# MuSEUM 実験によるミュオニウム超微細構造のマイクロ波分光

神	田	聡	太	郎	
kand	a@p	ost	.ke	ek.	jp

KEK 物質構造科学研究所 西村 昇一郎 nishimu@post.kek.jp 2021年(令和三年)11月18日

下村 浩一郎 ksimomu@post.kek.jp

#### はじめに 1

ミュオニウムは正ミュオン (μ<sup>+</sup>) と電子との束縛状態 である.この名称は正ミュオンと負ミュオンとの束縛状 態に与えられるべきものだが、歴史的経緯からこう呼び 習わされている [1]. 本稿では、ミュオニウムの基底状 態における超微細構造 (Hyperfine Structure; HFS) を 精密にマイクロ波分光する MuSEUM 実験の概要,装置 開発, および J-PARC MLF MUSE における最初の実 験結果について紹介する.

#### ミュオニウムの分光学 2

ミュオニウムは水素様原子の一種だが、陽子などの複 合粒子を含まない純粋なレプトン二体系である. その Bohr 半径は通常の水素原子とほぼ変わりないが,原子 のエネルギー準位を計算する上では陽子の有限体積効果 の影響を受けないというすぐれた特徴がある. ミュオニ ウムが Hughes らによって実験的に確認されたのは 1960 年のことであったが、当時からミュオニウムの HFS を 精密に分光することで量子電磁力学 (QED) を検証しよ うという動機があった [2].

図1にミュオニウムのエネルギー準位を示す. これま でに、1S-2S 遷移周波数 [3]、微細構造 [4]、Lamb シフ ト [5, 6], そして HFS[7] が測定されている. これらの実 験は 20 世紀末に行われ、近年それらの精度を凌駕しう る新たな実験が次々と提案されている.岡山大学を中心 としたグループ [8] と ETH Zurich のグループ [9] がそ れぞれ独立に 1S-2S 遷移周波数を先行実験より二桁高い 精度で決定しようとしている.後者のグループは Lamb シフトの分光も行なっている [10].

#### 2.1 HFS の 測定 原理

超微細相互作用は原子核の多極子場と電子との間に 働く. ここではミュオンと電子の磁気双極子相互作用を



図 1: ミュオニウムの準位構造. 丸括弧は既に行われた 実験、角括弧は計画中の実験に対応する.

考える. ミュオニウムの Hamiltonian は超微細構造を  $A = h\nu_{\rm HFS}$ として<sup>1</sup>静磁場 **B** のもとで

$$\mathcal{H} = A S_{\mu} \cdot S_e + (\mu_e S_e - \mu_{\mu} S_{\mu}) \cdot B, \qquad (1)$$

と書ける. $S_l$ はスピン, $\mu_l$ は磁気能率である.添字の  $l = e, \mu$  は電子とミュオンのそれぞれに対応する<sup>2</sup>. 第 一項が超微細相互作用を, 第二項が Zeeman 相互作用 を表す. この Hamiltonian の固有値問題を解くことで、 ミュオニウムのエネルギー準位を計算することができる. ミュオニウムの全角運動量をF,磁気量子数を $m_F$ とし て四つの準位のエネルギー固有値は

$$E_{F,m_F} = -\frac{1}{4}A - \mu_{\mu}m_FB \pm \frac{1}{2}A\sqrt{1 + 2m_Fx + x^2}.$$
(2)

となる. 第三項の符号は正が F = 1 に, 負が F = 0 に 対応する.x は磁場に比例した無次元量で  $x=(\mu_e \mu_{\mu}$ )B/Aである.これを図示すると図2を得る.HFSの 分光法には, ゼロ磁場においてスピン一重項と三重項と の間の構造を直接分光する方法と,静磁場中で Zeeman

 $<sup>^1</sup>h$ は Planck 定数,  $\nu_{\rm HFS}$ は HFS の遷移周波数.  $^2$ およそ $\mu_e=9.3\times10^{-24}$  J/T および  $\mu_{\mu}=4.5\times10^{-26}$  J/T .



図 2: ミュオニウムの Breit-Rabi 図. 四つの状態を磁場 中でエネルギーの高いものから順に1から4とする. 遷 移周波数 *v*<sub>12</sub> は状態 1 と 2 の, *v*<sub>34</sub> は状態 3 と 4 のエネ ルギー差に対応する.

分裂した副準位間の遷移周波数 *v*<sub>12</sub> および *v*<sub>34</sub> を測定して HFS を求める方法がある.後者においては

$$\nu_{\rm HFS} = \nu_{12} + \nu_{34} \tag{3}$$

という関係式を用いて HFS を得る. 同時に

$$\frac{\mu_{\mu}}{\mu_{p}} = \frac{\nu_{\rm HFS}^{2} - (\nu_{34} - \nu_{12})^{2} + \nu_{p} \frac{\mu_{e}}{\mu_{\mu}} (\nu_{34} - \nu_{12})}{\nu_{p} \left[ \nu_{p} \frac{\mu_{e}}{\mu_{\mu}} - (\nu_{34} - \nu_{12}) \right]} \qquad (4)$$

としてミュオンと陽子の磁気能率比を求めることがで きる. ここで  $\nu_p$  は陽子の Larmor 周波数であり,静磁 場を陽子の核磁気共鳴 (NMR) によって測定することで  $h\nu_p = 2\mu_p B$ の関係式が成り立つ.  $\mu_p$  は陽子の磁気能 率である.

ゼロ磁場における実験は一系統の高周波回路で測定が 完結するためセットアップが容易だが、ミュオニウム形 成時にミュオンのスピン偏極が半分失われてしまう.一 方で高磁場における実験は測定系の構築に手間がかか るものの、ミュオンの再偏極と崩壊陽電子の磁場収束に よってより高い統計精度に到達できる.それぞれの手法 には異なる系統的不確かさが伴うため、いずれの測定に も意義がある.

準位間のエネルギー差に対応する周波数のマイクロ 波を印加することで状態間遷移を誘起する.角周波数  $\omega$ で振動するマイクロ波磁場  $B_1$ のもとで時間変化する Hamiltonian は

$$\mathcal{H}_{\mathrm{I}}(t) = (\mu_e \boldsymbol{S}_e - \mu_\mu \boldsymbol{S}_\mu) \cdot \boldsymbol{B}_1 \cos \omega t.$$
 (5)

と書ける. 系の Hamiltonian  $\mathcal{H} + \mathcal{H}_{I}(t)$ を考え, ミュ オニウムの状態について密度行列の時間発展を計算す る. 状態間の遷移は Rabi 振動と呼ばれ, Rabi 周波数  $\Omega_{R} = (\mu_{e} + \mu_{\mu})B_{1}/(4\sqrt{2}\hbar)$ によって特徴付けられる. 四 つの状態確率は図3に示すように計算できる.磁場中で Zeeman 分裂した副準位を考える場合は二準位系の問題 に帰着するが,基本的には同様にして Rabi 振動を計算 できる. Rabi 振動はミュオンスピンの反転を伴うため,



図 3: ゼロ磁場におけるミュオニウムの状態確率 (左) と HFS の共鳴曲線 (右). 状態確率にはミュオンの寿命が 掛かっており,時間原点はミュオニウムの形成時刻であ る.マイクロ波磁場強度は  $|B_1| = 0.2$  G.

崩壊陽電子の角度分布が時間に依存して変化する. す なわち,マイクロ波周波数を掃引しながらミュオンスピ ンの量子化軸に対する陽電子の前方/後方非対称度を計 測することで HFS の分光が可能である. 共鳴の信号 *S* は,マイクロ波照射の有無に応じた陽電子の計数 *N*<sub>ON</sub> と *N*<sub>OFF</sub> を用いて *N*<sub>ON</sub>/*N*<sub>OFF</sub> – 1 と定義される.

### 2.2 HFS の理論値

HFS の理論値は Fermi エネルギー

$$\nu_{\rm F} = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{m_e}{m_\mu} \left( 1 + \frac{m_e}{m_\mu} \right)^{-3} \tag{6}$$

に高次の補正項を足し合わせることで求められる.ここ で  $\alpha$  は微細構造定数, c は光速,  $R_{\infty}$  は Rydberg 定数,  $m_e/m_{\mu}$  は電子とミュオンの質量比である.これらの物 理定数の測定値と不確かさは

$$\alpha^{-1} = 137.035\ 999\ 160\ (33) \tag{7}$$

$$R_{\infty} = 10 \ 973 \ 731.568 \ 508(65) \ \mathrm{m}^{-1} \qquad (8)$$

$$\left(\frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-1} = 206.768\ 277(24) \tag{9}$$

であり [11], Fermi エネルギーを

$$\nu_{\rm F} = 4.453 \ 839 \ 114 \ (511) \ {\rm GHz}$$
 (10)

と求めることができる. 微細構造定数と Rydberg 定数 はきわめて高い精度  $(2.4 \times 10^{-10}, 5.9 \times 10^{-12})$  で求め られているため, 質量比の不確かさ  $(1.2 \times 10^{-7})$ が結果 に大きく影響する.

Fermi, Breit らの先駆的な研究に端を発する HFS の 理論計算は原子の分光実験とともに発展し、様々な補 正項の計算が積み重ねられてきた. これらの理論計算 は Kinoshita[12], Eides[13], Karshemboim[14] らによ って詳細にまとめられている. 科学技術データ委員会 (CODATA)の基礎物理定数作業部会によって HFS の推 奨値が計算されている. 2014 年の調整結果は

$$\nu_{\rm HFS} = 4.463 \ 302 \ 868 \ (257)(85) \ {\rm GHz}$$
 (11)

であった [11]. ひとつめの不確かさは物理定数の測定精 度に、ふたつめは計算されていない高次の補正項に対応 する. ここで、前者 (257 Hz) が Fermi エネルギーの不 確かさ (511 Hz) の 1/2 程度に抑えられていることに注 目したい. この計算過程が循環参照を含むことが Eides によって指摘され、QED の検証を目的とした理論値と 実験値との比較には適さないことが示された. 実験値と 比較可能な最新の理論値は

$$\nu_{\rm HFS} = 4.463 \ 302 \ 872 \ (515) \ {\rm GHz}$$
 (12)

である [15]. この不確かさは後述する測定精度と比べる とおよそ十倍大きい.しかしながら,その大半はミュオ ン-電子質量比の測定精度に由来する.現代の技術でミュ オニウムの 1S-2S レーザー分光が実現すれば質量比の決 定精度は 10 倍から 100 倍に向上すると見込まれている. さらに,理論計算そのものにおいても不確かさを 10 Hz 程度まで抑えるための研究が進められている [16].

### 2.3 基礎物理定数の決定

ミュオニウムの分光によっていくつかの基礎物理定数 を決定することができる.例えば、微細構造定数  $\alpha$  と Rydberg 定数  $R_{\infty}$  を既知としてミュオンと電子との質 量比  $m_{\mu}/m_e$  を求めることができる.また、この質量比 はミュオンの異常磁気能率  $a_{\mu}$  を実験的に決定する際に

$$a_{\mu} = \frac{\omega_a}{\omega_p} \frac{\mu_p}{\mu_e} \frac{m_{\mu}}{m_e} \frac{g_e}{2} \tag{13}$$

の形で現れる.ここで  $\omega_a$  は Larmor 歳差周波数とサイ クロトロン周波数との差, $\omega_p$  は陽子の NMR 周波数で あり,これらは貯蔵リングを用いたスピン歳差運動の測 定で求められる. $g_e$  は電子の g 因子である.あるいは,  $\mathcal{R} = \omega_a/\omega_p$  および  $\lambda = \mu_\mu/\mu_p$  として

$$a_{\mu} = \frac{\mathcal{R}}{\lambda - \mathcal{R}} \tag{14}$$

という関係式から  $a_{\mu}$  を決定することもできる. この場 合は Zeeman 分裂  $\nu_{12}$  および  $\nu_{34}$  を測定し,式 (4) に従っ て  $\mu_{\mu}/\mu_{p}$  を求める.

一方, 1S-2S 遷移周波数からミュオン質量を精密に求めて HFS の測定結果と組み合わせれば  $\alpha$  または  $R_{\infty}$  を高精度で決定することができる. 1S-2S 遷移周波数の精

度が進行中の計画で目標とされている 4 ppt に達すれば α の精度はおよそ 1 ppb となり,電子 g – 2 の測定や原 子干渉計を用いた実験による決定精度 (sub-ppb) に迫る ことができる<sup>3</sup>.また,HFS と 1S-2S の測定結果を QED の計算と組み合わせることで a<sub>μ</sub> をスピン歳差の測定に よらず求めることができる [17].期待される精度は直接 測定には及ばないものの,独立な検証としては一定の意 義があると考えられる.

#### 2.4 標準模型の検証および新物理探索

ミュオニウム HFS における強い相互作用の寄与は 53 ppb (237 Hz)[18, 19]<sup>4</sup>,弱い相互作用の寄与は15 ppb (-65 Hz)[20, 21]<sup>5</sup>でいずれも HFS の測定精度と拮抗す るかそれよりも大きい.すなわち,HFS の理論値と実 験値とを精密に比較することで QED のみならずこの系 に関する標準模型の理論計算を包括的に検証できる.

標準模型の検証と表裏を一体にして,HFS に寄与し うる新粒子を探索できる.例えば,質量 0.1 MeV 以下 の軽い擬ベクトルボソン [22] やレプトン普遍性を破る 形でミュオンと相互作用する数十 MeV 程度のベクトル ボソン [23] に厳しい制限を与えることが知られている. また,1S-2S および Lamb シフトと HFS および微細構 造はそれぞれ異なるタイプの新粒子に感度があり,相補 的な関係にあると言える [24].

そのほか, Lorentz 不変性を破る標準模型の拡張 (Standard Model Extension; SME) は HFS の地球自転に同 期した振動を予言するため [25], これを探索することで SME Lagrangian におけるミュオンセクターの係数を求 めることができる [26].

## 3 先行実験

ミュオニウムのマイクロ波分光実験は Columbia 大 学の Nevis シンクロサイクロトロンで始まり,次いで NASA の Space Radiation Effects Laboratory (SREL) のシンクロサイクロトロンで,やがて Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF)の線形加速器を用いて行わ れた. Yale 大学のグループと Chicago 大学のグループ が競い合い,手法を洗練しながら測定精度を向上させて いった (図 4).

ミュオニウムは 1960 年にアルゴン気体中で初めてそ の存在が確認され、続けて最初の HFS 分光が 1961 年に

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>微細構造定数を高精度で決定する手法として、電子g-2の測定 値とQEDの計算を組み合わせる方法と物質波干渉計で原子の反跳速 度を測りRydberg定数を既知として $\alpha$ を求める方法が知られている

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Leading-order のハドロン真空偏極の寄与が 232 Hz 程度 [18], それに対する輻射補正が 5 Hz 程度 [19].

 $<sup>^{5}</sup>Leading-order の寄与が-65 Hz[20], second-order の寄与が-0.16 Hz[21].$ 

報告された [27]. 初期の実験では気体標的中の微量な不 純物 (特に酸素) がミュオンスピンを緩和させることが 問題となったが,これは後にミュオニウム化学と呼ばれ る研究領域に発展した [28].

HFS 分光の測定精度は共鳴曲線の線幅に大きく左右 される. 自然幅 145 kHz を超えて線幅を狭窄化する手 法として Ramsey 共鳴の方法が試みられたが [29],二つ のマイクロ波パルスを時間差付きで与えるこの手法に はパルスの振幅および長さの精度に由来する系統的不確 かさが伴い,高精度化には困難があった. 1990 年代に 入ってミュオンの寿命よりも長くマイクロ波中にあった ミュオニウムを選択的に解析して線幅を狭窄化する Old Muonium 法 [30] が見出されてから測定精度が大いに向 上し,LAMPF における最終結果は

$$\nu_{\rm HFS} = 4.463 \ 302 \ 765 \ (53) \ {\rm GHz}$$
 (15)

であった (12 ppb). 実験が行われた LAMPF Stopped Muon Channel (SMC) におけるビームの時間構造はパ ルス幅 800 µs かつ繰り返し周波数 120 Hz で [31], ミュ オンの寿命と比べて十分に長い時間スケールを持つ. こ の場合,通常はミュオンの標的入射をビームモニター 検出器で検出してデータ収集システムをトリガーする ことになる.一方で Old Muonium 法を用いるためには 10 µs 程度の時間窓が必要とされるため,ビームの大半 を Veto せざるを得ず相性が悪かった.そこで,SMC に パルス電場によるビームチョッパーが導入され,4 µs の 照射と 10 µs の遮断を繰り返すパルスビームが作られた [32]. しかしながら,この手法でもビームの約7割が失 われており,測定精度は統計的不確かさによって制限さ れていた.

## 4 MuSEUM 実験

先行実験の測定精度は統計的不確かさによって制限 されており,さらなる高精度化のためには大強度のパル スビームが必要とされていた. J-PARC MLF MUSE<sup>6</sup> において世界最高強度のパルスミュオンビームが実現 し,新たなミュオニウム HFS の分光実験 MuSEUM が 下村と東京大学の松田恭幸教授らによって計画された. MuSEUM 実験の概念図を図5に示す<sup>7</sup>. スピン偏極し た正ミュオンをソレノイド磁場中の気体標的に照射し, ミュオニウムを生成する. ミュオニウムにマイクロ波を 照射してミュオンスピンの反転を伴う状態間遷移を誘起 し,マイクロ波周波数に応じた崩壊陽電子計数の変化を 信号として HFS を分光する.



図 4: ミュオニウム HFS(上二つ) と磁気能率比  $\mu_{\mu}/\mu_{p}$ (下 二つ) の測定精度向上の歴史.およそ十年に一桁ずつ精 度が向上してきた.

## 4.1 実験の提案と進展

MuSEUM 実験は 2011 年に J-PARC MLF に提案され,同年に一次採択,2015 年に二次採択された<sup>8</sup>.当初 は計画段階にあった大強度ビームライン H-Line におけ る高磁場実験のみを予定していたが,2015 年からは並 行して既設ビームライン D-Line におけるゼロ磁場実験 にも着手して装置開発および様々な予備的実験を遂行し てきた.

#### 4.2 装置開発

MuSEUM は比較的小型の精密測定実験に分類できる が、その構成要素は少なくない.測定手法こそ先行実験 のものを踏襲しているが、新たな実験の装置群には現代 の技術と歴史に学んだ知見を生かした様々な工夫を凝ら している.ここではそれらの装置開発について紹介する.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>MLF は Materials and Life Science Experimental Facility (物 質生命科学実験施設) の, MUSE は Muon Science Establishment (ミュオン科学研究施設) の略称である.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>MuSEUM は<u>Mu</u>onium <u>Spectroscopy</u> <u>Experiment Using</u> <u>M</u>icrowave を意図して命名された.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>MLF MUSE におけるプロジェクト型 (S型) 課題は提案の学術 的意義を審査する一次審査と技術的実現可能性を審査する二次審査を 受ける. MuSEUM 実験の課題番号は 2011MS01 である。



図 5: MuSEUM 実験の概念図. 超伝導電磁石の内部に 標的セルとマイクロ波共振器および粒子検出器を配す る. 共振器の長さは 304 mm である.

#### 4.2.1 超伝導電磁石

実験ではミュオニウムを1気圧以下のクリプトン気体中で生成するため,標的の阻止能は高くない.一方で入射するミュオンのエネルギーは4 MeV,エネルギーの広がりは±5%程度と大きいため,標的中のミュオン静止位置分布は相当に広がってしまう.ミュオニウムの空間分布は典型的にはラグビーボール大の領域におさまるが,この領域内で静磁場の均一度が十分に高いことが実験成立のための重要な要件である.具体的には長半径15 cm および半径10 cm の回転楕円体中で±0.2 ppm (peak-to-peak)の均一度が求められる.

当初は独自に超伝導磁石を開発する計画であったが, MRI に用いる医療用の超伝導磁石が用途に適するとわ かり,図6に示す電磁石を購入した.最高磁場は3Tで ある.磁場均一度は受動的シミングと呼ばれる手法で調 整される.これは磁石の内壁に鉄片を挿入して目標磁場 との差分を補正する技術で,鉄片の配置は測定磁場を入 力とした打ち切り特異値分解を応用した磁場計算によっ て決定する.磁石の性能評価試験およびシミング計算 コードの開発はKEKの阿部充志博士と佐々木憲一教授 および東京大学の東芳隆氏らによって行われ,茨城大学 (現 JAEA)の杉田萌氏らの努力によって目標の磁場均一 度が達成された (図 6)[33].

#### 4.2.2 磁場測定器

磁石中の磁場分布および安定度は純水を用いた陽子 NMR で測定する.磁場の測定精度は磁気能率比  $\mu_{\mu}/\mu_{p}$ の系統的不確かさに直結するため重要である.ミュオニ ウム生成領域中の磁場を走査するために 24 個の NMR プローブを組み合わせた磁場測定器を開発している.ま た,物理測定中に磁場の時間変動を監視する固定プロー ブ,全てのプローブを較正する標準プローブの開発を米 国 Argonne 国立研究所の Peter Winter グループと国際



図 6: 磁石の写真 (左),シミングによる磁場の均一化 (右上),および中心磁場の温度依存性 (右下). 文献 [33] に 基づいて作成.

的に共同して進めている.日本では連続波 NMR 法を, 米国ではパルス NMR 法を採用し,互いの測定器を共通 の磁石で較正することで系統的不確かさの評価を進めて いる.標準プローブの測定精度は 17 ppb が達成されて おり,実験の要求を満たす [37].これらの開発において は KEK の佐々木教授と山口博史博士 (現 JASRI),東京 大学の田中陶冶氏,名古屋大学の多田紘規氏らが中心的 な役割を果たしている.

#### 4.2.3 気体標的システム

本実験でミュオニウムの生成に用いる気体標的は低 圧のクリプトンである.ミュオニウムのイオン化エネ ルギーは 13.5 eV でクリプトンの 14.0 eV よりもわず かに低いため,正ミュオンは電子捕獲によりミュオニウ ムを形成することができる.ミュオニウムと標的気体原 子が衝突すると HFS は標的密度に依存してシフトする (Hyperfine Pressure Shift; HPS)[34]. HPS には Pauli の排他律による正の寄与と van der Waals 相互作用によ る負の寄与があり,クリプトンでは後者が優勢である. また,密度に対し線形な二体衝突の効果と非線形な三体 衝突の効果が考えられる.実験で求めるべきは HFS の 密度ゼロ極限であり,密度依存性の決定精度や標的圧力 の絶対測定精度が系統的不確かさの要因となる.

標的セルはアルミニウム製の円筒形で,直径 280 mm, 長さ 425 mm である.内部にマイクロ波共振器を設置 し,ビーム入射窓とマイクロ波信号,冷却水,および計 測器のためのフィードスルーを有する.標的気体中の不 純物は四重極型質量分析計 (QMass)で定量し,標的圧 力は絶対精度 0.02% の高精度圧力計で測定する.実験 における標的圧力の範囲は 0.3 気圧から 1.0 気圧である.

### 4.2.4 マイクロ波システム

超微細遷移を誘起するマイクロ波の周波数はゼロ磁場 の場合 4.46 GHz だが、磁場中では Zeeman シフトに伴 い変化する.磁場強度を 1.7 T に設定すると,遷移周 波数が 1.95 GHz ( $\nu_{12}$ ) および 2.65 GHz ( $\nu_{34}$ ) となり, TM<sub>110</sub> モードと TM<sub>210</sub> モードを使い分けることによっ てひとつの円筒形共振器で実験が可能である<sup>9</sup>.マイク ロ波共振器の断面図を図7に示す. 共振器の周波数特 性をベクトル・ネットワーク・アナライザ (VNA) で評 価し、S パラメータの測定から Q 値をおよそ 1.1 × 10<sup>4</sup> (TM<sub>110</sub>) および 8.1×10<sup>3</sup> (TM<sub>210</sub>) 程度と求めた<sup>10</sup>.マ イクロ波の入出力にはループアンテナを用い、共振周波 数はアルミナの小片をピエゾポジショナーで動径方向に 動かすことで調整する.状態遷移の確率はマイクロ波磁 場の強度に依存するため、分光測定のあいだマイクロ波 のパワーを一定に保つことが系統的不確かさを抑える上 で重要である. 共振器の熱変形に伴うわずかな特性の変 化が結果に大きく影響するため,水冷と精密空調を併用 して温度管理する. ピックアップループで受信した信号 をパワーセンサーに入力し、共振器に入力されるエネル ギーを評価する. 共振器の開発は東京大学 (現 PSI)の 田中香津生氏が中心となって行った [35].



図 7: 共振器の構成 (左) と VNA で測定した S<sub>11</sub> パラ メータ (右上),有限要素法を用いて計算した共振器内部 の磁場分布 (右下)[35].

### 4.2.5 ミュオンビームモニター

共振器中のマイクロ波磁場強度は位置に依存し、ミュ オニウムの空間分布との畳み込みによって実効的なマイ クロ波強度が求められる.系統的不確かさの評価およ び低減のために、気体標的中のミュオン静止位置分布を 測定する Target Beam Profile Monitor (TBPM)と標 的直前におけるビーム形状および強度を測定する Front Beam Profile Monitor (FBPM)を開発した. 前者は物 理測定の前後に独立して用いる測定器で、気体標的中に 置いたプラスチックシンチレーターの発光をイメージ・ インテンシファイアで増幅して CCD カメラで撮像する. シンチレーターはビーム軸上を平行移動し、撮像光学 系もこれに同期する. 後者は直径 100 μm の細いシンチ レーションファイバーを一次元配列して二層重ねたホド スコープで, EASIROC を搭載した読み出し回路で信号 処理する [38]. 各モニターは KEK の豊田晃久准教授が 概念的に提案し、TBPM は JAEA の伊藤孝博士が [40]、 FBPM は KEK の深尾祥紀助教と神田が開発した [39]. 前者のデータは東京大学 (当時)の上野恭裕氏が中心と なって解析した [41].

#### 4.2.6 陽電子検出器

実験における直接の観測量はマイクロ波の周波数に 応じて変化する崩壊陽電子の計数である.ミュオニウム の状態遷移に伴うミュオンスピンの反転確率を正確に計 測するためには,大強度のパルスビームがもたらす瞬間 的な高計数率に耐える陽電子検出器が求められる.小型 の半導体光検出器 (Silicon Photomultiplier; SiPM) と 1 cm 角のプラスチックシンチレーターを二次元配列し たタイル型の検出器を開発した (図 8)[42]. SiPM の読 み出しは KEK 物構研および測定器開発室によって開発 された KALLIOPE 回路を用いた [43].パイルアップに



図 8: 組立中の陽電子検出器 (左上) と組立後 (左下),典型的な時間スペクトル (右上),計数率の関数としての検 出効率 (右下).プロットは文献 [47] より.右下図の曲線 は検出器の不感時間をパラメータとするパイルアップ損 失のモデル関数.

よる計数の損失はアナログ信号のパルス幅に依存し、放

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>TM は Transverse Magnetic を意味し,電磁場の空間分布とし て磁場の軸方向成分がゼロで横方向成分のみが存在する状態を意味す る.三つの添字はモードの次数で,電磁場分布の節の数に対応する.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>S パラメータは高周波回路の伝送特性を記述する量で,*S*<sub>11</sub> は入 射波と反射波の振幅比に対応する.Q値は共振周波数を共振曲線の半 値幅で除した量で,共振器のエネルギー効率を表す.

射光を用いた X 線構造解析におけるパルス高窓モデル [44] が結果をよく説明する (図 8 右下).

また, J-PARC E34 実験のために開発されたシリコン ストリップ検出器 [45] を用いた実験も行なった.西村が センサーを,KEK の佐藤優太郎博士 (現新潟大学) らが 信号処理回路を,九州大学の山中隆志助教らがデータ収 集システムを開発した.この測定は高い計数率耐性を生 かして後述する Rabi 振動分光の開発につながった.

## 4.3 ゼロ磁場における実験

最高精度を目指した高磁場における実験に先駆けて, ゼロ磁場における実験を行ってきた.ミュオニウムのス ピン偏極が半分失われてしまう一方で高磁場を必要とせ ず,ひとつのマイクロ波モードだけで測定が完結するた め原理実証に適している.ゼロ磁場実験のためには 0.1 mT 程度の実験エリアにおける残留磁場を 100 nT 以下 まで抑えることが望ましく<sup>11</sup>,ビームライン電磁石から の漏れ磁場や地磁気への対策として鉄とニッケルの合 金で三層の箱型磁気遮蔽 (図 9)を開発した [36].また, 4.46 GHz で TM<sub>110</sub> モードが共鳴する円筒型のマイクロ 波共振器を製作した [35].



図 9: 天井を外した状態の磁気シールド (左) と共振器内 の磁場分布 (右). 磁気シールドの最外層は幅 709 mm, 長さ 959 mm, 高さ 759 mm の直方体. 右図中の *r* は共 振器の中心軸からの動径距離である.

#### 4.3.1 2016年の実験(1):最初の試み

J-PARC における一回目の実験では有意な共鳴が観 測されなかった.マイクロ波磁場強度の不足や残留磁場 の影響,気体標的中の不純物によるミュオニウムの減偏 極など様々な可能性を検討した結果,ミュオンビームの 輸送中崩壊によって生じる大量の陽電子が背景事象源と なって深刻な影響を及ぼしていることがわかった.

#### <sup>11</sup>より大きな残留磁場のもとでも実験は可能だが, Zeeman シフト とミュオニウムのスピン回転が問題となる.

初回の実験で問題となった背景事象はほとんどがビー ムラインで選択された運動エネルギー 27 MeV の陽電 子に由来し,適切なエネルギー閾値を設定することで低 減可能であることを予備実験で実証した.ガス標的セル と陽電子検出器との間にアルミニウム板を吸収材として 設置することで対策し,二回目の試みでパルスビームを 使った実験としては世界で初めて,ミュオニウムの基底 状態における超微細構造の分光に成功した (図 10).共 鳴曲線の解析から求めた HFS の決定精度は 22 kHz (4.9 ppm) であった [46].



図 10: 2016 年の実験結果 [46]. Rabi 振動 (左) と共鳴曲 線 (右).

#### 4.3.3 2017年の実験:マイクロ波パワーの最適化

共鳴観測の初成功に続けて,共鳴曲線の幅と高さがマ イクロ波磁場強度に依存して変化する程度を評価して パワーを最適化した.遷移強度はパワーに応じて高まる が,ある範囲を超えると飽和する.一方で共鳴の線幅は パワーに依存して広くなるため,共鳴周波数の決定精度 の観点からパワーを最適化しておくことが重要である. いくつかのパワー設定で共鳴曲線を取得し,0.85 W を 最適値とした.この時の解析結果を図 11 に示す.中心 決定精度は4 kHz (0.9 ppm)であった.

#### 4.3.4 2018年の実験:高次モード共振器

初期のゼロ磁場実験で用いた共振器は直径 81 mm の 円筒形で、4.46 GHz の周波数で TM<sub>110</sub> モードが共鳴す る. 共振器に入射されたミュオンビームは静止するまで に Coulomb 多重散乱によって広がり、全体の約半数が 共振器の内壁に止まる.実験ではこれらの壁面ミュオン が主要な背景事象源となっていた.基本モードの共振器 は扱いが容易だが、測定精度向上のためにはより大きな 共振器が必要となった.そこで TM<sub>220</sub> モードで利用可 能な直径 181 mm の共振器を開発した.これによって壁 面静止ミュオンの影響を抑え、2.3 kHz (0.5 ppm)の統 計精度で HFS を決定した [48].



図 11: 2017 年の実験結果 [47]. 共鳴曲線 (上) と Lorentz 関数によるフィッティング結果との残差 (下).

#### 4.3.5 2019年の実験:混合標的

統計精度が向上するに伴い,系統的不確かさの評価と 低減が重要な課題となった.ゼロ磁場実験では標的密度 の絶対精度が最も大きく寄与し,これを低減するため に高精度の圧力計を導入した.さらに,クリプトンとへ リウムの混合気体を標的として実験を行なった.ミュオ ニウムの HPS においてクリプトンとの衝突は van der Waals 相互作用が支配的で負の密度係数を持ち,ヘリウ ムとの衝突は Pauli の排他律の効果で正の係数を持つ. すなわち,クリプトンとへリウムを適切な比率で混合 した標的を用いれば HPS を相殺できる.いくつかの混 合比で HFS を測定し,クリプトン 30%,へリウム 70% の標的を用いれば HPS に由来する系統的不確かさを 1 ppb まで抑えられるという見通しを得た.この実験と解 析には東京大学の瀬尾俊氏が中心となって取り組んだ.

#### 4.3.6 2020年の実験: ミュオンヘリウム原子への展開

負ミュオンとヘリウム原子核との束縛状態をミュオン ヘリウム原子と呼び、ミュオニウムと同様に水素様原子 と見なすことができる。負ミュオンの Bohr 半径は電子 のそれと比べて 1/200 と小さく、電子よりもはるかに 原子核に近い.ミュオンヘリウム原子の基底状態におけ る HFS は <sup>3</sup>He で 4.166 GHz, <sup>4</sup>He で 4.465 GHz であ り、ミュオニウム HFS と同様の原理で測定可能である. QED の検証および負ミュオン質量の決定に加えて、正 負ミュオンの磁気能率比 $\mu_{\mu}^{+}/\mu_{\mu}^{-}$ から CPT 対称性の破れ を探索できる. KEK の Strasser 博士が中心となり、名 古屋大学の福村省三氏らと協力して実験準備を進めてい る [49].

#### 4.3.7 2021年の実験:標的圧力範囲の拡大

ミュオンヘリウム原子の実験では4気圧を超える標的 圧力が必要となったため、ガスセルおよびガスハンドリ ングシステムを改修した.これに伴いミュオニウム HFS の測定においても圧力範囲を拡大して実験を行なった. 2019 年の実験に続けて混合気体標的を用いて HFS を分 光し、系統的不確かさの評価を含めた詳細な解析が進行 中である.

### 4.4 Rabi 振動分光

原子の分光計測では,信号強度として発光・吸光・蛍 光の強度やそれらに関係した観測量の周波数依存性に 基づいて共鳴曲線を描くのが標準的な実験手法である. ミュオニウム HFS の分光においてはミュオンスピンの 反転確率のマイクロ波周波数依存性がこれに対応する. LAMPF における先行実験では、解析の時間領域を分 割して平均寿命を超えてマイクロ波磁場中にあったミュ オニウムを選択的に解析する Old Muonium 法が分光の Figure of merit (FOM) を大きくする手法として採用さ れていた. Rabi 振動を時間積分することなく直接解析 することでより大きな FOM が得られる可能性が示唆さ れていたが、様々な困難から限られた例のみが示されて おり本格的な高精度測定には用いられていなかった.西 村はこの手法をゼロ磁場実験の解析に適用し [50]、東京 大学の鳥居寛之准教授と協力して Rabi 振動分光と名付 けた新たな分光技術を確立した [51].

数値計算によって従来法と Rabi 振動分光とを比較し た結果を図 12 に示す.周波数の関数として描かれる共 鳴曲線が Lorentz 曲線の足し合わせで解析されるのに 対し,時間の関数としてミュオンスピン偏極を解析する Rabi 振動分光では時間発展する信号 *S*(*t*) を次のように 定義する.

$$S(t) = \mathcal{A}\left(\frac{G_+}{\Gamma}\cos G_- t + \frac{G_-}{\Gamma}\cos G_+ t - 1\right), \quad (16)$$

$$G_{\pm} = \frac{\Gamma \pm \Delta \omega}{2},\tag{17}$$

$$\Gamma = \sqrt{\Delta\omega^2 + 8|b|^2}.$$
(18)

ここで*A*は信号強度に, Δωはマイクロ波周波数のHFS からの離調に, bはマイクロ波磁場の強度に対応する. これらのパラメーターが Rabi 振動の時間構造に異なる 形で寄与しているため, Rabi 振動分光は HFS を周波数 掃引することなしに共鳴周波数を決定可能である. 加え て測定中のマイクロ波パワーも同時に決定でき,離調周 波数の決定においてマイクロ波パワー変動による影響を 受けにくい. そのため, 共振器の周波数特性や測定中の パワードリフトに由来する系統的不確かさが低減され, さらに離調周波数を FOM の大きい領域で固定すれば Old Muonium 法と比べても統計的に優位となる. Rabi 振動分光の FOM は図 12 左の青破線矢印に示される通 り,共鳴曲線の半値半幅よりも共鳴周波数に近い領域で 最大となる.



図 12: 数値計算で得られた従来法による共鳴曲線 (左) と離調周波数に対応する Rabi 振動 (右)[51]. 左図の青 破線矢印は Rabi 振動分光において FOM が最大となる マイクロ波周波数を示す.

図 13 に 2018 年 6 月の実験データを Rabi 振動分光で 解析した結果を示す<sup>12</sup>.マイクロ波周波数の変化に応じ て Rabi 振動の形状が変化することを利用して離調周波 数を求めた.また,異なるマイクロ波周波数で得られた



図 13: マイクロ波周波数の離調に応じた Rabi 振動の変 化 [51]. Rabi 振動信号を式 (16) で解析して離調周波数 を求める.

測定結果を大域的に解析して HFS 周波数を求める方法 を開発し,ゼロ磁場におけるミュオニウム HFS の決定 精度を更新した.図14 はその結果を示したもので,信 号強度の周波数依存性を V 字の関数で解析して共鳴周 波数を160 ppb の統計精度で決定した.

ゼロ磁場における高次モード共振器を使った最初の実 験では共振器の特性が周波数に強く依存し,さらに熱変 形の影響が顕著に現れて大きなパワーの時間変動が生じ



図 14: Rabi 振動分光による解析結果 [51]. この手法で は離調周波数の絶対値が求められるため、V 字関数の折 り返し点が HFS 周波数を与える.

るという問題があった. Rabi 振動分光はそのような逆 境にあってもデータを最大限有効に活用するための打開 策として編み出された. これまではゼロ磁場実験のデー タ解析にのみ用いられてきたが,原理的には高磁場測定 への適用も可能であり,解析フレームワークの構築と数 値計算による手法の有効性の評価を進めている.

### 4.5 高磁場実験の実現に向けて

2019年以降 H-Line の建設が加速度的に進み,2021年 末の時点で遂にファーストビームの取り出しまで秒読み という段階に至った.ゼロ磁場における分光実験を積み 重ねる過程で標的,共振器,粒子検出器が完成し,磁場 測定器の開発も佳境に入った.綻びが見えつつもいまだ 堅牢な標準模型の検証に対してミュオニウム HFS の分 光実験は大きな役割を果たすだろう.世界最高強度のパ ルスミュオンビームはかつては不可能であった実験をも 可能にするが,同時に新たな困難やそれまで顕在化して こなかった問題をも浮かび上がらせる.ゼロ磁場におけ る実験結果からは H-Line における 40 日間の測定で 1.2 ppb の統計精度が期待されている [47].数値計算による 評価では系統的不確かさも同程度の水準と予測され,目 標精度は射程圏内にある.その実現が容易でないことを 予見しつつも,射石飲羽の思いで臨みたい.

## 5 おわりに

本研究は非常に多くの方々の協力で成り立っており,それらの全てに言及できないことを申し訳なく思う. 実験計画,装置開発,各種のテスト実験に協力いただいた方々にこの場を借りて謝意を表したい.この研究は科学研究 費補助金 23244046,26247046,14J11374,15K17666,15H05742,17H01133,19K14746の助成を受けた.

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>式(16)は一定のマイクロ波磁場強度におけるミュオンスピンの時間発展を記述するが,実際には共振器内部の磁場強度は位置によって異なる.解析ではミュオニウムの空間分布を数値計算で求め,マイクロ波磁場の強度分布を解析的に計算して用いた.

## 参考文献

- B. Pontecorvo, J. Exptl. Theoret. Phys. 6, 429 (1958).
- [2] V. W. Hughes *et al.*, Phys. Rev. Lett. 5, 63 (1960).
- [3] V. Meyer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 1136 (2000).
- [4] S. H. Kettel, Ph. D Thesis, Yale University (1991).
- [5] C. J. Oram *et al.*, Phys. Rev. Lett. 52, 910 (1984).
- [6] K. Woodle *et al.*, Phys. Rev. A 41, 93 (1990).
- [7] W. Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 81, 711 (1999).
- [8] 植竹 智 他, 高エネルギーニュース 39-4, 170 (2021).
- [9] P. Crivelli, Hyperfine Interact. 239, 49 (2018).
- [10] B. Ohayon *et al.*, Phys. Rev. Lett. 128, 011802 (2022).
- [11] P. J. Mohr *et al.*, Rev. Mod. Phys. 88, 035009 (2016).
- [12] T. Kinoshita, Quantum Electrodynamics, World Scientific, 1990.
- [13] M. I. Eides et al., Phys. Rep. 342, 63 (2001).
- [14] S. G. Karshenboim, Phys. Rep. 422, 1 (2005).
- [15] M. I. Eides, Phys. Lett. B 795, 113 (2019).
- [16] M. I. Eides, talk at the International Workshop on Physics of Muonium and Related Topics Osaka University, Osaka (December 2018).
- [17] C. Delaunay *et al.* Phys. Rev. Lett. 127, 251801 (2021).
- [18] A. Keshavarzi *et al.*, Phys. Rev. D 101, 014029 (2020).
- [19] V. A. Shelyuto *et al.*, Phys. Rev. D 97, 053001 (2018).
- [20] M. I. Eides, Phys. Rev. A 53, 2953 (1996).
- [21] T. Asaka et al., arXiv:1810.05429 [hep-ph].
- [22] S. G. Karshenboim, Phys. Rev. Lett. 104, 220406 (2010).
- [23] S. G. Karshenboim, Phys. Rev. D 90, 073004 (2014).
- [24] C. Frugiuele *et al.*, Phys. Rev. D 100, 015010 (2019).
- [25] R. Bluhm *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 1098 (2000).
- [26] V.W. Hughes *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 111804 (2001).

- [27] R. Prepost, V. W. Hughes, and K. Ziock, Phys. Rev. Lett. 6, 19 (1961).
- [28] R. M. Mobley *et al.*, J. Chem. Phys. 44, 4354 (1966).
- [29] D. Favart et al., Phys. Rev. A 8, 1195 (1973).
- [30] M. G. Boshier *et al.*, Phys. Rev. A 52, 1948 (1995).
- [31] P. A. Thompson *et al.*, Nucl. Instrum. Methods 161, 391 (1979).
- [32] D. Ciskowski *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 333, 260 (1993).
- [33] M. Sugita *et al.*, Proc. Ann. Mtg Part. Accel. Soc. Jpn, 13 (2020).
- [34] B. K. Rao *et al.*, Phys. Rev. A 2, 1411 (1970).
- [35] K. S. Tanaka *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2021, 053C01 (2021).
- [36] S. Kanda for the MuSEUM Collaboration, RIKEN Accel. Prog. Rep. 49, 227 (2017).
- [37] H. Yamaguchi *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. 29, 9000904 (2019).
- [38] I. Nakamura *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 787, 376 (2015).
- [39] S. Kanda for the MuSEUM Collaboration, RIKEN Accel. Prog. Rep. 48, 278 (2016).
- [40] T. U. Ito *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A 754, 1 (2014).
- [41] Y. Ueno et al., JPS Conf. Proc. 18, 011023 (2017).
- [42] S. Kanda for the MuSEUM Collaboration, PoS(PhotoDet2015)039 (2016).
- [43] K. M. Kojima *et al.*, J. of Phys: Conf. Ser. 551, 012063 (2014).
- [44] T. Ida *et al.*, Journal of Applied Crystallography 38, 427 (2005).
- [45] T. Aoyagi et al., J. Instrum. 15, P04027 (2020).
- [46] S. Kanda for the MuSEUM Collaboration, PoS(INPC2016)170 (2017).
- [47] S. Kanda *et al.*, Phys. Lett. B 815, 136154 (2021).
- [48] Y. Ueno, Ph.D Thesis, The University of Tokyo (2018).
- [49] P. Strasser *et al.*, JPS Conf. Proc. 21, 011045 (2018)
- [50] S. Nishimura, Ph.D Thesis, The University of Tokyo (2018).
- [51] S. Nishimura *et al.*, Phys. Rev. A 104, L020801 (2021).