

フレーバーを区別する新しい場は見つかるか？

チューリッヒ大学

高橋 悠太

Yuta.Takahashi@cern.ch

2022 年 (令和 4 年) 7 月 29 日

1 はじめに

素粒子標準理論 (SM) において、フレーバーを区別することができる唯一の場はヒッグス場だけである。だが、ヒッグス場のみがフェルミオンのフレーバー構造を生み出したのだろうか？ 例えば質量スペクトラムはどうだろう。ニュートリノは別としても、一番軽い電子と一番重いトップクォークとのあいだには 5 桁もの開きがある。なぜ湯川結合定数はこんなにもかけ離れた値を持つのだろうか？ 宇宙の初期、つまり高いエネルギースケールにはヒッグス場の他にフレーバーを区別する場が存在し、それが第 1 世代より第 2, 3 世代を特別扱いすることでフレーバー構造の基礎を築いたのではないだろうか、と、疑いたくなる。

そこに現れたのが、近年のフレーバーアノマリーである。ミュオン $g-2$ の SM からのずれや、 B 中間子崩壊におけるレプトンフレーバー不変性 (LFU) の破れの兆候は、高いエネルギースケールにフレーバーを区別する新しい場が存在していることを示唆しているようだ。

On y va! ということで (?), これを契機として現象論研究が進み、それらの研究を水先案内人としてエネルギーフロンティア実験における新物理探索が活性化した。とくに、第 2, 3 世代に注目してアノマリーを説明しうる新物理を探す研究や、異なる世代間で比を取り、LFU の検証をする研究も進んだ。

本稿は、これらエネルギーフロンティアにおける最新の研究について紹介するものである。本題に行く前に、第 1 節でフレーバーアノマリーについて、第 2 節でフレーバーアノマリーが High- q^2 実験に与える示唆について示しておいた。仕事柄、CMS 実験での結果が主になるが、あらかじめご了承くださいと思う。

2 フレーバーアノマリー

フレーバーアノマリーとは、ある特定のフレーバーにのみ SM からのずれが現れている状況のことをいう。SM ではヒッグスを除く全ての相互作用はフレーバーユ

ニバーサルであるから、特定のフレーバーに関わる事象にのみずれがあれば、それは「異常」になる。

たとえばミュオン $g-2$ は現在 4.2σ ほど SM からずれているが [1], 電子の $g-2$ はそれほどずれていない [2]。電子の $g-2$ は SM との差を議論する精度には達していないが [3], 仮にこれが SM とコンシステントな結果に帰着するのであれば、現在のミュオン $g-2$ の結果はフレーバーアノマリーを示唆することになる。

B 中間子の崩壊におけるレプトンフレーバー不変性の破れの兆候も、フレーバーアノマリーの一種である。具体的には、 $b \rightarrow s\mu\mu$ および $b \rightarrow c\tau\nu$ の遷移に現れている SM からのずれのことを指す。SM におけるダイアグラムを図 1 に示した。

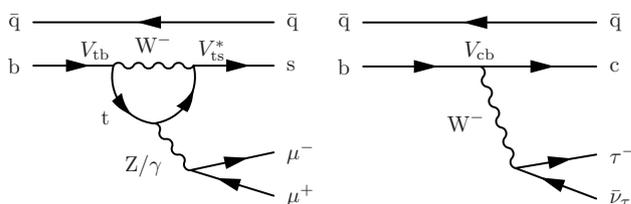


図 1: (左) $b \rightarrow s\mu\mu$, (右) $b \rightarrow c\tau\nu$ のダイアグラム

$b \rightarrow s\mu\mu$ 過程は昔から新物理探索のゴールドンチャンネルの一つであった。終状態にニュートリノを伴わないので実験的にきれいな再構成ができ、かつ、FCNC (Flavour Changing Neutral Current) 過程なので GIM 抑制が効いて SM の散乱振幅が小さい。よって、小さな新物理の寄与でもプローブできると期待されたのである。そんな $b \rightarrow s\mu\mu$ プロセスを使って行われてきたのが、LFU の検証である。次のように定義された物理量を測定することで行われる。

$$R_{H_s} \equiv \frac{\mathcal{B}(H_b \rightarrow H_s \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(H_b \rightarrow H_s e^+ e^-)}$$

H_b は b クォークを含むハドロン、 H_s は s クォークを含むハドロンである。ハドロンなのでメソンであってもバリオンであってもいい。比を取ることで、始状態の b クォー

クや終状態の s クォークが、スペクテータークォークと共に特定のハドロンを作る確率 — フォームファクターという — に起因する理論誤差を相殺することができる。実験的にも、分母と分子で共通する系統誤差を減らすことができるという旨味がある。なお、LFU の検証では、 $J/\psi \rightarrow \ell\ell$ ($\ell = e, \mu$) などの SM 共鳴事象の寄与を避けるために $q^2 = (p_{\ell^+} + p_{\ell^-})^2 = m_{\ell\ell}^2$ の範囲を限定して行うのが普通だ。よく使われるのは $q^2 = [1.1, 6.0]$ GeV² であり、この範囲での SM 期待値は 1 ± 0.01 である。

実験的に一番測定しやすく、精度も高いのは $B^+ \rightarrow K^+ \ell\ell$ を用いた \mathcal{R}_{K^+} [4] であるが、その他にも $B^+ \rightarrow K^{*+} \ell\ell$ を使った $\mathcal{R}_{K^{*+}}$ [5], $B^0 \rightarrow K^{*0} \ell\ell$ を用いた $\mathcal{R}_{K^{*0}}$ [6], $B^0 \rightarrow K_s^0 \ell\ell$ を使った $\mathcal{R}_{K_s^0}$ [5], そして $\Lambda_b \rightarrow p K^- \ell\ell$ を用いた \mathcal{R}_{pK^-} [7] などがある。LHCb が公表している結果をこの順でまとめたのが図 2 である¹。

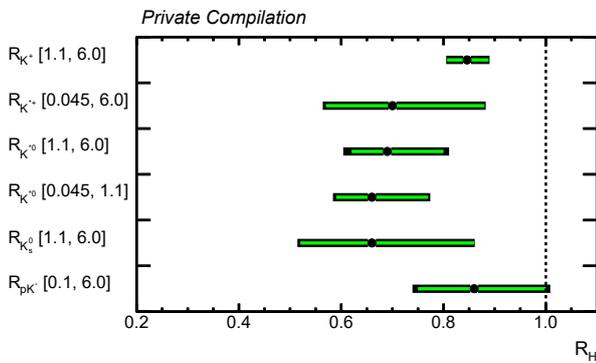


図 2: $b \rightarrow s\mu\mu$ 遷移における LFU の検証結果。左のラベルには q^2 の範囲を示してある。緑 (灰) 色で示したのが統計誤差, 黒が系統誤差も含めたトータル。

すべての測定で系統的に $R_{H_s} < 1$ を示しているのがポイントだ。分母と分子で別々に崩壊分岐比を測定してみると、 $b \rightarrow s\mu\mu$ を含む分子の崩壊分岐比が SM より下に出ていることがわかる [8, 9, 10]。さらに、これとは独立した物理量として、 $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$, $B^+ \rightarrow K^{*+} \mu\mu$, $B_s \rightarrow \phi \mu\mu$ 過程を用いた μ 粒子の崩壊角分布も測定されているが、そちらでもアノマリーが見つかっている [11, 12, 13]。有効場理論を使ってこれらの一連の測定をグローバルフィットしてやると、かなり保守的に見積もっても、 4.3σ ほど SM からずれていることが知られている [14]。

$b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーに関連してもう一つ大切なのが $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)$ の測定である。図 1 (左) においてスペクテータークォークを取り除き、 $b \rightarrow s$ を一つのメソン内で完結させて始状態に持ってくればこの過程になる。ス

¹ $b \rightarrow s\mu\mu$ における LFU の検証は LHCb が強い。 $B \rightarrow K\ell\ell$ 過程はニュートリノを伴わない綺麗な終状態であり、ハドロンコライダーがレプトンコライダーに比べて「汚い」環境であることがさほどマイナスにならない。よって、重心系エネルギーが高いために B 中間子の生成断面積が大きい LHCb に分がある; Belle 実験が 20 Hz で B を生成できるのに対して LHCb は 40000 Hz で生成できる。

ペクテータークォークが存在しないためにフォームファクターの不定性を免れるため、SM の预言精度が高い — 相対誤差で 4% 程度だ。これならば、わざわざ R_{H_s} のように比をとらなくても $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーの検証ができる²。ちなみに、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 崩壊に寄与することができるのは軸性ベクターかスカラーのカレントを持った新物理のみである [16]。一方、先ほど扱った $H_b \rightarrow H_s \ell\ell$ 過程では、軸性ベクターかベクターのカレントを持った新物理が寄与することができる [16]。両者を相補的に測定することで、新物理のローレンツ構造を絞り込むことができる。いずれにせよ、LHCb がこれまでの全統計を用いて行なった測定の結果を図 3 に示した [17]。

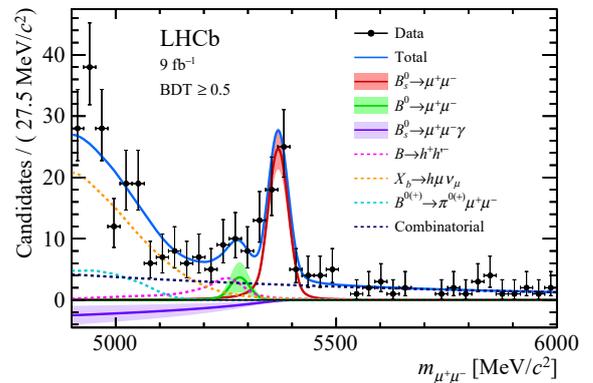


図 3: LHCb による $B_s \rightarrow \mu\mu$ 解析の結果 [17]。ラン 2 (2016–2018) までの全統計 9 fb^{-1} を使っている。 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 過程はヘリシティ抑制を受けるため、分岐比が極めて小さい [18] が、それでも、2 つの μ 粒子から組んだ不変質量 $m_{\mu\mu}$ の分布が B_s 質量 (5.37 GeV) のところで綺麗なピークを作っている。

得られた結果は $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu) \times 10^9 = 3.09^{+0.46}_{-0.43}$ (統計) $^{+0.15}_{-0.11}$ (系統) と、 1σ の範囲内で SM の期待値 (3.66 ± 0.14) $\times 10^{-9}$ と一致するものであった。 $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu)$ は LHCb 以外にも ATLAS や CMS で測定されており、とくに CMS の最新結果については後で言及する。

$b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーについても触れておこう。ここでも興味があるのは LFU の検証である。

$$\mathcal{R}_{D^{(*)}} = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)} \tau \bar{\nu}_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)} \ell \bar{\nu}_\ell)}$$

比を取るのには R_{H_s} の場合と同様、フォームファクターに対する不定性を打ち消すためである。だが $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ の場合には、実験的に定まっていない $|V_{cb}|$ に対する不定性を打ち消すという別の理由もある。SM における \mathcal{R}_{D^*} の预言値は 0.254 ± 0.005 [19], \mathcal{R}_D の预言値は 0.299 ± 0.003 [19] で、 R_{H_s} の時とは異なり、どちらも 1 より小さな値になっ

²実際、 $B_s \rightarrow ee$ や $B_s \rightarrow \tau\tau$ との比をとれと言われてもできない。前者は崩壊分岐比が小さすぎて実験的にアクセスできないし、後者は τ の識別が難しいために探索が難しく、発見には程遠い [15]。

ている。これは τ レプトンの質量が B 中間子に比べて比較的重いために、位相空間で損をするからである。

図 4 に、現在得られている \mathcal{R}_{D^*} の測定結果を示す [19]。

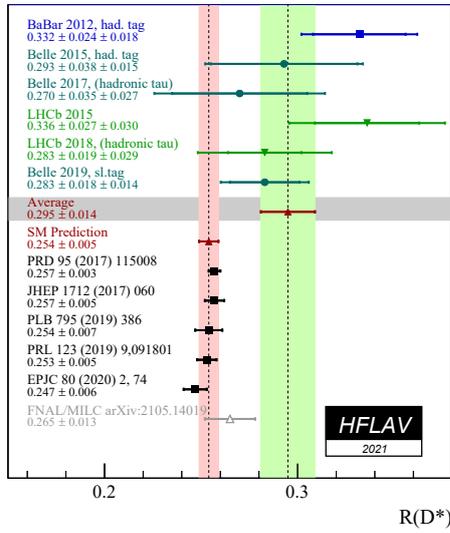


図 4: $b \rightarrow c\tau\nu$ における \mathcal{R}_{D^*} の検証結果 [19]

こちらの測定では Belle [20, 21, 22, 23] や BaBar [24, 25] がリードしている。終状態が複雑であり、ニュートリノによる損失エネルギーも伴うため、より綺麗な環境であるレプトンコライダーの方に分があるからだ。とは言え、LHCb も健闘している [26, 27, 28]。

3 つの独立した実験が一様に 10–20% 程度大きな崩壊分岐比を報告していること、また、ここでは示さないが、中間子のスピンの違うだけの \mathcal{R}_D [19] や、スペクテータークォークが違うだけの $R_{J/\psi}$ [29] でも同様にずれが報告されていることは興味深い。

3 High- q^2 実験への示唆

ここからは、 B 中間子アノマリーを取り上げ、それがエネルギーフロンティア実験にどんな示唆を与えるのかについて見ていきたい。このテーマは現象論の分野で活発に議論されており、アノマリーが見え始めた 10 年前から数えて、すでに 2000 を超える論文が発表されている。

ここでは、実験屋にとって特に興味がある (1) 新物理のエネルギースケールと (2) 注目すべきシグネチャーに絞る。具体的な新物理のモデルに入ると発散するので、できるだけ一般的な議論にしておきたい。

まず、(1) 新物理のエネルギースケールはどれくらいか。これは $b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーを考えるか、 $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーを考えるかで異なる。

新物理の質量が B 中間子の質量 m_B に比べて十分大きいと考え、4 点フェルミ結合を考えてやると、 $b \rightarrow c\tau\nu$

に対する新物理の寄与は次のように書くことができる。

$$\mathcal{L} \supset \frac{g^2}{m_{\text{NP}}^2} (\bar{c}_L \gamma^\mu b_L) (\bar{\tau}_L \gamma^\mu \nu_L)$$

ここで、 g は新物理の結合の強さ、 m_{NP} は新粒子の質量である。例えば g をオーダー 1 と仮定して $b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーの大きさを説明するような m_{NP} を求めてやると、 $m_{\text{NP}} \sim 3 \text{ TeV}$ が得られる [30]。ATLAS や CMS でも直接生成ができそうなエネルギースケールである。 $b \rightarrow c\tau\nu$ は SM ではツリーレベルで起こるプロセスであるため、新物理の質量スケールは比較的軽いところはないといけないのだ。

同様に、 $b \rightarrow s\mu\mu$ に対する新物理の寄与も書き下しておこう。

$$\mathcal{L} \supset \frac{g^2}{m_{\text{NP}}^2} (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L) (\bar{\mu}_L \gamma^\mu \mu_L)$$

g をオーダー 1 と仮定して $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーの大きさを説明するような m_{NP} を求めてやると、こちらでは $m_{\text{NP}} \sim 40 \text{ TeV}$ が得られる [30]。SM における $b \rightarrow s\mu\mu$ 過程の散乱振幅が小さいので、新物理の質量スケールもそれに依って高くなるのである。

う～ん。これでは、 $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーを説明するような新物理は ATLAS や CMS では見つけれないと思うかもしれない。だが、悲観するのは早い。 g がオーダー 1 である保証はどこにもないからだ。歴史的な例を引き合いに出せば、弱い相互作用におけるフェルミ結合定数は $G_F \sim (250 \text{ GeV})^{-2}$ だが、 W ボソンという“新物理”が 250 GeV で発見されたわけではない。実際は $G_F = \sqrt{2}g_W^2/(8m_W^2)$ において $g_W \sim 0.65$ だったわけで、それゆえ新物理のエネルギースケールが下がり、 $m_W \sim 80 \text{ GeV}$ だったわけである。

そこで、具体的な結合定数のモデルとして、よく議論される Minimal Flavour Violation[31] (MFV) をとりあげよう。このモデルの特徴は、新物理が CKM ヒエラルキーを知っていると仮定することにある。 $b \rightarrow s\mu\mu$ は 3 世代目の b クォークから 2 世代目の s クォークへの遷移だから、 $|V_{ts}| = 0.04$ を結合ファクターとして持つ、と考えるのである。こうすると、 $1/(40 \text{ TeV})^2 = |V_{ts}|/(8 \text{ TeV})^2$ なので、新物理のエネルギースケールは 8 TeV まで下がる³。

さらに一歩進んで、クォークセクターには MFV、レプトンセクターには質量に比例して結合する新物理を考えることもできる。 τ レプトンへの結合をオーダー 1 とすると、新物理の $b \rightarrow s\mu\mu$ への寄与は $1/(40 \text{ TeV})^2 =$

³MFV モデルは新物理のエネルギースケールを下げるためだけのトリックに見えるが、新物理の第 1 世代への影響をほぼ皆無にできるという利点を持つ。そうすることで、極めていい精度で SM と一致することが確認されている多くの低エネルギー実験と矛盾するのを避けることができる。

$(m_\mu/m_\tau)|V_{ts}|/(2 \text{ TeV})^2$ となるので、新物理のスケールは 2 TeV にまで下がってくる。

また、ここまではツリーレベルでの新物理の寄与を考えたが、新物理も、SM と同様、ループでの寄与しか許さないようにすることもできる。そうすると、元来の散乱振幅が下がるため、結果として新物理のスケールを 1 TeV 以下に持ってこくことも可能になる。

では、次に、(2) どのようなシグネチャーを実験的に探せばいいだろうか？

まず確実に言えることは、 $b \rightarrow s\mu\mu$ 過程に寄与する新物理があるのなら、 s クォークを交差対称性 (Crossing Symmetry) で始状態にもってきた $bs \rightarrow \mu\mu$ という過程にも新物理は寄与するということである。これはつまり、LHC において、片方の陽子内にある海クォークの b クォークと、もう片方の陽子内にある同じく海クォークの s クォークとが衝突して、 $\mu\mu$ 終状態に何かしらの寄与を与えることを意味している。同様に、 $b \rightarrow c\tau\nu$ 過程に寄与する新物理があるのなら、 c クォークを交差対称性で始状態にもってきた $bc \rightarrow \tau\nu$ にも新物理は寄与しうる。つまり、 $\tau\nu$ 終状態に SM とは違う寄与を与える。

したがって、もし新物理のエネルギースケールが十分軽いところにあり、直接生成が可能ならば、終状態に現れる $\mu\mu$ や $\tau\nu$ で組んだ不変質量分布に SM では説明できないようなピークがないかを探するのがいい戦略になる。一方、もし新物理の質量スケールが大きく、直接生成が難しい場合は、 $\mu\mu$ や $\tau\nu$ の質量分布のテールに新物理による事象の超過がないかを探するのが好手である。直接生成が難しくても、新物理の共鳴曲線の低エネルギー側の裾がかろうじて観測にかかる可能性があるからである。それから実験的な難易度は少し上がるが、SM 過程と新物理プロセスとの干渉を検出する方法もある。干渉を起こすためには新物理と SM プロセスとが同じ量子数を持っている必要があるので特定のケースに応用が限られるが、干渉はテールではないところでも現れ得るので、テール解析にありがちな「統計誤差に支配された測定」から抜けだすことも場合によっては可能である。

それからもう一つ、測定すべきシグネチャーとして外してはならない終状態がある。それは $\tau\tau$ 終状態である。先ほど新物理のエネルギースケールについて議論した際、クォークセクターに MFV、レプトンセクターに質量に比例して結合する場合を考えた。この議論を発展させると、 $[1/(2 \text{ TeV})^2](\bar{b}_L\gamma^\mu b_L)(\bar{\tau}_L\gamma^\mu \tau_L)$ というラグランジアンが書ける。このラグランジアンには V_{ts} による CKM 抑制も、レプトンの質量比による抑制もないから、振幅が極めて大きくなり得る。つまり、新物理の寄与を通して $\tau\tau$ 終状態に SM からの大きなずれが現れる可能性がある。ただし、強調しておくが、これは特定のシナリオを仮定した場合のことであり、 B 中間子アノマリー

から必然的に導けるわけではないことに注意が必要である。

以上をまとめると $\mu\mu$, $\tau\tau$, $\tau\nu$ 終状態が狙い所となる。次の節からは、エネルギーフロンティア実験で行われている研究について見ていくことにしよう。

4 $\mu\mu$ に注目した解析

$\mu\mu$ に注目する解析として、 $Z' \rightarrow \mu\mu$ の探索を取り上げる。これは 2021 年の 7 月に CMS が公表したもので、ラン 2 の全統計 140 fb^{-1} を使った結果 [32] である。この解析は特定の物理に特化した事象選別をしていないため、 $b \rightarrow s\mu\mu$ アノマリーをうまく説明しうる Z' も含めて、汎用性のある議論が可能である。

解析は至ってシンプルだ。まず、高い横運動量⁴ ($p_T > 53 \text{ GeV}$) を持つ 2 つの μ 粒子が存在し、それらの電荷がお互いに異符号であることを要求する。そして、その不変質量 $m_{\mu\mu}$ を組んで SM からのずれがないかを見る。

主な背景事象は $Z \rightarrow \mu\mu$ による SM プロセスである。基本的にはシミュレーションを信頼してその数を見積もるが、それだけだと心許ない。そこで Z ボソン過程がふんだんに存在している $60 < m_{\mu\mu} < 120 \text{ GeV}$ の領域を Normalization Region (NR) と称して用い、シミュレーションを補正する — 逆にいうと $m_{\mu\mu} > 120 \text{ GeV}$ が信号領域 (Signal Region; SR) となる。ちなみに、NR でシミュレーションを補正したからと言って、その補正が $m_{\mu\mu} \sim \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ まで妥当だとは限らない。そこで、テール部分ではできるだけ保守的な系統誤差をつける。もちろん結果に付随する系統誤差は増えるが、テール部分での感度はデータの統計誤差によって決まっているのでさほどの痛手ではない。図 5 に、この解析で得られた $m_{\mu\mu}$ の分布を示す。高い $m_{\mu\mu}$ に至るまで、テールも含めてよく一致している。

B 中間子アノマリーとの関連性から、LFU の検証として $\mu\mu$ と ee の比をとる研究も行われている。つまり、

$$R_{\mu\mu/ee} = \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu\mu)/dm_{\ell\ell}}{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow ee)/dm_{\ell\ell}}$$

を測定する。SM では $R_{\mu\mu/ee} = 1$ が成り立つ。だが、たとえば 4 TeV の質量を持ち、レプトンの質量に応じた結合をする新物理が存在していれば、 $m_{\ell\ell} = 2 \text{ TeV}$ あたりで $R_{\mu\mu/ee} = 1.1$ 、 $m_{\ell\ell} = 3 \text{ TeV}$ あたりでは $R_{\mu\mu/ee} = 1.2$ 程度までずれうる [33]。

これは簡単な作業ではない。というのも、SM で $R_{\mu\mu/ee} = 1$ になるべきなのはあくまで衝突によって

⁴ p_T の添字 T は Transverse の頭文字である。LHC では衝突にかかわるクォークやグルーオンのビーム軸方向の運動量が不明、かつ、測定不可能であるため、この方向への運動量保存に頼ることができない。したがって物理解析では、ビーム軸に対して垂直方向 (横方向; transverse) のみを考える。横方向において始状態の全運動量は 0 であり、衝突前後で保存する。

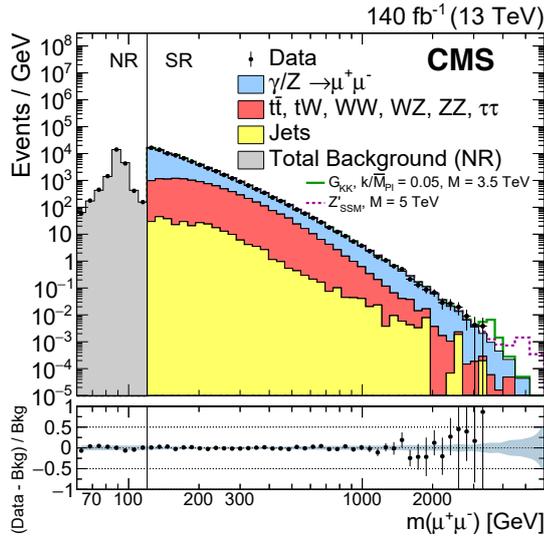


図 5: 2つの μ 粒子から計算した $m_{\mu\mu}$ の分布 [32]。NRは Normalization Region, SRは Signal Region の略。NRのイベント数がSRに比べて少ないのは、NRのデータを得るのに異なったオンライン事象選別 (トリガー) を用いたため。

生成された直後 — 粒子レベルという — であって、検出器でそれぞれの終状態を再構成した後ではない; 電子と μ 粒子はそれぞれ異なった検出効率を持っているし、 $m_{\ell\ell}$ の分解能やスケールも電子と μ 粒子で違うからだ。

そこで、シミュレーションを使って、再構成された $m_{\ell\ell}$ から粒子レベルの $m_{\ell\ell}$ へと戻す unfolding というテクニックを使う。得られた結果を図6に示そう。

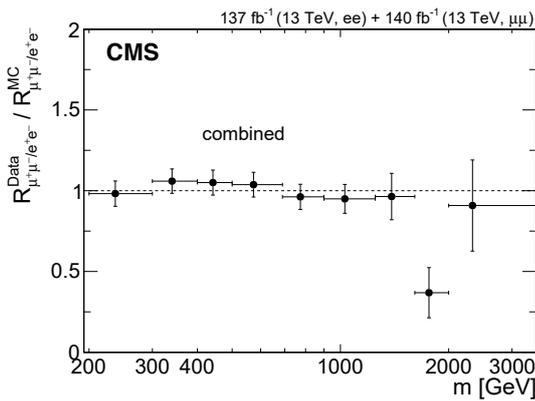


図 6: $\mu\mu$ と ee 終状態における事象数の比を $m_{\ell\ell}$ の関数として測定したもの [32]。粒子レベルに戻してある。

SMとよく一致している。2 TeV手前のところで下振れしているように見えるが [34], テールでの異常を議論するのは早計だろう。より多くのデータが必要である。

さて、 $\mu\mu$ と ee で「事象数」の比をプローブする解析は、新物理がある程度小さな共鳴幅をもっている場合に有効な方法である。新物理による事象の超過がある一定の領域に局在していてくれないと、均されてしまって新

物理の寄与が見えないからだ。

では、新粒子の質量が大きく、オフシェル生成が支配的で、共鳴幅が大きくなる場合にはどうしたらいいだろうか? ここで登場するのが、事象数の代わりに前方・後方非対称性 \mathcal{A}_{FB} をみる解析である [35]。この物理量は新物理の共鳴幅にほとんど依存しないからだ。さらに、共鳴幅が大きい場合を想定しているこの解析では“ボーナス”がある。それは、もし新物理がSMの Z ボソンと同じ量子数を持っていれば、SMの $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \ell\ell$ と新物理による $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow \ell\ell$ との干渉を通して \mathcal{A}_{FB} にずれが現れる可能性があるのだ。ずれの大きさは $m_{\mu\mu}$ の値ごとに異なり、 $m_{\mu\mu} = 300$ GeV程度ですでに検出可能なずれが起こることも指摘されている [36]。つまり、事象数の比を使った解析に比べ、 $m_{\ell\ell}$ のテールに縛られることなく新物理の探索ができる。

ここで \mathcal{A}_{FB} の定義を書いておこう。スピン1粒子(Z ボソン含む) X のドレelman過程 $q\bar{q} \rightarrow X \rightarrow \ell^+\ell^-$ における ℓ^- の分布は、

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{3}{8} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{A_0}{2}(1 - 3\cos^2\theta) + A_4 \cos\theta \right]$$

と書くことができる。ここで A_0 と A_4 は無次元のパラメータである。 θ の符号は、 ℓ^- がクォーク(q)の進行方向と同じになる場合を+と定義する。定数項と $\cos\theta$ の偶数乗の項は前方・後方非対称性を生まないで、

$$\mathcal{A}_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{8} A_4$$

となる。つまり、 ℓ^- の $\cos\theta$ 分布を実験的に測定してやれば、その係数 A_4 から \mathcal{A}_{FB} を求めることができる。

実際の解析では、クォークの進行方向を実験的に決めることが難しいため、 $\cos\theta$ のかわりにコリン・ショッパ系という特別な系で求めた $\cos\theta_R$ という量を使う。これはもちろん $\cos\theta$ と同一ではないが、シミュレーションを駆使して $\cos\theta$ と $\cos\theta_R$ との相関関係を求めてやれば、いつでも $\cos\theta$ の分布に戻してやることができる。

図7に、例として、 $m_{\mu\mu} = [250, 320]$ GeVにおける $\cos\theta_R$ の分布を示す。S/Bを上げるために2つのレptonから組んだラピディティ $\eta_{\mu\mu}$ でビン分けされていることに注意してほしい。

この分布をフィットすれば、信号事象であるドレelman事象の $\cos\theta_R$ 分布を得ることができる。そして、先に述べた手順で $\cos\theta$ 分布に焼き直し、その係数から A_4 、ひいては \mathcal{A}_{FB} を引き出す。これをいくつかの $m_{\ell\ell}$ の領域でビン分けして行うことで、 \mathcal{A}_{FB} の $m_{\ell\ell}$ 依存性を得ることができる。図8に ee および $\mu\mu$ で測定した結果を示す。SMの Z ボソンが多い領域では新物理の寄与が見えないので、 $m_{\ell\ell} > 170$ GeVの領域で評価している。

基本的にはSMと一致した結果が得られているが、最初の3つのビンで系統的に $\mathcal{A}_{FB}(ee) > \mathcal{A}_{FB}(\mu\mu)$ に

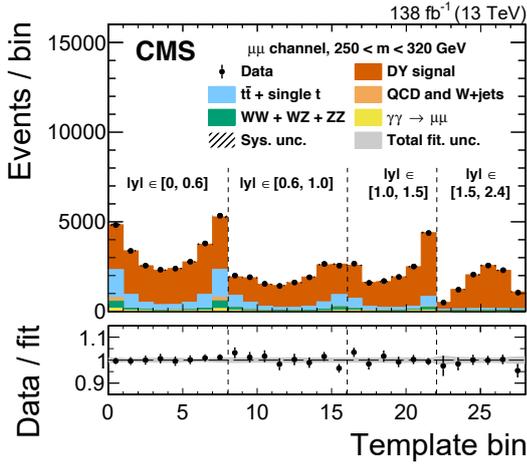


図 7: $m_{\mu\mu} = [250, 320]$ GeV における $\cos\theta_R$ 分布 [35]。4つの $y_{\mu\mu}$ でビン分けして示してある。縦破線の間の領域が各 $y_{\mu\mu}$ ビンにおける $\cos\theta_R = [-1, 1]$ を示している。ドレelman事象は図中のオレンジ (濃灰) 色。

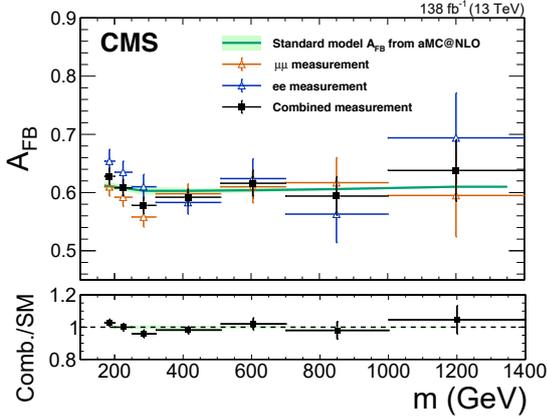


図 8: A_{FB} を $m_{\ell\ell}$ の関数として評価したもの [35]。ee の場合が青 (黒) 色, $\mu\mu$ の場合が茶 (灰) 色。

なっているのが興味深い。 $\Delta A_{FB} = A_{FB}(\mu\mu) - A_{FB}(ee)$ を定義してやると, この 3 つのビンは SM の期待値 $\Delta A_{FB} = 0$ に対して 3.5σ ずれている。全てのビンを合計すると 2.4σ のずれになる。今後が楽しみである。

5 $\tau\tau$ に注目した解析

ここでは, $\tau\tau$ 終状態をもち, かつ B 中間子アノマリーと相性が高い新物理, レプトクォーク (LQ) の探索を取り上げる。ただし, LQ は 100% τb に結合するものとする。手前味噌だが, これは私が中心になって進めた研究で, 今年 7 月の ICHEP で公表された結果 [37] である。

まず, LQ には, 図 9 に示すように対生成, 単一生成, t チャンネル生成の 3 つの生成過程がある [38, 39]。

終状態で見るとどれも $\tau\tau$ 終状態を持っているが, いくつか違いがある。

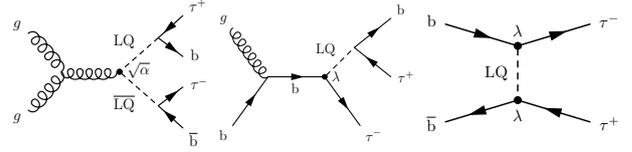


図 9: LQ の (左) 対生成, (中央) 単一, (右) t チャンネル生成過程。 λ は LQ と $b\tau$ との結合定数を表す。

1. 終状態に出てくる b クォークの数に違いがある。対生成は 2, 単一生成は 1, t チャンネルは 0 である。
2. LQ と $b\tau$ との結合の強さを λ とすると, 対生成過程の断面積は λ に無依存, 単一生成では λ^2 に比例, そして t チャンネルでは λ^4 に比例する。ただし, LQ の崩壊は $\mathcal{B}(LQ \rightarrow \tau b) = 1$ としているため, この議論には含まない。

そこで, 次の様な探索を行うことにした。(a) LQ の質量 m_{LQ} と λ をモデルパラメータとして, この 2 次元平面をくまなく網羅する。そして, (b) 対生成, 単一生成, t チャンネル生成過程を独立に扱うのではなく, 3 つの生成過程の「和」を信号とする。(a) は単一生成過程の探索を初めて行ったときに導入した [40] ものだが, (b) は初めての試みである。これまでに行われていなかった t チャンネルの探索手法を確立し, すべての生成過程を同時に信号として扱うことでより包括的な探索を可能にすることを目指したのだ。

解析は $\tau\tau$ の終状態に応じて $e\tau_h, \mu\tau_h, \tau_h\tau_h$ を扱う。 τ_h は τ レプトンのハドロニック崩壊を表す。前者 2 つは, 片方の τ がレプトニック崩壊 $\tau \rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau$ ($\ell = e, \mu$) したものをターゲットにしている。

事象選別では, 2 つの τ レプトンの娘粒子 (e, μ, τ_h) に対して高運動量 ($p_T > 50$ GeV) であることを要求する。こうすると SM による背景事象を劇的に減らすことができる。 t チャンネルは終状態に出てくる粒子が低い運動量を持っているというイメージがある方もいるかもしれないが, 同チャンネルは共鳴幅が広いために娘粒子の運動量分布が長いテールを持つ。そのため, この選別でも最大 20% ほどしか信号をロスしない。

次に, 3 つの異なる生成過程をそれぞれターゲットにしたカテゴリーを作ることで, 実効的な S/B をあげ, 感度向上を狙う。まず, $p_T > 50$ GeV を持つジェットの本数 n_j で 2 つのカテゴリーに分ける。 $n_j \geq 1$ のカテゴリーと $n_j = 0$ のカテゴリーである。前者には対生成過程と単一生成過程が, 後者には t チャンネル過程が入りやすい。 $n_j = 0$ のカテゴリーではさらに感度を上げるため, τ レプトンの 2 つの娘粒子で組んだ不変質量 m_{vis} を使って $m_{vis} = [200, 400]$ GeV, $[400, 600]$ GeV, >600 GeV の 3 つの領域にビン分けする。そして, 対生成過程と単一生成過程を分離するために, $n_j \geq 1$ のカテゴリーを b

ジェットの本文数 n_b で 2 分する。 $(n_j, n_b) = (\geq 1, 0)$ と $(n_j, n_b) = (\geq 1, \geq 1)$ である。前者には単一生成過程が、後者には対生成過程が入りやすい。これで 3 つのお互いに排他的なカテゴリーができた。

信号を抽出する変数は、 $n_j = 0$ のカテゴリーでは 2 つの τ レプトンの角度相関 $\Delta\theta$ を使うことにした。これは共鳴幅の影響を受けにくい変数であり、このカテゴリーに入っている共鳴幅の大きな t チャンネルを狙うにはちょうどいい。そして、 $(n_j, n_b) = (\geq 1, 0)$ と $(n_j, n_b) = (\geq 1, \geq 1)$ の両カテゴリーに対してはスカラー和 $S_T^{\text{miss}} = \sum_i |p_{T,i}|$ を用いる。ここで i は、終状態に出てくる τ レプトンの 2 つの娘粒子 (e, μ, τ_h ; チャンネルによって異なる)、最も大きなエネルギーを持ったジェット、そしてニュートリノに起因した損失エネルギーを表し、 \sum のもとで和をとることを意味する。

さて、信号の抽出だが、これがまた神経を使う。先ほど m_{LQ} と λ の平面を網羅すると書いたが、それぞれの m_{LQ} と λ で、3 つの生成過程を異なる比率でブレンドしなければならないからである。つまり、それぞれの m_{LQ} と λ に応じて別々の信号テンプレートを用意し、データをフィットすることで信号の存在をチェックしなければならない。図 10 に、例として、 $m_{LQ} = 2$ TeV, $\lambda = 2.5$ の場合の $n_j = 0$, $m_{\text{vis}} = [400, 600]$ GeV のカテゴリーに対する $\tau_h\tau_h$ 終状態でのフィット結果を示す。

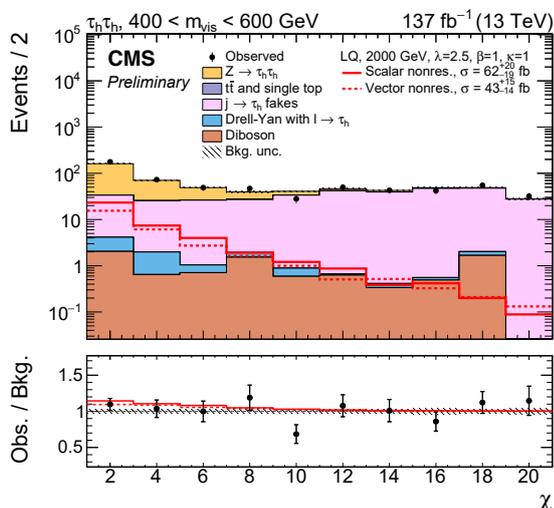


図 10: $m_{LQ} = 2$ TeV, $\lambda = 2.5$ の場合の $n_j = 0$, $m_{\text{vis}} = [400, 600]$ GeV カテゴリーに対する $\tau_h\tau_h$ 終状態でのフィット結果 [37]。赤線 (灰線) が信号のベストフィット。信号はスタック表示していない。

赤線 (灰線) で描かれたのが信号のベストフィットである。実線がスカラータイプ、破線がベクタータイプの LQ である。この結果は $e\tau_h, \mu\tau_h, \tau_h\tau_h$ 全ての終状態、そして全てのカテゴリーを同時にフィットした結果である。このプロット単体で見ると事象の超過はさほどないように見えるが、どのカテゴリーでも、どの終状態でも、

同じようにずれているのが観測された。

m_{LQ} と λ 平面における棄却領域は図 11 のようになる。それぞれの生成過程のみを単独で扱った時の制限領域も重ねて表示してある。

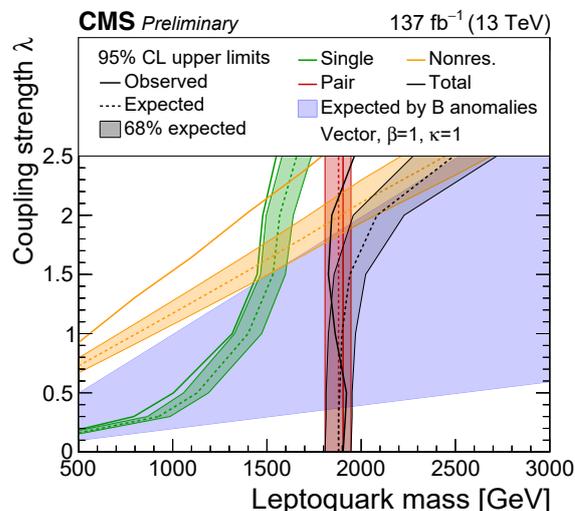


図 11: m_{LQ} と λ の平面でつけた棄却領域 [37]。黒線の左側を棄却した。それぞれの生成過程による寄与も併せて示してある。青 (灰) 色で塗りつぶした領域が 95% 信頼度で B 中間子アノマリーを説明しうるパラメータ領域 [41]。

注目すべきは、 λ が大きい場合の振る舞いである。黒い点線の左側がデータを見る前の段階で予想された「信号がないと仮定した場合の」棄却領域、黒い実線の左側が実際にデータを見て棄却できた領域である。期待される棄却領域まで届かなかったのは、データに超過が見られたことに起因している。先の図 10 に示したのは $m_{LQ} = 2$ TeV, $\lambda = 2.5$ の場合であったから、ちょうどずれが観測されているパラメータ領域での結果に対応している。 λ が大きなところは実効的に t チャンネルが支配的なパラメータ領域であるから、この結果は t チャンネルの信号が存在することを示唆している。SM からのずれは 3σ を超えている。

今後データが増えていくと、対生成過程と t チャンネル過程とはそれぞれ異なった方向から棄却領域を広げていく。対生成過程はテールをみる解析なので今後のデータ増加による恩恵をあまり受けないが、一方で t チャンネルの方は順調に感度を伸ばしていく。青 (灰) 色で塗りつぶされた B 中間子アノマリーが好むパラメータ領域 [41] をプローブしていくには、 t チャンネルの探索がより重要になっていく。

さて、今年の国際会議で公表された、 $\tau\tau$ 終状態をプローブする他の研究についても簡単に触れておこう。

まず、重いヒッグス粒子 ϕ による $\phi \rightarrow \tau\tau$ の探索 [42] を取り上げよう。この解析では、 $\tau\tau$ 終状態を持つ事象

に対し、0本の b ジェットを伴うカテゴリー ($n_b = 0$) と、1本以上の b ジェットを伴うカテゴリー ($n_b \geq 1$) において、終状態に出てくる粒子で組んだ不変質量の裾に事象の超過がないかをプローブしている。前者は主にグルーオン融合過程 $gg\phi$ によって生成される重いヒッグス粒子をターゲットに、後者は主に b クォークを伴って生成される同粒子 $bb\phi$ をターゲットにしている。得られた結果は興味深いもので、どちらのカテゴリーにおいてもテール部分に事象の超過が観測された。2つのカテゴリーを合わせると 3σ ほどの超過になる⁵。 $n_b \geq 1$ のカテゴリーに対する不変質量の分布を図12に示す。

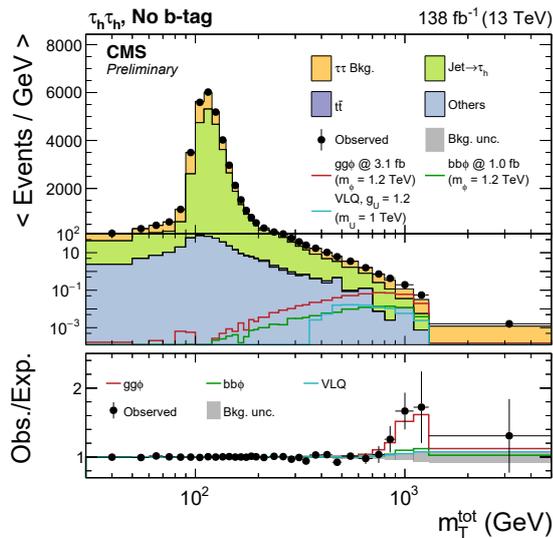


図12: MSSMで予言される重いヒッグス粒子 ϕ の $\tau\tau$ 崩壊の探索[42]。テール部分に 3σ の事象の超過がみえる。

この解析は重たいヒッグス粒子をターゲットにして行われた解析であるが、レプトクォーク探索と似たような位相空間をプローブしている。そこで、 t チャンネルで生成するLQに対しても制限をつけている。得られた結果は、当然のことではあるが、先のLQ探索結果とほぼ同じであった。両者がコンシステントな結果を得たことは、解析の信頼性を高める上でも一役買っているだろう。ちなみに、重いヒッグス粒子の探索はATLAS実験でも行われており[43]、そちらでは $\tau\tau$ 終状態に事象の超過は見られていない。今後のさらなるデータで検証を続けていくことが必要である。

もう一つ、ベクターライクレプトン(以降VLL)の探索についても言及しておきたい。先ほど B 中間子アノマリーを説明する新物理としてLQがあると述べたが、いくつかのモデルでは、LQに付随して1 TeV以下の軽いVLLが出てくることを予言している[44, 45]。VLLはLQと第3世代のフェルミオンに崩壊するため、LQ

の探索と同じように $\tau\tau$ 終状態に注目してVLLの探索が行われた。その結果、こちらでも 3σ 程度の超過が見られている。ただし、この解析では $\tau\tau$ のほかにもVLL崩壊に付随する4本以上のジェットを終状態に要求しているため、LQの探索でプローブしている事象との重複はほとんどない。よって、もし今回の一連の事象の超過が事実だとすれば、LQとVLLとが併存していることになり、それは翻って特定の新物理のモデルを強く示唆する結果となる。

6 $\tau\nu$ に注目した解析

前節では、図9(右)に示すような t チャンネルのLQ過程 $bb \rightarrow \tau\tau$ を考えたが、始状態にある片方の b クォークを c クォークに置き換え、それがLQを放出あるいは吸収して ν_τ に行くダイアグラムを考えてやれば、 t チャンネルの $bc \rightarrow \tau\nu$ ダイアグラムが出来上がる。ちなみに、 c クォークを交差対称性で終状態に持ってきてやれば、 $b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーを説明するダイアグラムになる。これは第3節で述べた通りであり、新物理のモデルに依存しない新物理探索ができるという点に強みがある。

$\tau\nu$ 終状態をプローブする研究といえば $W' \rightarrow \tau\nu$ の探索だ。重い W' から τ とニュートリノ — 損失エネルギーとして観測される — がお互いに反対方向に、バランスして出てくる事象を探す解析である。CMSでは、ラン2の全統計を使ってこの解析を進めていたのだが、解析も大詰めに入ったところで、私たちはLQの t チャンネル過程の探索も含めることを思いついた。先の $\tau\tau$ での解析結果から t チャンネルが怪しいということはわかっていたので、エントロピーを余分に増やさないように、 t チャンネルにのみフォーカスしたのである。さっそく信号のシミュレーションを作り、 W' 用の事象選別がLQの信号事象にとってどれほどきつものなのかを評価した。果たせるかな、 W' の選別条件は t チャンネルのLQにとってもほぼ最適であることがわかった。

信号の抽出は、 τ と損失エネルギーとで組んだ不変質量で行う。LQによる信号事象はテールに現れる。様々なLQ質量 m_{LQ} を仮定した信号のテンプレートと背景事象のテンプレートでデータをフィットし、信号の存否を m_{LQ} の関数としてチェックしたところ、いずれも超過は見られなかった。 m_{LQ} とLQの結合定数 g_U の二次元平面に対してリミットを引いたのが図13である[46]。

青色(原点から始まって斜めに塗りつぶされている濃灰色)の領域が B 中間子アノマリーと相性がいいパラメータ領域[41]なのだが、そこに喰い込んでいる。

7 CMSでやる B の物理

ATLASやCMS実験はHigh- q^2 の物理をやるためにデザインされているが、それでもいくつかの B の物理も

⁵ちなみにこの解析ではもう一つ、100 GeV近辺にも 3σ 程度の超過が見られている。私は懐疑的だが、これが新物理によるものだとしたら面白い。

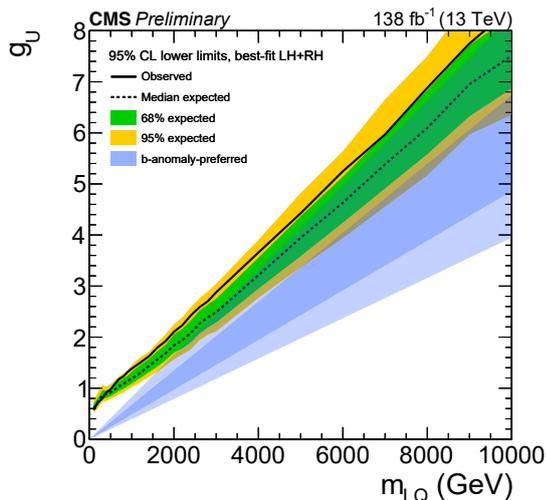


図 13: t チャンネルによる LQ 生成過程の棄却領域 [46]。黒い線の上を棄却したことになる。濃い青 (灰) 色の領域が 68% 信頼度で B 中間子アノマリーを説明するパラメータ領域 [41]。

並行して進めてきた。その最たる例は $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比の測定である。 $\mu\mu$ 終状態はおよそ 100 Hz のトリガーレートを持っており、1kHz というトリガーレートの許容値 (バンド幅という) から見ても 10% を占有する「金食い虫」ではあるが、世界をリードする測定ができると思込んで投資してきたのである。

CMS がラン 2 で蓄積した全データ 140 fb^{-1} を使って得た $B_s \rightarrow \mu\mu$ の探索結果 [47] を図 14 に示す。これは今年 7 月の ICHEP 国際会議で発表されたものである。

この解析によって CMS が得た結果は SM とドンピシャ。測定の相対誤差は 12% で、統計誤差が支配的である。LHCb がこれまでの全統計を使って出した結果が 16% の相対誤差 [17]、それから LHCb, CMS そして ATLAS の世界平均 [48] が 13% の相対誤差を持っていたから、CMS 単独でどちらも凌駕したことになる。これは CMS の大統計データと、低い運動量領域における優れた p_T 分解能によるところが大きい。

図 14 (下) に示されているように、これまでの $B(B_s \rightarrow \mu\mu)$ は SM よりも 2.1σ ほど下に出ており [48]、 R_{H_s} の結果と合わせて新物理の寄与ではないかと議論になっていたが、今回の CMS の結果はそれを押し戻した形だ。とはいえ、2 節で述べたように、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊には軸性ベクターカレントとスカラーカレントをもった新物理しか関与しないから、この結果によって R_{H_s} のずれが新物理で説明できなくなるということにはならない。

$\mu\mu$ 終状態に注目したその他の研究としては、 $B \rightarrow K^*\mu\mu$ を使った μ 粒子の崩壊角分布の測定 [49] や $b \rightarrow c\tau\nu$ アノマリーの検証として $R_{J/\psi} = B(B_c \rightarrow J/\psi\tau\nu)/B(B_c \rightarrow J/\psi\mu\nu)$ の測定なども進められている。これは図 1(右)においてスペクテータクォークを c

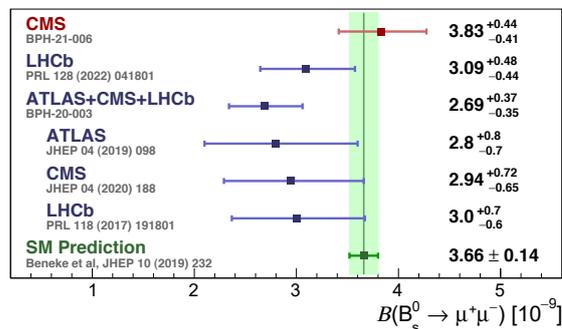
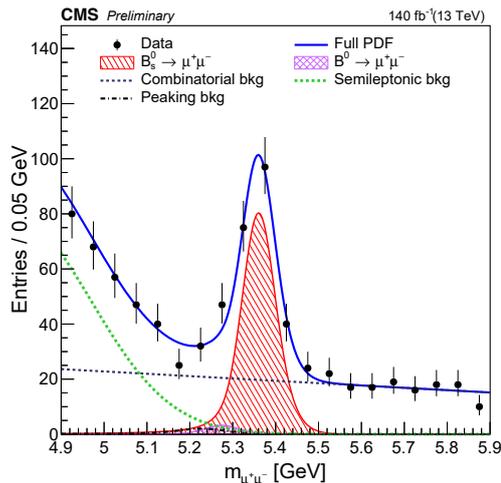


図 14: CMS による $B_s \rightarrow \mu\mu$ の解析結果 [47]。 $m_{\mu\mu}$ の分布 (上) と、これまでの結果との比較 (下)。一番上の点がラン 2 の全統計を用いた最新の測定結果である。ATLAS+CMS+LHCb のところにある CMS のデータはラン 1 と、ラン 2 の一部のデータを使った結果。

クォークにしたものであるが、 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 崩壊を使えるのがミソだ。低い運動量を持った τ の識別手法も開発した [50]。

ところで、 $\mu\mu$ 終状態以外の B の物理をできないだろうか。とくに $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ など、アノマリーが出ている物理量の独立な検証ができないだろうか。

これは夢物語なのかもしれない。例えば $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ を測定するには、分母の $B \rightarrow D^*\mu\nu$ や分子の $B \rightarrow D^*\tau(\rightarrow \mu\nu\nu)\nu$ を大量に蓄積しなければならないが、そのためには終状態の μ 粒子たった 1 つでトリガーをかけるしかない。 $\mu\mu$ 終状態で 100 Hz もあったのに、一つの μ 粒子しか要求できないとなればレートはもっと上がってしまう。それに、仮にこれらの終状態でトリガーをかけることができたとしても、LHCb に比肩する程度の十分数の B 中間子イベントを、他の物理プログラムを邪魔することなく確保できるのだろうか。

こんなマジックのようなことができると気づいたのは、2017 年のことである。ある日、何気なく CMS のトリガーレートを眺めていた誰かが言った。「図 15 の黒い線を見て欲しい。LHC は一回ビームをフィルすると、

およそ 12 時間程度連続的に運転する。ビームは次第にロスしていくので、時間とともにルミノシティーが減衰する。それに応じて CMS の物理トリガーのレートも下がっていく。ということは、ルミノシティーが落ちるのにしたがってバンド幅に余裕が出てくる。そこを使って、 $B\bar{B}$ を蓄積できないだろうか。」私には目からウロコの発想であった。すぐに CMS の精鋭たちが寄ってたかって議論を始め、ついにはそのための仕組みを短時間でこしらえ、2018 年に運用してしまった。

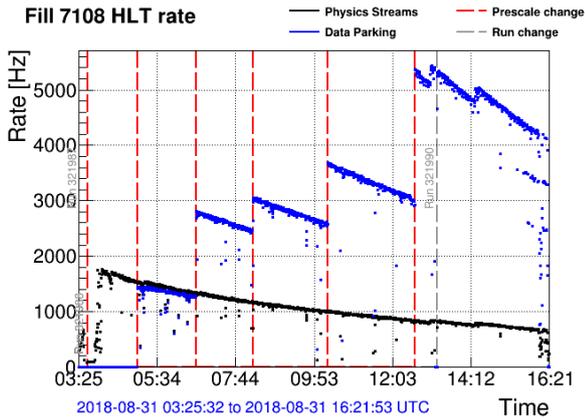


図 15: 1 つの LHC フィルに対するトリガーレートの推移。黒線で書かれているのが通常の物理トリガーによるレート。青 (灰) 線で描かれているのは本文に書いたパーキングトリガーのレート。[51] から抜粋。

骨子はこうだ [51]。まず、 $B\bar{B}$ 事象を効率的に蓄積するため、片方の B 中間子が $B \rightarrow \mu X$ に崩壊して出てくる μ 粒子をトリガーする。寿命の長い B 中間子由来であるため、 μ 粒子の出自が衝突点からずれていることもトリガーの要求に加える。こうすることでレートの増加を抑える。そして、ルミノシティーが落ちるのにしたがって、段階的に μ 粒子に対する p_T の要求を下げる (つまりレートは上がる)。ルミノシティーが 1.7×10^{34} ($1/\text{cm}^2\text{s}$) の時には $p_T > 12$ GeV を要求するが、 1.5×10^{34} ($1/\text{cm}^2\text{s}$) では $p_T > 9$ GeV を要求するといった具合である。最終的には $p_T > 7$ GeV まで下げる。さらに、出来るだけ大量のデータを蓄積するため、蓄積したデータの即時再構成 (prompt reconstruction) は、2019 年以降のシャットダウンまで後回しにする⁶。

図 15 において青 (灰) 線で示したのが、この仕組みでとられたデータのトリガーレートである。データの再構成を後回しにして倉庫においておくイメージなので、パーキングトリガーという名前が付けられた。ルミノシティーが落ちてくるのに従って、パーキングトリガーの

⁶これは結構知られていないことなのだが、CMS や ATLAS 実験ではトリガーした事象をすぐさま再構成した上で保存媒体に送る。これは主としてデータクオリティをすぐにチェックできるようにするためである。これを後回しにすれば、当然リスクは伴うが、実効的にトリガーレートの上限を増やせる。

レートが段階的に 5kHz まで上がっているのが分かる。

2018 年のデータ取得の結果、 10^{10} の $B\bar{B}$ データを蓄積することに成功した。ちなみに、LHCb はラン 2 が終わるまでに 10^{11} の $B\bar{B}$ を蓄積したが [52]、そのうちの 10% が μ 粒子トリガーであった。つまり、 μ 粒子を終状態にもつ事象数という観点で言えば、LHCb と肩を並べる統計量である。これで $B \rightarrow K\mu\mu$ や $B \rightarrow D^*\mu\nu$ 、 $B \rightarrow D^*\tau(\rightarrow \mu\nu\nu)\nu$ などの事象にアクセスできる。実際、 $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ を使った $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ の測定は、世界平均に十分貢献できるだけの精度が出せると考えられている。

B ファクトリー実験でできることをわざわざエネルギーフロンティア実験でやる必要はない、と思われるかもしれない。だが、 $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ を独立した実験が検証することには大きな意味がある。それに、 $\mathcal{R}_{D^{(*)}}$ は現状ではまだ統計によって制限されているから、CMS で LHCb と同程度の精度が実現できれば、アノマリーの検証に十分貢献できる。ルミノシティーが下がった時の空いたリソースを使ってやっているのだから、他の物理を圧迫しているわけでもない。High- q^2 の物理を着実にこなした上で、やれることはなんでもやるんだという CMS の貪欲な姿勢は、私は大いに結構だと思う。

今年 7 月からラン 3 が始まったが、2018 年に得たパーキング技術のノウハウをさらに発展させて野心的なトリガーを導入している。今度は ee 終状態を積極的に集めて LHCb と比肩する精度で $\mathcal{R}_{K^{(*)}}$ の測定をしようとする目論んでいる。そのための低運動量電子に特化したアルゴリズムも開発し終えたところである [51]。

8 さいごに

ミーハーに聞こえるかもしれないが、最近のフレーバーアノマリーは面白い。それを追いかけていった先に新物理があるかどうかは知らないが、その発見を目指してエネルギーフロンティア実験で新物理探索を進めることには一定の価値がある。

まず第一に、発見のチャンスがある。第二に、フレーバーアノマリーを説明する新物理として俎上にあがっているのは何年も前から議論されている新物理のいくつかであり、 B 中間子アノマリーに相性のいいパラメータスペースを重点的に調べるといった限定性はあるにせよ、それ自体が多くの新物理探索を進めることになる。そして第三に、この努力の過程で新しい粒子識別やトリガーの開発を行うことができ、結果として物理の裾野が広がった。パーキングトリガーで取得したデータは B の物理を超えて超対称性粒子などの新物理探索にも活用されているし、低運動量のタウレプトン識別アルゴリズムは、タウの $g-2$ 測定 [53] やスタウの探索、タウに結合するダークマターの探索などにも使われている。

物理的な観点でいえば、そもそも第3世代に特別なものを付与する新物理は数多く存在する。少々逆説的だが、仮にフレーバーアノマリーという後ろ盾を失ったとて、第3世代に注目する研究はこれからも続けていくだけの魅力や価値が十分にある。

フレーバーを区別する新しい場があるのかどうか。それは今後、 B ファクトリー実験、現象論、そしてエネルギーフロンティア実験が一丸となって明らかにしていくに違いない。ワクワクするではないか!

最後になるが、山田さん (KEK) には編集を担当していただきました。また、井黒さん (カールスルーエ工科大学)、北原さん (名古屋大学)、廣瀬さん (筑波大学) には推敲段階で貴重なコメントをいただきました。ここに記して感謝します。

参考文献

- [1] $\mu g-2$ Collaboration, PRL **126** (2021) 141801
- [2] D. Hanneke *et. al.*, PRL **100** (2008) 120801
- [3] 樊星, 高エネルギーニュース **40** No.3
- [4] LHCb Collaboration, Nature **18** (2022) 277
- [5] LHCb Collaboration, PRL **128** (2022) 191802
- [6] LHCb Collaboration, JHEP **08** (2017) 055
- [7] LHCb Collaboration, JHEP **05** (2020) 040
- [8] LHCb Collaboration, JHEP **06** (2014) 133
- [9] LHCb Collaboration, JHEP **11** (2016) 047
- [10] LHCb Collaboration, PRL **127** (2021) 151801
- [11] LHCb Collaboration, PRL **125** (2020) 011802
- [12] LHCb Collaboration, PRL **126** (2021) 161802
- [13] LHCb Collaboration, JHEP **11** (2021) 043
- [14] G. Isidori *et. al.*, PLB **822** (2021) 136644
- [15] LHCb Collaboration, PRL **118** (2017) 251802
- [16] G. Hiller *et. al.*, PRD **69** (2004) 074020
- [17] LHCb Collaboration, PRD **105** (2022) 012010
- [18] M. Beneke *et. al.*, JHEP **10** (2019) 232
- [19] HFLAV Collaboration, EPJC **81** (2021) 226
- [20] Belle Collaboration, PRD **92** (2015) 072014
- [21] Belle Collaboration, PRL **118** (2017) 211801
- [22] Belle Collaboration, PRL **124** (2020) 161803
- [23] Belle Collaboration, PRD **97** (2018) 012004
- [24] BaBar Collaboration, PRL **109** (2012) 101802
- [25] BaBar Collaboration, PRD **88** (2013) 072012
- [26] LHCb Collaboration, PRL **115** (2015) 111803
- [27] LHCb Collaboration, PRL **120** (2018) 171802
- [28] LHCb Collaboration, PRD **97** (2018) 072013
- [29] LHCb Collaboration, PRL **120** (2018) 121801
- [30] L. Di Luzio *et. al.*, EPJC **77** (2017) 536
- [31] G. D'Ambrosio *et. al.*, NPB **645** (2002) 155
- [32] CMS Collaboration, JHEP **07** (2021) 208
- [33] A. Greljo *et. al.*, EPJC **77** (2017) 548
- [34] A. Crivellin *et. al.*, PRD **104** (2021) 115016
- [35] CMS Collaboration, arXiv:2202.12327 (2022)
- [36] N. Raj, PRD **95** (2017) 015011
- [37] CMS Collaboration, PAS-EXO-19-016 (2022)
- [38] B. Diaz *et. al.*, JHEP **10** (2017) 097
- [39] M. Schmaltz *et. al.*, JHEP **01** (2019) 132
- [40] CMS Collaboration, JHEP **07** (2018) 115
- [41] C. Cornella *et. al.*, JHEP **08** (2021) 050
- [42] CMS Collaboration, PAS-HIG-21-001 (2022)
- [43] ATLAS Collaboration, PRL **125** (2020) 051801
- [44] L. Di Luzio *et. al.*, PRD **96** (2017) 115011
- [45] L. Di Luzio *et. al.*, JHEP **11** (2018) 081
- [46] CMS Collaboration, PAS-EXO-21-009 (2022)
- [47] CMS Collaboration, PAS-BPH-21-006 (2022)
- [48] ATLAS, CMS and LHCb Collaborations, PAS-BPH-20-003 (2020)
- [49] CMS Collaboration, PLB **781** (2018) 517
- [50] CMS Collaboration, DP-2020-039 (2020)
<https://cds.cern.ch/record/2725233>
- [51] CMS Collaboration, DP-2019-043 (2019)
<https://cds.cern.ch/record/2704495>
- [52] LHCb Collaboration, JINST **14** (2019) P04013
- [53] CMS Collaboration, arXiv:2206.05192 (2022)