-0.11}^{+0.13} (\text{syst})] \times 10^{21} \text{yr} \quad (9)$$

である。

バックグラウンドを引き去ることがテストされた残りの結果的なスペクトルに対して、値を与える間隔における期待された定数積分計数割合は、測定期間中の時間の 20 の点でテストされ確かめられた。時間のそれぞれの点で、一様バックグラウンドモデルと、表 V において決定された放射能に基づいて、そのバックグラウンドモデルは、この時間に測定されたスペクトルに対応して、さかのぼって計算された。2 つの時間点の間における、 $2\nu\beta\beta$ 計数割合を研究

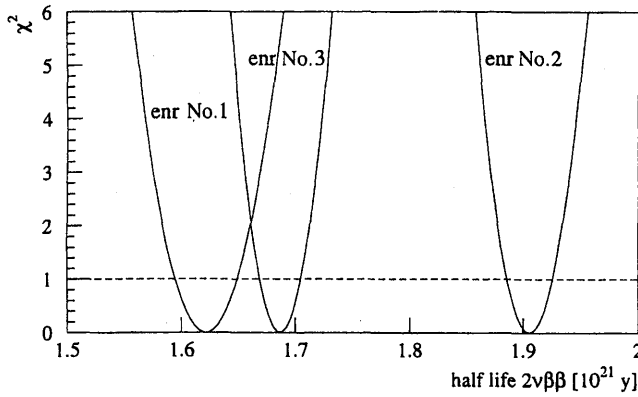


Fig. 12: Resulting χ^2 distribution out of the maximumlikelihood fit for the evaluation of the $2\nu\beta\beta$ decay in the residual spectra after subtraction of the background of the three enriched detectors (the dotted line corresponds to the 68% error).

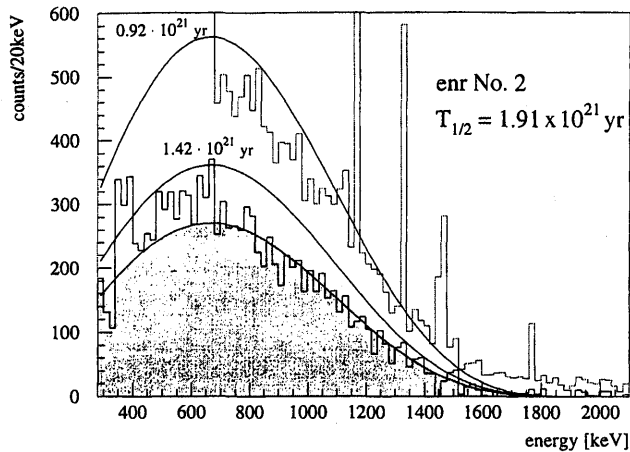


Fig. 13: Result for the evaluation of the $2\nu\beta\beta$ decay of ^{76}Ge in detector enr No. 2: original spectrum (dotted histogram), residual spectrum after subtraction of background model (solid histogram), and fitted $2\nu\beta\beta$ spectrum (shaded area); for comparison, two former $2\nu\beta\beta$ results are shown [10, 17].

するために、与えられた時間点の結果から、以前に測定されたスペクトルと、バックグラウンドモデルは差し引かれる。測定されたデータとバックグラウンドモデルの間の相違は、2つの時間点間の明確な $2\nu\beta\beta$ 計数割合を与える。その結果は、それぞれの検出器に対して別々に、そしてすべての3個の濃縮された検出器を一緒にまとめて Fig. 14に示されている。

D. マヨロン崩壊に対する結果

通常のマヨロンモデルにおいて、マヨロンは、質量を持たない、スカラーなゴールドストーンボゾンであり、B-L対称性の自然な破れと、ニュートリノのマヨラナ質量の存在とに関連する。この枠組みにおいてシングレットのマヨロンのみがなお可能である、なぜなら、ダブレットとトリプレットのマヨロンは、 Z^0 共鳴の測定された巾によって、CERN e^+e^- 電子衝突器 LEP [35] によって却下されているからである。それにもかかわらず、シングレットマヨロンがニ

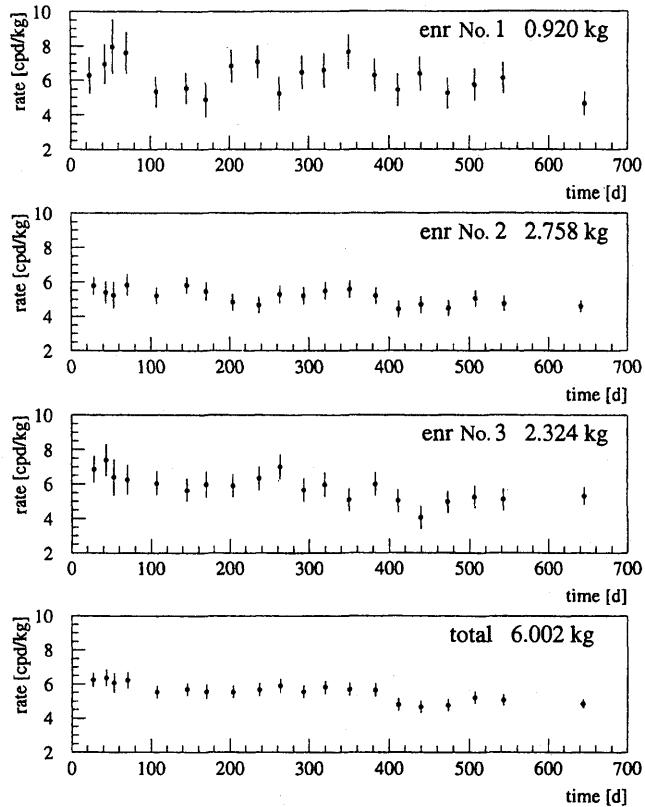


Fig. 14: Time development of the $2\nu\beta\beta$ counting rate in the evaluation interval 500–2040 keV after subtraction of the background model for 20 time intervals for each detector separately, and summarized.

ニュートリノの質量と隣接して矛盾せず、かつマヨロン放射の二重 β 崩壊に対する観測可能な物理量の割合をなお維持するために“調整すること”が要求される。

それゆえ、不自然な“調整” [7] を避けるために、新しいマヨロンモデルが提案されている。これらモデルにおいて、汚染的なマヨロンが、より一般的な意味において、ニュートリノと結合する、軽い又は質量のないボゾンに対して代役をする。これらマヨロンの新しい性質は、それらがレプトンの単位電荷をいくつか荷うことができることであり、そしてゴールドストーンボゾンでないマヨロンがあるうことであり、そして2個のマヨロンを放出する崩壊が起こりうることである。最後の場合は、フェルミオン又はスカラーを仲介としうるが、しかしながらフェルミオンを仲介とする場合に対してのみ、崩壊は期待される二重 β 崩壊となる。

表Ⅶにおいて、すべて考えられるモデルは、それらのレプトンの荷電と、放射される電子のエネルギーの和のスペクトルの形の指数 n (Fig. 1を見よ。 $n=1$ はシングレットマヨロンに対応する) とともにリストされている。スペクトルの指数は、放射された粒子の位相空間から、 $G \sim (Q_{\beta\beta} - T)^n$ と定義され、ここで $Q_{\beta\beta}$ は崩壊の Q 値であり、 T は2個の電子のエネルギーの和である。

$n=1$ による通常のマヨロンに対するデータ適合の結果は、例えば Fig. 15に示されてい

TABLE VII. Different majoron modes, their leptonic charge, spectral index n , and the new bounds on the half-life and coupling constants derived in this work (from [8]).

Modus	GB	L	n	$T_{1/2} > (90\% \text{ C. L.})$	$g < (90\% \text{ C. L.})$
$\beta\beta\phi$	no		1	7.91×10^{21}	2.3×10^{-4}
$\beta\beta\phi$	yes		1	7.91×10^{21}	2.3×10^{-4}
$\beta\beta\phi$	no	-2	1	7.91×10^{21}	2.3×10^{-4}
$\beta\beta\phi$	yes	-2	3	5.85×10^{21}	0.18
$\beta\beta\phi$	gauge boson	-2	3	5.85×10^{21}	0.18
$\beta\beta\phi\phi$	yes and no		3	5.85×10^{21}	4.1
$\beta\beta\phi\phi$	no	-1	3	5.85×10^{21}	4.1
$\beta\beta\phi\phi$	yes	-1	7	6.64×10^{21}	3.3

る。実験的スペクトルは、ヒストグラムとして示され、一方薄い灰色の影の領域は、 $2\nu\beta\beta$ 崩壊に対する最良の適合である。暗い影の部分はマヨロンである。

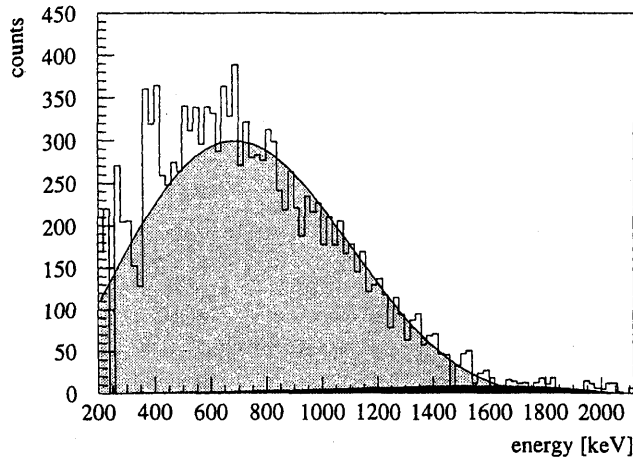


Fig. 15: "Ordinary Majoron" ($n=1$) in the area of fit: 300–2040 keV, yielding a half-life bound of $T_{1/2} > 7.91 \times 10^{21}$ yr with (90% C. L.).

- [1] D. G. Lee and R. N. Mohapatra, Phys. Lett. B 329, 463 (1994).
- [2] S. T. Petcov and A. Smirnov, Phys. Lett. B 322, 109 (1994).
- [3] A. Ioannissyan and J. W. F. Valle, Phys. Lett. B 332, 93 (1994).
- [4] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Prog. Part. Nucl. Phys. 32, 261 (1994); H. V. Klapdor-Kleingrothaus, in *Proceedings of the IV International Symposium on Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei (WEIN'95)*, Osaka, Japan, 1995, edited by H. Ejiri, T. Kishimoto, and T. Sato (World Scientific, Singapore, in press), p.174.
- [5] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and A. Staudt, *Non-Accelerator Particle Physics* (IOP, Bristol, 1995).
- [6] A. Staudt, K. Muto, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Euro-phys. Lett. 13, 31 (1990).
- [7] C. P. Burgess and J. M. Cline, Phys. Rev. D 49, 5925 (1994); P. Bamert, C. P. Burgess, and R. N. Mohapatra, Nucl. Phys. B 449, 25 (1995).
- [8] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, S. G. Kovalenko and H. Päs, Phys. Lett. B 372, 8 (1996); J.

- Hellmig *et al.*, in *Proceedings of the International Workshop on Double Beta Decay And Related Topics*, edited by H. V. Klapdor-Kleingrothaus and S. Stoica (World Scientific, Singapore, 1996).
- [9] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 17 (1995); *Phys. Lett. B* **352**, 1 (1995); M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko, *Phys. Rev. D* **53**, 1329 (1996).
 - [10] Heidelberg-Moscow Collaboration, A. Balysh *et al.*, *Phys. Lett. B* **322**, 176 (1994).
 - [11] Heidelberg-Moscow Collaboration, A. Balysh *et al.*, *Phys. Lett. B* **356**, 450 (1995).
 - [12] J. G. Hykawy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1708 (1991).
 - [13] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Internal Report No. MPI-H-1987-V 17 (Proposal), Heidelberg, 1987 (unpublished).
 - [14] Heidelberg-Moscow Collaboration, A. Balysh *et al.*, *Phys. Lett. B* **283**, 32 (1992).
 - [15] Heidelberg-Moscow Collaboration, M Beck *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2853 (1993).
 - [16] Heidelberg-Moscow Collaboration, M Beck *et al.*, *Phys. Lett. B* **336**, 141 (1994).
 - [17] F. T. Avignone *et al.*, *J. Phys. G* **17**, 181 (1991).
 - [18] A. A. Vasenko *et al.*, *Mod. Phys. Lett. A* **5**, 1299 (1990).
 - [19] Particle Data Group. J. J. Hernández *et al.*, *Phys. Lett. B* **239**, 1 (1990).
 - [20] K. Muto, E. Bender, and H. V. Klapdor, *Z. Phys. A* **334**, 187 (1989).
 - [21] T. Tomoda and A. Faessler, *Phys. Lett. B* **199**, 475 (1987).
 - [22] T. Tomoda, A. Faessler, K. W. Schmid, and F. Grümmer, *Nucl. Phys. A* **452**, 591 (1986).
 - [23] W. C. Haxton and G. J. Stephenson, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **12**, 409 (1984).
 - [24] G. Pantis, F. Simkovic, J. D. Vergados, and A. Faessler, *Phys. Rev. C* **53**, 695 (1996).
 - [25] J. Engel, P. Vogel, and M. R. Zirnbauer, *Phys. Rev. C* **37**, 731 (1988).
 - [26] *Proceedings of the International Workshop on Double Beta Decay and Related Topics* [8].
 - [27] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko, *Phys. Lett. B* **378**, 17 (1996); **352**, 1 (1995).
 - [28] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko, *Phys. Rev. D* **54**, R 4207 (1996); *Phys. Rev. Lett.* **17**, 75 (1995); *Phys. Rev. D* **53**, 1329 (1996); *Phys. Lett. B* **372**, 181 (1996).
 - [29] *Nuclear Data Sheets* (Academic Press, Duluth, MN).
 - [30] MACRO Collaboration, H. C. de Marzo *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **314**, 380 (1992).
 - [31] B. Maier, Ph. D. thesis. University of Heidelberg, 1995.
 - [32] S. Baker and R. D. Cousins, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **221**, 437 (1984).
 - [33] F. T. Avignone *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32**, 223 (1994).
 - [34] Y. Chikashige, R. N. Mohapatra, and R. D. Peccei, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1926 (1980); *Phys. Lett.* **98 B**, 265 (1981).
 - [35] J. Steinberger, *Phys. Rep.* **203**, 345 (1991).
 - [36] F. Petry, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and B. Maier (unpublished); F. Petry, Ph. D. thesis, University of Heidelberg, 1995.
 - [37] J. Hellmig, Ph. D. thesis. University of Heidelberg, 1996; Hellmig *et al.* (unpublished).
 - [38] Ke You *et al.*, *Phys. Lett. B* **265**, 53 (1995).
 - [39] S. R. Elliott *et al.*, *Phys. Rev. C* **46**, 1535 (1992).
 - [40] M. Alston-Garnjost *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 831 (1993).
 - [41] F. A. Danevich *et al.*, *Phys. Lett. B* **344**, 72 (1995).
 - [42] A. Alessandrello *et al.*, *Phys. Lett. B* **335**, 519 (1994).
 - [43] J.-C. Vuilleumier *et al.*, *Phys. Rev. D* **48**, 1009 (1993).
 - [44] M. K. Moe *et al.*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32**, 247 (1994); M. K. Moe *et al.*, in *Neutrino 94*, Proceedings of the 16th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Eilat, Israel, edited by A.

- Dar et al. [Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38**, 36 (1995)].
- [45] NEMO Collaboration, D. Lalanne *et al.*, in *TAUP 93*, Proceedings of the Third International Workshop on Theoretical and Phenomenological Aspects of Underground Physics, Assergi, Italy, edited by C. Arpesella et al. [Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **35**, 369 (1994)].
- [46] V. Jörgens *et al.*, in *TAUP 93*, p.378.
- [47] K. Kume *et al.*, ELEGANT Collaboration, in *Proceedings of the International Workshop on Double Beta Decay and Related Topics* [8].
- [48] R. S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. **72**, 1411 (1994).
- [49] M. K. Moe, Phys. Rev. C **44**, R 931 (1991).

参考文献

- A. Miiller, 他 著 “Heidelberg-Moscow $\beta\beta$ experiment with ^{76}Ge : Full setup with five detectors” Physical Review D, volume 55, number 1, P 54, 1997

(原稿受理2000年12月8日)