Załącznik nr 2

Autoreferat

1 Imię i nazwisko

Kamila Irena Kowalska

2 Dyplomy i stopnie naukowe

• Magister fizyki teoretycznej, Uniwersytet Warszawski, lipiec 2001

Tytuł pracy (w tłumaczeniu na polski): Unifikacja stałych cechowania oraz sprzężeń Yukawy w rozszerzeniach Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego Promotor: Profesor Stefan Pokorski

 Doktor nauk fizycznych w zakresie fizyki, Uniwersytet Warszawski, wrzesień 2006 Tytuł rozprawy: Fizyka zapachu w modelach supersymetrycznych z horyzontalną symetrią U(1) Promotor: Profesor Stefan Pokorski

3 Zatrudnienie w jednostkach naukowych

- czerwiec 2011 grudzień 2012: specjalista w Narodowym Centrum Badań Jądrowych
- grudzień 2012 obecnie: adiunkt w Narodowym Centrum Badań Jądrowych
- październik 2015 wrzesień 2017: staż podoktorski na Technische Universität Dortmund, Niemcy

4 Wykazanie osiągnięcia

wynikającego z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.)

a) Tytuł osiągnięcia - jednotematyczny cykl publikacji

Status supersymetrycznych rozszerzeń Modelu Standardowego w świetle danych z Wielkiego Zderzacza Hadronów

b) Jednotematyczny cykl publikacji

- [H1] <u>Kamila Kowalska</u>, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Two ultimate tests of constrained supersymmetry, JHEP **1306** (2013) 078 (arXiv:1302.5956).
- [H2] <u>Kamila Kowalska</u>, Enrico Maria Sessolo, Natural MSSM after the 8 TeV LHC run, Phys.Rev. D88 (2013) 7, 075001 (arXiv:1307.5790).
- [H3] <u>Kamila Kowalska</u>, Phenomenology of SUSY with General Flavour Violation, JHEP **1409** (2014) 139 (arXiv:1406.0710).
- [H4] <u>Kamila Kowalska</u>, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Andrew Williams, GUT-inspired SUSY and the muon g-2 anomaly: prospects for LHC 14 TeV, JHEP 1506 (2015) 020 (arXiv:1503.08219).
- [H5] <u>Kamila Kowalska</u>, Phenomenological MSSM in light of new 13 TeV LHC data, Eur.Phys.J. C76 (2016) no.12, 684 (arXiv:1608.02489).
- [H6] <u>Kamila Kowalska</u>, Enrico Maria Sessolo, *MSSM fits to the ATLAS 1 lepton excess*, Eur.Phys.J. C77 (2017) no.2, 79 (arXiv:1611.01852).

c) Omówienie celu naukowego jednotematycznego cyklu publikacji i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania

4.1 Wprowadzenie

Model Standardowy fizyki cząstek elementarnych jest kwantową teorią pola z symetrią cechowania spontanicznie naruszoną poprzez mechanizm Higgsa. W jej ramach podstawowymi składnikami materii są kwarki i leptony, których oddziaływania opisuje wymiana kwantów oddziaływań, tak zwanych bozonów cechowania. Poprawność przewidywań Modelu Standardowego została wielokrotnie potwierdzona przez liczne pomiary eksperymentalne. Do jego najbardziej spektakularnych sukcesów należą odkrycia bozonów elektrosłabych oraz kwarku top, eksperymentalne potwierdzenie ich oddziaływań w zgodzie z przewidywaniami teoretycznymi, oraz niedawne odkrycie bozonu Brouta-Englerta-Higgsa.¹

 $^{^1\}mathrm{W}$ dalszej części autoreferatu będzie on w skrócie nazywany "bozonem Higgsa".

Mimo wszystkich sukcesów Modelu Standardowego, nie uważa się go jednak za ostateczną teoria natury. Po pierwsze, w jego strukturze brakuje czastki, która pełniłaby rolę ciemnej materii o własnościach zgodnych z obserwacjami astronomicznymi. Po drugie, nie możne on wyjaśnić zjawiska oscylacji neutrin, zaobserwowanego pod koniec lat 90-tych ubiegłego stulecia. Co wiecej, nie dostarcza też teoretycznego wyjaśnienia obserwowanej hierarchii mas kwarków i leptonów, przejawiającej się między innymi w tym, że kwark top jest o ponad pięć rzędów wielkości cięższy od kwarków up i down, podstawowych budulców atomów. Model Standardowy ma też pewne problemy teoretyczne. które nie mogą zostać rozwiązane wyłącznie w ramach dostarczanego przezeń opisu i sugerują istnienie jakiejś pełniejszej i bardziej fundamentalnej teorii przy wyższych energiach. Jednym z nich jest problem hierarchii, zwiazany z faktem, że masy skalarów w Modelu Standardowym nie sa chronione żadną symetrią przed poprawkami kwantowymi. Kolejnym argumentem przemawiającym za istnieniem nowej fizyki jest zachowanie sprzężeń cechowania przy energiach znacznie wyższych niż te charakteryzujące Model Standardowy. Okazuje się bowiem, że wielkości trzech sprzężeń, obliczone przy energiach rzędu 10¹⁶ GeV, wydają się zbliżać do wspólnej wartości, co może sugerować istnienie nowego zunifikowanego oddziaływania fundamentalnego związanego z obecnością rozszerzonej grupy symetrii cechowania. Scenariusze tego typu określa się mianem Teorii Wielkiej Unifikacji (z ang. GUT).

Z wymienionych wyżej powodów poszukiwania fizyki poza Modelem Standardowym od lat wyznaczają główny kierunek badań w fizyce cząstek elementarnych. Wśród wielu scenariuszy zaproponowanych na przestrzeni minionych trzydziestu lat, jednym z najdokładniej przeanalizowanych i wciąż najbardziej obiecujących wydaje się *supersymetria*. Supersymetria jest dodatkową symetrią teorii, która łączy w opisie bozony i fermiony. A zatem w supersymetrycznej wersji Modelu Standardowego każda zwykła cząstka ma swojego "superpartnera" o dokładnie takiej samej masie i o spinie różnym o połowę od jej własnego spinu. W konsekwencji poprawki radiacyjne generowane przez pętle bozonowe i fermionowe kasują się, co w naturalny sposób chroni masę bozonu Higgsa i rozwiązuje problem hierarchii.

Natychmiastową konsekwencją supersymetrii jest fakt, że bozony i fermiony należące do tych samych supermultipletów mają taką samą masę. Oznaczałoby to jednak, że cząstki supersymetryczne powinny zostać zaobserwowane już dawno temu w eksperymentach akceleratorowych. Ponieważ tak się nie stało, należy dodatkowo założyć, że supersymetria jest naruszona, co skutkuje tym, że masy superpartnerów są znacznie większe niż masy cząstek Modelu Standardowego. Typowym, parametrycznym sposobem na prowadzenie sobie z tym problemem jest rozszerzenie lagranżjanu o tak zwane człony miękko naruszające supersymetrię, czyli operatory o wymiarze cztery, które nie prowadzą do generowania kwadratowo rozbieżnych poprawek do mas skalarów. Wielkość tych nowych parametrów definiuje energię, przy której cząstki supersymetryczne powinny pojawić się w obserwowalnym spektrum. Przed uruchomieniem LHC spodziewano się powszechnie, że ta skala nowej fizyki odpowiada energiom rzędu 1 TeV.²

Poza rozwiązaniem problemu hierarchii supersymetria ma też inne zalety. Pozwala na unifikację stałych cechowania, a także dostarcza idealnego kandydata na ciemną materię w postaci najlżejszej (a przez to stabilnej) cząstki supersymetrycznej. Nie należy się więc dziwić, że na przestrzeni minionych dziesięcioleci w eksperymentalne poszukiwanie supersymetrii włożony został znaczący wysiłek intelektualny i finansowy. Biorąc przy tym pod uwagę dużą liczbę i różnorodne właści-

 $^{^{2}}$ Oczekiwania te były ściśle związane z pojęciem *naturalności* [1, 2], czyli taką właściwością teorii, która zakłada, że wszystkie jej parametry są tego samego rzędu. Można się jednak spierać, czy naturalność rzeczywiście może być uznana za charakterystykę, na podstawie której powinno się definiować modele nowej fizyki.

wości nowych cząstek postulowanych przez modele supersymetryczne, zaproponowano cały szereg komplementarnych strategii doświadczalnych.

Po pierwsze, superpartnerów cząstek Modelu Standardowego można wyprodukować w kolajderach, o ile energia zderzanych wiązek będzie wystarczająco wysoka. I tu właśnie na scenę wkracza Wielki Zderzacz Hadronów (z ang. LHC), największy i najpotężniejszy kolajder na świecie. Faza I funkcjonowania LHC została zainaugurowana w roku 2010 z energią wiązki protonów w układzie środka masy wynoszącą 7 TeV. Mimo zakrojonych na szeroką skalę poszukiwań obejmujących dziesiątki kanałów rozpadu oraz dedykowanych analiz, nie znaleziono przekonujących dowodów na istnienie ani cząstek supersymetrycznych, ani żadnych innych, których nie przewidywałby Model Standardowy. W grudniu 2014, po niemal dwuletniej przerwie, rozpoczęła się Faza II działania LHC z niemal dwukrotnie wyższą energią wiązki protonów oraz świetlnością, która w marcu 2017 osiągnęła 35 fb⁻¹. Ku pewnemu rozczarowaniu nadal nie znaleziono supersymetrii, choć liczba i różnorodność analiz eksperymentalnych pozwoliły na oszacowanie dolnych ograniczeń na typowe masy cząstek supersymetrycznych, które uważa się obecnie za cięższe niż 1 TeV.³

Po drugie, obecność supersymetrii można wykryć także w sposób pośredni. Nawet jeśli cząstki supersymetryczne są zbyt ciężkie, aby dało się je wyprodukować w LHC, ich obecność w teorii może wpływać na nisko-energetyczne właściwości cząstek Modelu Standardowego w sposób, który jesteśmy w stanie zmierzyć doświadczalnie, na przykład poprzez wkłady pętlowe do takich obserwabli fenomenologicznych jak czasy rozpadu, przekroje czynne czy stosunki rozgałęzienia. Najbardziej użytecznymi wielkościami tego typu są te związane z rozpadami ciężkich mezonów B, mierzonymi z wielką precyzją w LHC. Jedna z nich, stosunek rozgałęzienia BR ($B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$), uważana jest słusznie za znak rozpoznawczy nowej fizyki.

Należy przy tym podkreślić, że brak doświadczalnego potwierdzenia supersymetrii w bezpośrednich i pośrednich poszukiwaniach w LHC nie znaczy, że cała koncepcja teoretyczna traci rację bytu. Wręcz przeciwnie, fakt, że superpartnerzy mogą pozostawać poza zasięgiem współczesnych kolajderów jest w pełni zgodny z jednym wielki odkryciem jakiego dokonano w LHC, a mianowicie z odkryciem bozonu Higgsa. Znaczenie tego wydarzenia dla fizyki cząstek elementarnych jest nie do przecenienia, dowodzi ono bowiem, że koncepcja spontanicznego naruszenia symetrii, jedna z najbardziej eleganckich i jednocześnie brzemiennych w konsekwencje idei teoretycznych współczesnej fizyki, jest poprawna. Biorąc pod uwagę centralną rolę bozonu Higgsa w kwantowej teorii pola, dokładne przeanalizowanie jego właściwości jest niezwykle ważne i może dostarczyć dodatkowych wskazówek dotyczących natury supersymetrii.

4.2 Podsumowanie celu naukowego

Głównym celem naukowym jednotematycznego cyklu publikacji składających się na habilitację była analiza różnorodnych supersymetrycznych rozszerzeń Modelu Standardowego w świetle danych z Fazy I i II funkcjonowania LHC. Uzyskane wyniki dostarczają wskazówek, które z rozszerzeń najlepiej pasuje do danych i tym samym może być uznane za najlepszego kandydata na teorię nowej fizyki.

Rozdział 4.3 poświęcony jest analizie rezultatów bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC. Fakt, że cząstki spoza Modelu Standardowego nie zostały dotychczas zaobserwowane, pozwala na wyznaczanie coraz silniejszych dolnych ograniczeń na ich masy. Ograniczenia takie zostały

 $^{^{3}}$ W rozdziale 4.3 zostanie omówione czy, i do jakiego stopnia, takie ogólne stwierdzenia dotyczące mas cząstek supersymetrycznych mogą być w ogóle formułowane.

przeanalizowane w publikacjach [H2] and [H5]. Jednocześnie jednak w kilku analizach eksperymentalnych zaobserwowano nadwyżkę w liczbie obserwowanych zdarzeń w stosunku do przewidywań Modelu Standardowego o istotności statystycznej $2 - 3\sigma$. Wyniki takie mogą sugerować, że udało się właśnie zaobserwować pierwszy ślad cząstki supersymetrycznej. Możliwość ta została przeanalizowana w pracy [H6], zaś uzyskane rezultaty podsumowuje rozdział 4.4. I wreszcie, aktualne dane eksperymentalne pozwalają na oszacowanie przyszłego zasięgu ograniczeń z LHC przy założeniu, że strategia badawcza danej analizy doświadczalnej nie ulegnie zmianie. Symulacja tego typu, przeprowadzona w publikacji [H4], zostanie omówiona w rozdziale 4.5.

Rozdział 4.6 podsumowuje konsekwencje odkrycia bozonu Higgsa z masą 125 GeV dla dwóch modeli supersymetrycznych, w których naruszenie supersymetrii przekazywane jest do sektora widzialnego przez oddziaływania grawitacyjne przy energiach rzędu 10¹⁶ GeV (tak zwana skala GUT). W publikacji [H1] zagadnienie to zostało przeanalizowane w scenariuszu z tzw. minimalnym naruszeniem zapachu, podczas gdy w publikacji [H3] wzięto dodatkowo pod uwagę wpływ członów miękko naruszających supersymetrię, które pozwalają na zmianę zapachu skwarków o tym samym ładunku elektrycznym.

I wreszcie, w rozdziale 4.7 zostaną przedyskutowane konsekwencje, jakie dla wybranych modeli supersymetrycznych mają wyniki eksperymentów LHC dedykowanych fizyce mezonów B. Analizie tego zagadnienia poświęcona była publikacja [H1].

4.3 Dolne ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych

ATLAS i CMS, dwa eksperymenty LHC dedykowane poszukiwaniom fizyki poza Modelem Standardowym, zebrały jak do tej pory imponującą ilość danych odpowiadającą całkowitej świetlności około 35 fb⁻¹. Oba zespoły wykonały dziesiątki analiz doświadczalnych, które pozwoliły na wyznaczenie dolnych granic na masy różnych cząstek supersymetrycznych.

Należy jednak pamiętać, że przełożenie tych oficjalnych wyników eksperymentalnych na ograniczenia mające zastosowanie w ramach konkretnego modelu supersymetrycznego nie jest wcale takie proste. Dolne granice mas publikowane przez zespoły doświadczalne obowiązują tylko dla określonych scenariuszy nowej fizyki, tzw. modeli uproszczonych. W ramach modeli uproszczonych zakłada się, że spektrum supersymetryczne składa się jedynie z kilku (zwykle dwóch) lekkich cząstek, z których jedna to najlżejsze neutralino. Druga lekka cząstka może nieść albo ładunek kolorowy, jak gluino czy skwark, albo jedynie elektrosłaby, jak chargino i slepton. Dodatkowo w modelach uproszczonych zakłada się, że stosunek rozgałęzienia w analizowanym kanale rozpadu wynosi 100%.

Nie ma jednak gwarancji, że takie upraszczające założenia będą spełnione również w bardziej realistycznych scenariuszach. Na przykład, jeśli w spektrum supersymetrycznym obecne są dodatkowo inne lekkie cząstki, ograniczenia na ich masy mogą ulec zmianie. Są ku temu co najmniej dwa powody. Po pierwsze, otwarcie nowych kanałów rozpadu powoduje, że zakładany w analizie doświadczalnej stosunek rozgałęzienia jest mniejszy niż 100%. Po drugie, obecność dodatkowych cząstek na pośrednich etapach rozpadu powoduje, że końcowe obiekty rozpadu stają mniej energetyczne albo wręcz różnią się od tych rozważanych w ramach danego modelu uproszczonego. W rezultacie czułość danej analizy zmniejsza się, co skutkuje słabszymi ograniczeniami. Z tych powodów, w celu poprawnego oszacowania wpływu danych z LHC na masy cząstek w danym modelu supersymetrycznym, należy przeprowadzić pełną *reinterpretację* dostępnych wyników eksperymentalnych.

Reinterpretacja polega na symulacji numerycznej danej analizy doświadczalnej i zastosowaniu

uzyskanych wyników do rozważanego modelu. Jest to jednak zadanie obliczeniowe o dużym stopniu złożoności i czasochłonności, wykorzystujące całą gamę programów numerycznych. Dlatego też niezbędnym krokiem poprzedzającym każdą analizę fenomenologiczną jest implementacja schematu reinterpretacji w zautomatyzowanym kodzie numerycznym. Pierwsza wersja takiego kodu, wykorzystana do analizy wyników bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC w modelach zdefiniowanych przy skali GUT, została zaprezentowana w pracy [P11]. Później kod został znacząco rozbudowany i zmodernizowany w ramach badań opublikowanych w [H2] i [H5]. Obecnie narzędzie do reinterpretacji danych z LHC może być zastosowane do dowolnego modelu supersymetrycznego.

Przejdę teraz do krótkiego opisu struktury kodu, podkreślając te elementy, które stanowią mój oryginalny wkład. Ścieżka obliczeniowa opiera się na sześciu połączonych modułach. Są to, kolejno:

- generator spektrum supersymetrycznego (SOFTSUSY [3]),
- kalkulator stosunków rozgałęzienia (SUSY-HIT [4]),
- generator zdarzeń (PYTHIA [5]),
- symulator odpowiedzi detektora (PGS 4 [6], DELPHES [7]),
- kalkulator efektywności/sygnału supersymetrycznego (oryginalny wkład habilitantki),
- kalkulator funkcji prawdopodobieństwa (*oryginalny wkład habilitantki*).

Cztery pierwsze moduły wykorzystują publicznie dostępne programy komputerowe zgodnie z następujący algorytmem. Dla każdego punktu z przestrzeni parametrów modelu supersymetrycznego kod SOFTSUSY oblicza spektrum, zaś SUSY-HIT stosunki rozgałęzienia. Następnie przy pomocy kodu PYTHIA symulowana jest produkcja cząstek supersymetrycznych w LHC, zaś produkty hadronizacji przekazywane są do symulatora odpowiedzi detektora PGS 4 ([H2]) lub DELPHES ([H5]). W tym ostatnim przypadku wykorzystywane są tzw. karty detektora z ustawieniami wskazanymi przez AT-LAS i CMS. Również zaimplementowany w DELPHES algorytm do identyfikacji dżetów pochodzących z rozpadu kwarku b (tzw. b-tagging) został dostosowany do zaleceń eksperymentalnych. Ten ostatni krok jest szczególnie istotny, gdyż b-tagging odgrywa decydującą rolę przy wyznaczaniu ograniczeń na masy skwarków trzeciej generacji.

Symulator odpowiedzi detektora zwraca obiekty fizyczne (dżety, elektrony, miony, brakującą energię), z których następnie w kalkulatorze efektywności konstruowane są zmienne kinematyczne właściwe dla danej analizy eksperymentalnej. Zmienne te służą do zdefiniowania przedziałów kinematycznych oraz do oddzielenia sygnału supersymetrycznego od tła Modelu Standardowego. W tym celu dla każdego przedziału kinematycznego wyznaczona zostaje efektywność ϵ , zdefiniowana jako procent zdarzeń, które spełniły kryteria selekcji zadane przez zmienne kinematyczne. Następnie oblicza się liczbę zdarzeń sygnału supersymetrycznego s w danym przedziale kinematycznym, $s = \epsilon \times \sigma_{NLO} \times \int L$, gdzie $\int L$ oznacza całkowitą świetlność. Przekrój czynny na poziomie NLO+NNL, σ_{NLO} , dostępny jest na stronie internetowej grupy roboczej LHC SUSY Cross Section Working Group. Dedykowany kalkulator efektywności musi zostać skonstruowany oddzielnie dla każdej doświadczalnej analizy poszukiwań supersymetrii.

Siłę sygnału supersymetrycznego porównuje się statystycznie z publikowaną dla danej analizy liczbą zdarzeń obserwowanych przez LHC o oraz z tłem Modelu Standardowego b. Służy do tego oryginalny kalkulator funkcji prawdopodobieństwa \mathcal{L} . Niepewności systematyczne przy wyznaczaniu tła, δb , uwzględnia się obliczając splot rozkładu Poissona z rozkładem Gaussa,

$$\mathcal{L}(o,s,b) = \int P(o|s,\bar{b})G(\bar{b}|b,\delta b)d\bar{b}.$$
(1)

Cuts	$E_T^{\text{miss}} > 200 \text{ GeV}, p_T(\text{jet}_1)$	Njet	$(\Delta \phi(E_T^{ m miss}, m jet))_{ m min}$	$p_T(\text{jet}_2)$	$E_T^{\rm miss}/\sqrt{H_T}$	$m_{\rm eff}({\rm incl})$
SR2 - ATLAS	77.0%	75.9%	67.8%	67.8%	44.5%	20.8%
SR2 - recast	77.6%	77.6%	68.6%	67.8%	45.3%	22.5%
SR3 - ATLAS	84.8%	83.5%	66.1%	49.3%	19.6%	3.8%
SR3 - recast	85.2%	85.2%	66.1%	47.3%	19.1%	5.2%

Tabela 1: Porównanie efektywności opublikowanych przez ATLAS w analizie [8] z tymi obliczonymi przy pomocy narzędzia do reinterpretacji danych z LHC, dla mas supersymetrycznych $(m_{\tilde{q}}, m_{\chi_1^0}) = (1000, 400)$ GeV. Etykiety SR2 i SR3 oznaczają dwa wybrane przedziały kinematyczne. Opublikowano w [H5].

Funkcja prawdopodobieństwa obliczana jest oddzielnie dla każdego przedziału kinematycznego, zaś końcowe prawdopodobieństwo dla każdego punktu w przestrzeni parametrów modelu definiuje się jako iloczyn funkcji prawdopodobieństwa dla poszczególnych przedziałów. Przedziały ufności otrzymuje się z rozkładu zmiennej $\delta\chi^2$ jako $\delta\chi^2 = 2\log(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{MAX})$. Dla przykładu, przedział ufności 95% odpowiada wartości $\delta\chi^2 = 5.99$.

Rezultaty uzyskane z wykorzystaniem narzędzia do reinterpretacji danych z LHC muszą zostać zweryfikowane przez porównanie z wynikami eksperymentalnymi otrzymanymi w ramach modelu uproszczonego. Można to zrobić na dwa sposoby: porównując efektywności na kolejnych etapach selekcji dla kilku przykładowych punktów w przestrzeni parametrów modelu; lub porównując dolne ograniczenia na masy najlżejszych cząstek supersymetrycznych.

Jako przykład pierwszego typu, w tabeli 1 przedstawione zostało porównanie efektywności na kolejnych etapach selekcji zdarzeń opublikowanych przez eksperyment ATLAS oraz uzyskanych przy wykorzystaniu narzędzia do reinterpretacji danych z LHC. Rozważna analiza doświadczalna, oparta na danych odpowiadających świetlności 3.2 fb^{-1} przy energii wiązki 13 TeV, zakłada końcowe produkty rozpadu w postaci 0 leptonów, 2-6 dżetów oraz brakującej energii (E_T^{miss}) [8]. Porównanie przeprowadzono dla punktu w przestrzeni parametrów modelu uproszczonego odpowiadającego masom najlżejszych cząstek supersymetrycznych $(m_{\tilde{g}}, m_{\chi_1^0}) = (1100, 700)$ GeV. Etykiety SR2 i SR3 oznaczają dwa rozłączne przedziały kinematyczne. We wszystkich przypadkach obie efektywności są zgodne, co wskazuje, że procedura doświadczalna została zaimplementowana w sposób poprawny.

Druga metoda weryfikacji przedstawiona jest na rysunku 1, który pokazuje rozkład punktów w przestrzeni parametrów modelu uproszczonego wykluczonych na poziomie ufności 99.7% (szare romby), na poziomie ufności 95.0% (niebieskie koła) oraz na poziomie ufności 68.3% (granatowe trójkąty). Rysunek 1(a) odpowiada analizie CMS z 3 leptonami w stanie końcowym i świetlnością 8.2 fb⁻¹ przy energii wiązki 8 TeV [9], zaś rysunek 1(b) wspomnianej wyżej analizie eksperymentu ATLAS [8]. Czarna linia ciągła oznacza oficjalne dolne ograniczenie na masy supersymetryczne na poziomie ufności 95%. Po raz kolejny zaobserwować można dużą zgodność obydwu rezultatów, co potwierdza, że funkcja prawdopodobieństwa skonstruowana została poprawnie.

Opisane powyżej narzędzie numeryczne zostało wykorzystane w kilku analizach fenomenologicznych w celu przetestowania statusu wybranych modeli supersymetrycznych w świetle danych z bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC.

W publikacji [H2] przeanalizowano ograniczenia narzucone na masy nowych cząstek przez rezultaty Fazy I funkcjonowania LHC w scenariuszach zakładających tzw. *naturalne spektra*. Spektra takie charakteryzują się obecnością lekkich skwarków top i botom (dla których ograniczenia z LHC są dużo słabsze niż dla skwarków dwóch pierwszych generacji), lekkich higgsin (supersymetrycznych partnerów bozonów Higgsa), oraz masami pozostałych kolorowych sfermionów poza zasięgiem kolaj-



Rysunek 1: (a) Symulacja analizy CMS z 3 leptonami w stanie końcowym i świetlnością 8.2 fb⁻¹ przy energii wiązki 8 TeV [9], przy założeniu łańcucha rozpadu postaci $\tilde{\chi}_2 \rightarrow l\tilde{l}, \tilde{\chi}^{\pm} \rightarrow \nu \tilde{l}$ (opublikowano w [H2]). (b) Symulacja analizy ATLAS [8], przy założeniu łańcucha rozpadu postaci $\tilde{q} \rightarrow q\chi_1^0$ (opublikowano w [H5]). Punkty wykluczone na poziomie ufności 99.7% oznaczone są jako szare romby, na poziomie ufności 95.0% jako niebieskie koła, zaś te na poziomie ufności 68.3% jako granatowe trójkąty. Punkty oznaczone przez czerwone kwadraty uznaje się za dozwolone. Czarna linia ciągła oznacza oficjalne ograniczenie na masy cząstek supersymetrycznych na poziomie ufności 95%.

derów. Scenariusze tego typu cieszyły się dużym zainteresowaniem w początkowym okresie działania LHC, pozwalały bowiem na zredukowanie tzw. *elektrosłabego fine-tuningu*, czyli niepożądanego dostrojenia różnych parametrów modelu.⁴

W publikacji [H2] przeanalizowano trzy różne rodzaje naturalnych spektrów. W pierwszym przypadku składało się ono z lekkich skwarków top i bottom oraz z higgsina, podczas gdy pozostałe cząstki supersymetryczne były dużo cięższe. W drugim scenariuszu rozważano dodatkowo lekkie gluino. I wreszcie trzecie, najbardziej skomplikowane spektrum, zawierało także lekkie sleptony, chargino i neutralino-bino. Po stronie eksperymentalnej zreinterpretowano przy pomocy narzędzia omówionego w pierwszej części rozdziału trzy analizy dedykowane poszukiwaniom nowej fizyki: produkcję skwarków top ATLAS-a ze świetlnością 20.7/fb [10], poszukiwanie gluin i skwarków z wykorzystaniem zmiennej α_T CMS-a ze świetlnością 11.7/fb [11], oraz analizę z 3 leptonami w stanie końcowym CMS-a ze świetlnością 9.2/fb [9].

Pokazano, że wraz ze wzrostem złożoności spektrum supersymetrycznego w stosunku do modeli uproszczonych i przy jednoczesnym statystycznym połączeniu rezultatów różnych analiz z LHC, można zaobserwować dwa konkurujące efekty. Z jednej strony w bardziej skomplikowanym spektrum pojawiają się dłuższe łańcuchy rozpadu, które mogą prowadzić, przy szczególnym wyborze parametrów modelu, do takich stanów końcowych rozpadu, na które pojedyncze analizy nie są czułe. W efekcie oczekiwany sygnał supersymetryczny zmniejsza się i ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych stają słabsze. Z drugiej strony połączenie wyników różnych analiz pozwala pokryć szerszy zakres możliwych stanów końcowych, co z kolei wpływa na zwiększenie siły ograniczeń. Dodatkowo w przypadku, gdy rozważane analizy LHC można uznać za statystycznie niezależne, całkowita funkcja prawdopodobieństwa przyjmuje większe wartości niż jej odpowiedniki dla indy-

⁴Formalną definicję fine-tuningu oraz związaną z nim dyskusję można znaleźć, na przykład, w pracy [P8].



Rysunek 2: Procent punktów p19MSSM wykluczonych na poziomie ufności 95% przez kombinację 12 analiz eksperymentu ATLAS dedykowanych poszukiwaniom supersymetrii w trakcie Fazy II funkcjonowania LHC. Osie wykresów odpowiadają dwóm kombinacjom mas supersymetrycznych: (a) $(m_{\tilde{g}}, m_{\chi_1^0})$ i (b) $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\chi_1^0})$. Opublikowano w [H5].

widualnych analiz, co pozwala przetestować większy obszar przestrzeni parametrów. Ta ostatnia obserwacja wyraźnie pokazuje, że poprawna reinterpretacja oraz statystyczne łączenie rezultatów różnych analiz LHC jest niezbędnym elementem każdej supersymetrycznej analizy fenomenologicznej.

Publikacja [H5] stanowi rozszerzenie i aktualizację badań rozpoczętych w artykule [H2]. Przeanalizowałam w niej, po raz pierwszy w literaturze, wpływ danych z Fazy II funkcjonowania LHC z energią wiązki protów 13 TeV i świetlnością $14 \, {\rm fb}^{-1}$ na dozwoloną przestrzeń parametrów fenomenologicznego Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego opisanego przez 19 niezależnych parametrów (tzw. p19MSSM). Model ten jest najogólniejszą parametryzacją lagranżjanu miękko naruszającego supersymetrię przy założeniu minimalnego naruszenia zapachu, w związku z czym uzyskane w jego ramach dolne ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych można traktować jako *absolutne*, czyli takie, które muszą być spełnione w każdym scenariuszu supersymetrycznym.

W celu przeprowadzenia badania zaimplementowałam w opisanym wcześniej narzędziu do reinterpretacji danych 12 analiz eksperymentu ATLAS, a następnie wyznaczyłam dolne ograniczenia na dopuszczalne masy superpartnerów.⁵ Łącząc wyniki oddzielnych analiz posłużyłam się tzw. strategią "najlepszej". Oznacza to, że funkcja prawdopodobieństwa przypisana danemu punktowi w przestrzeni parametrów odpowiadała funkcji prawdopodobieństwa z analizy, w której była ona najwyższa. Na tej podstawie obliczyłam, że dzięki kombinacji wszystkich zaimplementowanych analiz 25% punktów w przestrzeni parametrów modelu można było wykluczyć na poziomie ufności 95%. W szczególności, po uwzględnieniu danych z Fazy II działania LHC dozwolone spektrum supersymetryczne zawierało skwarki top o masie powyżej 400 GeV, gluina o masie powyżej 790 GeV, oraz skwarki pierwszej i drugiej generacji cięższe niż 440 GeV. Ograniczenia te zwiększały się odpowiednio do 750 GeV, 1450 GeV i 720 GeV, jeśli masa najlżejszego neutralina była niewielka.⁶

⁵Górna granica analizowanych mas superpartnerów została ustalona na 4 TeV.

⁶Do dzisiaj opublikowano analizy eksperymentalne oparte na danych odpowiadających świetlności ~ $40 \,\mathrm{fb}^{-1}$, zatem najbardziej aktualne dolne ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych są nieco silniejsze.

Wyniki przeprowadzonej analizy podsumowane zostały na rysunku 2, który przedstawia procent punktów modelu p19MSSM wykluczonych na poziomie ufności 95% przez kombinację zaimplementowanych analiz poszukiwań supersymetrii. Osie wykresów odpowiadają dwóm zestawom mas superpartnerów: (a) $(m_{\tilde{g}}, m_{\chi_1^0})$ i (b) $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\chi_1^0})$. Kolor szary oznacza te części przestrzeni parametrów modelu, które zostały wykluczone po Fazie I działania LHC. Na czerwono natomiast zaznaczono te obszary, w których 100% punktów zostało wykluczonych po uwzględnieniu danych z Fazy II, należy je zatem interpretować jako absolutne dolne ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych na poziomie ufności 95%. Warto zauważyć, że skwarki stop mogą być znacznie lżejsze niż gluina, co jest związane z dużo mniejszym przekrojem czynnym na ich produkcję w LHC.

Na zakończenie tego rozdziału podsumuję najistotniejsze rezultaty uzyskane w publikacjach [H2] i [H5]:

- Wyniki bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC, interpretowane przez zespoły eksperymentalne w ramach modeli uproszczonych, muszą zostać każdorazowo poprawnie zreinterpretowane w celu wykorzystania w analizie bardziej złożonych scenariuszy supersymetrycznych.
- W celu zautomatyzowania procedury reinterpretacji rozwinięte zostało dedykowane narzędzie numeryczne, wykorzystane następnie w trakcie analiz fenomenologicznych poświęconych wyznaczeniu dolnych ograniczeń na masy cząstek supersymetrycznych. Inne zastosowania narzędzia zostaną przedyskutowane w rozdziałach 4.4 i 4.5.
- Wciąż istnieją obszary przestrzeni parametrów (czyli, innymi słowy, kombinacje mas superpartnerów) dozwolone przez dane z LHC, w których nowe cząstki mogą być względnie lekkie (zdecydowanie poniżej skali 1 TeV). Z reguły wymaga to obecności w spektrum przynajmniej dwóch cząstek supersymetrycznych o bardzo zbliżonych masach, określanych z tego powodu jako skompresowane spektra.

4.4 Domniemany sygnał supersymetryczny

W poprzednim rozdziale zostało omówione, w jaki sposób na podstawie negatywnych danych z LHC można wyznaczyć dolne ograniczenia na masy superpartnerów i jaki jest w związku z tym status supersymetrii w trakcie Fazy II funkcjonowania kolajdera. W tym rozdziale przeanalizujemy odwrotne pytanie: czy dostępne dane doświadczalne mogą sygnalizować, że jakaś cząstka supersymetryczna zostanie wkrótce odkryta? A jeśli tak, to w jaki sposób takie odkrycie mogłoby zostać antycypowane przy wykorzystaniu metod statystycznych?

Pośród dziesiątków kanałów rozpadu przeanalizowanych przez ATLAS i CMS, zdecydowana większość wyników wykazuje zgodność z oczekiwaniami Modelu Standardowego. Pojawiło się jednak kilka analiz, w których liczba zaobserwowanych zdarzeń była statystycznie większa niż tło przewidziane przez Model Standardowy. Takie rozbieżności, dla których niewystarczająca istotność statystyczna nie pozwala na stwierdzenie odkrycia, które jednak wydają się zbyt duże jak na zwykłe fluktuacje statystyczne, noszą miano *anomalii*. Zwykle budzą one wśród fizyków cząstek spore zainteresowanie, mogą bowiem oznaczać pierwszy sygnał nowej fizyki, który zostanie potwierdzony przy większej ilości danych.

W publikacji [H6] poświęciliśmy nieco uwagi anomalii, która pojawiła się w 1-leptonowej analizie ATLAS-a [12] i która wykazała nadwyżkę zdarzeń o istotności 3.3σ w tak zwanym przedziale kinematycznym DM-low, a także dwie inne nadwyżki o mniejszej istotności, odpowiednio 2.6σ i 2.2σ , w przedziałach bC2x-diag i SR1. Przedziały te zostały zdefiniowane w oparciu o zmienne kinematyczne



Rysunek 3: Przykładowe spektra supersymetryczne, które mogą wyjaśnić nadwyżkę zdarzeń zaobserwowaną w analizie eksperymentu ATLAS z 1 leptonem w stanie końcowym [12]. Kolory odpowiadające różnym cząstkom opisane są w legendzie. Obok strzałek oznaczone zostały cząstki Modelu Standardowego emitowane na kolejnych etapach rozpadu. Opublikowano w [H6].

zaprojektowane w celu rozróżnienia pomiędzy sygnałem supersymetrycznym a spodziewanym tłem Modelu Standardowego. W rozważanej analizie były to, kolejno, brakująca energia, pęd poprzeczny oraz asymetryczny pęd poprzeczny. Przy okazji warto zauważyć, że stan końcowy, w którym wśród produktów rozpadu znajduje się dokładnie jeden lepton jest szczególne interesujący, może on bowiem sygnalizować produkcję najlżejszej kolorowej cząstki supersymetrycznej (skwarku top), kluczowej przy wyznaczaniu masy bozonu Higgsa (rozdział 4.6).

Kontynując strategię przyjętą w publikacji [H5], analizę [H6] przeprowadzono w ramach modelu p19MSSM. Jako jeden z głównych rezultatów wytypowano kilka typów spektrów, które z jednej strony mogły wyjaśnić domniemany sygnał supersymetryczny, a z drugiej nie były wykluczone przez pozostałe analizy LHC zaimplementowane w [H5] (rozdział 4.3). Spektra te można w ogólności podzielić na dwie kategorie, przedstawione graficznie na rysunku 3. Pierwsza kategoria, punkty BP1-BP4, charakteryzują się obecnością jednego lekkiego w skwarku top i/lub bottom z masą w przedziale 700 – 800 GeV oraz neutralina o masie około 400 GeV. W niektórych przypadkach pojawia się też chargino z masą bliską masie neutralina. W drugiej kategorii spektrów, punkty BP5 i BP6, skwark top, chargino i neutralino są cięższe niż ~ 650 GeV, zaś źródłem sygnału supersymetrycznego jest kaskadowy rozpad skwarków pierwszej lub drugiej generacji o masach około 1.1 - 1.2 TeV. We wszystkich powyższych scenariuszach porównaliśmy globalną wartość statystyki χ^2 względem zaimplementowanych analiz ATLAS-a dla domniemanego sygnału supersymetrycznego oraz dla przewidywań Modelu Standardowego. Okazało się, że w tym pierwszym przypadku globalna istotność statystyczna jest wyższa, co mogłoby sugerować, że zaobserwowana anomalia jest prawdziwa.

Kolejnym ważnym elementem analizy [H6] było pokazanie, że w ogólnym przypadku nadwyżka zdarzeń zaobserwowana przez jeden zespół eksperymentalny nie musi wcale zostać potwierdzona przez podobną analizę przeprowadzoną przez zespół drugi. Może się to wydawać sprzeczne z intuicją i wcale nie jest oczywiste bez pełnego statystycznego porównania obu zbiorów wyników.

Zagadnienie to zostało szczegółowo przebadane na przykładzie 1-leptonowej analizy eksperymentu CMS [13]. Mimo, że zakładała ona dokładnie taka sama sygnature eksperymentalna jak w przypadku ATLAS-a [12], nie zaobserwowano w niej żadnej nadwyżki obserwowanych zdarzeń w stosunku do przewidywań Modelu Standardowego. Po przeprowadzeniu statystycznego porównania obu analiz okazało się jednak, że ich przewidywania sa całkowicie zgodne. Były ku temu dwa powody. Po pierwsze, zmienne kinematyczne zastosowane przez CMS, podobnie jak oparte na nich definicje przedziałów kinematycznych, różniły sie w szczegółach od tych wykorzystanych przez ATLAS. Po drugie, oba zespoły przyjęły odmienne strategie obliczania tła, które w przypadku CMS-a są zwykle bardziej konserwatywne. W konsekwencji w tym drugim przypadku hipoteza tła nie odpowiadała minimum statystyki χ^2 wskazując, że Model Standardowy nie był tu statystycznie preferowany. I tak, obliczona przez nas istotność statystyczna tła wynosiła w analizie CMS $\chi^2_{SM} = 9.8$, podczas gdy dla dwóch przykładowych punktów z rysunku 3, BP1 i BP5, było to, odpowiednio, $\chi^2_{\rm BP1} = 11.3$ i $\chi^2_{\rm BP5} = 8.8$. Oznacza to, że jakość dopasowania domniemanego sygnału supersymetrycznego zaobserwowanego przez ATLAS była w analizie CMS-a tylko nieznacznie gorsza, a niekiedy nawet lepsza, niż dla analogicznej wielkości w Modelu Standardowym, co potwierdza zgodność przewidywań obydwu analiz.

Najważniejsze wnioski płynące z publikacji [H6] można podsumować następująco:

- Istnieje kilka klas spektrów supersymetrycznych, które mogą wyjaśnić anomalię zaobserwowaną przez ATLAS w analizie jednoleptonowej. Wszystkie wskazują na istnienie kolorowych cząstek skalarnych (skwarków) o masach poniżej 1 TeV.⁷
- Nie ma sprzeczności pomiędzy zaobserwowaniem domniemanego sygnału nowej fizyki w jednej analizie i niezaobserwowaniem go w innej, nawet jeśli na pozór obie analizy wydają się podobne. Zgodność ich przewidywań musi być każdorazowo zweryfikowana statystycznie.
- Ponieważ kluczową rolę w tego typu analizach odkrywa statystycznie poprawna interpretacja danych, narzędzie numeryczne do reinterpretacji danych z LHC omówione w rozdziale 4.3 jest idealnym instrumentem do ich przeprowadzenia.

4.5 Zasięg poszukiwań supersymetrii przy większych energiach i świetlnościach

Kolejnym zastosowaniem narzędzia do reinterpretacji danych z LHC omówionego w rozdziale 4.3 jest możliwość oszacowania za jego pomocą przyszłego zasięgu poszukiwań supersymetrii przy wyższych energiach wiązki protonów oraz przy wyższych świetlnościach. Analiza tego typu może dostarczyć użytecznych wskazówek na temat tego, czy dany model supersymetryczny ma szansę zostać w przyszłości przetestowany przez LHC.

W publikacji [H4] przeanalizowano, do jakiego stopnia LHC będzie w stanie przetestować klasę modeli supersymetrycznych zdefiniowanych przy skali GUT, charakteryzujących się nieuniwersalnymi masami gaugin. Dodatkowo modele te miały wyjaśnić tzw. anomalię w pomiarze anomalnego momentu magnetycznego mionu, $(g-2)_{\mu}$, a także pozwolić na uzyskanie poprawnej gęstości ciemnej materii oraz masy bozonu Higgsa. W ramach badania wykonano numeryczną symulację dwóch analiz eksperymentalnych zakładających produkcję sleptonów, neutralin i chargin: analizę

⁷Nadwyżka zaobserwowana w [12] nie znalazła potwierdzenie w kolejnych analizach z większą ilością danych, była więc ostatecznie jedynie fluktuacją statystyczną.



Rysunek 4: Przewidywane dolne ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych w LHC z energią wiązki 14 TeV i świetlnością 300 fb⁻¹. (a) Analiza 3-leptonowa dla produkcji $\chi_1^{\pm} \tilde{\chi}_2^0$ eksperymentu CMS [15]. (b) Analiza 2-leptonowa dla produkcji $\tilde{e}_L \tilde{e}_L$ eksperymentu ATLAS [14]. Oznaczenie kolorami jest takie samo jak na rysunku 1. Opublikowano w [H4].

z 2 leptonami w stanie końcowym ATLAS-a [14] oraz z 3 leptonami w stanie końcowym CMSa [15]. Przewidywany przyszły zasięg obu analiz został wyznaczony dla energii wiązki 14 TeV przy założonej świetlności $L = 300 \, \text{fb}^{-1}$.

Pierwszym krokiem wykonanej przez nas analizy była symulacja tła Modelu Standardowego. W przypadku topologii 3-leptonowej składały się na nią produkcja bozonów WZ oraz kwarków top, jak również rzadkie procesy typu $t\bar{t}Z/W/H$ oraz produkcja trójbozonowa. W przypadku topologii 2-leptonowej dominujące tło pochodziło z produkcji par bozonów elektrosłabych oraz par $t\bar{t}$. Zdarzenia tła zostały wygenerowane za pomocą kodu numerycznego MadGraph5_aMC@NLO [16], zaś ich rozpad opisany za pomocą narzędzia PYTHIA8. Do obliczenia przekrojów czynnych na poziomie NLO ponownie wykorzystano MadGraph5_aMC@NLO. Efektywność analizy została obliczona w oparciu o kryteria selekcji podane w obu publikacjach eksperymentalnych, zaś liczbę zdarzeń tła zdefiniowano standardowo jako iloczyn efektywności, świetlności oraz przekroju czynnego. Niepewność w wyznaczeniu liczby zdarzeń tła obliczono jako sumę kwadratów dwóch niezależnych wkładów: niepewności w wyznaczeniu przekroju czynnego przez kod MadGraph; oraz statystycznej niepewności symulacji typu Monte Carlo.

Wielkość wyznaczonego w ten sposób tła została skonfrontowana z liczbą zdarzeń tła cytowaną przez ATLAS i CMS w publikacjach eksperymentalnych dla energii 8 TeV. Obliczyliśmy również ograniczenia na masy cząstek supersymetrycznych w ramach dwóch modeli uproszczonych rozważanych przez zespoły doświadczalne. W obu przypadkach otrzymaliśmy bardzo dobrą zgodność naszej procedury numerycznej z oficjalnymi wynikami.

W drugim kroku powtórzyliśmy całą powyższą analizę zwiększając energię wiązki protonów do 14 TeV. W celu wyznaczenia przewidywanych ograniczeń na masy superpartnerów założyliśmy, że liczba obserwowanych zdarzeń będzie równa liczbie zdarzeń tła. Na rysunku 4(a) przedstawiony został przewidywany zasięg analizy 3-leptonowej CMS-a w scenariuszu zakładającym produkcję neutralina i chargina oraz ich rozpad poprzez sleptony, z całkowitą świetlnością $L = 300 \, \text{fb}^{-1}$.

Oznaczenie kolorami jest takie samo jak na rysunku 1. Uzyskane rezultaty wskazują, że dolne ograniczenie na masę chargina zostanie podwyższone do $\sim 1400 \,\text{GeV}$, co oznacza wzrost o ponad 50% w stosunku do wyników odpowiadających energii 8 TeV (przy założeniu masy najlżejszego z neutralin poniżej $\sim 900 \,\text{GeV}$). Analogiczne przewidywanie dla mas sleptonów zilustrowane jest na rysunku 4(b).

Wykorzystując powyższe wyniki symulacji numerycznej, byliśmy w stanie zademonstrować, że przestrzeń parametrów rozważanej klasy modeli supersymetrycznych zostanie niemal całkowicie przetestowana w trakcie kolejnych faz funkcjonowania LHC. Prowadzi to do ciekawego wniosku, że jeśli anomalia $(g-2)_{\mu}$ rzeczywiście sygnalizuje nową fizykę i zostanie w przyszłości potwierdzona przez inne eksperymenty, będzie to oznaczało, że któryś z modeli supersymetrycznych rozważanych w [H4] musi zostać zaobserwowany przez LHC. Jeśli tak się nie stanie, modele te trzeba będzie wykluczyć.

4.6 Odkrycie bozonu Higgsa

Największym jak na razie sukcesem LHC było odkrycie bozonu Higgsa w lipcu 2012 roku [17, 18]. Ta jedyna skalarna cząstka Modelu Standardowego odgrywa w nim kluczową rolę, jest bowiem odpowiedzialna za naruszenie symetrii elektrosłabej oraz za nadanie mas wszystkim kwarkom i naładowanym leptonom, a także bozonom cechowania W i Z.

Żeby móc ocenić wpływ tego odkrycia na fizykę poza Modelem Standardowym, należy najpierw zrozumieć pochodzenie masy bozonu Higgsa. Potencjał skalarny dla pola Higgsa ϕ dany jest przez

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^{\dagger} \phi + \lambda (\phi^{\dagger} \phi)^2 , \qquad (2)$$

gdzie $\mu^2 < 0$ jest gołym parametrem masowym, zaś λ to stała samosprzężenia. W Modelu Standardowym oba te parametry są *a priori* swobodne i można je wyznaczyć jedynie w oparciu o dane eksperymentalne. I tak, aby zgadzały się masy bozonów W i Z, stosunek $-\mu^2/\lambda$ musi wynosić $-\mu^2/\lambda = 4M_W^2/g_2^2$. Z kolei zmierzona przez LHC masa bozonu Higgsa, $m_h \sim 125 \,\text{GeV}$, pozwala na obliczenie gołej masy jako $-2\mu^2 = m_h^2$, co w konsekwencji umożliwia ustalenie wartości stałej samosprzężenia na $\lambda \simeq 0.12$.⁸

W minimalnym supersymetrycznym rozszerzeniu Modelu Standardowego sytuacja jest zupełnie inna. Po pierwsze, zawiera on nie jeden, a dwa skalary Higgsa wymagane przez kasowanie anomalii cechowania oraz holomorficzność superpotencjału. Po drugie, ważniejsze, interesującą i unikalną cechą teorii supersymetrycznych jest fakt, że w ich ramach potencjał skalarny nie musi być dodany "ręcznie" do lagranżjanu, ale jest całkowicie wyznaczony przez pozostałe oddziaływania obecne w teorii. Jest to naturalną konsekwencją faktu, że w supersymetrii skalary i fermiony należą do tych samych supermultipletów. Tak zwane poprawki typu D do potencjału skalarnego ustalone są przez oddziaływania cechowania, natomiast poprawki typu F przez oddziaływania Yukawy. Dodatkowe poprawki do gołej masy skalarów pochodzą z części lagranżajnu miękko naruszającej supersymetrię. Całkowity potencjał skalarny dla pół Higgsa przyjmuje zatem formę

$$V = \left(|\mu|^2 + m_{H_u}^2 \right) |H_u^0|^2 + \left(|\mu|^2 + m_{H_d}^2 \right) |H_d^0|^2 - (bH_u^0 H_d^0 + \text{c.c.}) + \frac{1}{8} (g_2^2 + g_1^2) \left(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2 \right)^2 .$$
(3)

⁸Ta szczególna wartość λ ma ważne konsekwencja dla stabilności próżni w Modelu Standardowym. Jest to ciekawy temat badawczy, jednak nie zostanie on omówiony w autoreferacie.

 μ jest tutaj parametrem superpotencjału odgrywającym rolę supersymetrycznej wersji masy bozonu Higgsa, zaś m_{H_u} i m_{H_d} są masami skalarów Higgsa miękko naruszającymi supersymetrię. Co ważne, stała samosprzężenia, odpowiedniczka λ w równaniu (2), jest teraz wyznaczona przez kombinację g_2 i g_1 , stałych sprzężenia oddziaływań elektrosłabych i hiperładunkowych.

Ta ostatnia własność potencjału skalarnego ma ważne konsekwencje. W przeciwieństwie do Modelu Standardowego, w którym na poziomie drzewowym masa bozonu Higgsa jest swobodnym parametrem teorii i może zawsze zostać dobrana w taki sposób, aby pasować do danych doświadczalnych, w modelach supersymetrycznych jest ona wielkością policzalną i dodatkowo ograniczoną z góry przez masę bozonu Z,

$$m_h \le M_Z |\cos(2\beta)|, \tag{4}$$

gdzie tan β jest zdefiniowany jako stosunek oczekiwanych wartości próżniowych skalarów Higgsa H_u^0 i H_d^0 . Od czasu, gdy pomiary Wielkiego Zderzacza Elektronowo-Pozytonowego (z ang. LEP) ustanowiły dolną granicę masy bozonu Higgsa na 114 GeV, wiadomo było, że do jej wyjaśnienia w ramach Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego potrzebne są duże poprawki radiacyjne. Problem ten stał się jeszcze poważniejszy w roku 2012, kiedy to po raz pierwszy zmierzono masę bozonu Higgsa doświadczalnie i okazało się, że w rzeczywistości jest ona znaczenie wyższa i wynosi około 125 GeV.

Z drugiej jednak strony wiadomo, że wymagane poprawki radiacyjne muszą być generowane przez cząstki supersymetryczne, a zatem pomiar LHC może stwarzać możliwość pośredniego testowania ich właściwości. Takie podejście byłoby komplementarne do bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC, omówionych w rozdziałach 4.3 - 4.5. Warto przypomnieć, że podobna argumentacja pozwoliła teoretykom przewidzieć masę kwarku top zanim jeszcze została ona zmierzona, analizując pętlowe wkłady od tego kwarku do mas bozonów Z i W.

Właśnie takie podejście zastosowano w publikacji [H1] do przeanalizowania wpływu odkrycia bozonu Higgsa na dozwoloną przestrzeń parametrów konkretnego modelu supersymetrycznego, tak zwanego ograniczonego MSSM-u (z ang. CMSSM). W scenariuszu tym zakłada się, że naruszenie supersymetrii w sektorze ukrytym przekazywane jest do sektora widzialnego przez oddziaływania grawitacyjne. W konsekwencji część lagranżjanu miękko naruszająca supersymetrię generowana jest przy energiach rzędu ~ 10¹⁶ GeV. Atrakcyjną cechą CMSSM-u, która jednocześnie czyni ten model bardzo przewidywalnym, jest fakt, że opisują go zaledwie 4 wolne parametry. Są to zunifikowana masa skalarów m_0 , zunifikowana masa gaugin $m_{1/2}$, wprowadzony wcześniej parametr tan β oraz stała sprzężeń trójliniowych A_0 , która opisuje oddziaływania bozonu Higgsa ze sfermionami. Dodatkowo renormalizacja gołych mas i sprzężeń pomiędzy skalą energii ~ 10¹⁶ GeV a skalą oddziaływań elektrosłabych wprowadza dodatkowe korelacje między tymi czterema, *a priori* swobodnymi, parametrami modelu.

Aby zrozumieć zależność masy bozonu Higgsa od parametrów CMSSM-u, przypomnijmy sobie, że największa poprawka do obserwabli m_h pochodzi od skwarków top [19],

$$\Delta m_h^2 = \frac{3}{8\pi^2 v^2} Y_t^4 v_2^4 \ln \frac{\tilde{m}^2}{m_t^2} + \frac{3v_2^4}{8\pi^2 v^2} \left[\frac{\tilde{X}_t^2}{\tilde{m}^2} \left(Y_t^2 - \frac{\tilde{X}_t^2}{12\tilde{m}^2} \right) \right] \,, \tag{5}$$

gdzie Y_t oznacza stałą Yukawy kwarku top, m_t - jego masę, \tilde{m} jest średnią masą skwarków top, v = 246 GeV to kombinacja wartości próżniowych dwóch skalarów Higgsa, v_1 i v_2 , i wreszcie \tilde{X}_t oznacza mieszanie między skwarkami top, zdefiniowane jako $\tilde{X}_t = Y_t A_{33}^t - Y_t \mu \cot \beta$. Z równania (5) wynika natychmiast, że istnieją dwa komplementarne sposoby na zwiększenie masy bozonu Higgsa



Rysunek 5: Gaussowska funkcja prawdopodobieństwa o wartości centralnej 125 GeV (zielona krzywa przerywana) oraz rozkład prawdopodobieństwa masy bozonu Higgsa w modelu CMSSM (granatowa krzywa ciągła) z parametrem m_0 ograniczonym do (a) 20 TeV oraz (b) 4 TeV. (c) Preferowana przestrzeń parametrów $(m_0, m_{1/2})$. Przedział ufności 68% (1σ) oznaczono kolorem granatowym, a przedział ufności 95% (2σ) kolorem jasnoniebieskim. Opublikowano w [H1].

poprzez poprawki pętlowe generowane przez skwarki top. Po pierwsze, można zwiększać ich średnią masę \tilde{m} . Po drugie, można maksymalizować ich mieszanie, $X_t^{\max} = \sqrt{6} \tilde{m}$. W CMSSM-ie masa skwarków top jest bezpośrednio związana z parametrem miękko naruszającym supersymetrię m_0 . Dodatkowo poprzez renormalizację wpływają na nią poprawki pętlowe od gluin, co czyni ją zależną od parametru $m_{1/2}$. Z drugie strony, mieszanie \tilde{X}_t jest funkcją wartości stałej sprzężeń trójliniowych A_0 .

Publikacja [H1] była jedną z pierwszych analiz w literaturze, która zwiększyła rozważany zakres zunifikowanych mas skalarów do 20 TeV (w poprzednich badaniach nie przekraczał on 4 TeV). Pozwoliło to na przetestowanie obszaru przestrzeni parametrów CMSSM-u, w którym w celu wyjaśnienia zmierzonej przez LHC masy bozonu Higgsa nie trzeba było odwoływać się do dużego mieszania skwarków top. Rysunek 5(a) przedstawia rozkład prawdopodobieństwa zmiennej m_h obliczonej w modelu CMSSM (granatowa krzywa ciągła) oraz kształt gaussowskiej funkcji prawdopodobieństwa o wartości centralnej 125 GeV (zielona krzywa przerywana). Maksima obu funkcji wypadają niemal dokładnie w tym samym miejscu, co wskazuje, że przy rozważanym zakresie parametrów CMSSM jest w stanie dobrze wyjaśnić dane eksperymentalne.

Dla porównania, na rysunku 5(b) pokazano analogiczny rozkład prawdopodobieństwa masy bozonu Higgsa z pracy [P11], w której wartość parametru m_0 ograniczona była do 4 TeV. Podczas gdy gaussowska funkcja prawdopodobieństwa (nie zaznaczona na wykresie) ma dokładnie taki sam kształt jak na rysunku 5(a), maksimum rozkładu zmiennej m_h odpowiada w tym przypadku wartości $m_h \sim 121 \text{ GeV}$. Sugeruje to pewną niezgodność między zmierzoną masą bozonu Higgsa, 125 GeV, a bardzo lekkim spektrum supersymetrycznym i było jedną z motywacji do przeprowadzenia analizy zaprezentowanej w [H1].

Na zakończenie warto zauważyć, że maksimum rozkładu m_h z rysunku 5(a) odpowiada obszarowi parametrów m_0 i $m_{1/2}$ dozwolonemu na poziomie ufności 2σ na rysunku 5(c) i oznaczonemu kolorem niebieskim. Zdecydowana większość tego obszaru koresponduje ze stosunkowo dużymi wartościami m_0 i $m_{1/2}$, które przekładają się na duże masy skwarków top. Oznacza to, że po odkryciu bozonu Higgsa należy się spodziewać stosunkowo ciężkich kolorowych cząstek supersymetrycznych, co jest całkowicie zgodne z faktem, że jak dotąd nie zaobserwowano ich w bezpośrednich poszukiwaniach supersymetrii w LHC, omówionych w rozdziale 4.3.

W publikacji [H3] analiza rozpoczęta w [H1] została rozszerzona na klasę modeli supersymetrycznych z tzw. ogólnym naruszeniem zapachu. W scenariuszach tego typu miękko naruszające supersymetrię macierze mas skalarów oraz sprzężeń trójliniowych nie są diagonalne, w przeciwieństwie do tego, co zakłada się zwykle w CMSSM-ie oraz w większości innych najpopularniejszych modeli supersymetrycznych. W konsekwencji sfermiony różnych generacji, ale o tym samym ładunku elektrycznym mogą się mieszać, generując supersymetryczne wkłady do procesów zachodzących przez prądy neutralne zmieniające zapach (z ang. FCNC). Celem przeprowadzonej analizy było przetestowanie, do jakiego stopnia poprawki pętlowe od tych nowych, pozadiagonalnych członów miękko naruszających supersymetrię mogą zwiększyć masę bozonu Higgsa bez konieczności rozważania ciężkich skwarków top lub ich maksymalnego mieszania.

Pierwszym krokiem analizy było wyprowadzenie, po raz pierwszy w literaturze, przybliżonych formuł analitycznych opisujących wkład członów pozadiagonalnych do poprawki pętlowej Δm_h . Pozadiagonalne elementy macierzy mas skwarków up zdefiniowane zostały jako $(\delta^u_{ij})_{AB}$, gdzie i, j =1,2,3 są indeksami generacji, podczas gdy A, B = L, R oznaczają transformacyjne właściwości skwarków względem symetrii cechowania $SU(2)_L$. Wkład $(\delta^u_{23})_{LR}$ do masy bozonu Higgsa dany jest wówczas przez

$$\Delta m_h^2((\delta_{23}^u)_{LR}) = \frac{3}{4\pi^2} \left\{ Y_t^2 \sin^2 \beta \left[(\delta_{33}^u)^2 \tilde{m}_3^2 + \frac{1}{2} (\delta_{23}^u)_{LR}^2 \frac{\tilde{m}_2^2 \tilde{m}_3^2}{\tilde{m}_2^2 - \tilde{m}_3^2} \ln \left(\frac{\tilde{m}_2^2}{\tilde{m}_3^2} \right) \right] + (\delta_{23}^u)_{LR}^4 \frac{\tilde{m}_2^4 \tilde{m}_3^4}{v^2 (\tilde{m}_2^2 - \tilde{m}_3^2)^2} \left(2 - \frac{\tilde{m}_2^2 + \tilde{m}_3^2}{\tilde{m}_2^2 - \tilde{m}_3^2} \ln \left(\frac{\tilde{m}_2^2}{\tilde{m}_3^2} \right) \right) - \frac{\tilde{m}_3^4}{6v^2} (\delta_{33}^u)^4 - \frac{(\delta_{33}^u)^2 (\delta_{23}^u)_{LR}^2}{v^2} \left[\frac{2}{\sqrt{6}} \frac{\tilde{m}_2^2 \tilde{m}_3^4}{\tilde{m}_2^2 - \tilde{m}_3^2} \left| 2 - \frac{\tilde{m}_2^2 + \tilde{m}_3^2}{\tilde{m}_2^2 - \tilde{m}_3^2} \ln \left(\frac{\tilde{m}_2^2}{\tilde{m}_3^2} \right) \right|^{1/2} \right] \right\}.$$
(6)

W powyższym wyrażeniu dopuszcza się hierarchię miedzy diagonalnymi elementami macierzy mas skwarków, gdzie \tilde{m}_2 oznacza zunifikowaną masę dwóch pierwszych generacji, zaś \tilde{m}_3 masę generacji trzeciej. Wzięte jest również pod uwagę standardowe mieszanie skwarków top, opisane parametrem $\delta_{33}^u = \tilde{m}_3 \frac{\tilde{\chi}_t v_2}{\sqrt{2}}$. Zauważmy, że wyrażenie (6) jest rozszerzeniem i uogólnieniem znanego rezultatu danego równaniem (5), do którego sprowadza się przy założeniu (δ_{23}^u)_{LR} = 0. Analogiczna formuła obowiązuje dla elementu (δ_{13}^u)_{LR} po zamianie indeksów $2 \rightarrow 1$.

Na rysunku 6 przedstawiono wpływ elementu pozadiagonalnego $(\delta_{23}^u)_{LR}$ na masę bozonu Higgsa dla dwóch przykładowych modeli supersymetrycznych. W modelu BP1 wszystkie elementy diagonale macierzy mas skwarków up są takie same, $\tilde{m}_3 = \tilde{m}_2 = 560 \text{ GeV}$, podczas gdy w przypadku modelu BP4 wprowadza się między nimi hierarchię, $\tilde{m}_3 = 750 \text{ GeV}$ i $\tilde{m}_2 = 5000 \text{ GeV}$. Zauważmy, że dopóki skwarki top nie mieszają się, $\tilde{X}_t = 0$, poprawka Δm_h wygenerowana przez $(\delta_{23}^u)_{LR}$ może być znacząca i sięgać 3 GeV w przypadku BP1 lub nawet 7 GeV dla BP4. W tym drugim przypadku dodatkowe wzmocnione wynika z faktu, że masy \tilde{m}_2 i \tilde{m}_3 bardzo się różnią. Sytuacja ulega jednak zmianie, jeśli dopuścimy mieszanie skwarków top, $\tilde{X}_t \neq 0$, a to za sprawą ujemnego członu $\sim (\delta_{33}^u)^2 (\delta_{23}^u)_{LR}^2$. Ten dodatkowy wkład może niemal całkowicie zniwelować dodatnią poprawkę wygenerowaną przez człony proporcjonalne do $(\delta_{23}^u)_{LR}$, o ile wartość \tilde{X}_t staje się wystarczająco duża w stosunku do \tilde{m}_3 .



Rysunek 6: Dodatkowy wkład pętlowy do masy bozonu Higgsa generowany przez element pozadiagonalny $(\delta_{23}^u)_{LR}$ przy różnych wartościach mieszania skwarków top \tilde{X}_t dla przykładowego punktu (a) BP1 i (b) BP4. Opublikowano w [H3].

Z drugiej strony nie można zapominać, że wielkość elementów pozadiagonalnych w macierzach mas miękko naruszających supersymetrię jest silnie ograniczona przez dane eksperymentalne, w szczególności te pochodzące z pomiarów procesów FCNC [20] oraz z wyznaczania elementów macierzy CKM [21]. Ponieważ w obu przypadkach wkłady pętlowe generowane prze cząstki supersymetryczne są proporcjonalne do elementów $(\delta^u_{ij})_{LR}$, należy się upewnić, czy wartości pozwalające na zwiększenie masy bozonu Higgsa są zgodne z danymi. Analiza przeprowadzona w [H3] wykazała, że w przypadku $(\delta^u_{23})_{LR}$ wpływ ograniczeń doświadczalnych na dopuszczalną wielkość tej zmiennej może być dramatyczny. I tak, $(\delta^u_{23})_{LR} \neq 0$ jest całkowicie wykluczona w modelu BP4, podczas gdy w BP1 jej wartość musi zawierać się w przedziale [-0.45 : 0.35], co jednak wciąż pozwala na maksymalne zwiększenie m_h . Element $(\delta^u_{13})_{LR} \neq 0$ natomiast pozostaje całkowicie nieograniczony.

Nie omówię tutaj zależności masy bozonu Higgsa od elementu $(\delta_{12}^u)_{LR}$, jest on bowiem zawsze ujemny i prowadzi do zmniejszenia m_h (odpowiednie wyrażenie analityczne można znaleźć w pracy [H3]). Pominę również dyskusję wpływu elementów $(\delta_{ij}^u)_{LL}$ i $(\delta_{ij}^u)_{RR}$. W [H3] pokazałam, że generowane przez nie poprawki radiacyjne są proporcjonalne do masy bozonów elektrosłabych i można je bezpiecznie zaniedbać.

Najważniejsze rezultaty publikacji [H1] i [H3] można podsumować następująco:

- Wyjaśnienie masy bozonu Higgsa o wartości 125 GeV w modelach supersymetrycznych wymaga dużych poprawek radiacyjnych.
- Po odkryciu bozonu Higgsa należy się spodziewać, że kolorowe cząstki supersymetryczne mają masy rzędu 10 TeV.
- Poprawki radiacyjne mogą też zostać zwiększone albo przez duże mieszanie skwarków top, albo przez duże pozadiagonalne elementy macierzy mas skwarków up.



Rysunek 7: Zależność BR $(B_s \to \mu^+ \mu^-)$ od tan β w modelu CMSSM. Ciągła linia niebieska: $\mu > 0$; przerywana linia czerwona: $\mu < 0$. Poziome linie ciągłe: obecna niepewność pomiarowa dla BR $(B_s \to \mu^+ \mu^-)$ na poziomie 1σ ; poziome linie przerywane: przewidywana niepewność. Krzywe pogrubione oznaczają wartości tan β wymagane w każdym z przypadków przez gęstość reliktową ciemnej materii. (a) punkt typu 1TH, (b) punkt typu AF. Opublikowano w [H1].

4.7 Związki z fizyką zapachu

W roku 2012 eksperyment LHCb doniósł o zaobserwowaniu po raz pierwszy rzadkiego rozpadu $BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$ [22]. W Modelu Standardowym amplituda tego procesu jest silnie tłumiona zarówno przez skrętność, jak i przez wielkość odpowiednich elementów macierzy CKM. Z drugiej strony, wkłady od nowej fizyki mogą być tutaj w ogólności znacznie większe, czyniąc z $BR(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$ jedną z najlepszych obserwabli do pośredniego testowania fizyki poza Modelem Standardowym.

Wartość stosunku rozgałęzienia zmierzona przez LHCb, $BR(B_s \to \mu^+ \mu^-) = (3.2^{+1.5}_{-1.2}) \times 10^{-9}$, jest zgodna z przewidywaniami Modelu Standardowego, choć towarzyszą jej bardzo duże niepewności pomiarowe. Biorąc pod uwagę fakt, że wkłady supersymetryczne do tego procesu mogą być silnie wzmocnione przez parametr tan β , $BR(B_s \to \mu^+ \mu^-) \sim \tan \beta^6/m_A^4$, powyższa wartość eksperymentalna ma szansę znacząco ograniczyć dozwoloną przestrzeń parametrów wielu modeli supersymetrycznych. Ponadto należy się spodziewać, że niepewności statystyczne i systematyczne zostaną w przyszłości istotnie zredukowane, co dodatkowo zwiększy potencjał odkrywczy pomiaru LHCb.

W publikacji [H1] pokazano, że w modelu CMSSM spodziewana redukcja niepewności teoretycznych i eksperymentalnych w wyznaczeniu BR $(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ umożliwi przetestowanie niektórych obszarów przestrzeni parametrów, które obecnie są dozwolone przez dane doświadczalne, a które w przyszłości pozostałyby poza zasięgiem eksperymentów innych niż LHCb. Założono przy tym, że niepewność eksperymentalna w wyznaczeniu BR $(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ zostanie przy świetlności 50 fb⁻¹ i energii $\sqrt{s} = 14$ TeV zredukowana do około 5% [23], podobnie jak i niepewność teoretyczna.⁹ W analizie numerycznej przyjęto więc wartość BR $(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\rm proj} = (3.50 \pm 0.25) \times 10^{-9}$, gdzie oba typy niepewności zostały dodane w kwadratach.

Na rysunku 7 przedstawiono zależność BR $(B_s \to \mu^+ \mu^-)$ od tan β dla dwóch przykładowych punktów CMSSM-u. Rysunek 7(a) odpowiada parametrom wejściowym $m_0 = 7989 \text{ GeV}, m_{1/2} = 2854 \text{ GeV}$ i $A_0 = -767 \text{ GeV}$. Różne kolory odpowiadają różnym znakom supersymetrycznej masy

⁹Warto zauważyć, że w niedawno opublikowanej analizie LHCb opartej na danych odpowiadających świetlności $4.4 \,\mathrm{fb^{-1}}$ [24], niepewności eksperymentalne zostały zredukowane do 22%.

bozonu Higgsa, $\mu > 0$ (niebieski) i $\mu < 0$ (czerwony). Linie pogrubione symbolizują te wartości tan β , które gwarantują poprawną gęstość reliktową ciemną materii, przy czym jej rolę pełni tutaj higgsino [25] o masie $m_{\chi_0} \simeq 1 \text{ TeV}$ (1TH) w dużej mierze niezależnej od tan β . Poziome linie ciągłe oznaczają obecną niepewność pomiaru LHCb na poziomie ufności 1σ , zaś linie przerywane pokazują założoną przez nas projekcję przyszłej niepewności. W przypadku tego punktu stosunek rozgałęzienia BR $(B_s \to \mu^+\mu^-)$ jest stłumiony dużą masą pseudoskalaru m_A , w związku z czym wartość tan β pozostaje w zasadzie nieograniczona. Co więcej, nawet jeśli niepewności eksperymentalne i teoretyczne zostaną w przyszłości znacząco zredukowane, duża część przestrzeni parametrów pozostanie dozwolona przez pomiar BR $(B_s \to \mu^+\mu^-)$.

Odwrotna sytuacja zilustrowana została na rysunku 7(b), na którym przedstawiono zależność $BR(B_s \to \mu^+\mu^-)$ od tan β dla punktu należącego do tzw. obszaru AF (z ang. *A-funnel*). W tym scenariuszu 1 TeV $\leq m_{1/2} \leq 2$ TeV, zaś przekrój czynny na anihilację neutralina wzmocniony jest rezonansem pseudoskalarnego bozonu Higgsa A [26]. Prawidłowa wartość gęstości reliktowej ciemnej materii wymaga w tym przypadku dużych wartości tan β , oznaczonych przez pogrubione części krzywych czerwonych i niebieskich. W konsekwencji wartość $BR(B_s \to \mu^+\mu^-)$ zmierzona przez LHCb wskazuje na pewną niezgodność z przewidywaniami modelu. Co ważniejsze, z rysunku 7(b) jasno wynika, że przyszła redukcja niepewności eksperymentalnych dla $BR(B_s \to \mu^+\mu^-)$ przy jednoczesnym braku obserwacji cząstek supersymetrycznych może umożliwić całkowite wykluczenie obszaru AF, czyli dużego zakresu parametrów $(m_0, m_{1/2})$, który w przeciwnym razie pozostałby poza zasięgiem bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC. Wynik ten dobitnie podkreśla konieczność uwzględniania w fenomenologicznych analizach modeli supersymetrycznych różnych typów danych eksperymentalnych.

Poniżej podsumowano najważniejsze rezultaty publikacji [H1]:

- Pomiar obserwabli $BR(B_s \to \mu^+ \mu^-)$ może pośrednio dostarczyć silnych ograniczeń na dozwolone spektra supersymetryczne. Ograniczenia te będą stawały się coraz silniejsze wraz z redukcją niepewności teoretycznych i eksperymentalnych w wyznaczaniu tej obserwabli.
- Niektóre modele supersymetryczne zdefiniowane przy skali GUT (np. CMSSM) mogą zostać całkowicie przetestowane do końca Fazy II funkcjonowania LHC.
- Kluczową rolę w poszukiwaniach fizyki poza Modelem Standardowym odgrywa komplementarność różnych typów pomiarów eksperymentalnych.

4.8 Podsumowanie i perspektywy

Mimo dotychczasowego braku potwierdzenia eksperymentalnego, supersymetria pozostaje jednym z najlepiej uzasadnionych teoretycznie modeli nowej fizyki. Co więcej, żaden z pomiarów przeprowadzonych czy to przez LHC, czy przez eksperymenty poszukujące ciemnej materii, nie był w stanie jej wykluczyć, chociaż niektóre niskoenergetyczne scenariusze stały się ze statystycznego punktu widzenia mniej prawdopodobne. Z drugiej strony wszystkie wyniki doświadczalne, od bezpośrednich poszukiwań w LHC, przez odkrycie bozonu Higgsa, aż do pomiaru obserwabli BR $(B_s \to \mu^+ \mu^-)$ są doskonale zgodne i zdają się wspólnie wskazywać na realizacje supersymetrii przy energiach wyższych, niż się początkowo spodziewano.

Sugeruje to dwa uzupełniające się kierunki badań, które powinny zostać podjęte przez fizyków cząstek elementarnych w najbliższych latach. Pierwszy to kontynuacja podejścia, które ogniskowało wysiłek intelektualny przez ostatnie trzy dekady: budowa nowych i coraz bardziej potężnych kolaj-

derów, które będą w stanie przetestować zakres energii nieosiągalny dla obecnego LHC. Zmodernizowana wersja LHC, tzw. LHC Wysokich Świetlności, którego uruchomienie planowane jest na rok 2026, osiągnie świetlność 10-krotnie wyższą niż docelowa świetlność obecnego LHC. Istnieją także plany wybudowania Międzynarodowego Zderzacza Liniowego, akceleratora zderzającego elektrony i pozytrony, który precyzją pomiarów powinien znacznie przewyższyć LHC, mimo że nominalna energia wiązki będzie w nim niższa. Kiedy nowe urządzenia zaczną funkcjonować, wiedza zdobyta w trakcie opisanych tu badań bez wątpienia znajdzie wiele zastosowań.

Alternatywny kierunek badań, moim zdaniem niezwykle istotny, to próba odpowiedzi na pytanie dlaczego, mimo tak wielu dobrze umotywowanych oczekiwań poprzedzających uruchomienie LHC, nie natrafiono do tej pory na najmniejszy nawet ślad nowej fizyki. Wydaje się coraz bardziej prawdopodobne, że paradygmat naturalności, na którym opierała się większość scenariuszy fizyki poza Modelem Standardowym zaproponowanych i analizowanych na przestrzeni ostatnich lat, po prostu nie jest poprawny i nadszedł czas, aby skoncentrować wysiłek teoretyczny na zdefiniowaniu nowego. Jeśli tak jest w istocie, negatywne wyniki poszukiwań supersymetrii w LHC wciąż udzielają nam ważnej lekcji.

5 Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych

5.1 Dane bibliometryczne (stan na lipiec 2018)

Według bazy inSPIRE

liczba publikacji: 21 liczba cytowań: 641 liczba cytowań bez autocytowań: 511 indeks Hirscha (h-index): 12 sumaryczny *impact factor*: 83

Według bazy Web of Science

liczba publikacji: 21 liczba cytowań: 443 liczba cytowań bez autocytowań: 411 indeks Hirscha (h-index): 11

5.2 Pozostałe publikacje oraz ich główne rezultaty

5.2.1 Po doktoracie

[P1] <u>Kamila Kowalska</u>, Enrico Maria Sessolo,

The discreet charm of higgsino dark matter - a pocket review, Advances in High Energy Physics **2018** (2018) 6828560 (arXiv:1802.04097).

Artykuł ten zawiera przegląd aktualnych ograniczeń eksperymentalnych oraz przewidywań dotyczących detekcji ciemnej materii w postaci supersymetrycznego higgsina. Omówiliśmy w nim wszystkich potencjalnych kandydatów na cząstkę ciemnej materii występujących w Minimalnym Supersymetrycznym Modelu Standardowym oraz przedstawiliśmy szereg argumentów na poparcie tezy, że higgsino jest jedynym kandydatem dozwolonym przez szereg danych eksperymentalnych opublikowanych na przestrzeni ostatnich kilku lat.

[P2] <u>Kamila Kowalska</u>, Enrico Maria Sessolo,

Gauge contribution to the $1/N_F$ expansion of the Yukawa coupling beta function, JHEP **1804** (2018) 027 (arXiv:1712.06859).

W publikacji tej podaliśmy, po raz pierwszy w literaturze, analityczną postać wkładu od oddziaływań cechowania do funkcji beta ogólnego sprzężenia Yukawy w tzw. granicy dużych N_F , gdzie N_F jest liczbą ciężkich fermionów wektoropodobnych transformujących się nietrywialnie względem abelowej lub nieabelowej grupy symetrii cechowania. Obliczona przez nas funkcja beta jest skończona i w przypadku abelowym ma biegun dopowiadający tej samej wartości stałej cechowania, co analogiczna funkcja beta tejże stałej cechowania.

[P3] <u>Kamila Kowalska</u>, Enrico Maria Sessolo,

Expectations for the muon g-2 in simplified models with dark matter, JHEP **1709** (2017) 112 (arXiv:1707.00753).

Przeanalizowaliśmy uproszczone modele nowej fizyki, które mogą jednocześnie wyjaśnić zmierzoną wielkość anomalnego momentu magnetycznego mionu oraz gęstość reliktową ciemnej materii. Zdefiniowaliśmy dwanaście renormalizowalnych rozszerzeń Modelu Standardowego niezmienniczych względem symetrii SU(2)×U(1), zawierających jedno pole skalarne oraz jedną lub więcej parę niekolorowych fermionów wektoropodobnych sprzęgających się do mionów przez oddziaływania Yukawy. Pokazaliśmy, że w scenariuszach, w których występuje tylko jeden typ nowych fermionów, dozwolona przestrzeń parametrów jest mocno ograniczona, gdyż w tym wypadku nie pojawiają się nowe wkłady do $(g - 2)_{\mu}$ zmieniające chiralność. I odwrotnie, w modelach, w których dodatkowym źródłem naruszenia symetrii chiralnej jest mieszanie fermionów różnych typów, ograniczenia eksperymentalne są dużo słabsze i do przetestowania całej przestrzeni parametrów potrzebne będą nowe eksperymenty precyzyjne.

[P4] Andrew Bond, Gudrun Hiller, <u>Kamila Kowalska</u>, Daniel Litim, Directions for model building from asymptotic safety, JHEP **1708** (2017) 004 (arXiv:1702.01727).

W artykule tym przeanalizowaliśmy możliwość wysoko
energetycznego dopełnienia Modelu Standardowego w sposób asymptotycznie bezpieczny. Zaproponowane przez nas
 minimalne rozszerzenia teorii standardowej zakładają wprowadzenie dużej licz
by dodatkowych fermionów wektoropodobnych sprzężonych ze skalarnym polem macierzowym. Konstrukcja taka daje możliwość dynamicznego wygenerowania miejsc zerowych w równaniach grupy renormalizacji sprzężeń cechowania oraz Yukawy, co oznacza asymptotyczne bezpieczeństwo teorii przy dużych energiach. Jednym z ważniejszych rezultatów analizy było stwierdzenie, że wymaga to obecności fermionów w wyższych reprezentacjach grupy $SU(3)_C \times SU(2)_L$. Przedyskutowaliśmy także sygnatury doświadczalne takich modeli.

[P5] Arghya Choudhury, <u>Kamila Kowalska</u>, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Andrew J. Williams,

Less-simplified models of dark matter for direct detection and the LHC, JHEP **1604** (2016) 182 (arXiv:1509.05771).

Naszym celem było skonstruowanie realistycznych modeli ciemnej materii na bazie istniejących modeli uproszczonych. Skupiliśmy się przy tym na scenariuszu, w którym cząstką ciemnej materii jest fermion Diraca oddziałujący z Modelem Standardowym za pośrednictwem dwóch mediatorów. Rozważyliśmy trzy kombinacje takich mediatorów: 1) ciężki wektor oraz bozon Higgsa; 2) skalany kwark oraz bozon Higgsa; 3) skalarny kwark oraz ciężki wektor. Cechą charakterystyczną tak skonstruowanych modeli była obecność wąskich obszarów przestrzeni parametrów, w których niezależny od spinu przekrój czynny na rozpraszanie ciemnej materii jest silnie stłumiony, w związku z czym pozostają one poza zasięgiem dedykowanych eksperymentów astrofizycznych. Najważniejszym wynikiem pracy było zademonstrowanie, że obszary te można przetestować wykorzystując wyniki analiz poszukiwań nowej fizyki w LHC.

[P6] <u>Kamila Kowalska</u>, Jacek Pawełczyk, Enrico Maria Sessolo, Flavored gauge mediation in the Peccei-Quinn NMSSM, JHEP **1512** (2015) 148 (arXiv:1508.04142).

W artykule tym przeanalizowaliśmy szczególną wersję modelu NMSSM, charakteryzującą się ekonomiczną i ściśle hierarchiczną strukturą zapachową generowaną przez naruszenie supersymetrii przez oddziaływania cechowania oraz konstrukcje teoretyczne inspirowane teorią strun. Jednym z najważniejszych rezultatów analizy było wykazanie, że mimo konieczności rozszerzenia standardowego superpotencjału o duże człony liniowe i kwadratowe w singletowym polu skalarnym, wymagany fine-tuning modelu nie jest wcale większy od tego obecnego w MSSM-ie, wbrew temu, co powszechnie sądzono.

[P7] Mateusz Iskrzyński, <u>Kamila Kowalska</u>, Exact SU(5) Yukawa matrix unification in the General Flavor Violating MSSM, JHEP **1504** (2015) 120 (arXiv:1412.8651).

Celem przeprowadzonej analizy było zbadanie, czy dopuszczenie bardziej ogólnej struktury zapachowej sektora miękko naruszającego supersymetrię może umożliwić pełną unifikację macierzy Yukawy kwarków dolnych i leptonów przy skali GUT w ramach renormalizowalnego Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego. Wykazaliśmy, że niezerowy element (2,3) macierzy mas skwarków dolnych pomaga osiągnąć przybliżoną unifikację dla drugiej rodziny fermionów. Pokazaliśmy także, że taki scenariusz jest zgodny z szerokim wachlarzem danych eksperymentalnych, w tym z ograniczeniami z procesów FCNC, które często podnosi się jako argument przeciwko ogólnej strukturze zapachowej MSSM-u.

[P8] <u>Kamila Kowalska</u>, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Sebastian Trojanowski, Low fine tuning in the MSSM with higgsino dark matter and unification constraints, JHEP 1404 (2014) 166 (arXiv:1402.1328).

Publikacja ta jest poświęcona zagadnieniu fine-tuningu w kilku popularnych modelach supersymetrycznych zdefiniowanych przy skali GUT. Rozważane przez nas scenariusze to CMSSM, modele z nieuniwersalnymi masami gaugin oraz modele z nieuniwersalnymi masami skalarów. Pokazaliśmy, że dla pewnych określonych relacji między parametrami modeli nieuniwersalnych, ich "biegnięcie" opisane równaniami grupy renormalizacji prowadzi do zmniejszenia fine-tuningu generowanego przez skalary i gaugina w stosunku to sytuacji, w której ich masy przy skali GUT są uniwersalne.

[P9] Andrew Fowlie, <u>Kamila Kowalska</u>, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Y.-L. Sming Tsai, Dark matter and collider signatures of the MSSM, Phys.Rev. **D88** (2013) 5, 055012 (arXiv:1306.1567).

W tym artykule przedstawiliśmy globalną analizę Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego z 9 wolnymi parametrami zdefiniowanymi przy skali naruszenia supersymetrii, tzw. modelu p9MSSM. Skonfrontowaliśmy przewidywania modelu ze zbiorem ograniczeń eksperymentalnych takich jak gęstość reliktowa ciemnej materii, masa bozonu Higgsa, wyniki bezpośrednich poszukiwań supersymetrii w LHC oraz pomiary BR ($B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$) i $\delta (g-2)_{\mu}$. Stwierdziliśmy, że zgodność modelu z danymi doświadczalnymi na poziomie ufności 2σ wymaga neutralina o masie w przedziale [200 – 500] GeV.

[P10] <u>Kamila Kowalska</u>, Shoaib Munir, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Sebastian Trojanowski, Y.-L. Sming Tsai,

The Constrained NMSSM with a 125 GeV Higgs boson – A global analysis, Phys.Rev. **D87** (2013) 11, 115010 (arXiv:1211.1693).

Przeprowadziliśmy pierwszą globalną analizę modelu CNMSSM, w której wzięto pod uwagę wpływ niedawnego odkrycia bozonu Higgsa z masą około 125 GeV. Ponieważ w spektrum CNMSSM-u obecne są dwa skalary, które *a priori* mogę być lekkie, rozważyliśmy trzy oddzielne przypadki hierarchii ich mas, zakładając po kolei, że odkryty bozon Higgsa jest najl-żejszym skalarem w modelu; jest cięższym z obu skalarów; i wreszcie, jest kombinacją obu skalarów o niemal identycznych masach. Pokazaliśmy, że po wzięciu pod uwagę szeregu danych eksperymentalnych, przewidywania pierwszego scenariusza pokrywają się z przewidywaniami modelu CMSSM. Scenariusze drugi i trzeci zostały natomiast wykluczone przez dane z bezpośredniej detekcji ciemnej materii oraz przez pomiar BR ($B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$).

[P11] Andrew Fowlie, Małgorzata Kazana, <u>Kamila Kowalska</u>, Shoaib Munir, Leszek Roszkowski, Enrico Maria Sessolo, Sebastian Trojanowski, Y.-L. Sming Tsai,

The CMSSM Favoring New Territories: The Impact of New LHC Limits and a 125 GeV Higgs,

Phys.Rev. **D86** (2012) 075010 (arXiv:1206.0264).

Publikacja ta podsumowuje rezultaty pierwszej globalnej analizy modelu CMSSM, w której uwzględniono wpływ niedawnego odkrycia bozonu Higgsa z masą około 125 GeV. Biorąc pod uwagę szereg danych eksperymentalnych, zidentyfikowaliśmy w przestrzeni parametrów CMSSM-u dwa obszary wysokiego prawdopodobieństwa odpowiadające dwóm odmiennym mechanizmom generowania prawidłowej gęstości reliktowej ciemnej materii. Są to, kolejno, obszar koanihilacji sleptonu tau oraz obszar rezonansu psedoskalaru *A*, przy czym istotność statystyczna tego drugiego jest wyższa za sprawą kombinacji rezultatów z poszukiwań supersymetrii w LHC oraz z poszukiwań ciemnej materii. Stwierdziliśmy także, że istotność statystyczna obszaru charakteryzującego się obecnością ciemnej materii w postaci higgsina (tzw. focus point), którego prawdopodobieństwo było w przeszłości najwyższe, zmniejszyła się dramatycznie po uwzględnieniu zmierzonej masy bozonu Higgsa.

 [P12] Anna Chmiel, Janusz Hołyst, <u>Kamila Kowalska</u>, Scaling of human behaviour during portal browsing, Phys.Rev. **E80** (2009) 066122 (arXiv:0904.2369). Przebadaliśmy przejścia użytkowników internetu między podstronami dwóch polskich portali. Zebrane dane odpowiadały okresowi 24 godzin, zaś liczba odwiedzających wynosiła około miliona na portalu A i niemal 4 miliony na portalu B. Zrekonstruowaliśmy ważoną sieć podstron obu portali, w której wagi krawędzi odpowiadały liczbie przejść między sąsiednimi węzłami. Stwierdziliśmy, że rozkład czasu spędzonego przez użytkownika na jednej podstronie ma rozkład potęgowy z wyznacznikiem około 1.3, oraz że indywidualna ścieżka użytkownika portalu przypomina samo-przyciągające błądzenie na sieci ważonej.

5.2.2 Przed doktoratem

[P13] Piotr Chankowski, <u>Kamila Kowalska</u>, Stephean Lavignac, Stefan Pokorski, Update on Fermion Mass Models with an Anomalous Horizontal U(1) Symmetry, Phys.Rev. **D71** (2005) 055004 (hep-ph/0501071).

W publikacji tej rozważaliśmy modele mas i mieszania fermionów oparte na anomalnej horyzontalnej symetrii U(1). Dla uproszczenia założyliśmy, że w modelu obecne jest tylko jedno nowe pole skalarne, zaś ładunkami horyzontalne dla wszystkich pól Modelu Standardowego mają taki sam znak. Wykazaliśmy, że biorąc pod uwagę ograniczenia eksperymentalne i teoretyczne, możliwych jest tylko 6 klas rozwiązań o odmiennym przypisaniu ładunków horyzontalnych. Pokazaliśmy także, że dokładny opis obserwowanych mas i mieszania fermionów można uzyskać mnożąc elementy macierzy Yukawy przez parametry rzędu jeden, nie ograniczone w żaden sposób przez symetrię U(1).

[P14] <u>Kamila Kowalska</u>, Krzysztof Turzyński,

On Friedmann equation and the radion stabilization in two-brane models with dynamical matter,

Acta Phys.Polon. **B34** (2003) 3947-3956.

Celem analizy było zbadanie konsekwencji grawitacyjnej stabilizacji 5-wymiarowego układu z dwiema branami, w obecności materii i naprężenia na obu branach, jak również stałej kosmologicznej w tle. Pokazaliśmy, że choć w tej sytuacji nie ma potrzeby rozszerzenia równań Friedmanna o dodatkowe człony, model taki nie może zostać uznany za realistyczny.

[P15] Kamila Kowalska,

Neutrino masses and unification of the gauge and Yukawa couplings, Acta Phys.Polon. **B33** (2002) 1823 (hep-ph/0203168).

W pracy tej zbadałam wpływ niezerowej masy neutrin ma unifikację sprzężeń cechowania i Yukawy w Minimalnym Supersymetrycznym Modelu Standardowym rozszerzonym o supermultiplet chiralny zawierający prawoskrętne neutrino. Stwierdziłam, że w pierwszym przypadku efekt uwzględnienia mas neutrin jest zaniedbywalnie mały. Dużo większe znaczenie miał on dla unifikacji sprzężeń Yukaw Y_b i Y_{τ} , gdzie wkład od Yukawy neutrina mógł zmienić stosunek tych wielkości przy skali GUT nawet o 12%.

References

 J. R. Ellis, K. Enqvist, D. V. Nanopoulos, and F. Zwirner, "Observables in Low-Energy Superstring Models," *Mod. Phys. Lett.* A1 (1986) 57.

- [2] R. Barbieri and G. Giudice, "Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses," Nucl. Phys. B306 (1988) 63.
- B. Allanach, "SOFTSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra," Comput. Phys. Commun. 143 (2002) 305-331, arXiv:hep-ph/0104145 [hep-ph].
- [4] A. Djouadi, M. Muhlleitner, and M. Spira, "Decays of supersymmetric particles: The Program SUSY-HIT (SUspect-SdecaY-Hdecay-InTerface)," Acta Phys. Polon. B38 (2007) 635-644, arXiv:hep-ph/0609292 [hep-ph].
- [5] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "A Brief Introduction to PYTHIA 8.1," Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852-867, arXiv:0710.3820 [hep-ph].
- [6] http://physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs4-general.htm
- [7] DELPHES 3 Collaboration, J. de Favereau et al., "DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment," JHEP 1402 (2014) 057, arXiv:1307.6346 [hep-ex].
- [8] **ATLAS** Collaboration, M. Aaboud *et al.*, "Search for squarks and gluinos in final states with jets and missing transverse momentum at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *Eur. Phys. J.* **C76** no. 7, (2016) 392, arXiv:1605.03814 [hep-ex].
- [9] "Search for direct ewk production of susy particles in multilepton modes with 8tev data," Tech. Rep. CMS-PAS-SUS-12-022, CERN, Geneva, 2012
- [10] "Search for direct top squark pair production in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in sqrts = 8, tev pp collisions using 21 fb⁻¹ of atlas data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-037, CERN, Geneva, Mar, 2013
- [11] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Search for supersymmetry in hadronic final states with missing transverse energy using the variables α_T and b-quark multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV," arXiv:1303.2985 [hep-ex].
- [12] **ATLAS** Collaboration, "Search for top squarks in final states with one isolated lepton, jets, and missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-050, CERN, Geneva, Aug, 2016. https://cds.cern.ch/record/ 2206132
- [13] **CMS** Collaboration, "Search for direct top squark pair production in the single lepton final state at $\sqrt{s} = 13$ TeV," Tech. Rep. CMS-PAS-SUS-16-028, CERN, Geneva, 2016. http://cds.cern.ch/record/2205271
- [14] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Search for direct production of charginos, neutralinos and sleptons in final states with two leptons and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP* **1405** (2014) 071, arXiv:1403.5294 [hep-ex].
- [15] CMS Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, "Searches for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons decaying to leptons and W, Z, and Higgs bosons in pp collisions at 8 TeV," *Eur. Phys. J.* C74 no. 9, (2014) 3036, arXiv:1405.7570 [hep-ex].

- [16] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, et al., "The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations," JHEP 1407 (2014) 079, arXiv:1405.0301 [hep-ph].
- [17] ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad *et al.*, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Phys.Lett.* B716 (2012) 1-29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [18] CMS Collaboration Collaboration, S. Chatrchyan et al., "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," Phys.Lett. B716 (2012) 30-61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [19] H. E. Haber, R. Hempfling, and A. H. Hoang, "Approximating the radiatively corrected Higgs mass in the minimal supersymmetric model," Z. Phys. C75 (1997) 539-554, arXiv:hep-ph/9609331 [hep-ph].
- [20] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero, and L. Silvestrini, "A Complete analysis of FCNC and CP constraints in general SUSY extensions of the standard model," *Nucl. Phys.* B477 (1996) 321-352, arXiv:hep-ph/9604387 [hep-ph].
- [21] A. Crivellin and U. Nierste, "Supersymmetric renormalisation of the CKM matrix and new constraints on the squark mass matrices," *Phys.Rev.* D79 (2009) 035018, arXiv:0810.1613 [hep-ph].
- [22] LHCb Collaboration Collaboration, R. Aaij *et al.*, "First evidence for the decay $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$," *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 021801, arXiv:1211.2674 [Unknown].
- [23] LHCb Upgrade Framework TDR: http://cdsweb.cern.ch/record/1443882/files/ LHCB-TDR-012.pdf, M. Palutan, Nov talk at Cern on $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- [24] LHCb Collaboration, R. Aaij et al., "Measurement of the B⁰_s → μ⁺μ⁻ branching fraction and effective lifetime and search for B⁰ → μ⁺μ⁻ decays," Phys. Rev. Lett. 118 no. 19, (2017) 191801, arXiv:1703.05747 [hep-ex].
- [25] S. Profumo and C. E. Yaguna, "A Statistical analysis of supersymmetric dark matter in the MSSM after WMAP," Phys. Rev. D70 (2004) 095004, arXiv:hep-ph/0407036 [hep-ph].
- [26] M. Drees and M. M. Nojiri, "The Neutralino relic density in minimal N = 1 supergravity," Phys. Rev. D47 (1993) 376-408, arXiv:hep-ph/9207234 [hep-ph].

Ramila Kowaeska