Załącznik nr 2

## Autoreferat

## 1 Imię i nazwisko

Enrico Maria Sessolo

## 2 Dyplomy i stopnie naukowe

- Magister astrofizyki, Università di Padova, Włochy, marzec 2003 Tytuł pracy (w tłumaczeniu na polski): Sygnatury widmowe supersilnego pola magnetycznego w gwiazdach neutronowych Promotor: Profesor Roberto Turolla
- Magister fizyki teoretycznej, University of Kansas, Lawrence, USA, sierpień 2007

Tytuł pracy (w tłumaczeniu na polski): Wkłady eikonalne do ultra-energetycznego przekroju czynnego na oddziaływanie neutrino-nukleon w niskoenergetycznych modelach grawitacji Promotor: Profesor Douglas McKay

 Doktor nauk fizycznych w zakresie fizyki, University of Kansas, Lawrence, USA, sierpień 2010 Tytuł rozprawy (w tłumaczeniu na polski): Supersymetryczne rozszerzenia Modelu Standardowego Promotor: Profesor Danny Marfatia

## 3 Zatrudnienie w jednostkach naukowych

- czerwiec 2010 lipiec 2010: instruktor fizyki, University of Kansas, Lawrence, USA
- sierpień 2010 maj 2011: instruktor fizyki, Fort Hays State University, Hays, USA
- czerwiec 2011 grudzień 2015: staż podoktorski, Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Warszawa
- styczeń 2016 obecnie: adiunkt, Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Warszawa

## 4 Dłuższe pobyty w ośrodkach akademickich

• luty 2017 - listopad 2017: Stypendium Humboldta dla doświadczonych naukowców, Technische Universitaet Dortmund, Dortmund, Niemcy

## 5 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

Sygnały ciemnej materii w modelach Nowej Fizyki

#### b) Jednotematyczny cykl publikacji

- [H1] Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Yue-Lin Sming Tsai Bayesian implications of current LHC supersymmetry and dark matter detection searches for the constrained MSSM, Phys.Rev. **D86** (2012) 095005 (arXiv:1202.1503)
- [H2] Kamila Kowalska, Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, *Two ultimate tests of constrained supersymmetry*, JHEP **1306** (2013) 078 (arXiv:1302.5956)
- [H3] Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Andrew J. Williams, What next for the CMSSM and the NUHM: Improved prospects for superpartner and dark matter detection, JHEP 1408 (2014) 067 (arXiv:1405.4289)
- [H4] Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Andrew J. Williams, Prospects for dark matter searches in the pMSSM, JHEP **1502** (2015) 014 (arXiv:1411.5214)
- [H5] Kamila Kowalska, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, The discreet charm of higgsino dark matter - a pocket review, Adv. High Energy Phys. **2018** (2018) 6828560 (arXiv:1802.04097)
- [H6] Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Sebastian Trojanowski, Andrew J. Williams, Reconstructing WIMP properties through an interplay of signal measurements in direct detection, Fermi-LAT, and CTA searches for dark matter, JCAP 1608 (2016) no.08, 033 (arXiv:1603.06519)
- [H7] Arghya Choudhury, Kamila Kowalska, Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Andrew J. Williams, Less-simplified models of dark matter for direct detection and the LHC, JHEP 1604 (2016) 182 (arXiv:1509.05771)
- [H8] Kamila Kowalska, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Expectations for the muon g-2 in simplified models with dark matter, JHEP **1709** (2017) 112 (arXiv:1707.00753)

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

#### 5.1 Wprowadzenie

Jednym z najważniejszych wyzwań współczesnej fizyki jest zrozumienie natury ciemnej materii we Wszechświecie. Paradygmat, na którym opierała się większość scenariuszy zaproponowanych na przestrzeni ostatnich kilkunastu lat głosi, że ciemna materia jest zimna (nierelatywistyczna) i najprawdopodobniej składa się ze słabo oddziałujących masywnych cząstek, tzw. WIMP-ów (z ang. Weakly Interacting Massive Particles). WIMP-y są cząstkami, które wyłoniły się jako relikt z pierwotnej łaźni termicznej, kiedy to wczesny Wszechświat rozszerzał i schładzał się po Wielkim Wybuchu.

W niniejszym podsumowaniu celów naukowych cyklu publikacji składających się na habilitację przedstawię mój własny wkład w szeroko zakrojone badania prowadzone przez fizyków cząstek elementarnych na przestrzeni ostatnich kilku lat, których głównym celem było określenie właściwości WIMP-ów w oparciu o dużą ilość danych doświadczalnych pochodzących z Wielkiego Zderzacza Hadronów (LHC), z bezpośrednich poszukiwań ciemnej materii w podziemnych detektorach ksenonowych, a także z pośrednich poszukiwań ciemnej materii wśród sygnałów astrofizycznych.

W kolejnych rozdziałach wykażę, że mimo, iż praktycznie wszystkie eksperymenty dedykowane poszukiwaniom ciemnej materii nie przyniosły jak dotąd pozytywnych rezultatów, byliśmy jednak w stanie uzyskać z nich cenne informacje dotyczące możliwego charakteru i właściwości WIMPów, które z kolei mogą zostać wykorzystane do opracowania przyszłych, skuteczniejszych strategii obserwacyjnych oraz do projektowania nowych eksperymentów.

W tym miejscu chciałbym również podkreślić, że coraz bardziej powszechny pesymizm co do ostatecznych rezultatów poszukiwań tradycyjnej ciemnej materii w postaci WIMP-ów nie wynika tak naprawdę z analizy dostępnych danych doświadczalnych, ale jest raczej skutkiem nadmiernie optymistycznych, choć nie do końca uzasadnionych, oczekiwań wynikających bezpośrednio z pewnych założeń teoretycznych, które przez lata uznawane były za prawdziwe, a które ostatecznie nie znalazły potwierdzenia w obserwacjach. Wręcz przeciwnie, choć rozważania alternatywnych kandydatów na ciemną materię są interesującym i potrzebnym kierunkiem badań, uważam, że w świetle danych doświadczalnych perspektywy wykrycia WIMP-ów przez istniejące lub przyszłe eksperymenty pozostają obiecujące.

#### 5.2 Krótki przegląd dowodów na istnienie ciemnej materii

Zanim przejdę do omówienia mojego wkładu w publikacje wymienione na początku Roz. 5 i składające się na osiągnięcie naukowe, przypomnę krótko czytelnikowi najważniejsze dowody obserwacyjne na istnienie ciemnej materii, a także argumenty teoretyczne motywujące rozważanie cząstek ciemnej materii w postaci WIMP-ów (szczegółowe informacje na ten temat można znaleźć w kilku publikacjach przeglądowych, np. 1, 2.)

Postulat dotyczący istnienia ciemnej materii pojawił się po raz pierwszy w publikacji Zwicky'ego na temat Gromady Coma [3]. Gromada ta składa się z ponad tysiąca galaktyk, zaś dokładna analiza ich ruchu po orbitach grawitacyjnych doprowadziła do wniosku, że oprócz gwiazd i pyłu w gromadzie powinna znajdować się duża ilość materii nie emitującej światła. Na tych wczesnych obserwacjach opiera się jeden z najbardziej powszechnie uznanych argumentów na istnienie ciemnej materii, jakimi są krzywe rotacyjne galaktyk, określające relację między prędkością orbitalną a odległością radialną

gwiazd widzialnych lub gazu od centrum galaktyki. Obserwacje te wykazały, że prędkości gwiazd w dysku galaktyki M31 pozostawały w przybliżeniu stałe w szerokim zakresie odległości od centrum, co stoi w sprzeczności z oczekiwaniami opartymi na rozkładzie widocznej materii w galaktyce. Podobne wyniki uzyskano później również dla różnych innych galaktyk spiralnych [4, 5].

Za istnieniem ciemnej materii przemawiaja również dane z obserwacji soczewkowania grawitacyjnego. Jest to efekt ugięcia światła w silnym polu grawitacyjnym, który można najłatwiej zaobserwować, gdy światło przechodzi przez bardzo masywny i/lub gesty obiekt, taki jak gromada galaktyk lub centralny region galaktyki. Promienie światła mogą się wówczas wyginać wokół obiektu lub ogniskować, co prowadzi do zniekształcenia obserwowanego obrazu źródła światła. Najbardziej chyba spektakularny przykład obserwacji tego typu można znaleźć w Gromadzie Pocisk (gromada galaktyk 1E0657-558). Obiekt ten składa się z dwóch gromad galaktyk, które uległy bezpośredniej kolizji 6 Chmury gorącego gazu (zaobserwowane poprzez emisję promieniowania rentgenowskiego), zawierające większość materii barionowej z obu gromad, uległy spowolnieniu wskutek kolizji, podczas gdy ruch galaktyk oraz halo ciemnej materii pozostały prawie niezmienione. Analiza soczewkowania grawitacyjnego wykazała, że środek ciężkości obu gromad jest wyraźnie oddzielony od położenia chmury gazu. Można stad wnioskować, że znajduje się w nich duża ilość dodatkowej masy. Co ciekawe, Gromada *Pocisk* jest też pierwszym znanym przykładem systemu, w którym ciemna materia oraz materia barionowa zostały rozdzielone. Na zakończenie warto zwrócić uwage, że kolejnych dowodów na istnienie ciemnej materii mogą dostarczyć badania słabego soczewkowania grawitacyjnego w strukturach wielkoskalowych.

Wreszcie, kluczową rolę w określeniu całkowitej zawartości ciemnej materii we Wszechświecie odgrywają badania kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła (z ang. *CMB*). Obserwowane współcześnie promieniowanie tła pochodzi z epok odprzężenia i rekombinacji. Małe niejednorodności w rozkładzie temperatury odpowiadają fluktuacjom gęstości materii we wczesnym Wszechświecie, które później dały początek obserwowanym strukturom wielkoskalowym. Widmo mocy anizotropii temperatury - po rozwinięciu w bazie harmonik sferycznych - zależy od parametrów kosmologicznych. W związku z tym, parametry te można wyznaczyć, dopasowując je do zaobserwowanego widma po poczynieniu dodatkowych założeń co do rozważanego modelu kosmologicznego, np. modelu  $\Lambda$ CDM.

Aktualne wartości [7] gęstości reliktowej ciemnej materii, czyli stosunku jej gęstości we Wszechświecie do gęstości krytycznej, zostały wyznaczone w eksperymentach WMAP i PLANCK poprzez dopasowanie sześciu parametrów modelu  $\Lambda$ CDM do danych obserwacyjnych. Dla barionowego i niebarionowego składnika ciemnej materii wynoszą one odpowiednio:

$$\Omega_b h^2 = 0.02226(23), \tag{1}$$

$$\Omega_{\rm DM} h^2 = 0.1186(20), \tag{2}$$

gdzie  $h = H_0/100 \,\mathrm{km}\,\mathrm{Mpc}\,\mathrm{s} = 0.678(9)$  to zredukowana stała Hubble'a, zaś  $H_0$  to stała Hubble'a dzisiaj. Pozostałym, dominującym składnikiem energii we Wszechświecie,  $\Omega_{\Lambda} \approx 0.692$ , jest tak zwana ciemna energia (patrz artykuł przeglądowy **S**).

Na podstawie danych obserwacyjnych można wyciągnąć jeden pewny wniosek dotyczący natury ciemnej materii, a mianowicie, że składa się ona z cząstek, które powinny być elektrycznie neutralne. Dodatkowo ciemna materia powinna oddziaływać ze zwykłą materią słabo (lub bardzo słabo), gdzie "słabo" należy rozumieć poprzez słabe oddziaływania jądrowe lub po prostu posiadające bardzo małe, ale niezerowe sprzężenie z cząstkami Modelu Standardowego. Dodatkowo wiemy również, że samooddziaływanie ciemnej materii nie może być zbyt silne, aby pozostać w zgodzie z ograniczeniami dotyczącymi tworzenia struktur oraz z obserwacjami gromad galaktyk, takich jak wspomniana wcześniej Gromada *Pocisk*. Na chwilę obecną ograniczenia te są rzędu  $\sigma/m < 0.7 \text{ cm}^2/\text{g}$  [9]. Ponadto, aby pozostać w zgodzie z danymi z pomiaru promieniowania tła, większość ciemnej materii powinna mieć niebarionowe pochodzenie.

Prosta klasyfikacja cząstek ciemnej materii opiera się na tym, jak relatywistyczne były one w momencie wyjścia z równowagi termicznej z resztą plazmy we wczesnym Wszechświecie (odprzężenia). Cząstki *gorącej* ciemnej materii, o masie nie większej niż kilkadziesiąt eV, były relatywistyczne w momencie odprzężenia. Ze względu na dużą średnią ścieżkę swobodną, gorąca ciemna materia nigdy nie utworzyła skupisk materii tak małych jak galaktyki. W związku z tym nie odtwarza ona poprawnie wielkoskalowej struktury Wszechświata obserwowanej w symulacjach numerycznych.

Niebarionowa *zimna* ciemna materia oddzieliła się od plazmy termicznej w tzw. epoce zamarzania (ang. *freeze-out*) i fluktuacje jej gęstości zaczęły narastać liniowo na początku ery dominacji materii. Zapewniło to wczesne wytworzenie studni potencjału, które wyzwoliły i stały się katalizatorem wzrostu perturbacji gęstości materii barionowej po oderwaniu się jej jakiś czas później od promieniowania. Jest to podstawowy powód, dla którego zimna ciemna materia jest w stanie odtworzyć wyniki uzyskane w numerycznych symulacjach powstawania struktur wielkoskalowych, pomimo kilku dobrze znanych problemów (problem brakujących satelitów, polegający na przewidywaniu małej liczby substruktur oraz problem "too-big-to-fail", odnoszący się do lokalnej nadwyżki gęstości; patrz np. [10]).

Ciepła ciemna materia, o masie z zakresu kilku keV, jest formą pośrednią między gorącą i zimną ciemną materią. W momencie odprzężenia była ona wciąż relatywistyczna, ale fluktuacje spektrum mocy odpowiadające dostatecznie dużym halo nie były tłumione przez swobodną propagację fotonów. Zostało to uznane za możliwy sposób złagodzenia niektórych widocznych problemów zimnej materii, ponieważ taki mechanizm zmniejsza widmo mocy na małych skalach, redukując tym samym problem brakujących satelitów. Z drugiej strony, ciepła ciemna materia prowadzi do niezgodności związanych z tempem formowania się gwiazd, wyznaczonym dzięki obserwacjom spektroskopowym tzw. lasu  $\alpha$ -Lymana (patrz np.  $\square$ ).

Szereg powyższych oraz powiązanych argumentów doprowadził do ustanowienia powszechnie uznanego i dobrze umotywowanego paradygmatu WIMP-ów jako dominującej frakcji ciemnej materii złożonej ze słabo oddziałujących cząstek, które są masywne i prawdopodobnie zimne oraz nierelatywistyczne w momencie odprzężenia. Dodatkowo, cząstki ciemnej materii powinny być absolutnie stabilne, albo mieć ekstremalnie długi czas rozpadu przekraczający wiek Wszechświata (dla przykładu, niedawna analiza **12** wskazuje dolne ograniczenie takie czasu rozpadu na 160 miliardów lat). I to właściwie wszystko, czego możemy być pewni o naturze ciemnej materii.

Dla kompletności chciałbym wspomnieć o innych kandydatach na ciemną materię, którzy nie mają charakteru WIMP-ów. Taka możliwość również została szeroko przeanalizowana w literaturze, patrz np. niedawna praca przeglądowa **13**. Wśród nich można wyróżnić ultralekki aksjon, który po raz pierwszy pojawił się jako rozwiązanie problemu łamania symetrii CP w oddziaływaniach silnych. Inny interesujący kandydat na ciemną materię to wyjątkowo słabo oddziałujące cząstki o termicznej historii WIMP–ów (tzw. EWIMP-y). Tak słabe oddziaływania mogą pojawić się w sposób naturalny, jeśli są one opisywane przez nierenormalizowane operatory tłumione przez odpowiednią potęgę skali wysokich energii, np. masę Plancka,  $M_{\rm P} \approx 10^{19}$  GeV, tak jak dzieje się to w przypadku grawitina lub skali Peccei-Quinna dla aksina. W dalszej części autoreferatu nie będę dyskutować takich modeli.

#### 5.3 Termiczne zamarzanie

Najpopularniejszy i prawdopodobnie najsolidniejszy mechanizm generowania gęstości reliktowej ciemnej materii to termiczne zamarzanie. Polega ono na tym, że w bardzo młodym i gorącym Wszechświecie cząstki Modelu Standardowego oraz cząstki ciemnej materii były w równowadze termicznej, zapewnianej przez równe tempo procesów produkcji i anihilacji czątek ciemnej materii. Podczas gdy Wszechświat rozszerzał się i schładzał, stała rozpadu cząstek ciemnej materii stała się mniejsza od stałej Hubble'a:  $\Gamma_{\rm ann} \lesssim H \sim T_f^2/\overline{M}_P$ , gdzie  $T_f$  oznacza temperaturę zamarzania (indeks f wskazuje, że podane wielkości są brane w momencie zamarzania), H jest stałą Hubble'a, zaś  $\overline{M}_P$  jest zredukowaną masą Plancka. Po zamarzaniu wielkość  $Y_{\rm DM} := n_{\rm DM}/s$ , gdzie  $n_{\rm DM}$  to liczność cząstek, zaś  $s \sim T^3$  to gęstość entropii, pozostaje praktycznie stała.

Po wyrażeniu współczynnika anihilacji przez termicznie uśredniony przekrój czynny razy prędkość cząstki,  $\langle \sigma_{\rm ann} v \rangle$ , więc  $\Gamma_{\rm ann} = n_{\rm DM} \langle \sigma_{\rm ann} v \rangle$ , można napisać **14**,

$$\Omega_{\rm DM}h^2 \simeq \frac{m_{\rm DM}\,n_{\rm DM}(T_0)}{\rho_c}\,h^2 = \frac{T_0^3}{\rho_c}\,\frac{x_f}{\overline{M}_P}\,\frac{1}{\langle\sigma_{\rm ann}\bar{v}\rangle_f}\,h^2,\tag{3}$$

gdzie  $T_0 \approx 2.35 \times 10^{-13} \,\text{GeV}$  to temperatura Wszechświata obecnie,  $\rho_c \approx 8 \times 10^{-47} \,h^2 \,\text{GeV}^4$  to krytyczna gęstość energii,  $x = m_{\text{DM}}/T$ , zaś  $\bar{v} = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$  to względna prędkość dwóch anihilujących się cząstek ciemnej materii w układzie środka masy.

Wartość  $x_f$  można z grubsza oszacować, zakładając, że w momencie zamarzania liczność ciemnej materii jest równa równowagowej, nierelatywistycznej liczności  $n_{\rm eq} = g(x_f/2\pi)^{3/2}e^{-x_f}$ , gdzie g to efektywna liczba stopni swobody cząstek ciemnej materii. Wiedząc, że  $\Omega_{\rm DM} h^2 \approx 0.12$ , dostajemy

$$x_f^{3/2} e^{-x_f} \approx \frac{10^{-8} \,\text{GeV}}{m_{\text{DM}}}.$$
 (4)

Prowadzi to do wartości  $x_f \approx 30$ , jeśli  $m_{\rm DM} \approx 100 \,\text{GeV} - 10 \,\text{TeV}$ . Dokładniejsza analiza pokazuje, że właściwa wartość jest bliższa  $x_f \approx 25$  15.

Wstawiając tak oszacowaną wartość  $x_f$  do Rów. (3), otrzymujemy

$$\langle \sigma_{\rm ann} \bar{v} \rangle_f \approx 3 \times 10^{-26} \,{\rm cm}^3/{\rm s.}$$
 (5)

Uważna analiza, uwzględniająca dynamikę zamarzania, wymaga rozwiązania układu równań Boltzmanna:

$$\frac{d\rho_R}{dt} = -4H\rho_R + \langle \sigma_{\rm ann}\bar{v}\rangle \langle E\rangle (n_{\rm DM}^2 - n_{\rm eq}^2), \tag{6}$$

$$\frac{dn_{\rm DM}}{dt} = -3Hn_{\rm DM} - \langle \sigma_{\rm ann}\bar{v}\rangle \left(n_{\rm DM}^2 - n_{\rm eq}^2\right),\tag{7}$$

gdzie  $\rho_R$  to gęstość energii promieniowania, a  $\langle E \rangle$  to średnia energia anihilujących cząstek ciemnej materii. Jak można wywnioskować z Rów. (7) - i co jest nawet bardziej widoczne w uproszczonym rozwiązaniu Rów. (3) - im  $\langle \sigma_{\rm ann} \bar{v} \rangle$  jest większe przy zamarzaniu, tym dłużej ciemna materia pozostaje w równowadze termicznej, a co za tym idzie, tym mniejsza jest wartość  $\Omega_{\rm DM} h^2$ .

#### 5.4 Poszukiwanie WIMP-ów w ciemnościach - argument naturalności

Termiczne zamarzanie nie dostarcza jednak bezpośrednich informacji o właściwościach ciemnej materii, ponieważ przekrój czynny z Rów. (5) może być wynikiem zniechęcająco szerokiego zakresu wartości masy, spinu czy innych liczb kwantowych oraz stałych sprzężeń ciemnej materii z Modelem Standardowym (MS). Dlatego też, aby wobec braku dodatkowych informacji ograniczyć liczbę możliwości, niemal zawsze dokonuje się pewnych założeń teoretycznych.

Do niedawna główną wskazówką przy formułowaniu oczekiwań wobec fizyki spoza Modelu Standardowego był tzw. problem hierarchii. W uproszczeniu chodzi w nim o to, że gdy efektywna teoria niskoenergetyczna zawiera lekkie fundamentalne pola skalarne, takie jak bozon Higgsa w MS, masa cząstki skalarnej podlega silnej renormalizacji przez pola wysokiej energii - ultrafioletowego (UV) dopełnienia. Jeśli skala UV jest np. blisko skali grawitacji kwantowej,  $M_P$ , oznacza to konieczność dostrojenia (ang. fine-tuning) parametrów wejściowych Lagrangianu z dokładnością do około 28 rzędów wielkości, aby uzyskać masę skalara rzędu skali łamania symetrii elektrosłabej (ang. Electroweak Symmetry Breaking - EWSB). W związku z tym należałoby raczej oczekiwać, że nowe stopnie swobody będą zbliżone do skali EWSB, a nie znacznie cięższe.

Prawdopodobnie najbardziej zbadanym scenariuszem fizyki spoza Modelu Standardowego jest supersymetria (SUSY; patrz np. artykuł przeglądowy [16]). Jej główny postulat głosi, że istnieje dodatkowa symetria wiążąca każdy fermion pochodzący z Modelu Standardowego z cząstką skalarną - jej superpartnerem - i vice versa. SUSY stanowi atrakcyjne rozwiązanie dla problemu hierarchii dzięki twierdzeniu o nierenormalizacji, które wyklucza jednocząstkowe, nieredukowalne poprawki pętlowe do superpotencjału. W rezultacie człony masowe nie są renormalizowane, co oznacza, że supersymetria "chroni" masę skalara Higgsa i czyni go technicznie naturalnym.

Właśnie z powodu problemu hierarchii cząstki Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego (MSSM) były przedmiotem rozległych badań przez znaczną część ostatnich czterech dekad. Istnieje jednak wiele alternatyw dla SUSY, które również umożliwiają rozwiązanie problemu hierarchii. Są na przykład modele zakładające, że bozon Higgsa nie jest fundamentalną cząstką, ale raczej kondensatem nowego silnego sektora o charakterystycznej skali rzędu ~ TeV, który służy do regulacji rozbieżnych całek i tym samym zapobiega ogromnym kwantowym poprawkom do masy Higgsa (patrz np. [17] - niedawna praca przeglądowa nt. *złożoności* (ang. *compositeness*)). Inne modele opierają się na idei dodatkowych wymiarów przestrzennych, które są skompaktyfikowane wzdłuż "zwykłych" nieskończonych trzech wymiarów. W tym przypadku naturalnym punktem obcięcia ultrafioletowych poprawek do masy bozonu Higgsa będzie skala kwantowej grawitacji, która zwykle jest rzędu TeV (np., [18] i odniesienia tamże). Rozważane są również modele z dodatkowymi elementarnymi skalarami (np. [19]) i/ lub fermionami (np. [20]).

Wszystkie te modele mają jedną niezwykłą konsekwencję. Wyłącznie w oparciu o analizę wymiarową można stwierdzić, że jeśli jedna z postulowanych przez nie cząstek Nowej Fizyki przy skali TeV byłaby wystarczająco stabilna, aby tworzyć ciemną materię, przekrój czynny z Rów. (5) prowadziłby do wartości jej stałych sprzężenia z cząstkami Modelu Standardowego rzędu stałej oddziaływań elekrosłabych. Ten fascynujący zbieg okoliczności, wyróżniający słabo oddziałujące masywne cząstki, czyli WIMP-y, jest znany jako "cud WIMP". Od dziesięcioleci stanowił on wiodącą zasadę przy poszukiwaniach ciemnej materii i do dzisiaj dostarcza kuszącej teoretycznej motywacji dla samej idei WIMP-ów.

Z drugiej strony, od momentu uruchomienia LHC i napływu pierwszych danych stało się jasne, że oczekiwania wobec cząstek Nowej Fizyki i ciemnej materii oparte wyłącznie na ścisłej interpretacji argumentu "braku dostrojenia" (ang. *no fine-tunning*) powinny zostać starannie przemyślane na nowo, ponieważ szybki postęp eksperymentalny na różnych i uzupełniających się frontach sprawił, że najbardziej naturalne realizacje prawie wszystkich wymienionych wyżej modeli fizyki spoza Modelu Standardowego stały się sprzeczne z obserwacjami. W następnych dwóch podrozdziałach omówię kilka podstawowych pojęć dotyczących bezpośredniej detekcji ciemnej materii, skupiając się na konkretnym przykładzie podkreślającym napięcie między naturalnością - lub brakiem dostrojenia a najnowszymi danymi eksperymentalnymi. W kolejnych rozdziałach pokażę, w jaki sposób te same dane, które zaczęły wykluczać najbardziej naturalne regiony przestrzeni parametrów rozważanych modeli, dostarczyły jednocześnie wskazówek odnośnie kierunku przyszłych poszukiwań ciemnej materii.

#### 5.4.1 Uwaga dotycząca bezpośredniej detekcji ciemnej materii

Jedną z najważniejszych strategii poszukiwania WIMP-ów jest możliwość bezpośredniej detekcji poprzez elastyczne rozpraszanie cząstek ciemnej materii na jądrach skroplonych gazów szlachetnych. Dla WIMP-ów, które oddziałują wystarczająco silnie z barionami, ten proces może prowadzić do zaobserwowania wyraźnego śladu w podziemnych detektorach o małym tle.

Ocena częstości występowania śladów ciemnej materii w podziemnych eksperymentach wymaga znajomości fizyki cząstek elementarnych, fizyki jądrowej, a także astrofizyki dla tego procesu. Widać to ze wzoru na różniczkowy współczynnik odrzutu  $\frac{dR}{dE_r}$  w funkcji energii odrzutu  $E_r$ :

$$\frac{dR}{dE_r}(E_r) = \left(\frac{\sigma_0}{2\mu^2 m_{\rm DM}}\right) \times F^2(E_r) \times \left(\rho_{\rm DM} \int_{v \ge v_{\rm min}}^{v \le v_{\rm esc}} d^3 v \, \frac{f(\mathbf{v}, t)}{v}\right),\tag{8}$$

gdzie  $\sigma_0$  jest przekrojem czynnym jądro-ciemna materia w granicy zerowego transferu pędu,  $m_{\rm DM}$  to masa cząstki ciemnej materii,  $\mu \equiv m_{\rm DM} M / (m_{\rm DM} + M)$  to zredukowana masa systemu jądro-WIMP dla jądra o masie M,  $F(E_r)$  to jądrowy czynnik kształtu jądra,  $\rho_{\rm DM}$  to lokalna gęstość ciemnej materii, v to względna prędkość cząstki ciemnej materii względem jądra, zaś  $f(\mathbf{v}, t)$  oznacza rozkład prędkości WIMP-ów ograniczony od góry przez prędkość ucieczki galaktyki  $v_{\rm esc}$ . Minimalna prędkość, która może spowodować zdarzenie z energią odrzutu  $E_r$ , jest określona wzorem  $v_{\rm min} = (\delta + M E_r/\mu) / \sqrt{2M E_r}$ , gdzie  $\delta = 0$  dla rozpraszania elastycznego.

Ze względu na to, że cząstki typu WIMP charakteryzują się nierelatywistycznymi prędkościami, podczas obliczania przekroju czynnego zwykle stosuje się granicę  $v \to 0$ . Można wtedy rozłożyć przekrój czynny na dwa wkłady: *spinowo-niezależny* (ang. *spin-independent*) i *spinowo-zależny* (ang. *spin-dependent*) (oznaczone odpowiednio SI i SD w następujących wzorach):  $\sigma^0 F^2(E_r) \simeq$  $\sigma^{\text{SI}} F_{\text{SI}}^2(E_r) + \sigma^{\text{SD}} F_{\text{SD}}^2(E_r)$ , gdzie  $\sigma^{\text{SI}}$  i  $\sigma^{\text{SD}}$  podane są w granicy zerowego transferu pędu,  $q \to 0$ . Zależność od q jest zawarta w czynnikach kształtu.

W przypadku braku oddziaływań naruszających izospin, otrzymujemy:  $\sigma^{\text{SI}} = \sigma_p^{\text{SI}}(\mu^2/\mu_p^2) A^2$ , gdzie  $\sigma_p^{\text{SI}} = (4\mu_p^2/\pi) f_p^2$ ,  $\mu_p$  to zredukowana masa systemu WIMP-proton, zaś  $f_p$  to amplituda rozpraszania. Należy zwrócić uwagę na charakterystyczną zależność ~  $A^2$ , która powoduje zwiększenie różniczkowego współczynnika odrzutu dla cięższych jąder (jest to tzw. spójne wzmocnienie; z ang. *coherent enhancement*). Z kolei brak spójnego wzmocnienia w rozpraszaniu SD skutkuje zwykle mniejszą wartością różniczkowego współczynnika odrzutu niż w przypadku SI, a co za tym idzie, również słabszymi ograniczeniami dla  $\sigma_p^{\text{SD}}$  niż dla  $\sigma_p^{\text{SI}}$ . Ograniczenia dla przekroju czynnego SI są zwykle przedstawione w płaszczyźnie ( $m_{\chi}, \sigma_p^{\text{SI}}$ ), jak zobaczymy poniżej.

#### 5.4.2 Ograniczenia na CMSSM w oparciu o LHC i eksperymenty bezpośredniej detekcji

Poniżej zaprezentuję wyniki uzyskane przeze mnie oraz moich współautorów, które wpisują się w globalny wysiłek badawczy podjęty na początku obecnej dekady w celu ograniczenia modeli Nowej Fizyki za pomocą dostępnych danych eksperymentalnych uzyskanych przez LHC i eksperymenty detekcji ciemnej materii. Jednym z analizowanych w ten sposób modeli był tzw. Ograniczony Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy (CMSSM; z ang. *Constained Minimal Supersymmetric Standard Model*).

CMSSM był przez wiele lat uważany za sztandarowy przykład modelu supersymetrycznego. Składają się na to rozsądne założenia dotyczące mechanizmu łamania supersymetrii - co odbywa się poprzez oddziaływania grawitacyjne przy skali Teorii Wielkiej Unifikacji (GUT; z ang. *Grand Unification Theory*) - oraz ze względu na ograniczoną liczbę wolnych parametrów. <sup>1</sup> W pracy [H1] wykazaliśmy, że uwzględniając wszystkie dostępne dane doświadczalne i stosując uważną analizę statystyczną, można wykluczyć najbardziej naturalny region przestrzeni parametrów CMSSM dla 95% przedziału ufności. Użyte dane obejmowały pomiar gęstości reliktowej ciemnej materii, Rów. <sup>(2)</sup>, dane LHC z 2011 roku o energii w układzie środka masy równej 7 TeV, pierwsze 100 dni funkcjonowania podziemnego eksperymentu XENON, eksperyment dotyczący anomalnego momentu magnetycznego mionu, dużą liczbę danych na temat obserwabli zapachowych i z eksperymentów wysokiej precyzji, dane z pośredniej detekcji ciemnej materii opartej o rozpraszanie promieni gamma z karłowatych galaktyk sferoidalnych (dSphs; z ang. *dwarf spheroidal galaxies*) w Drodze Mlecznej oraz dane z teleskopu neutrin IceCube.

Aby zobaczyć, w jaki sposób powyższe dane narzucają ograniczenia na naturalne regiony przestrzeni parametrów modelu, rozważmy potencjał pola Higgsa z poprawkami jednopętlowymi,  $V = \overline{M}^2 |h|^2 + \bar{\lambda} |h|^4$ , wyrażony przez pole Higgsa h, efektywny człon masowy,  $\overline{M}^2$  i sprzężenie kwartyczne,  $\bar{\lambda}$ . Masę bozonu Higgsa definiuje się jako

$$m_h^2 \equiv -2\,\overline{M}^2 = m_{h,\text{tree}}^2 + \delta m_h^2\,,\tag{9}$$

gdzie  $\delta m_h^2$  jest poprawką pochodzącą od pól uzupełnienia UV. W MSSM poprawki te zależą od skali miękkiego łamania supersymetrii,  $M_{SUSY}$ ,

$$\delta m_h^2 \sim \frac{3y_t^2}{4\pi^2} M_{\rm SUSY}^2 \log\left(\frac{\Lambda}{\rm TeV}\right),$$
(10)

gdzie  $y_t$  jest stałą Yukawy kwarku top, zaś  $\Lambda$  to logarytmiczna skala obcięcia UV. Modele są uznawane za "naturalne", jeśli nie występuje w nich duże kasowanie przyczynków drzewowych z pętlowymi, dającymi poprawki do masy Higgsa. W związku z tym uważa się, że naturalność wymaga masy typowej cząstki supersymetrycznej rzędu  $M_{SUSY} \lesssim 1 \text{ TeV}$ .

Na Rys. I(a) prezentujemy wyniki analizy zaczerpnięte z [H1], które przedstawiają zmarginalizowaną funkcję gęstości prawdopodobieństwa wynikowego (prawdopodobieństwa a posteriori). Ta z kolei daje miarę bayesowskiego prawdopodobieństwa regionów przestrzeni parametrów modelu

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Przypominamy Czytelnikowi, że CMSSM ma 4 swobodne parametry:  $m_0$ , uniwersalna miękka masa łamania SUSY przy skali GUT;  $m_{1/2}$ , uniwersalna masa gaugin przy skali GUT;  $A_0$ , uniwersalna trójliniowa stała sprzężenia przy skali GUT i tan $\beta$ , stosunek wartości oczekiwanych dubletu pól Higgsa. Dodatkowo, należy wybrać znak parametru masy Higgsa  $\mu$ .



Rysunek 1: (a) 68% (ciemnoniebieski) i 95% (jasnoniebieski) region ufności zmarginalizowanej dwuwymiarowej funkcji gęstości prawdopodobieństwa wynikowego w płaszczyźnie  $(m_0, m_{1/2})$  w ramach CMSSM (około 2011 rok). Czarna linia ciągła pokazuje górne ograniczenie przy 95% przedziale ufności zdarzeń z dżetami i brakującą energią w LHC; uwzględniony w funkcji wiarogodności (funkcja prawdopodobieństwa, ang. likelihood function). (b) Odpowiednia zmarginalizowana dwuwymiarowa funkcja gęstości prawdopodobieństwa wynikowego w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{SI})$ . Czarna ciągła linia pokazuje ograniczenie górne przy 90% przedziale ufności pochodzące z detekcji bezpośredniej w eksperymencie XENON 100. Oba rysunki wzięte z [H1].

CMMSM, gdy ograniczenia eksperymentalne wymienione powyżej są włączone do funkcji prawdopodobieństwa. Wyniki zaprezentowane są w płaszczyźnie uniwersalnej masy gaugin,  $m_{1/2}$ , oraz uniwersalnej masy sfermionu,  $m_0$ . Prawdopodobieństwo zaczątkowe (prawdopodobieństwo a priori) - tutaj jest to rozkład logarytmiczny - przypisuje równą wagę statystyczną do równych odstępów logarytmicznych między masami. Jak pokazuje wykres, regiony charakteryzujące się najwyższym prawdopodobieństwem (w kolorze ciemnoniebieskim) są również najbardziej naturalne: masa sfermionu,  $m_0$ , albo masa gaugin,  $m_{1/2}$ , leżą tam w zakresie sub-TeV.

Przed przystąpieniem do opisu wpływu pojedynczych ograniczeń na przestrzeń parametrów, ważne jest przypomnienie czytelnikowi, że w MSSM cząstką ciemnej materii jest najlżejsza cząstka supersymetryczna (ang. lightest stable particle - LSP), której stabilność jest gwarantowana przez dyskretną symetrię zwaną R-parzystością. W większości realistycznych przypadków LSP to najlżejsze spośród neutralin (często używa się terminu neutralino właśnie na najlżejsze z nich), które oznaczamy w tekście jako  $\chi$ . Jest to masowy stan własny będący fermionem Majorany, który po EWSB powstał wskutek diagonalizacji macierzy mas czterech neutralnych elektrycznie i kolorowo pól SUSY (patrz kompleksową pracę przeglądową [21]). Dwa z tych pól to gaugina, fermionowi superpartnerzy bozonów cechowania Modelu Standardowego. W szczególności *bino* jest partnerem bozonu cechowania związanego z grupą  $U(1)_Y$ , podczas gdy *wino* jest supersymetrycznym partnerem neutralnego elektrycznie bozonu cechowania związanego z grupą  $SU(2)_L$ . Pozostałe dwa pola to neutralne *higgsina*, które należą do wektorowego superpola Higgsa. Na poziomie drzewowym, macierz masy neutralin przyjmuje dobrze znaną postać:

$$\mathbf{M}_{\chi} = \begin{bmatrix} M_1 & 0 & -\frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & \frac{g'v_u}{\sqrt{2}} \\ 0 & M_2 & \frac{gv_d}{\sqrt{2}} & -\frac{gv_u}{\sqrt{2}} \\ -\frac{g'v_d}{\sqrt{2}} & \frac{gv_d}{\sqrt{2}} & 0 & -\mu \\ \frac{g'v_u}{\sqrt{2}} & -\frac{gv_u}{\sqrt{2}} & -\mu & 0 \end{bmatrix},$$
(11)

gdzie g i g' są stałymi sprzężenia związanymi odpowiednio z  $SU(2)_L$  i  $U(1)_Y$ . Natomiast  $v_u$  i  $v_d$  są wartościami oczekiwanymi pól Higgsa (stosując konwencję  $v \equiv (v_u^2 + v_d^2)^{1/2} = 174 \,\text{GeV}$ ). Z kolei  $M_1$  i  $M_2$  to miękko łamiące supersymetrię człony masowe bina i wina, zaś  $\mu$  jest parametrem masy higgsina.

Co prawda stany masowe (stany fizyczne) są w ogólności utworzone ze skomplikowanej kombinacji pól, dla kilku przypadków granicznych mogą zostać wyrażone w prosty sposób. W granicy, gdy jedna z mas  $M_1$ ,  $M_2$  lub  $\mu$  jest znacznie mniejsza niż pozostałe, najmniejsza wartość własna w przybliżeniu pokrywa się z najlżejszą z tych mas. Innymi słowy,  $m_{\chi} \approx M_1$ , gdy  $M_1 \ll M_2, \mu$ , itd., przy zamienieniu kolejności. Jednak gdy dwie lub więcej mas jest porównywalnych, efekty mieszania zaczynają odgrywać rolę i mogą w istotny sposób zmienić fenomenologię takiego przybliżenia.

Wracając do Rys. [], widać na nim efekty współdziałania wielu różnych eksperymentów. Na Rys. [](a), ograniczenia z LHC z 2011 roku zawarte w funkcji wiarogodności (pokazane orientacyjnie jako czarna ciągła linia) wyraźnie testują region o wysokim prawdopodobieństwie dla bardzo małego  $m_0$  i dużego  $m_{1/2}$ , pozostawiając region o dużym  $m_0$  i małym  $m_{1/2}$  prawie nietknięty.

Jednakże ten właśnie region charakteryzuje się specyficznymi właściwościami ciemnej materii. Po narzuceniu warunków brzegowych przy skali GUT z masami skalarów znacznie większymi niż masy gaugin, obserwuje się efekty grupy renormalizacji przejawiające się tym, że ciemną materią jest neutralino będące mieszaniną bina i higgsina, co odpowiada  $\mu \approx M_1 (\cong 100 \,\text{GeV})$  (tzw. efekt "focus point"). Ponadto niezależny od spinu elastyczny przekrój czynny przyjmuje tu duże wartości,  $\sigma_p^{\text{SI}} \approx 10^{-8} \text{ pb}$ . Na Rys. 1(b) funkcja gęstości prawdopodobieństwa wynikowego jest zrzutowana na typową płaszczyznę odnoszącą się do bezpośredniej detekcji ciemnej materii, czyli  $\sigma_p^{\text{SI}}$  i masy neutralina. Widać, że ograniczenie górne z eksperymentu XENON 100, pokazane jako ciągła czarna linia, leżą głęboko w tym obszarze przestrzeni parametrów, tym samym dopełniając testowanie wszystkich naturalnych regionów modelu CMSSM.

Ogólnym wnioskiem, który można wysnuć po analizie pierwszych danych LHC i który dotyczy praktycznie wszystkich wymienionych modeli Nowej Fizyki (a nie tylko CMSSM) jest to, że szukając fizyki poza MS należy porzucić uprzedzenia dotyczące problemu fine-tuningu i polegać przede wszystkim na solidnych danych eksperymentalnych.

#### 5.5 Argument wartości masy cząstki Higgsa

4 lipca 2012 r. w CERN-ie kolaboracje CMS i ATLAS ogłosiły odkrycie bozonu Higgsa. Tym samym w strukturze Modelu Standardowego została ostatecznie umieszczona ostatnia brakująca cegiełka. Dowiedzieliśmy się także, że masa nowej cząstki wynosi ~ 125 GeV.

W ramach Modelu Standardowym dokładna wartość masy bozonu Higgsa nie daje nam szczególnego wglądu w strukturę teorii, ponieważ jest to wolny parametr, który może przyjmować w zasadzie dowolną wartość między skalą mas bozonów W i Z oraz granicą unitarności ~ 600 GeV. Jednak w MSSM fakt, że  $m_h = 125 \text{ GeV}$  ma szerokie implikacje dla typowej skali superpartnerów,  $M_{\text{SUSY}}$ . Przypominając sobie wzór na jednopętlowo poprawioną masę Higgsa, Rów. (9), możemy użyć warunku minimalizacji potencjału Higgsa do napisania, w granicy  $v_u \gg v_d$ ,

$$m_{h,1\text{-loop}}^{2} \equiv -2 \overline{M}^{2}$$

$$= 4 \overline{\lambda} v^{2}$$

$$= 4 \left( \frac{g'^{2} + g^{2}}{8} + \lambda_{1\text{-loop}} \right) v^{2}$$

$$\approx m_{Z}^{2} + \frac{3m_{t}^{4}}{4\pi^{2} v^{2}} \ln \left( \frac{M_{\text{SUSY}}^{2}}{m_{t}^{2}} \right) , \qquad (12)$$

gdzie w trzeciej linii rozwinęliśmy  $\bar{\lambda} = \lambda_{\text{tree}} + \lambda_{1-\text{loop}}$ , w czwartej użyliśmy  $2 m_Z^2 = (g^2 + g'^2) v^2$ , zaś  $m_t$  jest masą kwarku top. Dla uproszczenia zaniedbane zostały także człony mieszane.

Od razu widać, że różnica między masą Higgsa i masą bozonu Z, odpowiednio 125 GeV i 91 GeV, daje szacowanie na wielkość  $M_{\rm SUSY}$ . Oszacowanie to nie jest trywialne, ponieważ należy wykorzystać pełny potencjał skalarny, poprawiony przez grupę renormalizacji [22]. Ponadto, wyniki silnie zależą od parametrów niewymienionych w Rów. [12], takich jak iloraz wartości oczekiwanych pół Higgsa, tan  $\beta$  oraz sprzężenia trójliniowego,  $A_t$ . Co więcej, z powodu logarytmicznej zależności od  $M_{\rm SUSY}$ , teoretyczna niepewność w obliczeniach  $m_h$  rzędu kilku GeV, może wpłynąć na wartość  $M_{\rm SUSY}$  o wiele rzędów wielkości. Jednakże wszystkie rozsądne szacunki wykazały, że masa bozonu Higgsa równa 125 GeV oznacza typowe wartości  $M_{\rm SUSY}$  równe od 5 do kilkudziesięciu TeV. Innymi słowy, jeśli chodzi o MSSM, jedyna rzeczywiście odkryta wielkość, która wyłoniła się z LHC, przesuwa spektrum masowe cząstek supersymetrycznych powyżej naiwnych oczekiwań wynikających z naturalności i omówionych w Roz. [5.4].

W pracy [H2] moi współpracownicy i ja badaliśmy implikacje płynące z odkrycia bozonu Higgsa na przestrzeń parametrów SUSY, szczególnie skupiając się na konsekwencjach tego odkrycia dla poszukiwań ciemnej materii. Na Rys. 2(a) pokazuję dwuwymiarową funkcję gęstości prawdopodobieństwa wynikowego w płaszczyźnie ( $m_0, m_{1/2}$ ) w ramach CMSSM, gdzie uwzględniliśmy w zaktualizowanej funkcji wiarogodności wszystkie ograniczenia opisane w Roz. 5.4 oraz dodatkowo założyliśmy masę bozonu Higgsa równą 125 GeV. Wykres powinien być porównywany z Rys. 1(a).

Ogólnie mówiąc, zaobserwowana masa bozonu Higgsa przesuwa region wysokiego prawdopodobieństwa parametrów  $m_0$  i  $m_{1/2}$  modelu CMSSM ku reżimowi multi-TeV, czego zresztą należało się spodziewać patrząc na Rów. (12). Warto zauważyć, że duży region ufności w centralnej części Rys. 2(a) znajduje się z dala od dolnej granicy detekcji bezpośredniej w LHC z procesów charakteryzujących się dżetami i brakującą energią (przerywana czerwona linia), a najprawdopodobniej także poza zasięgiem LHC przy przyszłej wyższej jasności. Innymi słowy, dane dotyczące bozonu Higgsa, w przeciwieństwie do niejasnej i raczej subiektywnej koncepcji, jaką jest "naturalność", mówią nam, że nie powinniśmy być zaskoczeni brakiem bezpośredniej detekcji cząstek supersymetrycznych w LHC.

Jakie są jednak implikacje odkrycia bozonu Higgsa dla statusu neutralina jako ciemnej materii? Na Rys. 2(b) rzutuję dwuwymiarową funkcję gęstości prawdopodobieństwa wynikowego na płaszczyznę ( $m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SI}$ ). Wykres powinien być porównywany z Rys. 1(b). Zwróćmy uwagę na pojawienie się dużych regionów ufności przy  $m_{\chi} \approx 1.1 \text{ TeV}$ , których nie było na Rys. 1(b). W tym obszarze neutralino składa się prawie wyłącznie z higgsina. Dokładnie mówiąc, masę neutralina uzyskuje się poprzez diagonalizację macierzy (11) w granicy  $\mu \approx 1 \text{ TeV} \ll M_{1,2} \approx m_{1/2}$ . Higgsino o masie ~ 1 TeV naturalnie prowadzi do prawidłowej gęstości reliktowej wyłącznie dzięki swoim liczbom



Rysunek 2: (a) Zmarginalizowana funkcja gęstości prawdopodobieństwa wynikowego w płaszczyźnie ( $m_0$ ,  $m_{1/2}$ ) w ramach CMSSM, uwzględniająca dane z odkrycia bozonu Higgsa (ok. 2013 rok). 68% region ufności jest pokazany w kolorze granatowym, zaś 95% region ufności - w kolorze jasnoniebieskim. Przerywana czerwona linia pokazuje ograniczenia uzyskane przez CMS przy 95% poziomie ufności [23]. Wykres pochodzi z pracy [H2]. (b) Dwuwymiarowa funkcja gęstości prawdopodobieństwa wynikowego w płaszczyźnie ( $m_{\chi}, \sigma_p^{SI}$ ) w ramach CMSSM wraz z ograniczeniami wynikającymi z masy bozonu Higgsa, gęstości reliktowej ciemnej materii oraz eksperymentów opisanych w tekście. Czerwona ciągła linia pokazuje ograniczenia o 90% poziomie ufności z eksperymentu LUX (2013) [24], zaś przerywana linia magenta pokazuje przewidywaną 2-letnią czułość eksperymentu XENON-1T. Wykres pochodzi z pracy [H3].

kwantowym, a zatem jest to bardzo dobry kandydat na ciemną materię we Wszechświecie. Higgsino dużo lżejsze od 1 TeV prowadzi z kolei do  $\Omega_{\chi}h^2 \ll 0.12$ , a zatem wymaga istnienia dodatkowej cząstki ciemnej materii, na przykład aksjonu.

#### 5.6 Ograniczenia i perspektywy detekcji neutralina

W pracach [H3] i [H4] moi współpracownicy i ja szczegółowo zbadaliśmy eksperymentalne ograniczenia i perspektywy wykrycia neutralinowej ciemnej materii w podziemnych eksperymentach detekcji bezpośredniej, pośrednich poszukiwaniach astrofizycznych, a także w LHC, zwracając szczególną uwagę na najbardziej obiecującego kandydata, higgsino o masie ~ 1 TeV, które, jak właśnie wyjaśniłem, wyłania się zupełnie naturalnie, gdy tylko w zaktualizowanej funkcji wiarogodności zostanie uwzględniona masa bozonu Higgsa. Należy zwrócić uwagę na to, że właściwości i aktualne ograniczenia oraz perspektywy na odkrycie higgsina o dowolnej masie, w tym lekkiego higgsina prowadzącego do  $\Omega_{\chi}h^2 \ll 0.12$ , zostały systematycznie podsumowane w zaproszonym artykule przeglądowym [H5].

Jak pokazuje Rys. 2(b), higgsino z CMSSM o masie ~ 1 TeV oferuje całkiem optymistyczne perspektywy szybkiego wykrycia w podziemnych eksperymentach - np. w eksperymencie XENON, który do detekcji wykorzystuje tonę ksenonu. Dzieje się tak dlatego, że jego niezależny od spinu przekrój czynny jest na tyle mały, aby higgsino uniknęło wykrycia w obecnych eksperymentach, jednak na tyle duży, by znalazło się ono w zasięgu nowobudowanych wielotonowych detektorów.

Z drugiej strony, niskoenergetyczna SUSY to bardzo szeroka struktura, która jest w stanie pomieścić kilka różnych scenariuszy przewidywanego spektrum mas. Ponieważ supersymetria musi



Rysunek 3: Przestrzeń parametrów pMSSM z  $\Omega_{\chi}h^2 \approx 0.12$  w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SI})$ . Punkty oznaczone na zielono charakteryzują się neutralinem, które jest prawie czystym binem; punkty czerwone to prawie czyste higgsino, zaś punkty niebieskie to prawie czyste wino. Kombinacje bino/higgsino przedstawiono w kolorze złotym, wino/higgsino - w kolorze magenta, zaś wino/bino - w kolorze cyjan. Przerywana czerwona linia ilustruje ograniczenia z bezpośredniej detekcji uzyskane przez LUX (około 2013), a przerywana-kropkowana linia o kolorze magenta oznacza początek nieredukowalnego tła neutrin atmosferycznych i słonecznych. Wykres wzięty z pracy [H4].

zostać złamana w sektorze ukrytym, niewiele właściwie wiadomo na temat najbardziej prawdopodobnego mechanizmu nadania mas cząstkom supersymetrycznym. W związku z tym przy w konstrukcji konkretnych modeli trzeba opierać się na pewnych (rozsądnych) założeniach wynikających z rozważań teoretycznych. Zatem aby przeanalizować sygnatury ciemnej materii w ogólnym i niezależnym od modelu scenariuszu supersymetrycznym, w pracy Ref. [H4] dokonaliśmy analizy problemu ciemnej materii w tzw. fenomenologicznym MSSM (pMSSM).

pMSSM jest najbardziej ogólną parametryzacją MSSM, opartą wyłącznie na założeniach o minimalnym naruszeniu zapachu (MFV, ang. Minimal-Flavor-Violation), zachowaniu R-parzystości i poziomie łamania symetrii CP nie przekraczającej poziomu Modelu Standardowego. Wszystkie popularne scenariusze SUSY z kandydatem na ciemną materię można opisać w tym modelu, wybierając odpowiednie warunki brzegowe. Ponieważ liczba wolnych parametrów w pMSSM pozostaje dość duża, nie ma żadnego problemu ze spełnieniem wszystkich ograniczeń należących do wspomnianego wyżej standardowego zestawu danych doświadczalnych. W szczególności, warunek  $\Omega_{\chi}h^2 \approx 0.12$ - oprócz istotnych ograniczeń pochodzących z akceleratorów - może być dość łatwo spełniony w różnych obszarach przestrzeni parametrów pMSSM dla różnych kompozycji neutralina jako cząstki WIMP.

Na Rys. 3 przedstawiony jest region  $2\sigma$  w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SI})$  pMSSM, wyłaniający się z analizy statystycznej danych. Dla punktów zaznaczonych na zielono neutralino jest prawie czystym binem; dla punktów w kolorze czerwonym jest to prawie czyste higgsino (o masie ~ 1 TeV); zaś dla punktów w kolorze niebieskim jest to prawie czyste wino, które daje prawidłową wartość  $\Omega_{\chi}h^2$ dla większych mas. Kombinacje bino/higgsino są przedstawione w kolorze złotym, wino/higgsino w kolorze magenta, zaś wino/bino w kolorze cyjan. Warto zauważyć, że w pMSSM jest wystarczająco dużo miejsca dla regionów przestrzeni parametrów charakteryzujących się bardzo małym  $\sigma_p^{\rm SI}$ , leżącym nawet poniżej nieredukowalnego tła neutrin atmosferycznych i z supernowych (linia kropkowana



Rysunek 4: Ograniczenia czułości CTA przy 95% przedziale ufności wyprowadzone dla konkretnych, najczęściej spotykanych w pMSSM, stanów końcowych ze zbinowanym prawdopodobieństwem określonym równaniem (13) dla profilu Einasto. Zaczerpnięte z pracy [H4].

magenta), które z grubsza wyznacza maksymalną osiągalną czułość podziemnych detektorów przy obecnej technologii.

W pracy [H4] wykazaliśmy, że w tych szczególnie trudno dostępnych obszarach przestrzeni parametrów - o zakresie mas neutralina od 1 do kilku TeV - charakteryzujących się bardzo niskimi wartościami  $\sigma_p^{\text{SI}}$ , najlepszą perspektywą wykrycia cząstki ciemnej materii może być pośrednia detekcja za pomocą teleskopów promieni  $\gamma$ . W szczególności, dobre perspektywy posiada tutaj sieć teleskopów CTA (ang. Cherenkov Telescope Array) [25].

We współpracy z konsorcjum CTA obliczyliśmy zasięg CTA przy obserwacjach centrum naszej Galaktyki dla dzisiejszego przekroju czynnego anihilacji ciemnej materii razy prędkość,  $\sigma v$ , cząstek o masie w reżimie TeV. Zasięg CTA w  $\sigma v$  został obliczony za pomocą zbinowanej poissonowskiej funkcji prawdopodobieństwa, biorąc pod uwagę szczegółową symulację Monte-Carlo tła promieniowania kosmicznego i rozdzielczości energii detektora. Dla każdego binu energii, *i*, oczekiwana liczba zliczeń z anihilacji ciemnej materii wynosi

$$N_i^{\rm ann} = t_{\rm obs} \cdot J \cdot \frac{\sigma v}{8\pi m_\chi^2} \int_{\Delta E_i} dE \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta(E)^2}} \int_{26\,{\rm GeV}}^{m_\chi} d\bar{E} \frac{dN_\gamma(\bar{E})}{d\bar{E}} A_{\rm eff}(\bar{E}) e^{-\frac{(E-\bar{E})^2}{2\delta(E)^2}} \right),\tag{13}$$

gdzie  $A_{\rm eff}$  jest efektywnym polem powierzchni detektora,  $\delta(E)$  to rozdzielczość energii; obie wielkości zostały dostarczone nam przez CTA.  $dN_{\gamma}/dE$  jest rozproszonym widmem promieni  $\gamma$  dla określonego stanu anihilacji, a J to czynnik, który zależy od profilu halo ciemnej materii w Drodze Mlecznej (przyjmujemy profil Einasto lub NFW). Przyjęliśmy czas obserwacji  $t_{\rm obs} = 500$  h.

Uzyskane przewidywane ograniczenia pokazane są na Rys. [] dla różnych stanów końcowych anihilacji wymienionych w legendzie. Ponieważ WIMP-y o masach w reżimie TeV najczęściej należą do nietrywialnych reprezentacji grupy  $SU(2)_L$  (jak to jest na przykład w przypadku higgsina stanowiącego doublet reprezentacji tej grupy i dla wina, będącego tripletem w reprezentacji dołączonej), anihilują one przeważnie do WW lub ZZ, zaś ich dzisiejszy przekrój czynny anihilacji nie spada znacznie poniżej oczekiwań dla termicznych reliktów, pokazanych na Rys. [] jako



Rysunek 5: (a) Czułość CTA przy czasie ekspozycji 500 h przedstawiona w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SI})$  pMSSM dla dwóch profili halo: NFW (czerwone punkty) lub Einasto (czerwone + pomarańczowe punkty). Przybliżona przewidywana czułość 1-tonowych detektorów jest przedstawiona w postaci przerywanej szarej linii. Początek tła neutrin atmosferycznych i pochodzących z supernowych pokazano linią przerywano-kropkowaną w kolorze magenta. (b) Czułość CTA w pMSSM przedstawiona w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SD})$ . Jaśniejsze zacieniowane punkty mieszczą się w przewidywanej czułość ieksperymentów IceCube/DeepCore. Przerywana szara linia wskazuje przyszłą czułość IceCube. (c) Wrażliwość CTA wyrażona na płaszczyźnie  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\chi})$ . Gruba, czarna linia pokazuje przybliżoną wartość dolnej granicy otrzymanej przez LHC na masy stop/neutralino. Wszystkie wykresy pochodzą z pracy [H4].

przerywana czarna linia. Z tego też powodu CTA może okazać się niezbędnym narzędziem testowania zakresów parametrów różnych modeli SUSY, które w przeciwnym razie byłyby całkowicie poza zasięgiem innych eksperymentów.

Aby podkreślić ideę komplementarności, pokazujemy na Rys. 5(a) zasięg CTA przy 500 h obserwacji Centrum Galaktyki, w porównaniu do zasięgu detektorów 1-tonowych w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SI})$ . Znaczenie użytych kolorów jest wyjaśnione pod wykresem. Na Rys. 5(b) przedstawiamy analogiczny wykres w płaszczyźnie  $(m_{\chi}, \sigma_p^{\rm SD})$ , w porównaniu do szacowanego zasięgu IceCube. Wreszcie, na Rys. 5(c) pokazujemy zasięg CTA w porównaniu do obecnych ograniczeń na masę skalara stop,  $m_{\tilde{t}_1}$ , uzyskanych w LHC. Rys. 5 pochodzi z pracy [H4]. Należy się spodziewać, że wzmocnienie ograniczeń z LHC nie będzie miało żadnego wpływu na czułość CTA, która pozostaje wrażliwa na widma mas, w których gluina i skwarki leżą daleko poza zasięgiem obecnych i przyszłych akceleratorów.

# 5.7 Interludium: rekonstrukcja WIMP na podstawie detekcji bezpośredniej i promieni gamma

Zanim przejdę dalej i omówię perspektywy wykrycia cząstek ciemnej materii w niektórych popularnych modelach WIMP nie opartych na supersymetrii, zrobię małą dygresję, aby zastanowić się, jakie informacje o właściwościach WIMP można by realistycznie uzyskać w przypadku zarejestrowania prawdziwego sygnału ciemnej materii albo przy pomocy bezpośredniej detekcji, albo w eksperymentach promieniowania gamma, albo - jeszcze lepiej - w obu.

Kiedy w przyszłości zostanie zaobserwowany rzeczywisty sygnał ciemnej materii, rozpocznie się nowa era rekonstrukcji własności WIMP-ów na podstawie danych eksperymentalnych. Przeprowad-



Rysunek 6: (a) Porównanie eksperymentów XENON-1T, CTA i Fermi-LAT w zakresie rekonstrukcji właściwości ciemnej materii dla punktu odniesienia o wartościach:  $m_{\chi} = 250 \text{ GeV}, \sigma_p^{\text{SI}} = 5 \times 10^{-46} \text{ cm}^2$ , zaś przekrój czynny anihilacji jest równy  $\sigma v = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^3$ /s dla stanu końcowego złożonego wyłącznie z  $b\bar{b}$ . Brązowy obszar odpowiada odtworzonemu regionowi  $2\sigma$  tylko dla danych XENON-1T; jasnoniebieski - dla danych Fermi-LAT (zakładając 15 lat ekspozycji i 46 dSph w skumulowanej analizie); natomiast czerwony region otrzymano wskutek połączenia analizy XENON-1T + CTA + Fermi-LAT. (b) Podobne do (a), ale dla punktu odniesienia określonego przez:  $m_{\chi} = 25 \text{ GeV}, \sigma_p^{\text{SI}} = 2 \times 10^{-46} \text{ cm}^2, ~\sigma v = 8 \times 10^{-27} \text{ cm}^3/\text{s}$  dla czystego stanu końcowego  $b\bar{b}$ . Jasnoniebieski region odpowiada rekonstrukcji Fermi-LAT, podczas gdy brązowy odpowiada XENON-1T. Połączona analiza prowadzi do ulepszonej rekonstrukcji  $\sigma v$ , jak wskazuje czerwony region. Oba rysunki pochodzą z pracy [H6].

zono szereg badań teoretycznych w celu sprawdzenia jakości przypuszczalnej rekonstrukcji - po zarejestrowaniu sygnatury ciemnej materii w eksperymentach bezpośredniej detekcji - w zależności od masy, przekroju czynnego i jądra, na którym dokonało się rozpraszanie (patrz praca przeglądowa [26]). W szczególności, zwrócono uwagę, że ze względu na malejące różnice między widmami odrzutu przy cząstkach ciemnej materii o większej masie, analiza sygnału detekcji bezpośredniej może silnie ograniczać własności ciemnej materii tylko, gdy  $m_{\chi} \leq 100 \text{ GeV}$  i dla wartości  $\sigma_p^{\text{SI}}$  niedaleko poniżej obecnych ograniczeń, biorąc pod uwagę realistyczne założenia dotyczące osiągalnych ekspozycji. W przypadku większej masy cząstek ciemnej materii mamy zazwyczaj do czynienia z degeneracją,  $\sigma_p^{\text{SI}}/m_{\chi} \sim \text{const.}$ 

Jednak w pracy [H6] moi współpracownicy i ja wykazaliśmy, że przeszkodę tę można częściowo przezwyciężyć wykorzystując komplementarność bezpośrednich i pośrednich strategii detekcji, oczywiście pod warunkiem, że sygnał wygenerowany przez ciemną materię zostanie zarejestrowany w obu typach eksperymentów. Idea ta opiera się w dużej mierze na konstrukcji globalnej funkcji wiarogodności, która obejmuje sygnały z różnych eksperymentów.

Na Rys.  $\mathbf{6}(\mathbf{a})$  przedstawiam wyniki współdziałania danych z podziemnego detektora XENON-1T **[27]** oraz z dwóch eksperymentów detekcji pośredniej: CTA, w oparciu o funkcję prawdopodobieństwa opisaną w Roz. **5.6**, oraz Fermi-LAT [28], dla którego zakładam 15 lat ekspozycji i 46 dSphs. Jak widać, ulepszona rekonstrukcja masy w eksperymentach pośredniej detekcji pozwala silnie ograniczyć przekrój czynny  $\sigma_p^{\text{SI}}$ , który pozostaje nieograniczony od góry, jeśli wykorzystuje się wyłącznie dane z detekcji bezpośredniej.

Przy niskiej masie cząstek ciemnej materii,  $m_{\chi}$ , dobra rekonstrukcja z bezpośredniej detekcji

może pomóc w interpretacji wyników pośredniej detekcji. Dzieje się tak dlatego, że trudno jest rozróżnić między odmiennymi scenariuszami wyłacznie na podstawie wyników detekcji pośredniej, a to ze względu na a priori nieznany charakter stanu końcowego anihilacji oraz brak charakterystycznych cech widmowych dla typowych kanałów stanów końcowych, np.  $b\bar{b}$  lub  $\tau^+\tau^-$ . Jednak różne stany końcowe anihilacji, które zapewniają dobre dopasowanie do tego samego sygnału zaobserwowanego przy detekcji pośredniej, często związane są z różnymi wartościami  $m_{\chi}$  i  $\sigma v$ . Stąd ulepszona rekonstrukcja masy ciemnej materii w eksperymentach detekcji bezpośredniej może pomóc w lepszym rozróżnianiu między różnymi stanami końcowymi, ostatecznie ograniczając przekrój czynny anihilacji. Ilustruje to na Rys. 6(b). Jak można zauważyć, rekonstrukcja masy w Fermi-LAT jest ograniczona i jest konsekwencją wyżej wymienionej degeneracji w widmach anihilacji. Z drugiej strony, bezpośredni pomiar sygnału WIMP, który oczywiście nie jest wrażliwy na  $\sigma v$ , pomaga zrekonstruować  $m_{\chi}$ . W wyniku tego również przekrój czynny anihilacji pasujący do założonego sygnału z punktu odniesienia jest lepiej ograniczony. Odtworzoną wartość przekroju czynnego anihilacji można następnie odwzorować na wartości gęstości reliktowej ciemnej materii przy dodatkowych założeniach dotyczacych szczegółów oddziaływań WIMP-ów czy też w ramach konkretnych rozważanych modeli.

#### 5.8 Uproszczone modele WIMP a LHC

Trzecia standardowa strategia poszukiwania ciemnej materii WIMP, po detekcji bezpośredniej i pośredniej, polega na bezpośrednim wytworzeniu nienaładowanej, stabilnej cząstki w akceleratorach wysokich energii. Biorąc pod uwagę oczekiwane dla WIMP słabe stałe sprzężeń oraz masy rzędu skali elektrosłabej, LHC może w zasadzie stać się optymalnym instrumentem do podążenia tą ścieżką eksperymentalną.

Kiedy zdano sobie sprawę z tego, że naturalność związana ze skalą oddziaływań elektrosłabych nie stanowi skutecznego narzędzia w poszukiwaniu Nowej Fizyki, wielu członków społeczności fizyki wysokich energii ograniczyło swoje ambicje. Zaczęto propagować uproszczone podejście do zagadnienia, mające na celu "wyciśnięcie" z posiadanych danych jak najbardziej ogólnych i niezależnych od modelu informacji w nadziei na wypracowanie nowych wskazówek. Przykładowo, zostały zaproponowane scenariusze rozważające możliwość, że WIMP jest jedynym nowym polem w pobliżu skali EWSB, podczas gdy dodatkowe widoczne cząstki, dowolnego typu, znajdują się poza realistycznym zasięgiem detektora. W takim przypadku strategia wykrywania musi obejmować identyfikację w zdarzeniu rozpraszania jednego lub kilku odizolowanych, wysokoenergetycznych obiektów z początkowego stanu promieniowania, któremu towarzyszy duży brakujący pęd. Obiekt, który dokonał odrzutu wskutek oddziaływania z wytworzonymi niewidzialnymi cząstkami może być dżetem, bozonem cechowania lub leptonem, dzięki czemu wyszukiwania tej typologii są powszechnie określane w literaturze jako mono-X (gdzie X oznacza dżet, foton, itd.) i wygenerowały w ostatnich latach ogromną aktywność i zainteresowanie.

Podczas, gdy wyniki detekcji mono-X w LHC zostały przekształcone i zastosowane do wielu modeli o słabych lub sub-słabych oddziaływaniach (okazały się szczególnie użyteczne m.in. w badaniu modeli z tzw. skompresowanymi widmami supersymetrycznymi), większość szczegółowych porównań ograniczeń wynikających z detekcji bezpośredniej i pośredniej zostało przedstawione przez ATLAS i CMS w ramach dwóch odmiennych podejść: w efektywnej teorii pola (EFT) oraz w modelach z uproszczonym spektrum (ang. symplified model spectra - SMS).

W ramach EFT (patrz, np., [29]), która była głównie wykorzystywana przez kolaborację LHC

do interpretacji danych pochodzących z lat 2009-2013, wywodzi się ograniczenia na stałe sprzężenia kilku operatorów kontaktowych, które następnie mogą być użyte do porównania z ograniczeniami na  $\sigma_p^{\text{SI}}$  i  $\sigma_p^{\text{SD}}$  uzyskanymi z detekcji bezpośredniej i detektorów neutrin. EFT zasadniczo może zapewnić dobre przybliżenie, o ile oddziaływanie jest pośredniczone przez cząstki o masie znacznie powyżej energii zderzenia. Jednak energie (mierzone w układzie środka masy) typowo sondowane w akceleratorach często wymagają rozważenia modeli wyrażonych poprzez renormalizowalne oddziaływania. W SMS (patrz, np., praca przeglądowa [30]) wprowadza się proste renormalizowalne lagranżjany, charakteryzujące się ograniczoną liczbą wolnych parametrów, takich jak sprzężenia ciemnej materii do widocznego sektora czy też masy cząstek pośredniczących w oddziaływaniach między ciemną materią a partonami w jądrze.

Ten i następny rozdział będzie poświęcony mojej pracy nad ciemną materią w kontekście modeli uproszczonych.

Ze względu na zmniejszoną liczbę parametrów, najprostsze modele SMS nie są w stanie uchwycić niektórych interesujących aspektów fenomenologicznych, które lepiej oddają bardziej realistyczne modele ciemnej materii (na przykład oparte na supersymetrii, opisane w Roz.5.4-5.6). W modelach zawierających bogatsze spektrum mogą powstać efekty, które są pomijane w najprostszych SMS, takie jak długie ścieżki rozpadu lub dobrze znany fakt, że interferencja między różnymi diagramami lub małe efektywne stałe sprzężenia ciemnej materii z Modelem Standardowym mogą prowadzić do silnie tłumionego przekroju czynnego bezpośredniej detekcji. Co więcej, przy większej liczbie cząstek o zróżnicowanych właściwościach można bardziej efektywnie wykorzystać komplementarność różnych strategii eksperymentalnych.

W pracy [H7] moi współpracownicy i ja szczegółowo przeanalizowaliśmy problemy związane z detekcją, które powstają w przypadku modelu będącego swego rodzaju hybrydą pomiędzy tym charakteryzującym się tylko jednym typem mediatora i mechanizmem oddziaływania, oraz pełnym modelem z uzupełnieniem ultrafioletowym. W tym celu połączyliśmy istniejące modele SMS w pary, w celu symulowania zachowania teorii UV bez jednoczesnego drastycznego zwiększenia liczby parametrów lub uwzględnienia pełnego spektrum określonego modelu.

Na przykład, można rozważyć połączenie dwóch popularnych uproszczonych modeli: portalu Z' i portalu Higgsa. W pierwszym przypadku mediatorem między cząstką ciemnej materii, będącą fermionem Diraca i singletem względem grupy cechowania, oznaczanej  $\chi$ , a Modelem Standardowym jest leptofobiczny bozon Z'. Zakłada się, że nowy mediator ma pomijalne mieszanie z bozonem Z oraz nie oddziałuje z leptonami z Modelu Standardowego, dzięki czemu można łatwo uniknąć silnych ograniczeń doświadczalnych pochodzących z rezonansu di-leptonowego w LHC.

Człony oddziaływań istotne dla detekcji ciemnej materii w LHC i podziemnych detektorach to:

$$\mathcal{L} \supset Z'_{\mu} \bar{\chi} \gamma^{\mu} (g^{V}_{\chi} - g^{A}_{\chi} \gamma_{5}) \chi + \sum_{i} Z'_{\mu} \bar{q}_{i} \gamma^{\mu} (g^{V}_{q} - g^{A}_{q} \gamma_{5}) q_{i} , \qquad (14)$$

gdzie indeks *i* przebiega po kwarkach, które sprzęgają się z mediatorem uniwersalnie, wektorowo i aksjalnie, z siłą  $g_q^V$ , i  $g_q^A$ . Analogiczne sprzężenia ciemnej materii to:  $g_{\chi}^V$  i  $g_{\chi}^A$ , odpowiednio. Portal Higgsa zamiast  $\chi$  zawiera fermionowy singlet, sprzężony z nowym singletowym rzeczy-

Portal Higgsa zamiast  $\chi$  zawiera fermionowy singlet, sprzężony z nowym singletowym rzeczywistym skalarem, s. Człony w lagranżjanie istotne dla detekcji ciemnej materii to:

$$\mathcal{L} \supset -y_{\chi}\bar{\chi}\chi s - \mu_s s |\Phi|^2 - \lambda_s s^2 |\Phi|^2, \tag{15}$$

gdzie  $y_{\chi}$  jest sprzężeniem Yukawy między ciemną materią i singletem, zaś  $\mu_s$  to człon masowy, który powoduje mieszanie pomiędzy s i dubletem pól Higgsa Modelu Standardowego,  $\Phi$ , z którego

po spontanicznym łamaniu symetrii elektrosłabej powstaje obserwowalny bozon Higgs.

Człony  $\mu_s$  i  $\lambda_s$  tworzą pozadiagonalną część macierzy masy skalarów wyrażonej w bazie (h, s). Zatem macierz masy może być zdiagonalizowana przez macierz mieszania sparametryzowaną kątem mieszania  $\theta$ . Najlżejszy skalar będzie identyfikowany z obserwowanym bozonem Higgsa. Pomiary dotyczące fizyki Higgsa, testów precyzji elektrosłabej i stabilności próżni dostarczają ograniczeń na wartości parametru  $|\sin \theta|$ .

Po diagonalizacji człony w Lagranżjanie (15) odpowiadające fenomenologii ciemnej materii to:

$$\mathcal{L} \supset -y_{\chi} \left( h_{\rm SM} \sin \theta + H \cos \theta \right) \bar{\chi} \chi - \frac{1}{\sqrt{2}} \left( h_{\rm SM} \cos \theta - H \sin \theta \right) \sum_{f} y_{f} \bar{f} f , \qquad (16)$$

gdzie  $y_f$  to sprzężenia Yukawy, zaś  $f, \bar{f}$  to fermiony Modelu Standardowego. Prowadzi to do obecności ciężkiego mediatora skalarnego, H, a także bozonu Higgsa,  $h_{SM}$ , które sprzęgają ciemną materię z kwarkami.

Kiedy zarówno portal Z', jak i portal Higgs są obecne, wkład do amplitudy dla  $\sigma_p^{\text{SI}}$  wynosi:

$$f_p \approx \frac{y_\chi \sin 2\theta}{4 \, m_{h_{\rm SM}}^2} \left(1 - \frac{m_{h_{\rm SM}^2}}{m_H^2}\right) \frac{m_p}{v} \left(\sum_{q=u,d,s} f_{Tq} + \frac{2}{9} \, f_{TG}\right) + \frac{3}{2} \frac{g_\chi^V g_q^V}{m_{Z'}^2},\tag{17}$$

gdzie  $m_p$  jest masą jądra, a  $f_{Tq}$  i  $f_{TG}$  to hadronowe elementy macierzowe zdefiniowane na przykład w 21.

Jeśli  $y_{\chi} > 0, m_H \gg m_{h_{\rm SM}}$  i  $g_{\chi}^V = g_q^V$ , destruktywna interferencja między członami w Rów. (17) nie ma miejsca. Z drugiej strony, jeśli  $y_{\chi} < 0$  lub  $y_{\chi} < 0$ , ale jednocześnie  $g_{\chi}^V = -g_q^V$ , diagramy odpowiadające portalom Z' i Higgsa interferują destrukcyjnie, w efekcie czego  $\sigma_p^{\rm SI}$  jest tłumione, co można wywnioskować z Rów. (17). Efekty tego kasowania są pokazane dla punktu odniesienia  $m_{\chi} = 10 \,\text{GeV}$  na Rys. (13). Tzw. martwe punkty na tych wykresach to wąski obszar znajdujący się na przekątnej, którego wartość  $\sigma_p^{\rm SI}$  widocznie spada poniżej potencjalnego zasięgu tonowych detektorów. Przypadek odpowiadający  $m_{\chi} = 100 \,\text{GeV}$  pokazany jest na Rys. (17). Należy zwrócić uwagę na to, w jaki sposób współdziałanie poszukiwań mono-dżetów, rezonansów Z' i pomiarów szerokości rozpadu bozonu Higgsa efektywnie ograniczają przestrzeń parametrów modelu, gdy spełniony jest warunek martwego punktu.

Inne przypadki analizowane w pracy [H7] dotyczyły martwych punktów powstałych w wyniku połączenia dwóch opisanych powyżej modeli portali Z' i Higgsa z modelem wykorzystującym jako mediatory skalarne cząstki o nietrywialnym kolorze, wymieniane w kanale t.

#### 5.9 Uproszczone modele WIMP a g - 2 mionu

W pracy [H8], wciąż w kontekście podejścia SMS sprawdziłem, jakich informacji o właściwościach ciemnej materii typu WIMP dostarczają zaobserwowane eksperymentalnie anomalie, które mogą być pierwszą manifestacją Nowej Fizyki czekającą na potwierdzenie, gdy tylko pojawi się więcej danych.

W szczególności anomalny moment magnetyczny mionu  $(g-2)_{\mu}$  został zmierzony kilka lat temu w Brookhaven National Laboratory (BNL) [31], wykazując rozbieżność z oczekiwaniami Modelu Standardowego, która została zinterpretowana jako wskazówka, że Nowa Fizyka powinna się pojawić w pobliżu skali EWSB. Rozbieżność  $\delta (g-2)_{\mu}$  jest szacowana na poziomie ~  $3.5 \sigma$ :



Rysunek 7: (a) Niezależny od spinu przekrój czynny rozpraszania wyrażony w pb w płaszczyźnie  $(y_{\chi}, g_{\chi/q}^V)$  dla modelu łączącego mediator Z' i portal Higgsa. Założono  $m_{\chi} = 10 \text{ GeV}, m_{Z'} = 1000 \text{ GeV}, \theta = 0.2 \text{ i } m_H = 600 \text{ GeV}.$  Ciągła czerwona linia oznacza górną granicę uzyskaną przez LUX dla 90% przedziału ufności. Przerywana czerwona linia to przewidywana 2-letnia granica czułości tonowych detektorów. Ciągła fioletowa linia to górna granica o 95% przedziału ufności wyznaczona z poszukiwań mono-dżetów o energii w układzie środka masy równej 8 TeV w kolaboracji AT-LAS. Przerywana fioletowa linia to przewidywana granica czułości dla poszukiwania mono-dżetów przy energii 14 TeV oraz jasności 300 fb<sup>-1</sup>. Ciągła pomarańczowa linia oznacza górne ograniczenie na detekcję ciężkich rezonansów wektorowych w kanale di-top przy energii 8 TeV. Ciągła linia w kolorze cyjan oznacza analogiczne ograniczenie przy detekcji  $\bar{q}q$ . Zielona ciągła linia zaznacza górną granicę składowej szerokości bozonu Higgsa odpowiadającej rozpadom na niewidzialne cząstki - np. ciemną materię - w połączonej analizie CMS/ATLAS (patrz [H7] i zawarte w niej cytowania). (b) Analogicznie jak w (a), ale  $m_{\chi} = 100 \text{ GeV}$ . Wykresy wzięte z pracy [H7].

 $\delta (g-2)_{\mu} = (27.4 \pm 7.6) \times 10^{-10}$ . Nowy eksperyment Muon g-2 w Fermilabie [32] poprawi dokładność statystyczną pomiaru o czynnik około czterech w odniesieniu do rezultatu z BNL. Dodatkowo, zaledwie kilka lat po eksperymencie w Fermilabie,  $(g-2)_{\mu}$  zostanie również zmierzone w eksperymencie J-PARC [33], po którym oczekuje się, że osiągnie on porównywalną czułość nawet jeśli konfiguracja eksperymentalna będzie inna.

W pracy [H8] szukaliśmy odpowiedzi na następujące pytanie: w przypadku, gdyby w Fermilabie został uzyskany pozytywny pomiar  $\delta (g-2)_{\mu}$  o dużym znaczeniu statystycznym, co możemy wywnioskować na temat sprzężeń, mas i liczb kwantowych nowych cząstek zaangażowanych w proces, pod warunkiem, że wymagamy, aby ta sama fizyka dawała również poprawną gęstość reliktową ciemnej materii we Wszechświecie. Ponieważ natura ciemnej materii stanowi jedną z największych zagadek współczesnej fizyki cząstek elementarnych, kuszące jest przyjęcie idei, że pozytywny pomiar w Fermilabie i w J-PARC może przynieść wgląd w naturę ciemnego sektora, prawdopodobnie w połączeniu z innymi sygnaturami eksperymentalnymi.

Pokazaliśmy, że założenie o tej samej fizyce zapewniającej rozwiązanie problemów  $(g-2)_{\mu}$  i ciemnej materii prowadzi do silnych ograniczeń na dopuszczalną przestrzeń parametrów. Ponadto przewiduje ono serię uzupełniających się sygnatur doświadczalnych możliwych do zaobserwowania w LHC przy wysokiej jasności, w przyszłych eksperymentach elektrosłabych o wysokiej precyzji i, w mniejszym stopniu, w bezpośredniej detekcji ciemnej materii.

Rozważaliśmy zestaw scenariuszy, w których zarówno ciemna materia, jak i leptonowy mediator może transformować się nietrywialnie względem grupy cechowania  $SU(2)_L$ . Modele, które skonstruowaliśmy, oparte zostały na następujących wymaganiach:

- ciemna materia oddziałuje z mionami poprzez renormalizowalne sprzężenia
- oddziaływania zachowują symetrię CP i są niezmienne względem grupy cechowania Modelu Standardowego,  $SU(2)_L \times U(1)_Y$
- każdy model spełnia ograniczenia związane z perturbacyjnością i unitarnością teorii
- pomiar gęstości reliktowej ciemnej materii jest aktywnym ograniczeniem przestrzeni parametrów.

Rozważyliśmy kilka możliwych modeli typu SMS z polami materii transformującymi się wedle różnych reprezentacji grupy cechowania: singlety skalarne z singletami fermionowymi, dubletami fermionowe, lub kombinacją obu; dublety skalarne z fermionowymi singletami, dubletami, tripletami, tripletami w reprezentacji dołączonej, oraz z ich możliwymi kombinacjami. W dalszej części rozdziału przedstawię tylko jeden przykład takiej konstrukcji, ale zainteresowany Czytelnik może znaleźć odniesienie do wszystkich innych modeli w pracy [H8]. We wszystkich rozważanych przypadkach cząstka ciemnej materii to jedno z pól skalarnych, które mogą anihilować we wczesnym Wszechświecie w parę bozonów Higgsa (portal Higgsa) lub w parę mionów (portal leptonowy).

Najprostszy model jest skonstruowany przez rozszerzenie Modelu Standardowego o singletowe rzeczywiste pole skalarne, s, i parę singletowych wektorowych pól fermionowych, E, E'. Wartości parametrów potencjału skalarnego są ograniczone przez wymaganie, aby stan próżni był globalnym minimum potencjału. Parametry i ograniczenia dotyczące potencjału skalarnego można znaleźć w pracy [H8].

Model podlega następującym ograniczeniom:

- ograniczenia pochodzące z LHC z detekcji leptonów i brakującej energii transwersalnej  $E_T$  przy energii równej 13 TeV,
- ograniczenia pochodzące z LHC z detekcji mono-dżetów przy energii równej 13 TeV,
- ograniczenia pochodzące z precyzyjnych pomiarów elektrosłabych, np. czasu życia mionów, masy W czy parametru asymetrii bozonu Z,
- ograniczenia z detekcji bezpośredniej w eksperymentach LUX i XENON-1T (gdzie ma to zastosowanie sprzężenia portalowe).

Na Rys.  $\underline{S}(a)$  przedstawiam wykres przestrzeni parametrów modelu w płaszczyźnie sprzężeń Yukawy,  $Y_S$ , pomiędzy mionem i stanami singletowymi oraz masy ciemnej materii. Przestrzeń parametrów dozwolona na poziomie  $2\sigma$  (łącznie z błędem teoretycznym wynoszącym ~ 10%) przez gęstość reliktową pokazana jest w kolorze cyjan. Ograniczenie z pomiaru  $(g-2)_{\mu}$  oznaczono kolorem ciemnoniebieskim. Nie nakładamy na tym etapie żadnych ograniczeń dostarczanych przez LHC czy precyzyjne pomiary elektrosłabe.

Należy zwrócić uwagę, że gęstość reliktowa nakłada dolną granicę na masę cząstki skalarnej,  $m_s = m_{\rm DM} \gtrsim 40 - 50 \,{\rm GeV}$ , ponieważ mechanizm anihilacji traci swoją efektywność, gdy różnica między  $m_s$  i  $m_{\widetilde{E}}$  jest znacząca (przypomnijmy, że dla nowych fermionów mamy ograniczenie  $m_{\widetilde{E}} \gtrsim$ 100 GeV z pomiarów LEP-u (Large Electron–Positron Collider)). Przestrzeń parametrów dozwolona



Rysunek 8: (a) Płaszczyzna ( $m_{\rm DM}$ ,  $Y_S$ ) dla Modelu 1 (rzeczywiste pole skalarne i singletowy fermion wektorowy). Kolorem cyjan oznaczono przestrzeń parametrów dopuszczalną na poziomie  $2\sigma$  przez gęstość reliktową, podczas gdy przestrzeń dopuszczalną przez pomiar  $(g-2)_{\mu}$  zaznaczono na ciemnoniebiesko. Zielony region odpowiada wartościom parametrów modelu, dla których oba ograniczenia są spełnione jednocześnie. (b) Przewidywania dotyczące mas nowych fermionów z uwzględnieniem pomiaru  $\delta (g-2)_{\mu}$ . Przestrzeń parametrów jest mocno ograniczona przez LHC z wyjątkiem wąskiego paska. Masa cząstek ciemnej materii jest ustalona tutaj jako 80 GeV. Wykresy wzięte z pracy [H8].

na poziomie 2 $\sigma$  przez połączenie gęstości reliktowej i  $(g-2)_{\mu}$  pokazana jest na zielono. Obszar 2 $\sigma$  dozwolony przez pomiary BNL wyznacza górną granicę masy cząstki skalarnej będącej ciemną materią na  $m_s \lesssim 170 - 180 \,\text{GeV}$ . Poza tą granicą trzeba uciekać się do nieperturbacyjnych wartości sprzężeń Yukawy,  $Y_S$ , niezależnie od wielkości  $m_{\widetilde{E}} > m_s$ .

Można też pokusić się o zrobienie pewnych przewidywań dla przyszłych pomiarów  $(g-2)_{\mu}$  pod warunkiem, że anomalia zarejestrowana w BNL zostanie potwierdzona, i że ta sama fizyka gwarantuje poprawną gęstość reliktową ciemnej materii we Wszechświecie. Ilustruje to Rys.  $\underline{\mathbb{S}}(b)$ , ukazujący, że gdy weźmie się pod uwagę ograniczenia z LHC uzyskane poprzez szczegółową symulację numeryczną, której szczegóły można znaleźć w pracy [H8], dopuszczalna przestrzeń parametrów staje się ograniczona do bardzo wąskiego paska pokazanego na biało.

W tej samej publikacji stwierdziliśmy, że wszystkie modele złożone z jednego skalara i jednej pary fermionów wektorowych (w dowolnej reprezentacji) były silnie ograniczone przez LHC poprzez dane z poszukiwań zdarzeń multileptonowych z brakującą energią. Zarówno dla rzeczywistego, jak i zespolonego singletu skalarnego dozwolone jest mieszanie singletów i par dubletów fermionów o niezmienniczych członach masowych w lagranżjanie poprzez oddziaływanie z bozonem Higgsa z Modelu Standardowego. Skutkiem tego jest wprowadzenie źródła łamania symetrii chiralnej, będące proporcjonalne do masy ciężkich leptonów, które może znacząco zwiększyć  $\delta (g - 2)_{\mu}$ . Anomalię można zatem wyjaśnić nawet dla mas o wartości ~ 3 TeV. Jednak ten sam efekt generuje - w przypadku dużego mieszania - duże wkłady do obserwabli elektrosłabych, co wyklucza część przestrzeni parametrów.

#### 5.10 Podsumowanie i wnioski

Szeroki zbiór danych wykazał ponad wszelką wątpliwość istnienie ciemnej materii, która stanowi około 25% energii zawartej we Wszechświecie. Długotrwały paradygmat opierał się na założeniu, że ciemna materia składa się ze słabo oddziałujących masywnych cząstek WIMP, które zamarzły termicznie tuż po Wielkim Wybuchu. W ostatnich latach paradygmat ten był intensywnie testowany przez eksperymenty detekcji bezpośredniej w podziemnych laboratoriach, detekcję pośrednią ze źródeł astrofizycznych oraz produkcję ciemnej materii w akceleratorach, przede wszystkim w LHC. W niniejszym raporcie dokonań naukowych przedstawiłem podsumowanie mojego wkładu w ten zbiorowy wysiłek.

Na początku podkreśliłem, że chociaż żaden z eksperymentów nie zaobserwował jak dotąd jednoznacznych śladów ciemnej materii, wszystkie dostarczyły jednak wielu cennych informacji. Uzyskane w nich dane mogą zostać wykorzystane do wskazania nowych atrakcyjnych regionów przestrzeni parametrów, które dotychczas nie były analizowane. W szczególności, w pierwszej części autoreferatu opisałem, w jaki sposób dane uzyskane przez LHC i eksperyment XENON ograniczają przestrzeń parametrów, prowadząc do rozwiązań "naturalnych", czyli bez dostrojenia.

Należy jednak pamiętać, że mimo swojej atrakcyjności sama koncepcja naturalności nie jest jednoznacznie zdefiniowana i używana w oderwaniu od innych argumentów mogłaby prowadzić do błędnych wniosków. Pokazałem, że jeśli weźmiemy pod uwagę przede wszystkim dane eksperymentalne, które ostatnio stały się dostępne, np. w formie pomiaru masy bozonów Higgsa w LHC, powinniśmy spodziewać się nowych kandydatów na ciemną materię, co prawdopodobnie będzie wymagać opracowania nowych instrumentów do ich detekcji. Stwierdziłem, że najlepiej umotywowanym kandydatem spośród WIMP-ów jest higgsino o masie  $\sim 1 \text{ TeV}$  w ramach modelu opartego o niskoenergetyczną supersymetrię.

W drugiej części tego raportu pokazałem natomiast, że wiele różnych strategii eksperymentalnych może zostać wykorzystanych do uzyskania silnych ograniczeń na przestrzeń parametrów wielu generycznych modeli ciemnej materii typu WIMP. Ograniczenia te można wykorzystać do przewidywań niezależnych od jakiegokolwiek rozważanego uzupełnienia UV, które jednak są skorelowane z dużą liczbą komplementarnych sygnatur, na przykład niskoenergetycznymi obserwablami fizyki zapachu, takich jak anomalny moment magnetyczny mionu.

## 6 Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze

## 6.1 Dane bibliometryczne (stan na wrzesień 2018 r.)

#### Według bazy inSPIRE

liczba publikacji: 24 liczba cytowań: 822 liczba cytowań bez autocytowań: 655 indeks Hirscha (h-index): 13 sumaryczny *impact factor*: 124

#### Według bazy Web of Science

liczba publikacji: 25

liczba cytowań: 496 liczba cytowań bez autocytowań: 441 indeks Hirscha (h-index): 12

## 6.2 Pozostałe publikacje oraz ich główne rezultaty

## 6.2.1 Po doktoracie

[P1] Kamila Kowalska, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Gauge contribution to the  $1/N_F$  expansion of the Yukawa coupling beta function, JHEP **1804** (2018) 027 (arXiv:1712.06859).

Wyprowadziliśmy, po raz pierwszy w literaturze, analityczną postać wkładu bozonów cechowania do funkcji beta ogólnego sprzężenia stałej Yukawy w granicy dużego  $N_F$ , gdzie  $N_F$  to liczba ciężkich wektorowych fermionów naładowanych względem grupy abelowej lub nieabelowej. Wysumowane wyrażenie jest skończone i dla przypadku abelowego ma biegun w tym samym miejscu, co dla odpowiadającej mu funkcji beta.

[P2] Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Sebastian Trojanowski, WIMP dark matter candidates and searches - current status and future prospects, Rept.Prog.Phys. 81 (2018) no.6, 066201 (arXiv:1707.06277).

W tej pracy przeglądowej przeanalizowaliśmy kilka aktualnych aspektów dot. teorii i sytuacji eksperymentalnej ciemnej materii. Przeanalizowaliśmy obecny status strony doświadczalnej i krótko omówiliśmy kilka możliwych kandydatów ciemnej materii. Szczególnie skupiliśmy się na ostatnio rozważanych w literaturze nowych modelach masywnych i słabo oddziałujących cząstek (WIMP). Zwróciliśmy szczególną uwagę na najlżejsze neutralino - w modelach supersymetrycznych - ponieważ pozostaje ono najlepszym kandydatem na ciemną materię, a także wykazuje doskonałe perspektywy detekcji. Na koniec krótko omówiliśmy kilka alternatywnych - wobec standardowego termicznego paradygmatu WIMP - scenariuszy, które mogą w istotny sposób zmienić nasze oczekiwania na temat właściwości i perspektyw wykrycia ciemnej materii uzyskanej w ramach paradygmatu WIMP.

[P3] Arghya Choudhury, Luc Darmé, Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Sebastian Trojanowski,

Muon g-2 and related phenomenology in constrained vector-like extensions of the MSSM, JHEP **1705** (2017) 072 (arXiv:1701.08778).

Przeanalizowaliśmy dwa ograniczone, minimalne supersymetryczne modele o niskoenergetycznej materii o charakterze wektorowym, zachowującej unifikację stałych sprzężenia. W pierwszym modelu do widma MSSM dodajemy parę  $\mathbf{5} + \mathbf{\overline{5}}$  pochodzącą z SU(5). W drugim - parę  $\mathbf{10} + \mathbf{\overline{10}}$  również z tej grupy. Pokazaliśmy, że anomalia g-2 związana z anomalnym momentem magnetycznym mionu może zostać wyjaśniona w tych modelach, zachowując perturbacyjność aż do skali unifikacji oraz spełniając ograniczenia pomiarów precyzji elektrosłabej i zapachu, a także aktualne dane LHC. Przeanalizowaliśmy także pewne fenomenologiczne cechy modeli, w tym przewidywaną przez nie masę bozonu Higgsa, dostrojenie wartości paramatrów, gęstość reliktową ciemnej materii i kilka sygnatur LHC.  [P4] Kamila Kowalska, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, MSSM fits to the ATLAS 1 lepton excess, Eur.Phys.J. C77 (2017) no.2, 79 (arXiv:1611.01852).

Przeprowadziliśmy analizę supersymetryczną dotyczącą (obecnie niepotwierdzonych) nadwyżek ponad tło Modelu Standardowego obserwowane w trzech binach analizy ATLAS 1lepton + (b-) + MET 2016. Znaleźliśmy kilka typów widm pasujących do sygnału. Pierwsza klasa charakteryzowała się obecnością jednej cząstki stop lub kilku cząstek stop i sbottom o masie o wartości 700 - 800 GeV oraz najlżejszym neutralinem o masie około 400 GeV. W drugim typie scenariuszy stop, najlżejsze chargino, sbottom i neutralino miały masy około 650 GeV lub cięższe, a sygnał pochodził od kaskadowych rozpadów skwarków pierwszej i drugiej generacji. Dla najbardziej obiecujących scenariuszy pokazaliśmy, że domniemany sygnał był również faworyzowany globalnie w odniesieniu do hipotezy występowania tylko tła.

[P5] Mihailo Backović, Suchita Kulkarni, Alberto Mariotti, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Michael Spannowsky,

Cornering diphoton resonance models at the LHC, JHEP **1608** (2016) 018 (arXiv:1605.07962).

Zbadaliśmy zdolność LHC, przy strumieniu wysokiej jasności, do testowania modeli, które mogłyby wyjaśnić (obecnie niepotwierdzony) di-fotonowy eksces 750 GeV. Skoncentrowaliśmy się na szerokiej klasie modeli, w których singlet skalarny 750 GeV sprzęgał się do bozonów i kwarków Modelu Standardowego oraz ciemnej materii. Włączając mechanizmy produkcji fuzji gluonów i fotonów, wykazaliśmy że poszukiwania LHC w kanałach skorelowanych z sygnałem di-fotonowym byłyby w stanie zbadać szeroką klasę modeli di-fotonowych przy użyciu 3000/fb danych.

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

Zbadaliśmy konkretną wersję NMSSM z mechanizmem Peccei-Quinna, charakteryzującą się oszczędną i sztywno hierarchiczną strukturą zapachu oraz opartą na zapachowym schemacie mediacji cechowania oraz na pewnych Teoriach Wielkiej Unifikacji, inspirowanych teorią strun. Jednym z najważniejszych wyników pracy było pokazanie, że pomimo konieczności nieuniknionego wprowadzenia superpotencjału wysokiej skali i miękkich członów efektywnego Lagranżjanu, które są liniowe i kwadratowe w polu singletowym, model nie prezentuje poziomu dostrojenia wyższego niż to obecne w MSSM, w przeciwieństwie do tego, co powszechnie uważano.

Rozważaliśmy możliwość, że anomalia g-2 ma swój początek w nisko<br/>energetycznej supersymetrii. Okazało się, że w ogólnym MSSM przestrzeń parametrów zgodna <br/>zg-2i z poprawną gęstością reliktową ciemnej materii zapewnianej przez najlżej<br/>sze neutralino, łatwo wymyka się bezpośrednim ograniczeniom z LHC na masy superpartnerów i leży w dużej mierze poza przyszłą czułością LHC. Jednak sytuacja jest zupełnie inna w scenarius<br/>zach

GUT, gdzie parametry wejściowe SUSY nie są już niezależne. Przeanalizowaliśmy w jakim stopniu LHC może zbadać szeroką klasę modeli SUSY inspirowanych GUT z brakiem uniwersalności gaugin, które byłyby zgodne z gęstością reliktową, anomalią g - 2 i pomiarem masy bozonu Higgsa. Przeprowadziliśmy szczegółową analizę numeryczną dla kilku stanów końcowych produkcji partnerów bozonów cechowania symetrii elektrosłabej i sleptonów w LHC. Wyprowadziliśmy również prognozy dla LHC o energii zderzeń równej 14 TeV. Wykazaliśmy, że przestrzeń parametrów będzie w zasadzie w pełni zbadana w zakresie czułości LHC przy całkowitej jasności równej 300/fb.

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

Zbadaliśmy problem dostrojenia w MSSM z warunkami brzegowymi w skali GUT. Przeanalizowaliśmy kilka popularnych przypadków: CMSSM, modele z nie-uniwersalnymi masami gaugin oraz modele z nie-uniwersalnymi masami skalarów. Pokazaliśmy, że mechanizm "focus point" jest dla niektórych konkretnych relacji GUT bardzo skuteczny w obniżaniu dostrojenia sektora skalarnego i gaugin w regionie ~ 1 TeV higgsina w odniesieniu do przypadku z uniwersalnymi masami.

 [P9] Kamila Kowalska, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Natural MSSM after the LHC 8 TeV run, Phys.Rev. D88 (2013) no.7, 075001 (arXiv:1307.5790).

Zbadaliśmy wpływ bezpośredniego poszukiwania SUSY w LHC na przestrzeń parametrów trzech naturalnych scenariuszy w MSSM. W pierwszym przypadku widmo składało się z lekkich cząstek stop, sbottom i neutralin typu higgsino. W drugim przypadku rozważaliśmy dodatkowe lekkie gluino. I wreszcie zbadaliśmy bardziej złożone spektrum, obejmujące również lekkie sleptony, chargino składające się przede wszystkim z wina oraz neutralino składające się przede wszystkim z wina oraz neutralino składające się przede wszystkim z bina. Symulowaliśmy szczegółowo trzy procesy zachodzące w LHC: produkcję stop w ATLAS przy całkowitej jasności 20.7/fb; poszukiwania skwarków i gluin w CMS przy 11,7/fb oraz produkcję 3 leptonów w stanie końcowym w CMS przy 9.2/fb. Dla każdego punktu w naszych skanach obliczyliśmy prawdopodobieństwo wykluczenia ze względu na indywidualne poszukiwania i ich kombinację statystyczną. Stwierdziliśmy, że punkty o akceptowalnym poziomie dostrojenia zostały w większości wykluczone przez LHC, a inne ograniczenia dodatkowo zmniejszyły naturalność rozpatrywanego scenariusza.

[P10] Andrew Fowlie, Kamila Kowalska, Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Yue-Lin Sming Tsai,

Dark matter and collider signatures of the MSSM, Phys.Rev. **D88** (2013) 5, 055012 (arXiv:1306.1567).

Przeprowadziliśmy globalną analizę statystyczną parametryzacji MSSM z 9 swobodnymi parametrami zdefiniowanymi przy skali SUSY, zwaną p9MSSM. Skonfrontowaliśmy model z zestawem ograniczeń eksperymentalnych, w tym z pomiarami gęstości reliktowej pochodzącymi z kolaboracji PLANCK, odkryciem bozonu Higgsa, bezpośrednimi poszukiwaniami SUSY w LHC, dowodami na to, że BR ( $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ) jest dobrze opisany przez Model Standardowy, pomiarem  $\delta (g-2)_{\mu}$ , a także wielu innymi ograniczeniami pochodzącymi z pomiarów fizyki precyzji skali EWSB i zapachem. Przeprowadziliśmy również symulację dwóch bezpośrednich poszukiwań SUSY przez LHC o energii  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Okazało się, że masa neutralina zgodna na poziomie  $2\sigma$  z wszystkimi ograniczeniami leży w przedziale [200–500] GeV.

[P11] Kamila Kowalska, Shoaib Munir, Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Sebastian Trojanowski, Yue-Lin 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 ograniczonego NMSSM, która badała wpływ niedawno odkrytego (w tym czasie) bozonu Higgsa o masie około 125 GeV. Ponieważ w ramach NMSSM istnieją dwa skalary, które mogą być lekkie, rozważaliśmy trzy możliwe przypadki, zakładając po kolei, że odkryty bozon Higgsa był: najlżejszym bozonem Higgsa w modelu; następnym po najlżejszym bozonie Higgsa; połączeniem obu w przypadku przybliżonej degeneracji ich mas. Zaobserwowaliśmy, że po zastosowaniu zestawu ograniczeń eksperymentalnych pierwszy przypadek pokazał zachowanie bardzo podobne do CMSSM. Z kolei drugi i trzeci przypadek okazały się być sprzeczne z ograniczeniami wynikającymi z bezpośredniej detekcji ciemnej materii oraz pomiarem BR ( $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ).

[P12] Andrew Fowlie, Małgorzata Kazana, Kamila Kowalska, Shoaib Munir, Leszek Roszkowski, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Sebastian Trojanowski, Yue-Lin 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).

W tej pracy przeprowadziliśmy jedną z pierwszych globalnych analiz ograniczonego MSSM, biorąc pod uwagę wpływ niedawno odkrytego (w tym czasie) bozonu Higgsa o masie około 125 GeV. Zidentyfikowaliśmy regiony parametrów CMSSM o wysokim prawdopodobieństwie wynikowym (obszar "koannihacji stau" oraz obszar "A - funnel", przy czym znaczenie tego ostatniego jest znacznie większe ze względu na połączony efekt wyników LHC uzyskanych przy energii 7 TeV oraz gęstości reliktowej ciemnej materii). Stwierdziliśmy również, że obszar "focus point" został wykluczony przez pomiar masy bozonu Higgsa.

## 6.2.2 Przed doktoratem

[B1] Vernon Barger, Jason Kumar, Danny Marfatia, <u>Enrico Maria Sessolo</u>, Fermion WIMPless dark matter at DeepCore and IceCube, Phys.Rev. D81 (2010) 115010 (1004.4573).

Zbadaliśmy perspektywy pośredniej detekcji ciemnej materii utworzonej z fermionów niebędących cząstkami typu WIMP w teleskopach neutrin IceCube i DeepCore. Ciemna materia anihilująca w Słońcu była fermionem Majorany w ukrytym sektorze, który poprzez stałe Yukawy sprzęgał się z cząstką mediatora i cząstką widocznego sektora oraz wykazywał zależny tylko od spinu przekrój czynny na rozpraszanie z jądrami poprzez sprzężenia z kwarkami pierwszej generacji. Rozpatrywaliśmy przypadki, w których produkty anihilacji to cząstki tau, stau lub sneutrina trzech pokoleń. Aby ocenić strumień mionów padających na detektor, przepuściliśmy widma neutrin przez ośrodek słoneczny i przez Ziemię oraz uwzględniliśmy efekty oscylacji neutrin, straty energii spowodowane oddziaływaniem z neutralnym i naładowanym prądem oraz efektem "regeneracji tau".

[B2] <u>E. M. Sessolo</u>, F. Tahir, D. W. McKay, Multi-parameter approach to *R*-parity violating SUSY couplings, Phys.Rev. **D79** (2009) 115010 (0903.0118).

Wprowadziliśmy i wdrożyliśmy nowe, rozszerzone podejście nakładania ograniczeń na trójliniowe sprzężenia łamiące R-parzystość. Skoncentrowaliśmy się na ograniczonym zestawie procesów leptonowych i semi-leptonowych z udziałem neutrin, łącząc wielowymiarowe wykresy i sprawdzając krzyżowo ograniczenia pochodzące z różnych eksperymentów. To pozwoliło nam zbadać nowe regiony przestrzeni parametrów i rozluźnić szereg ograniczeń podanych w literaturze. Szukaliśmy jakościowo odmiennych wyników, w porównaniu do tych uzyskanych wcześniej, przy założeniu, że pojedyncze sprzężenie daje dominujący wkład do naruszenia Rparzystości. Łącząc wyniki z kilku eksperymentów, zidentyfikowaliśmy regiony w przestrzeni parametrów, gdzie dwa lub więcej parametrów zbliża się do ich maksymalnie dozwolonych wartości. W tym samym duchu wskazaliśmy okoliczności, gdy zgodność między niezależnymi ograniczeniami na te same kombinacje sprzężeń trójliniowych, implikuje ograniczenia masowe pomiędzy sleptonami lub skwarkami.

[B3] <u>E. M. Sessolo</u>, D. W. McKay,

Eikonal contributions to ultra high energy neutrino-nucleon cross sections in low-scale gravity models,

Phys.Lett. B668 (2008) 396-403 (0803.3724).

Obliczyliśmy wpływ efektów grawitacyjnych o niskiej skali na przekrój poprzeczny rozpraszania neutrino-jądro o energii w układzie środka masy rozciągającej się aż do skali Greisen-Zatsepin-Kuzmina, w przybliżeniu eikonalnym. Porównaliśmy przypadki nieskończenie cienkiej brany osadzonej w pięciu dodatkowych skompaktyfikowanych wymiarach i brany o napięciu fizycznym 1 TeV i 10 TeV. Typowa skala oddziaływań grawitacyjnych przy dodatkowych wymiarach została ustalona na 1 TeV i 2 TeV. Porównaliśmy również nasze obliczenia z obliczeniami neutralnego prądu występującego w Modelu Standardowym w tym samym zakresie energii i porównaliśmy eikonalny przekrój czynny brany do jego przybliżenia uzyskanego metodą punktu siodłowego. Efekty Nowej Fizyki zwiększają przekrój czynny przeciętnie o rząd wielkości. Są one dość wrażliwe na wybór wartości parametrów, za to są mniej wrażliwe na liczbę dodatkowych wymiarów.

## References

- G. D'Amico, M. Kamionkowski, and K. Sigurdson, "Dark Matter Astrophysics," arXiv:0907.1912 [astro-ph.CO].
- [2] A. Del Popolo, "Nonbaryonic Dark Matter in Cosmology," Int. J. Mod. Phys. D23 (2014)
   1430005, arXiv:1305.0456 [astro-ph.CO].
- [3] F. Zwicky, "Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln," Helv. Phys. Acta 6 (1933) 110–127.
- [4] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., "Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions," *Astrophys. J.* 159 (1970) 379–403.
- [5] V. C. Rubin, N. Thonnard, and W. K. Ford, Jr., "Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 /R = 4kpc/ to UGC 2885 /R = 122 kpc/," Astrophys. J. 238 (1980) 471
- [6] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky, "A direct empirical proof of the existence of dark matter," *Astrophys. J.* 648 (2006) L109–L113, arXiv:astro-ph/0608407 [astro-ph].
- [7] Planck Collaboration, P. A. R. Ade et al., "Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters," Astron. Astrophys. 594 (2016) A13, arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO].
- [8] M. Li, X.-D. Li, S. Wang, and Y. Wang, "Dark Energy," *Commun. Theor. Phys.* 56 (2011) 525-604, arXiv:1103.5870 [astro-ph.CO].
- [9] S. W. Randall, M. Markevitch, D. Clowe, A. H. Gonzalez, and M. Bradac, "Constraints on the Self-Interaction Cross-Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56," *Astrophys. J.* 679 (2008) 1173–1180, arXiv:0704.0261 [astro-ph].
- [10] A. Del Popolo and M. Le Delliou, "Small scale problems of the ΛCDM model: a short review," *Galaxies* 5 no. 1, (2017) 17, arXiv:1606.07790 [astro-ph.CO].
- M. Viel, G. D. Becker, J. S. Bolton, and M. G. Haehnelt, "Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift Lyman-α forest data," *Phys. Rev.* D88 (2013) 043502, arXiv:1306.2314 [astro-ph.CO].
- B. Audren, J. Lesgourgues, G. Mangano, P. D. Serpico, and T. Tram, "Strongest modelindependent bound on the lifetime of dark matter," *JCAP* 1412 (2014) 028, arXiv:1407.2418
   [astro-ph]
- [13] H. Baer, K.-Y. Choi, J. E. Kim, and L. Roszkowski, "Dark matter production in the early Universe: beyond the thermal WIMP paradigm," *Phys. Rept.* 555 (2014) 1–60, arXiv:1407.0017 [hep-ph].

- [14] P. Gondolo and G. Gelmini, "Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis," Nucl. Phys. B360 (1991) 145–179.
- [15] T. Nihei, L. Roszkowski, and R. Ruiz de Austri, "Towards an accurate calculation of the neutralino relic density," *JHEP* 05 (2001) 063, arXiv:hep-ph/0102308 [hep-ph].
- S. P. Martin, "A Supersymmetry primer," arXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph]. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [17] R. Contino, "The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson," in Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009, pp. 235-306. 2011. arXiv:1005.4269
   [hep-ph]. http://inspirehep.net/record/856065/files/arXiv:1005.4269.pdf.
- [18] H.-C. Cheng, "Introduction to Extra Dimensions," in Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009, pp. 125-162. 2011. arXiv:1003.1162 [hep-ph]. http://inspirehep.net/record/847930/files/arXiv:1003.1162.pdf.
- [19] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models," *Phys. Rept.* 516 (2012) 1–102, arXiv:1106.0034 [hep-ph].
- [20] Y. Okada and L. Panizzi, "LHC signatures of vector-like quarks," Adv. High Energy Phys. 2013 (2013) 364936, arXiv:1207.5607 [hep-ph].
- [21] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, "Supersymmetric dark matter," *Phys.Rept.* 267 (1996) 195-373, arXiv:hep-ph/9506380 [hep-ph].
- [22] J. Pardo Vega and G. Villadoro, "SusyHD: Higgs mass Determination in Supersymmetry," JHEP 07 (2015) 159, arXiv:1504.05200 [hep-ph].
- [23] CMS Collaboration, "Search for supersymmetry in final states with missing transverse energy and 0, 1, 2, 3, or at least 4 b-quark jets in 8 TeV pp collisions using the variable AlphaT," Tech. Rep. CMS-PAS-SUS-12-028, CERN, Geneva, 2012. https://cds.cern.ch/record/1494483
- [24] LUX Collaboration, D. S. Akerib *et al.*, "First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility," *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 091303 arXiv:1310.8214 [astro-ph.CO].
- [25] B. Acharya, M. Actis, T. Aghajani, G. Agnetta, J. Aguilar, et al., "Introducing the CTA concept," Astropart. Phys. 43 (2013) 3–18.
- [26] A. H. G. Peter, V. Gluscevic, A. M. Green, B. J. Kavanagh, and S. K. Lee, "WIMP physics with ensembles of direct-detection experiments," *Phys. Dark Univ.* 5-6 (2014) 45–74, arXiv:1310.7039 [astro-ph.CO].
- [27] XENON Collaboration, E. Aprile et al., "First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment," Phys. Rev. Lett. 119 no. 18, (2017) 181301, arXiv:1705.06655 [astro-ph.CO].

- [28] Fermi-LAT Collaboration, W. B. Atwood *et al.*, "The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission," *Astrophys. J.* 697 (2009) 1071–1102, arXiv:0902.1089 [astro-ph.IM].
- [29] Y. Bai, P. J. Fox, and R. Harnik, "The Tevatron at the Frontier of Dark Matter Direct Detection," JHEP 12 (2010) 048, arXiv:1005.3797 [hep-ph].
- [30] D. Abercrombie *et al.*, "Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum," arXiv:1507.00966 [hep-ex].
- [31] Muon g-2 Collaboration, G. W. Bennett et al., "Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL," Phys. Rev. D73 (2006) 072003, arXiv:hep-ex/0602035 [hep-ex].
- [32] Muon g-2 Collaboration, A. Chapelain, "The Muon g-2 experiment at Fermilab," EPJ Web Conf. 137 (2017) 08001, arXiv:1701.02807 [physics.ins-det].
- [33] J-PARC g-2 Collaboration, T. Mibe, "New g-2 experiment at J-PARC," Chin. Phys. C34 (2010) 745-748.

Ewico hand Secolo