

CERN Summer Student Programme 2021 参加報告

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻修士1年

児玉 将馬

shoma@hep.phys.s.u-tokyo.ac.jp

2021年(令和3年)10月20日

1 はじめに

2021年6月28日から8月27日まで、CERN (virtual) Summer Student Programmeに参加した。残念ながらオンラインでの開催となり現地へ行くことはできなかったが、講義・研究ともに非常に密度の濃い時間を過ごすことができた。私はLHCb実験に配属され、Lepton Universality Violationに関わる研究に携わることができた。ここでは活動内容や感じたことについて報告する。

2 活動内容

2.1 講義

プログラムの最初の5週間は現地時間の午前中にライブの講義、午後にQ&A sessionがあった。午前中のライブ授業が例年よりも減らされているらしく、その分の補完として午後の時間が設けられていた。Q&A sessionは、事前に2年前の授業の映像を見ることを推奨され、その内容を元に行われた。そのため、全ての授業を視聴すると例年よりも充実していたのだと思う。内容は素粒子物理学をはじめ、統計・加速器物理・宇宙論・医学応用と多岐にわたっており、非常に幅広い分野について学ぶことができた。Q&A sessionは、司会者が止めないと終わらないことは珍しくなく、オンラインながら活発に行われていた。

2.2 見学

研究施設の中を見て回る virtual visit が何度か行われた。オンラインながら人数を絞って複数回に分けて行い、一人一人の質問に丁寧に答えていたのが印象的であった。

2.3 研究

私は前述の通りLHCb実験グループに配属され、指導教官のGuy Wormser氏のもとRun2のデータを用いて、

$$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-; \Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + \pi^+ \quad (1)$$

という物理モードのBranching Ratioを求める解析を行った。

LHCb実験はCERNのLarge Hadron Collider(LHC)の衝突点の1つに位置する実験である。LHCb実験の目的はbottom, anti-bottom クォークを含む粒子の崩壊を記録し解析を行うことである。検出器は図1のようなものである[1]。

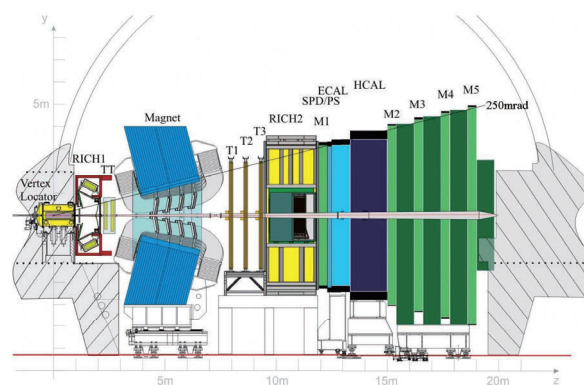


図1: LHCb実験の検出器

2.3.1 動機

LHCb実験において最終的に求めたい値の1つに以下のようなものがある。

$$R(\Lambda_c) = \frac{Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau)}{Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \quad (2)$$

Lepton Universalityを仮定し τ と μ の質量の違いを除けば、これは1になるはずである。実験では $R(\Lambda_c)$ の分子を求めるために、 $Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau; \tau^- \rightarrow 3\pi\nu_\tau)$

というモードを用いる予定である。このモードに対する不確かさを減らすために、終状態のハドロンが同じである別のモードとの比

$$K(\Lambda_c) = \frac{Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau; \tau^- \rightarrow 3\pi \nu_\tau)}{Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi)} \quad (3)$$

を用いて値を得る。そこでこの $K(\Lambda_c)$ の分母の値の正確な理解が必須となる。プログラムでは LHCb 実験のデータを用いてこの $K(\Lambda_c)$ の分母を求めた。

2.3.2 方法

データより、イベント数の比

$$\frac{\#(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi; \Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)}{\#(B^0 \rightarrow D^* 3\pi; D^* \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)} \quad (4)$$

を得ることができる。それぞれのモードはイベントの純度を高めるため、様々なトリガーが用いられ、また、様々なカットがかけられている。これらの系統誤差を見積もる必要がある。またイベント数はシグナルをフィットして求めるため、その系統誤差も見積もる必要がある。

式 (4) で示した比は

$$\frac{Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi)}{Br(B^0 \rightarrow D^* 3\pi)} \times \frac{f_{\Lambda_b^0}}{f_{B^0}} \times \frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)}{Br(D^* \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)} \times \frac{\epsilon_{\Lambda_b^0}}{\epsilon_{B^0}} \quad (5)$$

と等しくなる。ここでそれぞれの粒子の検出効率 $\epsilon_{\Lambda_b^0}$ と ϵ_{B^0} はモンテカルロシミュレーションによって得ることができる。

また、LHCb-PAPER-2018-050[2] において LHCb 実験の検出器に入射する B^0 と Λ_b^0 の比がそれぞれの粒子の運動量の関数として図 2 のように求まっている。なお、上記の引用元では $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ の値も求めており、 $Br(B^0 \rightarrow D^* 3\pi)$ 、 $Br(D^* \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)$ は既に求まっている [3] ことから、実験によって 2 つのモードの比を計算すると $Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi)$ が求められる。ここで $B^0 \rightarrow D^* 3\pi$; $D^* \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ を用いたのは、終状態の粒子をなるべく揃えることで、検出器由来の不確かさを減らすためである。

2.3.3 系統誤差

今回の研究で最も困難であった点は、系統誤差の見積もりである。以下の誤差源について見積もりを行った。

- シグナルの選択
- ダリツ再重み付け (Dalitz reweighting)
- Λ_b^0 の運動量
- Λ_c^+ の除去
- シグナルのフィッティング

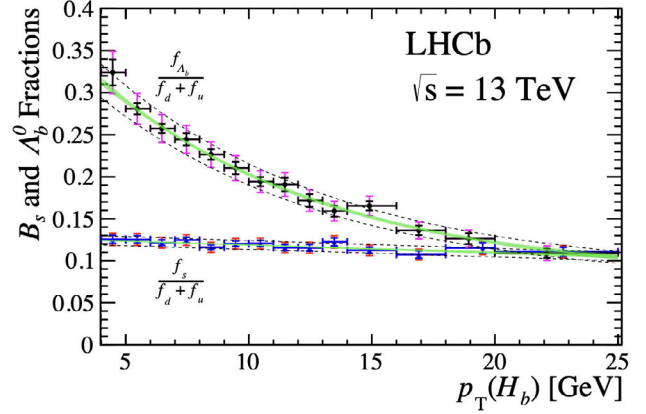


図 2: LHCb 実験の検出器に入射する粒子の比。分母は $f_d + f_u$ つまり LHCb 実験の検出器に入射するボトムクォークを含むハドロンのうちダウンクォークとアップクォークを含む B 中間子の割合を表している。アイソスピン対称性を仮定すると $f_{B^0} = f_d = f_u$ となる。 $f_{\Lambda_b^0}$ は同様に Λ_b^0 の割合を表している。 f_s はストレンジクォークを含む B 中間子の割合を表している。今回は $f_{\Lambda_b^0}/(f_d + f_u)$ の分布を用いた。

- モンテカルロの統計量
- トリガーの補正
- 粒子識別の補正
- Λ_b^0 と B^0 の生成数の比
- $Br(B^- \rightarrow \mu D^0 \nu)$
- $Br(B^0 \rightarrow D^* 3\pi)$

シグナルの選択に関しては、シグナルの純度を上げるために使われている様々なカットのうち、最も不定性が大きいカットに関するパラメータの値を変化させてみて、どの程度変化するかその割合を系統誤差とした。

ダリツ再重み付け (Dalitz reweighting) とは、実データとモンテカルロの出力が若干異なることを補正するために用いられている再重み付け手法である。今回使用したダリツ再重み付けは $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ のダリツプロットをもとに作成されたもので、図 3 のように pK の不変質量分布がデータを再現するようにモンテカルロを補正している。これに関する系統誤差は、適用前後のデータ数の変化の割合を用いた。

さらにデータとモンテカルロを一致させるため、 Λ_b^0 の運動量を用いて再重み付けを行なった。これも適用前後のデータ数の差を系統誤差とした。

続いて行なったのが Λ_c^+ の除去に関する系統誤差の見積もりである。これを除くのは、最終的に得たい $Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau)$ には Λ_c の励起状態が存在しないためである。

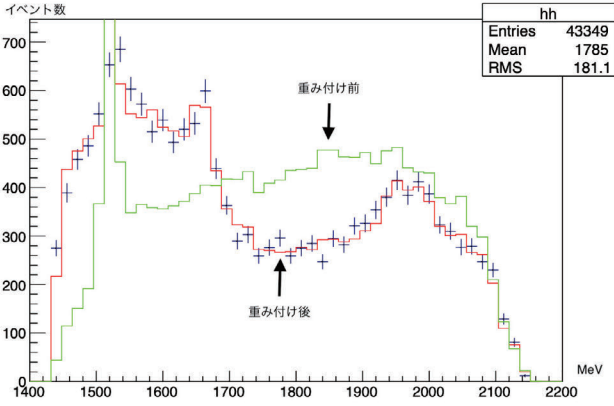


図 3: pK の質量分布。データ点は誤差棒とともに示している。薄い灰色 (緑) が重み付けする前のモンテカルロ、濃い灰色 (赤) が重み付け後のモンテカルロの分布を表している。

$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi$ には 4 つの中間状態が存在する。

$$\begin{aligned} \Lambda_b^0 &\rightarrow \Lambda_c(2595)^+ \pi; \Lambda_c(2595)^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \\ \Lambda_b^0 &\rightarrow \Lambda_c(2625)^+ \pi; \Lambda_c(2625)^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \\ \Lambda_b^0 &\rightarrow \Sigma_c(2455)^0 \pi \pi; \Sigma_c(2455)^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \\ \Lambda_b^0 &\rightarrow \Sigma_c(2455)^{++} \pi \pi; \Sigma_c(2455)^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \end{aligned}$$

これらを取り除くために複数の方法を試し、その差を系統誤差として見積もった。実際には上 2 つに関しては図 4 のような非常に綺麗なピークが見られるのでこの部分を取り除けば良く、下 2 つについて見積もりを行なった。こちらに関しては、図 5、図 6 のようになっており、系統誤差の見積もりが必要である。なお正確性を高めるため、崩壊幅が大きく分布に大きく影響を与える Λ_c^+ の質量を差し引いている。

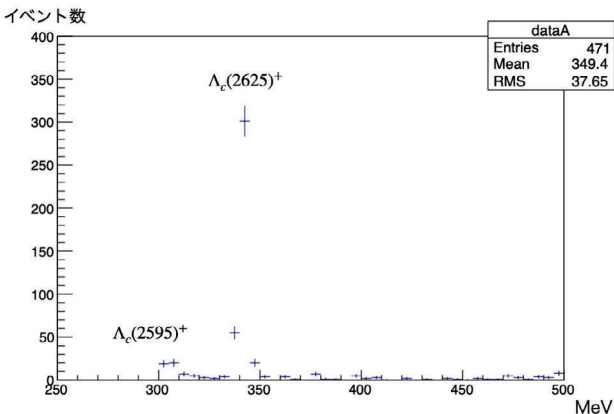


図 4: $M_{\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-} - M_{\Lambda_c^+}$ の質量差分布。 $\Lambda_c(2595)^+$ の方には別のカットがかけられておりピークが小さくなっている。

シグナルのフィッティングに関してはバックグラウンドの関数を変更したり、いくつかのフィッティングパラ

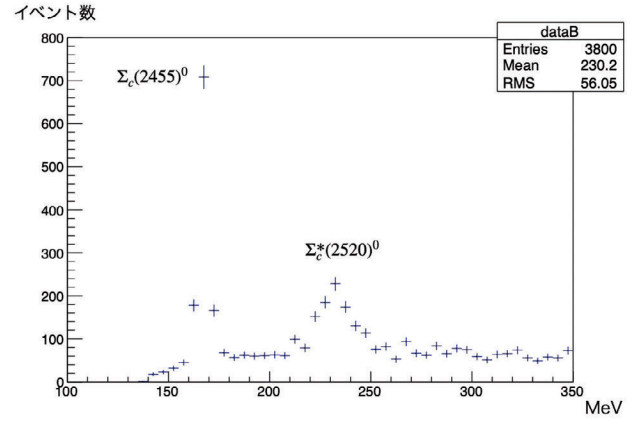


図 5: $M_{\Lambda_c^+ \pi^-} - M_{\Lambda_c^+}$ の質量差分布。 $\Sigma_c^*(2520)^0$ は $\Sigma_c(2455)^0$ の励起状態である。

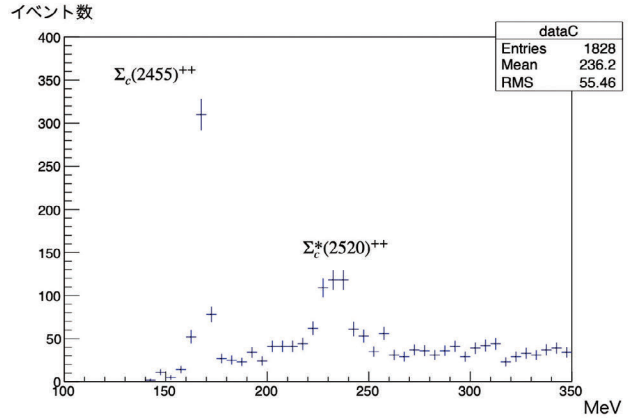


図 6: $M_{\Lambda_c^+ \pi^+} - M_{\Lambda_c^+}$ の質量差分布。 $\Sigma_c^*(2520)^{++}$ は $\Sigma_c(2455)^{++}$ の励起状態である。

メーターを固定してフィットしたりして、どの程度の変化が見られるかを試した。結果、バックグラウンドの関数を変化させたときにデータ数の見積もりに大きく影響があったため、この時のデータ数の変化分を系統誤差とした。フィッティングの結果は図 7 のようなものである。

モンテカルロの統計量に由来する系統誤差は統計量 N に対して $1/\sqrt{N}$ で見積もった。

トリガーの補正に関しても、複数のトリガーの差を再重み付けとして用いてその変化を見ることにより、系統誤差とした。

粒子識別に関する系統誤差は、終状態の粒子をできるだけ同じになるようにモードを選ぶことによって打ち消し合うようにしている。具体的には、今考えているのは $Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi)/Br(B^0 \rightarrow D^* 3\pi)$ で、 Λ_c^+ は p, K^-, π^+, D^* は K^-, π^+, π^+ に崩壊するモードである。しかし陽子のみ差が出てきてしまうので、その粒子識別に関する系統誤差を見積もった。ここでは、陽子の運動量などを用いたいくつかの再重み付けをし、その差を系統誤差として見積もった。

Λ_b^0 と B^0 の生成数の比に由来する系統誤差は LHCb-

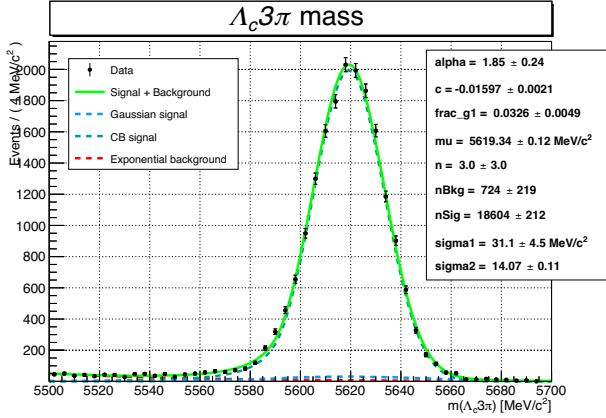


図 7: Λ_c^0 の質量分布。データ数の見積りはこのようなフィッティングを用いて行われた。

PAPER-2018-050 から $f_{\Lambda_b^0}/f_{B^0}$ を運動量の関数として算出し、自分が得たデータ数の比を検出効率で補正したものから割り、その結果を見ることで見積りを行なった。これは、

$$\begin{aligned} \frac{N(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi)}{N(B^0 \rightarrow D^* 3\pi)} \times \frac{f_{B^0}}{f_{\Lambda_b^0}} \\ = \frac{Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi)}{Br(B^0 \rightarrow D^* 3\pi)} \times \frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK\pi)}{Br(D^* \rightarrow K\pi\pi)} \quad (6) \end{aligned}$$

となり、運動量依存性がなくなることを利用している。理想的には式 (6) の左辺はどの運動量領域のイベントを用いて計算しても同じ値となるはずだが、実際には運動量依存性を少し持ってしまうので、その程度を系統誤差として見積もった。

その他の分岐比に関する系統誤差は過去の解析によって既に得られている値を用いた。

2.3.4 結果

本解析の結果、

$$\begin{aligned} Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \pi^+ \pi^-) \\ = (5.05 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.64(\text{syst.})) \times 10^{-3} \quad (7) \end{aligned}$$

が得られた。前述の通り、 Λ_c^* 状態を経由するものは除いている。

PDG によると、

$$\begin{aligned} Br(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; \text{without } \Lambda_c^*, \text{ PDG}) \\ = (6.14 \pm 0.94) \times 10^{-3} \quad (8) \end{aligned}$$

である。

今回得られた結果は誤差の範囲内で一致した。

3 プログラム中の生活

今回はオンライン開催となり日本国内からの参加となったため、大学の授業も途中まで受けながらの参加となった。そのため前半は非常に多忙を極めた。また時差の都合で午前 2 時程度まで関連する講義等があり、その点は仕方がないがきついと感じることもあった。やはり、せっかくの機会であったので現地に足を運びたかったというのが正直なところである。

4 今後の抱負とプログラムに望むこと

今回の研究で学んだ知識や技術を今後の自分の研究に活かしていきたい。修士 1 年の段階で同じ素粒子分野の別の研究に携わり、見聞が広まったので、今後も積極的にこういったプログラムには参加していきたい。

今回はコロナ禍という異例の開催だったので仕方ない部分もあるが、他の参加者との交流がやや少なかったのは残念であった。海外から参加されている人は非常に多岐にわたるバックグラウンドを持っていたように感じるため、そういった人により一層交流ができればよかった。来年以降は自分は参加できないが、是非対面で開催されることを願う。

5 謝辞

プログラムに参加するにあたって、多くの方にお世話になりました。推薦書を書いていただいた横山将志教授、花垣和則教授に感謝申し上げます。KEK の皆様には事務手続きやこちらからの質問にお答えいただきました。Supervisor の Guy Wormser 氏にはプログラム期間前の 4 月から何度もオンラインで相談に乗ってくださり、充実したプログラムを送ることができました。また、円滑なプログラム運営のため様々な企画を用意してくださり、また個別の質問にも対応いただいた CERN の皆様、特に Ana Dordevic 氏にはお世話になりました。

参考文献

- [1] The LHCb Collaboration and A Augusto Alves *et al.*, JINST **3**, S08005 (2008).
- [2] The LHCb Collaboration and R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. D **100**, 031102 (2019).
- [3] Particle Data Group and Zyla, P A *et al.*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2020**, 083C01 (2020).