# ATLAS 有效场理论在顶夸克部分的结果

金东元 <sup>1,2</sup> 代表 ATLAS 合作组

1 斯德哥尔摩大学,瑞典 2 奥斯卡克莱因中心,瑞典

电子邮件: dong.won.kim@cern.ch



第十七届国际
 顶夸克物理研讨会 (TOP2024)
 法国圣马洛, 2024年9月22日至27日
 doi:10.21468/SciPostPhysProc.?

## 摘要

没有直接产生超出标准模型 (BSM) 粒子的 TeV 尺度证据,可以通过有效场论 (EFT),如标准模型 EFT(SMEFT),系统地探索与标准模型 (SM)的偏差。SMEFT 是一个用于探测 BSM 效应的框架,通过引入由威尔逊系数参数化的高维算子来扩展 SM。这项贡献突出了三个使用ATLAS Run-2 数据集进行的最近分析,在质心能量 √s=13TeV 和综合亮度为 140fb<sup>-1</sup> 的情况下。结合测量增强了对威尔逊系数的敏感性,探索了 SMEFT 在顶夸克部分的潜力。

# 1 介绍

没有证据表明 ATLAS 实验在 TeV 尺度上直接产生了超出标准模型的粒子 [1],这表明超出标准模型(BSM)的效应可能出现在当前实验可达到的能量尺度之外。然而,仍然可以系统地使用有效场论(EFT),如标准模型有效场论(SMEFT),来探索与标准模型(SM)预测的小偏差。SMEFT 通过引入由威尔逊系数参数化的高维算子来扩展标准模型,这为量化潜在的超出标准模型效应和精确测量标准相互作用与有效相互作用 [2–4] 之间的量子干涉提供了框架:

$$\mathcal{L}_{\text{SMEFT}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{i,d>4} \frac{c_i^{(d)} \mathcal{O}_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{c_i^{(6)} \mathcal{O}_i^{(6)}}{\Lambda^2} + \sum_j \frac{c_j^{(8)} \mathcal{O}_j^{(8)}}{\Lambda^4} + \cdots$$

其中  $\mathcal{L}_{SMEFT}$ ,  $\mathcal{L}_{SM}$ ,  $c_i$ , d,  $O_i$  和  $\Lambda$  分别代表 SMEFT 拉格朗日量、标准模型拉格朗日量、威尔逊系数、算子维数、高维算子和截止尺度。作为标准模型中最重的粒子,顶夸克对超出标准模型的物理特别敏感,涉及顶夸克的罕见过程是 SMEFT 研究中的重要探测手段。在此背景下,强调了基于 2016-2018 年间采集的完整运行 2 数据集 (对应于集成亮度为 140fb<sup>-1</sup> 的数据) 对三个近期 ATLAS 结果的 EFT 解释:测量与光子关联的  $t\bar{t}$  产生 ( $\gamma$ ) [5], t 通道中的 tq 产生 [6],以及涉及  $\mu\tau qt$  [7] 的电荷轻子味破坏 (cLFV) 相互作用的搜索,其中 q 表示 u-或 c-夸克。

<sup>©</sup>版权 I 2024 欧洲核子研究组织(CERN)为 ATLAS 合作项目之利益。根据 CC-BY-4.0 许可,允许复制本文或其部分内容。



图 1: 单轻子和二轻子通道组合测量的光子 *p*<sub>T</sub> 分布与标准模型预测以及一个非零有效场论参数情景的比较。下图显示了预测值与数据的比例。[5]

## 2 顶夸克测量和 EFT 解释的搜索

不同过程的测量提供了对不同的有效场论算子的敏感性。在 ATLAS 有效场论中,顶夸克 过程的分析主要考虑六维算子( $O^{(6)}$ ),但结果通常会与包含标准模型-有效场论干涉项( $\Lambda^{-2}$ ) 和高阶有效场论-有效场论干涉项( $\Lambda^{-4}$ )的情景进行比较,以考虑到更高维度贡献的潜在影 响。SMEFT 算子使用华沙基定义并通过蒙特卡洛工具如 *MadGraph5\_aMC@NLO* [8] 以及专用 软件包如 *SMEFTatNLO* [9]、六维项点 [10] 和项 *FCNC* [11] 实现。对于这些研究,新物理尺度 通常固定在  $\Lambda = 1$  TeV,并对个别和边缘化的威尔逊系数施加限制。一般只分析影响相关顶点 的一小部分算子,尽管某些测量也对成对的系数提供联合约束。

#### 2.1 测量包含和差分的 tīγ 截面

全面和差异截面测量了具有 SMEFT 解释的 tīγ 产生,利用单轻子和双轻子最终状态。规定的相空间考虑从初始态部分子或其中一个顶夸克辐射出来的光子。对于单轻子通道,使用 多类神经网络(NN)来区分信号与背景,而在双轻子通道中则使用二元分类器。结果显示与标准模型有很好的一致性,并仔细检查了输入变量在数据中的建模情况。

使用差分  $t\bar{t}\gamma$  测量结果进行了 SMEFT 解释,并通过结合  $t\bar{t}\gamma$  和  $t\bar{t}Z$  数据获得了额外的见解。提取了威尔逊系数  $C_{tB}$  和  $C_{tW}$  的实部和虚部,包括线性项、交叉项和二次项贡献。这是通过对粒子层面上图 1 中光子横向动量 ( $p_T$ )分布进行轮廓似然拟合实现的。提取的对  $C_{tB}$  和  $C_{tW}$  的限制与标准模型的预测一致,如图 2(a) 所示。

由于  $C_{tB}$  和  $C_{tW}$  也影响  $t\bar{t}Z$  的生成,  $t\bar{t}\gamma$  和  $t\bar{t}Z$  的组合提供了更强的约束, 特别是在  $C_{tW}$ 上。此外, 结合多个测量提供了改进的区分能力, 解决了极限提取中的简并性 (例如, 图 2(b), 其中  $C_{t\gamma}$  和  $C_{tZ}$  是  $C_{tB}$  和  $C_{tW}$  的线性组合)。在 95%置信水平 (CL) 范围内未观察到与标准模型 有显著偏离。



(a)  $\operatorname{Re}[C_{tW}]$  与仅从  $t\bar{t}\gamma$  测量中得出的  $\operatorname{Im}[C_{tB}]$  相比。

(b)  $Im[C_{t\gamma}]$  与来自  $t\bar{t}\gamma$  和  $t\bar{t}Z$  测量的  $Re[C_{t\gamma}]$  相比。

图 2: 二维边缘化后验概率分布来自二次拟合的 EFT 算子,表示 68%和 95%置信 区间。[5]

## 2.2 tq(tq) 在t 通道的截面测量

单顶夸克或反顶夸克通过 t 通道交换虚拟 W 玻色子产生的截面测量已经完成。事件选择 包括一个孤立的电子或  $\mu$  子,显著的横动量缺失 ( $E_T^{miss}$ ),以及正好两个高  $p_T$  的强子喷注,其 中一个需要是 b 标记。使用了人工神经网络来构建一个能够有效区分信号和背景事件的判据。 在图 3 中展示的人工神经网络判据 ( $D_{nn}$ )分布用于轮廓极大似然拟合以提取信号产量。这些测 量是在 SMEFT 框架下进行解释的,对两个算子的威尔逊系数设置了 95%置信水平限制:四夸 克算子  $C_{qq}^{3,1}/\Lambda^2$  (-0.37 < $C_{qq}^{3,1}/\Lambda^2$ < 0.06),以及耦合第三代夸克与希格斯玻色子双重重夸克算 子  $C_{\phi Q}^3/\Lambda^2$  (-0.87 < $C_{\phi Q}^3/\Lambda^2$ < 1.42)。包含了 SMEFT 效应的完全模拟样本已被用于确保这些贡 献的准确建模。



图 3: 观测到的 *D*<sub>nn</sub> 拟合后分布 (黑色标记) 对于 (a) SR 加和 (b) SR 减。叠加在堆叠 直方图上的条带包含了对 SM 预测的所有不确定性,考虑了来自拟合的相关性。下 部面板显示了数据与预测的比例,并以灰色条带表示不确定性。[6]

## 2.3 搜索带有轻子 flavour 违反 (cLFV) 的 μτqt 相互作用

在 μτqt 过程中搜索 cLFV 相互作用,考虑了顶夸克的产生和衰变。研究了带有两个同号 轻子、一个有强子衰变的 τ-轻子以及至少一个 b 标记喷流的事件(见图 4)。没有观察到超过 SM 预测的显著超出,并对  $\mathcal{B}(t \to \mu \tau q) < 8.7 \times 10^{-7}$  的分支比设定了 95% CL<sub>s</sub> 置信度限值。进 行了 SMEFT 解释,根据相关轻夸克的味道和耦合的洛伦兹结构得出了 Wilson 系数的 95% CL 约束。这些范围从  $|C_{lequ}^{3(2313)}|/\Lambda^2 < 0.10 \text{ TeV}^{-2}$  对应 μτut 到  $|C_{lequ}^{3(2323)}|/\Lambda^2 < 1.8 \text{ TeV}^{-2}$  对应 μτct (见表 1)。这些结果补充了之前的 EFT 分析 [12],并进一步限制了涉及顶夸克的 cLFV 过程。



图 4: 观测事件产量在 SR 中与 MC 模拟作为轻子和喷注横向动量标量和的函数 $H_{T}$ 。信 号样本是在所有威尔逊系数同时设置为 0.1 的情况下生成的新物理尺度  $\Lambda$ =1TeV。[7]

	95% CL upper limits on $ c /\Lambda^2$ [TeV <sup>-2</sup> ]					
	$c_{lq}^{-(ijk3)}$	$c_{\rm eq}^{(ijk3)}$	$c_{ m lu}^{(ijk3)}$	$c_{\rm eu}^{(ijk3)}$	$c_{\rm lequ}^{1(ijk3)}$	$c_{\rm lequ}^{3(ijk3)}$
Previous (u)	12	12	12	12	18	2.4
Expected (u)	0.33	0.31	0.3	0.32	0.33	0.08
Observed (u)	0.43	0.41	0.4	0.42	0.44	0.10
Previous (c)	14	14	14	14	21	2.6
Expected (c)	1.3	1.2	1.2	1.2	1.4	0.28
Observed (c)	1.6	1.6	1.6	1.6	1.8	0.36

表 1: 对应于可能在 μτ 通道 [7] 中引入 cLFV 顶夸克衰变的 2Q2L 有效场理论算子的 95% CL 上限的预期值和观测值,以及来自 Ref. [12] 的现有上限。

## 3 结论

利用 ATLAS 探测器的完整运行 2 数据集进行了三项分析,重点关注通过有效场论框架在 顶夸克领域寻找 BSM 物理的研究。改进测量与新增信道的结合显著提高了对威尔逊系数的敏 感度,打破了简并性并收紧了约束条件。此外,鉴于 ATLAS 中的许多基于 EFT 的分析假设  $\Lambda$  为 1TeV,接近当前实验能量尺度,合作组已开始直接限制  $\Lambda$ ,探索不同耦合强度 ( $c_i = 0.01$ , 1,  $4\pi^2$ )的场景 [13]。在顶夸克领域,SMEFT 继续适应和进步,与来自 LHC 实验数据不断提高的精度保持一致。

# 参考文献

- ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3, S08003 (2008), doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [2] I. Brivio and M. Trott, *The Standard Model as an Effective Field Theory*, Phys. Rept. **793**, 1 (2019), doi:10.1016/j.physrep.2018.11.002, 1706.08945.
- [3] C. Englert and M. Spannowsky, *Effective Theories and Measurements at Colliders*, Phys. Lett. B 740, 8 (2015), doi:10.1016/j.physletb.2014.11.035, 1408.5147.
- [4] W. Buchmuller and D. Wyler, *Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation*, Nucl. Phys. B 268, 621 (1986), doi:10.1016/0550-3213(86)90262-2.
- [5] ATLAS Collaboration, Measurements of inclusive and differential cross-sections of  $t\bar{t}\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector, JHEP **10**, 191 (2024), doi:10.1007/JHEP10(2024)191, 2403.09452.
- [6] ATLAS Collaboration, Measurement of t-channel production of single top quarks and antiquarks in pp collisions at 13 TeV using the full ATLAS Run 2 data sample, JHEP 05, 305 (2024), doi:10.1007/JHEP05(2024)305, 2403.02126.
- [7] ATLAS Collaboration, Search for charged-lepton-flavor violating  $\mu \tau qt$  interactions in top-quark production and decay in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Rev. D **110**, 012014 (2024), doi:10.1103/PhysRevD.110.012014, 2403.06742.
- [8] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli and M. Zaro, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP 07, 079 (2014), doi:10.1007/JHEP07(2014)079, 1405.0301.
- [9] C. Degrande, G. Durieux, F. Maltoni, K. Mimasu, E. Vryonidou and C. Zhang, Automated one-loop computations in the standard model effective field theory, Phys. Rev. D 103, 096024 (2021), doi:10.1103/PhysRevD.103.096024, 2008.11743.
- [10] D. Barducci et al., Interpreting top-quark LHC measurements in the standard-model effective field theory (2018), 1802.07237.
- [11] C. Degrande, F. Maltoni, J. Wang and C. Zhang, Automatic computations at next-to-leading order in QCD for top-quark flavor-changing neutral processes, Phys. Rev. D 91, 034024 (2015), doi:10.1103/PhysRevD.91.034024, 1412.5594.
- [12] M. Chala, J. Santiago and M. Spannowsky, Constraining four-fermion operators using rare top decays, JHEP 04, 014 (2019), doi:10.1007/JHEP04(2019)014, 1809.09624.
- [13] LHC Top Working Group, LHC Top Physics Working Group Summary Plots, https://twiki. cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWGSummaryPlots, Accessed: 2024-11-30.