

AUTOREFERAT

Badania oddziaływań elektroślabych na LHC oraz poszukiwanie zjawisk spoza modelu standardowego

dr inż. Mateusz Dyndał

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie

14 kwietnia 2021



Spis treści

1 Dane osobowe	3
2 Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej	3
3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych	3
4 Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy	4
4.1 Wstęp	4
4.2 Eksperyment ATLAS na LHC	6
4.3 Oddziaływania foton-foton na LHC	6
4.3.1 Pierwsza bezpośrednia obserwacja procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (prace H1–H2)	8
4.3.2 Szczegółowy pomiar oraz interpretacja procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (praca H3)	11
4.4 Precyzyjny pomiar produkcji par bozonów W (praca H4)	13
4.5 Perspektywy nowych pomiarów (prace H5–H6)	20
4.6 Podsumowanie	26
5 Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej, w szczególności zagranicznej	33
6 Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę	34
6.1 Prowadzenie zajęć dydaktycznych	34
6.2 Opieka naukowa	34
6.3 Osiągnięcia organizacyjne	34
6.4 Popularyzacja nauki	35
7 Podziękowania	35

1 Dane osobowe

Imię i nazwisko: Mateusz Dyndał
Miejsce zatrudnienia: Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica
al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
Telefon: +48 12 617 30 08
E-mail: Mateusz.Dyndal@cern.ch
ORCID: 0000-0001-9632-6352

2 Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej

Doktor nauk fizycznych 2015
Uniwersytet Paris-Sud w Paryżu oraz
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej,
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie
(Doctorat Cotutelle)
Tytuł pracy: Two-Photon Interactions in Proton-Proton Collisions
with the ATLAS Experiment at the LHC
Promotorzy: dr hab. Laurent Schoeffel (Paris-Sud)
prof. dr hab. inż. Mariusz Przybycień (AGH)

**Magister inżynier
fizyki technicznej** 2012
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej,
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie
Tytuł pracy: Badanie korelacji w zderzeniach ciężkich jonów w
eksperymentcie ATLAS
Promotorzy: dr inż. Iwona Grabowska-Bołd
dr hab. inż. Mariusz Przybycień

3 Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

od 12/2020 adiunkt badawczy
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie

12/2018 – 11/2020 pracownik naukowy (ang. Research Fellow)
Europejska Organizacja Badań Jądrowych CERN, Genewa

02/2016 – 12/2018 pracownik naukowy (ang. Research Fellow)
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

10/2015 – 02/2016 asystent
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Akademia Górniczo-Hutnicza im. St. Staszica w Krakowie

4 Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy

Jako osiągnięcia naukowe o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy przedstawiam cykl 6 powiązanych tematycznie publikacji:

- [H1] ATLAS Collaboration, *Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC*, *Nature Phys.* **13** (2017) 852–858, [1702.01625].
- [H2] ATLAS Collaboration, *Observation of light-by-light scattering in ultraperipheral Pb+Pb collisions with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 052001, [1904.03536].
- [H3] ATLAS Collaboration, *Measurement of light-by-light scattering and search for axion-like particles with 2.2 nb⁻¹ of Pb+Pb data with the ATLAS detector*, *JHEP* **03** (2021) 243, [2008.05355].
- [H4] ATLAS Collaboration, *Measurement of fiducial and differential W⁺W⁻ production cross-sections at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 884, [1905.04242].
- [H5] M. Dyndal, A. Glazov, M. Luszczak oraz R. Sadykov, *Probing the photonic content of the proton using photon-induced dilepton production in p+Pb collisions at the LHC*, *Phys. Rev. D* **99** (2019) 114008, [1901.06305].
- [H6] M. Dyndal, M. Klusek-Gawenda, M. Schott oraz A. Szczurek, *Anomalous electromagnetic moments of τ lepton in $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ reaction in Pb+Pb collisions at the LHC*, *Phys. Lett. B* **809** (2020) 135682, [2002.05503].

obejmujący oryginalne prace badawcze pod wspólnym tytułem:

“Badania oddziaływań elektroślabych na LHC oraz poszukiwanie zjawisk spoza modelu standardowego”.

Opis celu wymienionych powyżej artykułów oraz uzyskanych wyników, jak również ich opis i interpretacja

4.1 Wstęp

Pochodzenie Wszechświata i podstawowe składniki materii od wieków były przedmiotem zainteresowania ludzkości. Różne teorie i odkrycia ustanowione od lat trzydziestych XX wieku zaowocowały szczegółowym wglądem w podstawową strukturę materii: odkryto, że wszystko we Wszechświecie zbudowane jest z cząstek elementarnych rządzonych przez cztery podstawowe oddziaływania. Jednym z głównych osiągnięć fizyki teoretycznej minionego wieku jest opracowanie tzw. modelu standardowego fizyki cząstek elementarnych [1]. Model ten z powodzeniem sklasyfikował wszystkie znane nam cząstki elementarne w grupy o podobnych właściwościach kwantowych.

Na początku ubiegłego wieku potrzeba przetestowania nowych teorii fizycznych spowodowała szybki rozwój metod detekcji cząstek. Aby zweryfikować założenia modelu standardowego już od lat pięćdziesiątych XX wieku budowano

eksperymenty z naładowanymi cząstkami przyspieszanymi do wysokich energii. Energia uwolniona podczas ich zderzeń pozwala na produkcję i odkrywanie nowych cząstek [2, 3, 4, 5]. Wraz z rozwojem technologii akceleratorów i detektorów wzrosła energia przyspieszanych cząstek. Pod koniec XX wieku w zderzeniach elektron–pozyton osiągnięto energię aż 200 GeV (Large Electron–Positron collider w CERN, LEP [6]), po czym nastąpił jej wzrost wraz z budową akceleratora proton–antyproton w Fermilab (Tevatron) [7] oraz Wielkiego Zderzacza Hadronów (LHC) w CERN [8].

Fermiony są podstawowymi elementami budującymi materię. Cząstki te występują w dwóch grupach zwanych kwarkami i leptonami. Każda grupa składa się z sześciu cząstek, które powiązane są parami. Najlżejsze i najbardziej stabilne cząstki tworzą pierwszą generację, podczas gdy cięższe i mniej stabilne cząstki należą do drugiej i trzeciej generacji. Cała stabilna materia składa się z cząstek należących do pierwszej generacji, a wszelkie cięższe cząstki szybko rozpadają się na bardziej stabilne. Kwarki są sparowane w trzech generacjach: „kwark górny” (u) i „kwark dolny” (d) tworzą pierwszą generację, „kwark powabny” (c) i „kwark dziwny” (s) drugą, a „kwark wysoki” (t) i „kwark piękny” (b) trzecią. Sześć leptonów jest również podzielonych na trzy generacje: „elektron” (e) i „neutrino elektronowe” (ν_e), „mion” (μ) i „neutrino mionowe” (ν_μ) oraz „taon” (τ) i „neutrino taonowe” (ν_τ). Elektron, mion i taon mają ładunek elektryczny i znaczną masę, podczas gdy neutrino są elektrycznie obojętne i posiadają bardzo małą masę.

Interakcje między cząstkami można wyrazić za pomocą czterech podstawowych oddziaływań: oddziaływania grawitacyjnego, oddziaływania elektromagnetycznego (EM), oddziaływania słabego i oddziaływania silnego. Po dziś dzień wiadomo, że trzy z tych sił wynikają z wymiany tzw. cząstek pośredniczących, które należą do szerszej grupy zwanej bozonami cechowania. Cząstki materii przekazują dyskretne ilości energii wymieniając między sobą bozony cechowania. Model standardowy opisuje oddziaływania EM, silne oraz słabe (jak dotąd grawitacja nie jest opisywana przez model standardowy). W szczególności, oddziaływania słabe opisywane są przez wymianę bozonów W i Z i wchodzi w skład teorii oddziaływań elektroślabych, która obejmuje również oddziaływania EM [9, 10, 11]. Mamy zatem cztery bozony cechowania oddziaływań elektroślabych: W^+ , W^- , Z oraz foton (γ).

Wiele pytań w fizyce cząstek elementarnych powiązanych jest z istnieniem masy cząstek. W latach sześćdziesiątych XX wieku fizycy teoretyczni zaproponowali mechanizm, który nadaje masę cząstkom elementarnym, zachowując jednocześnie strukturę ich pierwotnych interakcji [12, 13]. W mechanizmie tym cztery bozony oddziaływania elektroślabeego łączą się z polem Higgsa. Pole to ulega spontanicznemu złamaniu symetrii, w wyniku czego Wszechświat wypełniony jest przez niezerową energię próżni. Ta wartość łączy się następnie z trzema spośród bozonów cechowania oddziaływania elektroślabeego (W i Z), nadając im masę. Pozostałe bozony (fotony) pozostają bez masy. Teoria przewiduje również istnienie cząstki skalarnej, nazwanej bozonem Higgsa, którego istnienie potwierdziły wyniki badań ogłoszone w 2012 w CERN [14, 15].

Pomimo ogromnego sukcesu modelu standardowego w opisywaniu danych eksperymentalnych fizyki wysokich energii wiadomo, że model ten jest niekompletny. Istnieje wiele otwartych pytań, na które model standardowy nie udziela odpowiedzi. Pytania te dotyczą w szczególności natury neutrin, ciemnej materii oraz pochodzenia asymetrii barionowej we Wszechświecie.

4.2 Eksperyment ATLAS na LHC

CERN to europejska organizacja badawcza, która prowadzi największe laboratorium fizyki cząstek elementarnych na świecie. Organizacja ta powstała w 1954 roku, ma siedzibę w regionie wokół granicy francusko-szwajcarskiej w pobliżu Genewy i liczy 23 państwa członkowskie. LHC [8] to po dziś dzień największy i najpotężniejszy akcelerator cząstek na świecie. Po raz pierwszy uruchomiono go we wrześniu 2008. Jego zasadnicze elementy są umieszczone w tunelu w kształcie torusa o długości około 27 km. LHC przyspiesza wiązki protonów do energii 13 TeV w układzie środka masy proton–proton (pp). Akcelerator ten zderza również wiązki ciężkich jonów (np. ołowiu, o energiach do 5.02 TeV na parę nukleonów).

ATLAS [16] jest jednym z dwóch detektorów ogólnego przeznaczenia na LHC. Eksperyment ten bada szeroki zakres fizyki, od pomiaru właściwości bozonu Higgsa, poszukiwania fizyki poza model standardowy, po pomiary zderzeń ciężkich jonów. Chociaż ma podobne cele naukowe co konkurencyjny eksperyment CMS [17], to wykorzystuje trochę inne rozwiązania techniczne. Sześć różnych podsystemów detekcyjnych ułożonych warstwami wokół punktu interakcji rejestruje trajektorie, pęd i energię cząstek, umożliwiając ich identyfikację. Detektor wewnętrzny składa się z detektora pikselowego, krzemowego detektora mikropaskowego i detektora promieniowania przejścia zanurzonych w polu magnetycznym o natężeniu 2 T dostarczanym przez nadprzewodzący solenoid. Wokół detektora wewnętrznego znajduje się system kalorymetrów EM i hadronowych, które wykorzystują ciekły argon i absorber z ołowiu, miedzi lub wolframu dla części EM i części hadronowej do przodu ($|\eta| > 1.7^*$) oraz scyntylatory i stalowe absorbery dla centralnego ($|\eta| < 1.7$) komponentu hadronowego. Spektrometr mionowy składa się z gazowych komór mierzących trajektorię mionów w polu magnetycznym generowanym przez nadprzewodzące toroidy z rdzeniem powietrznym.

System wyzwania (tryger) eksperymentu ATLAS [18] składa się z trygera poziomu pierwszego zaimplementowanego przy użyciu kombinacji dedykowanej elektroniki i programowalnej logiki, oraz trygera wysokiego poziomu opartego na oprogramowaniu.

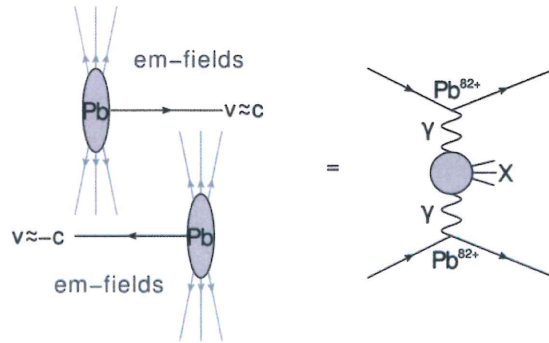
Mający 46 m długości, 25 m wysokości i 25 m szerokości, 7000-tonowy detektor ATLAS jest największym detektorem cząstek jaki kiedykolwiek zbudowano. Znajduje się on 100 m pod ziemią niedaleko miejscowości Meyrin w Szwajcarii. Eksperyment ten zbiera dane od roku 2009; obecnie wyróżnia się dwa okresy zbierania danych: Run 1 (2009–2013) oraz Run 2 (2015–2018).

4.3 Oddziaływania foton–foton na LHC

Zderzenia hadronów przy wysokich energiach zwykle badane są pod kątem przypadków, w których hadrony oddziałują za pośrednictwem oddziaływań silnych, w wyniku czego powstaje stosunkowo duża liczba cząstek w stanie końcowym. Pola EM zderzanych hadronów mogą również inicjować oddziaływania przy dużych parametrach zderzenia (tzw. zderzenia ultraperyferyczne). W latach

*ATLAS wykorzystuje prawoskrętny układ współrzędnych, którego początek znajduje się w nominalnym punkcie interakcji pośrodku detektora i osi z wzdłuż rury wiązki. Oś x wskazuje od punktu interakcji do środka pierścienia LHC, a oś y wskazuje w górę. Współrzędne walcowe (r, ϕ) są używane w płaszczyźnie poprzecznej, gdzie ϕ jest kątem azymutalnym wokół osi z . Pseudopospieszność jest definiowana za pomocą kąta biegunowego θ jako $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$. Odległość kątowna jest mierzona w jednostkach $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Pęd poprzeczny (p_T) jest zdefiniowany względem osi wiązki.

trzydziestych XX wieku odkryto, że pola EM wytwarzane przez relatywistyczne naładowane cząstki można traktować jako strumień koherentnie emitowanych fotonów [19]. Pozwala to w szczególności na powstanie oddziaływań typu foton-foton [20, 21] (Rysunek 1).



Rysunek 1: Schemat ultraperyferycznego zderzenia dwóch jąder ołowiu. Oddziaływanie EM między jądrami można opisać poprzez wymianę fotonów, które oddziałując tworzą stan końcowy X . Strumień wymienianych fotonów jest określany na podstawie pola EM jądra.

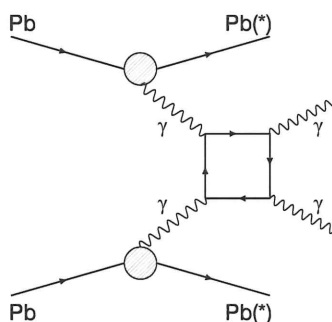
Pola EM wytwarzane przez naładowane hadrony przy wysokich energiach można traktować jako wiązkę fotonów o małej wirtualności $Q^2 < 1/R^2$, gdzie R to promień rozkładu ładunku w danym jądrze atomowym. Przekrój czynny dla reakcji foton-foton w zderzeniach jądrowych oblicza się jako konwolucję odpowiedniego strumienia fotonów z elementarnym przekrojem czynnym dla podprocesu $\gamma\gamma \rightarrow X$. Ponieważ strumień fotonów związany z każdym z jąder skaluje się z kwadratem jego ładunku, całkowity przekrój czynny dla tych procesów w zderzeniach ołów-ołów (Pb+Pb) na LHC jest bardzo zwiększony w porównaniu do zderzeń pp . Z drugiej jednak strony zderzenia pp zapewniają twardsze widmo energii oddziałujących fotonów, dając dostęp do zjawisk o wyższej energii (takich jak dwufotonowa produkcja par bozonów W , zaobserwowana przez eksperyment ATLAS [22]).

Eksperymentalna sygnatura oddziaływań dwufotonowych jest bardzo unikalna: przy elastycznych procesach typu $2 \rightarrow 2$ pary obiektów są zwykle wytwarzane bez żadnej innej aktywności w detektorze centralnym (tzw. produkcja ekskluzywna). Dwa obiekty są również produkowane jako zbalansowane w kącie azymutalnym i mają niewielki całkowity pęd poprzeczny. Własności te pozwalają na separację sygnału od różnych procesów tła.

Procesy dwufotonowe stały się przedmiotem intensywnych badań na zderzeniach typu jądro-jądro. Dzięki stosunkowo dużemu przekrojowi czynnemu produkcja par leptonów (elektronów lub mionów) jest bazowym procesem mechanizmu produkcji dwufotonowej. Procesy tego typu zmierzono w zderzeniach Au+Au na akceleratorze RHIC [23, 24, 25] oraz w zderzeniach Pb+Pb na LHC [26, 27]. Stosunkowo duży przekrój czynny na ekskluzywną produkcję par leptonów w zderzeniach ciężkich jonów daje dostęp do rozkładu fotonów emitowanych z pojedynczego jądra. Pomiar początkowego strumienia fotonów jest ważny dla pomiarów innych rzadszych procesów dwufotonowych i daje kontrolę nad obliczeniami teoretycznymi [27].

4.3.1 Pierwsza bezpośrednia obserwacja procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (prace H1-H2)

Innym interesującym procesem zachodzącym przez wymianę fotonów jest reakcja $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (tzw. rozpraszanie światła na świetle). Jest to bardzo rzadki proces, w którym dwa fotony - cząsteczki światła - oddziałują tworząc kolejną parę fotonów. Proces ten jest jednym z najwcześniejszych przewidywań elektrodynamiki kwantowej (QED, z ang. Quantum Electrodynamics) [28]. Reakcja ta w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń przebiega poprzez diagramy z pętlą (z naładowanymi leptonami, kwarkami i bozonami W^\pm). Ponieważ stała sprzężenia w każdym wierzchołku cząstki naładowanej z fotonem jest niewielka, stąd też całkowity przekrój czynny na ten proces jest bardzo mały i proporcjonalny do α_{EM}^4 , gdzie α_{EM} to stała struktury subtelnej. Dlatego też do dokładnego zbadania tego zjawiska wymagany jest duży strumień fotonów, np. z jonów ołowiu na LHC, jak zaproponowano po raz pierwszy w pracy [29]. Schematyczny diagram oddziaływania $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ w ultraperyferycznych zderzeniach Pb+Pb pokazany jest na Rysunku 2.



Rysunek 2: Schematyczny diagram dla oddziaływania $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ w ultraperyferycznych zderzeniach Pb+Pb. Potencjalne wzbudzenie EM jonów jest oznaczone jako (*).

Rozpraszanie światła na świetle zostało pośrednio przetestowane w pomiarach anomalnego momentu magnetycznego elektronu i mionu [30, 31]. Reakcja ta była także badana w rozpraszaniu fotonów w polu jądra (tzw. rozpraszanie Delbrücka) [32, 33, 34, 35] oraz w tzw. procesie rozszczepiania fotonów [36].

Sygnaturą rozpraszania $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ w detektorze ATLAS są dwa fotony o energii rzędu kilku GeV i o podobnych wartościach pędów poprzecznych (ich konfiguracja w kącie azymutalnym opisywana jest przez zmienną zwaną koplanarnością, $A_{CO} = 1 - |\Delta\phi_{\gamma_1, \gamma_2}|/\pi$). Pierwszy bezpośredni dowód na rozpraszanie $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ został ogłoszony przez współpracę ATLAS w roku 2017 (praca [H1]), a następnie dwa lata później został potwierdzony przez eksperyment CMS [37]. Oba pomiary oparte są na danych Pb+Pb zebranych w 2015 na LHC ($0.4\text{--}0.5\text{ nb}^{-1}$) przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 5.02\text{ TeV}$.

Zdarzenia z dwoma ekskluzywnymi fotonami zostały zarejestrowane przez eksperyment ATLAS przy użyciu dedykowanego trygera dla zdarzeń o umiarkowanej aktywności w kalorymetrze i niewielkiej dodatkowej aktywności w całym detektorze. Fotony w eksperymencie ATLAS rekonstruowane są z klastrów EM w kalorymetrze i informacji o śladach cząstek naładowanych z detektora wewnętrznego, co umożliwia identyfikację konwersji fotonów. Identyfikacja fotonów w niniejszej analizie opiera się na zestawie zmiennych opisujących kształt kaskady EM w ka-

[†]Udział diagramów z pętlą bozonów W jest istotny tylko dla mas powyżej 160 GeV.

lorymetrze. Pod uwagę brane są tylko fotony z pędem poprzecznym $p_T > 3$ GeV i $|\eta| < 2.37$, z wyłączeniem tzw. obszaru przejścia kalorymetru ($1.37 < |\eta| < 1.52$). Przy optymalizacji kryteriów selekcji utrzymana została stała wydajność identyfikacji fotonów wynosząca 95% w funkcji η fotonu. Selekcja użyta przy doborze kryteriów dla identyfikacji fotonów została zoptymalizowana przy użyciu technik analizy wielowymiarowej. Ponieważ niniejsza analiza wymaga obecności niskoenergetycznych fotonów, wykonano szczegółowe badania rekonstrukcji i kalibracji fotonów w oparciu o dane zebrane w eksperymencie.

Głównymi źródłami tła w niniejszej analizie jest ekskluzywna produkcja par elektronów ($\gamma\gamma \rightarrow ee$) oraz centralna ekskluzywna produkcja par fotonów poprzez wymianę gluonów w tzw. stanie singletowym koloru ($gg \rightarrow \gamma\gamma$). Błędna identyfikacja elektronu jako fotonu może wystąpić, gdy ślad elektronu nie zostanie zrekonstruowany w detektorze wewnętrznym lub gdy elektron wyemituje twardy foton promieniowania hamowania.

W celu oszacowania tła i poprawek detektorowych wygenerowano kilka próbek Monte Carlo (MC), gdzie odpowiedź detektora ATLAS została zamodelowana przy użyciu symulacji opartej na GEANT4 [38]. Rzeczywiste i symulowane dane przeszły przez takie same procedury rekonstrukcji i analizy danych.

Przypadki sygnałowe wygenerowano w oparciu o przewidywania teoretyczne z pracy [39], gdzie wykorzystano obliczenia QED w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń (LO QED). Poprawki wyższych rzędów nie zostały wzięte pod uwagę, gdyż zwiększają one przekrój czynny tylko o kilka procent [40]. Proces tła $\gamma\gamma \rightarrow ee$ wygenerowano przy pomocy programu STARlight 1.1 [41]. Z kolei proces tła $gg \rightarrow \gamma\gamma$ został wygenerowany przy użyciu programu SuperChic 2.03 [42].

Wstępnie wyselekcjonowane zdarzenia muszą mieć dokładnie dwa fotony o masie niezmienniczej większej niż 6 GeV i spełniające wcześniej wspomniane kryteria wyboru. Aby zredukować tło $\gamma\gamma \rightarrow ee$ wprowadzono tzw. weto dla śladów cząstek naładowanych (z uwagi na ograniczenia samego detektora bierze się pod uwagę tylko ślady o $p_T > 100$ MeV i $|\eta| < 2.5$). Aby zredukować inne źródła tła (na przykład klastry energii indukowane przez miony pochodzące z promieniowania kosmicznego), pęd poprzeczny układu foton-foton musi być poniżej 2 GeV. Aby zredukować tło z reakcji $gg \rightarrow \gamma\gamma$, nałożono dodatkowy wymóg dotyczący koplanarności dwóch fotonów, $A_{co} < 0.01$. Jako że przewidywania teoretyczne dla tego procesu mają dużą teoretyczną niepewność, przeprowadzono dodatkową normalizację tego tła w rejonie $A_{co} > 0.01$.

Po zastosowaniu wyżej wymienionych cięć kinematycznych zaobserwowano 13 zdarzeń, podczas gdy z symulacji oczekiwano 7.3 ± 1.5 zdarzeń sygnałowych i 2.6 ± 0.7 zdarzeń dla procesów tła. Aby określić poziom istotności dla nadwyżki zaobserwowanych zdarzeń w stosunku do oczekiwań tła użyto odpowiedniej statystyki testowej opartej na metodzie największej wiarygodności [43]. Zaobserwowany nadmiar zdarzeń w stosunku do oczekiwanego tła ma poziom istotności 4.4 odchylenia standardowego.

W listopadzie 2018 LHC dostarczyło zderzeń ciężkich jonów o 3.5-krotnie większej całkowitej świetlności w porównaniu z próbką danych zebranych przez ATLAS w 2015 roku. Nowy pomiar procesu $Pb+Pb(\gamma\gamma) \rightarrow Pb^{(*)}+Pb^{(*)}\gamma\gamma$ został przeprowadzony przez współpracę ATLAS dla 1.7 nb^{-1} danych zebranych w 2018 (praca [H2]). W porównaniu z poprzednimi wynikami (praca [H1]) zastosowano kilka ulepszeń, w tym udoskonalony projekt trygera, który stał się bardziej wydajny

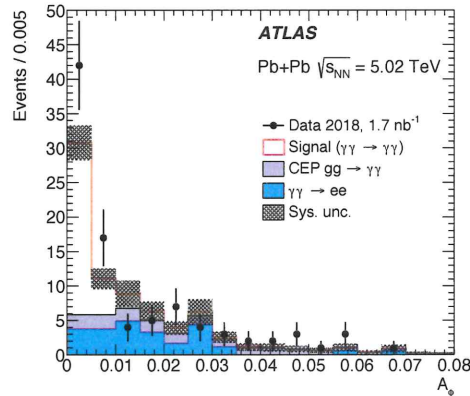
przy niskich masach niezmienniczych układu dwóch fotonów, oraz nowy algorytm identyfikacji fotonów oparty na sztucznych sieciach neuronowych. Kryteria selekcji sygnału pozostały prawie identyczne w odniesieniu do pierwotnego pomiaru. Rysunek 3 przedstawia rozkład koplanarności układu dwóch fotonów (A_{co}) dla zdarzeń które przeszły wszystkie etapy selekcji z wyjątkiem wymogu na $A_{co} < 0.01$. Widoczna na rysunku próbka danych składa się z kilku składowych: sygnału (o bardzo małym A_{co}) oraz tła zdominowanego przez ekskluzywną produkcję elektronów ($\gamma\gamma \rightarrow ee$) oraz proces $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Frakcje obu składowych tła zostały oszacowane na podstawie dedykowanych rejonów kontrolnych w danych.

Po zastosowaniu wszystkich kryteriów selekcji, w tym wymogu na $A_{co} < 0.01$, zaobserwowano 59 przypadków w danych eksperymentalnych, podczas gdy oczekiwano 12 ± 3 przypadków tła oraz 30 ± 4 przypadków sygnałowych. Rozkłady masy niezmienniczej i pospieszności układu dwóch fotonów na poziomie detektorowym w danych pokazane są na Rysunku 4. Dane eksperymentalne są dość dobrze opisane przez sumę składowych sygnału i tła. Nadmiar zarejestrowanych zdarzeń ponad oczekiwanym poziomem tła ma istotność 8.2 odchylenia standardowego, co daje pierwszą (bezpośrednią) obserwację procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$.

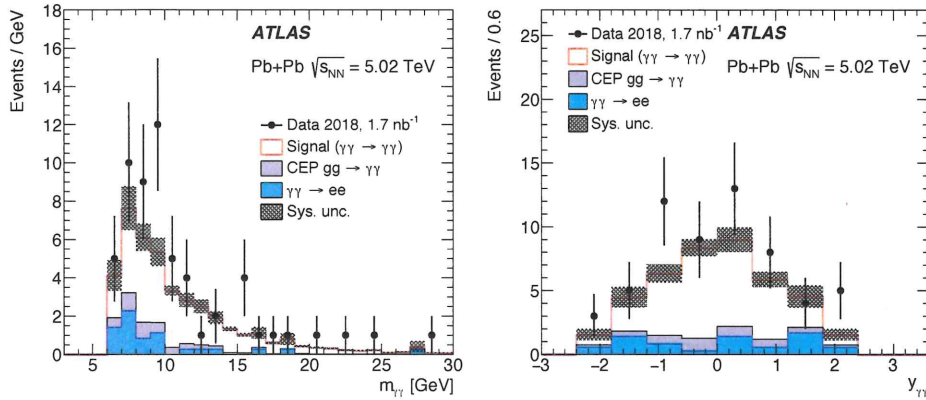
Przekrój czynny dla procesu $Pb+Pb(\gamma\gamma) \rightarrow Pb^{(*)}+Pb^{(*)}\gamma\gamma$ został zmierzony w przestrzeni fazowej zdefiniowanej przez zestaw wymagań dotyczących stanu końcowego dwóch fotonów. Wymagania te odzwierciedlają selekcję przypadków sygnałowych na poziomie detektorowym. Przekrój czynny zmierzono w następujący sposób:

$$\sigma_{fid} = \frac{N_{obs} - N_{bkg}}{C \times \mathcal{L}},$$

gdzie \mathcal{L} oznacza całkowitą świetlność próbki danych eksperymentalnych, N_{obs} to obserwowana liczba zdarzeń, N_{bkg} to oszacowana liczba zdarzeń tła, a C to czynnik który odpowiada za niewydajność i rozdzielczość detektora. Zmierzony przekrój czynny wynosi 78 ± 13 (stat.) ± 7 (syst.) ± 3 (lumi.) nb, co można porównać z przewidywanymi wartościami teoretycznymi: 45 ± 5 nb [29], 51 ± 5 nb [39] lub 50 ± 5 nb [44]. Stosunek zmierzonego do przewidywanych przekrojów czynnych wynosi odpowiednio 1.73 ± 0.40 , 1.53 ± 0.33 i 1.56 ± 0.33 . Pomiar jest ogra-



Rysunek 3: Rozkład koplanarności układu dwóch fotonów dla zdarzeń które przeszły wszystkie etapy selekcji z wyjątkiem wymogu na $A_{co} < 0.01$ [H2]. Dane eksperymentalne są przedstawiane jako punkty, podczas gdy histogramy przedstawiają oczekiwane rozkłady sygnału i tła. Niepewności systematyczne dla sygnału i procesów tła są pokazane jako zaciemnione pasma.



Rysunek 4: Rozkłady kinematyczne w rejonie sygnałowym procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$: masa niezmiennicza układu dwóch fotonów (po lewej) oraz pospiesznosc układu dwóch fotonów (po prawej) [H2]. Dane eksperymentalne są przedstawiane jako punkty podczas gdy histogramy przedstawiają oczekiwane rozkłady sygnału i tła. Niepewności systematyczne dla sygnału i procesów tła są pokazane jako zacienione pasma.

niczony przez niepewności statystyczne (17%). Dla niepewności systematycznej dominują niepewności związane z wydajnością rekonstrukcji fotonu (4%) i oszacowaniem wydajności trygera (2%). Teoretyczna niepewność dla przewidywanych przekrojów czynnych wynosi 10% i dotyczy głównie modelowania początkowych strumieni fotonów [45].

4.3.2 Szczegółowy pomiar oraz interpretacja procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ (praca H3)

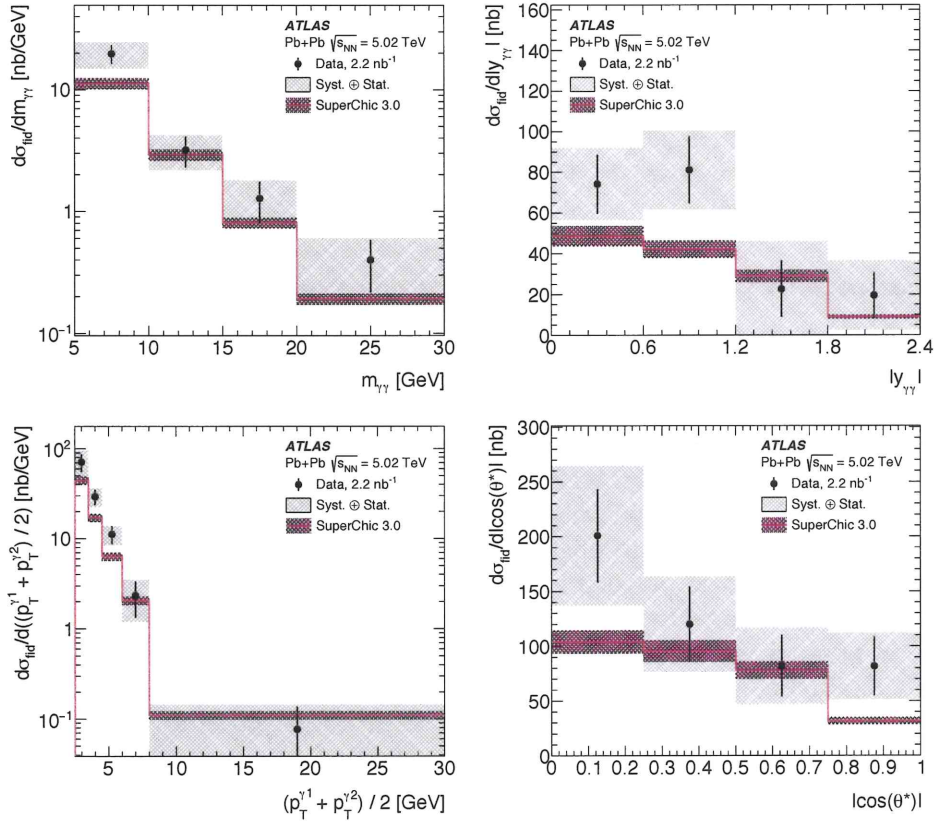
Proces $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ został zaproponowany jako unikalny kanał do badania fizyki spoza modelu standardowego. Modyfikacje przekroju czynnego na proces $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ mogą być spowodowane przez nowe egzotyczne cząstki naładowane [46] lub przez obecność dodatkowych wymiarów przestrzennych [47]. Przekrój czynny na proces $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ jest również wrażliwy na możliwe rozszerzenia QED [48], obecność operatorów naruszających niezmienniczość względem transformacji Lorentza w elektrodynamice [49] lub obecność nieprzemienności czasoprzestrzennej w QED [50]. Ponadto nowe neutralne cząstki, takie jak cząstki podobne do aksjonów (ALP, z ang. axion-like particles), mogą również wносить wkład do procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ w postaci wąskich rezonansów [51]. ALP to stosunkowo lekkie cząstki (pseudo-) skalarne, które pojawiają się w wielu teoriach ze spontanicznie złamaną symetrią. Ich masy i sprzężenia z cząstkami modelu standardowego mogą znajdować się w granicach wielu rzędów wielkości.

Nowy pomiar reakcji $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ eksperymentu ATLAS wykorzystuje kombinację danych Pb+Pb zarejestrowanych w 2015 i 2018 roku, co odpowiada całkowitej świetlności 2.2 nb^{-1} (praca [H3]). W wyniku kilku ulepszeń analizy uwzględniono szerszy zakres kinematyczny w masie niezmienniczej dwóch fotonów ($> 5 \text{ GeV}$) oraz w pędzie poprzecznym pojedynczego fotonu ($> 2.5 \text{ GeV}$). To rozszerzenie skutkuje wzrostem oczekiwanej ilości sygnału o około 50% w porównaniu z poprzednimi, bardziej restrykcyjnymi wymaganiami (odpowiednio $> 6 \text{ GeV}$ i $> 3 \text{ GeV}$).

W pracy zmierzono scałkowany przekrój czynny oraz cztery różniczkowe przekroje czynne obejmujące zmienne kinematyczne fotonów stanu końcowego. Róż-

niczkowe przekroje czynne w funkcji masy niezmienniczej układu dwóch fotonów ($m_{\gamma\gamma}$), pospieszności układu fotonów ($y_{\gamma\gamma}$), średniego p_T fotonów ($(p_T^{\gamma 1}/2 + p_T^{\gamma 2}/2)$) oraz rozkładu $|\cos(\theta^*)| = \left| \text{tgh} \left(\frac{\Delta y_{\gamma 1, \gamma 2}}{2} \right) \right|$ pokazano na Rysunku 5. Dane eksperymentalne porównano z przewidywaniami generatora SuperChic 3.0 [44]. Przewidywania teoretyczne dość dobrze opisują dane eksperymentalne. Dla prawie wszystkich obszarów kinematycznych niepewności pomiaru różniczkowych przekrojów czynnych zdominowane są przez niepewności statystyczne danych eksperymentalnych.

Dodatkowo, rozkład masy niezmienniczej układu dwóch fotonów został wykorzystany do poszukiwania ALP produkowanych w procesie $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, gdzie a oznacza cząstkę ALP. W tym przypadku wszystkie procesy modelu standardowego: $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $\gamma\gamma \rightarrow ee$ oraz $gg \rightarrow \gamma\gamma$ zostały potraktowane jako tło. Udział procesów $\gamma\gamma \rightarrow ee$ i $gg \rightarrow \gamma\gamma$ został oszacowany przy użyciu obszarów kontrolnych. Tło od procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ zostało oszacowane przy użyciu symulowanych przypadków generowanych za pomocą programu SuperChic 3.0. Przypadki te zostały znorma-



Rysunek 5: Zmierzone różniczkowe przekroje czynne dla procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ w zderzeniach Pb+Pb przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [H3]. Pokazane są przekroje czynne w funkcji masy niezmienniczej pary fotonów (lewy górny róg), modułu z pospieszności układu fotonów (prawy górny róg), średniego p_T fotonów (lewy dolny róg) oraz $|\cos(\theta^*)|$ (prawy dolny róg). Zmierzone wartości przekroju czynnego przedstawiono jako punkty z pionowymi słupkami symbolizującymi niepewność statystyczną i szarymi pasmami symbolizującymi całkowitą niepewność pomiaru. Wyniki eksperymentalne porównano z przewidywaniami generatora SuperChic 3.0 (linia ciągła) z czerwonymi pasmami oznaczającymi niepewność teoretyczną.

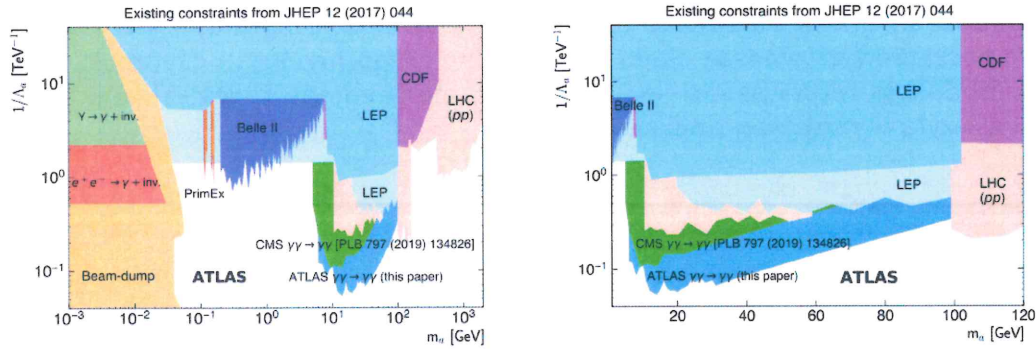
lizowane do danych po odjęciu wkładów od $\gamma\gamma \rightarrow ee$ i $gg \rightarrow \gamma\gamma$ oraz wykluczeniu obszaru masy dla danej hipotezy ALP.

Analityczny model sygnału ALP został opracowany w oparciu o przypadki symulowane za pomocą generatora STARlight 2.0 [41], który implementuje sprzężenia ALP tak jak to jest opisane w pracy [51].

Dla każdej hipotezy masy cząstki ALP przeprowadzona została analiza typu "cut-and-count" w celu oszacowania oczekiwanej liczby zdarzeń sygnału ALP oraz tła. Szerokość przedziałów masy została wybrana tak, aby zawierała co najmniej 80% zrekonstruowanego sygnału ALP w danym przedziale masy i waha się od 2 GeV do 20 GeV w zależności od masy ALP. Udział sygnału ALP w danych jest dopasowywany indywidualnie dla każdego przedziału masy z wykorzystaniem metody największej wiarygodności.

Ponieważ nie zaobserwowano żadnego znaczącego odchylenia od hipotezy tła, oszacowano górne ograniczenie na przekrój czynny produkcji ALP na 95% poziomie ufności.

Limity na przekrój czynny produkcji ALP zostały także przekształcone na limity w funkcji stałej sprzężenia cząstki ALP z fotonami ($1/\Lambda_a$). Otrzymane limity na $1/\Lambda_a$ mieszczą się w zakresie od 0.3 TeV^{-1} do 0.06 TeV^{-1} . Zakładając że rozpad ALP na fotony przebiega w 100% przypadków, uzyskane ograniczenia na stałą sprzężenia ALP z fotonami porównano na Rysunku 6 z limitami uzyskanymi w innych eksperymentach. Dla zakresu masy niezmienniczej $6 < m_a < 100 \text{ GeV}$ górne ograniczenia na stałą sprzężenia ALP z fotonami są jak dotąd najsilniejsze dla niniejszej analizy.



Rysunek 6: Zestawienie limitów na 95% poziomie ufności na sprzężenie ALP-fotony ($1/\Lambda_a$) w funkcji masy ALP (m_a) uzyskanych w różnych eksperymentach [H3]. Wszystkie pomiary zakładają, że rozpad ALP na fotony przebiega w 100% przypadków. Wykres po prawej stronie to zbliżenie na zakres $1 < m_a < 120 \text{ GeV}$.

4.4 Precyzyjny pomiar produkcji par bozonów W (praca H4)

Nieabelowa struktura teorii oddziaływań elektroślabych przewiduje obecność potrójnych sprzężeń oddziaływań bozonów cechowania, takich jak WWZ i $WW\gamma$. Procesem, w którym występują takie potrójne wierzchołki oddziaływań jest np. produkcja par przeciwnie naładowanych bozonów W (W^+W^-) w zderzeniach pp na LHC (Rysunek 7). Pomiar produkcji W^+W^- w zderzeniach pp pozwala także testować oddziaływania silne pomiędzy kwarkami i gluonami (QCD, z ang. Quantum Chromodynamics). Dodatkowo proces ten jest szczególnie interesujący do

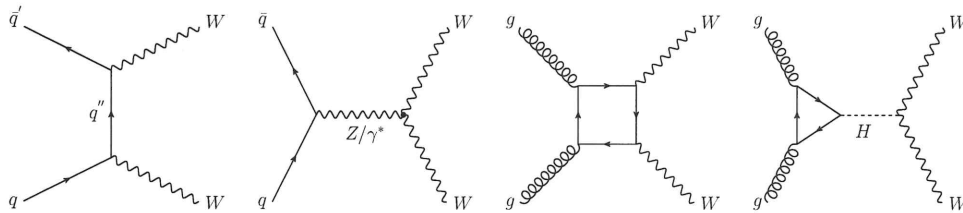
Dyl

badania oddziaływań elektroślabych pod kątem poszukiwania anomalnych wkładów (spoza modelu standardowego) do potrójnego wierzchołka. Dokładna znajomość procesu produkcji W^+W^- jest również ważna, gdyż proces ten stanowi duże i nieredukowalne tło do produkcji bozonu Higgsa ($H \rightarrow W^+W^-$) [52].

Pierwsze pomiary produkcji W^+W^- przeprowadzono na akceleratorze LEP w zderzeniach elektron-pozyton [53]. Na akceleratorze Tevatron proces ten zmierzono w zderzeniach proton-antyproton w eksperymentach CDF [54, 55] i DØ [56]. W zderzeniach pp na LHC przekroje czynne na produkcję W^+W^- wyznaczono przy energiach $\sqrt{s} = 7$ TeV i $\sqrt{s} = 8$ TeV w eksperymentach ATLAS [57, 58] i CMS [59, 60]. Dodatkowo, pomiar stanu końcowego W^+W^- z pojedynczym dżetem został przeprowadzony przez eksperyment ATLAS [61] przy $\sqrt{s} = 8$ TeV. Przy $\sqrt{s} = 13$ TeV, całkowity przekrój czynny na produkcję W^+W^- został zmierzony przez współpracę ATLAS [62], aczkolwiek tylko dla małej próbki danych zebranych w 2015 roku, co nie pozwoliło na dokładniejsze pomiary różniczkowych przekrojów czynnych.

Produkcja par bozonów W na LHC została zmierzona w eksperymencie ATLAS w zderzeniach pp przy energii $\sqrt{s} = 13$ TeV w oparciu o dane zarejestrowane w latach 2015 i 2016 odpowiadające całkowitej świetlności 36.1 fb^{-1} (praca [H4]). W pomiarze tym rekonstruowano bozony W rozpadające się leptonowo, co prowadzi do stanu końcowego obejmującego parę elektron-mion o przeciwnych ładunkach i brakujący pęd poprzeczny od neutrino ($W^+W^- \rightarrow e^\pm \nu_e \mu^\mp \nu_\mu$).

Proces W^+W^- składa się z dwóch wiodących podprocesów: produkcji $qq \rightarrow W^+W^-$ (poprzez wymianę cząstek w kanale t i s) oraz produkcji typu gluon-gluon (nierezonansowo, $gg \rightarrow W^+W^-$, lub rezonansowo, $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$). Rysunek 7 przedstawia diagramy Feynmana dla tych podprocesów. Diagramy z gluonami w stanie początkowym wnoszą około 5% do całkowitego przekroju czynnego, przy czym produkcja rezonansowa jest kinematycznie tłumiona przez selekcję przypadków użytą w niniejszej analizie.



Rysunek 7: Wiodące diagramy Feynmana dla produkcji W^+W^- w zderzeniach pp (od lewej do prawej): produkcja ze stanem początkowym qq w kanale t , produkcja ze stanem początkowym qq w kanale s , nierezonansowa produkcja ze stanem początkowym gg oraz rezonansowa produkcja ze stanem początkowym gg . Produkcja qq w kanale s zawiera potrójny wierzchołek sprzężenia WWZ i $WW\gamma$. W procesach fuzji gluonowej pośredniczy pętla kwarkowa ($gg \rightarrow W^+W^-$) lub rezonansowa produkcja bozonu Higgsa ($gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$).

Symulowane przypadki MC użyte zostały do oszacowania większości procesów tła, do obliczenia poprawek detektorowych oraz do porównania ze zmierzonymi przekrojami czynnymi. Proces sygnałowy modelowany został przy użyciu generatora Powheg-Box v2 [63] dla stanów początkowych $q\bar{q}$. Wkład od procesów $gg \rightarrow W^+W^-$ modelowano przy użyciu środowiska Sherpa 2.1.1+OpenLoops [64]. W obu przypadkach użyto rozkładów partonowych CT10 [65]. Powheg-Box v2 został połączony z generatorem Pythia8 [66] w celu modelowania hadronizacji, tzw. kaskad partonowych, a także symulacji miękkich oddziaływań QCD w tym sa-

Dif

mym procesie. W generatorze Sherpa użyto autorskich algorytmów opisujących hadronizację oraz dodatkowe miękkie oddziaływania QCD. Do wygenerowania przypadków procesów tła od produkcji kwarku górnego (produkcja $t\bar{t}$ i Wt) wykorzystano odpowiednio generatory Powheg-Box v2 i Powheg-Box v1 [67] z rozkładem partonów CT10. Procesy tła z jednoczesną produkcją dżetów oraz bozonu Z (gdzie $Z \rightarrow ee/\mu\mu/\tau\tau$) zamodelowano przy użyciu Sherpa 2.2.1 z rozkładami partonowymi NNPDF3.0 [68]. Tło od procesów produkcji par bozonów (WZ , ZZ , $W\gamma$ i $Z\gamma$) zostało zasymulowane przy użyciu generatora Sherpa 2.2.2 i rozkładu partonów NNPDF3.0. Tło od jednoczesnej produkcji trzech bozonów (WWW , WWZ , WZZ i ZZZ) zamodelowano przy użyciu generatora Sherpa+OpenLoops z rozkładami partonów CT10. Wszystkie próbki MC wymienione powyżej zostały znormalizowane za pomocą najnowszych dostępnych obliczeń teoretycznych do odpowiednich przekrojów czynnych.

Efekt wielokrotnych oddziaływań pp w tym samym przecięciu wiązek (tzw. pile-up) został uwzględniony we wszystkich próbkach MC przez nałożenie przypadków typu minimum-bias symulowanych przy pomocy Pythia8 [69]. Wszystkie wygenerowane przypadki MC zostały poddane symulacji odpowiedzi detektora ATLAS [38].

Przypadki sygnałowe zostały zarejestrowane przez tryger z pojedynczym mionem lub pojedynczym elektronem w stanie końcowym. Elektrony sygnałowe posiadają pęd poprzeczny powyżej 27 GeV, a ich pseudospieszość musi być z zakresu $|\eta| < 2.47$, z wyłączeniem obszaru $1.37 < |\eta| < 1.52$. Od elektronów wymaga się również spełnienia szeregu kryteriów identyfikacji *tight* [70]. Miony sygnałowe mają pęd poprzeczny powyżej 27 GeV, $|\eta| < 2.5$ i spełniają kryteria identyfikacji *medium* [71]. Elektrony i miony muszą być również izolowane w detektorze od innych obiektów, przy użyciu informacji z detektora wewnętrznego i klastrów energii w kalorymetrze w stożku wokół danego leptonu. Brakujący pęd poprzeczny jest obliczany jako ujemna suma wektorów poprzecznych pędów cząstek naładowanych związanych z twardymi obiektami (np. dżetami) oraz śladów w detektorze wewnętrznym które nie są powiązane z żadnym obiektem. Dżety zrekonstruowane zostały przy użyciu algorytmu $anti-k_t$ [72] z promieniem $R = 0.4$.

Rejon sygnałowy zdefiniowano w oparciu o przypadki z dokładnie jedną parą $e\mu$ o przeciwnym ładunku. Aby wyeliminować tło od innych procesów wielobozonewych (w szczególności produkcji WZ), wprowadzono weto na obecność dodatkowych leptonów w stanie końcowym. Ponadto, tło od procesu $Z \rightarrow \tau\tau$ zostało silnie zmniejszone poprzez wymóg na brakujący pęd poprzeczny powyżej 20 GeV oraz na pęd poprzeczny układu $e\mu$ powyżej 30 GeV. Udział tła od produkcji kwarków t został zredukowany przez weto przypadków z dżetami w zakresie $|\eta| < 4.5$ i pędzie poprzecznym większym niż 35 GeV. Przypadki posiadające dżety zawierające hadrony z kwarkami pięknymi (tzw dżety b) są również odrzucane dla dżetów b posiadających $p_T > 20$ GeV i $|\eta| < 2.5$. Aby selekcja przypadków była ortogonalna do tej z analizy $H \rightarrow W^+W^-$ [52], brane pod uwagę są tylko przypadki o masie niezmienniczej układu $e\mu$ powyżej 55 GeV.

Symulowane przypadki MC służą do oszacowania większości procesów tła. Tło od produkcji kwarków t oszacowano za pomocą metody częściowo opartej na danych eksperymentalnych, w której udział tego procesu jest ekstrapolowany z rejonu kontrolnego do rejonu sygnałowego. Tło od jednoczesnej produkcji dżetów i bozonu W oszacowano porównując w danych liczbę przypadków z leptonami spełniającymi jeden z dwóch alternatywnych zestawów wymagań selekcyjnych,

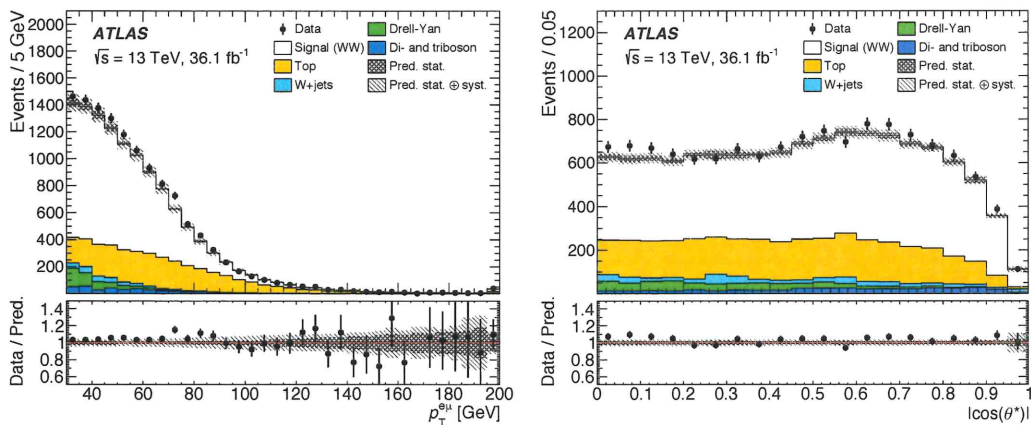
zgodnie z tą samą procedurą jak ta opisana w pracy [58].

Po zastosowaniu wszystkich wymienionych kryteriów selekcji sygnału uzyskano 12659 przypadków w danych eksperymentalnych. Uzyskano także czystość sygnału na poziomie 64%, przy czym największy udział tła (wynoszący około 26%) pochodzi z przypadków z produkcją kwarków t . Inne tła obejmują procesy W +dżety, $Z \rightarrow \tau\tau$ oraz pozostałe procesy wielo-bozonowe. Rysunek 8 przedstawia kontrolne rozkłady kinematyczne w obszarze sygnałowym, gdzie porównano dane eksperymentalne z przewidywaniami dla sumy procesu sygnałowego oraz procesów tła.

Niepewności systematyczne w pomiarze przekroju czynnego dla produkcji W^+W^- wynikają m. in. z precyzji oszacowania wydajności rekonstrukcji leptonów i dżetów, precyzji w oszacowaniu tła, modelowania efektów pile-up, niepewności całkowitej świetlności, a także z procedur stosowanych do korygowania efektów detektorowych i teoretycznych niepewności w modelowaniu sygnału. Całkowita niepewność pomiaru zdominowana jest przez niepewność tagowania dżetów b (3.4%), niepewność skali energii dżetów (3%) oraz modelowanie tła od procesu W +dżety (3.1%) i tła z kwarkiem t (2.6%).

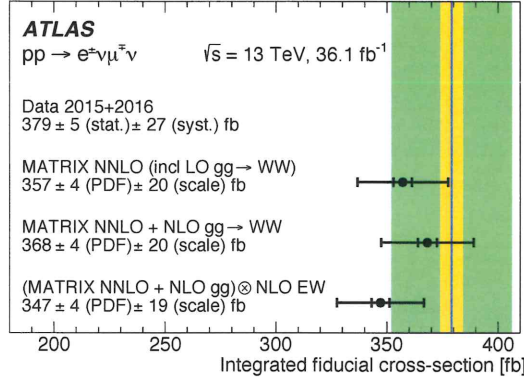
Zmierzony przekrój czynny w zadanej przestrzeni fazowej dla procesu W^+W^- pokazano na Rysunku 9 i porównano go z przewidywaniami generatora MATRIX [73]. Generator ten daje przewidywania w drugim rzędzie rachunku zaburzeń (z ang. next-to-next-to-leading order, NNLO) QCD. Wszystkie trzy warianty przewidywań generatora MATRIX opierają się na obliczeniach NNLO QCD w stanie początkowym qq i są uzupełnione o przewidywania LO QCD lub NLO QCD dla wkładu od stanu początkowego gg . Dodatkowo, przewidywania te zawierają elektrosłabe poprawki NLO (NLO EW). Dla wszystkich tych przewidywań użyto rozkład partonów NNPDF3.1LUXqed [74]. Przewidywania teoretyczne są nieco poniżej danych, ale nadal mieszczą się w zakresie całkowitej niepewności pomiaru wynoszącej 7.1%.

Zmierzono również różniczkowe przekroje czynne obejmujące sześć zmiennych kinematycznych naładowanych leptonów stanu końcowego. Przekroje czynne w



Rysunek 8: Rozkłady kinematyczne przypadków po pełnej selekcji sygnałowej: pęd poprzeczny układu leptonów (po lewej) i rozkład $|\cos(\theta^*)|$ (po prawej) [H4]. Dane eksperymentalne (czarne punkty z niepewnościami statystycznymi) są porównane do przewidywań sumy sygnału i procesów tła. Niepewności statystyczne i systematyczne przewidywań są przedstawiane jako pasma. Dolne panele pokazują stosunek danych eksperymentalnych do przewidywań.

D.J.



Rysunek 9: Porównanie zmierzonego przekroju czynnego produkcji W^+W^- w zderzeniach pp przy $\sqrt{s} = 13$ TeV z różnymi przewidywaniami teoretycznymi [H4]. Różne wersje przewidywań teoretycznych są przedstawione jako punkty ze słupkami błędów oznaczającymi niepewności teoretyczne. Wartość centralna zmierzonego przekroju czynnego oznaczona jest pionową linią z wąskim pasmem przedstawiającym niepewność statystyczną i szerszym pasmem oznaczającym całkowitą niepewność pomiaru.

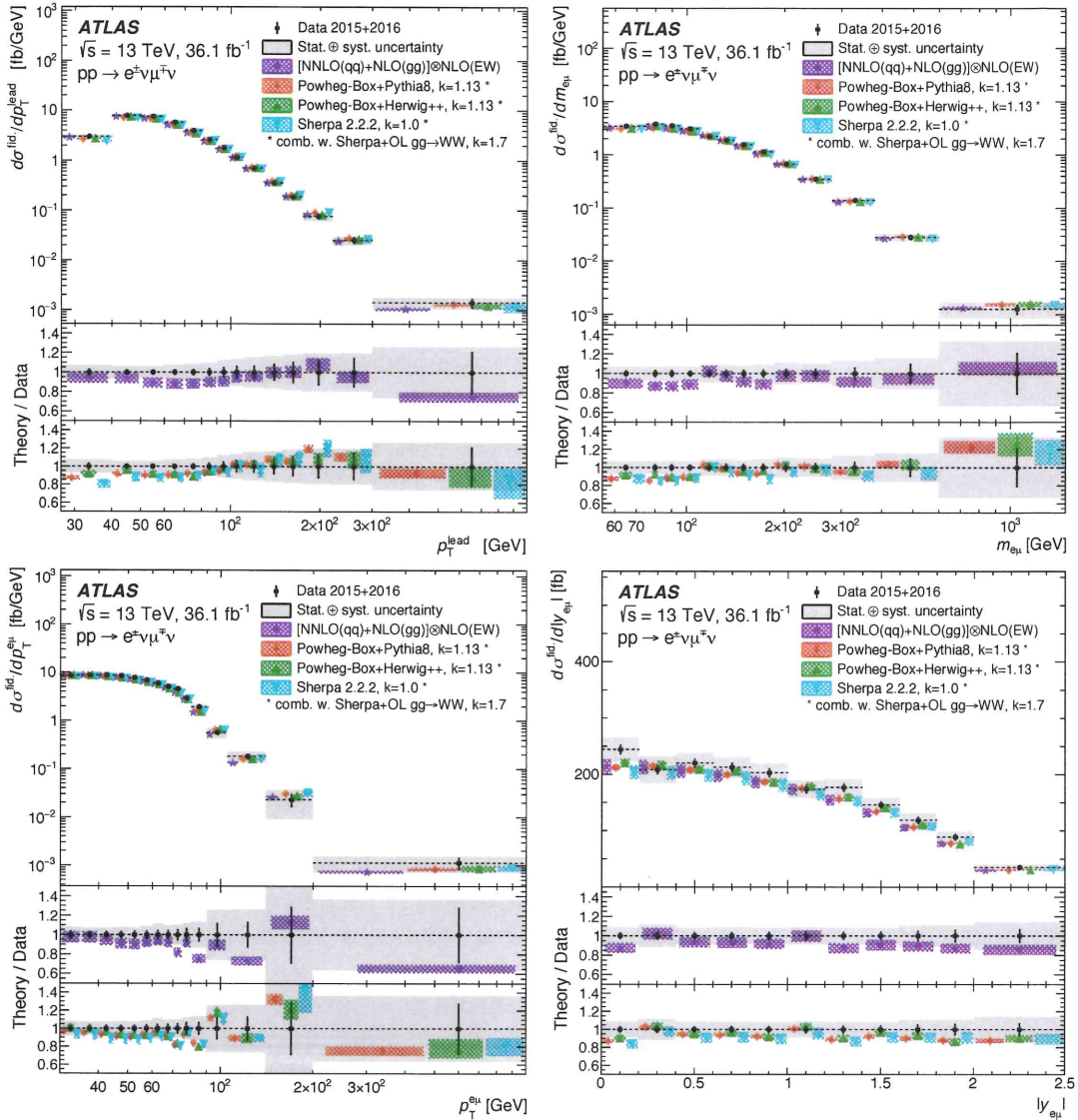
funkcji pędu poprzecznego wiodącego leptonu, masy niezmienniczej układu $e\mu$, pędu poprzecznego układu $e\mu$ i pospieszności układu $e\mu$ przedstawiono na Rysunku 10. Natomiast przekroje czynne w funkcji $\Delta\phi_{e\mu}$ oraz $|\cos(\theta^*)| = \left| \text{tgh}\left(\frac{\Delta\eta_{e\mu}}{2}\right) \right|$ pokazano na Rysunku 11. Pomiar porównano z obliczeniami NNLO QCD generatora MATRIX z dodatkowymi poprawkami NLO QCD dla procesów gg i poprawkami NLO EW, a także z kilkoma generatorami NLO QCD [63, 75] połączonych z symulacją kaskad partonowych [69, 76] i uwzględniających procesy gg [64]. Wszystkie przewidywania zgadzają się w granicach niepewności z danymi eksperymentalnymi, choć widoczne są też pewne różnice w kształcie dla niektórych rozkładów.

Ponadto, zbadano przekroje czynne w funkcji p_T progu weta dżetowego (w zakresie 30–60 GeV). Wraz ze wzrostem p_T progu weta dżetowego zwiększa się przekrój czynny na proces sygnałowy, a sam pomiar staje się bardziej inkluzywny. Zmierzone przekroje czynne w funkcji p_T progu weta dżetowego pokazano na Rysunku 12. Pomiar porównano z przewidywaniami NNLO QCD generatora MATRIX. W ramach niepewności eksperymentalnej i teoretycznej przewidywania te zgadzają się z pomiarami.

Wszelkie odchylenia od przewidywań teoretycznych w zmierzonych przekrojach czynnych dla produkcji W^+W^- mogą dostarczyć dowodów na istnienie fizyki spoza modelu standardowego. Nowe procesy fizyczne zachodzące przy dużych skalach energii (Λ), które modyfikują produkcję W^+W^- mogą być opisane przez szereg operatorów w ramach efektywnej teorii pola (EFT, z ang. Effective Field Theory) [77]. W szczególności, operatory te mogą generować anomalne sprzężenia potrójne WWZ oraz $WW\gamma$. W zastosowanej strukturze EFT istnieje pięć operatorów wymiaru szóstego (\mathcal{O}_i) generujących takie anomalne sprzężenia, dla których odpowiednie współczynniki EFT (stałe sprzężenia) to: c_{WWW} , c_W , c_B , $c_{\bar{W}WW}$ i $c_{\bar{W}}$ [77]. Te bezwymiarowe współczynniki (c_i) parametryzują siłę sprzężenia między nową fizyką a cząstkami modelu standardowego:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i.$$

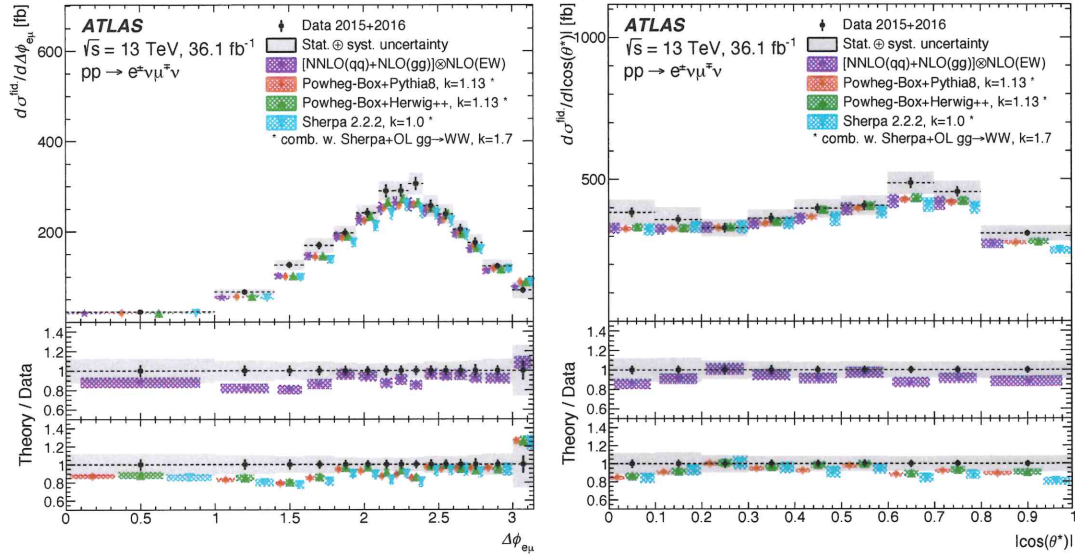
Dł



Rysunek 10: Zmierzone różniczkowe przekroje czynne dla produkcji W^+W^- w zderzeniach pp przy $\sqrt{s} = 13$ TeV dla czterech z sześciu zmiennych: p_T wiodącego leptonu (lewy górny róg), masy niezmienniczej układu $e\mu$ (prawy górny róg), pędu poprzecznego układu $e\mu$ (dolny lewy róg) oraz popieszczości układu $e\mu$ (prawy dolny róg) [H4]. Zmierzone wartości przekrojów czynnych przedstawiono w postaci punktów ze słupkami reprezentującymi niepewność statystyczną oraz szarymi pasmami reprezentującymi całkowitą niepewność pomiaru. Pomiar porównano z przewidywaniami NNLO QCD z dodatkowymi poprawkami NLO EW i NLO QCD dla produkcji $gg \rightarrow W^+W^-$, oraz z przewidywaniami NLO QCD z różnymi generatorami MC (dla stanów początkowych qq) i LO QCD (dla gg) połączonych z symulacją kaskad partonowych. Wszystkie trzy przewidywania NLO QCD są znormalizowane do przewidywań NNLO QCD dla całkowitego przekroju czynnego, z wkładem gg znormalizowanym do NLO QCD. Przewidywania teoretyczne oznaczone są kolorowymi punktami z zakreskowanymi pasmami oznaczającymi niepewności teoretyczne.

Ograniczenia na wartości współczynników EFT zostały zmierzone przy użyciu różniczkowego przekroju czynnego w funkcji p_T wiodącego leptonu (Rysunek 10).

Wkłady do rozkładu p_T wiodącego leptonu reprezentujące przyczynę od modelu standardowego, przyczynę od anomalnej produkcji oraz interferencję mię-

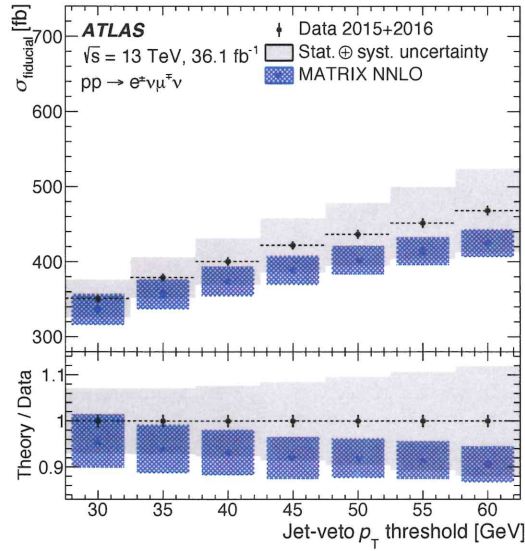


Rysunek 11: Zmierzone różniczkowe przekroje czynne dla produkcji W^+W^- w zderzeniach pp przy $\sqrt{s} = 13$ TeV dla dwóch z sześciu zmiennych: $\Delta\phi_{e\mu}$ (po lewej) oraz $|\cos(\theta^*)|$ (po prawej) [H4]. Zmierzone wartości przekrojów czynnych przedstawiono w postaci punktów ze słupkami reprezentującymi niepewność statystyczną oraz szarymi pasmami reprezentującymi całkowitą niepewność pomiaru. Pomiar porównano z przewidywaniami NNLO QCD z dodatkowymi poprawkami NLO EW i NLO QCD dla produkcji $gg \rightarrow W^+W^-$, oraz z przewidywaniami NLO QCD z różnych generatorów MC (dla stanów początkowych qq) i LO QCD (dla gg) połączonych z symulacją kaskad partonowych. Wszystkie trzy przewidywania NLO QCD są znormalizowane do przewidywań NNLO QCD dla całkowitego przekroju czynnego, z wkładem gg znormalizowanym do NLO QCD. Przewidywania teoretyczne oznaczone są kolorowymi punktami z zakreskowanymi pasmami oznaczającymi niepewności teoretyczne.

dzy tymi dwoma wkładami zostały oszacowane przy użyciu generatora MADGRAPH5_aMC@NLO [78].

Obserwowane i oczekiwane 95% przedziały ufności dla szukanych współczynników EFT podsumowano w Tabeli 1. Otrzymane limity dla procesu produkcji W^+W^- są bardziej restrykcyjne niż te opublikowane wcześniej przy niższych energiach [58, 60].

Niedawno eksperyment CMS także zmierzył różniczkowe przekroje czynne na proces W^+W^- przy energii $\sqrt{s} = 13$ TeV z podobną eksperymentalną precyzją [79].



Rysunek 12: Zmierzony przekroje czynne dla produkcji W^+W^- w zderzeniach pp przy $\sqrt{s} = 13$ TeV w funkcji p_T proggu weta dżetowego [H4]. Zmierzony wartości przekrojów czynnych przedstawiono w postaci punktów ze słupkami reprezentującymi niepewność statystyczną oraz szarymi pasmami reprezentującymi całkowitą niepewność pomiaru. Pomiary porównano z przewidywaniami NNLO QCD z dodatkowymi poprawkami NLO QCD dla produkcji $gg \rightarrow W^+W^-$. Przewidywania teoretyczne są oznaczone jako niebieskie punkty z zakreskowanymi pasmami oznaczającymi niepewności teoretyczne.

Współczynnik EFT	Obserwowany limit [TeV^{-2}]	Oczekiwany limit [TeV^{-2}]
c_{WWWW}/Λ^2	$[-3.4, 3.3]$	$[-3.0, 3.0]$
c_W/Λ^2	$[-7.4, 4.1]$	$[-6.4, 5.1]$
c_B/Λ^2	$[-21, 18]$	$[-18, 17]$
$c_{\tilde{W}WW}/\Lambda^2$	$[-1.6, 1.6]$	$[-1.5, 1.5]$
$c_{\tilde{W}}/\Lambda^2$	$[-76, 76]$	$[-91, 91]$

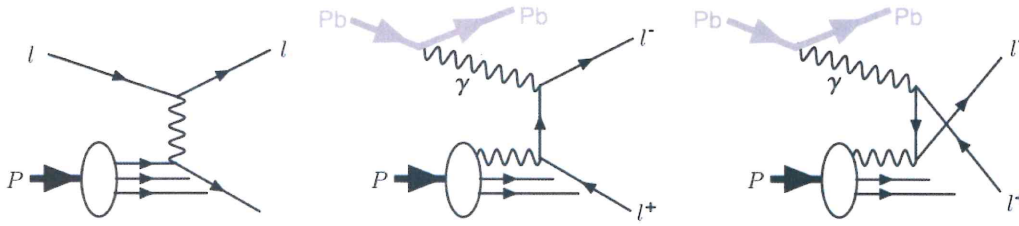
Tabela 1: Oczekiwane i obserwowane przedziały ufności na poziomie 95% dla szukanych anomalnych parametrów sprzężenia modelu EFT [H4].

4.5 Perspektywy nowych pomiarów (prace H5–H6)

Badanie fotonowej części rozkładu protonu przy użyciu dwufotonowej produkcji par leptonów w zderzeniach $p+\text{Pb}$

Wykorzystując pomiar produkcji par leptonów w reakcji $\gamma p \rightarrow \ell\ell + X$ w zderzeniach proton–ołów ($p+\text{Pb}$) przy energiach LHC, zaproponowano nową eksperymentalną metodę badania funkcji rozkładu fotonów wewnątrz protonu [H5]. Stosunkowo niedawno wyznaczono teoretycznie dokładny rozkład fotonów wewnątrz protonu [80] (zaimplementowany w rozkładzie LUXqed PDF). Jednak jak do tej pory nie zidentyfikowano żadnych procesów eksperymentalnych, które pozwoliłyby na w miarę dokładną weryfikację tych obliczeń. Ze względu na duże strumienie fotonów z jonów ołowiu na LHC, indukowana fotonami produkcja par leptonów w konfiguracji zderzeniowej $p+\text{Pb}$ jest bardzo interesującym sposobem na próbkowanie rozkładu fotonów wewnątrz protonu. Proces ten przedstawiono schematycznie na Rysunku 13, gdzie przez analogię do głęboko nieelastycznego rozpraszania (z ang. deep inelastic scattering) można zidentyfikować dwa wiodą-

Df



Rysunek 13: Schematyczne diagramy dla głęboko nieelastycznego rozpraszania, $\ell p \rightarrow \ell + X$ (po lewej) i produkcji par leptonów indukowanej fotonami, $\gamma p \rightarrow \ell\ell + X$, w zderzeniach $p+\text{Pb}$ dla kanału t (środek) i kanału u (po prawej) [H5].

Zmienna kinematyczna	Kryterium
Pęd poprzeczny leptonu	$>4 \text{ GeV}$
Pseudospieszczość leptonu	<2.4
Masa niezmiennicza pary leptonów	$>10 \text{ GeV}$

Tabela 2: Definicja proponowanej przestrzeni fazowej dla procesu $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ [H5].

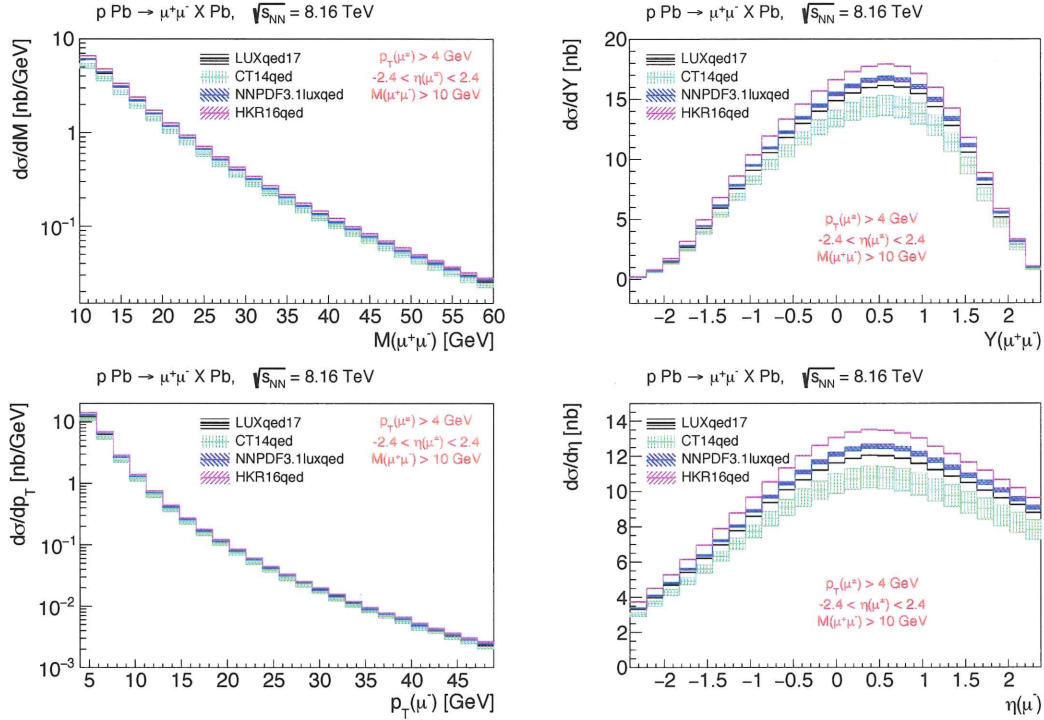
ce diagramy. Ponieważ strumień fotonów od danego jonu skaluje się z Z^2 (gdzie Z jest ładunkiem jonu), a przekroje czynne tła od procesów QCD skalują się w przybliżeniu z liczbą atomową A , to względna ilość tła QCD dla konfiguracji $p+\text{Pb}$ jest znacznie zmniejszona w porównaniu do zderzeń pp .

W najniższym rzędzie rachunku zaburzeń standardowe obliczenia przekrojów czynnych dla procesów dwufotonowych traktują fotony jak obiekty kolinearne. W obliczeniach tych leptony stanu końcowego dla reakcji $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ są zbalansowane w kinematyce poprzecznej (z zerowym pędem układu). Pęd poprzeczny układu pojawia się dopiero w wyższych rzędach obliczeń, stąd też do opisu pełnego rozkładu pędu poprzecznego układu potrzeba dodatkowych algorytmów resumacji lub dedykowanych algorytmów symulujących dodatkowe miękkie oddziaływania QCD w protonie. Problem zerowego pędu poprzecznego układu nie zachodzi w tzw. metodzie faktoryzacji k_T [81]. W metodzie tej wierzchołki $\gamma^*p \rightarrow X$ parametryzuje się z dokładnym uwzględnieniem funkcji struktury protonu. Fotony z takiej (nieelastycznej) produkcji mają niezerowe pędy poprzeczne i niezerowe wirtualności.

W niniejszych studiach założono konfigurację dla zderzeń $p+\text{Pb}$ na LHC dla energii $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$ zebranych w 2016 roku przy jak dotąd najwyższej osiągniętej świetlności. Jako przykład zastosowania tych obliczeń, wybrano typową akceptancję kinematyczną detektora ATLAS. Domyślnie uwzględniono tylko mionowy stan końcowy ($\mu\mu$), jednak wyniki dla sumy kanałów ee i $\mu\mu$ można otrzymać skalując przekroje czynne otrzymane dla kanału mionowego przez czynnik dwa. Kanał $\tau\tau$ nie jest brany pod uwagę. Podsumowanie wszystkich proponowanych wymagań selekcji przedstawiono w Tabeli 2. Kryteria te powinny zapewnić wysoką wydajność rekonstrukcji leptonów oraz stosunkowo niski poziom tła.

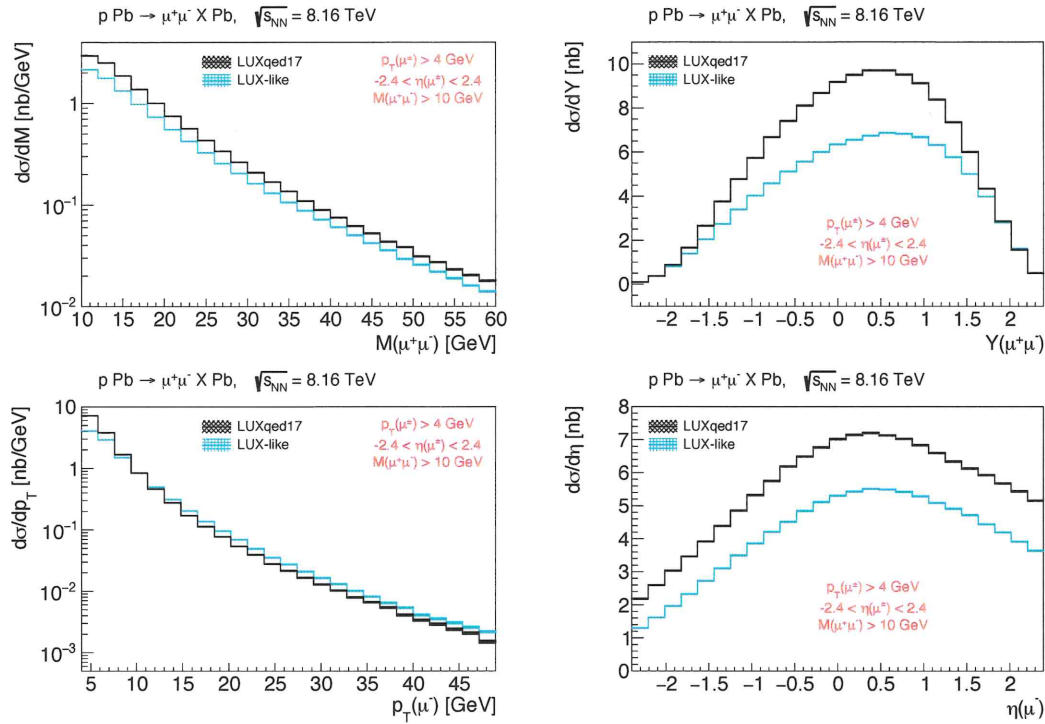
W pracy przeanalizowano najnowsze dostępne parametryzacje kolinearnych rozkładów fotonów w protonie: CT14qed [82], HKR16qed [83], LUXqed17 [84] oraz NNPDF3.1LUXqed [74]. Wszystkie te parametryzacje obejmują zarówno przyczynę od oddziaływań elastycznych, jak i nieelastycznych, dla oddziaływania foton-proton. Otrzymane rozkłady różniczkowe przekrojów czynnych dla produkcji $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$ dla różnych parametryzacji kolinearnych

rozkładów fotonów w protonie porównano na Rysunku 14. Parametryzacje mogą dawać przekroje czynne różniące się nawet do 20% między sobą. Ponieważ nie obserwuje się zmian w kształcie rozkładów kinematycznych, różnice te wynikają głównie z ogólnej normalizacji rozkładów fotonów.



Rysunek 14: Różniczkowe rozkłady przekrojów czynnych dla produkcji $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV dla różnych parametryzacji kolinearnych rozkładów fotonów w protonie [H5]. Przedstawiono cztery rozkłady różniczkowe: masy niezmienniczej pary leptonów (lewy górny róg), pospieszności pary leptonów (prawy górny róg), pędu poprzecznego ujemnie naładowanego leptonu (lewy dolny róg) i jego pseudospieszności (u dołu po prawej). Pasma oznaczają całkowitą niepewność, na którą składa się niepewność rozkładów fotonów w protonie oraz niepewność statystyczna obliczeń.

Ponadto zbadano kilka różnych parametryzacji funkcji struktury protonów, w tym tak zwaną parametryzację LUX-like, opisaną szczegółowo w pracy [81], która ściśle nawiązuje do kolinearnego rozkładu LUXqed. Na Rysunku 15 porównano kilka różniczkowych przekrojów czynnych obliczonych przy użyciu tych dwóch metod (rozkłady kolinearne lub faktoryzacja k_T). W przypadku masy niezmienniczej pary leptonów oraz pseudospieszności pojedynczego leptonu kształty tych rozkładów są podobne i główna różnica między tymi dwoma przewidywaniami obserwowana jest dla całkowitej normalizacji. Dla rozkładu pospieszności pary leptonów, te dwa przewidywania są zgodne przy dużych absolutnych wartościach pospieszności, podczas gdy różnice rzędu 25% zachodzą w rejonie centralnym pospieszności. Największe różnice obserwuje się w rozkładzie pędu poprzecznego pojedynczego leptonu, gdzie przy niskim p_T przewidywania bazujące na rozkładach kolinearnych dają większy przekrój czynny niż te dla k_T faktoryzacji (przy dużym p_T ten trend zostaje odwrócony). Sugeruje to, że przy niskim p_T (blisko granicy założonej przestrzeni fazowej) różnica ta wynika z "rozmycia" pędu poprzecznego pary, która zachodzi dla przewidywań k_T faktoryzacji.



Rysunek 15: Różniczkowe rozkłady przekrojów czynnych dla produkcji $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ przy $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV dla kolinearnych rozkładów LUXqed17 oraz dla przewidywań w k_T faktoryzacji (LUX-like) [H5]. Przedstawiono cztery rozkłady różniczkowe: masy niezmienniczej pary leptonów (lewy górny róg), pospieszności pary leptonów (prawy górny róg), pędu poprzecznego ujemnie naładowanego leptonu (lewy dolny róg) i jego pseudospieszności (u dołu po prawej).

Dodatkowo, oszacowano oczekiwaną liczbę zdarzeń dla realistycznego założenia odnośnie całkowitej świetlności. Na podstawie już zarejestrowanych zderzeń $p+\text{Pb}$ na LHC przyjęto całkowitą jasność 200 nb^{-1} , co odpowiada danym zarejestrowanym przez eksperyment ATLAS w roku 2016. Ewentualne niewydajności eksperymentalne, wynikające głównie z nieidealnego trygera i rekonstrukcji leptonów, zostały również wzięte pod uwagę stosując współczynnik wydajności $C = 0.7$. W Tabeli 3 zaprezentowano oczekiwaną ilość przypadków dla procesu $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ przy $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV dla opisanych powyżej warunków kinematycznych. Oczekuje się około 2500 zrekonstruowanych zdarzeń elastycznych ($p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+p$). W zależności od rodzaju obliczeń, dla procesu nieelastycznego przewiduje się 3400 (kolinearny LUXqed17) lub 2400 (LUX-like k_T faktoryzacja) zrekonstruowanych zdarzeń tego typu. Widać zatem, że proces ten powinien pozwolić na dość precyzyjne testowanie różnych przewidywań teoretycznych dla rozkładu fotonów w protonie.

Proces	Oczekiwana ilość przypadków ($C = 1$)	Oczekiwana ilość przypadków ($C = 0.7$)
elastyczny	3600	2500
nieelastyczny [LUXqed17 kolinearny]	5600	3900
nieelastyczny [LUX-like k_T]	3400	2400

Tabela 3: Oczekiwana ilość przypadków dla procesu $p+\text{Pb} \rightarrow \text{Pb}+\ell\ell+X$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV dla założonej całkowitej świetlności 200 nb^{-1} [H5]. Pokazano kilka elementów składowych sygnału: proces elastyczny, nieelastyczny w oparciu o kolinearne rozkłady LUXqed17 oraz nieelastyczny w oparciu o faktoryzację k_T i funkcje struktury protonu. Wpływ możliwych niewydajności eksperymentalnych przedstawiono w ostatniej kolumnie.

Testowanie anomalnego momentu magnetycznego leptonu τ za pomocą procesu $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$

Oddziaływania dwufotonowe mogą prowadzić do produkcji par leptonów tau, co daje interesującą możliwość badania EM właściwości tego leptonu w procesie $\text{Pb}+\text{Pb} (\gamma\gamma) \rightarrow \text{Pb}^{(*)}+\text{Pb}^{(*)} \tau\tau$, przy użyciu już zebranych lub przyszłych danych na LHC. Obecność wierzchołka oddziaływania $\gamma\tau\tau$ w tej reakcji daje czułość na anomalne sprzężenia EM taonu [H6]. Ponieważ diagram procesu $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ zawiera dwa takie wierzchołki, reakcja ta zapewnia stosunkowo dużą czułość na anomalny moment magnetyczny (a_τ)[‡] oraz dipolowy moment elektryczny (d_τ) leptonu τ .

Najbardziej restrykcyjne eksperymentalne limity na a_τ pochodzą z pomiaru kinematyki podobnego procesu, $ee(\gamma\gamma) \rightarrow ee\tau\tau$, zmierzonego w 2004 przez kolaborację DELPHI na zderzaczu LEP2 [85]:

$$-0.052 < a_\tau < 0.013 \text{ (95\% CL)} .$$

Dla porównania, wartość a_τ^{th} w modelu standardowym wynosi [86]:

$$a_\tau^{\text{th}} = 0.00117721 \pm 0.00000005 .$$

Precyzyjny pomiar a_τ pozwala testować elementarność leptonu τ , a także wiele modeli fizyki spoza modelu standardowego.

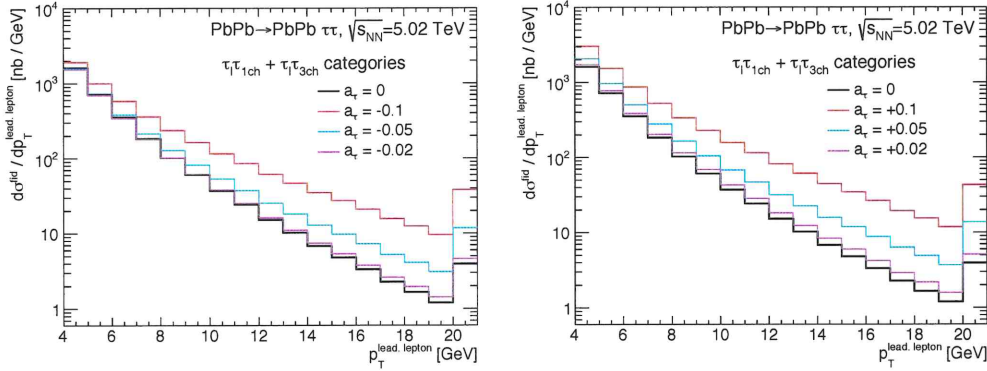
W niniejszej pracy została oszacowana czułość procesu $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ w ultraperyferycznych zderzeniach $\text{Pb}+\text{Pb}$ na LHC na parametry a_τ oraz d_τ . W celu modelowania rozpadów leptonu tau użyto programu Pythia8 [66]. Zdarzenia $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ w detektorze ATLAS można wyselekcjonować wymagając, aby co najmniej jeden lepton τ rozpadał się w kanale elektronowym lub mionowym (pozwala to na użycie istniejących algorytmów trygera detektora ATLAS). Wiodący elektron lub mion powinien ponadto mieć $p_T > 4$ GeV i $|\eta| < 2.5$, aby umożliwić jego wydajną rekonstrukcję i identyfikację w detektorze. Zdarzenia mogą zostać sklasyfikowane według rozpadów taonów: $\tau_\ell\tau_{1ch}$ (rozpad drugiego τ dający jedną cząstkę naładowaną w stanie końcowym) lub $\tau_\ell\tau_{3ch}$ (rozpad drugiego τ dający 3 cząstki naładowane w stanie końcowym). Wszystkie cząstki naładowane z rozpadów τ_{1ch} lub τ_{3ch} powinny posiadać $p_T > 0.2$ GeV i $|\eta| < 2.5$, co odpowiada akceptancji detektorów ATLAS i CMS na LHC.

Rysunek 16 przedstawia różniczkowy przekrój czynny dla procesu $\text{Pb}+\text{Pb} (\gamma\gamma) \rightarrow \text{Pb}^{(*)}+\text{Pb}^{(*)} \tau\tau$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV w funkcji p_T wiodącego leptonu dla

[‡] $a_\tau = \frac{g_\tau - 2}{2}$, gdzie g_τ to tzw. czynnik żyromagnetyczny leptonu τ .

przewidywań modelu standardowego ($a_\tau \approx 0$) oraz innych reprezentatywnych wartości a_τ ($a_\tau = -0.1, -0.05, -0.02, 0.02, 0.05, 0.1$). Oprócz ogólnego wzmocnienia/osłabienia przekroju czynnego wywołanego niezerową wartością a_τ , widoczna jest także interesująca zmiana w kształcie rozkładu p_T . Wynika to z faktu, że anomalne sprzężenia $\gamma\tau\tau$ przyjmują większe wartości przy wyższych energiach leptonów τ . Istnieje również asymetria między przekrojami czynnymi dla dodatnich i ujemnych wartości a_τ , co wynika z interferencji między przyczynkiem od modelu standardowego i przyczynkiem od anomального sprzężenia $\gamma\tau\tau$.

Scałkowane przekroje czynne dla różnych wartości a_τ podsumowano w Tabeli 4. W tabeli tej wyszczególniono również spodziewaną liczbę zrekonstruowanych zdarzeń w detektorze ATLAS przy założeniu całkowitej wydajności rekonstrukcji na poziomie 80% i dwóch wartości całkowitej świetlności (\mathcal{L}): $\mathcal{L} = 2 \text{ nb}^{-1}$ (istniejący zbiór danych Pb+Pb) lub $\mathcal{L} = 20 \text{ nb}^{-1}$ (oczekiwany zbiór danych na etapie High-Luminosity LHC, HL-LHC).



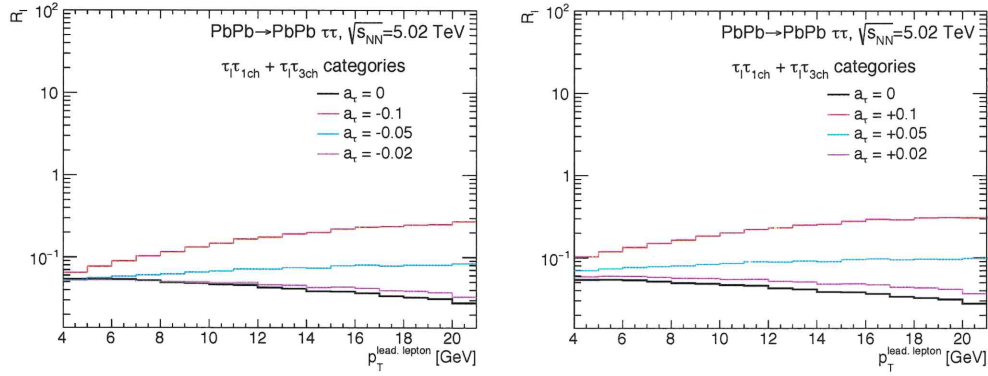
Rysunek 16: Przewidywane wartości różniczkowych przekrojów czynnych w funkcji p_T wiodącego leptonu (z rozpadu $\tau \rightarrow \ell\nu_\ell\nu_\tau$) dla procesu $\text{Pb}+\text{Pb}(\gamma\gamma) \rightarrow \text{Pb}^{(*)}+\text{Pb}^{(*)}\tau\tau$ przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ z uwzględnieniem rozpadów τ dla różnych wartości a_τ : $a_\tau = -0.1, -0.05, -0.02, 0$ (po lewej) oraz $a_\tau = 0, 0.02, 0.05, 0.1$ (po prawej) [H6].

a_τ	σ_{fid} [nb]	Oczekiwana liczba przypadków ($\mathcal{L} = 2 \text{ nb}^{-1}, C = 0.8$)	Oczekiwana liczba przypadków ($\mathcal{L} = 20 \text{ nb}^{-1}, C = 0.8$)
-0.1	4770	7650	76 500
-0.05	3330	5350	53 500
-0.02	3060	4900	49 000
0	3145	5050	50 500
+0.02	3445	5500	55 000
+0.05	4350	6950	69 500
+0.1	7225	11550	115 500

Tabela 4: Przewidywane wartości scałkowanych przekrojów czynnych dla procesu $\text{Pb}+\text{Pb}(\gamma\gamma) \rightarrow \text{Pb}^{(*)}+\text{Pb}^{(*)}\tau\tau$ (z uwzględnieniem rozpadów τ) dla różnych wartości a_τ [H6]. Wyszczególniono również spodziewaną liczbę zrekonstruowanych zdarzeń w detektorze ATLAS przy założeniu całkowitej wydajności rekonstrukcji na poziomie 80% i dwóch wartości całkowitej świetlności: $\mathcal{L} = 2 \text{ nb}^{-1}$ (istniejący zbiór danych Pb+Pb) lub $\mathcal{L} = 20 \text{ nb}^{-1}$ (oczekiwany zbiór danych na etapie HL-LHC).

Rysunek 17 przedstawia stosunek różniczkowych przekrojów czynnych z Rysunku 16 do przekrojów czynnych dla procesu referencyjnego, $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ (gdzie $\ell = e$ lub μ). Aby dopasować selekcję przestrzeni fazowej dla procesu sygnałowe-

Dyl



Rysunek 17: Przewidywane wartości stosunku różniczkowych przekrojów czynnych dla procesu $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ (z uwzględnieniem rozpadów τ) oraz $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ (gdzie $\ell = e$ lub μ) przy energii $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV dla różnych wartości a_τ : $a_\tau = -0.1, -0.05, -0.02, 0$ (po lewej) oraz $a_\tau = 0, 0.02, 0.05, 0.1$ (po prawej) [H6].

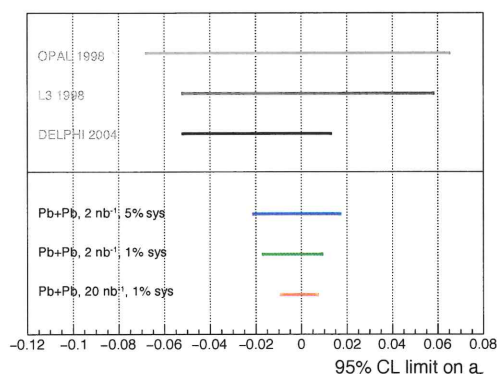
go $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ i procesu referencyjnego, każdy lepton z procesu $\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell$ musi mieć $p_T > 4$ GeV i $|\eta| < 2.5$. Zaletą badania stosunku przekrojów czynnych jest możliwość wyeliminowania wielu niepewności systematycznych, takich jak niepewności wyznaczenia całkowitej świetlności, niepewności związanych z rekonstrukcją leptonów, a także niepewności teoretycznych, np. tych związanych z modelowaniem początkowych strumieni fotonów.

Oczekiwaną liczbę zdarzeń z Tabeli 4 można przekształcić na oczekiwaną czułość w wyznaczeniu parametru a_τ . Oczekiwane limity na a_τ na 95% poziomie ufności pokazano na Rysunku 18. Już dla istniejącej próbki danych Pb+Pb ($\mathcal{L} = 2 \text{ nb}^{-1}$) i całkowitej niepewności systematycznej na poziomie 5%, oczekiwane limity wynoszą $-0.021 < a_\tau < 0.017$ i są około dwa razy lepsze niż zmierzone limity eksperymentu DELPHI [85]. Dla większej ilości danych zebranych w przyszłości na LHC (20 nb^{-1}) i przy mniejszych niepewnościach systematycznych, limity te można dodatkowo dwukrotnie poprawić. Badania ultraperyferycznych zderzeń na LHC mają zatem szansę znacząco poprawić precyzję pomiaru parametru a_τ .

Dodatkowo oszacowano czułość procesu $\text{Pb+Pb}(\gamma\gamma) \rightarrow \text{Pb}^{(*)} + \text{Pb}^{(*)} \tau\tau$ na elektryczny moment dipolowy leptonu tau (d_τ). Oczekiwana czułość na 95% poziomie ufności przy założeniu $a_\tau = 0$ wynosi: $|d_\tau| < 6.3 (4.4) \cdot 10^{-17}$ e-cm dla obecnych danych Pb+Pb przy założeniu 5% (1%) systematycznej niepewności, oraz $|d_\tau| < 3.5 \cdot 10^{-17}$ e-cm dla danych zebranych na HL-LHC (przy 1% niepewności systematycznej). Dla porównania, najbardziej restrykcyjne limity na d_τ zostały zmierzone w eksperymencie Belle [87]: $-2.2 < \text{Re}(d_\tau) < 4.5$ (10^{-17} e-cm) i $-2.5 < \text{Im}(d_\tau) < 0.8$ (10^{-17} e-cm). Oczekiwane wyniki dla d_τ mogą zatem być konkurencyjne w stosunku do istniejących limitów wyznaczonych przez eksperyment Belle.

4.6 Podsumowanie

Zaprezentowano selekcję pomiarów eksperymentu ATLAS dla procesów oddziaływań elektroślabyh. Pomiaru te wykorzystują dane ze zderzeń pp i Pb+Pb na LHC zarejestrowane w latach 2015–2018 przy najwyższych energiach wynoszących odpowiednio 13 TeV oraz 5.02 TeV. Niniejsze wyniki zawierają pierwszą bezpośrednią obserwację procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ w zderzeniach Pb+Pb, jak również pre-



Rysunek 18: Oczekiwane limity pomiaru a_τ na 95% poziomie ufności dla różnych założeń dotyczących całkowitej świetlności danych Pb+Pb (2 nb^{-1} lub 20 nb^{-1}) i całkowitej niepewności systematycznej (5% lub 1%) [H6]. Dodatkowo oczekiwania te porównano ze zmierzonymi limitami z eksperymentów na akceleratorze LEP.

czyjny pomiar produkcji par bozonów W w zderzeniach pp . W obu przypadkach zmierzono scałkowane oraz różniczkowe przekroje czynne dla danej przestrzeni fazowej oraz porównano je z przewidywaniami modelu standardowego.

Procesy tego typu są czułe na nowe oddziaływania spoza modelu standardowego. Jako że w wymienionych pomiarach nie zaobserwowano znaczących odchyleń od oczekiwań modelu standardowego, uzyskano nowe limity parametrów dla określonych modeli spoza modelu standardowego.

Ponadto, przedstawiono przewidywania dla możliwych pomiarów produkcji par leptonów w zderzeniach $p+\text{Pb}$ i $\text{Pb}+\text{Pb}$ na LHC. Zademonstrowano, że pomiar procesu $\gamma p \rightarrow \ell\ell + X$ w zderzeniach $p+\text{Pb}$ oferuje możliwość precyzyjnego pomiaru funkcji rozkładu fotonów wewnątrz protonu. Wykazano również, że mierząc proces $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$ w ultraperyferycznych zderzeniach $\text{Pb}+\text{Pb}$ można poprawić dwukrotnie istniejące limity eksperymentalne na anomalny moment magnetyczny taonu.

Dzięki znacznie większej ilości danych oczekiwanych do zarejestrowania w przyszłych latach na LHC, pomiary procesów elektroślabych (np. omówionego tutaj procesu $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ lub proponowanego pomiaru anomalnego momentu magnetycznego leptonu tau) bardzo skorzystają na zwiększonej precyzji statystycznej. Powinno to pozwolić na jeszcze bardziej czułe poszukiwania zjawisk spoza modelu standardowego. Procesy dwufotonowe zachodzące w zderzeniach ultraperyferycznych $\text{Pb}+\text{Pb}$ stanowią unikatowe narzędzie do badania oddziaływań elektroślabych oraz poszukiwań nowych zjawisk w przyszłych danych na LHC.

Literatura

- [1] M. D. Schwartz, *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Cambridge University Press, 3, 2014.
- [2] M. L. Perl, *The Discovery of The Tau Lepton*, *NATO Sci. Ser. B* **352** (1996) 277–302.
- [3] J. Ellis, *The Discovery of the Gluon*, *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1430072, [1409.4232].

- [4] L. Di Lella oraz C. Rubbia, *The Discovery of the W and Z Particles*, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **23** (2015) 137–163.
- [5] C. Campagnari oraz M. Franklin, *The Discovery of the top quark*, *Rev. Mod. Phys.* **69** (1997) 137–212, [hep-ex/9608003].
- [6] T. Taylor oraz D. Treille, *The Large Electron Positron Collider (LEP): Probing the Standard Model*, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **27** (2017) 217–261.
- [7] R. R. Wilson, *The Tevatron*, *Phys. Today* **30N10** (1977) 23–30.
- [8] *LHC Machine*, *JINST* **3** (2008) S08001.
- [9] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [10] A. Salam oraz J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, *Phys. Lett.* **13** (1964) 168–171.
- [11] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [12] F. Englert oraz R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–323.
- [13] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509.
- [14] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1–29, [1207.7214].
- [15] CMS Collaboration, *Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30–61, [1207.7235].
- [16] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [17] CMS Collaboration, *The CMS Experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004.
- [18] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Trigger System in 2015*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017) 317, [1611.09661].
- [19] E. Williams, *Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae*, *Phys. Rev.* **45** (1934) 729–730.
- [20] A. Baltz, *The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC*, *Phys. Rept.* **458** (2008) 1–171, [0706.3356].
- [21] S. R. Klein oraz P. Steinberg, *Photonuclear and two-photon interactions at high-energy nuclear colliders*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70** (2020) 323–354, [2005.01872].
- [22] ATLAS Collaboration, *Observation of photon-induced W^+W^- production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector*, 2010.04019.

- [23] PHENIX Collaboration, *Photoproduction of J/ψ and of high mass e^+e^- in ultra-peripheral Au+Au collisions at $s^{*(1/2)} = 200$ -GeV*, *Phys. Lett. B* **679** (2009) 321–329, [0903.2041].
- [24] STAR Collaboration, *Production of e^+e^- pairs accompanied by nuclear dissociation in ultra-peripheral heavy ion collision*, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 031902, [nucl-ex/0404012].
- [25] STAR Collaboration, *Probing Extreme Electromagnetic Fields with the Breit-Wheeler Process*, 1910.12400.
- [26] ALICE Collaboration, *Charmonium and e^+e^- pair photoproduction at mid-rapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV*, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2617, [1305.1467].
- [27] ATLAS Collaboration, *Exclusive dimuon production in ultraperipheral Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with ATLAS*, 2011.12211.
- [28] W. Heisenberg oraz H. Euler, *Consequences of Dirac's theory of positrons*, *Z. Phys.* **98** (1936) 714–732, [physics/0605038].
- [29] D. d'Enterria oraz G. G. da Silveira, *Observing light-by-light scattering at the Large Hadron Collider*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 080405, [1305.7142].
- [30] D. Hanneke, S. Fogwell oraz G. Gabrielse, *New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant*, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 120801, [0801.1134].
- [31] Muon $g - 2$ Collaboration, *Final report of the muon E821 anomalous magnetic moment measurement at BNL*, *Phys. Rev. D* **73** (2006) 072003, [hep-ex/0602035].
- [32] R. R. Wilson, *Scattering of 1.33 MeV Gamma-Rays by an Electric Field*, *Phys. Rev.* **90** (1953) 720–721.
- [33] G. Jarlskog, L. Jonsson, S. Prunster, H. D. Schulz, H. J. Willutzki oraz G. G. Winter, *Measurement of delbrück scattering and observation of photon splitting at high energies*, *Phys. Rev. D* **8** (Dec, 1973) 3813–3823.
- [34] M. Schumacher, I. Borchert, F. Smend oraz P. Rullhusen, *Delbrück scattering of 2.75 MeV photons by lead*, *Phys. Lett. B* **59** (1975) 134–136.
- [35] S. Z. Akhmadaliev, G. Y. Kezerashvili, S. G. Klimenko, V. M. Malyshev, A. L. Maslennikov, A. M. Milov et al., *Delbrück scattering at energies of 140 – 450 mev*, *Phys. Rev. C* **58** (Nov, 1998) 2844–2850.
- [36] S. Z. Akhmadaliev, G. Y. Kezerashvili, S. G. Klimenko, R. N. Lee, V. M. Malyshev, A. L. Maslennikov et al., *Experimental Investigation of High-Energy Photon Splitting in Atomic Fields*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 061802, [hep-ex/0111084].
- [37] CMS Collaboration, *Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, *Phys. Lett. B* **797** (2019) 134826, [1810.04602].

- [38] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 823–874, [1005.4568].
- [39] M. Kłusek-Gawenda, P. Lebedowicz oraz A. Szczurek, *Light-by-light scattering in ultraperipheral Pb-Pb collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider*, *Phys. Rev. C* **93** (2016) 044907, [1601.07001].
- [40] Z. Bern, A. De Freitas, L. J. Dixon, A. Ghinculov oraz H. L. Wong, *QCD and QED corrections to light by light scattering*, *JHEP* **11** (2001) 031, [hep-ph/0109079].
- [41] S. R. Klein, J. Nystrand, J. Seger, Y. Gorbunov oraz J. Butterworth, *STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions*, *Comput. Phys. Commun.* **212** (2017) 258–268, [1607.03838].
- [42] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze oraz M. G. Ryskin, *Exclusive physics at the LHC with SuperChic 2*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 9, [1508.02718].
- [43] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross oraz O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) 1554, [1007.1727].
- [44] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze oraz M. G. Ryskin, *Exclusive LHC physics with heavy ions: SuperChic 3*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 39, [1810.06567].
- [45] C. Azevedo, V. P. Goncalves oraz B. D. Moreira, *Exclusive dilepton production in ultraperipheral PbPb collisions at the LHC*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) 432, [1902.00268].
- [46] S. Fichet, G. von Gersdorff, B. Lenzi, C. Royon oraz M. Saimpert, *Light-by-light scattering with intact protons at the LHC: from standard model to new physics*, *JHEP* **02** (2015) 165, [1411.6629].
- [47] S. C. Inan oraz A. V. Kisselev, *Probe of the Randall-Sundrum-like model with the small curvature via light-by-light scattering at the LHC*, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 095004, [1902.08615].
- [48] J. Ellis, N. E. Mavromatos oraz T. You, *Light-by-Light Scattering Constraint on Born-Infeld Theory*, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 261802, [1703.08450].
- [49] V. A. Kostelecky oraz Z. Li, *Gauge field theories with Lorentz-violating operators of arbitrary dimension*, *Phys. Rev. D* **99** (2019) 056016, [1812.11672].
- [50] R. Horvat, D. s. Latas, J. Trampetić oraz J. You, *Light-by-light scattering and spacetime noncommutativity*, *Phys. Rev. D* **101** (2020) 095035, [2002.01829].
- [51] S. Knapen, T. Lin, H. K. Lou oraz T. Melia, *Searching for Axionlike Particles with Ultraperipheral Heavy-Ion Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 171801, [1607.06083].
- [52] ATLAS Collaboration, *Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **789** (2019) 508–529, [1808.09054].

- [53] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations and the LEP Electroweak Working Group, S. Schael et al., *Electroweak measurements in electron-positron collisions at W-boson-pair energies at LEP*, *Phys. Rept.* **532** (2013) 119–244, [1302.3415].
- [54] CDF Collaboration, *Observation of W^+W^- Production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 4536–4540.
- [55] CDF Collaboration, *Measurement of the W^+W^- Production Cross Section and Search for Anomalous $WW\gamma$ and WWZ Couplings in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 201801, [0912.4500].
- [56] DØ Collaboration, *Measurement of the WW Production Cross Section with Dilepton Final States in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV and Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 191801, [0904.0673].
- [57] ATLAS Collaboration, *Measurement of W^+W^- production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous WWZ and $WW\gamma$ couplings*, *Phys. Rev. D* **87** (2013) 112001, [1210.2979].
- [58] ATLAS Collaboration, *Measurement of total and differential W^+W^- production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple-gauge-boson couplings*, *JHEP* **09** (2016) 029, [1603.01702].
- [59] CMS Collaboration, *Measurement of the W^+W^- Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and Limits on Anomalous $WW\gamma$ and WWZ Couplings*, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2610, [1306.1126].
- [60] CMS Collaboration, *Measurement of the W^+W^- cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and limits on anomalous gauge couplings*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 401, [1507.03268].
- [61] ATLAS Collaboration, *Measurement of W^+W^- production in association with one jet in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **763** (2016) 114–133, [1608.03086].
- [62] ATLAS Collaboration, *Measurement of the W^+W^- production cross section in pp collisions at a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS experiment*, *Phys. Lett. B* **773** (2017) 354–374, [1702.04519].
- [63] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari oraz E. Re, *A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX*, *JHEP* **06** (2010) 043, [1002.2581].
- [64] S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr oraz F. Siegert, *QCD matrix elements + parton showers. The NLO case*, *JHEP* **04** (2013) 027, [1207.5030].
- [65] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 074024, [1007.2241].
- [66] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten et al., *An introduction to PYTHIA 8.2*, *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015) 159–177, [1410.3012].

- [67] P. Nason, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, *JHEP* **11** (2004) 040, [[hep-ph/0409146](#)].
- [68] NNPDF Collaboration, *Parton distributions for the LHC Run II*, *JHEP* **04** (2015) 040, [[1410.8849](#)].
- [69] T. Sjöstrand, S. Mrenna oraz P. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852–867, [[0710.3820](#)].
- [70] ATLAS Collaboration, *Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton-proton collision data*, *JINST* **14** (2019) P12006, [[1908.00005](#)].
- [71] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, [2012.00578](#).
- [72] M. Cacciari, G. P. Salam oraz G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) 063, [[0802.1189](#)].
- [73] M. Grazzini, S. Kallweit oraz M. Wiesemann, *Fully differential NNLO computations with MATRIX*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 537, [[1711.06631](#)].
- [74] NNPDF Collaboration, *Illuminating the photon content of the proton within a global PDF analysis*, *SciPost Phys.* **5** (2018) 008, [[1712.07053](#)].
- [75] Sherpa Collaboration, *Event Generation with Sherpa 2.2*, *SciPost Phys.* **7** (2019) 034, [[1905.09127](#)].
- [76] M. Bahr et al., *Herwig++ physics and manual*, *Eur. Phys. J. C* **58** (2008) 639–707, [[0803.0883](#)].
- [77] C. Degrande, N. Greiner, W. Kilian, O. Mattelaer, H. Mebane, T. Stelzer et al., *Effective field theory: A modern approach to anomalous couplings*, *Annals Phys.* **335** (2013) 21–32, [[1205.4231](#)].
- [78] S. Frixione oraz B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, *JHEP* **06** (2002) 029, [[hep-ph/0204244](#)].
- [79] CMS Collaboration, *W^+W^- boson pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, *Phys. Rev. D* **102** (2020) 092001, [[2009.00119](#)].
- [80] A. Manohar, P. Nason, G. P. Salam oraz G. Zanderighi, *How bright is the proton? A precise determination of the photon parton distribution function*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 242002, [[1607.04266](#)].
- [81] M. Luszczak, W. Schafer oraz A. Szczurek, *Production of W^+W^- pairs via $\gamma^*\gamma^* \rightarrow W^+W^-$ subprocess with photon transverse momenta*, *JHEP* **05** (2018) 064, [[1802.03244](#)].
- [82] C. Schmidt, J. Pumplin, D. Stump oraz C. P. Yuan, *CT14QED parton distribution functions from isolated photon production in deep inelastic scattering*, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 114015, [[1509.02905](#)].
- [83] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze oraz M. G. Ryskin, *Photon-initiated processes at high mass*, *Phys. Rev. D* **94** (2016) 074008, [[1607.04635](#)].

- [84] A. V. Manohar, P. Nason, G. P. Salam oraz G. Zanderighi, *The Photon Content of the Proton*, *JHEP* **12** (2017) 046, [1708.01256].
- [85] DELPHI Collaboration, *Study of tau-pair production in photon-photon collisions at LEP and limits on the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton*, *Eur. Phys. J. C* **35** (2004) 159–170, [hep-ex/0406010].
- [86] S. Eidelman oraz M. Passera, *Theory of the tau lepton anomalous magnetic moment*, *Mod. Phys. Lett. A* **22** (2007) 159–179, [hep-ph/0701260].
- [87] Belle Collaboration, *Search for the electric dipole moment of the tau lepton*, *Phys. Lett. B* **551** (2003) 16–26, [hep-ex/0210066].

5 Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej, w szczególności zagranicznej

Pomiary przeprowadzone w ramach badań prezentowanych w wyszczególnionych pracach (H1–H4), zostały wykonane w ramach wielkoskalowej kolaboracji ATLAS liczącej ponad 3000 osób z 183 instytucji z 38 krajów.

Przedstawione badania naukowe, będące podstawą do ubiegania się o nadanie stopnia doktora habilitowanego, przeprowadzone zostały podczas dwóch kilkuletnich staży zagranicznych (z ang. Research Fellowship) odbytych w wiodących ośrodkach naukowych DESY w Hamburgu oraz CERN pod Genewą. Badania te prowadzone zostały przy współpracy z wieloma naukowcami i studentami pracującymi w różnych jednostkach badawczych na całym świecie. Spośród szerokiego grona instytucji należy wyróżnić te, z którymi wspólne badania prowadzone były najintensywniej. Instytucjami tymi w szczególności są:

- DESY, Hamburg, Niemcy.
- CERN, Genewa, Szwajcaria.
- Uniwersytet w Moguncji, Moguncja, Niemcy.
- Akademia Nauk Republiki Czeskiej, Praga, Czechy.
- Laboratorium CEA Saclay, Saclay, Francja.
- Uniwersytet w Sheffield, Sheffield, Anglia.
- Uniwersytet Indiany, Bloomington, Stany Zjednoczone.
- Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych, Dubna, Rosja.
- Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk, Kraków, Polska.

6 Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę

6.1 Prowadzenie zajęć dydaktycznych

W prowadzenie zajęć dydaktycznych byłem zaangażowany od pierwszego roku studiów doktoranckich. Przez okres trzech lat studiów doktoranckich (2012–2015) prowadziłem zajęcia dydaktyczne w wymiarze 90 godzin lekcyjnych rocznie. W szczególności prowadziłem zajęcia laboratoryjne z fizyki ogólnej dla studentów wielu wydziałów AGH. Dodatkowo w roku 2013 zaangażowany byłem w tworzenie i prowadzenie przedmiotu obieralnego skierowanego do studentów studiów II stopnia fizyki technicznej na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH pt. *Środowisko programistyczne Geant4*. Jako że od roku 2016 pracowałem w laboratoriach badawczych, a nie w ośrodkach akademickich, uniemożliwiało mi to prowadzenie zajęć dydaktycznych w ostatnich latach.

6.2 Opieka naukowa

Podczas swojej pracy naukowej w DESY i CERN sprawowałem opiekę naukową nad wieloma studentami. Poniżej znajduje się lista projektów, które wykonane zostały pod moją opieką:

- Opieka naukowa nad projektem magisterskim: Romain Bouquet (DESY/ University Paris-Saclay), tytuł projektu: *Analysis of non-factorisation effects in 2017 5 TeV proton–proton van der Meer scans for luminosity determination in ATLAS*
- Opieka naukowa nad studentami "summer students" w DESY oraz CERN:
 - Abdulrahman Alyamani (CERN Summer Students Programme 2019)
 - Oscar Jakobsson (DESY Summer Students Programme 2018)
 - Paweł Buglewicz (DESY Summer Students Programme 2017)
 - Krzysztof Cieśla (DESY Summer Students Programme 2017)

6.3 Osiągnięcia organizacyjne

W ramach współpracy ATLAS:

- 2020-obecnie: Konwener grupy oddziaływań ultraperyferycznych
- 2018-2020: Członek speaker committee grupy detektorów do przodu
- 2018: Menedżer operacyjny pomiaru luminosity
- 2017-2018: Konwener grupy "Standard Model soft QCD and diffraction"
- 2014-2015: Konwener grupy "AFP software and simulation"
- 2014-obecnie: Koordynator i lider wielu analiz fizycznych
- Członek Editorial Board dla 4 analiz fizycznych

Organizacja konferencji:

- Koordynator sesji *QCD and Hadronic Physics* na konferencji 2021 European Physical Society Conference on High Energy Physics (online).
- Współorganizator “IV Workshop on QCD and Diffraction at the LHC”, Grudzień 2014, Kraków.

Kierowanie i udział w grantach badawczych:

- 2012-2015: Doktorat Cotutelle (projekt finansowany przez Ambasadę Francji w Polsce)
- 2012-2016: Wykonawca w grantie NCN OPUS 3 *Study of diffraction, photoproduction and searches for new physics using forward proton tagging in the ATLAS experiment at the LHC*
- 01/2020: Wykonawca w programie NAWA PROM *Analysis of photon scattering based on the new data collected at the ATLAS experiment in November 2018*
- 2020-2024: Kierownik w programie NAWA Polskie Powroty 3 *Searching for new physics in ultraperipheral heavy-ion collisions at the LHC and the upgrade of the ATLAS detector*

6.4 Popularyzacja nauki

Brałem czynny udział w popularyzacji nauki podczas wielu wydarzeń oraz wywiadów jakich udzieliłem w radiu lub w mediach społecznościowych:

- 02/2017: wywiad dla radia RMF FM ([link](#))
- 08/2017: wywiad dla radia Polskie Radio 24 w audycji Czas na Naukę ([link](#))
- 08/2020: wywiad dla eksperymentu ATLAS ([link](#))
- Czynny udział w tworzeniu wielu briefingów prasowych dla pomiarów, których jestem wiodącym autorem:
 - <https://atlas-public.web.cern.ch/updates/briefing/light-scattering-light-constrains-axion-particles>
 - <https://atlas-public.web.cern.ch/updates/briefing/atlas-observes-light-scattering-light>
 - https://www.desy.de/news/news_search/index_eng.html?openDirectAnchor=1185
- 03/2021: Współorganizator International Masterclasses hands on particle physics 2021 na AGH

7 Podziękowania

Projekt współfinansowany przez Narodową Agencję Wymiany Akademickiej w ramach programu Polskie Powroty.

Mateusz Dyndek