■ 研究紹介

KATRIN 実験におけるニュートリノ質量の直接測定

ワシントン大学
榎本 三四郎
sanshiro@uw.edu

2021 年 (令和 3) 11 月 17 日

ベータ崩壊のエネルギースペクトル形はニュートリノ質量の影響を受けるので，その形，特に最大エネルギー付近の形を精密に測定すればニュートリノ質量を測ることができる。この方法は粒子の純粋な運動学だけに依存するため，質量の直接測定と呼ばれる。2019 年より運転を開始した KATRIN 実験は，現時点において，この方法で既存の質量上限（2 eV）を超える感度を持つ唯一の実験であり，30 K に冷却した 25 GBq のトリチウムガスを使ってベータ崩壊のスペクトル末端部分をおよそ 100 ppm の分解能で測定する。運転開始後数週間で既存の上限を更新し [1]，さらに最近，30 日分のデータ解析により，初めて 1 eV を切る質量上限を設定した [2]。実験装置の構成や性能については文献 [3] に，データ解析手法については文献 [4] に詳しい。本稿では，あまり日本では馴染みがないと思われる直接測定および KATRIN 実験について詳しめに紹介するとともに，論文では書ききれない様々な側面についても触れてみたい。

1　ニュートリノ質量の直接測定

1.1　ニュートリノの質量

フェルミが 1934 年にベータ崩壊の理論 [5] を提示したとき，その論文の最初の図でスペクトルの末端部分の形がニュートリノの質量によって変わることに言及していた (右図)。この方法によるニュートリノ質量の測定がこのとき始まり，1948 年にはトリチウムのベータ崩壊により 300 eV の上限が設定されていた。以来数々の改良を重ねながら現在も同じことをしている。

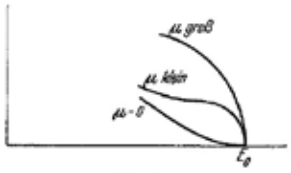

Fig. 1.

KATRIN 実験は，同じトリチウムのスペクトル形分析で，既存上限 2 eV [6][7] からひと桁の感度向上を目指す。実験装置は高度化しているものの，70 年間にわたって原理は全く変わっていない。ニュートリノ質量をモデルに依存せずに測定しようとするとこれ以外の方法がないのである。（トリチウム以外を使う方法は模索されており，たとえばホルミウムの電子捕獲のスペクトロスコピーはトリチウムの欠点を補う方法として開発が続いているが，実用的な感度を得るには至っていない。加速器実験で μ や τ の崩壊を使う方法もあるが，感度ははるかに及ばない。）

何らかのモデルを仮定するのであれば，もっと厳しい上限をつけることはできる。例えば観測宇宙論では，初期宇宙においてニュートリノが及ぼす物質分布への影響（質量が大きいと凸凹がならされる）と，観測される物質分布の不均一さ（銀河分布やそのデータ中に見える重力レンズ分布，および背景放射分布に現れる重力レンズの効果などを調べる）を比較して，全ての質量固有状態の和 ($\Sigma_i m_i$) として上限 120 meV としている。ここでのモデル依存性についての議論は筆者の周囲では収束したことがないのでこれ以上立ち入らないが，文献 [2] に，関連するいくつかの論文がリストしてある。また，直接測定でニュートリノ質量が決まれば，それは宇宙論モデルへの入力となり，他のパラメータの決定に寄与する。

ニュートリノがマヨラナ粒子であることを仮定するなら，KamLAND-Zen などの二重ベータ崩壊実験がマヨラナ質量に対して 61 meV から 165 meV の上限をつけている。ここで測定するマヨラナ質量 ($m_{\beta\beta}$) にはマヨラナ CP 位相が含まれており，直接測定で測る質量 (m_β) とは異なる。したがって，ニュートリノが本当にマヨラナで，二重ベータ崩壊実験と二重でないベータ崩壊実験（直接測定）の双方で精度良く質量を決めることができれば，マヨラナ CP 位相についての情報を得ることができる。現時点ではこれは遠い夢に感じるが，マヨラナ CP 位相を求める唯一の現実的方法のようにも思える。

ニュートリノの複数の質量固有状態の混合に対して，観測宇宙論と二重ベータ崩壊実験，ベータ崩壊による直接測定では，それぞれ測るものが異なる。以下にその比較と現時点での質量上限値をまとめておく。

方法	測定量	上限値
観測宇宙論	$\Sigma_i m_i$	120 meV for Σ
二重ベータ	$\lvert\Sigma_i U_{ei}^2 m_i\rvert$	61-165 meV (^{136}Xe)
		79-180 meV (^{76}Ge)
		75-350 meV (^{130}Te)
直接測定	$\sqrt{\Sigma_i \lvert U_{ei}\rvert^2 m_i^2}$	2.0 eV (KATRIN 前)

1.2 ニュートリノ質量直接測定の技術

フェルミが即座に指摘しているように，ニュートリノに質量があると，ベータ崩壊の電子のエネルギースペクトル形に影響し，特に末端部分がニュートリノ質量分だけ歪む。電子の本当の最大エネルギーを精度良く測れて，かつ，ベータ崩壊の Q 値が分かっているならばその差をとればニュートリノ質量となるが，実際にはこの双方とも必要な精度では求められない。実験としては，フェルミの手書きの図にあるように，末端付近の形の変化を調べることになる。よく誤解されるが，実験自体に Q 値の精密な値は必要なく，また，Q 値に依存しないため，装置のエネルギー測定の絶対精度は直接には影響しなくなる。これは伝統的なカリープロットを使った手法（スペクトル形が直線になるように変数変換して直線と比べる）でも同じである。

核種　ベータ崩壊を使ったニュートリノ質量の直接測定では，使用する核種は 70 年前からトリチウムのほぼ一択となっている。（マイクロカロリメータを使う実験では少し前まで ^{187}Re も使われていたが，最近は ^{163}Ho の電子捕獲測定に興味が移っている。）トリチウムの Q 値は 18.6 keV と，最小の ^{187}Re (2.6 keV) ほどではないもののかなり小さく，例えば 1 eV の m_ν は終端付近において 1 eV / 18.6 keV $\sim$ 50 ppm 程度の影響となる。トリチウムの半減期は 12.3 年と，実験に使うのにちょうど良い。（^{187}Re は 4.3×10^{10} 年。）また，トリチウムのベータ崩壊は超許容遷移でスペクトル形が核行列要素の影響を受けないこと，分子構造が単純でベータ崩壊後の分子励起の計算が最も簡単なこと，小さい原子番号のために放出されたベータ電子が散乱される断面積が小さいことも重要な要素である。さらに，トリチウムは同位体濃縮が比較的容易で，化学的にも扱いやすい。

エネルギー測定　スペクトル末端部分のエネルギー分解能の問題を別としても，末端付近のわずかな部分だけを測るということが，この系統の実験を難しくしている。例えばトリチウムのベータ崩壊では，スペクトル末端の 1 eV の部分には，全崩壊電子の 2×10^{-13} しか含まれない。つまり，この範囲に毎時 1 つの電子が欲しければ，効率を 100% としても 1 GBq 以上のトリチウムが必要

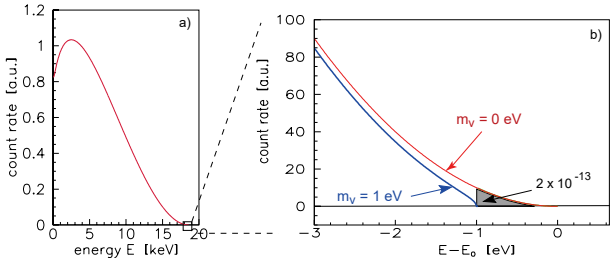

図 1: トリチウムのベータ崩壊スペクトルと m_ν の影響

ということになる。（電子は全方向に出るため実際の利用効率はこれよりもはるかに小さい。）低エネルギー側の 13 桁多い電子のほんのわずかなパイルアップでも問題となるので，エネルギー比例型の測定器，例えば半導体検出器やガス電離検出器などは，ごく初期の実験を除いて，基本的に使われない。（ただし，微細に分割した「線源=検出器」型の熱量計を使う方法は開発研究が行われている。）過去には，磁場による運動量分解も行われていたが，残留ガスとの間の散乱などで電子軌道の角度が変わることにより，膨大な低エネルギー電子が信号領域に入ってきてしまう。

あるエネルギー以下の電子を全てきれいに止めるためには，エネルギー障壁による方法が有効である。このために静電障壁を用いた画期的な方法（MAC-E フィルタ，次節）が開発され，KATRIN 実験の一世代前である Mainz 実験 [6] および Troitsk 実験 [7] で使われて，測定感度の劇的な向上を果たした（図 2）。

MAC-E フィルタ　MAC-E フィルタとは，Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filter の略で，磁場による断熱的なビーム収束と静電場によるエネルギー障壁を組み合わせたものである。日本人の耳にはマッキーフィルタと聞こえる。ベータ崩壊から全方向に放出される電子を磁場で磁束の中に閉じ込め，磁場を断熱的にゆっくりと弱める（ビーム径をゆっくりと大きくする）ことによりサイクロトロン運動（横方向運動量）を軽減し，向きが揃ったところで静電障壁に垂直に当てる（図 3）。これにより障壁エネルギー以上の運動エネルギーを持った電子だけが障壁を通過できるので，反対側で再び磁場を強めてビーム径を小さくし，到達した電子を適当な電子検出器で数える。障壁電圧を変化させることによりエネルギースペクトルを測る。電子検出器はスペクトル末端のごく少数の到達電子を数えるだけでよい。また，ベータ崩壊の際に横方向に放出された電子も使うので，利用効率が高い。

MAC-E フィルタのポイントは，検出器方向に対して横向きに放出された電子も向きをそろえて静電障壁にほぼ垂直に入射させることである。横方向に出た電子でも磁束に束縛され，サイクロトロン運動をしながら検出器

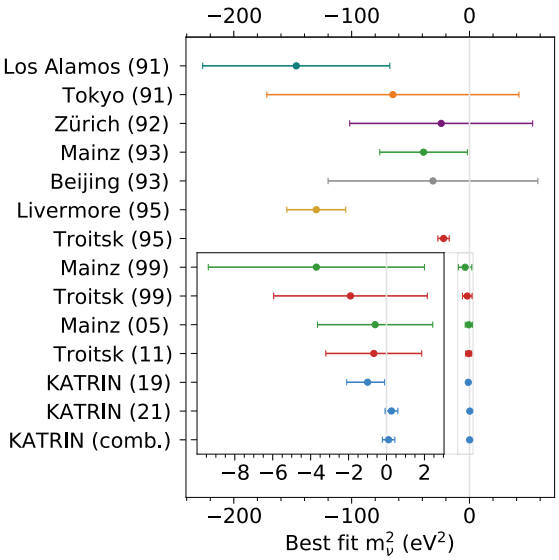

図 2: 最近のニュートリノ質量直接測定の結果比較

に向かって進む。(後方に出た電子はあきらめる。) ここで，サイクロトロン周波数 ω_c に比べ磁場をゆっくりと変化させた場合，つまり，断熱条件 $|\frac{1}{B}\frac{d\boldsymbol{B}}{dt}| \ll \omega_c$ が成り立つ場合，磁場軸周りの角運動量（軌道運動の磁気モーメント）$\mu = \frac{1}{2}e\omega_c r^2$ が保存される。このとき，$\omega_c = eB/m$ により，

$$\mu = \frac{(m\omega_c r)^2}{2mB} = \frac{E_\perp}{B} = \text{const} \tag{1}$$

となり，磁場が弱くなった分だけ横方向運動エネルギー $E_\perp$ が小さくなる（磁場と並行の方向に変換される）ことが分かる。

ちなみに，断熱条件が満たされない場合の軌道は初期値鋭敏性を持ったカオスとなる。実際の実験では，断熱近似と数値的に厳密に計算した軌道とを比較して非断熱の影響を相対論的効果も含めて評価する。通常は非断熱の効果が無視できるほど小さくなるように設定するが，バックグラウンド粒子などに対して意図的にカオス的振る舞いを誘導しビーム壁に当てて除去することもある。

静電障壁の位置で横方向エネルギー成分が残っていると，その分は障壁越えには使われないので，MAC-E フィルタのエネルギー分解能 ΔE は，式 (1) において，$E_\perp$ をどこまで小さくできるかで決まる。$E_\perp/B$ 比が一定なのでこれはベータ崩壊地点での磁場 $B_{\max}$ と静電障壁における磁場 $B_{\min}$ の比で与えられ，

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \tag{2}$$

となる。したがって，例えば線源の磁場を 1 T，静電障壁の磁場を 1 G とした場合のエネルギー分解能は 100 ppm となるが，同時にビーム径も 10,000 倍となる。

線源形態　ベータ崩壊で放出された電子が周囲の環境の影響を受けるのを完全に除去することは難しく，適切な

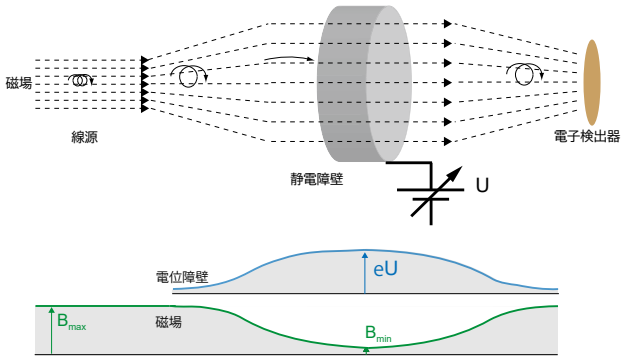

図 3: MAC-E フィルタの原理

MAC-E フィルタを使った場合，この部分が最大もしくは重要な系統誤差となる。通常は全てを (超) 高真空下で行うので，問題となるのは周囲のトリチウムとの非弾性散乱で，これにより線源の厚さが制限される。また，MAC-E のように静電障壁でエネルギー解析する場合には，線源部分の電位がニュートリノ質量レベルで安定していなければならない。

トリチウムを容器に格納することはできない。Mainz 実験では，1.8 K に冷却した高配向性熱分解グラファイト (HOPG; 微結晶の向きがとても揃っている) 上にトリチウム 140 層の薄膜を構成した。これにより前方に放出された電子がトリチウム以外に散乱されることはないが，トリチウムが基板に束縛されているエネルギー状態の理解が難しく，崩壊の際に原子側に分配されるエネルギーを精度よく計算できなかった。さらに，ベータ電子放出により線源に電荷が蓄積し，線源の電位が変動した。

線源形態に関する画期的進歩が，気体のトリチウムを容器なしで使う Windowless Gaseous Tritium Source (WGTS) である。Los Alamos 実験 [8] で開発され，Troitsk 実験でも採用された。構造としては，ビームパイプに気体のトリチウムを定常的に注入しながら，少し離れた場所で気合で真空引きをする（図 4)。排気は再純化の後，リサイクルされる。ビームパイプはトリチウムが壁に当たりやすいように何か所か曲げておく。電子は磁場に束縛されたまま移動し，MAC-E フィルタに到達する。トリチウムガスが MAC-E フィルタまで到達してしまうと様々な過程によりバックグラウンドとなる電子を生成する上，装置が不必要にトリチウム汚染してしまうので，真空引きは通常超高真空まで行う。(KATRIN の場合，直径 9 cm のパイプの一端がほぼ大気圧，反対側が極高真空 ($\sim 10^{-9}$ Pa)。これが破綻したら即トリチウム汚染となる。) ガスは熱運動によるドップラー効果で放出エネルギーが広がるのを低減するために冷却されるが，冷却しすぎると分子間相互作用によるエネルギー変化が無視できなくなり，これの理解が大変なので，冷却はほどほどにする（30~100 K 程度)。

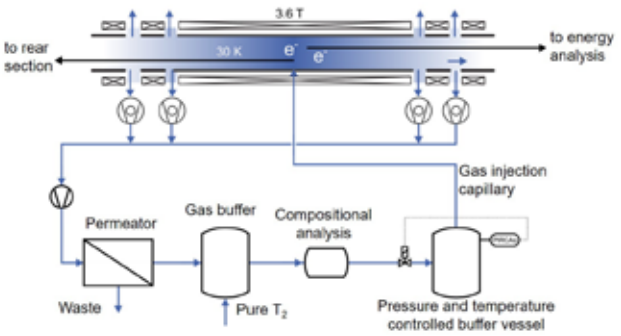

図 4: 窓無し気体トリチウム線源 (WGTS) の概要

この方法であっても，線源中に荷電粒子が滞留することは完全には避けきれず，また，ビームパイプの表面状態が変化すれば，その仕事関数が変わって（表面汚染で数 eV は簡単に動く）ガスの電位も影響を受ける。しかし，線源が気体であることから，温度や密度などの変更が容易で，さらに，較正のために別の単色電子源（^{83m}Kr ガスが人気）を入れたり，ビームの反対側に電子銃をつけたりなどができるようになる。

トリチウム分子をベータ線源に使う限り，終状態分子のエネルギー構造（回転や振動）の不定性が避けられない。これは現在のところ分子物理の数値計算に頼らざるを得ず，進歩はあるものの，最後まで残る不定性となる。KATRIN の最終感度 (200 meV) は実験設計時においてこれが影響する手前のところに設定されている。これを超えるためには，原子状態のトリチウムを使うか（磁気ボトルに閉じ込めた冷却原子とか），トリチウム以外でも終状態励起まで含めた全エネルギーを測定する方法（「線源=検出器」型の熱量計を使うなど）を考えなければならない。KATRIN の次を見据えて，これらの研究開発も活発に行われている。

なお，ニュートリノ振動実験が，KATRIN 後のあと１桁程度の感度向上で必ず質量 m_β を決定できることを保証している。二重ベータ崩壊実験と異なり，たとえニュートリノがマヨラナ粒子であったとしても，いわゆる闇の井戸は存在しないし，ディラック粒子である可能性に怯える必要もない。

2　KATRIN 実験

KATRIN 実験は，その前世代実験である Mainz 実験（ドイツ），Troitsk 実験（ロシア）および Los Alamos 実験（アメリカ; メンバーはその後ワシントン大学に移った）の参加者が集まって 2001 年に構想されたもので，これら既存実験からの 1 桁の感度向上を共同で力ずくで実現させることを目指して設計された。スペクトル形解析で実際に測るのは質量の 2 乗なので，1 桁の感度向上は

図 5: KATRIN スペクトロメータの運搬。この写真で 10 年凌いだが，見飽きたとの批判も多かった。

装置性能の 2 桁の向上に相当する。このため，MAC-E フィルタは断面積 100 倍の直径 20 m となり，KATRIN のアイコンとなる世界最大の極高真空容器を作ることとなった。また，核融合実験に匹敵するほどの大量のトリチウムを使用することになり，トリチウム取り扱い施設のあるドイツのカールスルーエ研究センター（現在はカールスルーエ工科大学の一部）に設置することになった。KATRIN という名称は KArlsruhe TRItium Neutrino experiment の強引な略称である。KATRIN を人前で Google 画像検索をする際は Neutrino というキーワードを追加することをお勧めする。

デザインレポートが 2004 年に承認され，2008 年の実験開始を目指して建設が開始された。2006 年には自慢の巨大真空容器が製造され，運搬にドナウ川・黒海・地中海・大西洋・ライン川を通る直線なら 250 km で済んだ大旅行を行って，KATRIN の進捗をセンセーショナルに宣伝した（図 5）。この際，3 万人の見物人が見守る中，高圧送電線の下を通るときに町全体を停電にした。その後，KATRIN はいつ始まるのかという質問を 10 年以上にわたって聞かれ続け（後半には質問に「いつ」が付かなくなった），2019 年に完成し運転を開始した。

2.1　構成

KATRIN の全体構成を図 6 に示す。全長 70 m のビームラインは，気体トリチウム線源の部分と，MAC-E フィルタによるスペクトロメータ部分に大きく分けられる。

トリチウムセクション　ビームラインの前半は 100 GBq の気体トリチウムを窓無しで循環させる WTGS と，18 連ターボ分子ポンプとクライオポンプによる真空引きにより構成され，ベータ崩壊の電子は 20 個の超電導磁石による磁場で後半のスペクトロメータに誘導される。WGTS 中のトリチウムガスは，30 K に冷却（のちに

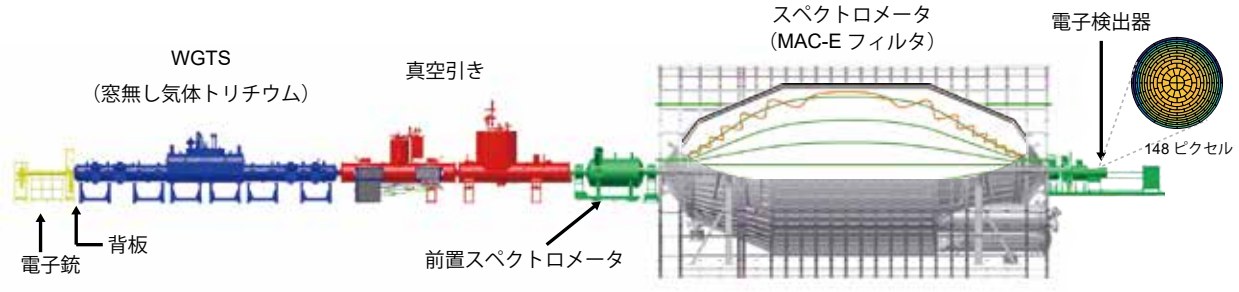

図 6: KATRIN 実験全体図

80 K に変更）されるが，ここでの温度安定性が測定スペクトルの安定性に直接影響するため，ビームチューブの外側に気液混合状態のネオン（80 K 運転では窒素）を流し，蒸発量の制御により温度安定性 0.1% 以上 (30 mK 以下の温度変動) を実現している。WGTS の排気は再純化されてビームパイプに戻るが，この循環ガス中のトリチウム同位体比はレーザによるラマン散乱解析により 0.03%の精度で常時モニターされている。

下流のスペクトロメータの極高真空 (10^{-9} Pa) を維持するため，WGTS と MAC-E の間の真空引きは 14 桁の流量削減をしている。左右に曲げたビームパイプに並べたターボ分子ポンプ群によりまず 7 桁落とし，その後ビームパイプを 3 K に冷却したクライオポンプによりさらに 7 桁落としている。この冷却パイプの表面にはアルゴンの霜を付着させ吸着表面積を増やしている。

ベータ電子は磁場にガイドされ曲がりながらスペクトロメータに到達するが，電子の散乱により生成されるトリチウムイオンもエネルギーが低いと同様にガイドされる。このことに後から気づき，これを止めるため，要所要所に 100 V 程度の静電障壁の電極が追加された。さらにブロックしたイオンを回収するために横向きの弱い電場をかけ，$\vec{E} \times \vec{B}$ のドリフト (マグネトロン運動) を引き起こして低速の荷電粒子は壁に当たるような罠が仕掛けてある。

電子は磁場が作るフラックスチューブに束縛されるがチューブの中は自由に移動できる。ビームパイプの反対側は閉じてあり，その部分でフラックスチューブが壁に接している。そのため，フラックスチューブの電位はこの接している部分の電位によって決まると思っていた時代があり，ここの表面の仕事関数を一様で安定にするために，表層が金の特別な背板が設置されている。また，線源の電位を制御することを夢見て，金の背板には任意の電圧をかけられるようになっている。（実際には，線源ガスは大量の荷電粒子が入り混じる低温プラズマ状態で，ビームパイプ側面の影響も受け，ガス中の電位構造は複雑なものとなる。）背板の中心には小さな穴があり，その背後に較正用の電子銃が設置されている。また，背板の脇には X 線を検出するシリコンドリフトダイオードがあり，電子が背板に当たることによって放出される X 線を測定してビーム強度を常時モニタしている。

スペクトロメータ　スペクトロメータの中心は直径 20 m の MAC-E フィルタである。式 (2) にあるように，エネルギー分解能が磁場の比で決まり，磁場の比はフラックスチューブの半径の比になる。6 T の B_{max} に対して 1 eV/18 keV 程度のエネルギー分解能を得るために，B_{min} は 3 G と設計された（のちに変更）。この設定では，フラックスチューブのいちばん太い部分の半径を 9 m とすると，線源における半径は 4.5 cm となる。

トリチウム線源においては，ビーム軸方向の積算量（密度 × 長さ）を増やすと散乱が増えてしまい，KATRIN の設定以上に増やしても出てくる電子が持つ情報量はほとんど増えない。線源強度を上げるにはビームを横に広げるしかないが，そうするとスペクトロメータの半径も比例して大きくなってしまう。KATRIN のスペクトロメータはすでに家の間を通れる最大サイズなので，MAC-E フィルタを使う実験としては，線源強度も分解能もこれがほぼ最大ということになる。（MAC-E フィルタを別の使い方をして性能を上げる方法はいくつかある。飛行時間測定を組み合わせたりなど。）

MAC-E フィルタの静電障壁を超えた電子は直径 12.5 cm のむき出し PIN ダイオードウェハによる電子検出器で計数される。ここで計数されるベータ電子以外の事象はバックグラウンドとなるが，PIN ダイオード自体にもある程度のエネルギー分解能があり，環境ガンマ線などは除去できる。また，検出器の周囲はプラスチックシンチレータと SiPM による宇宙線ビトー[1]で囲まれている。問題となるのは，静電障壁付近で低エネルギーの電子が生成された場合で (この部分ではベータ電子の運動エネルギーも小さい)，keV 程度のエネルギー分解能の電子検出器では，信号電子との区別ができない。

実は電子を誘導する磁場自体が，優れたシールドとして作用する。電子がフラックスチューブから出られないように，外の電子もフラックスチューブには入れないた

[1] このミューオン検出器には T2K 実験の FGD で開発された技術がほぼそのまま使われている。快く技術提供していただいた T2K グループに感謝したい。

めである。電場や磁場の不完全性による横方向 $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトや，残留ガスとの散乱による軌道変化やイオン化による電子放出が抜け道となる。と設計時は思っていたが，電気的に中性のラドンは中に入ることができて，そこで崩壊するとフラックスチューブ中に電子を注入できる。総延長 3 km の NEG からなる巨大真空ポンプが巨大ラドン源でもあることに建設中に気づき，これを遮蔽吸着するため，液体窒素で冷却した銅のスリットが挿入された。

ベータ電子の総数は，信号として検出する末端部分より 13 桁多いが，それら全てがスペクトロメータに入射すると，真空の残留ガスとの散乱により陽イオンが生成されることが危惧された。陽イオンにとっては電子用の静電障壁は加速となるので勢いよく通過することができ，それが反対側で再び残留ガスと散乱するとそこで電子が生成されてしまう。これを防ぐために，メインのスペクトロメータの手前に，直径 3.4 m の前置スペクトロメータが設置され，そこにやや低めの障壁電位を設定して大半のベータ電子をブロックすることが予定された。

二つの障壁電位を設定すると，その間に谷間ができてしまう。その谷間で残留ガスの散乱により電子が生成されたり，最初の障壁をぎりぎり超えた電子がその後シンクロトロン放射などでわずかでもエネルギーを失ったりすると，その谷間にトラップされてしまう。トラップされた電子が蓄積されていくと，それがまた残留ガスと散乱して陽イオンを生成してしまう。ここまでは設計時に想定されており，蓄積した電子を定期的に除去するための「ワイパー」（ビームチューブ中を動くワイヤー）が設置されている。このワイパーの操作に気を抜くと落雷し，電子検出器を破壊することも実証されている。

較正　図 2 にあるように，過去の直接測定のほとんど全てにおいて，${m_\nu}^2$ の中心値が負の値となっている。ほとんどは誤差の範囲内でゼロ付近を排除していないので，統計的ゆらぎだと言い切ることもできるが，揃ってニュートリノが超光速粒子（質量が虚数のタキオン）だという側に寄っていると気にならなくはない。

ベータ崩壊を使った直接測定においては，スペクトル末端の形状はニュートリノ質量によって変わるが，エネルギー分解能も当然影響する。図 1 から見てとれるかもしれないが，これらは 1 次のオーダーでは区別がつかない（${m_\nu}^2 = -2\sigma^2$）。つまり，何らかの時間変動や空間非一様性を見落としたり，温度や散乱，終状態励起などの影響を過小評価したりすると，そのまま負の ${m_\nu}^2$ に変換される。どんな実験でもモデルの誤りは結果をバイアスするが，直接測定の難しさは，それがスペクトル形の不一致などでは全く検出できないことにある。そのため，システムの特性測定などは，とりわけ慎重に行われる。（ちなみに，解析は最後まで結果を見ないブラインドで行われる。念のため。）

上述のように，スペクトル解析は形だけを見て Q 値にはよらないので，エネルギー測定値は絶対でなくてよい。また，電子の絶対検出効率なども精密に知る必要はない。絶対の値を知らなければならないのは，エネルギー分解能と線源ガス密度である。ガス密度が変わると散乱確率が変わるので，スペクトル形が影響される。

これらを調べ，モニタするために，線源の反対側につけた電子銃が使われる。トリチウムガスを入れずに電子銃からの電子をスキャンすればスペクトロメータの分解能が分かる。トリチウムガスを入れると，密度に依存して散乱確率が上がり，エネルギーを失った電子が増えるため，高精度のガス密度測定ができる。

散乱確率と，散乱後電子のエネルギー分布は，KATRIN 設計時に不定性の大きい部分であった。電子銃のスキャンデータにこの情報も含まれているが，それを取り出すためには MAC-E フィルタの観測積分スペクトル（あるエネルギー以上の数。スペクトロメータの応答も含まれる）から微分スペクトル（あるエネルギーにおける数密度）を計算しなければならない。このために特異値分解を用いた逆畳み込み解析が事前に計画され，論文まで出されたが，この類のインバージョン解析が実用になることはあまり多くなく，KATRIN でも満足な結果を得ることができなかった。が，準備をしているときに，電子銃をパルスモードで使えば，電子検出器と合わせて飛行時間計測 (ToF) ができることに気づいた。電子が障壁電位をぎりぎり超えるエネルギーだった場合，障壁における運動エネルギーがほぼゼロになり，飛行時間はとても長くなる。したがって，そのような電子だけを選べば，障壁電位ちょうどのエネルギーを持った電子を選別することができる。つまり，MAC-E フィルタを使って微分スペクトルを直接測ることができる。この方法はとてもうまくいき，想定を上回る精度で微分散乱断面積を求めることができた [9]。これにより，KATRIN 設計時に想定されていた最大の系統誤差の一つが消滅した。

システム較正のもう一つの重要な方法は，トリチウムの代わりに ^{83m}Kr ガスを循環させることである。^{83m}Kr からはいくつかのエネルギーの内部転換電子（単一エネルギーだが最外殻 (N 殻) の転換電子以外はちょっと幅がある）が放出され，これらを使って検出器応答，特にエネルギー分解能，その空間非一様性と時間変動，非断熱性の影響などを測定できる。電子銃と違い，ビームパイプ全体に広がり，全方向に電子を出すので，電子銃の弱点を補完する。また，なぜかクリプトンの物理プロセスの方が電子銃の電圧計よりも信用できると思っている人が多く，説得が簡単になる。（実際は KATRIN の誇る電圧計においてそんなことはない。電圧測定はこの実験

の核心なので，標準器に並ぶ精度で行っている。）30 K の WGTS に Kr を入れると凍ってしまうので，Kr を入れるときは 80 K で運転する。

2.2 建設と運転

真空容器と内側ワイヤー電極 MAC-E フィルタにかける 18.6 kV の電圧のうち，18.4 kV までは真空容器そのものに印加するが，最後の 200 V 程度の部分は，真空容器の内側から 10 cm 程度離して稠密に張り巡らせた 300 μm 径と 200 μm 径の 2 層ワイヤ群に印加する。ワイヤ群は場所ごとに異なった電圧を設定できる 248 個のモジュールから構成され，これにより，MAC-E の 3 次元の電位分布を細かく設定でき，容器の高電圧に乗っているノイズを遮蔽でき，また，宇宙線ミューオンが容器に当たって生成する荷電粒子をワイヤーによる電位勾配でブロックできる。以前は Mass-less Electrode と宣伝していた自慢の逸品だった。

真空容器がカールスルーエに到着して 6 年後の 2012 年，ワイヤー電極モジュールの設置が完了し，ベーキングを行った。300 °C までの加熱で，真空容器は 10 cm ほど熱膨張する。内外の構造物には可動部分を持たせ膨張を吸収できるようにしてあったが，配線に使っていた CuBe 合金が高温では相転移することを誰も知らず（実際あまり知られていないように見える），軟化してショートし，2 層のワイヤーモジュールが事実上の 1 層になってしまった。それ以降はあまり自慢しなくなった。

スペクトロメータ スペクトロメータの真空引きの後，電子検出器を接続し，自慢の巨大 MAC-E フィルタのテストを行った。予想通りラドンがたくさんいたが（ラドンの崩壊に伴って出る電子はエネルギーが高いのでそれ自体はバックグラウンドとはならないが，残留ガスをたくさん電離してバックグラウンド電子のクラスタを作る。意図的に真空を悪くするとクラスタが密になり識別できる），ラドン除けの冷却銅スリットを運転するとほぼ完全にいなくなった。

しかし，それでもまだバックグラウンド電子が予想よりはるかに多かった。この未知のバックグラウンドには特徴がなく，何もしていないのに，真空の中から低エネルギーの電子が次々と湧いて出てくるようにしか見えなかった。真空中からほぼ一様に出てくるのに，真空度に依存しない。この理解に 1 年半を要した。

原因は，KATRIN の進捗が遅く，製造したスペクトロメータを数年間放置していたことにあった。この間に大気中のラドンが入り込み，それが中で崩壊すると，娘核が反跳で容器表面に付着する。さらに崩壊と反跳を繰り返すことにより，半減期 22 年の ^{210}Pb がステンレス容器の表面から少し潜ったところに蓄積するようになる。スペクトロメータの磁場設定を変えて，フラックスチューブが意図的に壁に接するようにすると，壁から出る荷電粒子を電子検出器に誘導することができる。これによって壁の中の ^{210}Pb の存在が確認された。

ステンレス中に潜った ^{210}Pb の子孫の ^{210}Po が α 崩壊すると，表面の重い元素をまき散らし，その一部は反対側の壁に衝突する。この崩壊および衝突の衝撃により，表面に付着している水素原子が励起され，励起した中性原子（リュードベリ原子）のままスペクトロメータに放出される。リュードベリ原子は，真空内の熱放射に刺激され，あるいは自発的に，電子を放出して安定化する。

スペクトロメータをもう一度ベーキングして表面の水素を減らせば，このバックグラウンドは若干減るが，完全に取り除くことはできなかった。容器温度を下げるとわずかに減ることも確認されたが，ほんの僅かであった。これにより，KATRIN のバックグランドは想定の 30 倍の量となってしまった。

最初の結果 「KATRIN はいつ始まるの」攻撃が熾烈になってきたこともあり，リュードベリバックグラウンドは先送りすることにし，2018 年の完成記念式典の 1 年後，ついに本完成し運転を開始した。事情があってトリチウムを本来よりかなり少な目に入れたが，それでもわずか 3 週間分のデータで Mainz と Troitsk の上限 2.0 eV を余裕で更新し，質量上限 1.1 eV (90%CL) を得た [1]。なお，このときもニュートリノはタキオンぽかった ($m_\nu{}^2 = -1.0^{+0.9}_{-1.1}$ eV^2)。ブラインド解析の箱を開けたときの「1 σでタキオン」は抜けられないジンクスのようにも感じられた。

トリチウム線源 最初の結果の発表後，さらなる完成を目指し，循環させるトリチウムを本来の量まで増やしたところ，恐れていたことが起きた。電子検出器は 148 個のピクセルに分割されており，フラックスチューブの断面を分割して計測できる。相関はあるものの，148 個のスペクトル測定を並行に行っているとみてよい。トリチウムの量を増やしたところ，これらのピクセルごとに測定するスペクトル形が全て異なってしまった。終端エネルギーはバラバラで，しかも時間変動する。（ニュートリノ質量は見ないことにしている。）ビームパイプ反対側にある背板にかける電圧を変えると，それに合わせて終端エネルギーも変わると期待していたが，実際の振る舞いはめちゃくちゃだった。

恐れていたことというのは，線源ガスの電荷濃度が上がり，低温プラズマ状態となることだった。これにより，電位分布は複雑な構造を持ち，時間変動もする。予期してはいたが，ニュートリノ質量のレベルでプラズマを議論した例が過去になく，この感度での小規模テストもで

きず，何が起こるのかを事前に予測することは難しかった。そもそも何かが起こるかも分からなかった。なので，対策はそのとき考えることにしていた。

KATRIN は何度目かの非常事態態勢となり，本完成後の 1 年近くをプラズマの理解と制御に費やすこととなった。詳細は近々出る論文を参照して欲しいが，コツとしては，背板の仕事関数込みの電位を，ビームパイプ表面の仕事関数とほぼ一致させてやると，プラズマを取り囲む面の電位が一定となり最も安定する。ただし，仕事関数は表面にトリチウムが蓄積したりなどで変動するので，何等かの方法で常にモニタしなければならないが，これは背板の電圧を少し変えたときのシステムの反応（様々な電極への流入電流値など。イオン電流と電子電流で手ごたえが違う）である程度分かる。この状態で ^{83m}Kr を注入すると，電位の非一様性や速い時間変動がクリプトンのエネルギーピーク幅の増大として計測できる。また，線源後方のクリプトンから出た電子は線源中の移動距離が長く，したがって散乱確率が高いので，散乱電子のスペクトル構造を調べると，ビーム軸に沿った非一様性の情報が得られる。

^{83m}Kr を使ってトリチウムガスの状態を調べるためには，クリプトンとトリチウムを同時に循環させなければならない。このため，WGTS は常時 80 K で運転されることになった。ドップラー効果によるエネルギー幅増大については，30 K でなくても大丈夫だった。

感度最適化　どのような実験でも，系統誤差の見落とし，バックグラウンドの見落としの恐怖は常にある。そういう可能性の議論で，最悪の想定ケースが，それらが信号と同じ形をしている場合で，大きさまで同程度であれば，実験が最終感度に達したときはじめて影響が見えることになる。KATRIN の場合は，エネルギー分解能の間違いがニュートリノ質量と同じ形となるため，とりわけ慎重に検討されたが，バックグラウンドについては，信号と同じ形のものは存在しにくいと思われた。信号を作る物理過程（ベータ崩壊におけるニュートリノ質量）とバックグラウンドを作る過程（残留ガスの電離とか）は全く異なり，関連がないと思うからだ。甘かった。

前述したとおり，二つのスペクトロメータの間の電位トラップには，電子が蓄積し，バックグラウンドのもととなる。そのため，障壁電位設定を変更する間の時間を利用してワイパーを作動させ，蓄積した電子を取り除いている。これにより，ここから来るバックグラウンドは，検出できないほど小さくなる。

スキャンにおいて，各障壁電位への測定時間の割り当ては，実験感度を最大化するように最適化する。ニュートリノ質量の影響が大きいところに重点的に観測時間を配分するので，その結果，時間配分の形はニュートリノ

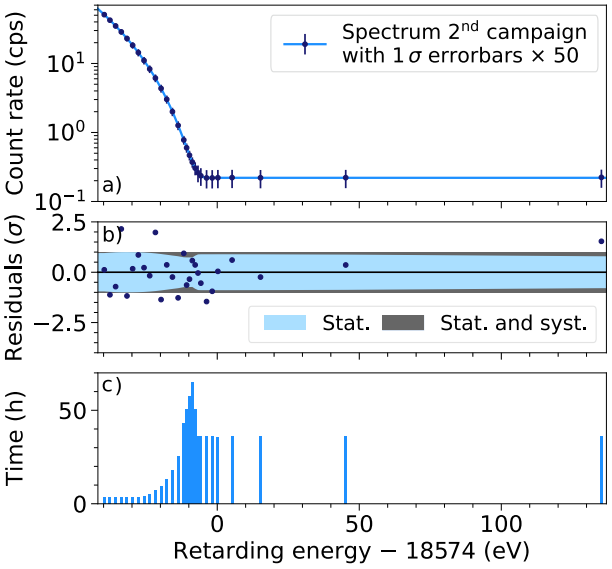

図 7: 2021 年結果。a) は障壁電位設定ごとの観測レートとスペクトルフィット，b) は誤差で規格化した残差と誤差の内訳（系統または統計），c) はそれぞれの障壁電位設定における総観測時間。

質量によるスペクトル変形とほぼ同じになる（図 7c）。

ワイパーの動作間隔は観測時間長と一致する。トラップに蓄積する電子数は時間と共に増加するので，バックグラウンドのレートも時間と共に増加し，ある障壁電圧設定における平均レートは，その観測時間に比例することになる。結果，このバックグラウンドのスペクトル形は，我々がニュートリノ質量に期待するスペクトル変形をミラーしたものとなる。このレート自体はとても小さく，十分な統計を蓄積するまで見えないが，そのことはニュートリノ質量も同じだ．最大感度に目がくらんだ最適化によって，望んだニュートリノ質量とシステム応答を繋げてしまった。（符号は逆。）

存在に気づけば対応は簡単で，いくつかやり方はあるが，根本解決として，試しに前置スペクトロメータの障壁電圧を取り除いてみたところ，何の影響もなかった。実現した真空度では，前置スペクトロメータもワイパーもなくて良かったということで，問題は即解決した。このバックグラウンドに気づいたのはデータ取得開始後 1 年たってからだったが，プラズマで悩んでいたおかげもあり，取得予定データの大半は影響を受けずに済んだ。

2.3　最新結果

プラズマ問題の一応の解決により，トリチウム量を本来の量にした全完成 KATRIN のデータが解析された。2019 年に取得してパニックになった 30 日分のデータのブラインドの箱が 2021 年に開けられ，ついに 1 eV を切る感度での結果が出た [2]。結果は $m_\nu{}^2 = 0.26 \pm 0.34$ eV^2

で，90%CL 質量上限にすると 0.9 eV（前回結果を合わせると 0.8 eV）となる。統計のまぐれはあるが，それでも初のタキオンでない中心値が出たことを感慨深く感じているメンバーは多い（図 2）。図 7b にあるとおり，30 日分のデータでは統計誤差が圧倒的で，系統誤差の影響を受けるのはまだしばらく先となる。KATRIN の詳細はまだ関係してないということになり，KATRIN を信用していなくても結果は受け入れやすいだろう。タイムマシンの実現は当面あきらめた方が良い。

2.4 今後

数々のトラブルはあったものの，最終的に KATRIN が実現した性能は設計時の想定を大きく上回るものが多い。ガス循環システムの安定性，静電障壁電圧の設定精度と測定精度，そして散乱によるエネルギー損失計算など，事前に重要と思われたものの多くにおいて，系統誤差が設計時の想定よりも小さくなっている。その一方で，ほぼ唯一の想定外の大問題がリュードベリ原子のバックグラウンドである。

このバックグラウンドは，スペクトロメータの内部からほぼ一様に発生するので，スペクトロメータの中のフラックスチューブの体積を小さくすれば減少させることができる。もっとも簡単には，MAC-E フィルタの B_{min} を大きくすれば良い（図 8）。例えば，B_{min} を 2 倍にすれば，エネルギー分解能は半分になるが，バックグラウンドはおおまかに 1/4 となる。今回発表した結果のデータは，そのような設定で取得されている。

さらに進めて，静電障壁の線源側で発生した電子は検出器側には来ないので，静電障壁の位置をスペクトロメータの中心から検出器側へずらしてやれば，その分バックグラウンドは減る。コストは，MAC-E フィルタを構成する電場や磁場の非一様性で，系統誤差の増加となる。今回発表したデータ以降のデータは，この新しい設定で取得されている。想定外の事態への対応を，想定よりもうまくできた部分のマージンから削り出した格好になっている。

実は，ベータ電子とリュードベリバックグラウンド電子では，検出器に入射する角度が微妙に異なる。障壁付近で低エネルギーで放出されたバックグラウンド電子はまっすぐ障壁を落ちていくので，横方向運動量をほとんど持たないためだ。サイクロトロン半径 (B_{max} における最大で 100 μm くらい) の大きい信号電子だけを選択的に検出するために，PIN ダイオードウェハに $\sim$ 100 μm くらいのハチの巣状の穴をたくさんあけて（穴を垂直にした MCP のチャネルようなイメージ），電子を側面でキャッチするというアイディアが提案され，本気で試作を行っている。

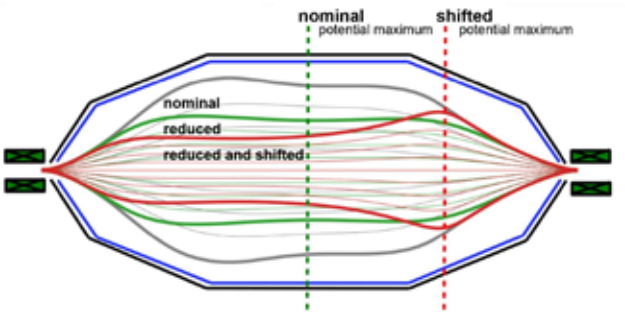

図 8: リュードベリバックグラウンド低減のためのフラックスチューブの構成。実線は 3 つの構成（Normal, Reduced, Shifted）の磁力線の示している。電位の最大値（点線）は標準設定では中央にあり，バックグラウンドを減らす Shifted モードでは検出器側寄りとなる。

おわりに

今回は紹介しきれなかったが，KATRIN はステライルニュートリノも調べることができ，振動実験とは異なった特性がある。また，完成式典時の初トリチウム事象の前に練習でごくわずかのトリチウムを入れて取ったデータがあり，総レートが低いためスペクトルの深くまでスキャンを行っていて，これを使った keV 質量領域のステライルニュートリノの解析も準備している。これは，熱くも冷たくもない，Warm Dark Matter と呼ばれる領域である。さらに，トリチウムスペクトルの末端付近には，宇宙初期ニュートリノの吸収による小さなピークがあるはずで，感度が数桁足りていないことを知りながらも解析を進めている。これから急速に統計を蓄積していく予定の KATRIN の結果を期待して待っていただきたいと思う。

参考文献

[1] KATRIN Collab., PRL **123**, 221802 (2019)

[2] KATRIN Collab., Nature Physics **18**, 160-166 (2022)

[3] KATRIN Collab., JINST **16**, T08015 (2021)

[4] KATRIN Collab., PRD **104**, 012005 (2021)

[5] E. Fermi, Zeitschrift für Physik **88**, 161 (1934)

[6] Ch. Kraus *et al.*, EPJC **40**, 447 (2005)

[7] V. N. Aseev *et al.*, PRD **84**, 112003 (2011)

[8] R. G. H. Robertson *et al.*, PRL **67**, 957 (1991)

[9] KATRIN Collab., EPJC **81**, 579 (2021)