■ 研究紹介

此のたびのミューオン異常磁気能率

 \sim おぼろげながら,しかしはっきりと浮かんできたミューオン g-2 アノマリー \sim

KEK 素粒子原子核研究所

エトヴェシュ・ロラーンド大学 岩 本 祥 名古屋大学 素粒子宇宙起源研究所 北原 鉄平

遠藤基 motoi.endo@kek.jp

sho.iwamoto@ttk.elte.hu

teppeik@kmi.nagoya-u.ac.jp

2021年(令和3年)8月11日

1 序

 μ 粒子の異常磁気能率(ミューオン g-2)は,20 年前に行われた米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) における測定値が標準模型の予測値より 3σ 以上離れた結果となっていたため,標準模型を超える新物理の端緒ではないかと注目されていた。目下,米国フェルミ国立加速器研究所 (FNAL) において再測定が行われており,今年4月にその最初の結果が発表された [1]。FNAL の結果によって BNL の結果が追認され,これらを併せて標準模型の予言値からの乖離は 4.2σ に達した(図 1)。

本稿ではミューオン g-2 に関する理論の最新状況を解説する。まずミューオン g-2 について概説し、次に標準模型に基づく理論値について今後の展望も含めて整理する。その後、実験値と理論値の乖離を説明するために考案された代表的な理論模型の概要を紹介する。

なお、本誌の過去記事 [2] および KEK のウェブサイト の記事 [3] なども参照されたい。前者は g-2 の実験的側面を中心に J-PARC ミューオン g-2/EDM 実験なども 含め紹介しており、後者は非専門家向けのインタビュー記事である。

2 ミューオンg-2

フェルミオンの静止系におけるスピンと磁場の相互作用ハミルトニアンは、スピン磁気能率 $(\vec{\mu})$ を用いて

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$
 および $\vec{\mu} = g \frac{Qe}{2m} \vec{S}$ (1)

と表される。ここでフェルミオンの質量をm, 電荷をQeとした。gはスピンg因子と呼ばれる量であり,ディラック方程式からは厳密に2が導かれる。しかし量子補正によりこの値は2からずれている。そのずれを異常磁気能率(g-2)と呼び,しばしば

$$a \equiv \frac{g-2}{2} \tag{2}$$

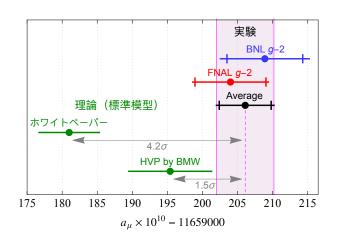


図 1: ミューオン g-2 アノマリーの現状。標準模型の値として代表的な二つを示した。"HVP by BMW"は HVP-LO の値として (11) の代わりに BMW グループの格子計算の結果 (17) を用いて計算した値である。

と表される。

 μ 粒子の異常磁気能率 a_{μ} は,2001 年までに BNL で 行われた精密測定により

$$a_{\mu}^{\mathrm{BNL}} = (11659208.9 \pm 5.4_{\text{Kill}} \pm 3.3_{\text{Kill}}) \times 10^{-10}$$
 (3)

という値 (精度 $0.54~\mathrm{ppm}$) 1 が知られていた [4]。その後 2018 年より FNAL にて再測定が行われており,今年 4 月に 2018 年のデータに基づく結果

$$a_{\mu}^{\rm FNAL} = \left(11\,659\,204.0 \pm 5.1_{\rm \text{\tiny Rh}} \pm 1.9_{\rm \text{\tiny SK}}\right) \times 10^{-10} \ \ (4)$$

が発表された [1]。これは BNL を超える精度 (0.46 ppm) であり,とくに系統的不確かさが大きく改善 (0.16 ppm) した。これらを併せたものが,現在の測定値

$$a_{\mu}^{\rm BNL+FNAL} = (11659206.1 \pm 4.1) \times 10^{-10}$$
 (5)

である [1]。FNAL の実験は現在も続けられており,最終的に測定誤差 $0.14~\mathrm{ppm}$ の達成を目指している。

 1 最新のミューオン・陽子磁気能率比の値(2018 年 CODATA 推奨値)を用いて再計算したもの。

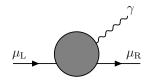


図 2: この種のループダイアグラムの実部を計算すれば ミューオン q-2 の理論値が得られる。

現在,標準模型に基づく理論予測は,132人もの研究 者(実験・理論含む)が共同で発表した「ホワイトペー パー」[5] の値

$$a_{\mu}^{\text{SM}} = (11659181.0 \pm 4.3) \times 10^{-10}$$
 (6)

が標準となっている。図1に示したとおり、この理論値 と実験値との間には

$$a_{\mu}^{\rm BNL+FNAL} - a_{\mu}^{\rm SM} = (25.1 \pm 5.9) \times 10^{-10} \quad \langle 4.2\sigma \rangle (7)$$

の乖離があり、これが「ミューオンg-2アノマリー」と して注目されている。

しかし一方で、この理論値と整合しない理論予測が最 近発表され、アノマリーの存在に疑問が差し挟まれる こととなった。この議論を理解するため、まずホワイト ペーパーで合意された標準模型に基づく予測値を詳しく 紹介する。

標準模型に基づく予測値 3

3.1 ホワイトペーパーの値

ミューオン g-2 の理論値は、図 2 のようなループダ イアグラムを計算して導かれる。標準模型の寄与は

- 光子とレプトンのみを含む QED 寄与
- W[±]・Z 粒子やヒッグス粒子を含む電弱寄与
- 強い相互作用に基づくハドロン寄与

の3つに分類される。さらに、ハドロン寄与はハドロン 真空偏極 (HVP) とハドロン Light-by-Light (HLbL) と いう二つに分類され、それぞれ図3に掲げたようなダ イアグラムを計算することで求められる。これらすべて の寄与の計算を不定性も含めてまとめあげたのが Muon g-2 Theory Initiative²によるホワイトペーパー [5] で あり 3 , 結果を表1にまとめた。QEDが主要な寄与であ り、不定性はほぼ HVP に由来している。

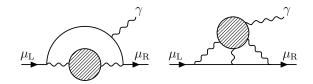


図 3: 標準模型のミューオン q-2へのハドロン寄与の主 要部は、この二つのダイアグラムを計算することで求め られる。波線はすべて光子で、斜線部分はハドロンの寄 与のみを含む。左はハドロン真空偏極 (HVP), 右はハ ドロン Light-by-Light (HLbL) と呼ばれる。

3.1.1 QED 寄与と電弱寄与

QED 寄与は、レプトン(電子・ μ 粒子・ τ 粒子)と光 子からなるすべてのループダイアグラムを計算すること で、微細構造定数 α による摂動展開として求められる。 従って、結果は m_e/m_u 、 m_τ/m_u および α の値に依存 する量となる。摂動の5次(α^5 に比例する項、5ルー プに対応)まで計算されており [6], ホワイトペーパー の値

$$a_{\mu}^{\text{QED}} = 11658471.8931(104) \times 10^{-10}$$
 (8)

もそれに拠っている。不定性は主に6次の摂動項の推定 に由来するが、アノマリーを左右する大きさではない。 なお、ホワイトペーパーでは α にセシウム原子の反跳 測定で得られた値 [7] を用いている。電子の異常磁気能 率(電子 g-2)から求めた値 [8] を用いてもほぼ同じ値 が得られるため、 α の決め方によるアノマリーへの影響 はない。アノマリーに影響を与えかねない 4 次の項 (α^4) に比例する項) までは複数グループにより検証されてい ることも併せて紹介しておく [9]。

電弱寄与は $W^{\pm} \cdot Z \cdot ヒッグス粒子を含むため、それ$ らの質量 (~ 100 GeV) によって抑制され小さい値とな る。これまでに2ループに対応する項まで計算されて いる [10-12]。ここにはトップクォークの寄与および摂 動的には計算できない軽いクォークによる寄与も含まれ

表 1: Muon g-2 Theory Initiative による,標準模型に 基づくミューオン q-2 の理論値 [5]

寄与のタイプ	合意された理論値 ×10 ¹⁰	
QED	11 658 471.8931	± 0.0104
電弱	15.36	± 0.10
ハドロン VP	684.5	± 4.0
ハドロン LbL	9.2	± 1.8
合計	11 659 181.0	± 4.3

²https://muon-gm2-theory.illinois.edu/3これまで多くのグループがハドロン寄与の解析を行なってきた。 れらをまとめて、さらに FNAL や J-PARC の実験誤差に匹敵する精度 で標準模型の理論値を決定するために Muon g-2 Theory Initiative が発足した。第一回の会合が行われたのは 2017 年のことであった。

る。実際、ホワイトペーパーの値

$$a_{\mu}^{\text{EW}} = 15.36(10) \times 10^{-10}$$
 (9)

の不定性は軽いクォークによる非摂動的寄与の推定に由 来し、それ以外の不定性は十分に小さい。

3.1.2 ハドロン寄与

ハドロン寄与は光子・レプトン・クォークからなるダイアグラムの効果であり、その主要部は図3のHVPおよびHLbLである。図の斜線部分はクォークを含む。クォークは強い相互作用をもつため低エネルギー領域ではハドロン化して摂動的に計算できない。そのため、ここではまとめて塊として描いている。すなわちハドロン寄与は光子の自己相互作用に対するハドロンによる補正であり、とくに2点相互作用に対するものがHVP、4点相互作用に対するものがHLbLである4。

HVP の寄与の主要部(すなわち最低次:LO)は、散 乱振幅の解析性とユニタリ性から

$$a_{\mu}^{\rm HVP,LO} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{m_{\pi}^2}^{\infty} \mathrm{d}s \, K(s) \sigma_{e^+e^- \to N \, \text{FB}}(s) \quad (10)$$

と書き換えることができる。ここで K(s) は既知の関数, $\sigma_{e^+e^-\to N^\Gamma \Pi^>}$ は重心系エネルギー \sqrt{s} の e^+e^- 衝突に よるあらゆるハドロン生成の全断面積である。すなわち,様々な e^+e^- 衝突実験からハドロンごとの生成断面積を求め,その総和を s の関数として表し 5 ,それを式 (10) について積分することで求められる。

この評価は複数のグループにより行われ,ほとんど同じ結果が得られている [13,14]。ホワイトペーパーでは合議の結果,総合的に勘案した値

$$a_{\mu}^{\text{HVP,LO}} = 693.1(4.0) \times 10^{-10}$$
 (11)

に高次の寄与 $(-8.59(8) \times 10^{-10})$ を足し合わせた

$$a_{\mu}^{\text{HVP}} = 684.5(4.0) \times 10^{-10}$$
 (12)

という値になっている。

なお、HVPのおよそ 70% の寄与を占める $\sigma_{e^+e^-\to\pi^+\pi^-}$ において、BaBar 実験と KLOE 実験のデータ同士が一致していない。これが式 (11) の不定性の最大の原因となっている 6 。現在稼働中の Belle II 実験は、 $e^+e^-\to\pi^+\pi^-\gamma$ の精密測定によりこれを解消し、HVP の評価の不定性を抑えることが期待されている [15]。

HVP は格子計算によっても計算することができる。 ホワイトペーパーでは、執筆時の結果に基づいて

$$a_{\mu}^{\text{HVP,LO}}(\text{AF}) = 711.6(18.4) \times 10^{-10}$$
 (13)

という合意値を示しているが、式 (11) と無矛盾であり 不確かさが大きいことからこの値は式 (6) には含まれなかった。

HLbL の寄与は(QED 相互作用の数を数えればわかるとおり)HVP よりも二桁程度小さいが,g-2 アノマリーの大きさと同程度であるため無視できない。HVPと同様に,現象論的手法および格子計算による手法によって計算されているが,関与する粒子の数が多いため複雑になる。

現象論的手法は 2014 年に式 (10) に類似した書き換えを用いた手法が提唱された [16] ことにより大きく進展した。ホワイトペーパーの執筆者たちによる評価の結果

$$a_{\mu}^{\text{HLbL},uds}(\mathfrak{I}\mathfrak{I}\mathfrak{S}) = 8.94(1.94) \times 10^{-10},$$
 (14)

$$a_{\mu}^{\mathrm{HLbL},c}(\mathfrak{A}) = 0.3(1) \times 10^{-10}$$
 (15)

という値が得られた。ここで前者はu, d, s クォーク(およびそれらからなるハドロン)の,後者はc クォークの寄与である。

格子シミュレーションによる HLbL の計算は RBC と Mainz の二つのグループにより行われている。当時 Mainz の結果が未発表であったため、ホワイトペーパーでは RBC の結果

$$a_{\mu}^{\mathrm{HLbL},uds}($$
ABC $) = 7.87(3.54) \times 10^{-10}$ (16)

のみを採用している。これは、不定性は大きいものの、式 (14) と整合する結果となっている。

ホワイトペーパーの値(表 1)はこれらを総合した,すなわち式 (14) と (16) の平均に式 (15) (および高次の寄与 $0.2(1) \times 10^{-10}$) を加えたものとなっている。

3.2 ホワイトペーパー以後の結果

ホワイトペーパー以後の結果で最も重要なものは、Budapest-Marseille-Wuppertal (BMW) グループによる HVP の計算結果である $[17]^7$ 。彼らは HVP の LO の寄与を格子 QCD+QED シミュレーションによって計算して

$$a_{\mu}^{\text{HVP,LO}}(\text{AF}, \text{BMW}) = 707.5(5.5) \times 10^{-10}$$
 (17)

という値を得た。それまでの格子計算の結果 (13) と比べて圧倒的に高精度であり、また e^+e^- 散乱から計算し

 $^{^4}$ 光子の 3 点や 5 点相互作用の振幅は Furry の定理によって厳密 にゼロとなる。なお,Z-光子-光子という 3 点振幅の寄与は電弱寄与 に分類される。

 $^{^{5}\}sqrt{s}\gtrsim 5~{
m GeV}$ の領域については摂動的計算も利用する。

 $^{^6}$ ただし式 (11) と (17) の食い違いの原因ではないこともわかっている。脚注 8 も参照。

⁷ホワイトペーパーは 2019 年末までの論文に基づいて執筆され、2020 年 6 月に公開された。BMW グループの結果は 2020 年 2 月に arXiv 上に発表され、2021 年 4 月 7 日に Nature 誌に掲載された。 奇しくも FNAL の実験結果が発表された日であった。

た結果 (11) よりも 2.1σ 大きな値である。この結果を用いて標準模型の理論値を計算すると,図 1 に示したとおり,実験結果と矛盾しない (1.5σ) 値が得られる。

この結果は高い注目を集めており、様々な比較検討 が行われている。たとえば文献 [18] などで "window method"と呼ばれる解析によって他の格子計算との子 細な比較が続けられている。また、電弱精密測定との比 較からも興味深い知見が得られる。BMW の結果は、式 (10) の $\sigma_{e^+e^-\to N^{\rm F}\Pi^{\rm Y}}$ がホワイトペーパーで用いられた 値よりも大きいことを示唆している。ところが、この断 面積は微細構造定数 α のエネルギー依存性を通して電 弱スケールの物理にも影響を及ぼす。もし $\sqrt{s} \gtrsim 1~{
m GeV}$ の領域の断面積を手で変化させると、電弱スケールの諸 測定と矛盾してしまうのである。これを回避するために は、たとえば $\sqrt{s} \lesssim 1$ GeV の領域のみが観測データよ りも 5% 程度大きければ BMW の結果と電弱精密測定 とが整合することがわかった [19]。しかしこれは断面積 の観測データとは整合しない⁸。従って今後 Belle II 実 験などの測定で $\sigma_{e^+e^-\to \gamma\gamma}$ 、特に $\sqrt{s}\lesssim 1~{
m GeV}$ の領 域を確認することが必要である [15]。

2022 年から CERN で本格的な稼働が計画されている MUonE 実験 [20] にも注目が集まっている。これは ミューオンビームを用いて $\mu^{\pm}e^{-} \to \mu^{\pm}e^{-}$ 弾性散乱を 精密に測定する実験である。この測定のデータを用いる ことで,HVP の寄与を式 (10) の手法とはまったく独立 に,しかも同程度の精度で得ることができる 9 。そのため,HVP をめぐる現状に対して何らかの答えを与える ことが期待されている。

また, HLbL について Mainz グループの格子計算の 結果

$$a_{\mu}^{\mathrm{HLbL},uds}($$
A $\mathcal{F},\ \mathrm{Mainz}) = 10.68(1.47) \times 10^{-10}\ (18)$

も報告されている $[21]^{10}$ 。これは他の結果 (14)(16) と整合しており、ミューオン g-2 アノマリーへの影響はない。

以上見てきたとおり、QED・電弱に関しては複数のグループ・手法による検証が達成され、その不確かさもFNAL実験の最終目標($0.14~\rm ppm$ すなわち 1.6×10^{-10})より十分小さい。また、HLbL は今後も解析が必要だが、いまのところ大きな問題は見つかっていない。一方で HVP についてはまだ議論の余地が残されており、格子計算・現象論・将来実験といった様々な面からのアプローチが行われる予定である。乞う御期待。

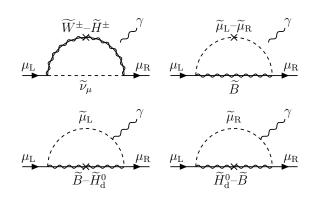


図 4: ミューオン g-2 への SUSY 粒子の寄与は、ゲージ固有状態を用いてこのように近似的に表すことができる。

4 新物理による解釈

この 4.2σ のミューオン g-2 アノマリーは,標準模型 の解析に不備がなければ,標準模型を超える"新物理"の存在を強く示唆する。すなわち図 2 のダイアグラムに 寄与する未知の粒子があって, a_μ に新物理の寄与 $a_\mu^{\rm NP}$ が含まれる可能性である。たとえば新粒子が 1 ループダイアグラムを構成できれば,大まかに

$$a_{\mu}^{\rm NP} \sim \frac{m_{\mu}^2}{16\pi^2} \frac{g_{\rm NP}^2}{M_{\rm NP}^2}$$
 (19)

という寄与を与える。これを式 (7) と比べれば,質量 $M_{\rm NP}$ と結合定数 $g_{\rm NP}$ に対して

$$M_{\rm NP} \sim g_{\rm NP} \times 150 \text{ GeV}$$
 (20)

という見積もりができる。このため、新物理には

- 大きな結合定数をもつ TeV スケールの新物理
- O(1) の結合定数をもつ電弱スケールの新物理
- 小さな結合定数をもつ GeV スケール以下の新物理

の3種類の可能性が考えられる 11 。

この章では、ミューオン g-2 アノマリーが示唆する代表的な新物理の例を列挙し、その将来展望を議論する。なお、これらをさらに拡張した模型や組み合わせた模型なども数多く提唱されているが、それらについては誌面の都合上割愛する。

4.1 超対称性理論

標準模型はローレンツ対称性やゲージ対称性などの対 称性をもっているが、そこにさらに超対称性(フェルミ

 $^{^{8}5\%}$ の不整合は,BaBar 実験と KLOE 実験の間の断面積の不一致 ($2\sim3\%$) よりも大きい。

⁹理論計算の側でも、MUonE 実験の測定精度と同精度の値の確定 に向けた努力が続けられている。

 $^{^{10}}$ ちなみにこの論文も 2021 年 4 月 7 日に arXiv 上で発表された。

 $^{^{-11}}$ 同様に,電子 g-2 に対しても新物理の寄与が存在する。しかし通常その寄与は(m_{μ}^2 ではなく) m_e^2 に比例するため電子 g-2 の測定精度より小さい値となる。

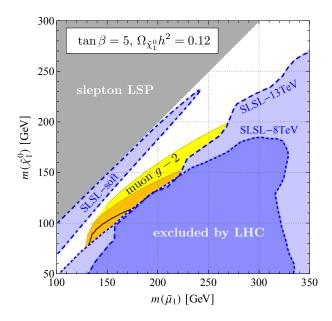


図 5: \widetilde{B} , $\widetilde{\mu}_{\rm L}$, $\widetilde{\mu}_{\rm R}$ による寄与によってミューオン g-2 を説明可能なシナリオの例 [22]。点線で囲まれた領域は、LHC 探索によって棄却された。この図では, \widetilde{B} を暗黒物質と仮定しており,その熱的残存量が現在の観測値を再現するように残りのパラメータを選んでいる。

オンとボソンの間の対称性、SUSY ともよばれる)を導入したものが最小超対称標準模型 (MSSM) である。これは標準模型の粒子に加え、それらの超対称パートナーであるような新粒子(SUSY 粒子)を含む模型であり、階層性問題を解く・ゲージ結合定数を数値的に統一できる・暗黒物質が自然に導入できるといった多くの魅力的な性質をもつ。とくに、ミューオンの超対称パートナーであるスミューオン $\tilde{\mu}$ などから図 2 のダイアグラムが得られるため、ミューオン g-2 アノマリーを解くことができる。

SUSY の枠組みでは, $\tan\beta$ という自由パラメータが本質的に重要なはたらきをする。2 種類のヒッグス粒子 $(H_{\rm u}^0,H_{\rm d}^0)$ が導入され,それぞれの真空期待値 $(v_{\rm u},v_{\rm d})$ によって電弱対称性が破れる。(ただし $\sqrt{v_{\rm u}^2+v_{\rm d}^2}=v$ を満たす。ここで v は標準模型でのヒッグスの真空期待値。)この真空期待値の比が $\tan\beta\equiv v_{\rm u}/v_{\rm d}$ である。これによりレプトンの湯川相互作用が

$$y_{\mu}^{\mathrm{SUSY}} = y_{\mu}^{\mathrm{SM}} \frac{v}{v_{d}} \simeq y_{\mu}^{\mathrm{SM}} \tan \beta$$
 (21)

を満たす。その結果、式 (19) が

$$a_{\mu}^{\text{SUSY}} \sim \frac{m_{\mu}^2}{16\pi^2} \frac{\left(\mathcal{F} - \mathcal{I} \right) + \left(\mathcal{F} \right)}{\left(\text{SUSY} \right) + \mathcal{F} \right) \cdot \left(\mathcal{F} \right)}{\left(\mathcal{F} \right)}^2 \times \tan \beta$$
 (22)

のような変更を受け、大きな $\tan \beta$ (たとえば 40) を用いれば比較的容易にアノマリーが説明できるのである。

MSSM の寄与の主要部は図 4 の四つのダイアグラム で近似的に表すことができる。これらはゲージ固有状態

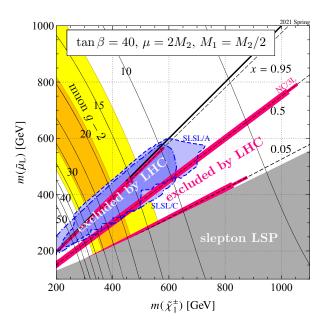


図 6: \widetilde{W} , \widetilde{H} , $\widetilde{\mu}_{\rm L}$ による寄与によってミューオン g-2 を説明可能なシナリオの例 [22]。 $m(\widetilde{\chi}_{\rm I}^{\pm}) > m(\widetilde{\mu}_{\rm L})$ の領域は、LHC 探索 (Run 2) によって棄却された。

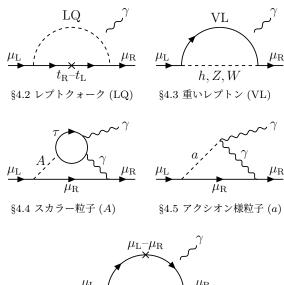
で書かれているが,ここでは詳細には立ち入らない 12 。 どれも SUSY 粒子は三つしか含んでいないことが重要 である。つまり,たとえば $\tilde{B} \cdot \tilde{\mu}_{\rm L} \cdot \tilde{\mu}_{\rm R}$ だけが軽ければ (他の SUSY 粒子の質量によらず) 右上のダイアグラム 単独でアノマリーを解くことができるのである。

そのような単純な例,つまり $\widetilde{B} \cdot \widetilde{\mu}_{\rm L} \cdot \widetilde{\mu}_{\rm R}$ だけが軽く,その他の SUSY 粒子がとても重いと仮定したケース¹³を解析した結果が図 5 である。LHC 探索($pp \to \widetilde{\mu}^+ \widetilde{\mu}^- \to 2\mu + p_{\rm T}^{\rm miss}$ など)により大部分が棄却されているが, $\widetilde{\mu}$ と \widetilde{B} の質量が近い領域がアノマリーの解としてまだ許されている。さらにこの場合,宇宙の暗黒物質が \widetilde{B} であることも言えて,そのうえ現在の宇宙での残存量も自然に説明できる。つまりミューオン g-2 アノマリーと暗黒物質を同時に解けるわけで,今後の実験で探ってほしい領域である。

同様に、 $\widehat{W} \cdot \widehat{H} \cdot \widehat{\mu}_{L}$ が軽いと仮定したケースの一例が図 6 である 14 。この場合は図 4 の左上のダイアグラムがミューオン g-2 に大きく寄与する。図 6 の右下半分は LHC によるチャージーノ $\widehat{\chi}_{1}^{\pm}$ 探索によりほぼ棄却されているが、左上半分すなわちチャージーノ $\widehat{\chi}_{1}^{\pm}$ がスミューオン $\widehat{\mu}_{L}$ より軽い領域はまだ棄却されていない。

¹³恣意的なチョイスに見えるし、実際恣意的なのだが、結果をたやすく理解できるという利点がある。恣意性を排除してすべての場合を尽くそうと思えば図 4 の全粒子を考えることになる。その場合、ざっくり言えば 5 パラメータの解析となるのでそれほど難しくない(たとえば [23])が、結果の解釈はやや煩雑になる。

 $^{^{14}}$ この例でも \tilde{B} が暗黒物質であるが,残存量も自然に説明できる領域は LHC 探索によって棄却された。



§4.6 軽いゲージ粒子 (Z')

図 7: ミューオン q-2 に寄与を与える新物理のダイアグ ラムの例。

 $\tan \beta = 40$ という大きめの値を用いたため、 $\widetilde{\mu}_{\rm L}$ の質量 が1 TeV 程度であってもアノマリーを説明できている。 この領域も、やはり今後のLHC実験の探索目標である。

4.2 レプトクォーク

レプトクォーク (LQ) は、その名のとおりレプトンと クォークと同時に相互作用することができる新粒子であ る。このため、整数のスピン(0または1)をもち、分 数電荷 ±(1/3, 2/3, 4/3, 5/3)e および基本表現のカラー 電荷をもつ¹⁵。このような LQ は、たとえば Pati-Salam 模型と呼ばれる、クォークカラーとレプトンフレーバー を統一するような理論を仮定すると自然に導入される。 このような LQ は、図 7 で示されるように 1 ループで ミューオン q-2 に影響を与えることができる。

重要なことは、このような1ループダイアグラムは 仮想的に飛ぶクォークの質量に応じて増幅することであ る。図 2 で表されているように,g-2 は μ 粒子のカイ ラリティの反転 (L ↔ R) を必要とするが、これは内線 のクォークのカイラリティ反転を要求することになる。 従って, $\mathbb{L}\mathrm{Q}$ がミューオン g-2 に与える寄与は m_q/m_μ だけ増幅する。

最も自然なシナリオは、LQが第二世代のクォーク・ レプトン (c, s, μ) と相互作用している場合である。つ まり、 m_c/m_u 倍の増幅が期待される。しかし残念なが らこのようなシナリオはフレーバーによる制限 ($D^0 \rightarrow$ $\mu^+\mu^-, K_L \to \mu^+\mu^-, K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$) と LHC 探索 $(pp \to \pi^+\nu\bar{\nu})$ $LQ\overline{LQ}$, $pp \to \mu^+\mu^-j$) によって棄却されている [24]。

従って、LQ は第三世代のクォーク (t,b) と第二世代の ν プトン (μ) との間の世代を混ぜる相互作用をもつ必要 がある。このとき最大で $m_t/m_\mu \sim 1600$ の増幅をもつ ことができる。LQ は QCD プロセスで生成可能なため、 LHC 実験 (Run 2) によって模型の詳細によらず、概ね $m_{\rm LQ} \gtrsim 1.5~{\rm TeV}$ の下限が与えられている。しかしなが ら, m_t/m_μ による増幅により、このような TeV スケー ルの LQ でも十分にミューオン g-2 アノマリーを説明 することが可能である。

ところで、ミューオンg-2ダイアグラムの光子をヒッ グス粒子に置き換えたダイアグラムは μ 粒子の質量に 量子補正を与える。この模型では、これも m_t/m_u によ る増幅を受けて大きな補正となる。パラメータ間のfine tuning を忌避してこの量子補正の大きさが実際の質量 である m_{μ} 以下であることを要求すると、LQ の質量に 上限が与えられる。以上から、ミューオン g-2 アノマ リーを説明する LQ は、トップクォークと μ 粒子との間 に相互作用をもち、その質量範囲は

$$1.5 \text{ TeV} \lesssim m_{\text{LO}} \lesssim 2.1 \text{ TeV}$$
 (23)

であると結論付けることができる [25]。

このような LQ は、LHC における直接生成 ($pp \rightarrow$ $LQ\overline{LQ}$) で探索可能な一方, 将来の Z ファクトリー (ILC, CLIC, CEPC, FCC-ee) によって $Z \to \mu^+\mu^-$ を測定す ることで間接的に探れることが見積もられている [26]。

また、LQ は B 中間子測定における複数のアノマリー を容易に説明できることからも注目を浴びている。 B中 関子アノマリーと LQ の関係については,本誌の過去記 事 [27] や日本物理学会誌の記事 [28] で詳しく議論され ている。LQ を用いることで、LQ を用いること とミューオン g-2 アノマリーを同時に説明できること も知られている (たとえば文献 [29])。

新たな重いレプトン 4.3

これまでに電子・ μ 粒子・ τ 粒子の 3 種類の荷電レプ トンが発見されているが、なぜ他のレプトンが存在しな いのかはわかっていない。むしろ、ミューオンg-2アノ マリーは新たな重いレプトンの存在を示唆しているかも しれない。あたかもクォークが湯川相互作用によって別 のクォークと結合するように, μ粒子もヒッグス粒子と の相互作用によって新たなレプトンと結合することがで きる。その結果、標準模型の電弱寄与に類似したダイア グラム (図7) を通じてこのレプトンはミューオン g-2に寄与を与える [30]。

LHC 実験からの制限を考えると、 μ粒子と相互作用を するような新たなレプトンの質量は $\mathcal{O}(100)$ GeV よりも

 $^{^{15}}$ 一部の特殊なクラスの LQ 模型は陽子崩壊を引き起こすため、す でに棄却されている。

大きな質量をもつことが期待される。既存のレプトンはヒッグス機構によりヒッグス粒子との相互作用を通じて質量を獲得しているが、このように大きな質量を得るためには他のメカニズムが必要になる。その詳細は高エネルギー模型に依存するが、たとえばベクター型質量項をもつことでレプトン質量が大きくなることが知られている。面白いことに、このような模型では新たなレプトンの間に強い湯川相互作用を与えることができる。すなわち、レプトンのカイラリティが強く反転するため、新たなレプトンがたとえ TeV の質量をもっていてもミューオン g-2 アノマリーを説明することができる。これは、LQ によるミューオン g-2 アノマリーの説明と似た機構である。

 μ 粒子と新たなレプトンとの湯川相互作用は,ミューオン g-2だけでなく μ 粒子とヒッグス粒子の相互作用も大きく変えてしまう。この相互作用の測定は現在 LHC 実験で進んでおり,最近ついにヒッグス粒子から μ 粒子対への崩壊 $(h \to \mu^+\mu^-)$ の観測が報告された [31,32]。いまのところ実験の不定性は大きいが,将来のコライダー実験で $\mathcal{O}(1-10)\%$ の精度で測定することで,このような模型を間接的に探索できると期待されている。

4.4 新たなスカラー粒子

標準模型の枠組みではスカラー粒子はヒッグス粒子ただ一つである。しかしながら,その積極的な理由があるわけではなく,このミューオン g-2 アノマリーが新たなスカラー粒子の存在を示唆している可能性もある。その中でもミューオン g-2 アノマリーと相性のよいものが,ヒッグス二重項場を二種類含む拡張模型 (two-Higgs doublet model) である。この模型は基本的にフレーバーの破れの測定によって厳しい制限がついているため,それを和らげるために特殊な湯川相互作用を使う。このとき,模型の湯川相互作用の形に応じていくつかのタイプに分類される。なかでも,タイプ-X とフレーバー-aligned と名付けられた二つの模型がミューオン g-2 アノマリーを説明できる 16 。

このような拡張模型には、標準模型ヒッグス粒子に加えさらに二種類の中性ヒッグス粒子と一種類の荷電ヒッグス粒子 (H^{\pm}) が含まれる。スカラーポテンシャルに複素成分がないと仮定すると、二種類の中性ヒッグス粒子は CP 偶ヒッグス (H) と CP 奇ヒッグス (A) に分類できる。

タイプ-X の場合は、レプトンの湯川相互作用のみが式 (21) のような $\tan \beta$ による増幅を受ける。 ミューオン g-2 には、図 7 に示されるような A を用いた 2 ループダ

イアグラムが主な寄与を与える 17 。この寄与は $(\tan \beta)^2$ の増幅を受けるため,A がある程度軽ければミューオン g-2 アノマリーは容易に説明可能である。しかしその 反面,この模型は多くの厳しい制限を受けていることも 知られている $(B_s \to \mu^+\mu^-, Z \to \tau^+\tau^-, \tau \to \mu\nu_\tau\bar{\nu}_\mu$ の 精密測定や,電弱補正の精密測定,LHC 実験によるスカラー粒子探索)[33]。最新の解析 [25] によれば,ミューオン g-2 アノマリーは

$$20 \text{ GeV} \lesssim m_A \lesssim 40 \text{ GeV},$$

 $150 \text{ GeV} \lesssim m_{H,H^{\pm}} \lesssim 250 \text{ GeV}$ (24)

の特定の領域によってのみ説明可能である。このようなスカラー粒子は, $pp \to HA \to 4\tau$ のように τ が多い特徴的な信号を予言する。そのため,現在稼働中のLHC実験や将来のコライダー実験によってこのような事象が観測されることが期待されている。

フレーバー-aligned の場合は,図 7 のダイアグラムに加え, τ をトップクォークに置き換えたダイアグラムがミューオン g-2 に大きな寄与を与える。このため,

$$10 \text{ GeV} \lesssim m_A \lesssim 100 \text{ GeV},$$

 $150 \text{ GeV} \lesssim m_{H,H^{\pm}} \lesssim 300 \text{ GeV}$ (25)

という多少広い質量領域でミューオン g-2 アノマリーを説明できる [25]。また、この場合は A とトップクォークの結合が大きいため、LHC などではトップクォークループを介した $gg \to A$ 過程が重要となり、 $pp \to A \to \tau^+\tau^-$ などのチャンネルによる将来探索が期待されている。

4.5 アクシオン様粒子

南部-Goldstone の定理によれば、大域的対称性が自発的に破れると、南部-Goldstone 粒子と呼ばれる質量 0 のスカラー粒子が現れる。大域的対称性が近似的なものであった場合、現れるスカラー粒子は擬南部-Goldstone 粒子と呼ばれ、自発的対称性の破れのスケールに比べて非常に小さな質量をもつ¹⁸。このような小質量のスカラー場は多くの新物理の枠組みで広く予言され、一般にアクシオン様粒子 (axion-like particle) と呼ばれる¹⁹。アクシオン様粒子は暗黒物質の候補の一つでもある。

一般に、アクシオン様粒子は光子対(またはグルーオン対)との間に有効相互作用をもつと考えられている。 さらに、元々あった近似的な対称性に μ 粒子が関係して

 $^{^{16}}SUSY$ の低エネルギー理論はタイプ-II に分類される。

 $^{^{17}}$ このような形の 2 ループダイアグラムは 27 Barr-Zee ダイアグラム と呼ばれている。

¹⁸この擬南部-Goldstone 粒子の質量は対称性によって保護されているため、量子補正に対して安定である。

¹⁹アクシオンとは、もともと「強い CP 問題」と呼ばれる標準模型の未解決問題を解決するために導入された粒子である。アクシオン様粒子はこのアクシオン理論の一般化として導入されるが、通常この問題を解かない。

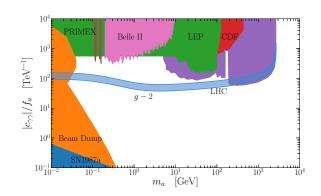


図 8: アクシオン様粒子の寄与によってミューオン g-2 アノマリーを説明できる光子結合定数 $(c_{a\gamma\gamma}/f_a)$ の最小値。濃く塗りつぶされたパラメータ領域は,様々な実験によって既に棄却されている [34]。

いると、アクシオン様粒子が μ 粒子対との間に微分相互作用をもつ。このとき図7で示されるダイアグラムの寄与により、ミューオンg-2アノマリーを説明することができる。

ミューオン g-2 アノマリーを説明するためには光子とアクシオン様粒子の結合が十分に強い必要がある。しかしそのようなパラメータ領域はすでに多くの実験により制限が付けられている。図 8 は,ミューオン g-2 アノマリーを説明できる光子結合定数と,様々な実験からの最新の制限を表す。ここから,アクシオン様粒子 (a) の質量が

$$40 \text{ MeV} \lesssim m_a \lesssim 200 \text{ GeV}$$
 (26)

であれば,様々な実験の制限とミューオン g-2 アノマリーが矛盾しないことがわかる [34]。

ここで注目すべきは,図8の中に描かれた Belle II 実験による制限である [35]。これは, $e^+e^- \to \gamma a \to \gamma \gamma \gamma$ というプロセスの探索結果であり,わずか $0.5~{\rm fb}^{-1}$ のデータによって制限が付けられている。最終的には $50~{\rm ab}^{-1}$ のデータが溜まることを踏まえると,ミューオン g-2 アノマリーが示唆するパラメータ領域は近い将来探索可能であると期待される。

4.6 新たな軽いゲージ粒子

標準模型とは異なる隠れたセクター (hidden sector) が U(1) ゲージ対称性をもつ場合,そのゲージ粒子を暗黒光子と呼ぶ。このような模型は,大統一理論やストリング理論などの素粒子論的動機付けをもつ。暗黒光子は光子との小さな運動項混合 [36] を通じて,標準模型の電磁カレントと相互作用する。それにより 1 ループでミューオン g-2 に寄与を与えるので,ミューオン g-2 アノマリーを説明することができる。

暗黒光子模型は運動項混合の大きさとその質量という二つの自由パラメータしかもたず、これらは加速器実験や宇宙観測、電子 g-2 などから厳しく制限されている [37]。ついに 2015年の NA48 実験によって、ミューオン g-2 アノマリーを説明可能な暗黒光子模型は完全に棄却された [38]。またその拡張として、暗黒光子が hidden sector の別の見えない粒子に崩壊する模型も提案されていたが、2017年に BaBar 実験で棄却された [39]。

ここで最も厳しい実験的制限を受けているのは,電子と暗黒光子の間の相互作用である。この点を上手く回避しているのが $U(1)_{L_{\mu}-L_{\tau}}$ 模型である。 μ 粒子数と τ 粒子数の差 $L_{\mu}-L_{\tau}$ を電荷とする新たな U(1) ゲージ対称性はゲージアノマリーをもたないことが知られているため,この $U(1)_{L_{\mu}-L_{\tau}}$ ゲージを起源とする Z' 粒子を標準模型に安全に追加することができる。そして,図 7 で示されるような Z' 粒子の 1 ループでミューオン g-2 アノマリーを説明することができる。

電子を用いた実験からの制限は免れるが、今度はニュートリノ実験からの制限を受ける。実際に、ニュートリノ・トライデント散乱の測定により、 Z' のパラメータ領域は強く制限されている。 いまのところ、 Z' の質量が

$$10 \text{ MeV} \lesssim m_{Z'} \lesssim 200 \text{ MeV}$$
 (27)

の領域では、この制限を逃れつつミューオン g-2 アノマリーを説明可能である [40]。

このような Z' 粒子は近い将来に観測可能であると考えられている。現在稼働中の Belle II 実験における $e^+e^- \to \mu^+\mu^- Z' \to \mu^+\mu^- \nu \bar{\nu}$ 探索 [41] や NA62 実験における $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu Z' \to \mu^+ \nu_\mu \nu \bar{\nu}$ 探索 [42] は、このような Z' 粒子に高い感度をもつと期待されている。

5 まとめと今後の展望

FNAL のミューオン g-2 測定の新結果を皮切りに、多方面で非常に活発に議論が行われている。これにより、以前と比べてミューオン g-2 アノマリーの核心部がはっきりと浮かんできた。以下は、決して遠くない未来に期待されている各分野の展望である。

FNAL による今回 (Run 1) のミューオン g-2 の測定結果は BNL の結果を裏付けるものとなった(図 1)。この実験は継続されており、測定精度の改善が期待される。既に Run 4 が終了し、また 2022 年夏の発表に向けて Run 3 までのデータの解析がなされている。実験は Run 5 までが計画されており、それらすべてのデータを使えば測定の不定性を BNL の 4 分の 1 程度まで抑えられると見積もられている。しかし、FNAL と BNL は同じ手法を用いて測定しているため、真に正しく測定ができているのか、とくに系統誤差を正しく見積もれて

いるのかをまったく独立な手法の実験で確認する必要がある。この目的のため、J-PARC において国際共同実験「ミューオン g-2/EDM 実験」の計画が進行中である [2]。

一方でミューオン g-2 の標準模型の予測値は,とくに HVP の寄与についてまだ議論の余地がある。近い将来,現在稼働中の Belle II 実験などによる $\sigma_{e^+e^-\to N^{\rm F}\Pi^{\rm F}}$ の精密測定や,複数の格子計算グループによる検証,MUonE 実験によるまったく独立な手法による導出が達成されるであろう。これらの進展により,現在の HVP の食い違いに対して明確な答えが得られると期待したい。

最後に新物理であるが、本記事で紹介したように、様々なコライダー実験によって近い将来に模型の検証をすることができる。アクシオン様粒子や新たな軽いゲージ粒子の質量は小さいため、Belle II 実験のような低エネルギーでも大統計のデータを蓄積することで探索が期待される。一方で、SUSY粒子やLQ、新たな重いレプトン、新たなスカラー粒子は重いためLHC 実験での探索が有力な候補である。パラメータによっては探索困難な領域もあるが、その場合であっても、ILC のような将来の e^+e^- コライダーを用いれば十分に探索可能である。

6 謝辞

このような貴重な機会をくださった高エネルギーニュース編集委員の皆様、とくに原稿執筆に関して貴重なアドバイスをくださった深尾祥紀氏(高エネルギー加速器研究機構助教)と三部勉氏(高エネルギー加速器研究機構教授)、また原稿についての有益なコメントをくださった濱口幸一氏(東京大学准教授)に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] **Muon** g-2 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **126**, 141801 (2021).
- [2] 三部勉, 石田勝彦, 佐々木憲一, 高エネルギーニュース **31-3**, 209 (2012).
- [3] https://www2.kek.jp/ipns/ja/post/2021/04/20210430/.
- [4] **Muon** g-2 Collaboration, Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006).
- [5] T. Aoyama, et al., Phys. Rept. 887, 1–166 (2020).

- [6] T. Aoyama, et al., Phys. Rev. D 91, 033006(2015) [Erratum: Phys. Rev. D 96, 019901(2017)].
- [7] R. H. Parker, et al., Science **360**, 191 (2018).
- [8] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. 100, 120801 (2008).
- [9] S. Laporta, Phys. Lett. B **772**, 232–238 (2017).
- [10] A. Czarnecki, W. J. Marciano, and
 A. Vainshtein, Phys. Rev. D 67, 073006 (2003)
 [Erratum: Phys. Rev. D 73, 119901 (2006)].
- [11] C. Gnendiger, D. Stöckinger, and H. Stöckinger-Kim, Phys. Rev. D 88, 053005 (2013).
- [12] T. Ishikawa, N. Nakazawa, and Y. Yasui, Phys. Rev. D 99, 073004 (2019).
- [13] M. Davier, et al., Eur. Phys. J. C 80, 241 (2020)[Erratum: Eur. Phys. J. C 80, 410 (2020)].
- [14] A. Keshavarzi, D. Nomura, and T. Teubner, Phys. Rev. D 101, 014029 (2020).
- [15] 石川明正, 松岡広大, 早坂圭司, 高エネルギー ニュース **40–2**, 47 (2021).
- [16] G. Colangelo, et al., JHEP **09**, 091 (2014).
- [17] S. Borsanyi, et al., Nature **593**, 51–55 (2021).
- [18] C. Lehner and A. S. Meyer, Phys. Rev. D 101, 074515 (2020).
- [19] G. Colangelo, M. Hoferichter, and P. Stoffer, Phys. Lett. B 814, 136073 (2021).
- [20] P. Banerjee, et al., Eur. Phys. J. C 80, 591 (2020).
- [21] E.-H. Chao, et al., Eur. Phys. J. C 81, 651 (2021).
- [22] M. Endo, et al., JHEP 07, 075 (2021).
- [23] M. Chakraborti, S. Heinemeyer, and I. Saha, Eur. Phys. J. C 80, 984 (2020).
- [24] K. Kowalska, E. M. Sessolo, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. D 99, 055007 (2019).
- [25] P. Athron, et al., arXiv:2104.03691.
- [26] A. Crivellin, et al., JHEP 02, 182 (2021).

- [27] 髙橋悠太, 高エネルギーニュース 37-2, 91 (2018).
- [28] 髙橋悠太ほか, 日本物理学会誌 **75-1**, 16-21 (2020).
- [29] D. Marzocca and S. Trifinopoulos, Phys. Rev. Lett. 127, 061803 (2021).
- [30] R. Dermisek and A. Raval, Phys. Rev. D 88, 013017 (2013).
- [31] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 812, 135980 (2021).
- [32] CMS Collaboration, JHEP 01, 148 (2021).
- [33] T. Abe, R. Sato, and K. Yagyu, JHEP 07, 064 (2015).
- [34] M. A. Buen-Abad, et al., arXiv:2104.03267.
- [35] Belle II Collaboration, Phys. Rev. Lett. 125, 161806 (2020).
- [36] T. Gherghetta, et al., Phys. Rev. D 100, 095001 (2019).
- [37] M. Endo, K. Hamaguchi, and G. Mishima, Phys. Rev. D 86, 095029 (2012).
- [38] NA48/2 Collaboration, Phys. Lett. B 746, 178–185 (2015).
- [39] BaBar Collaboration, Phys. Rev. Lett. 119, 131804 (2017).
- [40] W. Altmannshofer, et al., Phys. Rev. Lett. 113, 091801 (2014).
- [41] Belle II Collaboration, Phys. Rev. Lett. 124, 141801 (2020).
- [42] G. Krnjaic, et al., Phys. Rev. Lett. 124, 041802 (2020).