

Autoreferat

1. Imię i Nazwisko: Wojciech Andrzej Hellwing
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

Październik 2010: Doktorat nauk fizycznych w zakresie astronomii, *cum laude*
Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN
rozprawa: *Kosmologia ciemnej materii z oddziaływaniem skalarnym*
promotor: prof. dr hab. Roman Juszkiewicz

Wrzesień 2005: Magister fizyki, specjalność: astrofizyka komputerowa, wyróżnienie
Wydział Fizyki i Astronomii, Uniwersytet Zielonogórski
praca magisterska: *Czy kosmiczna zupa jest za słona? Rozprawa o poszukiwaniach nowej fizyki tłumaczącej przyspieszoną ekspansję Wszechświata.*
promotor: prof. dr hab. Roman Juszkiewicz

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych.

Od 09.2017: Stypendysta programu Marii Skłodowskiej-Curie (adiunkt),
Centrum Fizyki Teoretycznej PAN, Warszawa, Polska

10.2015 – 09.2017: ERC senior research fellow (adiunkt/post-doc),
kierownik: prof. Kazuya Koyama
Institute of Cosmology & Gravitation, Uniwersytet w Portsmouth, Wielka
Brytania

08.2011 – 09.2015: research associate (adiunkt/post-doc),
kierownik: prof. Carlos S. Frenk
Institute for Computational Cosmology, Uniwersytet w Durham, Wielka
Brytania

10.2005 – 09.2010: doktorant,
Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, Warszawa, Polska
opiekun: prof. dr hab. Roman Juszkiewicz

4. Wskazanie 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 naukowego: **Tematyczny cykl publikacji naukowych pt. *Testy teorii grawitacji na kosmologicznych i międzygalaktycznych skalach.***

b) lista publikacji wchodzących w skład osiągnięcia naukowego:

H1 Tytuł: „*The non-linear matter and velocity power spectra in $f(R)$ gravity*”, autorzy: Li, Baojiu; **Hellwing, Wojciech A.**; Koyama, Kazuya; Zhao, Gong-Bo; Jennings, Elise; Baugh, Carlton M., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 428, Issue 1, p.743-755, 2013 (arXiv:1206.4317, cytowania: 76 WoS/95 NASA ADS, IF:5.266)

H2H2. Tytuł: „*Nonlinear structure formation in the cubic Galileon gravity model*”, autorzy: Barreira, Alexandre; Li, Baojiu; **Hellwing, Wojciech A.**; Baugh, Carlton M.; Pascoli, Silvia, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 10, article id. 027, 2013, (arXiv:1306.3219, cytowania 61: WoS/78 NASA ADS, IF: 5.877)

H3 Tytuł: „*Hierarchical clustering in chameleon $f(R)$ gravity*”, autorzy: **Hellwing, Wojciech A.**; Li, Baojiu; Frenk, Carlos S.; Cole, Shaun, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 435, Issue 4, p.2806-2821, 2013, (arXiv:1305.7486, cytowania: 21 WoS/23 NASA ADS, IF: 5.266)

H4 Tytuł: „*Nonlinear structure formation in nonlocal gravity*”, autorzy: Barreira, Alexandre; Li, Baojiu; **Hellwing, Wojciech A.**; Baugh, Carlton M.; Pascoli, Silvia, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 09, article id. 031, 2014, (arXiv:1408.1084, cytowania: 27 WoS/37 NASA ADS, IF: 5.81)

H5 Tytuł: „*Halo model and halo properties in Galileon gravity cosmologies*”, autorzy: Barreira, Alexandre; Li, Baojiu; **Hellwing, Wojciech A.**; Lombriser, Lucas; Baugh, Carlton M.; Pascoli, Silvia, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 04, article id. 029, 2014, (arXiv:1401.1497, cytowania: 23 WoS/36 NASA ADS, IF:5.81)

H6 Tytuł: „*Clear and Measurable Signature of Modified Gravity in the Galaxy Velocity Field*”, autorzy: **Hellwing, Wojciech A.**; Barreira, Alexandre; Frenk, Carlos S.; Li, Baojiu; Cole, Shaun, Physical Review Letters, Volume 112, Issue 22, id.221102, 2014, (arXiv:1401.0706, cytowania: 41 WoS/45 NASA ADS, IF:7.512)

H7 Tytuł: „*Testing the quasi-static approximation in $f(R)$ gravity simulations*”, autorzy: Bose, Sownak; **Hellwing, Wojciech A.**; Li, Baojiu, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Issue 02, article id. 034, 2015, (arXiv:1411.6128, cytowania: 27 WoS/30 NASA ADS, IF:5.634)

H8 Tytuł: „*Theoretical accuracy in cosmological growth estimation*”, autorzy: Bose, Benjamin; Koyama, Kazuya; **Hellwing, Wojciech A.**; Zhao, Gong-Bo; Winther, Hans A., Physical Review D, Volume 96, Issue 2, id.023519, 2017, (arXiv:1702.02348, cytowania: 3 WoS/7 NASA ADS, IF: 4.557)

H9 Tytuł: „*Revealing modified gravity signals in matter and halo hierarchical clustering*”, autorzy: **Hellwing, Wojciech A.**; Koyama, Kazuya; Bose, Benjamin; Zhao, Gong-Bo, Physical Review D, Volume 96, Issue 2, id.023515, 2017, (arXiv:1703.03395, cytowania: 2 WoS/4 NASA ADS IF: 4.557)

H10 Tytuł: „*Real- and redshift-space halo clustering in $f(R)$ cosmologies*”, autorzy: Arnalte-Mur, Pablo; **Hellwing, Wojciech A.**; Norberg, Peder, Monthly Notices of the Royal Astronomical

Society, Volume 467, Issue 2, p.1569-1585, 2017, (arXiv:1612.02355, cytowania: 1 WoS/4 NASA ADS, IF: 4.961)

c) omówienie celu naukowego/artystycznego ww. pracy/prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Dalsza część referatu jest zorganizowana następująco: w sekcji 4.1. zawieram wprowadzenie do problematyki i umiejscawiam osiągnięcie habilitacyjne we współczesnym kontekście badań tematu; część 4.2 zwiera omówienie OTW oraz alternatywnych modeli i teorii grawitacji rozważanych we współczesnej kosmologii; sekcja 4.3 dotyczy wprowadzenia do zagadnienia konstrukcji testów teorii grawitacji na skalach kosmologicznych; część 4.4 to szczegółowe omówienie wyników publikacji z osiągnięcia habilitacyjnego uzupełniona przez zwarte posumowanie w części 4.5, zaś w sekcji 5 umieszczam omówienie wyników innych prac; w końcu część 6 to bibliografia.

4.1. Wprowadzenie i kontekst badań.

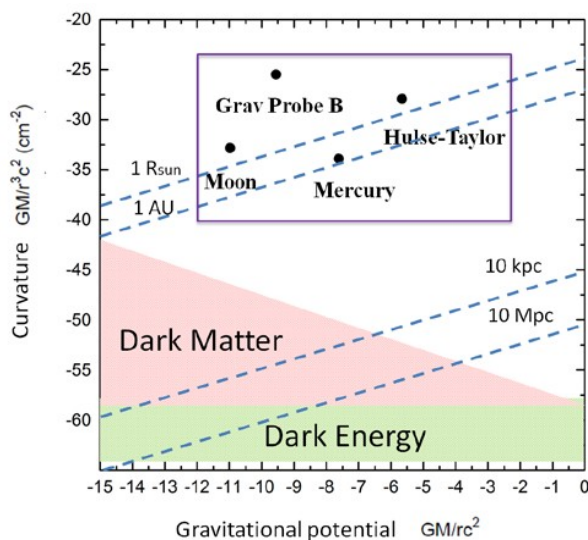
Jeden z największych problemów współczesnej fizyki dotyczy znalezienia i wyjaśnienia fizycznego mechanizmu odpowiedzialnego za przyspieszoną ekspansję Wszechświata. Standardowy model kosmologiczny – Λ CDM (z ang. *Lambda Cold Dark Matter*) – zbudowany jest w oparciu o **Ogólną Teorię Względności** (OTW) jako teorię grawitacji oraz czasoprzestrzeni. Przy czym w standardowym modelu zakłada się, że OTW jest poprawnym opisem przyrody na wszystkich skalach większych niż skale kwantowe. Λ CDM opisuje jak Wszechświat ochłodził się i rozszerzył od pierwotnej kuli ognia Wielkiego Wybuchu i uformował obserwowaną wielkoskalową strukturę obserwowaną obecnie w szeroko-kątowych i głębokich przeglądach nieba. Co zaskakujące, Λ CDM, będąc bardzo prostym modelem charakteryzującym się tylko sześcioma wolnymi parametrami, udanie przechodzi ogromną liczbę mocnych testów obserwacyjnych. Wyjaśnia cechy i korelacje obserwowane na kosmicznym mikrofalowym promieniowaniu tła (CMB) [1,2], proces pierwotnej nukleosyntezy i obfitości lekkich pierwiastków [3,4], rozwój i wzrost maleńkich pierwotnych zaburzeń do wielkoskalowej struktury Wszechświata [5,6,7] i późno-ewolucyjne obserwowane przyspieszenie tempa ekspansji [8,9,10,11]. Jednak ten spektakularny sukces ma wysoką cenę, ponieważ Λ CDM ma głównie charakter fenomenologiczny. Jest tak dlatego, że w modelu Λ CDM głównymi składnikami kosmicznego tensora energii-pędu są ciemna materia (CM) i ciemna energia (CE). Fizyczna natura obu tych składników jest daleka od zrozumienia i oceny.

Interpretacja przyspieszonej ekspansji w ramach OTW polega na przyjęciu, że powodowana jest ona przez **stałą kosmologiczną** (SK lub Λ) o bardzo małej wartości ($\Lambda_{obs}/M_{pl}^2 \sim 10^{-120}$). Tak absurdalnie małą wartość SK to poważny problem. Wartość ta sama w sobie nie wydaje się tak kłopotliwa, bardzo małe liczby pojawiają się w fizyce w wielu miejscach. Na przykład masa elektronu $m_e \sim 10^{-7} \text{TeV}$, wygląda na bardzo małą jeżeli wyrazić ją w jednostkach naturalnych w Standardowym Modelu Cząstek Elementarnych, lecz nie jest to wcale powodem niepokoju fizyków. Nie mamy problemu z małą masą elektronu dlatego, że jest ona stabilna względem poprawek kwantowych – w języku teorii pola powiemy, że mała wartość m_e jest *technicznie naturalna*¹[12]. W

1 Masa elektronu jest *naturalna* w sensie t’Hoofta. Kwantowa teoria pola może posiadać się rozszerzoną symetrią w limicie gdy $m_e \rightarrow 0$ (symetria chiralna). To implikuje, że poprawki kwantowe do masy elektronu muszą być

przypadku SK, z uwagi na wkład (poprawki kwantowe) do energii próżni od wielu cząstek z modelu standardowego, o których wiemy, że istnieją, naturalna wartość SK jest co najmniej o **50 rzędów wielkości** większa niż wartość zgodna z obserwacjami. Ta, niespotykana nigdzie indziej w nauce w takich rozmiarach, niezgodność przewidywań teoretycznych z wartością zmierzona obserwacyjnie dała asumpt do powstania aktywnego pola badań naukowych zogniskowanych na problemie SK jej kosmologicznych interpretacji oraz mechanizmie odpowiedzialnym za przyspieszoną ekspansję. Od strony rozważań teoretycznych pojawił się szereg hipotez dotyczących modeli tzw. zmodyfikowanej grawitacji (ZG), w których to przyspieszona ekspansja nie jest powodowana przez niezerową SK^2 , lecz jest manifestacją załamania się praw OTW na skalach kosmologicznych i międzygalaktycznych. Od strony zaś eksperymentalnej i obserwacyjnej postuluje się i planuje przeprowadzenie szeregu nowych, zakrojonych na niespotykaną skalę oraz bardzo ambitnych kampanii obserwacyjnych mających pomierzyć różne cechy wielkoskalowej struktury oraz tempo ekspansji Wszechświata z bezprecedensowym rozmachem i dokładnością.

Weryfikacja poprawności opisu przyrody postulowanego przez OTW, jak i testy samej teorii w reżimie kosmologicznym i wielkoskalowym stały się jednym z głównych celów 21-wiecznej astronomii pozagalaktycznej. Niewątpliwie jest to pilna sprawa niesłychanej wagi, gdyż jak dotychczas rzetelne i dokładne testy OTW dotyczą tylko skal Układu Słonecznego i mniejszych (patrz ilustracja 1 oraz artykuł przeglądowy [13]) oraz reżimu bardzo silnego pola, gdzie mamy mocne testy z obserwacji fal GW [14]. W zasadzie więc obecnie używając teorii Alberta Einsteina do opisu całego obserwowanego Wszechświata dokonujemy **ekstrapolacji o 15 rzędów wielkości**. Taka skala ekstrapolacji teorii ponad reżim, w którym została dokładnie zbadana doświadczalnie, nie jest w naukach ścisłych sytuacją pożądaną.



Ilustracja 1: Testy OTW w różnych skalach. Oś Y jest krzywizną czasoprzestrzeni, a oś X jest potencjałem grawitacyjnym. Niebieskie przerywane linie oznaczają typowe astronomiczne skale długości. (Zaadoptowano z [13]). OTW jest dobrze zbadana na skalach Układu Słonecznego, a także podwójnych pulsarów i kilo-novy (w fioletowym polu). Jeśli dokonamy ekstrapolacji naszej ograniczonej wiedzy o grawitacji i założymy, że OTW jest poprawną teorią opisującą grawitację na wszystkich skalach, musimy wprowadzić ciemną materię (w różowym regionie) i ciemną energię (w zielonym regionie), aby wyjaśnić nasze obserwacje.

Toteż w ciągu ostatniej dekady wysiłki ukierunkowane na znalezienie i przeprowadzenie kosmologicznych testów obserwacyjnych OTW znacznie się wzmogły. W ostatniej dekadzie

proporcjonalne do samego parametru masy tegoż, zatem $\delta m_e \propto m_e$. Toteż raz ustalona mała masa elektronu pozostaje stale mała. Niestety żadna symetria wymuszająca taką zależność poprawek kwantowych nie jest znana dla stałej kosmologicznej.

- 2 Którą to jednak trzeba w takich teoriach położyć jako równą dokładnie zero. Postuluje się jednakoż, że od strony teoretycznej łatwiej jest znaleźć mechanizm idealnie zerujący SK (jak np. nieznaną jeszcze nową symetrię w przyrodzie), niż taki, który by dawał jej bardzo małą, acz niezerową wartość.

dokonał się również znaczący postęp na polu wynajdowania obserwacyjnych testów teorii grawitacji ukierunkowanych na uchwycenie i ukazanie śladów i efektów specyficznych i właściwych dla szeregu teorii ZG [15,16]. Większość rozsądnych teorii wychodzących poza OTW przewiduje odstępstwa we własnościach grupowania się agregacji mass w nieliniowym i słabo nieliniowym reżimie [H1,H2]; w dynamice galaktyk i hal ciemnej materii [H6,17]; w statystyce słabego soczewkowania grawitacyjnego czy też w wielkości całkowitego efekty Sachsa-Wolfe'a [18,19,20]. Wspólną cechą większości powyższych testów obserwacyjnych jest to, że opierają się one na wielkościach fizycznych, co do których dysponujemy bardzo ograniczoną liczbą informacji wyabstrahowanych w sposób niezależny od przyjętego modelu kosmologicznego, a w szczególności co do przyjętej teorii grawitacji. O takich cechach mówimy, że są *model independent* (z ang. nie zależą od modelu). Jest tak na skutek pojawiających się powszechnie w modelowaniu obserwabli kosmologicznych różnego rodzaju degeneracji, z których większość związana jest ze słabo poznanymi procesami barionowymi rządzącymi formowaniem się i ewolucją galaktyk. W przypadku teorii ZG natężenie różnych sprzężeń zwrotnych związanych z nieliniową fizyką powstawania gwiazd i ewolucji ośrodka między gwiazdowego i międzygalaktycznego prowadzi do niejednoznaczności różnych efektów związanych z dodatkową fizyką ZG [21].

Jak dotychczas znakomita większość nowatorskich testów teorii grawitacji opiera się o trzy klasyczne dla kosmologii metody/obserwable: porównanie masy implikowanej przez silne soczewkowanie grawitacyjne gromad galaktyk z ich masą dynamiczną, słabe soczewkowanie grawitacyjne oraz zaburzenia w przestrzeni redshiftów (ZWR) grupowania się galaktyk. Metody oparte o te koncepcje fizyczne okazały się już być wielce przydatne do celów badania teorii grawitacji na skalach kosmologicznych. Jednakże warto pamiętać, że sercu każdej z tych metod, czy na poziomie teoretycznego modelowania czy na poziomie obserwacyjnej kalibracji danych, **założono OTW**. Toteż należałoby zachować daleko idącą ostrożność przy interpretacji wyników kosmologicznych testów teorii grawitacji, jeżeli używać ich do nakładania ograniczeń obserwacyjnych na różne teorie ZG, gdyż łatwo tutaj popełnić *circulus vitiosus* [22].

W ten obraz wyraźnie wpisują się moje własne badania, a w szczególności cykl publikacji wskazany jako **osiągnięcie naukowe**, który skupia się na badaniach kosmologicznych implikacji OTW i alternatyw oraz poszukiwaniu wyraźnych, możliwych do zmierzenia i jak najmniej zależnych od przyjętego modelu sygnatur obserwacyjnych teorii grawitacji i ciemnej energii w wielkoskalowej strukturze Wszechświata. W szczególności przyczynki i wyniki naukowe opublikowane w cyklu prac H1-H10 koncentrują się na szukaniu odpowiedzi na następujące ogólnie ujęte pytania:

- ***Jaki wpływ na powstawanie i ewolucje struktur kosmicznych w reżimie nieliniowym i słabo nieliniowym ma rozszerzona fizyka ZG?***
- ***W jakich własnościach wielkoskalowej struktury Wszechświata sygnał fizyki poza OTW jest najdonioślejszy i najwyraźniejszy?***
- ***Które obserwable kosmologiczne są optymalne do konstrukcji testów OTW i ZG?***
- ***Jaka część przestrzeni parametrów teorii ZG jest zgodna z obecnymi obserwacjami?***

4.2. Teorie grawitacji

4.2.1. Ogólna Teoria Względności

Zanim zaczniemy rozważać rozszerzenia OTW czy też teorie zmodyfikowanej grawitacji, wypada wpięrw powiedzieć kilka słów o standardowej teorii grawitacji w kosmologii, czyli o OTW. Punktem startu jest tutaj całka działania Einsteina-Hilberta:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} R + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i], \quad (1)$$

gdzie ψ_i oznacza różne pola materii (bariony ze standardowego modelu jak i ciemną materię), zaś M_{pl} oznacza masę Plancka. Wariując ten funkcjonal względem tensora metrycznego $g_{\mu\nu}$ otrzymujemy równania pola Einsteina:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}, \quad (2)$$

gdzie $T_{\mu\nu}$ jest tensorem energii-pędu dla pól materii, zaś tensor Einsteina $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} + R/2 g_{\mu\nu}$, z tensorem i skalarom Ricci'ego danymi przez $R_{\mu\nu}$ i R odpowiednio. W OTW tensor energii-pędu jest zachowany, co wymaga żądania by

$$\nabla_{\mu} T^{\mu\nu} = 0. \quad (3)$$

Zatem zachowanie tensora energii-pędu implikuje, że trajektoriami są linie geodezyjne metryki. Co można łatwo wykazać rozważając na przykład tensor energii-pędu dla bezciśnieniowego płynu (pyłu) o gęstości ρ :

$$T^{\mu\nu} = \rho u^{\mu} u^{\nu}, \quad (4)$$

gdzie $u^{\mu} = dx^{\mu}/d\tau$ jest wektorem czteroprędkości, zaś prim oznacza pochodną względem parametru afinicznego. Stosując równanie (3) i (4) teraz dostaniemy:

$$u^{\mu} \nabla_{\mu} u^{\nu} = u^{\mu} (\partial_{\mu} u^{\nu} + \Gamma_{\mu\alpha}^{\nu} u^{\alpha}) = x'^{\nu} + \Gamma_{\mu\alpha}^{\nu} x'^{\alpha} x'^{\mu} = 0, \quad (5)$$

czyli równanie linii geodezyjnej.

W kosmologii dla skal znacznie mniejszych niż horyzont kosmologiczny i dla typowych potencjałów grawitacyjnych związanych z wielkoskalową strukturą do poprawnego opisu zjawisk wystarcza limit nierelatywistyczny teorii grawitacji Einsteina. By go znaleźć wystarczy rozważyć niewielkie zaburzenia czasoprzestrzeni Minkowskiego w konforemnym cechowaniu newtonowskim:

$$ds^2 = -(1+2\Phi) dt^2 + (1-2\Psi) dx^2, \quad (6)$$

gdzie potencjały metryki Φ i Ψ są funkcjami czasu kosmologicznego t . Używając tej metryki razem z warunkiem nierelatywistycznym $dx^i/dx^0 = v/c \ll 1$ oraz równaniem geodezyjnym (5) znajdujemy, że pozycje cząstek spełniają poniższe równanie ewolucyjne:

$$\ddot{x} = -\nabla \Phi, \quad (7)$$

gdzie kropki oznaczają pochodne brane względem kosmicznego czasu. Powyższe równanie to oczywiście nic innego jak drugie prawo dynamiki Newtona, jeżeli potencjał Φ utożsamimy z potencjałem newtonowskim Φ_N . Biorąc teraz równania Einsteina (2) razem z płynem

$T^{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, P, P, P)$, który jest nierelatywistyczny ($P \ll \rho c^2$) dostajemy równanie Poissona:

$$\nabla^2 \Phi_N = 4\pi G \rho. \quad (8)$$

Toteż pokazaliśmy, że Ogólna Teoria Względności odtwarza dokładnie prawa grawitacji Newtona w reżimie nierelatywistycznym.

4.2.2. Metryka i zasada kosmologiczna

Na wstępie zaznaczyliśmy, że OTW leży u podwalin standardowego modelu kosmologicznego – LCDM. By przejść od całki działania do kosmologii (t.j. znaleźć rozwiązania równań pola Einsteina) potrzebujemy coś założyć o globalnych własnościach i strukturze czasoprzestrzeni (a zatem o metryce czasoprzestrzeni) oraz o zawartości energetycznej (czyli o strukturze tensora energii-pędu). Model standardowy opiera się o *zasadę kosmologiczną*, zwaną również *zasadą kopernikańską*[23]. Która głosi, że nie zajmujemy żadnego uprzywilejowanego miejsca we Wszechświecie i każdy dowolny obserwator *statystycznie* będzie mierzył takie same globalne własności Wszechświata jak my. W ujęciu bardziej matematycznych zasada ta implikuje globalną jednorodność i izotropię Wszechświata, którą z dobrą precyzją potwierdzają różne obserwacje astronomiczne [24,25,26,27]. Najbardziej ogólną (i symetryczną) czasoprzestrznią spełniającą te wymogi jest czasoprzestrzeń Friedmana-Lemaître-Robertsona-Walkkera (FLRW), z interwałem zdefiniowanym następująco

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dx^2}{1 - \kappa x^2} + x^2 d\Omega_2^2 \right], \quad (9)$$

gdzie $d\Omega_2$ jest elementem liniowym na 2-sferze, x to współporuszająca się współrzędna radialna, zaś $a(t)$ to tzw. czynnik skali, który tutaj jest jedynym dynamicznym stopniem swobody Wszechświata. Dynamika czynnika skali zależy w dwójnasób od zawartości tensora energii-pędu oraz od przyjętej teorii grawitacji. Jeżeli czynnik skali nie jest stałą to metryka (9) opisuje rozszerzający się Wszechświat, gdzie odległości fizyczne są dane przez

$$dr = a(t) dx. \quad (10)$$

W ogólności mamy pełną swobodę wyboru normalizacji czynnika a , najwygodniejszą i zarazem najbardziej rozpowszechnią konwencją jest przyjęcie, że $a(\text{teraz}) = a_0 = 1$. W powyższej metryce κ oznacza globalną krzywiznę czasoprzestrzeni Wszechświata; jeżeli ten człon jest dokładnie równy zero, to wówczas mamy do czynienia z wszechświatem, który jest przestrzennie płaski (tj. opisany interwałem i geometrią euklidesową), jeżeli $\kappa > 0$ to mamy do czynienia z geometrią 3-sfery, zaś dla parametru krzywizny ujemnego Wszechświat globalnie jest 3-hiperboloidą.

Mamy już metrykę, teraz by móc uzyskać globalne równania na ewolucje Wszechświata musimy wybrać i ustalić teorię grawitacji. Zanim to zrobimy, możemy jednak zdefiniować jeszcze kilka wielkości, które są niezależne od wyboru teorii grawitacji. Pierwszą z nich jest parametr Hubble'a

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (11)$$

gdzie kropka oznacza pochodną względem czasu własnego Wszechświata – t . W przeciwieństwie do $a(t)$ parametr Hubble jest obserwabłą fizyczną. Przydatną bardzo jest jego obecna wartość

$H(a=1)=H_0$. Z uwagi na fakt, że historycznie³ pomiary $H(t)$ były obarczone dużą niepewnością dla wygody przyjęto parametryzować tę wielkość za pomocą bezwymiarowej liczby h , wówczas $H_0=100h \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Inną pożyteczną wielkością jest *redshift* (pol. przesunięcie ku czerwieni)

$$1+z=\frac{\lambda_0}{\lambda_e}, \quad (12)$$

gdzie λ_e to długość fali światła wyemitowanego z jakiegoś źródła, zaś λ_0 to długość tej samej fali zarejestrowanej przez obserwatora dla chwili obecnej. Używając metryki (9) można pokazać, że

$$a(t)=\frac{1}{1+z}. \quad (13)$$

4.2.3. Stała kosmologiczna

Wprowadzenie do całki działania (1) stałej kosmologicznej Λ nie powiększa liczby fizycznych stopni swobody. Tak „poprawiony” funkcjonal jest dany przez

$$S_{EH}=\int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} (R-2\Lambda)+S_m[g_{\mu\nu};\psi_i], \quad (14)$$

który po wariacji względem metryki daje odpowiednio zmodyfikowane równania

$$G_{\mu\nu}=8\pi G T_{\mu\nu}-\Lambda g_{\mu\nu}. \quad (15)$$

Teraz biorąc znowu limit newtonowski otrzymamy, że efektywny potencjał grawitacyjny jest dany przez

$$\Phi_N=\Phi_N^0-\frac{1}{6}\Lambda r^2, \quad (16)$$

Gdzie Φ_N^0 oznacza potencjał newtonowski spełniający równanie Poissona (8) dla przypadku $\Lambda=0$. Widzimy, że może istnieć taki reżim, gdzie $|\Phi_N^0|<|\Lambda r^2|$, dla którego siła grawitacyjna będzie odpychająca. Aktualne pomiary [28,29,30] ustalają bardzo małą wartość stałej kosmologicznej: $\Lambda/M_{pl}^2\sim O(10^{-120})$. Toteż w ogólności zachodzi odwrotna relacja: $|\Phi_N^0|\gg|\Lambda r^2|$. Wyjątkiem są największe skale kosmologiczne, gdzie w oddali (na zewnątrz) od skupisk materii w ogólności mamy, że $|\Phi_N^0|\propto r^{-1}$. Zatem na największych kosmologicznych skalach, gdzie newtonowski potencjał grawitacyjny wytwarzany przez skupiska materii zanika zaczyna dominować wkład od stałej kosmologicznej co implikuje przyspieszoną ekspansję. Warto zauważyć, że wprowadzenie Λ do całki Einsteina-Hilberta oznacza *de facto* podczerwoną modyfikację OTW.

4.2.4. Standardowy model kosmologiczny

Składając razem metrykę FLRW daną przez (9) z równaniami pola Einsteina (2) uzyskamy równania opisujące dynamikę $H(t)$. By ustalić wynikowy układ równań musimy ustalić jeszcze postać tensora energii-pędu. W standardowym podejściu zakłada się, że Wszechświat składa się z wieloskładnikowego płynu idealnego (gdzie składniki nie oddziałują ze sobą) opisanego tensorem

³ Chociaż również obecnie mamy do czynienia z problemami co do uzyskania zgodnych pomiarów tej wielkości z różnych źródeł. A w szczególności niska wartość preferowana przez obserwacje promieniowania tła [2] jest w konflikcie z wyższymi wartościami uzyskiwanymi z pomiarów w Lokalnym Wszechświecie [30].

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P)u^\mu u^\nu + P g^{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, P, P, P), \quad (17)$$

gdzie u^μ jest ponownie 4-prędkością, ρ jest całkowitą gęstością energii, zaś P to całkowite ciśnienie. Teraz używając równań Einsteina ze stałą kosmologiczną (15) otrzymamy

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{\kappa}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (18)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P). \quad (19)$$

Czyli słynne równania Friedmana. W OTW różne składniki tensora energii-pędu nie wymieniają energii, zatem tensor ten jest kowariantnie zachowany dla każdego ze składników z osobna (t.j. $\nabla_\mu T^{\mu\nu}_i = 0$). Z tego wynika, że każdy ze składników osobno spełnia swoje równanie ciągłości

$$\dot{\rho}_i = 3H(\rho_i + P_i) = 0. \quad (20)$$

Układ równań (18)-(20) jest niedomknięty. Potrzebujemy jeszcze ustalić równanie stanu dla składników kosmicznego płynu, które wiąże ciśnienie z gęstością energii. Zwyczajowo w kosmologii wyrażamy je w postaci

$$P_i = w_i \rho_i. \quad (21)$$

Tutaj parametr równania stanu przyjmuje $w_i = 0$ dla materii nierelatywistycznej, $1/3$ dla promieniowania i -1 dla stałej kosmologicznej. Wyznaczając równanie ciągłości dla dowolnego równania stanu możemy otrzymać

$$\rho_i = \begin{cases} \frac{\rho_0}{a^{3(1+w)}}, & w_i \neq -1, \\ \rho_0, & w_i = 1 \end{cases}. \quad (22)$$

Tutaj ρ_0 jest gęstością dla chwili obecnej. Możemy teraz zdefiniować zwyczajowe bezwymiarowe parametry gęstości dla każdego ze składników

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{3H_0^2 M_{Pl}^2}, \quad w_i \neq -1. \quad (23)$$

Tutaj stała kosmologiczna wymaga specjalnego traktowania i dla niej mamy $\Omega_\Lambda \equiv \Lambda/3H^2$. Dodatkowo możemy utożsamić pewną gęstość energii związaną z globalną krzywizną Wszechświata jako $\Omega_\kappa = -\kappa/a^2 H^2$. Teraz możemy przepisać równanie Friedmana (18) do postaci bezwymiarowej

$$\sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda + \Omega_\kappa = 1. \quad (24)$$

Jeżeli zdefiniujemy, że całkowita gęstość energii jest $\Omega = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda$ i zażądamy by $\Omega_\kappa = 0$, to znajdziemy, że

$$\Omega = \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda = 1, \quad (25)$$

z czego wynika, że

$$\sum_i \rho_i + \rho_\Lambda = 3H^2 M_{Pl}^2. \quad (26)$$

Powyższe wyprowadzenie niesie ze sobą istotne implikacje. Otóż, jeżeli Wszechświat jest globalnie płaski i gęstość energii związana z krzywizną znika (t.j. $\Omega_\kappa = 0$), to całkowita gęstość energii we Wszechświecie jest wyznaczona i musi być dokładnie równa tzw. gęstości krytycznej, $\rho_c = 3M_{Pl}^2 H^2$.

Co więcej, widzimy, że równania (25) i (26) obowiązują cały czas, zatem w przestrzennie płaskim wszechświecie parametry $\Omega_i(t)$ są miarą wkładu danego składnika, i , do całkowitej gęstości Wszechświata. Obecne oszacowania obserwacyjne [2,28] wskazują, że istotnie Ω_k jest bardzo bliskie zera, toteż w dalszych modelach i rozważaniach będziemy używać Wszechświata globalnie płaskiego ze znikającą krzywizną.

4.2.5. Dynamiczna Ciemna Energia

Następną nietrywialną modyfikacją OTW są modele ciemnej energii. Najprostszą ich kategorię reprezentują modele tzw. *kwintesencji*, gdzie stałą kosmologiczną uogólnia się do postaci dynamicznego pola⁴. Modele kwintesencji były aktywnie rozwijane na początku tego milenium, jako próba generalizacji stałej kosmologicznej. Najprostszym przykładem są modele zawierające kanonicznie znormalizowane pole skalarnie, które powoli ewoluuje w dół swojego potencjału $V(\varphi)$. Taki model możemy opisać poprzez następującą całkę działania:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{pl}^2}{2} R - \frac{1}{2} \nabla_\mu \varphi \nabla^\mu \varphi - V(\varphi) \right] + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i]. \quad (27)$$

Zauważmy, że tutaj pole skalarnie kwintesencji, φ , jest tylko minimalnie sprzężone do grawitacji, gdyż nie ma tutaj żadnych członów bezpośrednio sprzęgających się do tensorów krzywizny lub do stopni swobody związanych z polami materii. Zachowany tensor energii-pędu dla tego pola jest dany przez

$$T^{\mu\nu} = \nabla^\mu \varphi \nabla^\nu \varphi - g^{\mu\nu} \left[\frac{1}{2} \nabla_\mu \varphi \nabla^\mu \varphi + V(\varphi) \right], \quad (28)$$

skąd możemy uzyskać gęstość energii

$$\rho = T^{00} = \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 + V(\varphi), \quad (29)$$

oraz człon związany z ciśnieniem

$$P = T^{|ii|} = \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 - V(\varphi), \quad (30)$$

gdzie notacja $|ii|$ oznacza, że nie sumujemy po powtarzających się wskaźnikach. Parametr równania stanu dla takiego pola kwintesencji będzie zatem dany przez

$$w_\varphi \equiv \frac{P}{\rho} = \frac{\dot{\varphi}^2 - 2V(\varphi)}{\dot{\varphi}^2 + 2V(\varphi)}. \quad (31)$$

Łatwo zauważyć, że gdy $V(\varphi) \gg \dot{\varphi}^2$ to mamy $w_\varphi \approx -1$. Toteż, jeżeli warunek powolnej ewolucji (z ang. *slow-roll condition*) jest spełniony ten model odtwarza fenomenologicznie efekt niezerowej stałej kosmologicznej. Chociaż wynik taki może wydawać się atrakcyjny, to w praktyce modele z kanonicznym minimalnie sprzężonym polem skalarnym cierpią na problem bardzo precyzyjnego dostrojenia (z ang. *fine-tuning*) warunków początkowych i parametrów opisujących potencjał. Bez takiego specjalnego doboru ta kategoria modeli nie jest w stanie odtworzyć obserwacji kosmologicznych, a w szczególności parametru równania stanu oraz gęstości energii ciemnej energii. Co więcej, jeżeli chcielibyśmy również w tym modelu odnieść się do problemu

⁴ Przy czym wciąż zakładając, że wartość klasycznej einsteinowskiej $\Lambda=0$.

koicydencji⁵, to parametry potencjału i warunki początkowe wymagałyby jeszcze większego dostrojenia. Istnieje wiele rozbudowanych modeli kanonicznego pola skalarnego o lepszych właściwościach. Wszystkie jednak one są minimalnie sprzężone do grawitacji a zatem w żaden sposób nie zmieniają dynamiki powstawania struktur we Wszechświecie. W tym sensie nie są to więc modele zmodyfikowanej grawitacji, a jedynie proste modele udynamiczniające stałą kosmologiczną. Toteż nie będziemy się nimi więcej zajmować w niniejszym referacie.

4.2.6. Teorie zmodyfikowanej grawitacji

Najprostszymi i zarazem najlepiej zbadanymi modelami zmodyfikowanej grawitacji są teorie skalarno-tensorowe, w których pojawia się skalar jako „kuzyn” grawitonu. Pierwszą taką teorię zaproponowali Brans i Dicke [31] jako próbę pogodzenia grawitacji OTW z ideami Macha [32,33,34]. Obecnie wiemy, że skalarno-tensorowe lagrangiany pojawiają się jako nisko-energetyczne ograniczenia różnych teorii rodem z fizyki cząstek elementarnych. Zawierają się w tej kategorii modele kontraktujące wymiary wielowymiarowej grawitacji oraz modele wszechświata brany [35]. Warto również zauważyć, że pewne bardziej złożone modele, w tym modele masywnej grawitacji i model Dvali-Gabadadze-Porrati (DGP) [36] można zredukować do lagrangianów prostej postaci skalarno-tensorowej w odpowiednich limitach stałych sprzężenia [37]. Funkcjonał działania teorii Bransa-Dicke’go ma postać:

$$S_{BD} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} \left[\varphi R - \frac{\omega_{BD}}{\varphi} (\partial\varphi)^2 \right] + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i], \quad (32)$$

gdzie ω_{BD} to uniwersalna stała sprzężenia pola skalarnego. Widzimy, że teraz stała grawitacji Newtona została uogólniona do rangi pola skalarnego. Biorąc limit z nierelatywistyczny źródłowym tensorem energii-pędu $T^0_0 = -\rho c^2$ i używając przybliżenia kwazistatycznej ewolucji⁶, znajdziemy, że zaburzenia metryki (6) razem z perturbacjami pola skalarnego $\varphi = \varphi_0 + \epsilon$ spełniają poniższe równania

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho - \frac{1}{2} \nabla^2 \epsilon, \quad (33)$$

$$(3 + 2\omega_{BD}) \nabla^2 \epsilon = -8\pi G \rho, \quad (34)$$

$$\Psi - \Phi = \epsilon. \quad (35)$$

Zauważmy, że tutaj pole skalarne φ , które jest nieminimalnie sprzężone do grawitacji daje przyczynek do anizotropowego tensora naprężenia poprzez swoje zaburzenia, co w efekcie zmienia relację pomiędzy potencjałami metryki Φ i Ψ . Możemy przepisać te równania do postaci

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \mu \rho, \quad \Phi = \eta^{-1} \Psi, \quad (36)$$

gdzie odpowiednie współczynniki są dane

$$\mu = \frac{4 + 2\omega_{BD}}{3 + 2\omega_{BD}}, \quad \eta = \frac{1 + \omega_{BD}}{2 + \omega_{BD}}. \quad (37)$$

5 Problem koicydencji polega na tym, że gęstości energii związane z ciemną energią i materią nierelatywistyczną mają obecnie porównywalne wielkości. Jest to bardzo nienaturalne, jeżeli zauważyć, że ciemna energia oraz materia nierelatywistyczna mają całkiem inne parametry równania stanu, a zatem ich gęstości energii całkiem inaczej zależą od kosmicznego czasu.

6 t.j. takiego w którym pochodne czasowe zaburzeń metryki względem ich pochodnych przestrzennych są pomijalne.

W limicie $\omega_{BD} \rightarrow \infty$ teoria przechodzi w OTW. Obecne ograniczenia obserwacyjne pochodzące głównie z testów przeprowadzonych w Układzie Słonecznym dają dolne ograniczenie $\omega_{BD} > 40000$. Uwzględniając to ograniczenie na parametr Bransa-Dicke'go (BD) otrzymujemy, że ten model jest w zasadzie nieodróżnialny od OTW na wszystkich skalach. To jest podstawowy problem wszystkich modeli i teorii wychodzących poza OTW (które dopuszczają istnienie dodatkowych stopni swobody). Mianowicie, ograniczenia płynące z obserwacji obiektów w Układzie Słonecznym są tak precyzyjne i wyśrubowane [zobacz 38], że w zasadzie nie ma już żadnego miejsca by modyfikować grawitację na skalach kosmologicznych.

Grawitacja typu $f(R)$. Bardzo popularnym i szeroko badanym w ostatniej dekadzie modelem rozszerzającym OTW jest model grawitacji $f(R)$. Postuluje się w tych modelach uogólnienie całki Einsteina-Hilberta (1) do postaci funkcjonału skalarą krzywizny Ricciego [39,40]:

$$S_{f(R)} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} f(R) + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i], \quad (38)$$

Dogłębny przegląd własności teoretycznych tego typu teorii można odnaleźć w [41]. Tutaj tylko podamy zwięzły opis podstawowych cech tego modelu. Równania ruchu dla metryki są teraz czwartego rzędu, zatem model $f(R)$ to teoria typu pochodnych wyższego rzędu. Możliwe jest jednak modelowanie dodatkowych stopni swobody za pomocą pola skalarnego, co pozwala napisać równania ruchu jako równania drugiego rzędu. Nowa równoważna całka działania będzie postaci

$$S_{f(R)} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} [f(\varphi) + (R - \varphi)f'(\varphi)] + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i]. \quad (39)$$

Teraz wariując ze względu na φ , dostaniemy $(R - \varphi)f''(\varphi) = 0$. Tak długo jak $f''(\varphi) \neq 0$, i $R = \varphi$, to postać tak jest równoważna oryginalnej całce. Teraz możemy zdefiniować $v = f'(\varphi)$ oraz $V = f(\varphi) - \varphi f'(\varphi)$, co pozwala nam działanie $f(R)$ zapisać w takiej samej postaci jaka ma grawitacja Bransa-Dicke'go z pewnym potencjałem V :

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} [v R - V(v)] + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i]. \quad (40)$$

Porównując powyższe do oryginalnej całki (32) widzimy, że parametr BD jest dany jako $\omega_{BD} = 0$. Toteż, jeżeliby zignorować wpływ potencjału V , taki model grawitacji $f(R)$ jest wykluczony przez obserwacje z Układu Słonecznego. Jednakże, odpowiedni dobór potencjału, to jest postaci funkcjonału $f(R)$, pozwala na włączenie do teorii mechanizmu ekranującego znanego jako *mechanizm kameleona*, który to pozwala teorii na spełnienie ograniczeń obserwacyjnych. Więcej o tym mówimy w ustępie A.2.7.

W ogólności teorie skalaro-tensorowe takie jak grawitacja $f(R)$ są opisane przez całkę działania postaci (w układzie Jordana):

$$S_{ST} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} \left[v R - \frac{\omega_{BD}(v)}{v} (\partial v)^2 - V(v) \right] + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i]. \quad (41)$$

Biorąc transformację konforemną $g_{\mu\nu} = A(\varphi)^2 \bar{g}_{\mu\nu}$ i przeddefiniowując pole skalarne, możemy przetransformować całość do układu Einsteina (*Einstein frame*):

$$S_{ST}^E = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{pl}^2}{2} \left[R - \frac{1}{2} (\partial \varphi)^2 - \bar{V}(\varphi) \right] + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i], \quad (42)$$

gdzie jak widać, pole skalarne jest bezpośrednio sprzęgnięte do materii.

Tak jak w przypadku kwintesencji, swoboda w wyborze postaci funkcjonału $f(R)$ pozwala na zbudowanie bardzo wielu różnych modeli. Jednak modele, które są zgodne z obserwowaną historią ekspansji Wszechświata odznaczają się takimi samymi własnościami [42]. W reżimie dużej krzywizny, funkcjonał $f(R)$ przyjmuje tutaj postać:

$$f(R) = R - 2\Lambda + |f_{R0}| \frac{\bar{R}^{n+1}}{R^n}, \quad (43)$$

gdzie \bar{R} to wartość skalarą krzywizny dla chwilo obecnej, zaś stała f_{R0} i n to fundamentalne parametry modelu. Taki model wymaga istnienia efektywnej stałej kosmologicznej by wyjaśnić obserwowaną przyspieszoną ekspansję Wszechświata. Jest jednak możliwe znalezienie takiej funkcji $f(R)$, że taka efektywna stała kosmologiczna znika w granicy małej krzywizny. Wówczas poprawki do Λ CDM znikają z kolei w granicy wysokiej krzywizny $R \gg \bar{R}$. Obserwacje z Układu Słonecznego ustalają limit, że $|f_{R0}| < 10^{-6}$ [43]. Z drugiej strony jednak, widzimy, że kosmologiczny model tła będzie nieodróżnialny od Λ CDM (OTW), gdy $|f_{R0}|$ będzie zbyt mały. W układzie Einsteina potencjał i stała sprzężenia przyjmują postać:

$$\bar{V} = \Lambda - M_{pl}^4 \left(\frac{\varphi}{M_{pl}} \right)^{\frac{n}{1+n}}, \quad A(\varphi)^2 = e^{\sqrt{2/3} \varphi / M_{pl}}, \quad (44)$$

zaś pole skalarne z wyjściowego układu Jordana $v = f_R \equiv df/dR$ jest związane z φ poprzez

$$\varphi = -\sqrt{\frac{3}{2}} M_{pl} \ln(1 + f_R). \quad (45)$$

Kosmologia modeli $f(R)$ jest bardzo ciekawa i jest obszernie badana w literaturze [42,43]. Modele tej klasy były przedmiotem badań w przedstawianym osiągnięciu habilitacyjnym w pracach H1, H3, H6, H7 i H10 oraz w innych pracach autora [100,101].

Pięciowymiarowa grawitacja wszechświata brany. Pomysł, że wszechświat można modelować jako branę⁷ czerpie źródło z odkrycia obiektów zwanymi D-branami w teorii strun [44]. W modelach tej klasy geometria czasoprzestrzeni jest opisana jako 4-brana zawieszona w jeszcze więcej wymiarowej czasoprzestrzeni (zazwyczaj w 5-cio wymiarowej). Wszystkie pola cechowania i oddziaływań modelu standardowego cząstek elementarnych, pole Higgsa oraz ciemna materia są

⁷ N-brana jest N-wymiarowym (gdzie $N > 2$) uogólnieniem membrany, czyli 2-brany.

„uwięzione” na 4-branie, jednak grawitacja może oddziaływać w całej wielowymiarowej czasoprzestrzeni. Najprostszym modelem z tej klasy to tzw. model Dvali-Gabadadzie-Porrati’ego (DGP), który ma 5-wymiarową czasoprzestrzeń i jest opisany całką działania [36]:

$$S_{DGP} = \frac{M_5^3}{2} \int d^5 x \sqrt{g^{(5)}} R^{(5)} + \frac{M_4^2}{2} \int d^4 x \sqrt{-g^{(4)}} R^{(4)} + S_m[g_{\mu\nu}; \psi_i], \quad (46)$$

gdzie indeksy górne (5) odnoszą się do pięciowymiarowej metryki i skalara Ricciego, zaś te z indeksem (4) oznaczają zwyczajową 4-wymiarową część czasoprzestrzeni. Stosunek siły pomiędzy 5-cio a 4-ro wymiarowymi stałymi grawitacji Newtona

$$r_c \equiv G_N^{(5)} / G_N^{(4)} = M_4^2 / 2 M_5^3, \quad (47)$$

to tutaj tzw. *skala przejścia*. Jest to wolny parametr modelu. W ramach modelu DGP możliwe jest uzyskanie tak zwanego „samo-przyspieszenia” ekspansji. Zredukowane równanie Friedmana w tym modelu, dla przypadku $\Lambda=0$, można zapisać jako [45]:

$$H^2 = \frac{\pm H}{r_c} + \frac{8\pi G}{3} \rho. \quad (48)$$

Dla wczesnych etapów ewolucji mamy spełnione $H r_c \gg 1$, co sprawia, że równanie (48) upraszcza się do zwykłej postaci 4-wymiarowego równania Friedmana. Jednak dla późnych etapów ewolucji tempo ekspansji spada i parametr Hubble’a przybliża się granicznie do wartości stałej

$H \rightarrow 1/r_c$ w górnej rodzinie rozwiązań (względem znaku przed członem H/r_c). Wtedy będziemy mieli przyspieszoną ekspansję Wszechświata bez stałej kosmologicznej. Ta gałąź rozwiązań jest nazywana „samo-przyspieszającymi”. Zauważmy, że druga gałąź rozwiązań (ta z minusem) wciąż wymaga wprowadzenia niezerowej stałej kosmologicznej by uzyskać przyspieszoną ekspansję. By w tym modelu dla młodego Wszechświata uzyskać zgodność ze standardową kosmologią OTW skala przejścia musi być specyficznie dobrana, tak by $r_c \sim H_0^{-1}$. Wówczas efekty związane z propagacją dodatkowych stopni swobody (tj. piąta siła) pojawiają się dopiero na późnych etapach ewolucyjnych.

Używając kwazi-statycznego przybliżenia⁸ możemy opisać grawitację i powstawanie struktury w tym modelu za pomocą rachunku zaburzeń, gdzie wszystkie perturbacyjne wielkości są niewielkimi zaburzeniami pól względem ciągłego tła kosmologicznego. W tym ujęciu model DGP można opisać za pomocą teorii Bransa-Dicke’go z dodatkowymi nieliniowym członem oddziaływania [46]:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G a^2 \rho - \frac{1}{2} \nabla^2 \varphi, \quad (49)$$

$$(3 + 2\omega_{BD}(a)) \nabla^2 \varphi + \frac{r_c^2}{a^2} [(\nabla^2 \varphi)^2 - (\nabla_i \nabla_j \varphi)^2] = -8\pi G a^2 \rho, \quad (50)$$

$$\Psi - \Phi = \varphi, \quad (51)$$

gdzie parametr Bransa-Dicke’go $\omega_{BD}(a)$ jest dany przez

⁸ To jest zakładając, że pochodne czasowe pola skalarnego opisującego modyfikacje grawitacji są pomijalnie małe względem pochodnych przestrzennych, tj. $\nabla \varphi \gg \dot{\varphi}$. Jeżeli foliacja czasoprzestrzeni modelu nie jest zbyt drobno ziarnista, wówczas warunek ten jest zazwyczaj spełniony, gdyż szybkozmienne w czasie oscylacje pola skalarnego można przybliżyć wolno-zmienną obwiednią.

$$\omega_{BD} = \frac{3}{2}(\beta(a)-1), \beta(a) = 1 - 2r_c H \left(1 + \frac{\dot{H}}{3H^2}\right). \quad (52)$$

W modelach brany pojawiające się pole skalarne interpretowane jest jako dodatkowy stopień swobody – ugięcia 4-brany w pełnej 5-cio wymiarowej czasoprzestrzeni. Zauważmy, że parametr BD jest zawsze ujemny w samo-przyspieszającej gałęzi rozwiązań, toteż pole skalarne wówczas jest nośnikiem odpychającej siły. Dla późnych etapów ewolucji mamy tutaj $\omega_{BD} \sim O(1)$, toteż taka teoria byłaby już niezgodna z ograniczeniami płynącymi z obserwacji w Układzie Słonecznym. Jednakże, jeżeli zwrócimy uwagę na nieliniowy człon oddziaływania (nawias kwadratowy w równaniu (50)), to okaże się, że jest on bardzo duży, tj. $rc^2 \sim H_0^{-2}$. Ten nieliniowy człon jest istotny nawet wówczas gdy pole grawitacyjne jest słabe. Jego interakcja z polem skalarnym prowadzi do ekranowania dodatkowego oddziaływania zwanego mechanizmem Vainshteina, o czym więcej powiem później.

Galileony, teoria Hordenskiego i jej rozszerzenia. Nieliniowy człon oddziaływania jaki pojawia się w modelu brany DGP posiada bardzo specjalną własność [47]. By ją zobaczyć zacznijmy od tego, że równanie ruchu pola skalarnego w płaskiej czasoprzestrzeni można wyprowadzić z całki działania :

$$S_{nie-liniowy} = \int d^4x \frac{1}{\Lambda_3} \square \varphi (\partial \varphi)^2 \quad (53)$$

Na pierwszy rzut oka wygląda na to, że taka lagrangian takiej postaci jak powyższa prowadzić będzie do równania ruchu dla pola skalarnego zawierającego pochodne wyższych rzędów. Tak jednak nie jest i tutaj napotkamy tylko pochodne co najwyżej drugiego rzędu, co można zauważyć analizując równanie (50). Powyższa całka działania odznacza się jeszcze następującą symetrią pola skalarnego

$$\partial_\mu \varphi \rightarrow \partial_\mu \varphi + c_\mu, \quad (54)$$

gdzie c_μ jest pewnym stałym wektorem. Z uwagi na podobieństwo tej symetrii to symetrii translacyjnej jaka występuje w grawitacji newtonowskiej, pole skalarne opisane całką (53) nazywane jest *galileonem* [48]. Dalej warto zauważyć, że dla 4-wymiarowej czasoprzestrzeni istnieją tylko trzy jednoznaczne lagrangiany, w dodatku do kinetycznego członu kanonicznego, które dają równania ruchu galileonu z pochodnymi co najwyżej drugiego rzędu:

$$L_{gal}^3 = \frac{-1}{2} (\partial \varphi)^2 \square \varphi, \quad (55)$$

$$L_{gal}^4 = \frac{-1}{2} (\partial \varphi)^2 [(\square \varphi)^2 - (\partial_\mu \partial_\nu \varphi)^2], \quad (56)$$

$$L_{gal}^5 = \frac{-1}{2} (\partial \varphi)^2 [(\square \varphi)^3 - 3 \square \varphi (\partial_\mu \partial_\nu \varphi)^2 + 2 (\partial_\mu \partial_\nu \varphi)^3]. \quad (57)$$

W ogólności można znaleźć wiele innych wyrażań dla tych samych całek działania, które są powiązane za pomocą formuły całkowania po częściach. Jak wykazano w [48] oddziaływania w modelach galileonów można wyrazić przez Lagrangian w granicy krótko-zasięgowego konformalnie niezmienniczego pola skalarne. Z uwagi na tę konformalną niezmienniczość, możemy oczekiwać, że maksymalnie-symetryczne rozwiązania takich modeli będą zawierać klasę samo-przyspieszających czasoprzestrzeni de Sittera opisująca próżnię modelu. W szczególności klasa modeli wszechświatów brany (DGP) ma swoje odpowiedniki w modelach galileonu.

Opis teorii galileonów nie byłby kompletny, gdybyśmy nie podali rozwiązań dla przestrzeni zakrzywionych. W przestrzeni zakrzywionej, jeżeli podejmiemy próbę naiwnej kowariantyzacji działania zastępując pochodne cząstkowe pochodnymi kowariantnymi, to uzyskamy równania ruchu, które zawierają pochodne metryki trzeciego rzędu dla galileonów czwartego (L_4) i piątego stopnia (L_5) (zobacz [49]). W ogólności, teorie z pochodnymi metryki wyższych rzędów prowadzą do niestabilnych rozwiązań, które nazywane są tzw. „duchami Ostrogradskiego”. Teorie $f(R)$ unikają tych niestabilności, gdyż tam równania ruchu można przepisać (za pomocą pola skalarne) do takich postaci by zawierały pochodne tylko drugiego rzędu. W przypadku teorii galileonów wprowadza się tzw. „człony kontrujące” by wyrugować z równań pochodne trzeciego rzędu. Procedura ta prowadzi do uzyskania całki działania opisująca modele Horndeskiego [50]. Zainteresowanemu czytelnikowi polecam lekturę [51] pokazująca jak działanie teorii galileonu jest równoważne teorii Horndeskiego.

4.2.7. Mechanizm ekranowania

Rozważania ogólne. Z powyższego pobieżnego przeglądu modeli grawitacji wychodzących poza standardowe OTW widać wyraźnie, że podstawowym problemem jaki napotykamy, gdy próbujemy użyć tych teorii jako alternatywnego wytłumaczenia przyspieszonej ekspansji, są bardzo rygorystyczne ograniczenia na odchyłki od OTW. Ograniczenia takie płyną z obserwacji prowadzonych w Układzie Słonecznym [38] jak również z analizy charakterystyki odebranych sygnałów fal grawitacyjnych [14]. W przypadku najprostszego modelu Bransa-Dicke'go, gdy tylko zastosujemy ograniczenia obserwacyjne do parametrów modelu, nie pozostaje w zasadzie żadnego miejsca na jakiegokolwiek modyfikacje grawitacji, które miałyby wpływ na skale kosmologiczne. Jedną z możliwości na wykonanie teoretycznego uniku, jest dopuszczenie łamania zasady równoważności. Precyzyjne pomiary z Układu Słonecznego, czy z obserwacji Kilonowy, pochodzą od obiektów zbudowanych z materii barionowej. Jeżeli dodatkowe stopnie swobody modelu sprzęgają się tylko do ciemnej materii omijając pola barionowe, to ograniczenia wynikające z obecnych pomiarów nie będą się stosować i możliwe będą zauważalne modyfikacje grawitacji na skalach kosmologicznych. Taka klasa modeli jest znana pod nazwą modeli oddziałującej ciemnej energii, gdzie w układzie Einsteina pole skalarne sprzęga się tylko do ciemnej materii [52].

Jeżeli jednak nie chcemy teorii dopuszczającej łamanie zasady równoważności (co do zachowania której mamy skądinąd również obserwacyjne ograniczenia patrz [53]), to musimy wyposażyć teorie w mechanizm tłumiący odstępstwa od OTW w małych skalach. Taka cecha teorii nazywany jest w literaturze mechanizmem ekranowania. Zazwyczaj ekranowanie propagacji

dotychczasowej piątej siły⁹ wynika z faktu, że dodatkowe stopnie swobody teorii (zazwyczaj reprezentowane przez dodatkowe pole skalarne) podlegają nieliniowemu równaniu ruchu, gdzie członem źródłowym jest lokalna gęstość. Gęstość materii we Wszechświecie potrafi zmieniać się o wiele rzędów wielkości. Np. gęstość krytyczna, charakterystyczna dla struktury wielkoskalowej, wynosi 10^{-29}g/cm^3 , zaś gęstości typowe dla wewnętrznych obszarów galaktyk to $\sim 10^{-24}\text{g/cm}^3$. Z kolei gęstość Słońca to już 10g/cm^3 . Jeżeli zatem rozważymy różne gęstości w stosunku do gęstości krytycznej Wszechświata to okaże się, że kontrast gęstości obiektów i układów astrofizycznych z jakich pochodzą nasze testy obserwacyjne grawitacji jest znacznie większy od jedności. Mechanizm ekranowania większości teorii zmodyfikowanej grawitacji wykorzystuje nieliniową zależność pola skalarne od lokalnej gęstości tak by zachowanie pola skalarne zmieniało się od skal Układu Słonecznego do skal kosmologicznych.

Klasyfikacja mechanizmów ekranowania.

Zacznijmy od naszkicowania ogólnego lagrangianu dla kosmologicznego pola skalarne

$$L = -\frac{1}{2} D^{\mu\nu}(\varphi, \partial\varphi, \partial^2\varphi) \partial_\mu\varphi \partial_\nu\varphi - V(\varphi) + \beta(\varphi) T^\mu_\nu, \quad (58)$$

gdzie $D^{\mu\nu}$ utożsamia wszystkie różniczkowe samo-oddziaływania pola skalarne, $V(\varphi)$ to jego potencjał, zaś $\beta(\varphi)$ jest funkcją sprzęgającą, w końcu T^μ_ν jest śladem tensora energii-pędu. By zapewnić, że teoria będzie wolna od duchów Ostrogadskiego, musimy żądać by człon $D^{\mu\nu}$ zawierał pochodne do rzędu nie większego niż drugi włącznie. W przypadku gdy rozważymy tylko nierelatywistyczną materię, dla której $T^\mu_\nu = -\rho$, dynamika pola skalarne będzie zależna od lokalnej gęstości w systemie. Rozważmy teraz pole skalarne tła $\bar{\varphi}$, które jest zależne od lokalnej gęstości w systemie. Dynamika zaburzeń wobec tego pola tła będzie w ogólności wyznaczona przez trzy parametry powyższego lagrangianu: człon masowy pola, $m(\bar{\varphi})$, funkcję sprzęgającą, $\beta(\bar{\varphi})$, oraz funkcję zawierającą człony kinetyczne, $D^{\mu\nu}(\bar{\varphi})$. Te trzy człony wyznaczają trzy różne sposoby na które można zrealizować mechanizm ekranowania dla pola skalarne opisanego przez lagrangian (58):

1. Umasowienie pola:

jeżeli masa fluktuacji pola $m^2(\bar{\varphi})$ staje się duża w obszarach o dużej gęstości, to pole skalarne nie może się propagować na skalach większych od swojej długości Comptona,

$$\lambda_c \sim m(\bar{\varphi})^{-1}. \quad \text{Wówczas dodatkowa siła przenoszona przez pole skalarne jest wytłumione}$$

członem Yukawy na skalach większych od λ_c . Zauważmy jednak, że w obszarach, gdzie gęstość jest mała (jak np. w strukturach wielkoskalowych) masa fluktuacji pola skalarne staje się mała, co pozwala polu na przenoszenie piątej siły, która objawiać się może jako znacząca modyfikacja prawa ciężenia. Ten efekt fizyczny jest wykorzystywany w mechanizmach ekranowania typu kameleon [42].

9 „Piąta siła” to nieniuonowska siła skalarne, która pojawia się na skutek propagacji w czasoprzestrzeni dodatkowych stopni swobody teorii.

2. Słabe sprzężenie do pól materii:
jeżeli człon $\beta(\bar{\varphi})$ sprzęgający oddziaływania pola skalarnego do materii jest mały w obszarach o dużej gęstości, to dodatkowe oddziaływanie skalarne jest słabe i modyfikacje do prawa ciężenia są stłumione. W obszarach o niskiej gęstości człon sprzęgający rośnie i dodatkowe oddziaływanie może osiągać siłę porównywalną z siłami grawitacji, co odpowiada znaczącej modyfikacji grawitacji. Ten efekt jest wykorzystywany przez mechanizmy ekranowania typu dylatonu [54] i symetronu [55].
3. Duży człon kinetyczny:
jeżeli w obszarach o dużej gęstości uczynimy człon samo-oddziaływań różniczkowych $D^{\mu\nu}(\bar{\varphi})$ dużym, to sprzężenie się do pól materii jest efektywnie wytłumiane. Są dwa sposoby by uczynić by człon kinetyczny przyjmował odpowiednio duże wartości. Pierwszym jest założenie, że pierwsze pochodne pola są duże. Ten sposób jest wykorzystywany przez mechanizm k-muflażu [56]. Drugi sposób, który pojawia się w mechanizmie Vainshteina [57] wykorzystuje dużą wartość drugich pochodnych pola w obszarach o dużej gęstości.

4.3 Testy teorii grawitacji na skalach kosmologicznych.

Z powyższych rozważań wyłania się jasny obraz, że sygnatury nowej fizyki modeli zawierających dodatkowe oddziaływanie przenoszone przez pole skalarne należy szukać na skalach międzygalaktycznych i kosmologicznych. Dodatkowe oddziaływanie może dać mierzalne odchyłki we własnościach wielkoskalowej struktury Wszechświata wszędzie tam, gdzie mechanizm ekranowania nie tłumi mocno dodatkowych stopni swobody modelu. Istnienie dodatkowej piątej siły działającej przez jakiś okres kosmicznej ewolucji na cząstki materialne powinno się odcisnąć przede wszystkim w tempie powstawania kosmicznych struktur. Z drugiej strony wszystkie rozważane modele zmodyfikowanej grawitacji powinny się charakteryzować takim samym, bądź bardzo bliskim OTW globalnym tempem ekspansji, która w świetle ścisłych danych obserwacyjnych jawi się obecnie jako jeden z kosmicznych niezmienników. Toteż głównym obszarem testów OTW oraz poszukiwania śladów alternatywnych teorii jest tempo wzrostu i własności wielkoskalowej struktury Wszechświata.

Za powstawanie wielkoskalowej struktury odpowiedzialny jest mechanizm niestabilności grawitacyjnej. Teoria ta opisuje jak z pierwotnych maleńkich zaburzeń gęstości przez ponad 13 miliardów lat kosmicznej ewolucji grawitacja wyrzeźbiła obserwowaną w przeglądach galaktyk na największych skalach strukturę kosmicznej sieci. Grawitacyjna kontrakcja pierwotnych adiabatycznych zaburzeń gęstości o rozkładzie Gaussa prowadzi do powstawania charakterystycznych struktur takich jak kosmiczne włókna, w punktach przecięcia których znajdują się gromady galaktyk oraz cienkie ściany, pomiędzy którymi okalające wielkie kosmiczne pustki.

By zobaczyć jakie obserwacyjne efekty mogą być ewentualnie użyte do testów spójności OTW oraz do poszukiwania sygnatury ZG odwołamy się do aparatu liniowej teorii zaburzeń. W każdym modelu mającym globalną ewolucję zgodną z LCDM możemy opisać globalną ekspansję oraz narastanie struktur poprzez dwa równania

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_T, \quad (59)$$

$$\frac{k^2}{a^2} \Phi = 4\pi G \rho_T \delta_T, \quad (60)$$

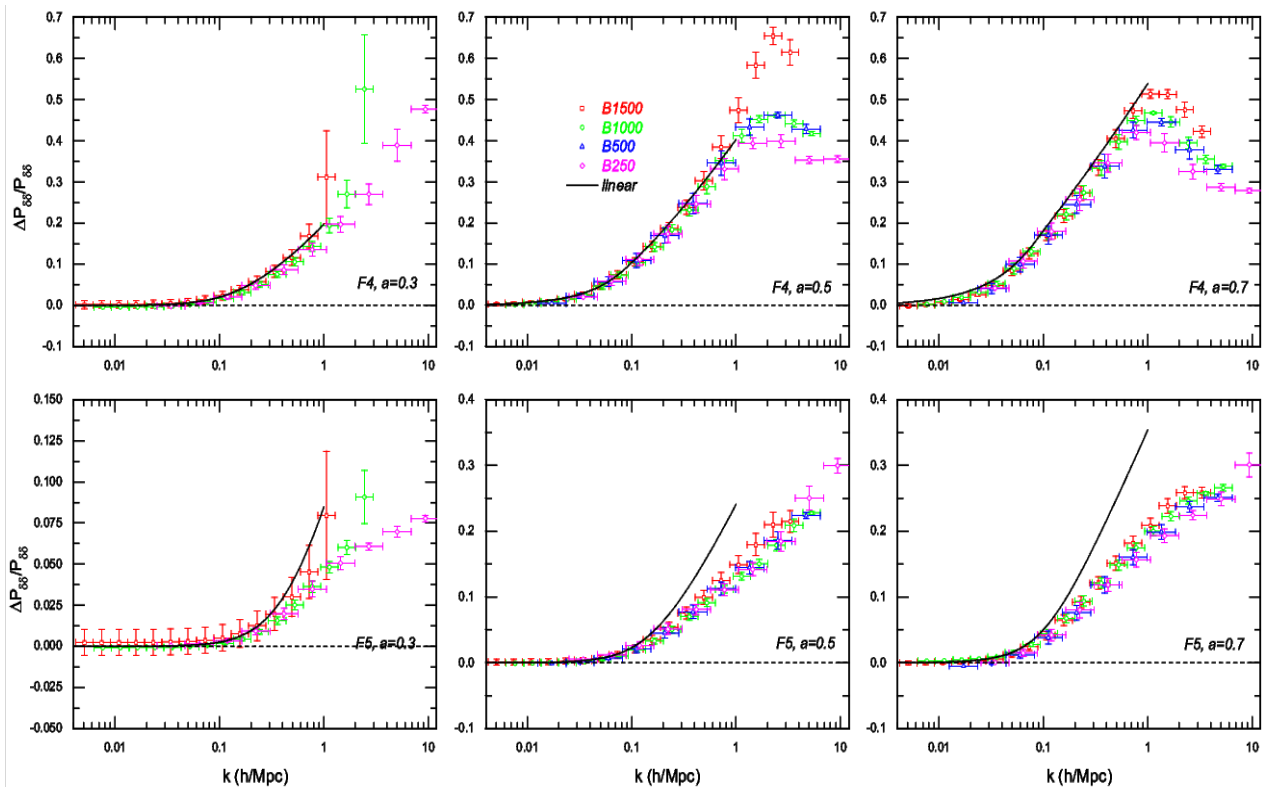
gdzie ρ_T jest całkowitą gęstością energii, zaś δ_T jest jej zaburzeniem w układzie współrzędnych współporuszających. Dla uproszczenia równań i notacji od razu zastosowaliśmy zapis równań w przestrzeni Fouriera. By domknąć układ równań stosujemy zasadę zachowania energii do wszystkich składników tensora energii-pędu. Dla dalszych rozważań założymy, że składnikiem dominującym gęstość energii Wszechświata jest gęstość ciemnej materii ($\rho_T = \rho_m, \delta_T = \delta_m$). Pomijamy wkład od barionów i od ciemnej energii, co w liniowym reżimie jest jeszcze do przyjęcia. Wówczas z równania ciągłości (zachowanie masy i energii) i Eulera (zachowanie pędu), uwzględniając (59) i (60) dostaniemy

$$\dot{\delta}_m + \frac{1}{a} \theta_m - 3\dot{\Psi} = 0, \quad (61)$$

i

$$\dot{\theta}_m + H \theta_m - \frac{k^2}{a} \Phi = 0, \quad (62)$$

gdzie przez $\theta_m \equiv \nabla \cdot \vec{v}_m / (aH_0)$ oznaczyliśmy przeskalowaną dywergencję pola prędkości swoistych (tzw. bezwymiarowy skalar ekspansji). Na skalach mniejszych niż horyzont Hubble'a



Ilustracja 2: Ewolucja względnego ekscesu widma mocy gęstości w symulacjach dwóch wariantów modelu $f(R)$.

Ψ jest pomijalnie małe. Co pozwala nam ostatecznie znaleźć równanie drugiego rzędu opisujące ewolucję czasową modów Fouriera zaburzeń gęstości

$$\delta_m'' + 2H\delta_m' = -\frac{k^2}{a^2}\Phi. \quad (63)$$

Równanie to opisuje jak w reżimie liniowym niewielkie początkowe zaburzenia gęstości, δ_m , narastają w czasie pod działaniem newtonowskiego potencjału grawitacyjnego Φ . Tempo narastania takich zaburzeń wyraża się przez ztw. parametr wzrostu f (z ang. *growth rate*), który jest pochodną logarytmiczną rosnącego rozwiązania równania (63)

$$f \equiv \frac{d \log \delta_m}{d \log a}. \quad (64)$$

W końcu w reżimie liniowym z równania ciągłości wynika, że zaburzenia gęstości i prędkości swoje są ze sobą związane

$$\delta_m' + \frac{1}{a} \vec{\nabla} \cdot [(1 + \delta_m) \vec{v}_m] = 0. \quad (65)$$

Uwzględniając zatem równania (61)-(65) dostaniemy relację różniczkową pomiędzy kontrastem gęstości a prędkościami swoistymi w reżimie liniowym

$$\theta_m = -f \delta_m. \quad (66)$$

Z tej relacji wynika, że po wycalkowaniu po danym (odpowiednio dużym) elemencie przestrzeni wielkoskalowe wektory prędkości i przyspieszenia powinny być współliniowe. W końcu zaś w używanym powszechnie z uwagi na niezwykłą wygodę formalizmie Fouriera, odpowiednie widma mocy materii i dywergencji prędkości będą do siebie proporcjonalne, toteż zachodzi

$$\text{jeżeli: } \vec{v}_m(\vec{k}) = aH_0 \frac{i\vec{k}}{k^2} \theta_m(\vec{k}), \quad (67)$$

$$\text{i } P(\vec{k}) = \langle \delta_m(\vec{k}) \delta_m^*(\vec{k}) \rangle, \text{ oraz } P_{\theta\theta}(\vec{k}) = \langle \theta_m(\vec{k}) \theta_m^*(\vec{k}) \rangle, \quad (68)$$

$$\text{wówczas } P(k) = f^{-2} P_{\theta\theta}(k). \quad (69)$$

Gdzie w ostatnim równaniu wykorzystaliśmy fakt, że dla globalnie izotropowego Wszechświata średnia po zespole dla trójwymiarowego wektora zależy tylko od jego liczby falowej, tj. $P(\vec{k}) = P(|\vec{k}|) \equiv P(k)$.

Widzimy zatem, że modyfikacje OTW (w reżimie, gdzie nie działa efektywnie mechanizm ekranowania) przewidują również modyfikację parametru wzrostu. Zatem w ogólności możemy oczekiwać, że modyfikacje potencjału i pojawianie się dodatkowego skalarnego oddziaływania będzie modyfikować zarówno tempo narastania i własności związanych grawitacyjnie struktur jak i amplitudę wielkoskalowych przepływów.

Istnieje kilka różnych obserwabl kosmologicznych, które powinny być czułe na modele ZG. Statystyka kosmicznego promieniowania tła (CMB – z ang. *cosmic microwave background*), blasku supernowych (SNe – z ang. *supernovae*) i barionowych oscylacji akustycznych (BAO – z ang. *baryon acoustic oscillations*) pozwalają mierzyć odległości w największych skalach kątowych, toteż dostarczają informacji o historii ekspansji Wszechświata $H(z)$. Słabe soczewkowanie grawitacyjne (WL – z ang. *weak lensing*) mierzy statystyczny sygnał zaburzenia kształtów galaktyk na skutek grawitacyjnego ugięcia promieni świetlnych, moc którego zależy od tzw. potencjału soczewkującego $\Psi + \Phi$. Zmiana w czasie potencjału soczewkującego zmienia temperaturę fotonów CMB poprzez całkowity efekt Sachs-Wolfe'a (ISW). Rozmieszczenie i klastering galaktyk w przestrzeni jest pochodną lokalnej gęstości ciemnej materii, ale galaktyki są obciążonym estymatorem δ_m i w ogólności nie jest prosto wyznaczyć parametr obciążenia dla danej próbki galaktyk. W końcu prędkości swoiste galaktyk powinny być zgodne z prędkościami elementów płynu ciemnej materii, θ_m , co jest w dobrym przybliżeniu zachodzi w reżimie liniowym, gdzie przepływy mają charakter tylko potencjalny (znika wirowość i lokalna dyspersja prędkości). Toteż pomiar własności statystycznych prędkości swoistych galaktyk również powinien umożliwić pomiar parametru f . W szczególności szeroko stosowaną metodą jest pomiar statystyki zaburzeń grupowania galaktyk w przestrzeni redshiftów (RSD - z ang. *redshift space distortions*). Gdzie obserwowana anizotropia 2-punktowej statystyki korelacyjnej zależy od mocy wielkoskalowych przepływów (wielkoskalowa struktura) i nieliniowych ruchów wewnątrz zwiralizowanych obszarów (gromady i grupy galaktyk). Jednakże pomiary parametru wzrostu przy użyciu metody RSD wymagają użycia mapowania pomiędzy modelami teoretycznymi a obserwacjami. Takie mapowanie jest skomplikowaną funkcją, która w ogólności zależy od przyjętego modelu grawitacji, efektywności procesów galaktykotwórczych oraz nieliniowej dyspersji prędkości.

Wszystkie wspomniane w ostatnim akapicie metody mają teoretycznie moc wyznaczenia na różnych skalach i z różną czułością ograniczeń obserwacyjnych na parametry ZG jak i testów spójności OTW i Λ CDM. W praktyce jednak z uwagi na wysoce nieliniowy charakter równań ZG oraz inne nieliniowe procesy np. związane z fizyką barionową powodują, że konstrukcja i implementacja czułych testów obserwacyjnych OTW i ZG jest wysoce skomplikowanym i trudnym zagadnieniem, które w ostatnich latach jest przedmiotem intensywnych badań.

Poniżej w opisie szczegółowym cyklu publikacji składających się na osiągnięcie habilitacyjne nakreślam własne próby podjęcia tej arcyważnej i wymagającej tematyki badawczej.

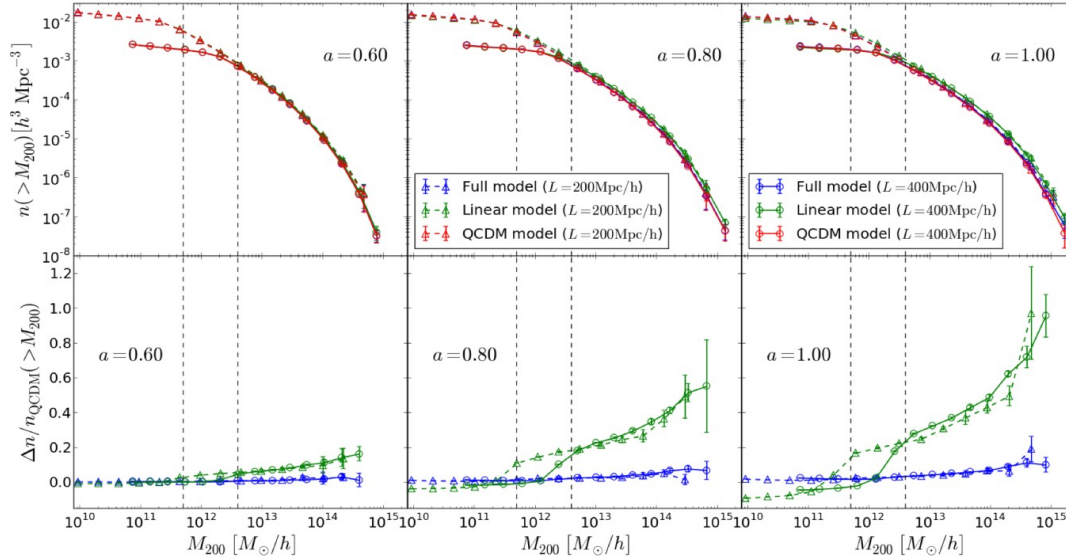
4.4. Szczegółowe problemy omawiane w cyklu publikacji.

4.4.1 Praca [H1]: „*The non-linear matter and velocity power spectra in $f(R)$ gravity*” [Nieliniowe widma mocy gęstości i prędkości dla grawitacji $f(R)$]

W świetle problemów z konstrukcją jednoznacznych i ostrych testów teorii grawitacji na skalach kosmologicznych i międzygalaktycznych, o których pisałem w ostatnim akapicie wcześniejszego punktu, kluczowe jawi się badanie i modelowanie procesu powstawania struktur w modelach ZG na skalach nieliniowych. Po pierwsze dlatego, że na tych skalach zachodzą najważniejsze procesy odpowiedzialne za formowanie się i ewolucję galaktyk, oraz dlatego, że to w

nieliniowym reżimie właśnie mechanizmy ekranowania dodatkowego zyskują odpowiednią skuteczność.

W pracy [H1] za cel postawiliśmy sobie zbadanie z niedostępną wcześniej rozdzielczością



Ilustracja 3: Całkowa funkcja mas halo CM dla trzech etapów ewolucji (górne panele).

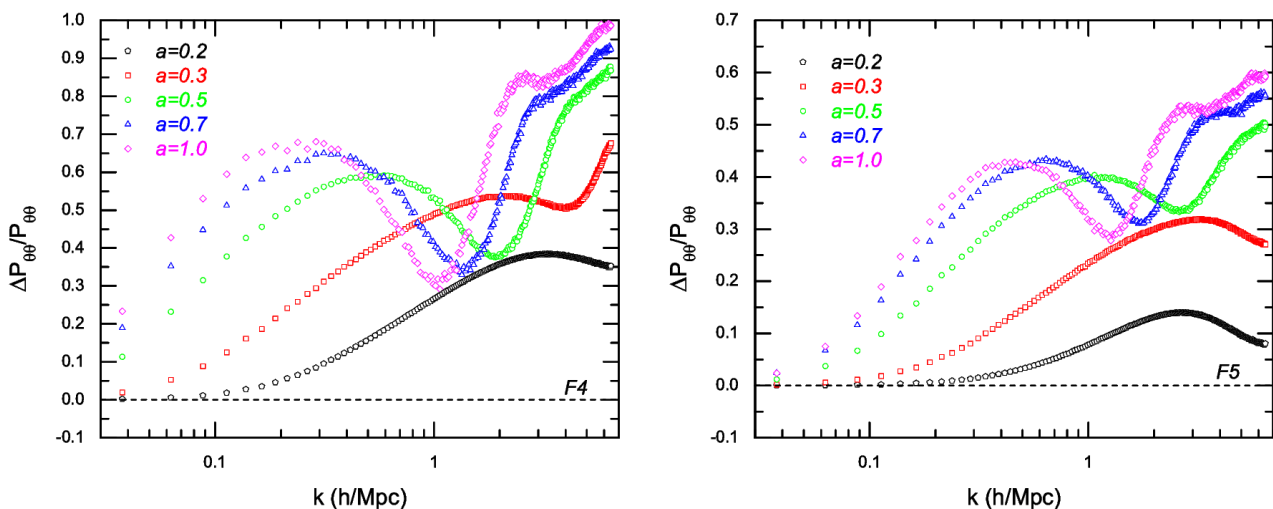
Odpowiadająca różnica względna w stosunku do model QCDM (dolny rząd paneli).

procesu powstawania struktur i ewolucji kosmicznych pól gęstości i prędkości w popularnym modelu $f(R)$. Ponieważ model ten jest wyposażony w mechanizm ekranowania typu kameleon, jego odpowiednio dokładne i fizycznie poprawne modelowanie jest zadaniem bardzo trudnym. Do tego zadania użyliśmy dopiero co wówczas ukończonego kodu ECOSMOG autorstwa jednego z naszych współpracowników (prof. Baojiu Li). Kod ECOSMOG pozwala na badanie grawitacyjnej ewolucji za pomocą metody połączenia metody siatkowej i N-ciałowej. Część kodu opierająca się o eulerowski opis własności pól fizycznych na oczkach siatki została wyposażona w odpowiednio dokładny moduł do rozwiązywania nieliniowych równań ruchu dla pola skalarnego (skalronu) za pomocą metody relaksacji dynamicznej Guassa-Siedel'a na wielosiatce. Użycie wielo-siatki (z ang. *multigrid*) pozwoliło po raz pierwszy osiągnąć wysoką rozdzielczość modelowanych układów, co wcześniej w literatury było bardzo ograniczone z uwagi na używanie siatki o komórkach tylko pojedynczego rozmiaru.

W pracy zbadaliśmy kształt i ewolucje widm mocy gęstości i dywergencji prędkości materii w klasie modeli ZG typu $f(R)$ w reżimie nieliniowym. Do analizy użyliśmy serii specjalnie zaprojektowanych symulacji N-ciałowych o wysokiej rozdzielczości. W badaniach zaimplementowaliśmy lagrangian typu $f(R)$ zaproponowany przez [42], gdzie by ustalić postać swobodnej funkcji $f(R)$ przyjęliśmy $n=1$ [patrz równanie (43)]. Taki wybór pozostawia tylko jeden wolny parametr dla teorii, a mianowicie $|f_{R_0}|$, który określa obecną (dla $z=0$) wartość parametru $|f_R|$ dla kosmologicznego tła. W naszych badaniach rozważyliśmy trzy warianty modelu z $|f_{R_0}| = 10^{-4}, 10^{-5}$ oraz 10^{-6} . Dla ułatwienia notacji te trzy warianty modelu będziemy oznaczać odpowiednio F4, F5 i F6. Wartość $|f_R|$ kontroluje siłę z jaką działa mechanizm kameleonu: im mniejsze jest $|f_R|$ tym efektywniejszy jest mechanizm a zatem słabsza i bardziej stłumione piąte (skalarne)

oddziaływanie. Ponieważ w modelach tego typu wartość $|f_R|$ rośnie w ogólności z kosmicznym czasem, toteż większa wartość $|f_{R_0}|$ oznacza, że dodatkowe oddziaływanie skalarnie przestaje być ekranowane na wcześniejszych etapach ewolucji Wszechświata.

W symulacjach kosmologicznych pojawiają się niefizyczne efekty związane z ich skończoną rozdzielczością (masy i siły) oraz skończonymi rozmiarami domeny obliczeniowej. By zbadać i dokładnie oznaczyć skalę i siłę tych efektów wykonaliśmy serię symulacji różniących się rozdzielczością i rozmiarami pudeł obliczeniowych. Symulacje wykazały, że na największych zbadanych skalach widmo mocy fluktuacji gęstości w modelu $f(R)$ jest zgodne i pokrywa się z widmem standardowego modelu LCDM. Nie jest to niespodzianką, gdyż te największe skale są daleko większe niż zasięg oddziaływań skalarnych w modelu. Na małych (z kosmologicznego punktu widzenia) skalach widmo mocy materii uzyskuje nietrywialne kształty, których cechy silnie zależą od kosmicznego czasu i od wybranego parametru $|f_{R_0}|$. Jest to unikalna cecha tej klasy modeli ZG (patrz ilustracja 2). W pracy podkreśliliśmy również, że w przypadku ewolucji zaburzeń gęstości (i tym bardziej prędkości) liniowa teoria zaburzeń jest złym i niedokładnym przybliżeniem, nawet na wielkich skalach. To było bardzo dobitnie widoczne zwłaszcza dla modeli z $|f_{R_0}|$ równym 10^{-5} oraz 10^{-6} , gdzie mechanizm kamelony jest silny, co znacząco wzmacnia nieliniowy charakter równań pola skalarnego. Ten przyczynek dobitnie podkreślał, że należy zachować daleko idącą rezerwę w używaniu liniowego rachunku zaburzeń w badaniach nad modelami typu $f(R)$. W ogólności w studiowaniu implikacji dla powstawania kosmicznych struktur w tych modelach należy odwoływać się do symulacji N-ciałowych wysokiej rozdzielczości.



Ilustracja 4: Ewolucja czasowa ekscesu amplitudy widma mocy dywergencji prędkości względem modelu wzorcowego LCDM. Po lewej panel dla modelu F4, po prawej dla F5.

W pracy wykazaliśmy również, że największe wyzwanie w numerycznym modelowaniu modeli grawitacji $f(R)$ (oraz w zasadzie każdej innej nieliniowej modyfikacji całki działania Einsteina-Hilberta) polega na tym, że piąta siła staje się bardzo słaba w regionach o wysokiej gęstości, gdzie konieczne jest uzyskanie wysokiej rozdzielczości modelowania. W pracy pokazaliśmy, że gdy rozdzielczość masy i sił nie jest odpowiednio wysoka, wówczas amplituda zaburzeń gęstości może być niedoszacowana, co z siły konstrukcji mechanizmu ekranowania

prowadzi do przeszacowania siły oddziaływania skalarnego. Gdy tylko takie zjawiska się pojawią zaczynają one oddziaływać na wiele regionów w symulacji, co prowadzi do poważnego obciążenia błędami jej wyników.

Innym bardzo istotnym wynikiem w pracy było wykazanie, że efekty związane dodatkowym oddziaływaniem skalarnym w modelu $f(R)$ są znacznie silniejsze i donioślejsze dla pola prędkości swoistych niż to co obserwowaliśmy dla pola gęstości materii. Nasze badania pokazały dobitnie, że widmo mocy dywergencji prędkości w modelach $f(R)$ może odbiegać od modelu wzorcowego LCDM o czynnik dwukrotnie większy niż w przypadku widma mocy fluktuacji gęstości (patrz ilustracja 4). Co więcej, kształt i ewolucja widma mocy θ_m , mimo że też zależą silnie od wartości $|f_{R_0}|$, to jakościowo i ilościowo znacząco różnią się od tego co obserwujemy dla δ_m .

Skomplikowaną zależność widm mocy dywergencji prędkości i fluktuacji materii od parametru $|f_{R_0}|$ i od czasu można w prostszy sposób zrozumieć, jeżeli przyjmiemy, że ta zależność dotyczy tylko jednej wielkości – lokalnej amplitudy piątej siły. W pracy pokazaliśmy, że kształty amplitud widm mocy dla modeli z różnymi $|f_{R_0}|$ w zasadzie ewoluują wzdłuż tej samej trajektorii. Modele z mniejszą wartością $|f_{R_0}|$, w których dodatkowa siła skalarna jest wytłumiona przez dłuższy okres, charakteryzują się całościową ewolucją widm mocy, która wygląda analogicznie do modeli z wyższą wartością parametru, ale jest opóźniona w czasie. Co można na przykład zauważyć na wykresach zamieszczonych w ilustracji 4, gdzie dla F5 $\Delta P_{\theta\theta}/P_{\theta\theta}$ dla $a=1$ wygląda jak wynik dla modelu F4, lecz dla wcześniejszej chwili ewolucji z $a=0.7$.

W pracy zaproponowaliśmy również wyjaśnienie zmierzonych kształtów amplitudy i ich ewolucji czasowej dla widma mocy w oparciu o obserwacje z powyższego akapitu. Obserwacja ta mówi, że doliny i grzbiety jakie obserwujemy w kształcie $\Delta P_{\theta\theta}/P_{\theta\theta}$ są wynikiem tego, że struktury kosmiczne kształtują i powstają wcześniej, niż ich odpowiedniki w modelu z grawitacją OTW. Ta konstatacja wyjaśnia również zjawisko zaobserwowane przez [58], gdzie $\Delta P_{\delta\delta}/P_{\delta\delta}$ najpierw rośnie w miarę wzrastającego numeru liczby falowej k (a zatem malejącej skali przestrzennej), zaś później amplituda ekscesu względem LCDM uzyskuje pik, który formuje się na skali k^* odpowiadającej charakterystycznej wielkości związanych grawitacyjnie zgęstków ciemnej materii w danej epoce kosmicznej.

W pracy [H1] skupiliśmy się głównie na teoretycznych aspektach widm mocy kosmicznych pól w modelach z grawitacją typu $f(R)$. Wyniki ich jakościowej analizy okazały się charakteryzować dużą dozą ogólności, gdyż wdg obrazu nakreślonego przez mechanizmy, których wyjaśnienie zawarliśmy w pracy, podobnymi cechami powinna charakteryzować się ewolucja klasteringu materii i narastania prędkości swoistych w każdej teorii ZG, która zawiera mechanizm ekranowania piątek siły o podobnych teoretycznych cechach jak kameleon (czyli np. dla modeli z mechanizmem symetronu czy dylatonu). Próba czasu pokazała, że wyniki z pracy [H1] mają rzeczywiście uniwersalny charakter i dają się odnieść do całej dużej klasy modeli ZG. Co więcej analiza i obserwacje z tej pracy dały podwaliny pod cały szereg dalszych badań (których część opisuję w następnych pracach z cyklu habilitacyjnego) zmierzających do lepszego poznania konsekwencji modyfikacji grawitacji dla powstawania wielkoskalowej struktury oraz formowania się galaktyk i dla poszukiwania obserwacyjnych sygnałów takich modyfikacji OTW.

4.4.2 Praca [H2]. „*Nonlinear structure formation in the cubic Galileon gravity model*” [Powstawanie struktur w grawitacji Galileonu 3-go stopnia w reżimie nieliniowym]

W pracy [H2] zawarliśmy wyniki i ich omówienie szerokiej analizy symulacji powstawania struktur w reżimach liniowym i nieliniowym w modelu grawitacji z nieliniowym polem galileonu trzeciego stopnia (z ang. *cubic Galileon*). Do przeprowadzenia symulacji użyliśmy zmodyfikowanej wersji kodu ECOSMOG zdolnej do całkowania nieliniowych równań ruchu pola galileonu. Symulacje przedstawione w pracy były wówczas pierwszymi na świecie, jeżeli chodzi o tą klasę modeli. Model galileonu 3-go (3G) stopnia zalicza się do teoretycznie spójnej podgrupy najbardziej ogólnie kowariantnej teorii galileonu. Jako taki, ten model zawiera w sobie mechanizm Vainshteina, który ekranuje modyfikacje grawitacji na małych skalach. Model galileonu 3-go stopnia w wielu swoich aspektach jest podobny do modelu grawitacji wszechświata brany DGP. Na przykład, równania jakie trzeba rozwiązać w toku liczenia symulacji mają taką samą strukturę jeżeli chodzi o człony zawierające pochodne przestrzenne pola, różniąc się jedynie ewolucją czasową współczynników skalujących. Zaletą i przewagą modelu, który był przedmiotem badań w tej pracy nad modelem DGP było to, że potrafił on wyjaśnić obserwowaną przyspieszoną ekspansję Wszechświata bez uciekania się do ciemnej energii i bez pojawiających się często w modelach branowych niestabilności kinetycznych typu duch (z ang. *ghost instability*).

Nasze badania pokazały, że w reżimie liniowym, zmodyfikowana historia ekspansji (t.j. zależność $H(z)$ względem modelu LCDM) daje dominujący wkład w porównaniu do tego do piątej siły, jeżeli bierzemy pod uwagę modyfikację amplitudy widma mocy zaburzeń gęstości. Oddziaływanie skalarne, które staje się istotne dopiero na późnych etapach ewolucji ($a \gtrsim 0.5$), jest odpowiedzialne za zaledwie 5% wzrostu amplitudy δ^2 w stosunku do LCDM, co jest znacząco mniej niż wyznaczone przez nas 20% wzrostu widma mocy wynikającego ze zmienionej tempa ekspansji Hubble. Warto zauważyć, że ponieważ model galileonu odznacza się inną historią ekspansji tła niż model LCDM, za model wzorcowy w pracy przyjęliśmy wariant modelu z OTW o identycznej zależności $H(z)$. Taki model porównania nazwaliśmy QCDM. QCDM sam w sobie nie jest zgodny z częścią obserwacji astronomicznych i jest używany tylko jako przykład, który umożliwia odróżnienie, które efekty w modelu galileonu są powodowane istnieniem dodatkowego oddziaływania, a które wynikają li jedynie ze zmienionej postaci $H(z)$.

Równania ruchu dla skalarnego pola galileonu jakie rozwiązuje kod ECOSMOG wykorzystują przybliżenie kwazi-statyczne, które upraszcza ich postać i ułatwia szybkie wyszukiwanie rozwiązań. Przybliżenie to zakłada, że w warunkach kosmologicznych pochodne czasowe pola skalarnego są pomijalnie małe w porównaniu do pochodnych przestrzennych. W symulacjach kosmologicznych, gdzie krok czasowy jest stosunkowo duży (rzędu \sim milionów lat) to przybliżenie jest dobrze spełnione. Wykazaliśmy jednak, że użycie tego przybliżenia w procedurze rozwiązującej równania prowadzi do pewnego problemu. W obszarach o odpowiednio niższej niż średnia gęstości (takich jak np. wnętrza dużych pustek kosmicznych) mogą pojawić się komórki siatki dla których nie istnieją żadne rzeczywiste rozwiązania równania na wielkość piątej siły. Problem ten pojawia się również w modelach klasy DGP, nie jest jednak tak kłopotliwy jak w przypadku galileonów z uwagi na inną ewolucję czasową członów skalujących pochodne przestrzenne pola. By rozwiązać problem braku rzeczywistych rozwiązań zastosowaliśmy pewną sztuczną procedurę, polegającą na

przyjmowaniu za równe zero tych pierwiastkowanych wielkości, które inaczej przyjęłyby by wartości urojone. Takie bardzo sztuczne na pierwszy rzut oka rozwiązanie okazało się jednak wystarczająco poprawne w kontekście naszych symulacji. Wykazaliśmy to w pracy poprzez porównanie wyników rozwiązań pełnych równań (z procedurą zerującą urojoną siłę) z wynikami w modelu uproszczonym, gdzie równanie na siłę zostało zlinearyzowane (poprzez usunięcie mechanizmu Vainshteina). W modelu z liniowym równaniem na siłę problem urojonych rozwiązań nie występuje, gdyż amplitudy piątej siły nie liczy się w prost. W reżimie liniowym obliczenia dały bardzo dobrą zgodność.

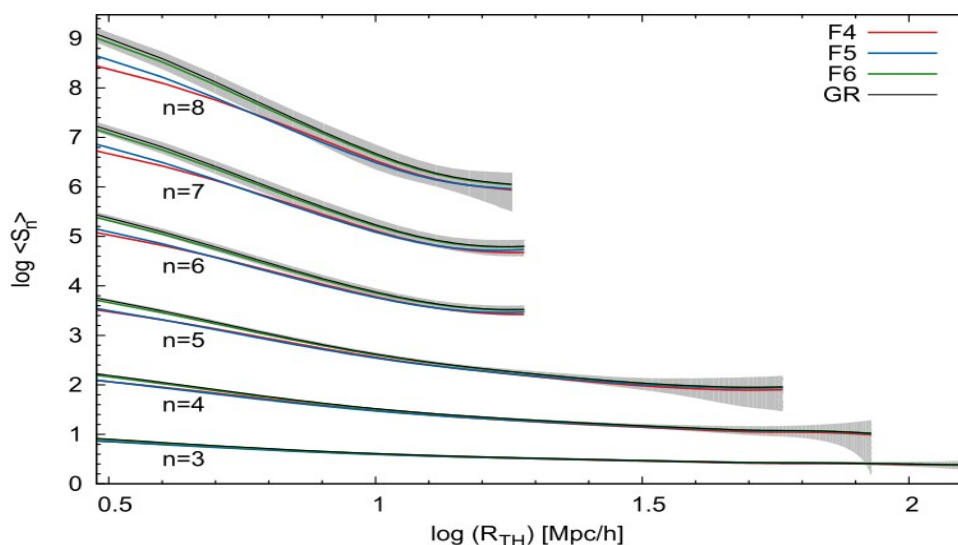
Wyniki zawarte w pracy [H2] wykazały wyraźnie, że nieliniowy mechanizm Vainshteina ekranowania siły skalarnej potrafi osiągać bardzo wysoką skuteczność tłumienia piątej siły. Na skalach odpowiadających zaburzeniom gęstości opisanym liczbami falowym rzędu $k \sim 1 h \text{Mpc}^{-1}$ nieekranowane oddziaływanie skalarne, które (dla chwili obecnej $a=1$) w przybliżeniu przyjmuje amplitudę dwukrotnie większą niż odpowiadająca newtonowska siła grawitacji, prowadzi do wzmocnienia amplitudy klasteringu materii o $\sim 300\%$ dla chwili obecnej. Gdy jednak uwzględnić w równaniach nieliniowy mechanizm Vainshteina, to wówczas jak pokazały nasze wyniki, widmo mocy fluktuacji materii w modelu Galileonu dla wszystkich epok nie odbiega od wzorcowego na żadnych skalach o bardziej niż $\sim 8\%$. Wynik ten wykazał, że z pośród wszystkich ówczesnie znanych i przebadanych modeli ZG, które posiadają mechanizm typu Vainshteina, modelu galileonu 3-go stopnia odznacza się najsilniejszym i najbardziej efektywnym ekranowaniem tego typu [48]. W pracy podaliśmy wyjaśnienie fizyczne tego faktu, polegające na obserwacji, że w modelu galileonu dodatkowe oddziaływanie skalarne jest bardzo słabe (fluktuacje przestrzenne pola skalarne są małe) przez większą część ewolucji Wszechświata. Piąta siła może nabrać odpowiedniej magnitudy dopiero na znacząco późnych etapach ewolucji, kiedy to już promień Vainshteina dla większości związanych grawitacyjnie obiektów w Kosmosie jest odpowiednio duży, co powoduje, że ekranowanie staje się bardzo efektywne.

Ta bardzo duża wydajność mechanizmu ekranowania w badanym modelu została również potwierdzona przez naszą analizę funkcji mas halo (zgęstek) ciemniej materii. Na przykład, dla chwili $a=1$, gęstość liczbowa halo o masach rzędu mas gromad galaktyk i większych, $M_h \gtrsim 10^{14} h^{-1} M_\odot$, jest większa o $\sim 40\%$ niż w modelu wzorcowym ΛCDM . Ta różnica spada jednak do poziomu zaledwie 10%, jeżeli w modelu uwzględnimy mechanizm ekranowania (patrz ilustracja 3). Wyniki naszej analizy wykazały również, że nadmiarowi masywnych halo towarzyszy niedobór zgęstek CM o małej masie.

W pracy pokazaliśmy również, że obecność w modelu nieliniowego mechanizmu ekranowania niekoniecznie prowadzi do niepoprawności liniowej teorii zaburzeń również na dużych skalach ($> \sim 60 h^{-1} \text{Mpc}$). Co miało miejsce np. w przypadku modelu $f(R)$ (patrz opis pracy [H1]). Fakt ten wskazuje, że obserwacje amplitudy klasteringu galaktyk w największych skalach dają szansę na nałożenie silnych ograniczeń na parametry tego modelu. Do innych istotnych wyników z pracy [H2] na pewno należy zaliczyć wykazanie, że model galileonu 3-go stopnia może równie udanie jak model ΛCDM dopasować widmo mocy CMB, za wyjątkiem multipoli niskich rzędów ($l < 50$). Wykazaliśmy jednak, że model galileonu 3-go stopnia, który jest najlepiej dopasowany do kombinacji danych z CMB, SNIa i BAO wykazuje zbyt silny efekt całkowy Sachsa-Wolfe'a na największych kątowych skalach. Wynik ten, jak i pozostałe przyczynki zawarte w pracy wskazuje,

że pomimo bardzo atrakcyjnych cech teoretycznych model galileonu 3go stopnia nie jest w stanie sprostać weryfikacji obserwacyjnej. Dlatego, ważnym kierunkiem dalszych badań powinno być uwzględnienie wyższych stopni w lagranginganiu ogólnego modelu galielonu, by poszukać takiego wariantu modelu, który przy całym jego dobrodziejstwie teoretycznym jest również zgodny z obserwacjami, zwłaszcza efektu ISW w promieniowaniu tła.

4.4.3 Praca [H3]: „Hierarchical clustering in chameleon $f(R)$ gravity” [Hierarchiczny klastering w grawitacji $f(R)$ z kameleonem]



Ilustracja 5: Hierarchiczne amplitudy S_n dla badanych modeli wyrysowane jako funkcje promienia wygładzania. Szare obszary odpowiadają dyspersji 1σ względem średniej po ansamblu dla modelu LCDM.

W pracy [H3] za cel postawiliśmy sobie dokładne zbadanie wpływu ZG typu $f(R)$ na własności funkcji dystrybucji kosmicznego pola gęstości ze szczególną uwagą zwróconą na wyższe momenty tej funkcji. W standardowym modelu punktem wyjścia do napędzanej grawitacją ewolucji pola gęstości są fluktuacja adiabaticzne o rozkładzie normalnym, które powstały na skutek mechanizmów działających podczas epoki kosmicznej inflacji. Początkowo więc funkcja rozkładu gęstości na wszystkich skalach ma rozkład normalny. Do jej opisu wystarcza zatem zaledwie jej drugi moment, czyli wariancja. Proces powstania struktur następuje poprzez mechanizm niestabilności grawitacyjnej. W reżimie liniowym i słabo nieliniowym jest to dobrze poznane zagadnienie [59,60,61]. Grawitacja powoduje narastanie wyższych momentów rozkładu pola gęstości oddalając jej funkcję dystrybucji od postaci gaussowskiej. W szczególności narastanie i zależność od skali takich zredukowanych momentów takie jak skośności (S_3) czy kurtozy (S_4) stanowi niejako unikalny „odcisk” zarówno charakterów pierwotnych fluktuacji jak i działania standardowych sił grawitacji. W modelach ZG ewolucja pola gęstości, a zwłaszcza ogonów funkcji rozkładu powinna nosić znamiona zmodyfikowanej dynamiki grawitacyjnej. Takie modyfikacji funkcji rozkładu mogłoby zostać zaobserwowane na podstawie badania rozkładu gęstości liczbowej galaktyk oraz obserwacji soczewkowania grawitacyjnego. W pracy [H3] przedstawiliśmy wyniki

gruntownego zbadania tego zagadnienia dla trzech wariantów modelu $f(R)$: F4, F5 i F6 (patrz opis pracy H1) oraz modelu LCDM.

Punktem wyjścia do wszystkich symulacji użytych w badaniach było pole gęstości, którego fluktuacje były zgodne ze statystyką zmierzoną z obserwacji mikrofalowego promieniowania tła [1,2] dla chwili $z \sim 1100$. Pierwotne pole gęstości zostało następnie ewoluowane w czasie do chwili odpowiadającej $z=49$ za pomocą przybliżenia Zeldowicza. Przybliżenie Zeldowicza wywodzi się z liniowego rachunku zaburzeń w przestrzeni Lagrange'a i znane jest, że wprowadza niefizyczne korelacje wyższych rzędów do pola gęstości (tzw. transjenty). Nasze obliczenia nie są jednak obciążone tymi defektami, gdyż od chwili $z=49$ do chwili $z=0$, ewolucja pól gęstości i prędkości była modelowana przez w pełni nieliniowy kod N-ciałowy ECOSMOG. Wynikowe pola gęstości w naszych symulacjach zostały wyliczone za pomocą samoadapttywnej i optymalnej metody triangulacji Delone - DTFE (z ang. *Delaney Tessellation Field Estimator*)[62]. Tak uzyskane pola gęstości następnie próbkowaliśmy filtrami sferycznymi typu Top-Hat dla serii rosnących promieni R_{TH} . Co pozwoliło nam wyznaczyć całą hierarchię uśrednionych momentów centralnych pola gęstości

$$\hat{\xi}_n(R_{TH}) \equiv \langle \delta_R^n \rangle_c = \int d^3 x_1, \dots, d^3 x_n \xi(\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_n) W(x_1/R_{TH}), \dots, W(x_n/R_{TH}), \quad (70)$$

Tutaj n – to rząd korelacji, $\langle \delta_R^n \rangle_c$ - to n -ty moment centralny pola gęstości, zaś $W(y)$ to funkcja wygładzająca (Top-Hat w naszym wypadku). Grawitacyjna ewolucja pola gęstości opisanego początkowymi fluktuacjami typu Gaussa wytwarza i zachowuje w toku ewolucji kwazi-gaussowską hierarchię kumulant klasteringu, którą można opisać za pomocą hierarchicznego skalowania momentów

$$\langle \delta_n \rangle_c = S_n \langle \delta_2 \rangle_c^{n-1} = S_n \sigma^2 n^{n-2}, \quad (71)$$

gdzie S_n oznaczają amplitudy hierarchiczne n -tego rzędu, czyli zredukowane kumulanty pola.

Wyniki analizy mogą podsumować w następujących punktach:

- (1) pola gęstości wszystkich wariantów $f(R)$ charakteryzują wyższą wariancją σ^2 . Różnice względem OTW są największe dla najmniejszych skal odległości, które były jeszcze poprawnie modelowane przez nasze symulacje. Dla $R \sim 2-3h^{-1}\text{Mpc}$ wariancja gęstości była o $\sim 50\%$ większa w modelu F4. Dla wariacji modelu typu F5 efekt był odpowiednio słabszy ($\sim 20\%$), zaś dla modelu F6 zaobserwowaliśmy tylko marginalne zwiększenie wariancji. Nadmiarowa wariancja modeli $f(R)$ szybko zanika z rozmiarem promienia filtra wygładzania. Zauważyliśmy jednak, że w przypadku modelu F4 naddatek wynosił wciąż statystycznie znaczące 5% na skalach $100h^{-1}\text{Mpc}$;
- (2) podwyższona wariancja gęstości CM indukuje zwiększony parametr σ_8 dla badanych modeli ZG. W pracy donosimy, że σ_8 nieliniowego pola gęstości jest większa o 14% dla F4, 5% dla F5 i 0.7% dla F6 w porównaniu do modelu wzorca z OTW i te nadmiary są statystycznie znaczące (odchylenie ponad 1σ);
- (3) wszystkie zmierzone przez nas uśrednione po objętości funkcje korelacyjne ξ_n aż do 9-tego rzędu charakteryzują się większymi wartościami w modelach z grawitacją z kameleonem na

małych, nieliniowych skalach. Jednakże począwszy od skal $R \geq 30 h^{-1} \text{Mpc}$ dla wszystkich badanych modeli $f(R)$ uśrednione funkcje korelacyjne zaczynają zbiegać do wartości zgodnych z ΛCDM w przedziale 1σ dla kosmicznej wariancji;

- (4) wykazaliśmy, że skalowanie hierarchiczne momentów jest również obecne w polu gęstości wszechświata z grawitacją $f(R)$. Dynamika powstawania struktur zmodyfikowana przez dodatkowe oddziaływanie zmienia jednak wartości amplitud hierarchicznych S_n i tego jak zależą one od skali wygładzania. Wartości zredukowanych kumulant w modelach $f(R)$ przyjmują **zawsze** wartości mniejsze niż dla modelu z OTW. Dla wariantów modelu F4 i F5 wartości skośności, kurtozy i S_5 były niższe od wartości modelu wzorca dla wszystkich zbadanych skal, aż do promienia wygładzania rzędu $100h^{-1}\text{Mpc}$ (patrz ilustracja 5);
- (5) wykryliśmy ciekawe zachowanie względnych odchyłek od wartości ΛCDM dla $\Delta S_{3,4,5}$ dla skal $R \leq 10 h^{-1} \text{Mpc}$ dla modeli F4 i F5. Na tych skalach model F5 wykazuje większe odchyłki od ΛCDM niż model F4. Zaproponowaliśmy wyjaśnienie tego zjawiska polegające na uwzględnieniu, że w modelu F5 mechanizm ekranowania jest dosyć efektywny co na małych skalach zwiększa nieliniowość w ewolucji pola gęstości. W modelu F4 ekranowanie dla silnych pików gęstości jest bardzo słabe co powoduje głównie silne przeskalowanie wariancji, pozostawiając momenty wyższych rzędów mniej zmienionymi. Dla wszystkich modeli wykazaliśmy, że względne różnice wzięte do ΛCDM rosną monotonicznie z rosnącym rzędem amplitudy S_N ;
- (6) ewolucja $\Delta S_{3,4,5}$ jest również monotoniczna w czasie. Dla $z > 5$ odchyłki od modelu standardowego są zanikająco małe, lecz zaczynają szybko narastać dla późniejszych etapów ewolucji. Wszystkie zbadane modele ZG odznaczają się najszybszym wzrostem odchyłek od ΛCDM na umiarkowanych redshiftach $1 \leq z \leq 4$. Na późniejszych etapach ewolucji odchyłki od OTW rosną znacznie wolniej. Ten obraz staje się jednak znacznie bardziej skomplikowany w przypadku modelu F4, gdzie zaobserwowaliśmy dla względnych odchyłek kumulant wysoce nieliniowe zależności do skali i czasu;
- (7) funkcje rozkładu prawdopodobieństwa dla pól gęstości modeli $f(R)$ charakteryzują się znaczącym przesunięciem w kierunku ogona małych gęstości $\delta \rightarrow -1$. To zachowanie wyraża się dobitnie dla skal wygładzania $R \leq 20 h^{-1} \text{Mpc}$. Toteż wykazaliśmy, że w sensie statystyki pola gęstości grawitacja typu $f(R)$ prowadzi do powstawania we Wszechświecie większych i głębszych pustek kosmicznych.

Wyniki badań podsumowane w powyższych punktach rysują obraz, w którym niestabilność grawitacyjna modeli $f(R)$ i jej dynamika indukuje znaczące różnice w mocy klasteringu i korelacji wyższych rzędów pola gęstości CM, zwłaszcza na małych, nieliniowych, skalach odległości. Najważniejszym wynikiem, jest to, że wykazaliśmy, że w modelach $f(R)$, gdzie mechanizm kameleonu wprowadza tak znaczącą dodatkową nieliniową ewolucję pola gęstości, wciąż jednak skalowanie hierarchiczne pojawia się jako wynik ewolucji grawitacyjnej. Warto podkreślić, że na skalach istotnych dla formowania się i ewolucji galaktyk i halo CM, pole gęstości modeli $f(R)$ odznacza się podwyższonym stopniem klasteringu i korelacji wszystkich zbadanych rzędów. Te cechy modeli ZG teoretycznie powinny być możliwe do pomiaru i zaobserwowania. Jednak z uwagi ma fakt, że znaczący sygnał ZG pojawia się w polu gęstości na skalach, gdzie

ewolucja i statystyka jest silnie nieliniowa, jego wyabstrahowanie z danych np. klasteringu galaktyk będzie niezwykle trudne.

4.4.4 Praca [H4]: „*Nonlinear structure formation in nonlocal gravity*” [Powstawanie struktur w reżimie nieliniowym w modelu grawitacji nielokalnej]

W pracy H4 skupiliśmy się na badaniach nad ciekawą klasą modelu ZG, o których dotychczas nie wspominałem, a które stały się przedmiotem intensywnych badań w ostatnich latach. Klasa modeli, o których mowa, to tzw. grawitacja nielokalna [63]. W tym podejściu modyfikacje do grawitacji pojawiają się poprzez wprowadzenie członów nielokalnych (tj. takich, które zależą od więcej niż jednego położenia/lokacji w czasoprzestrzeni) do równań pola Einsteina. Człony te zazwyczaj zawierają odwrotność operatora d'Alamberta \square^{-1} , działające na tensorach krzywizny. By zagwarantować kauzalizm teorii takie człony muszą być zdefiniowane przy pomocy opóźnionych funkcji (lub propagatorów) Greena. Jednakowoż, wiadome jest, że takich opóźnionych operatorów nie można wyprowadzić za pomocą klasycznych metod wariacyjnych całki działania. Metodą obejścia tego problemu jest zdefiniowanie tego modelu grawitacji za pomocą jego równań ruchu, a nie za pomocą klasycznej całki działania. Co prawda, można wciąż rozważyć użycie nielokalnej całki działania do znalezienia równań ruchu, tak długo jak jesteśmy gotowi zamienić ręcznie wszystkie pojawiające się operatory na ich odpowiednie opóźnione wersje. Oba wspomniane podejścia do określenia modelu jasno pokazują, że nielokalna grawitacja powinna być traktowana jako czysto fenomenologiczny model, który póki co, nie pretenduje do miana podstawowej teorii grawitacji. W ogólności zakłada się, że istnieje pewna nieznaną fundamentalną (i lokalną) kwantowa grawitacyjna teoria pola, i nasz model nielokalny jest jedynie efektywnym opisem pozwalającym na badanie nowej fizyki głębszej kwantowej teorii w odpowiednich granicach i reżimach.

Ponieważ model nielokalnej grawitacji nie był badany wcześniej w kontekście kosmologicznym i jego konsekwencji dla powstawania i ewolucji struktur w kosmosie, wszystkie uzyskane przez nas wyniki były bardzo nowatorskie. Gruntowne ich przedstawienie i analiza zaowocowały sporą objętością pracy (35 stron). Z uwagi na tą dużą rozpiętość tematyczną i metodologiczną, tutaj omówię wyniki pracy H4 tylko w zarysie i znacznym skrócie.

W badaniach skupiliśmy się na formowaniu się i ewolucji struktur w reżimie nieliniowym, który to proces modelowaliśmy zarówno przy pomocy w pełni nieliniowych obliczeń N-ciałowych jak i analitycznymi narzędziami z teorii sferycznego kolapsu grawitacyjnego i klasycznego kosmologicznego modelu halo. W szczególności pochyliśmy się nad modelem, gdzie odwrotny kwadratowy operator d'Alamberta działa na skalarze Ricciego w całce działania. Dla ustalonych parametrów kosmologii Λ (wziętych jak w modelu porównania), model nielokalnej grawitacji odróżnia się od Λ CDM wolniejszym tempem późno-ewolucyjnej globalnej ekspansji i wzmocnioną oraz zależną od czasu stałą grawitacji ($\sim 6\%$ większą niż w OTW dla chwili obecnej).

Badając ewolucję obiektów związanych grawitacyjnie, wykazaliśmy, że rozważany model charakteryzuje się zauważalnie większą obfitością masywnych halo CM (o 10% więcej dla halo

$M \sim 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$). Równocześnie skupiska CM mają wyższe centralne gęstości, co wykazuje podwyższony uśredniony parametr koncentracji ich profili gęstości – c –, który jest zwiększony o $\sim 8\%$ dla dużego zakresu mas halo CM. Badając liniowy parametr obciążenia (tzw. z ang. *bias parametr*) klasteringu zgęstek względem gładkiego pola tła CM wykazaliśmy, że w modelu ZG przyjmuje on wartości bardzo zbliżone do tych występujących w modelu standardowym.

Stosując aparat teorii Shetha-Tormena do przybliżonego opisu funkcji obfitości halo CM wykazaliśmy, że działa on równie dobrze dla modelu nielokalnej grawitacji. Porównanie przybliżonych obliczeń z wynikami symulacji N-ciałowej pokazało, że model Shetha-Tormena nie wymaga niemal żadnych modyfikacji swoich parametrów by równie dobrze opisywać nieliniową funkcję masy halo jak w modelu standardowym. Ważnym zastrzeżeniem tutaj jest jednak spostrzeżenie, że precyzyjne dofitowanie modelu opisującego koncentrację profili gęstości halo jest kluczowe by model halo dobrze opisywał klastering i funkcję mas dla małych skal (patrz omówienie pracy H5).

Nasze symulacje N-ciałowe pokazały, że w modelu nielokalnym amplitudy nieliniowych widm mocy gęstości i dywergencji prędkości odznaczają się niewielkim wzmocnieniem rzędu od ~ 12 do $\sim 15\%$ względem LCDM. Ten wynik wskazuje, że nie będzie łatwo uzyskać obserwacyjne ograniczenia i rozróżnienie względem LCDM dla badanego modelu. Prawdopodobnie dopiero przyszłe kampanie obserwacyjne nowej generacji mogą dostarczyć danych o odpowiedniej jakości i obfitości do tego celu.

W końcu w pracy wskazaliśmy, że brak działającego *implicite* mechanizmu ekranowania może prowadzić do niezgodności modelu nielokalnego z testami obserwacyjnymi grawitacji w Układzie Słonecznym z uwagi na zmienną w czasie stałą grawitacji w nowym modelu. Rozstrzygnięcie tej kwestii nie będzie jednak zależać od poczynionych założeń co do lokalnej ewolucji czasowej uśrednionych wielkości opisujących kosmologiczne tło.

4.4.5 Praca [H5]: „*Halo model and halo properties in Galileon gravity cosmologies*” [Model halo i własności halo w kosmologiach z grawitacją galileonu].

Zainspirowani doskonałymi wynikami aplikacji standardowych narzędzi kosmologicznych do modelu nielokalnej grawitacji, jakie powyżej omówiłem, postanowiliśmy użyć tego aparatu do modelu galielonu. Wyjście poza rutynowo używaną w kosmologii analizę symulacji kosmologicznych w kierunku pół-analitycznych modeli takich jak model halo, pozwala na dużą swobodę w modelowaniu całego szeregu nieliniowych statystyk i obserwabli kosmologicznych. Podstawowymi czynnikami limitującymi używanie za każdym razem nowych symulacji stanowiących inną realizację początkowego widma mocy są raz na stałe określone dla danej symulacji parametry kosmologiczne, rozdzielczość sił i mas, wielkość domeny obliczeniowej i postać kosmicznej wariacji ustalona przez stałą raz wybraną losową realizację początkowego pola zaburzeń. Tych ograniczeń nie ma oczywiście np. analityczny rachunek zaburzeń. Jednak rząd liniowy tego rachunku nie nadaje się do modelowania obserwacji poza największymi skalami i czy najwcześniejszymi etapami (jak np. promieniowanie tła). Z drugiej strony rachunek perturbacyjny wyższych rzędów jest bardzo trudny do rozwinięcia i użycia już nawet dla samej OTW. W przypadku modeli ZG sytuacja jest jeszcze gorsza, z uwagi na dodatkowe stopnie swobody, które zazwyczaj podlegają wysoce nieliniowym równaniom ruchu. Dostatecznie skutecznym półśrodkiem

okazują się w kosmologii być różne metody pośrednie, łączące analityczny rachunek zaburzeń z modelowaniem nieliniowego reżimu na podstawie szeregu funkcji, których postać i parametry dopasowane są na podstawie odpowiednich w pełni nieliniowych symulacji. Do takich narzędzi należy tzw. model halo (z ang. *halo model*), który pozwala na zaskakująco precyzyjne fenomenologiczne modelowanie nieliniowego klasteringu i powiązanych statystyk galaktyk i halo CM.

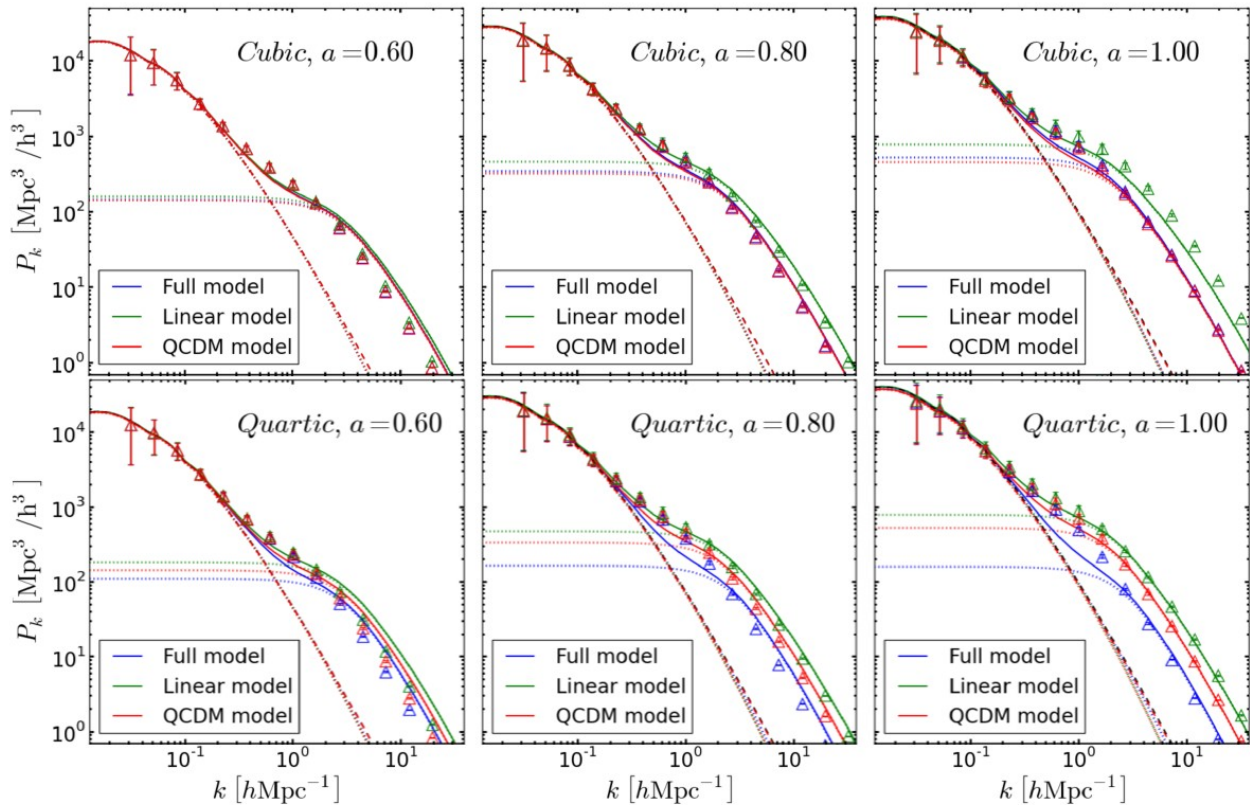
W modelu halo zakłada się, że cała materia we Wszechświecie występuje w postaci związanych grawitacyjnie struktur. Oczywiście symulacje i obserwacje pokazują, że w praktyce to założenie nie jest zachowane, ale na potrzeby rachunków takie uproszczenie jak pokażemy później całkiem się sprawdza. Przy tym założeniu możemy rozisać pełne nieliniowe widmo mocy fluktuacji materii jako sumę dwóch członów. Jeden reprezentujący wkład od korelacji pomiędzy fluktuacjami masy należącymi do tego samego halo (człon 1-halo), drugi zaś opisujący wkład od kowariancji pomiędzy różnymi halo (człon 2-halo). Toteż możemy widmo mocy zapisać jako

$$P_k = P_k^{1h} + P_k^{2h}, \text{ gdzie} \quad (72)$$

$$P_k^{1h} = \int dM \frac{M}{\bar{\rho}_{m0}^2} \frac{dn(M)}{d \ln M} |u(k, M)|^2 \quad (73)$$

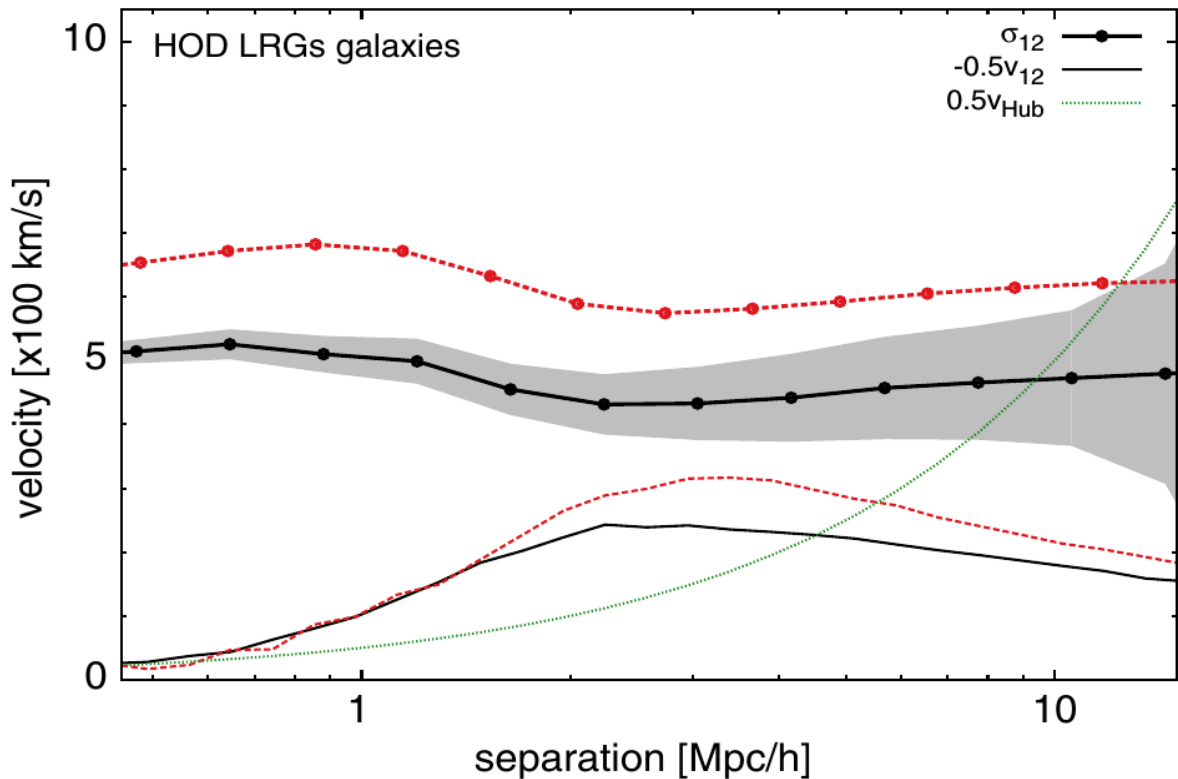
$$P_k^{2h} = I(k)^2 P_{k,lin},$$

to odpowiednio człony 1- i 2-halo, $P_{k,lin}$ to liniowe widmo mocy, zaś dodatkowa empiryczna funkcja $I(k)$ to



Ilustracja 6: Porównanie nieliniowych widm mocy zmierzonych w symulacjach z wynikami danymi przez model halo dla trzech etapów ewolucji wielkoskalowej struktury (kolumny od lewej do prawej). Górny rząd paneli jest dla modelu 3-galileonu, dolny dla 4-galileonu. Trójkąty obrazują dokładne pomiary z symulacji, linie ciągłe zaś przewidywania odpowiadających wariantów modelu halo. Dodatkowo linie kropkowane pokazują składnik 1-halo, zaś linie kreskowane składnik 2-halo modeli.

W powyższych równaniach k oznacza liczbę falową we współrzędnych współporuszających, $\bar{\rho}_{m0}$



Ilustracja 7: Zależność momentów prędkości galaktyk w parach od separacji pary wyliczona zmierzona dla sztucznych katalogów galaktyk HOD. Ciągła czarna linia to OTW, zaś linia przerywana odpowiada modelowi F4. Cienkie linie to przeskalowana średnia prędkość w parach, grube linie z punktami to zmierzona dyspersja prędkości w parach po linii widzenia, $\sigma_{12}(l)$. Szare wypełnienie przedstawia syntetyczny błąd obserwacyjny. Zaś cienka kropkowana linia obrazuje przeskalowaną prędkość ucieczki Hubble'a: $H_0 r$.

to obecna wartość gęstości tła materii, $dn(M)/d\ln M$ oznacza współporuszającą się gęstość liczbowa hal CM wyrażoną na różniczkowy logarytmiczny przedział mas; $b_{lin}(M)$ to liniowy parametr obciążenia hal/galaktyk (z ang. *linear bias*); zaś $u(k, M)$ to transformata Fouriera funkcji opisującej średni profil gęstości halo CM o masie M . Wyznaczając odpowiednie funkcjonalne postaci $b_{lin}(M)$, $dn(M)/d\ln M$ oraz $u(k, M)$ ustalamy model halo dla danego modelu kosmologicznego. W praktyce funkcje opisujące składniki modelu są ustalane przy pomocy dopasowania do wyników symulacji (lub całej serii symulacji). Mając tak zdefiniowany model halo możemy go użyć do przewidywania nieliniowego klasteringu halo i galaktyk i do modelowania różnych obserwacji. Przypadku modeli ZG, a w szczególności modelu grawitacji galielona, odpowiednie funkcje modelu halo muszą być zmodyfikowane do nowych postaci, tak by móc uwzględnić nieliniowy charakter związany z mechanizmami ekranowania i piątą siłą.

W omawianej pracy H5 znaleźliśmy odpowiednie nowe postaci składników modelu halo dla modelu galileonu trzeciego i czwartego rzędu (z ang. *cubic* i *quartic Galileon*). Następnie ustaliliśmy ich najlepiej dopasowane parametry przy pomocy serii symulacji N-ciałowych wykonanych odpowiednio zaadoptowanym kodem ECOSMOG. Dodatkowo zaadoptowaliśmy

formalizm HOD - dystrybucji osadzenia halo (z ang. *Halo Occupation Distribution*) do badanych modeli. To pozwoliło nam na wyjście poza badanie klasteringu halo i zbadanie również przewidywań modeli co do statystyki grupowania się galaktyk. Jako próbkę wzorca użyliśmy katalogu jasnych czerwonych galaktyk LRG (z ang. *Luminous Red Galaxies*) z przeglądu SDSS DR7 [64]. Formalizm HOD pozwala na oparte na empirycznych danych statystyczne opisanie za pomocą formalizmu funkcji dystrybucji zasiedlenia (branej jako pewne warunkowe prawdopodobieństwo) jak jasne i ile galaktyk średnio znajduje się w halo CM o masie M . Co pozwala na podstawie katalogu obiektów CM z symulacji wymodelować sztuczny katalog galaktyk (odpowiadający danej próbce wzorca). Model HOD w połączeniu z modelem halo pozwala również na badanie klasteringu galaktyk już bez użycia bezpośredniego danych z symulacji. Całki działania modeli ZG, które badaliśmy w pracy H5 zawierają samo-sprzęgnięte pochodne galileuszowsko niezmienniczego pola skalarnego wywołujące dodatkowe oddziaływanie, które zależy od lokalnego gradientu pola skalarnego. Za pomocą nieliniowego mechanizmu ekranowania typu Vainshteina, to dodatkowe oddziaływanie można odpowiednio wytłumić, tak by rozważane modele były kompatybilne z testami obserwacyjnymi w Układzie Słonecznym. Ekranowanie Vainshteina w sposób dynamiczny tłumi przestrzenne fluktuacje pola skalarnego w okolicach masywnych obiektów. Trzeba zauważyć, że w przypadku modelu galileonu 4-go (4G) rzędu konieczne jest wprowadzenie dodatkowego członu sprzęgającego się do skalaru Ricciego, by uniknąć niepożądanych niestabilności teoretycznych (typu duch).

W pracy H5 wybraliśmy warianty obu modeli grawitacji galileonu, które są najlepiej zgodne z danymi obserwacyjnymi z pomiarów CMB, SNIa i BAO. Dla tak dobranych parametrów kosmologicznych, w obu modelach modyfikacje do grawitacji stają się istotne dopiero na późnych etapach ewolucji Wszechświata, gdzie w obszarach o niskiej gęstości grawitacja jest wzmacniana przed oddziaływanie skalarnie. W regionach o wysokiej gęstości mechanizm Vainshteina efektywnie tłumi wariacje przestrzenne pola galileonu, co skutkuje przywróceniem normalnej siły grawitacji (tj. newtonowskiej) w modelu 3-galileonu. W przypadku 4-galileonu jednak mechanizm ten prowadzi do ogólnego osłabienia grawitacji. Wynika to wprost ze zmiennych w czasie modyfikacji, które wynikają ze sprzęgania do skalaru Ricciego w tym modelu, które to nie mogą być tłumione przez mechanizm Vainshteina. Wynik ten oznacza, że model 4G może być niezgodny z lokalnymi pomiarami grawitacji w Układzie Słonecznym. W pracy jednak skupiliśmy się na implikacjach kosmologicznych obu wariantów ZG galileonu. Nasze główne wyniki mogę podsumować w następujących punktach:

- (1) przyjęcie standardowych parametrów fitujących w formalizmie Shetha-Tormena (ST) $(q;p)=(0,75; 0,30)$ oraz wartości krytycznej gęstości dla kolapsu δ_c wyliczonej na podstawie teorii sferycznego kolapsu powoduje, że wynikowa modelowana funkcja mas halo CM zawodzi jako dobre przybliżenie wyników z symulacji;
- (2) znalezienie i dopasowanie na nowo wartości parametrów (q,p) do wyników symulacji numerycznych daje jednak dobry wynik i modelowa funkcja mass ST dobrze odtwarza wyniki symulacji. Wartością dodaną jest to, że dodatkowo funkcja opisująca parametr obciążenia w formalizmie ST również dobrze odtwarza wyniki zmierzone w symulacjach.

Te wyniki wskazują na to, że formalizm błędzenia losowego w procesie stochastycznym (z ang. *excursion set theory*) daje również rozsądne wyniki dla modeli grawitacji klasy galileonu;

- (3) wcześniejsza literatura podnosiła, że w modelach galileonu istnieje problem związany z wzmocnioną mocą klasteringu, wyrażonego jako amplituda widma mocy. Otóż postulowano, że wysoki parametr normalizacji (odpowiadający podwyższonej amplitudzie fluktuacji), tj. $\sigma_8 \sim 1$ pojawiający się w obu wariantach modelu jest niezgodny z obserwowaną amplitudą klasteringu galaktyk typu LRG. Nasze badania wykazały, że w przypadku ZG efekt zwiększonej amplitudy widma mocy jest zdegenerowany względem niższej wartości liniowego parametru obciążenia dla galaktyk i hal CM. Oba efekty znoszą się wzajemnie tak, że wynikowa przewidywana amplituda klasteringu galaktyk w modelach galileonu jest zgodna z obserwacjami;
- (4) Pokazaliśmy po raz pierwszy dla modeli klasy galileonu, że nieliniowa zależność amplitudy widma mocy, parametrów obciążenia, profili gęstości oraz funkcji mas halo CM pozwalają na realistyczne modelowanie populacji galaktyk LRG w tej klasie modeli. Nasze wyniki pokazały, że w obu modelach proces ewolucji i formowania się struktur może doprowadzić do powstawania populacji jasnych czerwonych galaktyk w pełni zgodnych z własnościami tej populacji obserwowanej w naszym Wszechświecie. Zarówno klastering jak i gęstość liczbowa galaktyk LRG w obu modelach może bardzo dobrze się zgadzać z obserwacjami;
- (5) zależność masa halo – koncentracja jego profilu, tj. $c_{200}(M_{200})$ w obu modelach jest dobrze opisana przez pojedyncze prawo potęgowe (z ang. *power law*). Klasyczny obraz, w którym parametr koncentracji rośnie w czasie dla ustalonego przedziału mas występuje również dla modelu 3G . W modelu 4G z pełnym ekranowaniem jednak, na skutek osłabionej grawitacji, profile gęstości halo CM charakteryzują się znacznie spłaszczoną zależnością zarówno od masy jak i czasu;
- (6) na skalach liniowych ($k \sim 0,2h^{-1}\text{Mpc}$) model halo zgadza się doskonale z pomiarami z symulacji, co jest w pełni oczekiwane, gdyż oba pomiary redukują się tutaj w pełni do teorii liniowej. Na skalach pośrednich ($0,2h^{-1}\text{Mpc} < k < 2h^{-1}\text{Mpc}$) w modelu halo amplituda widma mocy jest niedoszacowana średnio o 20-50% (patrz ilustracja 6). Ta niedokładność jest wynikiem poczynionych upraszczających założeń przy wyprowadzaniu równań modelu halo, które to poświęcają dokładność w reżimie słabo-nieliniowym na rzecz rachunkowej wygody. Zgodność między modelem halo a w pełni nieliniowymi wynikami symulacji poprawia się znowu na mniejszych skalach ($k > 2h^{-1}\text{Mpc}$), co jest wynikiem użycia parametrów najlepiej dopasowanych do funkcji mas i koncentracji profili z naszych symulacji;
- (7) wszystkie nasze obliczenia i analizy potwierdzają, że mechanizm ekranowania działa bardzo wydajnie w modelu 3-galileonu, zwłaszcza na małych skalach. Ten efekt jest jaskrawo zauważalny, gdy spojrzymy na nieliniowe widmo mocy na małych skalach, gdzie przewidywania OTW i 3G są niemal nieodróżnialne. W przypadku modelu 4G , ekranowanie nie może wytłumić wszystkich modyfikacji do grawitacji, co prowadzi do zauważalnych resztkowych modyfikacji do widma mocy, czy zależności masa-parametr koncentracji względem modelu z OTW.

Podsumowując, warto podkreślić, że formalizm ST ze swoimi zaledwie dwoma swobodnymi parametrami (p, q) po uprzednim dopasowaniu do wyników symulacji okazał się nadspodziewanie udanie modelować nieliniowe statystyki klasteringu obu zbadanych wariantach modelu galileonu. To bardzo doniosły i pouczający wynik, gdyż modele galileonu charakteryzują się bardzo wysokim stopniem nieliniowości swoich równań, co bardzo utrudnia ich badanie w kontekście kosmologicznym. Toteż, można przyjąć, że ten formalizm powinien co najmniej równie udanie się sprawdzić i zadziałać w przypadku wielu innych modeli ZG. Aplikacja naszego podejścia może zatem umożliwić znalezienie przewidywań co do np. własności klasteringu galaktyk w innych modelach ZG, bez nadmiernej komplikacji modelowania i wielu kosztownych obliczeń numerycznych. Jest to wielce istotne w nadchodzącej dobie wielkich przeglądów astronomicznych, gdzie efektywniejsze i szybkie znajdowanie przewidywań co do własności struktur w modelach ZG będzie kluczowe przy wykorzystaniu nadchodzących Wielkich Danych. Jeżeli w przypadku innych klas modeli ZG okaże się, że przybliżone i oparte o pół-analityczne zależności modelowanie jest odpowiednio dokładne, wówczas w końcu efektywne stanie się nakładanie silnych ograniczeń obserwacyjnych na olbrzymią przestrzeń parametrów modeli ZG.

4.4.6 Praca [H6]: „*Clear and Measurable Signature of Modified Gravity in the Galaxy Velocity Field*” [Czysty i mierzalny sygnał zmodyfikowanej grawitacji w polu prędkości galaktyk]

Wyniki zawarte w omówionych powyżej pracach wskazywały na to, że będzie trudno znaleźć nieobciążone i równoczesne odpowiednio czułe obserwable kosmologiczne, które dałyby możliwość na silne i czytelne testy teorii grawitacji na kosmologicznych skalach. Obliczenia numeryczne pokazały, że zarówno modele z ekranowaniem typu kameleon jak i te wyposażone w mechanizm Vainshteina prowadzą w reżimie nieliniowym do znaczących odchyłek względem OTW w ewolucji i amplitudzie fluktuacji pola gęstości. Badania nasze wykazały jednak wyraźnie, że sygnał taki będzie bardzo trudno zidentyfikować obserwacyjnie. Na przeszkodzie stoją różnorodne efekty natury systematycznej. W przypadku mierzenia sygnału pochodzącego bezpośrednio ze statystyki pola gęstości (np. w obserwacjach opartych o słabe soczewkowanie grawitacyjne) silnie nieliniowe efekty związane z barionową fizyką formowania się i ewolucji galaktyk prowadzą do rozlicznych degeneracji teoretycznych pojawiających się w statystykach korelacyjnych pola gęstości (patrz np. [21]). W przypadku zaś poszukiwania sygnałów ZG i testów OTW w statystykach klasteringu galaktyk problemy pojawiają się z uwagi na nieznaną (a priori) pełną mapowanie między polem gęstości materii a galaktyk. Już nawet liniowy parametr obciążenia wprowadza degenerację wystarczającą by zamaskować efekty ZG w statystyce grupowania się jasnych galaktyk.

Z drugiej strony w pracy H1 wykazaliśmy, że efekty indukowane przez wzmocnioną oddziaływaniem skalarnym grawitację o wiele silniej objawiają się w polu prędkości. Do tego, odchyłki związane z ZG propagują się do znacznie większych skal niż ma to miejsce w przypadku pola gęstości i klasteringu galaktyk. Taka zależność między modelami ZG, natężeniem piątej siły i cechami pola prędkości wynika z faktu, że siła grawitacji jest tutaj całkowana niejako dwa razy. Gdyż przyspieszenie zależy od gradientu pola grawitacyjnego i jest potem całkowane po

kosmicznym czasie. Toteż wszystkie, nawet początkowo niewielkie odchyłki od OTW są tutaj wielokrotnie wzmocnione i scałkowane po czasie kosmicznej ewolucji. Oczywiście pole prędkości elementów materii (ciemnej) nie jest dostępne bezpośrednio do obserwacji. Dlatego i w przypadku prędkości swoistych musimy posłużyć się galaktykami jako znacznikami odpowiadającego im gładkiego pola tła. Jednak odwrotnie jak w przypadku statystyki gęstości, pole prędkości galaktyk jest obciążone w stosunku do pola prędkości elementów gęstości materii tylko w minimalnym stopniu. Przynajmniej na odpowiednio dużych skalach (reżim 2-halo). Wychodząc z powyższych założeń razem ze współpracownikami podjąłem się zbadania różnych cech pola prędkości galaktycznych halo oraz syntetycznych galaktyk w różnych modelach ZG.

W pracy H6 przedstawiamy użycie momentów niskich rzędów rozkładu prędkości w parach galaktyk jako bardzo obiecującą metodę pozwalającą na testowanie OTW i ZG na kosmologicznych skalach. Demonstrujemy doskonałą czułość i wysoką skuteczność potencjalnych testów opartych o tę statystykę na przykładzie dwóch obecnie szeroko omawianych w literaturze modeli ZG. Pierwszym jest cała rodzina modeli $f(R)$ wykorzystujących ekranowanie dodatkowych stopni swobody za pomocą zależnego od lokalnego środowiska (gęstości) mechanizmu typu kameleon. Drugą badaną gałęzią są modele grawitacji galileonu (konkretnie 3G i 4G), które służą nam za reprezentantów całej klasy modeli ZG wykorzystujących do ekranowania mechanizm Vainshteina.

Nasza analiza oparta została o wyniki symulacji N-ciałowych wysokiej rozdzielczości, które zostały wprowadzone i dokładnie opisane we wcześniejszych pracach (H1, H2, i H5). Modelujemy tutaj trzy warianty grawitacji $f(R)$: F4, F5 i F6 oraz modele galileonu 3-ego i 4-tego rzędu. Do opisu własności pola prędkości galaktyk użyjemy rozkładu prędkości galaktyk w parach (z ang. *pairwise velocities*). Średnia względna prędkość galaktyk w parach (lub też prędkość przepływu par), v_{12} , odzwierciedla „główną tendencję dobrze odseparowanych galaktyk do spadania ku sobie” [59]. W kontekście kosmologicznym tę statystykę wprowadzili Davis i Peebles [65] zaczerpując ją z dobrze z fizyki statystycznej hierarchii BBGKY (Bogoliubov–Born–Green–Kirkwood–Yvon) [66]. Hierarchia ta opisuje własności systemu dynamicznie ewoluujących cząstek, które oddziałują tylko za pomocą grawitacji. W limicie płynu, przechodząc z opisu cząstek do ciągłych własności, statystyka ta jest równoważna ważonej gęstością względnej prędkości w parach

$$\vec{v}_{12}(r) = \langle \vec{v}_1 - \vec{v}_2 \rangle_\rho = \frac{\langle (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)(1 + \delta_1)(1 + \delta_2) \rangle}{1 + \xi(r)}, \quad (75)$$

gdzie \vec{v}_1 i $\delta_1 = \rho_1 / \langle \rho \rangle - 1$ oznaczają prędkość swoistą oraz ułamkowy kontrast gęstości w punkcie \vec{r}_1 , $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, zaś $\xi(r) = \langle \delta_1 \delta_2 \rangle$ jest zwyczajową 2-punktową funkcją korelacyjną pola gęstości. Trzeba tutaj zwrócić uwagę na symbol $\langle \dots \rangle_\rho$, który oznacza ważoną parami średnią po ансамblu, a nie zwyczajową średnią przestrzenną po zespole. Średnia po parach różni się od zwyczajowej średniej dodatkowym czynnikiem ważącym

$$W = \frac{\rho_1 \rho_2}{\langle \rho_1 \rho_2 \rangle}. \quad (76)$$

Odnotujmy również, że W będzie proporcjonalne do gęstości liczbowej par. Przywoływana już teoria niestabilności grawitacyjnej przewiduje, że amplituda $v_{12}(r)$ jest wyznaczona przez 2-

punktową funkcję korelacyjną $\xi(r)$ oraz parametr wzrostu f [patrz r-nie (64)], które pojawiają się w równaniu na zachowanie liczby par. Juszkiewicz i in. w pracy [67] podali analityczną postać na wyrażenie (75), które jest dobrym przybliżeniem na rozwiązanie równania zachowania par dla Wszechświata opisanego przez początkowo adiabatyczne gaussowskie fluktuacje

$$v_{12} = \frac{-2}{3} H_0 r g \bar{\xi}(r) [1 + \alpha \xi(r)], \text{ gdzie} \quad (77)$$

$$\bar{\xi}(r) = \frac{3}{r^3} \int_0^r \xi(x) x^2 dx \equiv \xi(r) [1 + \xi(r)]. \quad (78)$$

Tutaj α to parametr, który zależy od logarytmicznej pochodnej (nachylenia) funkcji korelacyjnej w okolicy r , zaś $H_0 = 100 \text{ h km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ to oczywiście obecna wartość parametru Hubble'a. Powyższe równania wskazują, że $v_{12}(r)$ silną funkcją zarówno parametru f , jak i $\xi(r)$, które w ogólności w modelach ZG znacząco mogą odbiegać od wartości OTW. Ta zależność wskazuje, że statystyka prędkości w parach może być bardzo czuła na odchyłki od standardowego procesu powstawania struktur danego przez OTW. W pracy poza samym pierwszym momentem dystrybucji prędkości w parach rozważaliśmy również odpowiednie drugie momenty, tj. nie wyśrodkowaną dyspersję radialnych względnych prędkości w parach:

$$\sigma_{\parallel} = \langle v_{12}^2 \rangle^{1/2}, \quad (79)$$

oraz dyspersję średniej tangencjalnej (poprzecznej względem wektora wodzącego pary) prędkości par v_{\perp} , czyli

$$\sigma_{\perp} = \langle v_{\perp}^2 \rangle^{1/2}. \quad (80)$$

Obie powyższe wielkości nie są bezpośrednio obserwowane, toteż w pracy H6 modelowaliśmy również wyśrodkowaną dyspersję prędkości w parach scałkowaną po linii widzenia do obserwatora (tzw. *line-of-sight*)

$$\sigma_{12}^2 = \frac{\int \xi(R) \sigma_p^2(R) dl}{\int \xi(R) dl}, \quad (81)$$

gdzie r to rzutowana separacja galaktyk w parze, $R = \sqrt{r^2 + l^2}$, zaś całkowanie odbywa się wzdłuż linii widzenia l . Wielkość σ_p to wyśrodkowana dyspersja prędkości w parach po linii widzenia, którą możemy w przypadku galaktyk możemy zdefiniować jako

$$\sigma_p^2 = \frac{r^2 \sigma_{\perp}^2 / 2 + l^2 (\sigma_{\parallel}^2 - v_{12}^2)}{r^2 + l^2}. \quad (82)$$

Ilustracja 7 pokazuje jak doskonale czuła jest statystyka σ_{12} na modele ZG. Pokazujemy tam sygnał zmierzony przez nas przy użyciu specjalnie skonstruowanych sztucznych katalogów galaktyk (sporządzonych metoda analogiczną do opisanej w omówieniu pracy H5). W zasadzie dla

separacji mniejszych niż 10 Mpc/h sygnał w modelu F4 jest statystycznie znaczący na poziomie kilku sigma. Im większe skale tym syntetyczny błąd większy, co wiąże się przede wszystkim, ze spadającą ilością par zgodnie ze spadającą amplitudą funkcji korelacyjnej. Różnice dla pierwszego momentu, v_{12} , są już znacznie mniejsze i pojawiają się głównie w przedziale 2-5 Mpc/h.

Na powyższej ilustracji wybraliśmy wygodny do porównania model F4, gdzie nawet na poziomie teorii liniowej można oczekiwać znaczących odchyłek w tempie narastania struktury względem OTW. W pracy zbadaliśmy jednak dogłębnie problemem statystycznej doniosłości sygnałów ZG dla różnych modeli i dla obiektów o różnych masach, tak by się przekonać czy np. parametr obciążenia halo czy też nieliniowe procesy związane z formowaniem galaktyk nie zaszumiają sygnału ZG. Nasze główne i bardzo doniosłe wyniki mogą podsumować następująco. Wszystkie obliczenia pokazały, że dyspersja prędkości względnych w parach policzona po linii widzenia do obserwatora zawiera mocny sygnał dla wszystkich modeli ZG, z wyjątkiem najslabszej badanej wersji $f(R)$ – F6. Dla modeli F5, 3G i 4G odchyłki od OTW istotność statystyczną ma poziomie $>5\sigma$ dla hal CM w zakresie wszystkich zbadanych mas (tj.

$2 \times 10^{11} \lesssim M_{200}/(h^{-1} M_{\odot}) \lesssim 2 \times 10^{14}$). Dla modelu F4 odchyłki od OTW są jeszcze znaczniejsze i osiągają poziom $>10\sigma$. Ten wynik jest najmocniejszym i zarazem najistotniejszym statystycznie sygnałem ZG w statystyce, która można zmierzyć w obserwacjach. Do dzisiaj nie znaleziono żadnej innej obserwabli, która mogłaby na poziomie teoretycznym nieść tak mocny sygnał, jak $\sigma_{12}(R)$. Niemniej, jak podkreślamy w naszej pracy, w realistycznych warunkach obserwacji astronomicznych należy oczekiwać, że istotność statystyczna znalezionego sygnału znacząco spadnie. Możemy spodziewać się, że różne efekty związane nieliniowym obłożeniem halo CM galaktykami, oraz z wysoce nieliniowymi procesami fizycznymi dotyczącymi powstawania galaktyk będą źródłami znaczącego szumu. Do pewnego stopnia ilustruje to już ćwiczenie jakie wykonaliśmy i przedstawiliśmy w pracy, gdzie „czysty” sygnał z poziomem $+10\sigma$ zmierzony dla hal CM w modelu F4 spada do poziomu $\sim 5\sigma$ i słabszego gdy zastosujemy nawet tak uproszczony model zasiedlania hal przez galaktyki jak formalizm HOD. W pracy zwracamy uwagę jednak, że w przypadku danych, jakich możemy się spodziewać z nadchodzących wielkich kampanii obserwacyjnych (takich jak *Euclid* czy DESI), że ich olbrzymia liczebność pozwoli na zmierzenie momentów prędkości galaktyk w parach ze znacznie lepszą precyzją, niż to co obrazuje nasz syntetyczny błąd na ilustracji 7.

Kluczowym pytaniem jakie się nasuwa w świetle bardzo obiecujących wyników przedstawionych powyżej dotyczy tego czy w praktyce można wypróbować rozkład prędkości galaktyk w parach na tyle dokładnie, by użyć jej do testów OTW i modeli ZG. Napotykamy tutaj kilka istotnych problemów. Po pierwsze v_{12} i σ_{12} można zmierzyć z przeglądów redshiftowych galaktyk tylko metodami zależnymi od różnych przyjętych parametrów i założeń modelowych. W istocie, na przykład można wyznaczyć dyspersję prędkości w parach po linii widzenia dopasowując 2-wymiarową funkcję korelacji galaktyk w przestrzeni przesunięć ku czerwieni (ang. *2d-galaxy redshift space correlation function*) do jej teoretycznego modelu

$$\xi^s(r_p, \pi) = \int \xi'(r_p, \pi - v/H_0) h(v_{12}) dv, \quad (83)$$

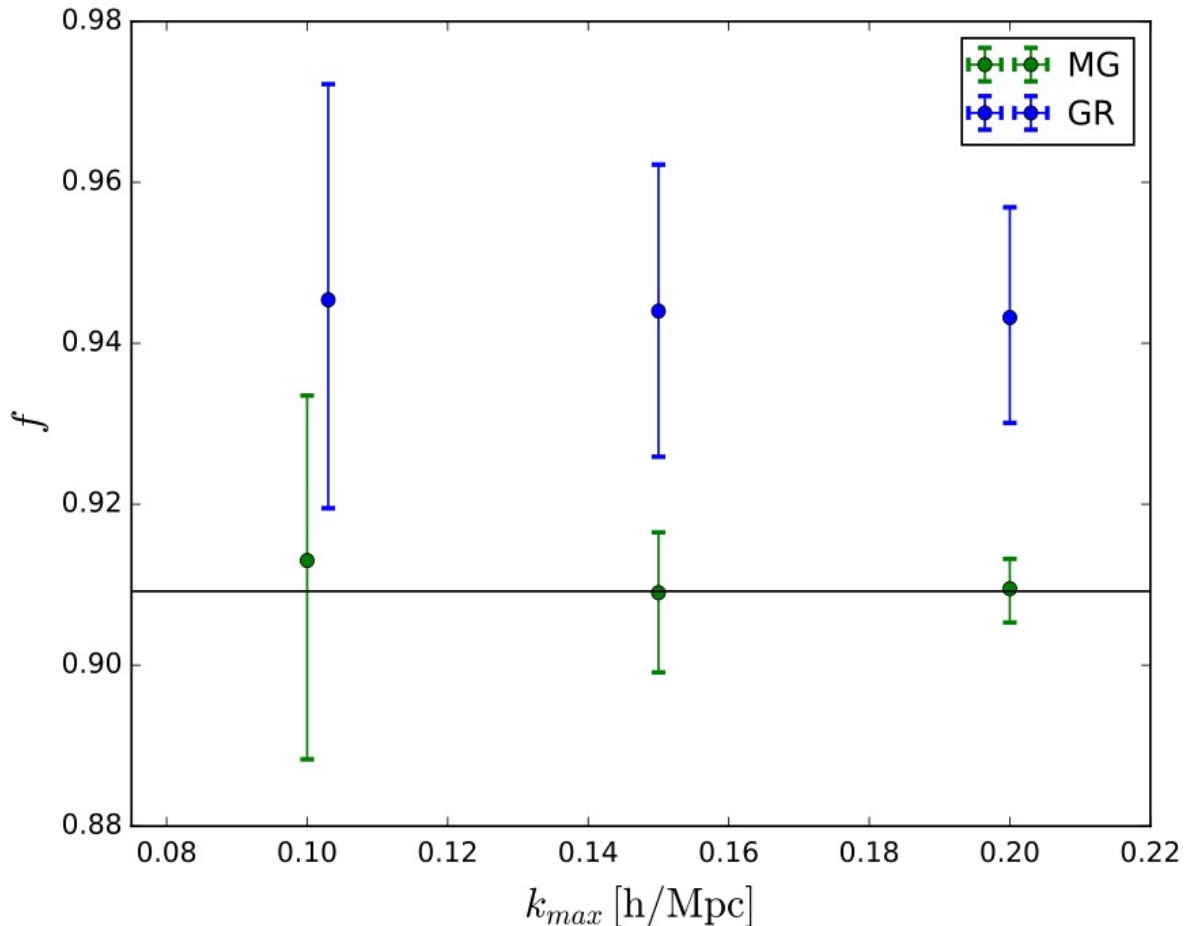
gdzie ξ' zawiera przewidywaną w teorii liniowej amplitudę (która zależy też od przyjętej amplitudy koherentnego spadku galaktyk na siebie na małych skalach), zaś splot zachodzi z założoną funkcją rozkładu prędkości w parach $h(v_{12})$ [59,68,69]. Równoważną procedurą dla danych z przeglądów redshiftowych będzie pracowanie z wielkościami w przestrzeni Fouriera, gdzie procedura dopasowania modelu może być łatwiejsza z uwagi na zamianę splotu na mnożenie funkcji. Wówczas możemy otrzymać wielkość $\sigma_{12}(k)$, która nie jest co prawda dokładnym odpowiednikiem tej dyspersji w przestrzeni położeń, ale jest z nią ściśle związana [np. 70]. By zastosować którąś z tych dwóch metod do badania modeli ZG, potrzeba dysponować modelem klasteringu galaktyk w przestrzeni przesunięć ku czerwieni dopasowanym do specyficznego modelu ZG. W szczególności taki model powinien udanie opisywać liniowy parametr obciążenia pola gęstości galaktyk b , liniowy parametr wzrostu struktury f , oraz funkcję rozkładu prędkości galaktyk w parach $h(v_{12})$ dla przestrzeni położeń lub, równoważnie, funkcję tłumiącą w przestrzeni Fouriera $D[(k\mu\sigma_{12}(k))]$. Znalezienie odpowiednich zależności tych funkcji i parametrów dla modeli OTW wymaga wykonania dedykowanych bardzo dokładnych symulacji komputerowych oraz szeroko zakrojonego programu badawczego.

W pracy zwracamy uwagę, że istnieje jeszcze druga droga wiodąca do pomiaru momentów funkcji rozkładu prędkości galaktyk w parach. Alternatywna metoda polega na posłużeniu się danymi zawierającymi radialne składowe prędkości własnych galaktyk. Takie dane pozwalają, w teorii, na bezpośredni pomiar $v_{12}(R)$ i $\sigma_{12}(R)$ z danych. Zaletą tego podejścia jest to, że nie wymaga ono budowania dedykowanych modeli danych dla każdego specyficznego modelu grawitacji, czyli, jest niezależne od przyjętego modelu grawitacji (przynajmniej na poziomie analizy danych). Do głównych wad takich danych należy zaś zaliczyć to, że prędkości własne galaktyk można zmierzyć tylko dla stosunkowo niewielkiej liczby pobliskich galaktyk. Co powoduje, że odpowiednie zbiory danych są mocno obciążone szumem próbkowania (z ang. *sparse sampling*). Dodatkowo, wyznaczenie prędkości własnych wymaga użycia różnych kalibrowanych empirycznie zależności pozwalających na oszacowanie odległości do galaktyki niezależnej od jej redshiftu (z ang. *redshift-independent distance estimators*). Takie metody są obciążone znanymi poważnymi nieliniowymi obciążeniami takimi jak np. niejednorodne obciążenie Malmquista. Wszystko to powoduje, że bezpośrednie pomiary sygnału z prędkości w parach z danych są bardzo trudne i wymagają żmudnych i dodatkowych badań oraz użycia specjalnych estymatorów (wyprowadzanych zazwyczaj z zasady maksymalnego prawdopodobieństwa).

Wyniki pracy H6 odbiły się szerokim echem w środowisku badaczy modeli ZG. Na przykład w pracy [71] inni autorzy wykazali, że znaleziony przez nas w funkcji rozkładu prędkości w parach sygnał można użyć to rozróżnienia kosmologicznego pomiędzy różnymi rodzajami mechanizmu ekranowania w rodzinie modeli grawitacji z ekranowaniem zależnym od środowiska (tj. mechanizmami kameleonu, dylatonu i symetronu). To bardzo doniosłe teoretyczne odkrycie, gdyż te modele dają bardzo podobne wyniki jeżeli chodzi o klasyczne obserwacje kosmologiczne takie jak widmo mocy czy korelacje klasteringu galaktyk. Wyniki z pracy H6 posłużyły jako zachęta do dalszych żmudnych lecz obiecujących badań, którymi w różnym stopniu do dziś się zajmuję.

4.4.7 Praca [H7]: „*Testing the quasi-static approximation in $f(R)$ gravity simulations*” [*Testy przybliżenia kwazi-statycznego w symulacjach grawitacji $f(R)$*]

Symulacje N-ciałowe modeli grawitacji $f(R)$ (jak również przytłaczającej większości innych modeli ZG) są powszechnie liczone w limicie tzw. „przybliżenia kwazi-statycznego”. W tym



Ilustracja 8: Wykres z pracy H8 ilustrujący dokładność modeli RSD w zastosowaniu do symulacji ZG. Na osi poziomej zamieszczony jest parametr wzrostu struktury. Linia ciągła oznacza wartość prawdziwą (wprowadzoną do symulacji), punkty z błędami ilustrują oszacowania uzyskane z modeli RSD. Słupki błędów odpowiadają statystycznej ufności 2σ odpowiadającej katalogowi o głębokości $V=20$ (Gpc/h)³. Oś pozioma określa skalę (maksymalną liczbę falową) do jakiej dopasowywano model do danych. Dane dla $z=1$.

przybliżeniu zakłada się, że pochodne po kosmicznym czasie pola skalarne, które generuje piątą siłę są znacznie mniejsze w porównaniu do gradientów przestrzennych pola, a zatem można je bezpiecznie pominąć w równaniach [19,72]. Wielką zaletą tego założenia jest to, że znacząco upraszcza ono równania jakie musi scałkować kod N-ciałowy. Kwazi-statyczne przybliżenie zostało dobrze zbadane dla OTW (gdzie np. rozchodzenie się fal GW ma pomijalny wpływ na formowanie się wielkoskalowej struktury). Jednak jak do tej pory założenie to stosowane mechanicznie również w przypadku obliczeń dla modeli ZG[73]. Stosowanie tego przybliżenia, bez przeprowadzenia dokładnych badań czy jest ono wciąż zasadne, zwłaszcza w przypadku modelu $f(R)$, gdzie reżim nieliniowy wprowadza specyficzną zależność od lokalnych warunków, może budzić poważne

zastrzeżenia i obawy czy wyniki wcześniejszych symulacji grawitacji $f(R)$ nie pomijały jakichś istotnych efektów. Głównym celem zatem, jaki obraliśmy sobie w pracy H7 było dokładne liczbowe oszacowanie wielkości efektów związanych z pomijaniem pochodnych czasowy pola skalarnego w równaniach ruchu grawitacji $f(R)$. Do tego celu opracowaliśmy wyprowadzenie nieliniowych równań tego modelu, w których wszystkie pochodne czasowe są konsekwentnie utrzymane i propagowane w dalszych rozwinięciach. Następnie zaimplementowaliśmy te pełne wersje równań w zmodyfikowanej wersji kodu ECOSMOG. Tak przygotowani przeprowadziliśmy szereg obliczeń numerycznych z różną rozdzielczością i dokładnością na analizie których oparliśmy nasze badania. Praca H7 jest bardzo obszerna i zawiera długie sekcje z wyprowadzeniami równań ruchu $f(R)$ jak i zmodyfikowanego równania Poissona zawierających wszystkie pochodne czasowe pola skalarnego oraz pochodne czasowe pierwszego rzędu potencjałów grawitacyjnych. Dla przejrzystości wywodu powstrzymam się od przytoczenia wszystkich odpowiednich matematycznych wyprowadzeń, zainteresowany czytelnik może łatwo do nich dotrzeć sięgając do omawianej pracy, która jest załącznikiem do niniejszego autoreferatu.

Przedstawię teraz usystematyzowane streszczenie wyników naszych badań nad zagadnieniem stosowalności przybliżenia kwazi-statycznego w symulacjach grawitacji $f(R)$. Bazując na uogólnionych równaniach ruchu $f(R)$ i równania Poissona wykazaliśmy, że zachowanie pochodnych czasowych skutkuje pojawieniem się dodatkowych nietrywialnych członów w obu tych równaniach. Rozwiązania numeryczne tych równań znaleźliśmy dla trzech różnych domen obliczeniowych (pułła o rozmiarach 256, 128 i 64 $h^{-1}\text{Mpc}$). W ten sposób mogliśmy sprawdzić wielkość różnych efektów w zależności od rozdzielczości sił i mas oraz konwergencje naszych rozwiązań. Dla obliczeń niskiej rozdzielczości ewoluujemy trzy różne wersje modelu $f(R)$ w formalizacji Hu-Sawickiego: F4, F5 i F6, które omawiane już były w tym referacie.

Analizując względne wzmocnienia względem ΛCDM amplitudy widm mocy gęstości i dywergencji prędkości wykazaliśmy, że uwzględnienie członów z pochodnymi czasowymi w modelach F4 i F5 nie wprowadza żadnych statystycznie znaczących różnic pomiędzy pełnymi i przybliżonymi kwazi-statycznie obliczeniami. W przypadku modelu F6 zmierzone różnice są już jednak zauważalnie większe. By zbadać czy zauważone odstępstwa nie są w jakiś sposób powiązane z rozmiarami pułła obliczeniowego wykonaliśmy analogiczną analizę modelu F6 dla symulacji o podwyższonej rozdzielczości. Odkryliśmy, że dla symulacji charakteryzującej się wyższą rozdzielczością znaleziona odchyłka względem kwazi-statycznego przybliżenia jest mniejsza niż w symulacji o niższej rozdzielczości. By jeszcze lepiej zbadać ten przypadek dokonaliśmy szeregu dalszych obliczeń różniących się nie tylko rozdzielczością sił i mas ale i ziarnistością kroku całkowania po czasie. Wszystkie te dodatkowe obliczenia wykazały, że pierwotnie zdiagnozowany podwyższony efekt niezgodności między pełnymi i przybliżonymi obliczeniami w modelu F6 wynikał z niskiej rozdzielczości. W końcu porównaliśmy jeszcze dokładnie statystyki w przestrzeni położeń dla statycznych i niestatycznych wersji symulacji F6 i również nie odnaleźliśmy żadnych znaczących różnic. Implikacje naszych dodatkowych testów są dwojakie:

- i. numeryczne całkowanie równań ruchu w kodzie ECOSMOG zbiega do prawdziwego rozwiązania. Pokazanie, że nasz nowy algorytm uwzględniający pochodne czasowe działa prawidłowo i jego wyniki odzwierciedlają fizyczne rozwiązania równań;
- ii. konsyistentne i zbieżne wyniki obliczeń wskazują, że nawet dla modelu F6, gdzie pole skalarnie podlega najbardziej nieliniowym zmianom, włączenie do obliczeń członów z pochodnymi czasowymi nie wydaje się ani kluczowe ani niezbędne by uzyskać poprawny opis fizyczny pola i dodatkowych oddziaływań.

Na podstawie powyższego wnosimy, że stosowanie kwazi-statycznego przybliżenia w obliczeniach całkujących równania ruchu i równania Poissona jest zasadne i bezpieczne dla kosmologicznych i międzygalaktycznych skal odległości.

W pracy szeroko również dyskutujemy problemy numeryczne związane z naszym algorytmem. W szczególności nasz algorytm całkujący po czasie zakłada *implicite*, że kod N-ciałowy ewoluuje wielkości, które zależą od uśrednionych wielu oscylacji pola *skalaronu*. Analiza jakościowa obliczeń wykazała, że amplitudy takich oscylacji, jakowoż rosną w czasie, są jednak znacznie mniejsze niż ich średnia po obwiedni (tj. w okolicach środka oscylacji) dla wszystkich epok, jakie są ważne dla powstawania struktury. Toteż wnosimy, że dokonywania *implicite* procedura uśredniania fluktuacji pola skalarnego po czasie (wewnątrz jednego kroku czasowego) nie wprowadza żadnych niefizycznych efektów do naszych rozwiązań. Rozważaliśmy również wpływ różnych źródeł nieusuwalnego szumu, pochodzącego np. od różnych losowych faz warunków początkowych (tzw. kosmiczna wariancja) w kontekście warunków relaksacyjnych jakie nakładamy na obliczenia. Wniosek był taki, że wszystkie fizyczne źródła szumu dają znacznie większy wkład w porównaniu do niewielkich poprawek jakie by wynikały ze stosowania przybliżenia kwazi-statycznego. Toteż szum numeryczny i szum fizyczny są dominujące w porównaniu do błędów pojawiających się na skutek uproszczenia obliczeń.

Podsumowując, nasze badania pokazały, że efekty powiązanie z pochodnymi czasowymi pola skalarnego są na tyle niewielkie, że w obliczeniach kosmologicznych mogą być bezpiecznie pominięte. Trzy warianty modelu $f(R)$ jakie użyliśmy w badaniach, tj. F4, F5 i F6 – obejmują duży zakres możliwej efektywności mechanizmu ekranowania, od słabej do bardzo mocnej. Dla wszystkich trzech odmian jednak stwierdziliśmy, że obliczenia wykonywane w przybliżeniu kwazi-statycznym dają wyniki, którym można ufać na zbadanych skalach. Dodatkowo zauważamy, że w odmianie F4 ekranowanie jest na tyle słabe, że dynamika tego modelu jest bardzo bliska teorią bez ekranowania, takim jak np. modele sprzęgniętej kwintesencji (z ang. *coupled quintessence*). Toteż nasze wyniki odnośnie stosowalności przybliżenia kwazi-statycznego można uogólnić również do tej klasy modeli. Nasze rozważania i ich wyniki pomieszczone w pracy H7 dały bardzo ważny przyczynek do problemu stosowalności uproszczonych obliczeń i ich adekwatności do studiowania i opisu procesu powstawania wielkoskalowej struktury w modelach z ekranowanym za pomocą mechanizmu kameleon polem skalarnym.

4.4.8 Praca [H8]: „*Theoretical accuracy in cosmological growth estimation*” [Dokładność teoretyczna w modelowaniu i wyznaczaniu parametru wzrostu struktury]

Jak wspomniano w tym referacie już kilkakrotnie, we współczesnej kosmologii jednym z najbogatszych źródeł informacji są katalogi galaktyk z pomierzonymi spektroskopowo ich indywidualnymi przesunięciami ku czerwieni. Ujawniają one silnie anizotropowy sygnał w dwupunktowej statystyce klasteringu galaktyk, efekt, który powszechnie nazywa się zaburzeniami w przestrzeni redshiftów (ang. *redshift space distortions*, *RSD*). Na poziomie teoretycznym możemy rozumieć ten efekt jako manifestację nieliniowego mapowania pomiędzy rzeczywistymi pozycjami galaktyk w czasoprzestrzeni (które nie są dostępne w obserwacjach) a ich położeniem w przestrzeni redshiftów. W przestrzeni tej pozycja radialna (a więc odległość od obserwatora) galaktyki jest przybliżana przez wielkość z , czyli przesunięcie ku czerwieni emitowanego przez galaktykę światła. Część liniowa tej wielkości jest zwyczajowo brana jako wynikająca z kosmologicznej zależności redshift-odległość (wyznaczanej na podstawie prawa ucieczki galaktyk Hubble'a). Część nieliniowa w z , pojawia się na skutek ruchów własnych galaktyk, gdzie składowa radialna prędkości swoistej dodaje się do zmierzonego całkowitego przesunięcia ku czerwieni galaktyki. W przypadku dużej klasy modeli Ciemnej Energii i Zmodyfikowanej Grawitacji piąta siła wynikająca z propagacji dodatkowych stopni swobody sprzęga się do pól materii i wpływa na zwiększone prędkości własne galaktyk (patrz prace H1 i H6) oraz amplitudę korelacji 2-punktowych (prace H1 – H4). Wszystkie te efekty w zasadzie powinny zostawiać również odpowiedni ślad w statystyce klasteringu galaktyk w przestrzeni redshiftów.

Na skalach, na których możemy posłużyć się jeszcze teorią liniową pomiary siły i anizotropii sygnału RSD galaktyk są wyrażane jako oszacowanie parametru kombinatorycznego $f\sigma_8$. Tutaj mnożna f to wspomniany już wielokrotnie tzw. parametr tempa wzrostu, czyli logarytmiczna pochodna dominującego modu liniowych zaburzeń gęstości. Mnożnikiem jest σ_8 , parametr normalizacji liniowego widma mocy fluktuacji materii. W ciągu ostatnich kilkunastu lat oszacowania kombinacji $f\sigma_8$ na podstawie pomiarów i analizy spektroskopowych katalogów galaktyk stało się zwyczajową praktyką i duża liczba takich pomiarów zapewniła nam obecne jedne z najlepszych oszacowań parametrów kosmologicznych. Warto tutaj wspomnieć o precyzyjnych pomiarach opartych katalogi jasnych czerwonych galaktyk LRG w przeglądzie SDSS [74], wyniki serii pomiarów z przeglądu BOSS [75], czy głębokiego przeglądu VIPRES [76]. W świetle tych wszystkich wspaniałych pomiarów i dokładnych oszacowań warto jednak zachować chłodny osąd sceptyka i nie wpadać w nadmierny optymizm. Gdyż trzeba koniecznie wziąć pod uwagę, że wszystkie te „pomiar” $f\sigma_8$ opierają się w istocie o najlepsze dopasowania pewnych modeli sygnału RSD do danych. Te modele zaś w całej swojej rozciągłości oparte są o OTW, nawet jeżeli autorzy różnych oszacowań używali ich do nakładania ograniczeń obserwacyjnych na modele ZG. Tutaj zatem trzeba postawić bardzo ważne pytanie: czy elastyczność standardowych modeli RSD i ich parametrów pobocznych (takich jak np. dyspersja prędkości galaktyk) jest na tyle duża by opisać bez obciążenia i zakłamań nową fizykę ZG? Czy też należy jednak rzetelnie wypracować modele jednorodnie uwzględniające dane modele ZG i użyć ich do analizy, a zatem analizować dane RSD w zależny od modelu sposób (z ang. *model-dependent*)? To pytanie możemy ująć w bardziej ścisły

naukowy język. Zapytujemy zatem, czy obciążenia i systematyczne niedokładności pojawiające się na skutek nie uwzględniania w modelu RSD fizyki ZG są na tyle małe w porównaniu do błędów statystycznych, że można je bezpiecznie zignorować? Ten problem jest obecnie bardzo palący i pilny, gdyż stoimy u progu nowej złotej ery kosmologii. W ciągu najbliższych lat dostępne staną się nowe zbiory danych, które swoją liczebnością i jakością przewyższą obecne katalogi o rząd wielkości. Zatem możemy oczekiwać, że szum statystyczny przyszłych danych będzie o wiele mniejszy niż to ma miejsce obecnie, co w konsekwencji zwiększy znaczenie różnych błędów systematycznych, które obecnie wydają się małe i nieistotne.

W pracy H8 zbadaliśmy powyżej przedstawioną problematykę na przykładzie modelu brany nDGP, który wybraliśmy jako reprezentanta klasy modeli z ekranowaniem piątej siły przy pomocy mechanizmu Vainshteina¹⁰. Do naszych badań użyliśmy modelu RSD opartego o teorię zaburzeń wyższych drugiego rzędu sformułowanego przez Taruya'ę, Nishimichi'ego i Saito'ego (TNS) w pracy [77] oraz modelu opartego o standardową teorię zaburzeń (z ang. *standard perturbation theory*, SPT). Do modelowania RSD z uwzględnieniem dodatkowych nieliniowości i fizyki wprowadzonej przez ZG użyliśmy rozwinięcia tego modelu STP na podstawie [78] oraz na nowych rozwinięć modelu TNS. Zastosowaliśmy te metody do sztucznych danych modelujących spektroskopowe katalogi galaktyk, które wygenerowaliśmy na podstawie serii przyspieszonych obliczeń N-ciałowych za pomocą nowego pakietu MG-COLA (z ang. *Modified Gravity – COmoving Lagrangian Accelerator*). Pakiet MG-COLA znacznie przyspiesza symulacje kosmologiczne kosztem pewnej ich dokładności. Dokonane uproszczenia powodują, że kod nie nadają się np. do dokładnego śledzenia i modelowania dynamiki orbitalnej halo CM czy ich wewnętrznej struktury. Jednak świetnie się sprawdza w modelowaniu klasteringu i prędkości swoistych galaktyk na międzygalaktycznych i kosmologicznych skalach (patrz więcej w [79]).

Poza sprawdzeniem jak wielkie mogą być błędy systematyczne spowodowane użyciem złego modelu RSD do danych postanowiliśmy również sprawdzić jak dokładność pomiarów zależy również od skal klasteringu galaktyk do jakich dopasowujemy model RSD. Analizę tutaj opieramy rosnącą maksymalną liczbę falową k_{max} do której dopasowujemy model. Wszystkie dane (t.j. zmierzone mody zaburzeń gęstości w przestrzeni redshiftów) powyżej danego k_{max} są ignorowane. Im bardziej nieliniowe skale są uwzględniane w analizie tym teoretycznie mniejsze błędy i bardziej jednoznaczne wynikowe oszacowanie $f\sigma_8$. Z drugiej strony jednak im mniejsze skale (t.j. większe k_{max}) tym zdolności predykcyjne modeli RSD mniejsze, gdyż na mocno nieliniowych skalach dopasowanie do danych zaczyna być zdominowane przez parametry drugorzędne, np. takie jako wielkość dyspersji prędkości galaktyk - σ_v .

Wyniki naszych badań zawartych w pracy mogą podsumować następująco. Dokonaliśmy porównania danych z symulacji z szablonami na widmo mocy RSD dla modeli OTW i nDGP zakładając warunki obserwacyjne dla przyszłego wyidealizowanego przeglądu, gdzie nie zajmowaliśmy się modelowaniem efektów związanych z niekompletnością danych (zarówno kątową jak i radialną). Stwierdziliśmy, że drugorzędny parametr, σ_v , modelu OTW, który steruje siłą z jaką nieliniowe ruchy własne galaktyk tłumią amplitudę klasteringu w przestrzeni redshiftów na

10 Dokładniejszy opis tego modelu zamieszczałem w sekcji 4.4.9, gdzie opisuję wyniki z pracy H9.

małych skalach, do pewnego stopnia jest w stanie uwzględnić podwyższoną amplitudę fluktuacji gęstości materii w modelu nDGP. Ta tendencja wyraźnie się zarysowywała w podwyższonych wartościach σ_v , jakie dawało dopasowanie szablonu OTW do danych z symulacji ZG.

Oba szablony dawały porównywalnie dobre oszacowania wejściowego parametru wzrostu z symulacji dla danych obejmujących stosunkowo niski redshift (t.j. $z < 0,5$). Dla danych modelujących głębsze przeglądy i obejmujących wcześniejsze etapy nasza analiza jednak jednoznacznie wskazała, że model OTW daje obciążone oszacowania parametru wzrostu gdy jest stosowany do symulacji z ZG. Wykres z ilustracji 8 obrazuje ten znaczący efekt. Tutaj modelujemy dane do mocy statystycznej jaką będzie miał przegląd galaktyk obejmujący około $20(\text{Gpc}/h)^3$. Takich danych możemy się spodziewać z nadchodzących misji i projektów takich jak *Euclid* czy DESI. Błędy obrazują poziom ufności 2σ . Pomiar wykonany dla danych z $z=1$, dobitnie obrazują, że model RS oparty na OTW daje nieprawidłowo zawyżone oszacowanie f i niezgodność ta dla wszystkich użytych skal odcięcia k_{max} większa niż 2σ i do tego rośnie wraz z k_{max} . Niedokładność i przeszacowanie głównego parametru w modelu OTW idzie w kierunku wartości jaką byśmy oczekiwali w LCDM/OTW. Zatem nie tylko użycie złego modelu RSD daje obciążony wynik, ale do tego obciążenie to zachodzi w kierunku uzgadniającym dane z założonym modelem grawitacji. Toteż możemy się spodziewać, że stosowanie modeli RSD opartych na OTW nie może być stosowane do testowania teorii grawitacji i scenariuszy powstania struktur innych niż LCDM i OTW! Warto również zauważyć, że model danych uwzględniający dodatkową fizykę grawitacji nDGP daje oszacowania bardzo trafne i zgodne z wartością kontrolną parametru f , równocześnie charakteryzując się znacznie mniejszymi błędami oszacowania niż model OTW. W końcu zbadaliśmy również, zachowanie obu modeli w przypadku do danych z symulacji LCDM. Tutaj oba modele dawały prawidłowe i nieobciążone oszacowania, gdyż model danych nDGP po prostu w swoich najlepiej dopasowanych fitach dawał parametry związane z fizyką ZG równe zero.

Wyniki naszych badań z pracy H8 mają fundamentalne znaczenie i daleko idące konsekwencje dla współczesnej kosmologii. Po pierwsze należy z nową dozą sceptycyzmu podejść do wszystkich współczesnych ograniczeń obserwacyjnych na modele ZG oszacowanych na podstawie głębokich spektroskopowych danych galaktycznych analizowanych przy pomocy szablonów opartych o OTW. Co więcej wykazane poważne obciążenie teoretyczne modeli RSD pokazuje, że stosowanie modeli RSD opartych o OTW do przyszłych danych i analiza tak uzyskanych wyników powinna następować z dużą dozą ostrożności. O wiele trafniejszym wyborem wydaje się opracowanie linii analizy danych i modeli RSD uwzględniających jak największą różnorodność modeli ZG. Zastosowanie tak ulepszonych formalizmu pozwoli na analizę przyszłych wielkich danych kosmologicznych bez ryzyka przegapienia sygnałów nowej fizyki.

4.4.9 Praca H9: „Revealing modified gravity signals in matter and halo hierarchical clustering” [Odsłanianie sygnałów zmodyfikowanej grawitacji w hierarchicznym klasteringu halo i materii]

W pracy H3 przedstawiliśmy analizę zredukowanych kumulant wyższych rzędów dla pola gęstości w modelach grawitacji $f(R)$ dla różnych etapów ewolucji i dla różnych skal. Wyniki wskazywały na silną i unikalną charakterystykę piątej siły ekranowanej kameleonem jaka pojawia się w skośności, kurtozie i wyższych momentach wyrażonych w funkcji skali. Analiza w pracy H3

ograniczała się jednak tylko do statystyki filtrowanego pola gęstości ciemnej materii, toteż silny sygnał ZG, który nasza analiza wykazała podlegał by jedynie potencjalnej obserwacji w reżimie słabego soczewkowania grawitacyjnego. Zainspirowany tamtymi wynikami oraz chcąc wyjść poza analizę kumulant jedynie pola gęstości zaplanowałem badania, których wyniki razem ze współpracownikami pomieściłem w pracy H9.

W pracy H9 zbadaliśmy szczegółowo mechanizm niestabilności grawitacyjnej dla OTW i dwóch wariantów modelu grawitacji wszechświata brany nDGP, które to posłużyły nam jako świnki doświadczalne reprezentujące całą szeroką klasę modeli ZG z nieliniowym ekranowaniem typu Vainshteina. By móc śledzić proces grawitacyjnej ewolucji pierwotnych fluktuacji gęstości również w reżimie nieliniowym wykonaliśmy serię symulacji N-ciałowych z zaimplementowaną kosmogonią WMAP9. Dwa warianty nDGP, które modelujemy różnicujemy za pomocą parametru skali przejścia

$$\Omega_{rc} = \frac{1}{(2r_c H_0)^2}, \quad (84)$$

gdzie skala r_c jest zdefiniowana jak w równaniu (47). W ten sposób za pomocą jednego parametru możemy sklasyfikować całą rodzinę modeli DGP. Wariant z literą „n” (nDGP) oznacza gałąź normalną rozwiązań całki działania, która nie zwiera samo-przyspieszenia czasoprzestrzeni (tak jak wariant sDGP). Zatem w zasadzie model nDGP wciąż potrzebuje niezerowej stałej kosmologicznej by dać zgodną z obserwacjami historię ekspansji $H(z)$. Toteż z uwagi na tą cechę model ten nie jest wielce atrakcyjny teoretycznie i nie pretenduje do miana poważnego konkurenta OTW. Niemniej jest on stosunkowo podatny na modelowanie N-ciałowe i zawiera nieliniowy mechanizm Vainshteina. Dlatego świetnie nadaje się jako model przykładowy reprezentujący całą gamę teorii zmodyfikowanej grawitacji z członami kinetycznymi i pochodnymi wyższych rzędów. Nasze dwa warianty nDGP mają odpowiednio $\Omega_{rc} = \{0,0124; 0,438\}$. Im wyższy parametr Ω_{rc} , tym mniejsza skala przejścia, a efekty związane z piątą siłą są mocniejsze.

W pracy szczególną uwagę poświęciliśmy statystyce korelacyjnej od niskich do wysokich rzędów w zastosowaniu do opisu i analizy własności klasteringu materii, halo CM i galaktyk dla szerokiego przedziału czasu ewolucji (od $z=1$ do $z=0$) i skal przestrzennych (do 1 do $100 h^{-1}\text{Mpc}$). Badając katalogi halo CM podzieliliśmy je na różne populacje i podgrupy odpowiadające różnej gęstości liczbowej (od $\langle n \rangle = 1,9 \times 10^{-3} h^3/\text{Mpc}^3$ do $1 \times 10^{-4} h^3/\text{Mpc}^3$). Taki podział populacji halo i taka procedura analizy jest formą prostego modelowania różnych populacji galaktyk w duchu techniki dopasowywania obfitości (z ang. *abundance matching*). Jednym z kluczowych parametrów charakteryzujących różne katalogi galaktyk i ich podkatalogi wyróżniające typy morfologiczne galaktyk jest właśnie ich obfitość przestrzenna wyrażona jako gęstość liczbowo na jednostkę współporuszającej się objętości. Toteż różne tak skonstruowane podkatalogi halo CM modelują (w sposób co prawda uproszczony) różne docelowe katalogi obserwacyjne galaktyk. Poniżej wyliczam najważniejsze wyniki naszej analizy:

- i. dla wszystkich rozważanych modeli i statystyk pola gęstości zauważyliśmy, że maksymalna odchyłka od wartości oczekiwanych dla OTW pojawia się zawsze dla chwili obecnej, tj. $z=0$, i w ogólności odchyłka ta jest monotoniczną funkcją kosmicznego czasu;
- ii. analiza 1-punktowych funkcji rozkładu gęstości (gęstość zmiennej losowej), $p(\delta+1)$, wykazała, że funkcje te dla wszystkich modeli przyjmowały swoje maksima dla takiej samej gęstości średniej, ale odznaczały się różnymi kształtami ogonów niskiej i wysokiej gęstości. Najbardziej wyraźne było stosunkowe poszerzenie rozkładu dla modeli ZG (co odbijało się na odpowiednio zwiększonej wariancji pola gęstości). Odnotowaliśmy również znacząco większą asymetrię kształtu funkcji w modelach nDGP (zwłaszcza dla najmniejszej skali wygładzania $R=0,5h^{-1}\text{Mpc}$); Dla obu modeli ZG i na wszystkich zbadanych etapach ewolucji 1-punktowe funkcje rozkładu gęstości wskazywały, że odpowiadające kosmiczne pola gęstości w tych modelach charakteryzują się wzrostem objętości obszarów zarówno o bardzo niskiej jak i bardzo wysokiej gęstości w porównaniu z OTW;
- iii. zmierzone wariancja i widmo mocy gęstości materii konsekwentnie pasowały do obrazu nakreślonego przez rozkłady gęstości. Tutaj modele nDGP odznaczają się niemal stałym i niezależnym od skali wzmocnieniem na poziomie 4 i 20% dla słabego i silnego modelu odpowiednio;
- iv. wykazaliśmy niesamowicie dobrą zgodność pomiędzy estymatorami wariancji i skośności opartymi o teorię zaburzeń a tymi zmierzonymi w symulacjach. Bezwzględne amplitudy poszczególnych kumulant pola gęstości są dla wszystkich modeli zgodne na poziomie 1% idąc w dół aż do skal rzędu $10(15)h^{-1}\text{Mpc}$ dla wariancji (skośności). Jednocześnie względne stosunki wzięte względem OTW (czyli względne odchyłki) zgadzają się jeszcze lepiej aż do skal rzędu $1(5)h^{-1}\text{Mpc}$;
- v. momenty pola gęstości wyższych rzędów $\xi_2-\xi_9$ są zaburzone przez dodatkową dynamikę ZG tylko w stopniu średnim. Jednakowoż, odpowiadające im amplitudy hierarchiczne (czyli zredukowane kumulanty) S_3-S_8 odznaczają się już znacznie silniejszymi odchyłkami od OTW, szczególnie dla małych skal $R \leq 10 h^{-1}\text{Mpc}$ i dla $z=0$. Na wyższych redshiftach zmierzone odchyłki były zazwyczaj znacznie mniejsze. Główną tendencją wyłaniającą się z naszej analizy jest to, że kumulanty S_n w modelach ZG przyjmują na małych skalach niższe wartości niż w OTW, zbiegając jednak do zgodnych dla większych skal, tj. $R > 10 h^{-1}\text{Mpc}$. Odzwierciedla to fakt, że na większych skalach widmo mocy materii $P(k)$ i odpowiadająca mu wariancja $\sigma(R)$ są wzmocnione o stały czynnik, lecz grawitacja nDGP nie zmienia ich kształtu;
- vi. w przypadku 2-punktowej funkcji korelacyjnej (2PFK) zaobserwowaliśmy, że względne odchyłki od OTW są znacznie większe dla pola gęstości ciemnej materii niż dla populacji halo CM. Dla korelacji halo tylko najmniejsze separacje par, $R \leq 10 h^{-1}\text{Mpc}$, wykazywały znamiona ZG, w przypadku zaś pola gęstości CM sygnał pojawiał się również na większych skalach odległości;
- vii. sygnał alternatywy OTW objawiał się jednak silnie w statystyce klasteringu hal CM wyższych rzędów. Zredukowane kumulanty nosiły znamiona silnych odchyłek od LCDM na skalach znacznie większych niż dla pola gęstości, tutaj zauważalne różnice pojawiały się nawet dla separacji rzędu $R \sim 50 h^{-1}\text{Mpc}$;

- viii. wykazaliśmy, że skośność oferuje dobrą szansę na obserwacje tylko silnego z naszych dwóch modeli nDGP i to tylko dla próbki halo o największej obfitości. Z drugiej strony pokazaliśmy za to, że zredukowana kurtoza objawia się jako obiecujący kandydat na obserwabłą kosmologiczną różnicującą modele ZG i OTW. Tutaj model z $\Omega_{rc}=0,438$ objawia się z pełną znaczącością statystyczną dla wszystkich katalogów halo i niemal dla wszystkich zbadanych separacji. Słabszy model z $\Omega_{rc}=0,0124$ również daje silny sygnał, jednakże tylko dla małych i silnie nieliniowych skal $R \leq 3 h^{-1} \text{Mpc}$. W ogólności wykazaliśmy, że sygnał ZG można zidentyfikować z bardzo dobrą istotnością statystyczną wahającą się od poziomu 3 do 8σ , w zależności od skali i modelu;
- ix. w końcu znaleźliśmy jeszcze silniejsze odchyłki od OTW w kumulancie piątego rzędu, S_5 . Jednakże tutaj sytuacja się znacząco komplikuje z uwagi na znacznie podniesiony poziom szumu statystycznego związanego ze słabym próbkowaniem. Ten szum próbkowania znacząco obniża istotność statystyczną sygnału. Jednak zauważamy, że ten szum można dosyć łatwo zredukować używając katalogów o znacznie większej głębokości niż nasza (tj. $>1 h^{-3} \text{Gpc}^3$);

W ogólnym ujęciu nasze badania dotyczące statystyki wyższych rzędów pola gęstości skazują, że w przypadku zbadanych modeli ZG na skalach i w epokach, gdzie ekranowanie piątej siły nie jest odpowiednio efektywne, nowa fizyka ZG wzmacnia proces grawitacyjnej niestabilności. To w efekcie prowadzi do nietrywialnych odchyłek kształtu funkcji rozkładu opisującej kosmiczne pole gęstości. Wyraźnie na takie zmiany wskazują istotnie różne od wariantu OTW wartości skośności – miary asymetrii funkcji rozkładu, i kurtozy opisującej stopień spłaszczenia ogonów funkcji rozkładu. By zrozumieć czemu niestandardowa dynamika związana z ewolucją grawitacyjną w modelach ZG prowadzi do obniżenia amplitud zredukowanych kumulant w stosunku do modelu LCDM jednocześnie wzmacniając wielkość wariancji, musimy się odwołać do szczególnej asymetrii związanej z ewolucją wielkoskalowego pola gęstości opisanego za pomocą parametru kontrastu gęstości δ . Otóż, podczas gdy po stronie dodatniej kontrast gęstości może w zasadzie narastać nieograniczenie, osiągając obecnie np. wartości rzędu $\delta \sim 10^6$ w centrach skupisk CM o masach gromad galaktyk, to po stronie ujemnych wartości tego parametru napotykamy fundamentalnie nieprzekraczającą granicę $\delta = -1$. Granica ta odpowiada już hipotetycznemu całkowicie pustemu obszarowi przestrzeni z $\rho = 0$. W scenariuszach, gdzie powstawanie struktury jest wzmocnione przez propagację dodatkowych stopni swobody takich jak modele nDGP bardziej puste pustki powodują, że asymetria rozkładu gęstości po stronie $\delta < 0$ staje się mniejsza dzięki wzmocnieniu ogona rozkładu w niskich gęstościach. Momenty funkcji rozkładu pola gęstości ciemnej materii nie są dostępne bezpośrednim obserwacjom. Ale istotne zmiany statystyki pola gęstości na które wskazują nasze obliczenia nie powinny pozostać bez wpływu na parametry mierzalne za pomocą efektów soczewkowania grawitacyjnego. Niestety, skale na jakich pole gęstości w modelach nDGP odznacza się istotnie innymi cechami są na tyle małe, że wkład do obserwacji of nieliniowej fizyki barionowej jest bardzo istotny. Toteż, bez odpowiednio precyzyjnego modelowania takich efektów (i to równocześnie w LCDM i ZG) wyłuskanie sygnału ZG ponad szum nie będzie możliwe. Problemem wpływu wysokoenergetycznych procesów związanych z fizyką powstawania i ewolucji galaktyk na kosmiczne pola gęstości i prędkości

zająłem się w innej pracy [108], której wyniki omawiam w dalszej części referatu. Niemniej, tutaj mogę wspomnieć, że na skalach $R < 10h^{-1}\text{Mpc}$ fizyka barionowa może powodować zmiany w amplitudzie i kształcie widma mocy materii na poziomie 30-50%, a zatem całkowicie dominować w budżecie błędów.

Druga część analizy przedstawionej w pracy H9 przedstawia jednak optymistyczniejsze perspektywy użycia wyższego rzędu statystyki klasteringu halo i galaktyk do testów OTW i modeli ZG. Tutaj, optymalną kumulantą okazała zredukowana kurtoza. Ponieważ nasza analiza nie wyszła poza najprostsze modelowanie populacji galaktyk dokonanego w duchu dopasowywania obfitościowego, wskazujemy, że konieczne jest zachowanie odpowiedniej dozy sceptycyzmu. Wciąż bowiem bardziej realistyczny opis procesu formowania galaktyk w modelach ZG może wprowadzić efekty statystyczne, które pomniejszą istotność statystyczną odnalezionych sygnałów nDGP. W pracy zwracamy jednak uwagę na fakt, że mocny sygnał ZG widoczny był w kurtozie policzonej dla wszystkich trzech rozważanych populacji halo. To wskazuje, że sygnał nie jest mocno zależny od zmiennej masy halo, co z kolei daje poważne powody do optymizmu. Taka cecha sygnału w kurtozie wskazuje, że powinien on przetrwać systematyczne efekty wprowadzane do danych poprzez różne nieliniowe funkcje selekcji. Na koniec zauważamy, że analiza jaką przedstawiamy w pracy wykonana została dla przestrzeni położeń. W rzeczywistości najlepsze dane obserwacyjne dotyczą klasteringu galaktyk w przestrzeni redshiftów. Toteż, uzasadnioną jest obawa, że efekty związane z nieliniowym mapowaniem do z-przestrzeni mogą całkiem zdominować sygnał ZG. By rygorystycznie przetestować to zagadnienie potrzeba wykonać zupełnie nowe i odpowiednio zaplanowane symulacje oraz zaawansowane modelowanie efektów systematycznych w danych. Takie zadanie stawiam sobie w planach przyszłych badań. W kontekście omawianej pracy mogę jednak zwrócić jeszcze uwagę, że w pracy [61] autorzy wykazali, że nieliniowe mapowanie do przestrzeni przesunięć ku czerwieni zmienia amplitudę zredukowanych kumulant tylko w stosunkowo małym stopniu. Ten wynik sugeruje, że odpowiedni sygnał ZG może przetrwać tą procedurę i zachować odpowiednią istotność statystyczną.

4.4.10 Praca H10: „*Real- and redshift-space halo clustering in $f(R)$ cosmologies*” [Klastering halo w przestrzeni położeń i redshiftów w kosmologiach $f(R)$]

W ostatniej pracy z przedstawianej serii przedstawiłem ze współpracownikami wyniki kompleksowego modelowania sygnału zmodyfikowanej grawitacji typu $f(R)$ w dwu-punktowej statystyce korelacyjnej halo i galaktyk. Do badań posłużyliśmy się symulacjami komputerowymi modelującymi powstawanie struktury w ΛCDM i w trzech odmianach ZG, opisywanych już wcześniej: F4, F5 i F6. W pracy w pierwszej części przedstawiamy szczegółową analizę wielkości teoretycznych, skupiając się na polu gęstości ciemnej materii, korelacjach populacji halo i parametrowi obciążenia klasteringu pomiędzy halo a ciemną materią. W drugiej części skupiliśmy się na poszukiwaniu kombinacji obserwabli optymalnych do wyłuskania sygnału ZG z danych. Wskazaliśmy, że tzw. ułamki klasteringowe R dają szansę na odszukanie sygnału $f(R)$ tylko w samej kombinacji danych dotyczących 2-punktowych korelacji różnych populacji galaktyk. W ten sposób powstaje nam obserwabla, która jest czuła na zmieniające się nachylenie krzywej parametru obciążenia galaktyk. O ile sama wielkość parametru obciążenia w modelach ZG jest

zdegenerowana względem przewidywań modelu powstania galaktyk, to już inny kształt jej zależności od skali, jaki przewiduje model $f(R)$, w wyraźny sposób wskazuje na zmodyfikowaną dynamikę. Wielkość R definiujemy następująco:

$$R(s, H|H_{ref}, s_{ref}) = \frac{s^2}{s_{ref}^2} \frac{\xi_h(s|H)}{\xi_h(s_{ref}|H_{ref})}, \quad (85)$$

gdzie H_{ref} to wybrana populacja halo/galaktyk używana jako referencyjna, s_{ref} to odpowiednia wybrana skala referencyjna (ustalona wcześniej). Tutaj s oznacza, że pracujemy w przestrzeni redshiftów. Wylczenie tej wielkości polega na obliczeniu wartości odpowiednich funkcji autokorelacyjnych osobno dla populacji H i H_{ref} . Następnie wybieramy pewną skalę referencyjną s_{ref} i wówczas obliczamy odpowiednio iloraz (85). Przeskalowanie przez czynnik s^2/s_{ref}^2 zapewnia, że i dzielnik i dzielna są porównywanej wielkości. Taka definicja wielkości R zapewnia, że jest ona niezależna od amplitudy normalizującej widmo mocy σ_8 .

W pracy podzieliliśmy nasz katalog halo CM na 3 populacje różniące się założoną obfitością. Oznaczyliśmy je jako H_1 , H_2 i H_3 , zaś odpowiadające im średnie gęstości liczbowe hal to $\langle n_h \rangle = 3 \times 10^{-5}$, 10^{-5} i 3×10^{-6} odpowiednio. Takie pocięcie daje nam odpowiednie próbki, które w zgrubnym ujęciu modelują efekty przestrzennej selekcji galaktyk podobne do tych pojawiających się w spektroskopowych katalogach limitowanych objętością (*volume-limited samples*). Wybrane przez nas obfitości opowiadają zakresom i wielkościom charakteryzujących populacje bardzo jasnych galaktyk oraz gromad galaktyk. Najważniejsze wyniki naszych badań mogą podsumować w następujących podpunktach:

- i. we wszystkich badanych modelach amplituda funkcji korelacyjnej dla pola CM rośnie monotonicznie z czasem. Dla wysokich redshiftów klastering pola CM jest statystycznie nieodróżnialny dla wszystkich modeli. We wszystkich modelach skala pików BAO została zachowana i symulacje nie wykazały, by dodatkowa piąta siła wpływała w jakikolwiek znaczący sposób na pozycję pików;
- ii. iloraz funkcji korelacyjnej gęstości liczonej dla przestrzeni położenia i tej liczonej w przestrzeni przesunięć ku czerwieni (tzw. *Kaiser ratio*) dla modeli F5 i F6 zgadza się z przewidywaniami OTW dla średnich skal $x > 25h^{-1}\text{Mpc}$. Tymczasem model F4 charakteryzuje się znaczącymi odchyłkami od OTW aż do skal $x \sim 50h^{-1}\text{Mpc}$. We wszystkich czterech modelach zmierzona wielkość stosunku funkcji korelacyjnych zgadza się dobrze z przewidywaniami liniowej teorii zaburzeń na skalach $15 < x/(h^{-1}\text{Mpc}) < 80$;
- iii. różnice pomiędzy modelami w funkcji korelacyjnej halo CM liczonej w z -przestrzeni okazały się większe niż to miało miejsce dla pola gęstości CM. Typowym efektem było przyjmowanie niższej amplitudy w porównaniu do OTW tych statystyk w modelach F4 i F5. Najlepiej obrazowały to katalogi H_1 i H_2 , w H_3 duży szum próbkowania utrudniał odczytanie trendu. Model F4 znowu tutaj charakteryzuje się najsilniejszymi odchyłkami, które rosną z epoką i osiągają maksimum dla $z=0$. Jednakże w modelu F5 maksymalna odchyłka od wartości OTW występowała dla wyższych redshiftów $z > 0,25$;

- iv. parametr obciążenia halo jest w modelach $f(R)$ zawsze niższy niż lub zgodny z wartościami dla OTW. Ponownie wykazaliśmy, że model F4 z najniższym ekranowaniem wykazuje największe odchyłki (dla wszystkich skal i epok), w modelu F6 mechanizm kameleonu działa na tyle wydajnie, że tutaj wyniki są statystycznie zgodne z oczekiwaniami dla OTW. Dla modelu pośredniego F5 widzimy podobne zachowanie jak w przypadku samych funkcji korelacyjnych halo, tj. największe odchyłki pojawiają się dla próbek z średnimi redshiftami;
- v. w końcu oszacowaliśmy skuteczność zaproponowanych obserwacji – ilorazów klasteringowych R jako testów obserwacyjnych modeli ZG, gdzie modelowanie danych nie zależy od przyjętego modelu grawitacji. Wielkości te nie wymagają przyjęcia odpowiedniego modelu zaburzeń RSD do mapowania pomiędzy przestrzenią położeń i redshiftów. Dla modelu F4 pokazaliśmy, że ilorazy R z dużą istotnością statystyczną odbiegają od standardowego modelu dla wszystkich rozważanych populacji halo. Tutaj optymalną skalą referencyjną było $s_{ref} = 64 h^{-1}\text{Mpc}$ dla katalogów z $z \leq 0,25$. Drugim wnioskiem było, że odchyłki od OTW w modelu F6 są dla wszystkich populacji i skal zbyt małe by można je było wykryć w danych obserwacyjnych naszą metodą. W końcu bardzo ważny wynik udało się uzyskać dla modelu F5, który charakteryzuje się bardzo trudnym do modelowania zmiennym w czasie mechanizmem ekranowania. Tutaj również pojawił się istotny statystycznie sygnał dla $z \leq 0,66$ i dla $s_{ref} = 16h^{-1}\text{Mpc}$ i w przedziale $s < 40h^{-1}\text{Mpc}$, gdzie ilorazy R zauważalnie odbiegały od wartości przewidywanych dla OTW.

Nasze badania pokazały, że dla modeli z tak słabym ekranowaniem jak przykład F4 oczekiwany sygnał dla obserwacji takich jak ilorazy R powinien być mocny i wyraźny. Oznacza to, że modele tego typu można przetestować obserwacyjnie za pomocą kombinacji dwu-punktowych statystyk korelacji galaktyk. Na drugim końcu spektrum znalazł się model F6, gdzie mechanizm kameleonu jest bardzo wydajny. Tutaj odchyłki od GR są bardzo małe i dla wszystkich naszym próbek i dla wszystkich zbadanych epok są statystycznie nieistotne. Zatem grawitacji OTW i F6 nie można od siebie odróżnić za pomocą dwu-punktowej statystyki. Model F5, który wydaje się być najbardziej interesujący fizycznie, z uwagi na najbardziej nieliniowy charakter jego ekranowania, wykazał się jedynie nieznaczными odchyłkami od OTW w ilorazach R . Zauważyliśmy jednak znaczące odchyłki w samych amplitudach funkcji korelacyjnych $\xi_h(s)$. Tutaj odstępstwa od OTW objawiają się jako zmiany w stałym liniowym parametrze obciążenia jako funkcji populacji halo i redshiftu. Odchyłki osiągają maksima dla redshiftów $z \geq 0,25$. Parametru obciążenia nie można oszacować obserwacyjnie tylko na podstawie analizy dwu-punktowej statystyki korelacyjnej. Jednakże, nasze badania wykazały, że analiza funkcji korelacyjnych $\xi(s)$ w kombinacji z innymi obserwacjami (np. niezależnym oszacowaniem parametru amplitudy σ_8) powinny pozwolić na nałożenie ograniczeń na parametry modeli typu F5.

4.5 Podsumowanie wyników zawartych w osiągnięciu habilitacyjnym

Badania naukowe opisane w przedstawianym osiągnięciu habilitacyjnym dotyczą jednej z najważniejszych obecnie kwestii w kosmologii. To jest kontestowanie w przyjęty w naukach fizycznych sposób jednego z fundamentalnych założeń leżących u podwalin standardowego modelu

kosmologicznego. Założenie to polega na przyjęciu, że Ogólna Teoria Względności jest poprawnym opisem przyrody obowiązującym na wszystkich skalach krzywizny i siły potencjału grawitacyjnego, dla wszystkich etapów ewolucji i dla wszystkich składników tensora energii-pędu Wszechświata. Oczywistym jest, że jest to bardzo silne założenie i można oczekiwać, że OTW może okazać się niewystarczająca by opisać zjawiska dotyczące jakichś skal, etapów czy składników materii, dla których to nie mamy obecnie dobrych lub nawet żadnych testów obserwacyjnych. Ostatnia kwestia wydaje się bardzo ważna w świetle wciąż jednoznacznie niezidentyfikowanego mechanizmu fizycznego jaki odpowiada za obserwowaną przyspieszoną ekspansję Wszechświata. Tutaj słusznie podnosi się, że skoro OTW nie została dokładnie na skalach większych od Układu Słonecznego, to stosowanie jej do opisu ewolucji całego Kosmosu jest ekstrapolacją o 15 rzędów wielkości. Toteż, zauważa się dalej, możliwe jest, że przyspieszona ekspansja nie wynika z egzotycznego składnika tensora energii-pędu (czyli Ciemnej Energii) leczy jest manifestacją załamania się praw OTW na kosmologicznych skalach.

W świetle powyższych rozważań kluczową kwestią we współczesnej kosmologii stało się znalezienie silnych i jednoznacznych testów obserwacyjnych teorii grawitacji na skalach międzygalaktycznych i kosmologicznych. Różne modele zbiorczo nazywane w tym referacie Zmodyfikowaną Grawitacją oferują różne scenariusze powstawania i ewolucji galaktyk oraz wielkoskalowej struktury w jaką się układają. Zbadanie implikacji tych różnych scenariuszy i znalezienie obserwacji pozwalających testować i weryfikować ich następstwa jest główną tematyką prezentowanej serii publikacji. W pierwszym podejściu wydaje się, że najbardziej naturalnym i zarazem elastycznym i potężnym narzędziem pozwalającym badać scenariusze powstawania struktur jest teoria zaburzeń. Niestety ograniczenie się do pierwszego rzędu poprawek, czyli do reżimu liniowego, nie pozwala na modelowanie skal nieliniowych, czyli kluczowych z punktu widzenia teorii powstawania galaktyk. Z drugiej zaś strony rozwinięcie formalizmu już to do drugiego rzędu w przypadku wielu modeli ZG jest zadaniem bardzo trudnym. Nawet jeżeli udaje się wyprowadzić odpowiednie formuły, to uzyskany aparat jest na tyle nieporęczny i skomplikowany, że jego zastosowanie do analizy danych i badań jest bardzo ograniczone. Toteż nieodzowną metodą pozwalającą na badanie procesu powstawania struktur kosmicznych w OTW i ZG są symulacje komputerowe.

Symulacje komputerowe są obecnie rutynowo stosowaną metodą w badaniach kosmologicznych. Ta poznana metoda i rutyna jest jednak stosowana tylko do przybliżenia niutonskiego, czyli w reżimie słabego potencjału i krzywizny OTW. W przypadku modeli ZG mamy do czynienia z dodatkowym czynnikiem utrudniającym obliczenia, który pojawia się na skutek dodatkowej nieliniowości równania ruchu dla pola skalarnego i zazwyczaj jeszcze wyższej nieliniowości równań opisujących mechanizmy ekranowania. Z uwagi na te komplikacje w badaniach nad ZG ograniczyliśmy się głównie do obliczeń N-ciałowych. Symulacje te z założenia ignorujące hydrodynamikę i całą dodatkową skomplikowaną fizykę związaną z barionami nie pozwalają na badanie procesu formowania galaktyk z odpowiednimi szczegółami. Jednak okazały się zupełnie wystarczające i zadowalające do badania i modelowania obserwabli niezależnych silnie od fizyki barionowej. Toteż, badania oparte o symulacje różnej wielkości i rozdzielczości oraz różnych modeli ZG z ich różnymi mechanizmami ekranowania pozwoliły zebrać bogatą wiedzę na temat tych modeli. Co pozwoliło nam w serii omawianych prac znaleźć stosunkowo wyczerpujące i

satysfakcjonujące odpowiedzi na pytania przyświecające tej habilitacji. Pytania te, które postawiłem na wstępie referatu przypominam poniżej dodając komentarz odnośnie odpowiedzi na nie jakich dostarczyły moje badania.

- *Jaki wpływ na powstawanie i ewolucje struktur kosmicznych w reżimie nieliniowym i słabo nieliniowym ma rozszerzona fizyka ZG?*

Wyniki badań jakie wraz ze współpracownikami przedstawiłem w serii prac wskazują na obraz, który jest bardzo podobny dla prawie wszystkich badanych modeli ZG. Tutaj uniwersalnym zjawiskiem jest przyspieszenie procesu powstawania wielkoskalowej struktury w stosunku do sytuacji, gdzie mamy do czynienia jedynie z „czystą” OTW. Jedynie model galileonu czwartego rzędu 4G wykazał dokładnie odwrotną tendencję, gdzie proces powstawania struktur był spowolniony w stosunku do modelu standardowego. Wspomniane zjawisko wyraźnie objawia się w różnych statystykach wielkoskalowych pól prędkości i gęstości, gdzie modele ZG odznaczają się szczególnie podwyższoną wariancją, jednak momenty wyższych rzędów są również mocno zmienione. Przyspieszenie tempa powstawania struktur jest bezpośrednim efektem pojawiania się na międzygalaktycznych skalach obszarów w których mechanizm ekranowania nie jest na tyle efektywny by wyłumić propagacje dodatkowych stopni swobody. W polu skalarnym pojawia się gradient, a zatem i dodatkowa piąta siła, która w omawianych modelach jest zbliżonego rzędu co odpowiadająca siła grawitacji. To powoduje efektywniejszą ewakuację kosmicznych pustek poprzez wzmożenie akrecji materii, zmianę tempa i częstości zlewania się skupisk ciemnej materii, czy w końcu wpływa na amplitudę wielkoskalowych przepływów materii.

Zjawiska opisany powyżej dla badanych modeli $f(R)$ i $nDGP$ zazwyczaj osiągają największą dynamikę na pośrednich etapach ewolucji Wszechświata $1 < z < 0$. Dla tych to etapów proces powstawania struktur jest najefektywniejszy i równocześnie lokalne gęstości i masy struktur są jeszcze na tyle małe, że procesy ekranowania nie osiągają jeszcze swojej maksymalnej efektywności.

- *W jakich własnościach wielkoskalowej struktury Wszechświata sygnał fizyki poza OTW jest najdonioślejszy i najwyraźniejszy?*

Badania wykazały, że najsilniejsze odchyłki od OTW pojawiają się w statystykach korelacyjnych wygładzonych pól gęstości i dywergencji prędkości ciemnej materii. Ponieważ jednak własności rozkładu we Wszechświecie ciemnej materii nie podlegają bezpośrednim pomiarom, to mimo silnego sygnału fizyki ZG te statystyki nie oferują najwyraźniejszych oznak. Poważnym problemem bowiem jest tutaj odpowiednie modelowanie efektów związanych z fizyką barionową i wysoce nieliniowymi zjawiskami towarzyszącymi procesowi galaktyko-twórczemu. Wyjątkiem może być wielkoskalowe pole prędkości własnych galaktyk, gdzie spodziewać się można, że wpływ fizyki barionowej powinien być najmniejszy. Wyraźnie to pokazały nasze badania dotyczące statystyki i momentów prędkości w parach hal CM, gdzie efekty związane z ZG nie były silną funkcją masy wirialnej halo.

- *Które obserwable kosmologiczne są optymalne do konstrukcji testów OTW i ZG?*

Tutaj moje badania pozwoliły wskazać na kilka bardzo obiecujących obserwabli dla potrzeb kosmologicznych testów OTW i ZG. W pierwszym szeregu wymienić należy momenty statystyki prędkości w parach. Zarówno pierwszy moment, czyli tzw. prędkość przepływów (z ang. *streaming velocity*) $v_{12}(r)$, jak i wariancja $\sigma_{12}(r)$, są silnie zaburzone w modelach ZG w porównaniu z LCDM. Sygnał wykazuje również słabą zależność od masy halo CM, dzięki temu pojawia się on wciąż na istotnym poziomie statystycznym w syntetycznych danych galaktycznych, obciążonych znacznie poważniejszymi efektami systematycznymi niż ma to miejsce w przypadku halo CM. Problemem pozostaje pomiar tych wielkości z danych obserwacyjnych. Procedura taka obarczona jest wieloma komplikacjami i jest przedmiotem moich obecnych badań naukowych.

Kolejną bardzo obiecującą statystyką były zredukowane amplitudy hierarchiczne, czyli przeskalowane momenty centralne funkcji rozkładu gęstości halo/galaktyk i ciemnej materii. Tutaj mocny sygnał udało się odnaleźć w skośności i kurtozie zarówno pola gęstości CM jak i pola gęstości liczbowej halo/galaktyk. W przypadku wygładzonego pola gęstości materii sygnał pochodził przede wszystkim od znacznie bardziej wyewakuowanych z materii kosmicznych pustek. Taki efekt, chociaż dosyć silny statystycznie na poziomie teoretycznego modelowania, będzie bardzo trudny do bezpośredniej rejestracji w danych. A to z uwagi na trudne do kontroli efekty systematyczne pojawiające się w pomiarach słabego soczewkowania grawitacyjnego oraz istotny na małych skalach wpływ silnie nieliniowej fizyki barionowej. W tym kontekście znacznie bardziej obiecującą metodą jawi się pomiar kurtozy rozkładu galaktyk. Moje badania wykazały, że sygnał ZG objawia się tutaj wyjątkowo silnie na średnich i małych skalach oraz występuje dla różnych populacji halo/galaktyk. Obecnie prowadzę badania nad wpływem na te statystyki pochodzących od zaburzeń w przestrzeni redshiftów. Odpowiednie ujęcie tego systematycznego efektu daje nadzieję na uzyskanie bardzo czułej na alternatywne do OTW scenariusze obserwabli.

Kolejną bardzo obiecującą techniką jest pomiar anizotropii w 2-punktowych korelacjach galaktyk w przestrzeni redshiftów. To powszechnie używane bogate źródło informacji kosmologicznej jednak powinno być traktowane z dużą dozą rezerwy w przypadku zastosowań do alternatywnych modeli. Opisywane w osiągnięciu habilitacyjnym badania wykazały, że pomiar i wyznaczenie z obserwacji funkcji korelacji czy też widma mocy galaktyk jest obciążony obciążeniem z uwagi na przyjęty model grawitacji/scenariusz powstawania struktury. Toteż konieczne jest użycie odpowiednio dostosowanego teoretycznego modelu danych by móc uzyskać pomiary nieobciążone systematycznie.

W końcu, razem ze współpracownikami, wykazaliśmy, że możliwe jest skonstruowanie odpowiednich kombinacji 2-punktowych statystyk korelacyjnych, czyli ilorazów klasteringowych, które mają potencjał na wyłuskanie śladów fizyki poza OTW w spektroskopowych katalogach galaktyk. Zaletą tutaj jest fakt, że pomiary nie są obciążone systematyką wynikającą z przyjętego modelu grawitacji. Wadą jest stosunkowo niska czułość na nową fizykę ZG, co powoduje, że tej metody można użyć do nakładania ograniczeń tylko na modele o stosunkowo słabym ekranowaniu i/lub słabszym oddziaływaniu skalarnym.

- Jaka część przestrzeni parametrów teorii ZG jest zgodna z obecnymi obserwacjami?

Przedstawione badania mają charakter głównie teoretyczny, chociaż zawierają spory pierwiastek i liczne elementy dotyczące modelowania danych czy umiejscawiania wyników teoretycznych w obserwacyjnych realiach. Z uwagi na to, moje wyniki nie dają *a priori* bezpośrednich nowych ograniczeń na przestrzeń parametrów modeli ZG. Wyznaczają one jednak fundamentalne kierunki w jakich powinny zmierzać kampanie obserwacyjne i z wiązana z nimi analiza danych, tak by osiągnąć cel w postaci nowatorskich i precyzyjnych testów teorii grawitacji i scenariuszy powstawania struktur na skalach kosmologicznych. Niemniej, analiza nawet sztucznie modelowanych danych i porównanie ich z niektórymi pomiarami z danych obserwacyjnych zawarta w omawianych pracach pozwoliła na wykluczenie modeli F4 i nDGP z $\Omega_{rc}=0,438$ jako odbiegających zbyt silnie od danych obserwacyjnych. Analiza oparta o nasze wyniki dotyczące modeli grawitacji galielonu wykazała również, że oba obiecujące modele 3G i 4G nie pasują dobrze do nowych danych obserwacyjnych dotyczących klasteringu oraz drugorzędowych zaburzeń promieniowania tła.

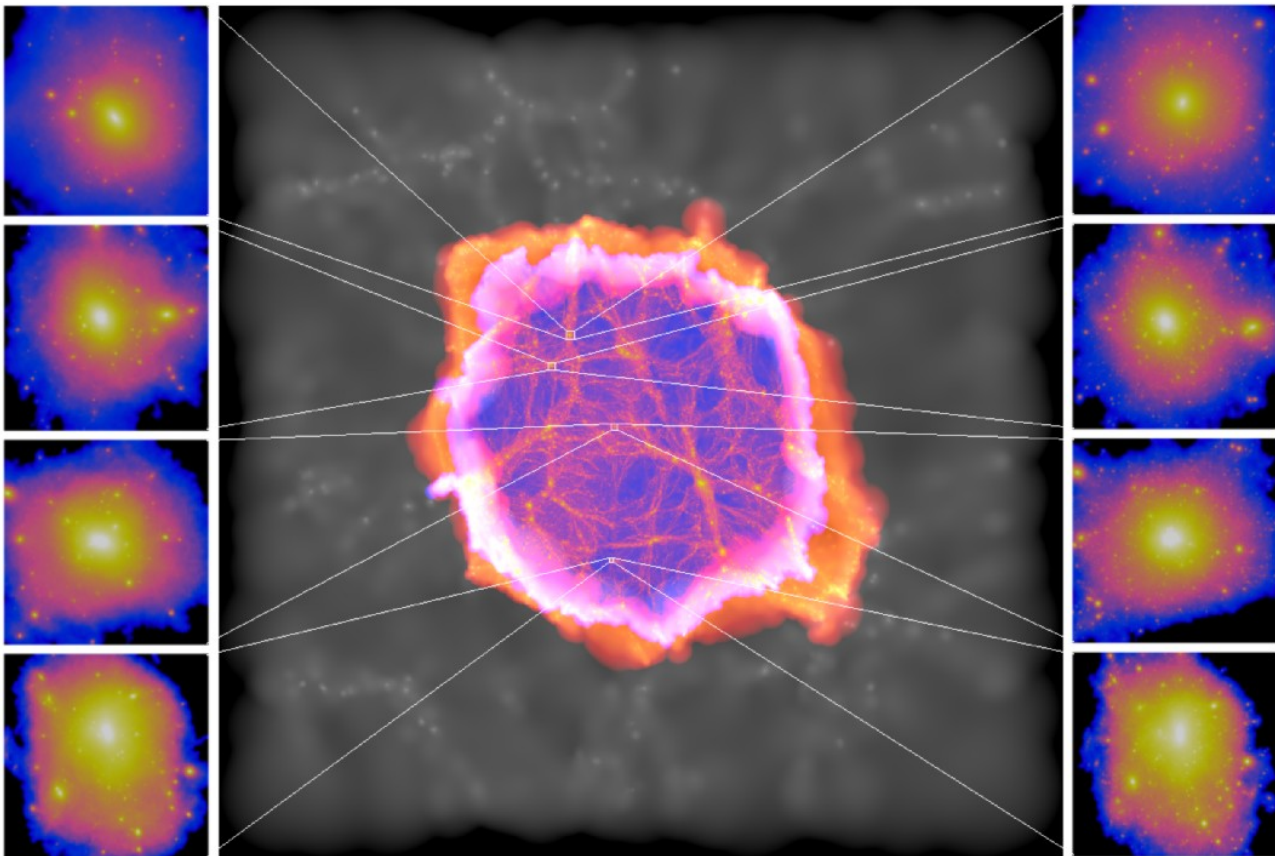
Podsumowując, warto zauważyć, że badania wskazane w osiągnięciu habilitacyjnym wykazują się znaczącą unikalnością na tle obecnej literatury. Moje wyniki przygotowały odpowiednie pole oraz metodologię, która w zastosowaniu do nowych nadchodzących danych obserwacyjnych powinna pozwolić na uzyskanie całkowicie nowych i bardzo ścisłych testów OTW i modeli ZG na skalach międzygalaktycznych. To wielce ambitne zadanie jest przedmiotem wielu badań i projektów, w które jestem obecnie zaangażowany, min. w międzynarodowych konsorcjach dotyczących nadchodzących wielkich kampanii obserwacyjnych takich jak misja Euklid, czy przeglądy DESI i LSST.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo - badawczych (artystycznych).

5.1. Powstawanie, ewolucja i własności kosmicznych struktur i galaktyk w modelach z ciepłą ciemną materią

Ten kierunek moich badań i zainteresowań naukowych jest w zasadzie ortogonalny do problemu związanego z ciemną energią i testowaniem grawitacji i scenariuszy powstawania struktur w największych skalach. Tutaj głównym przedmiotem badań są implikacje modelu kosmologicznego, gdzie zamiast klasycznego składnika zimnej ciemnej materii występuje składnik, który w pewnym uproszczeniu nazywa się ciepłą ciemną materią (z ang. *WDM – warm dark matter*). Terminologia nawiązująca wprost do termodynamicznej temperatury ma uzasadnienie tylko w dużym przybliżeniu. Ważnym fizycznie czynnikiem jest tutaj wielkość reszkowych termicznych prędkości, lub w bardziej ogólnym ujęciu skala tłumienia fluktuacji gęstości na skutek swobodnej ucieczki cząstek. Wszystkie cząstkowe modele ciemnej materii charakteryzują kandydatów na CM nie tylko za pomocą masy spoczynkowej cząstek, ale też za pomocą rozkładu ich prędkości reszkowych, który najczęściej ma postać funkcji Maxwella. Cząstki o małych prędkościach reszkowych (jak np. w modelach CDM) mają bardzo małe skale tłumienia, rzędu fluktuacji o masie Ziemi $\sim 10^{-6}M_{\odot}$, zaś cząstki o znacząco większych prędkościach reszkowych charakteryzują się odpowiednio większymi skalami wygładzania fluktuacji, w modelach WDM jest

to zazwyczaj $\sim 10^7$ - $10^9 M_\odot$. W przypadku kosmicznych neutrin zaś (model gorącej ciemnej materii – HDM) to fluktuacje odpowiadające masie nawet rzędu $10^{12} M_\odot$ mogą być wygładzone.



Ilustracja 9: Rodzina skupisk CM o masie wirialnej w przedziale masy halo Drogi Mlecznej. Środkowy panel to wizualizacja pola gęstości w symulacjach COCO, gdzie środkowy kolorowy obszar to miejsce o docelowej wysokiej rozdzielczości. Panele lewy i prawy pokazują parami rzutowaną gęstość CM dla tych samych halo w symulacjach COCO-COLD (lewy) i COCO-WARM (prawy). Z pracy [82].

W serii prac [80,81,82,83,84,85] opartych o symulacje przelomowej skali i rozdzielczości, serii pt. „Copernicus Complexio” (skrót COCO), które zaprojektowałem i przeprowadziłem na superkomputerach w ICM UW i w Durham, wraz ze współpracownikami zbadałem szczegółowe własności kosmicznych skupisk ciemnej materii w modelach WDM, gdzie za cząstkę ciemnej materii odpowiada tzw. sterylne neutrino - ν_s . Byłaby to hipotetyczna czwarta generacja neutrin o masie spoczynkowej rzędu keV. Ta cząstka pojawia się w tzw. minimalnym rozszerzeniu standardowego modelu cząstek elementarnych i byłaby odpowiedzialna min. za część oscylacji neutrin oraz stanowi dobrego kandydata na ciemną materię. Chociaż mechanizm produkcji we wczesnym Wszechświecie jest skomplikowany i odbiega dosyć od prostego schematu termicznego, model ten można opisać za pomocą fenomenologicznego parametru wygładzenia zaburzeń gęstości. W pracach badaliśmy model odpowiadający sterylnemu neutrino o masie ~ 7 keV, którego rozpad mógłby generować zidentyfikowane obserwacyjne w niektórych obiektach pozagalaktycznych [86] linie rentgenowskie w zakresie 3,5 keV. Model ten w zależności od wielkości przyjętego dodatkowego parametru (tzw. stopnia asymetrii leptonowej – *lepton asymmetry number*) charakteryzuje się wygładzeniem fluktuacje gęstości odpowiadającej masom $\sim 10^8 M_\odot$ i mniejszym.

Oznacza to, że powinien on charakteryzować się największymi różnicami względem LCDM w reżimie zdominowanym przez galaktyki karłowate i satelitarne. W pracy [96] zbadaliśmy dokładnie właściwości halo CM w obu modelach ciemnej materii analizując odpowiednio zaprojektowane symulacje COCO-WARM (model WDM) i COCO-COLD (model CDM). Badania wykazały, że formowanie się struktur w reżimie nieliniowym (odpowiadającym halo o końcowych masach ($M_{200} \lesssim 2 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$) rozpoczyna się nieco później w modelu WDM. Funkcja masowa halo w symulacji COCO-WARM zaczyna odbiegać od jej odpowiedniczki w modelu CDM na skalach mas rzędu $\sim 2 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$ i zaczyna bardzo szybko opadać dla mniejszych mas, tak, że już obiektów o masach $M_{200} = 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ jest pięć razy mniej we wszechświecie WDM. Parametry koncentracji profili gęstości dla obiektów z zakresu masowego odpowiadającego galaktykom karłowatym są zauważalnie mniejsze w COCO-WARM. Udało nam się znaleźć prostą postać funkcyjną dla tych parametrów w obu modelach opisującą jej zależność od masy halo i epoki (redshiftu). Wykazaliśmy, że kształty halo CM są opisane bardzo podobnymi wartościami parametrów w obu modelach, jednakże najmniejsze obiekty w COCO-WARM odznaczały się zauważalnie mniejszą rotacją własną niż odpowiadające im obiekty w modelu standardowym. Ważnym przyczynkiem z tej pracy było wykazanie, że w modelu WDM funkcja masowa halo jak i fluktuacje gęstości na małych skalach mogą odbiegać od modelu CDM nawet o znaczące wartości. Jednakże pokazaliśmy również, że skale na których to ma miejsce, jak i amplituda tych różnic powodują, że do modelowania odpowiadającego sygnału konieczne jest włączenie procesów związanych z fizyką barionową.

Praca [83] poświęcona była bardzo głębokiej analizie i badaniom nad profilami gęstości skupisk CM w obu modelach. Jest to problem o doniosłym znaczeniu we współczesnej kosmologii, gdyż modelowanie profili gęstości pojawia się na wielu płaszczyznach i kontekstach. Wyniki z symulacji i wyekstrahowane z nich zależności funkcyjne używa się do modelowania obserwabli takich jak spodziewane natężenie i rozkład na niebie sygnału pochodzącego od anihilacji (lub rozpadu) cząstek CM, modelowania wewnętrznej kinematyki galaktyk zdominowanych przez CM (takich jak sferoidalne galaktyki karłowate) czy też modelowania obserwacji w reżimie silnego soczewkowania grawitacyjnego. We wspomnianej pracy na podstawie analizy symulacji (min. z projektu COCO, ale i innych) wykazaliśmy, że profile gęstości skupisk zarówno ciepłej jak i zimnej CM wykazują własności samo-podobieństwa i w obu przypadkach mogą być doskonale przybliżone za pomocą funkcjonalnego profilu Einasto'a. Zależność parametr koncentracji profilu-masa skupiska $c(M,z)$ jest funkcją monotoniczną w przypadku CDM: koncentracja spada wraz z rosnącą masą wiralną (dla ustalonej epoki z) oraz spada wraz z rosnącym redshiftem z (przy ustalonej masie). Historie akrecji masy (z ang. *mass accretion histories* – *MAHs*) dla CDM są również bezskalowe (i samo-podobne) i mogą być użyte do bezpośredniego wyznaczania wartości parametru koncentracji. Te wyniki nie stosują się do hal CM w modelu WDM: ich MAHy nie wykazują bezskalowości, gdyż pewna charakterystyczna skala dla modelu pojawia się poprzez skalę wytłumienia fluktuacji w widmie mocy. Tutaj zależność $c(M,z)$ nie jest funkcją monotoniczną: koncentracje c osiągają maksimum dla skali, która bezpośrednio jest związana ze charakterystyczną skalą ucięcia widma mocy fluktuacji, i opadają po obu stronach tego piku. Wykazaliśmy jednak, że historia akumulacji masy danego halo C_m wciąż może być użyta do wyznaczania odpowiadającego parametru koncentracji. Można taką relację *MAH-c* poprowadzić jednoznacznie tak długo jak rozważamy całkową masę wszystkich przodków halo (nazywaną przez nas „historią zkolapsowanej masy” - z ang. *collapsed mass history* - *CMH*) zamiast zwyczajowe używanej masy tylko największego przodka. Nowe mapowanie, które znaleźliśmy opiera się o bezskalowy charakter (uniwersalny kształt dla skupisk o wszystkich masach) *CMH*, którą to własność wykazaliśmy do

pokazania, że istnieje dosyć proste skalowanie, które odtwarza relację masa-parametr koncentracji-redshift dla skupisk i w modelu CDM i WDM obowiązujące dla dużych skal mas i epok. Toteż model teoretyczny tej kluczowej dla wielu badań relacji $c(M,z)$ jaki pokazaliśmy w pracy rzetelnie odzwierciedla wpływ masy, redshiftu, kosmologii i kształtu pierwotnego widma mocy na parametry koncentracji profili gęstości skupisk CM.

W pracy [84] wykorzystaliśmy bardzo dużą rozdzielczość i dokładność naszych symulacji COCO do wykazania, że w najbliższej przyszłości powinna pojawić się okazja do przeprowadzenia bardzo czułych i ostrych testów obu teorii CM przy pomocy obserwacji silnego soczewkowania grawitacyjnego. Jednym z ważnych przewidywań teoretycznych modelu CDM jest to, że powinna istnieć liczna populacja mniejszych skupisk ciemnej materii, która powinna przetrwać akrecję na większe obiekty i stać się obiektami satelitarnymi (tzw. subhalo). Toteż model CDM można wykluczyć obserwacyjnie, gdyby udało się wykazać, że takie obiekty nie istnieją w rzeczywistym Wszechświecie. Zupełnie przeciwna sytuacja jest dla modelu WDM, gdzie jego swoistym przewidywaniem jest fakt, że poniżej pewnej granicznej masy powinno istnieć znacznie mniej lub wcale subhalo niż przewiduje to model CDM. Wykazanie istnienia subhalo poniżej pewnej granicznej masy pozwoliło by zatem wykluczyć obserwacyjnie modele WDM z cząstkami CM o masach poniżej odpowiadającej wartości. W pracy wykazujemy, że zjawisko silnego soczewkowania grawitacyjnego dostarcza nam czystej i jednoznacznej metody obserwacyjnej pozwalającej na wyznaczenie funkcji mas subhalo CM poprzez dokładną analizę zaburzeń obrazów w pierścieniach Einsteina i w gigantycznych łukach soczewkowych. Używając sztucznych obserwacji skonstruowanych przy pomocy symulacji COCO pokazujemy, że statystyka pomiarów z już około 100 systemów silnych soczewek z limitem detekcji subhalo na poziomie $M_{low} = 10^7 h^{-1} M_{\odot}$ pozwoliła by na rozróżnienie między modelami CDM i WDM (ze sterylnym neutrino o masie 7 keV) na poziomie statystycznym sięgającym $>3\sigma$. W dyskusji zwracamy uwagę, że obecnie przeprowadzające lub mające niebawem się rozpocząć wielkie kampanie obserwacyjne (takie jak misja *Euclid* czy LSST) powinny w ciągu następnych 5 lat dostarczyć nam wystarczającej liczby i jakości obserwacji by móc taki test przeprowadzić.

Z kolei w pracy [82] pochylamy się szczegółowo nad własnościami subhalo i skupisk satelitarnych w modelach CDM i WDM i tego jak specyficzny model cząstkowy CM wpływa na proces powstawania galaktyk. Jak wspomniano wyżej modele CDM i WDM przewidują znacząco różną obfitość obiektów zarówno halo jak i subhalo o masach poniżej $\sim 10^9 h^{-1} M_{\odot}$. Jednakże oba modele przewidują bardzo podobny, niemalże uniwersalny rozkład radialny subhalo wewnątrz swoich macierzystych halo. Zarówno halo jak i subhalo w obu kosmologiach odznaczają się profilami typu Navarro-Frenk-White (NFW) z silnym potęgowym wierzchołkiem (z ang. cusp), jednakże obiekty mniejsze niż odpowiadająca charakterystyczna skala ucięcia fluktuacji w widmie mocy (odpowiadająca w naszym modelu maksymalnej prędkości kołowej $V_{max,z=0} \leq 50 \text{ kms}^{-1}$) mają nieco płytsze (mniej skoncentrowane) profile w modelu WDM. Używając jednego z najlepszych dostępnych obecnie fizycznych modeli opisującego powstawanie galaktyk w halo CM za pomocą metod pół-analitycznych, tj. modelu GALFORM, wyprowadzamy szereg przewidywań co do potencjalnych obserwacji astronomicznych w obu modelach. Oba modele przewidują zgodną z obecnymi obserwacjami i porównywalną funkcję jasności dla galaktyk typu Drogi Mlecznej, jednak model WDM przewiduje istnienie zauważalnie mniej ciemnych satelitów w tych systemach.

Inną statystycznie znaczącą różnicą w obu modelach jest to, że model WDM przewiduje większą obfitość galaktyk jasnych w pasmie UV w młodym Wszechświecie ($z > 7$) niż model CDM. Jednakże obecne dane obserwacyjne są obciążone zbyt dużymi błędami by użyć tego przewidywania do nałożenia ograniczeń na modele. Toteż konkludujemy, że to soczewkowanie grawitacyjne obecnie daje najlepsze prognozy na obserwacyjne testy obu modeli ciemnej materii.

Jak wykazały nasze badania opisane w poprzednim akapicie (praca [82]) model WDM z masą cząstki odpowiadającej termicznej skali tłumienia w widmie mocy cząstce $\sim 3,5\text{keV}$ nie przewiduje żadnych wyraźnych różnic we własnościach jasnych galaktyk i ich populacji. Postanowiliśmy się zatem pochylić nad modelem, w którym skala wygładzania fluktuacji w widmie mocy byłaby odpowiednio większa tak by sprawdzić, czy istnieją jakieś różnice we własnościach galaktyk, które pozwoliły by na poszukiwanie sygnału WDM. W pracy [80] do badań wzięliśmy symulacje pokrewne do serii COCO z modelem ciepłej ciemnej materii odpowiadającym cząstce termicznemu relikтови o masie spoczynkowej $1,5\text{keV}$. Tak „ciepły” model ciemnej materii jest już w pewnym konflikcie za niektórymi obserwacjami, lecz używamy go tutaj jako modelu przykładowego, dzięki któremu możemy wyznaczyć odpowiednie kierunki i tendencje we własnościach galaktyk. Ponownie użyliśmy doskonałej metody GALFORM by zasiedlić nasze N-ciałowe symulacje przewidywanymi populacjami sztucznych galaktyk. Modele formowania galaktyk były tak skonstruowane by odtworzyć w obu modelach CM taką samą funkcję masy gwiazdowej dla obecnej epoki $z=0$. Uzyskany wynik był dosyć zaskakujący, gdyż okazało się, że nawet tak „ciepły” model jak WDM- $1,5\text{keV}$ prowadzi do powstawania galaktyk, których większość własności jest nieodróżnialna od tych z modelu CDM (i równie udanie pasujących do obecnych obserwacji). Nawet w rejonach o niskiej gęstości kosmicznej, gdzie wdg przewidywań różnice w obfitości i historii formowania się skupisk CM pomiędzy modelami powinny być największe, własności sztucznych galaktyk jakie przewidywało nasze modelowanie były tylko nieznacznie różne między modelami. Jedyna istotna różnica jaką udało nam się znaleźć pomiędzy populacjami galaktyk w obu modelach zachodzi w porównaniu galaktyk w próbkę „lokalnych objętości”. Tj. obszarów o promieniach od 1 do 8 Mpc dookoła modelowanych analogów Drogi Mlecznej. W tak skonstruowanej próbce porównawczej badany model WDM zapewniał zaskakująco lepsze dopasowanie do obserwowanych lokalnie zliczeń galaktyk oraz z pięciokrotnie większą częstością wytwarzał obszary tak puste jak obserwowana Lokalna Pustka. Konkludujemy, że przyszłe obserwacje lokalnego otoczenia Drogi Mlecznej o odpowiedniej kompletności i głębokości powinny dać cenzus odpowiedni do przeprowadzenia niezależnych testów teorii CM za pomocą zliczeń galaktyk.

W powyżej przedstawionych wynikach pracy obejmujących tematykę konsekwencji przyjęcia modelu ciepłej ciemnej materii (w postaci sterylnego neutrina o masie spoczynkowej $\sim 7\text{keV}$) wykazały, że istnieje szereg potencjalnie obserwowalnych efektów związanych *explicite* z tym modelem. Wszystkie jednak potencjalne efekty pojawiają się na skalach sub-galaktycznych, czyli takich, na których silnie nieliniowa fizyka związana z procesami galaktyko-twórczymi i różnymi fazami międzygwiazdowego gazu ma kluczowy wpływ na większość potencjalnych obserwabli. By dokładniej zbadać zatem do jakiego stopnia obserwable dotyczące modelu WDM będą zaszumione poprzez wpływ fizyki barionowej postanowiliśmy przeprowadzić serie symulacji hydrodynamicznych wyposażonych w moduły modelujące najlepiej jak to obecnie możliwe fizykę

związaną z powstawaniem gwiazd i galaktyk i ewolucją ośrodka międzygwiazdowego. Do tego celu wykorzystaliśmy model fizyczny z projektu „EAGLE” (z ang. *Evolution and Assembly of Galaxies and their Environment*) [87]. Symulacje EAGLE należą obecnie do najlepszych i najbardziej zaawansowanych na świecie modeli pozwalających na modelowanie powstawania i ewolucji galaktyk w kosmologicznym kontekście. Fizyka modelu EAGLE obejmuje min: pełną hydrodynamikę gorącej fazy gazu, implementację empirycznych praw powstawania gwiazd (prawo Kennicutt-Schmidta), elektronowe chłodzenie gazu, chłodzenie gazu przez ciężkie jony, wzbogacanie pierwotnego gazu o metale produkowane w gwiazdach, proces ponownej jonizacji Wszechświata, oddziaływanie procesów gwiazdotwórczych na gaz międzygalaktyczny (supernowe), oddziaływanie procesów związanych z akrecją na super-masywne czarne dziury (*active galactic nuclei* – AGN) na ośrodek międzygalaktyczny. Macierzysta symulacja EAGLE była zaprojektowana tak by pozwolić na modelowanie i badanie populacji dużych i jasnych galaktyk i dlatego jej rozdzielczość masy jest niewystarczająca do realistycznego modelowania zjawisk na skalach galaktyk karłowatych. By zbadać ten reżim odwołaliśmy się do serii symulacji typu zoom-in, o filozofii podobnej jaka przyswieceła symulacją COCO. Wybraliśmy z macierzystej symulacji szereg mniejszych obszarów, w których to dla chwili $z=0$ można znaleźć układy-analogi do Lokalnej Grupy galaktyk. W szczególności zażądaliśmy by w takich obszarach znalazły się dwie galaktyki o dużych masach gwiazdowych (odpowiedniki M31 i Drogi Mlecznej) niezbyt oddalone od siebie, których wektor wzajemnej prędkości względnej odpowiadał by spadaniu na siebie galaktyk. Dodatkowo ponad wersję CDM takich, rozważyliśmy dwie wersje modelu sterylnego neutrina odpowiadającego sygnałowi rozpadu 3,3keV, które różniły się liczbą asymetrii leptonowej (l_A). W konsekwencji jeden z modeli WDM z liczbą $l_A=10$ odpowiada nieco mniejszej skali wygłaszania fluktuacji ($\sim 10^9 h^{-1} M_\odot$), zaś model z $l_A=120$ jest niejako „najcieplejszą” odmiana modelu sterylne go neutrina 7keV i powiązana skala ucięcia w widmie mocy jest odpowiednio większa ($\sim 10^{10} h^{-1} M_\odot$). W konsekwencji spodziewamy się, że obie odmiany modelu sterylne go neutrina są zgodne z sygnałem rozpadu dającym linię rentgenowską w paśmie 3,5keV, ale różnią się prawie o jeden rząd wielkości w masie obiektów na które powinny wpływać. Analiza naszych symulacji wykazuje, że w żadnym z analogów Grupy Lokalnej w modelu WDM z $l_A=120$ nie powstało wystarczająco wiele satelitów by wyjaśnić obserwowaną funkcję jasności galaktyk satelitarnych dookoła Drogi Mlecznej i M31. Równocześnie wariant bardziej konserwatywny, tj. z $l_A=10$ generował systemy, których satelitarna funkcja jasności jest z grubsza (poziom 1σ) zgodna z obserwacjami. Badania wykazały również, że podobnie jak to ma miejsce w modelu CDM w obu modelach WDM wyrzut z mało-masywnych halo CM barionów na wczesnych etapach ewolucji powoduje redukcję gęstości centralnych tych halo (w których znajdują się analogi galaktyk karłowatych). Efekt ten jest rzędu $\sim 15\%$ w porównaniu do symulacji zawierających tylko ciemną materię. Ostatnią różnicą jaką dało się zaobserwować była różnica w średnim wieku populacji gwiazdowych, które były nieznacznie młodsze w obu modelach WDM. Różnica okazała się jednak zbyt mała by można było użyć obecnie dostępnych obserwacji do jej zbadania. Jednak obserwacje Kosmicznego Teleskopu Jamesa Webba w przyszłości mogą tutaj dostarczyć odpowiednio dokładnych danych.

5.2. Testowanie i badanie implikacji modelu zimnej ciemnej materii (CDM) na galaktycznych skalach

Obok badań nad własnościami struktur na skalach galaktycznych w modelach ciepłej ciemnej materii samo to zagadnienie w standardowym modelu z zimną ciemną materią jest również przedmiotem mojej niesłabnącej ciekawości badawczej. Wariant ciemnej materii o nierelatywistycznych prędkościach resztkowych jest fundamentalną częścią standardowego modelu kosmologicznego, jednak cząstka ciemnej materii wciąż pozostaje nieuchwytna dla ziemskich detektorów. Toteż model Λ CDM, jako w istocie model fenomenologiczny podlega nieustannym testom i analizom pod kątem zgodności z wszystkimi dostępnymi obserwacjami. Toteż dokładne badania różnych własności struktur, oraz ich korelacji i statystyki, w modelu zimnej ciemnej materii ma kluczową wagę i znaczenie we współczesnej kosmologii. Poniżej omawiam serię prac poświęconych tematyce *stricte* dotyczącej badań nad standardowym modelem Λ CDM, ze szczególnym uwzględnieniem kosmicznych struktur ciemnej materii na skalach galaktycznych.

Pracy [88] zawarliśmy pełen opis specyfiki i podstawową analizę pierwszej symulacji z serii Copernicus *Complexio* (COCO). Mamy tutaj do czynienia z symulacją typu *zoom-in*, o bardzo wysokiej rozdzielczości obiektów o masie rzędu halo Drogi Mlecznej i kompromisowo zadowalającej statystyce około 100 takich zgęsteń CM. Symulacja COCO modeluje dynamikę w przybliżeniu sferycznego obszaru o efektywnym promieniu $\sim 17,4h^{-1}\text{Mpc}$ umieszczonego w znacznie większym pudle obliczeniowym o niższej rozdzielczości obliczeniowej. Obszar wysokiej rozdzielczości modeluje elementy masy $1,135 \times 10^5 h^{-1} M_{\odot}$ (zatem 60 razy lepszej niż symulacja *Millennium-II*). Dzięki tak dobrej rozdzielczości mas COCO pozwala badać funkcję mas halo w zakresie ośmiu rzędów wielkości w masie halo; w domenie obliczeniowej powstało również ~ 60 halo o wielkości galaktycznej, każde modelowane przez ponad 10 milionów pseudo-cząstek. Analiza wyników symulacji pozwoliła nam potwierdzić, że funkcja mas subhalo ma charakter funkcji potęgowej $\bar{N}(>\mu) \propto \mu^{-s}$, aż do zredukowanej masy subhalo $M_{\text{sub}}/M_{200} \equiv \mu = 10^{-6}$, z najlepiej dopasowanym wykładnikiem $s=0,94$ dla halo centralnych $\langle M_{200} \rangle = 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$. Relacja parametr koncentracji-masa dla halo COCO odchyła się od pojedynczej funkcji potęgowej dla mas $M_{200} < \text{kilka} \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$, gdzie relacja się spłaszcza, co potwierdza wcześniejsze wyniki z pracy *Sanchez-Conde et al.* [89]. Nasza symulacja potwierdziła również w przedziale pięciu rzędów wielkości niezmienniczość względem masy hosta funkcji prędkości subhalo. Wyniki wcześniejszych prac sugerowały, że funkcja maksymalnej prędkości kołowej subhalo, zredukowana względem prędkości orbity kołowej na promieniu wirialnym hosta, $v \equiv V_{\text{max}}/V_{200}$, może charakteryzować się uniwersalnym kształtem i amplitudą. Nasze badania wykazały, że $N(<v)$ jest niezmiennikiem względem masy centralnego halo M_{200} w całym zbadanym zakresie v . Podobnie, wykazaliśmy również, że uśredniony i znormalizowany rozkład radialny pozycji subhalo jest w dobrym przybliżeniu uniwersalny (t.j. również nie zależy od masy hosta), co wyniki innych wcześniejszych symulacji zaledwie sugerowały tylko dla poszczególnych halo. W końcu, ostatni bardzo ciekawy wynik, o jakim donosimy w pracy, dotyczy tego, że subhalo dla ustalonego fizycznego rozmiaru, które znajdują się w mniej masywnych halo centralnych mają tendencję charakteryzować się mniejszymi gęstościami centralnymi, niż subhalo tej samej wielkości zawarte w bardziej masywnych hostach.

Po ustaleniu głównych własności systemów CM w symulacjach COCO przyszedł czas na użycie ich wyników do badań nad własnościami populacji galaktyk, które powinny wytworzyć się w tych kosmicznych strukturach. W pracy [90] przedstawiamy wyniki zastosowania pół-analitycznego modelu formowania i ewolucji galaktyk do wyników symulacji COCO. Nasza uwaga skupia się na systemach, które mogą uchodzić za analogi układu Drogi Mlecznej. Systemy te wybieramy z symulacji w oparciu o obserwowane własności Drogi Mlecznej, a nie w oparciu o wirialną masę halo ciemnej materii, co jest powszechną praktyką w pozostałej literaturze. Dla galaktyk zdominowanych morfologicznie przez spiralny dysk, z masą gwiazdową w przedziale $(5-7) \times 10^{10} M_{\odot}$, mediana masy odpowiadających im halo CM wyniosła $1,4 \times 10^{12} M_{\odot}$, z przedziałem od 32 do 68 centyla równym $[0,86 - 3,1] \times 10^{12} M_{\odot}$. Nasze wyniki dla masy ciemnego halo Drogi Mlecznej są zgodne z wyznaczeniami obserwacyjnymi tej wielkości opartymi o argumenty dynamiczne. Dla każdej dowolnej masy halo CM prawdopodobieństwo zawierania systemu typu Drogi Mlecznej jest małe, jednak osiąga ono maksimum równe około 20% dla zgęstek CM o masach $\sim 10^{12} M_{\odot}$. Użyty model powstawania galaktyk odtwarza obserwowaną funkcję jasności w paśmie V oraz rozkład radialny jasnych (z magnitudo $M_V < -9$) satelitów Drogi Mlecznej zwartych w kuli o $r < 280$ kpc. Nasze wyniki wskazują, że proces powstawania galaktyk w mało-masywnych halo CM ma charakter mocno stochastyczny. Co daje w wyniku bardzo duży rozrzut w relacji pomiędzy jasnością M_V (lub odpowiednio masą gwiazdową) galaktyk satelitarnych a głębokością studni potencjału w jakich te satelity się znajdują (określaną przez maksymalną amplitudę krzywej rotacji – V_{\max}). Nasz model pół-analityczny modeluje wszystkie kluczowe procesy związane z fizyką barionową i procesem galaktyko-twórczym. Jednak macierzysta symulacja COCO zawiera tylko ciemną materię, zatem nie uwzględnia istotnego na pewnych skalach wpływu fizyki barionowej na rozkład ciemnej materii. Sawala et al. [91] wskazali, że w realistycznych warunkach fizyka barionowa wpływa istotnie na proces wzrostu i akrecji masy małych halo i subhalo CM. Używając procedury wskazanej przez Sawala et al. przeskalowaliśmy odpowiednie amplitudy V_{\max} naszych zgęstek ciemnej materii by uwzględnić ten proces. Okazało się, że ta poprawka dała w wyniku populację satelitów systemów analogicznych do układu Drogi Mlecznej, w której podnoszony w literaturze i szeroko dyskutowany problem „Zbyt wielkie by upaść” (z ang. *too-big-to-fail problem*), który dotyczy zbyt gęstych subhalo w symulacjach w porównaniu do obserwacji, jest o wiele mniej dotkliwy. Wykazaliśmy, że w 35% systemów analogów do Drogi Mlecznej, znajdują się trzy lub mniej z 12 największych satelitów (ustalonych wdg V_{\max}) ma krzywe prędkości na orbicie kołowej o maksimum ponad 30 km/s, a zatem w pełni kompatybilną z satelitów Galaktyki. Wykazujemy również, że nasz model w połączeniu z danymi COCO przewiduje, że około połowy subhalo ciemnej materii z $V_{\max} > 20 \text{ km s}^{-1}$ zawiera galaktyki ciemniejsze niż $M_V = -9$, a zatem takie których i przyszłe kampanie obserwacyjne mogą nie wykryć.

W kolejnej pracy [92] poświęconej zagadnieniom własnościom struktur na galaktycznych skalach jakie przewiduje model CDM wraz ze współpracownikami przyjrzelśmy się szeroko omawianemu w literaturze zagadnieniu znaczącej anizotropii rozkładu orbit systemów satelitarnych zarówno Drogi Mlecznej jak i galaktyki w Andromedzie (M31). Szczegółowe obserwacje tych systemów donoszą o układaniu się galaktyk satelitarnych dookoła obu obiektów centralnych w struktury przypominające cienkie dyski. W literaturze [93,94] podniesiono głosy, że istnienie takich

koherentnych struktury jest w silnej sprzeczności z przewidywaniami standardowego modelu LCDM. Na wstępie podnosimy w pracy fakt, że definicja co jest, a co nie jest konfiguracją jest obciążona dużą dozą nieściśłości i pewnej swobody matematycznej. To powoduje, że interpretacja bardzo niskiej oczekiwanej częstotliwości wystąpień takich struktur jak obserwowane w Drodze Mlecznej i M31 w modelu LCDM jest co najmniej niejasna. W pracy używamy wyników symulacji COCO jak i Millennium-II by zbadać częstość występowania planarnych konfiguracji satelitarnych dookoła halo CM o galaktycznych masach. Wbrew obiegowej opinii wykazujemy, że takie planarne struktury są bardzo rozpowszechnione i co więcej, około 10% halo w modelu LCDM charakteryzuje się układem satelitów o jeszcze większej planarności i spłaszczeniu niż dyski obserwowane w układach w Grupie Lokalnej. Badania nasze wykazując ogólną powszechność spłaszczonych konfiguracji orbit satelitarnych wskazują jednak, że te satelitarne dyski charakteryzują się również bardzo dużą różnorodnością i rozrzutem ich własności. Taki obraz sprawy, na jaki wskazują wyniki naszych badań, sugeruje że używanie zaledwie jednego lub dwóch takich systemów do wnioskowania o kosmologii jest bardzo ryzykowne, jeśli nieuprawnione. Wskazujemy bowiem, że potrzebna jest odpowiednio liczna próba obserwacyjna takich systemów, która to dopiero pozwoli na rzetelne wyznaczenie wariacji całej populacji takich systemów w modelu LCDM. W artykule argumentujemy, że ta wysoka różnorodność dystrybucji takich systemów została mylnie zinterpretowana jako niezgodność obserwowanych układów dyskowych galaktyk satelitarnych w Grupie Lokalnej z tym co przewiduje model LCDM. Kiedy, w rzeczy samej, około ~10 procent galaktycznych halo w LCDM posiada dyski satelitów, które są charakteryzują się taką niską częstością występowania jak układy Drogi Mlecznej i Andromedy. Wskazujemy, że w rzeczonym przedmiocie badań efekt statystyczny związany z problem porównań wielokrotnych (szczegółowo z ang. *look-elsewhere effect*) ma bardzo istotne znaczenie i musi być uwzględniony przy wyznaczaniu poziomu istotności detekcji takich struktur w LCDM. Wykazujemy, że nie uwzględnienie tego zjawiska związanego z próbkowaniem i porównywaniem populacji opisanych wieloma parametrami, prowadzi do ponadmiarowego oszacowania istotności występowania systemów satelitarnych Drogi Mlecznej i M31 o czynnik rzędu od 30 do 100 (odpowiednio).

Badania nad procesem powstawania struktur na małych skalach w modelach hierarchicznych takich jak LCDM są obciążone podstawowym ograniczeniem dotyczącym symulacje komputerowego tego procesu. Otóż parametr jak najlepszej rozdzielczości mas i sił dla obliczeń stoi w sprzeczności z pożądanym jak największym modelowanym obszarem. Duża objętość domeny obliczeniowej pozwala na uzyskanie odpowiednio licznej próbki różnych obiektów i struktur, co zapewnia rzetelną statystykę, z drugiej strony ograniczone możliwości i zasoby komputerowe ograniczają ilość możliwych do modelowania elementów masy. Toteż zazwyczaj każda symulacja kosmologiczna jest wynikiem pewnego kompromisu pomiędzy pożądaną rozdzielczością a objętością. W pracy [95] prezentujemy nowatorską technikę pozwalającą na obejście do pewnego stopnia powyższego ograniczenia. Polega ona na odpowiednio skalibrowanej ekstrapolacji populacji subhalo poniżej limitu rozdzielczości danej symulacji N-ciałowej. W pracy prezentujemy zastosowanie tej metody do badań nad populacją subhalo obiektów centralnych o masie rzędu halo Drogi Mlecznej. Prezentowana metoda pozwala na poprawne odtworzenie średniej i wariacji

obfitości populacji subhalo, nie pozwala natomiast odtworzyć ich rozkładu przestrzennego. Zasięg dynamiczny w ramach którego można uzyskać precyzyjne przewidywania statystyczne co do populacji odpowiada symulacji o ponad 50 razy większej rozdzielczości, jest jednak uzyskiwany bez dodatkowego wydatku obliczeniowego. W pracy demonstrujemy skuteczność tej techniki w zastosowaniu do populacji centralnych halo o masie Drogi Mlecznej, ale można ją z powodzeniem stosować do obiektów o dowolnych masach. Używając wyników symulacji Millennium i Millennium-II wykazujemy, że obiekty centralne o masach rzędu Drogi Mlecznej posiadają o 20 procent więcej sub-struktur niż to wykazywały wcześniejsze analizy. Nasze badania wykazują, że minimalna masa halo Drogi Mlecznej potrzebna by spełnić obserwacyjne wymaganie posiadania tylko trzech dużych satelitów o maksymalnej prędkości kołowej $V_{\max} \geq 30 \text{ km s}^{-1}$ jest znacząco niższa niż podawały wcześniejsze wyniki w literaturze. Znaleźliśmy, że prawdopodobieństwo odnalezienia w modelu LCDM halo z populacją subhalo taką jak obserwowana dla Drogi Mlecznej wynosi 20 procent dla masy wirialnej $M_{200} = 1 \times 10^{12} M_{\odot}$ i praktycznie zero dla hal bardziej masywnych niż $M_{200} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$.

Wykorzystując nową metodę przedstawioną powyżej w zastosowaniu do katalogu halo CM z symulacji Millennium-II wykazujemy, że można użyć uzyskanej tak pełniejszej i bardziej szczegółowej (dla małych obiektów) statystyki do badań nad zakresem masy wirialnej halo CM Drogi Mlecznej. W pracy [96] używamy rozkładu maksimów prędkości kołowej, V_{\max} , satelitów Galaktyki by oszacować ograniczenia na masę wirialną halo, M_{200} , zakładając model kosmologiczny LCDM jako *prior* w analizie prawdopodobieństwa. Fakt obserwacyjny, że Droga Mleczna posiada co najwyżej trzy subhala z $V_{\max} \geq 30 \text{ km s}^{-1}$ wymaga by masa galaktycznego hala spełniała $M_{200} \leq 1,4 \times 10^{12} M_{\odot}$, jednakże istnienie obu Obłoków Magellana (które mają w założeniu $V_{\max} \geq 60 \text{ km s}^{-1}$) nakłada ograniczenie na całkowitą wirialną masę halo $M_{200} \geq 1,0 \times 10^{12} M_{\odot}$. Pierwszy z tych warunków jest niezbędny by uniknąć problemu „zbyt wielkich by upaść” (z ang. *too-big-too-fail*) podniesionego przez Boylan-Kolchin i inni [97], zaś drugi warunek wynika z obserwacji, że masywne satelity, takie jak Obłoki Magellana występują rzadko w modelu LCDM jako układy satelickie dla halo o masach Galaktyki. Łącząc oba warunki w zastosowaniu do dystrybucji obfitości halo i subhalo w symulacji Millennium-II znajdujemy, że masa halo Drogi Mlecznej powinna leżeć w przedziale $0,25 \leq M_{200} / (10^{12} M_{\odot}) \leq 1,4$ z 90 procentowym poziomem ufności. Przerwa w obfitości satelitów Galaktycznych z charakterystycznymi maksymalnymi prędkościami kołowymi obserwowana w przedziale $30 \text{ km s}^{-1} \leq V_{\max} \leq 60 \text{ km s}^{-1}$ umieszcza Drogę Mleczną z jej systemem satelitarnym daleko w ogonie rozkładu spodziewanego dla takich obiektów modelu LCDM.

5.3. Pozostałe badania nad zagadnieniami związanymi z modelami Zmodyfikowanej Grawitacji

Tutaj opiszę wyniki wybranych prac poświęconym różnym innym zagadnieniom związanym z aspektami modeli zmodyfikowanej grawitacji i dynamicznej ciemnej energii, które nie weszły w skład prezentowanego osiągnięcia habilitacyjnego.

W pracy [98] rozpatrujemy implikacje uproszczonego modelu jaki badałem jeszcze w doktoracie, który wprowadza dodatkowe oddziaływanie skalarnie, które występuje tylko dla cząstek

CM. Model w literaturze został nazwany skrótem ReBEL od angielskich słów *daRk Breaking of equivalence princIpLe*. Pojawiające się w nim dodatkowe oddziaływanie jest przenoszone przez lekkie pole skalarne, które jest ekranowane przez morze bardzo lekkich cząstek „ekranujących”. Skutkiem jest to, że to dodatkowe oddziaływanie jest tłumione eksponencjalnie przez człon Yukawy z efektywną skalą tłumienia, która rośnie z promieniem Wszechświatem. Zatem mamy tutaj do czynienia z efektywnym modelem, który pozwala nam badać kosmologiczne implikacje propagacji dodatkowych stopni swobody na międzygalaktycznych skalach. We wspomnianej pracy skupiamy się na analizie serii wysokiej rozdzielczości symulacji do badania własności halo CM w tej klasie modeli i tego jak dodatkowa silna skalarna wpływa na ich statystykę. Nasze wyniki wykazują, że profile gęstości halo w modelu ReBEL są dobrze opisane przez uniwersalny profil NFW, lecz średni parametr koncentracji jest większy tego co charakteryzuje wzorcowy model LCDM od 5 do nawet kilkuset procent. Symulacje również wykazały, że średni moment pędu halo (mierzony przez parametr spinu) jest nieco większy w modelu MG dla obiektów bardziej masywnych niż $5 \times 10^{11} M_{\odot}$, co odzwierciedla fakt, że w tym modelu więcej energii kinetycznej jest zdeponowane w postaci koherentnych ruchów orbitalnych. Efekt ten wywołuje zwiększony przez oddziaływanie skalarne zewnętrzny moment sił. Kolejną znaczącą różnicą pomiędzy populacjami halo w modelach ReBEL a LCDM jest zauważalna zwiększona sferyczność rozkładu masy (mierzona za pomocą wartości własnych tensora momentu bezwładności) w modelach ZG. W końcu zwracamy uwagę, że stopień relaksacji dynamicznej (albo wirializacji) obiektów w modelach ReBEL jest znacznie większy niż w modelu standardowym.

W pracy [99] prezentujemy nowatorski algorytm i jego zastosowanie do kodu N-ciałowego „RAMSES”, który pozwala na efektywne rozwiązywanie równań ze sprzęgniętymi pochodnymi wyższego rzędu jakie pojawiają się w teoriach takich jak model Galileonu 4-go rzędu. Modyfikując kod RAMSES uzyskujemy kod ECOSMOG, który pozwala na przeprowadzanie symulacji nieliniowych modeli ZG w rozsądnym czasie komputerowym. Używamy kodu ECOSMOG do przeprowadzenia serii symulacji modeli Galileonu i badania ich wpływu na wielkoskalowe kosmologiczne pola gęstości i prędkości. Badania kosmologiczne jednak poprzedzamy serią testów, które wykazują poprawne działanie naszego algorytmu. Nasze wyniki wskazują, że w modelu 4G mechanizm Vainshteina jest wyjątkowo efektywny w wygaszaniu fluktuacji przestrzennych pola skalarnego. Jednak wskazujemy, że zmienność czasowa efektywnej stałej grawitacji Newtona wywołana przez sprzężenie się tensora krzywizny do pola galileonu nie może być wytłumiona przez mechanizm Vainshteina. Efekt ten powoduje znaczące osłabienie sił grawitacji w obszarach o wysokiej gęstości dla późnych etapów ewolucyjnych. Co za tym idzie, w tym modelu możemy się spodziewać słabszego klasteringu masy na małych skalach. Nasze badania pokazują również, że gdyby w przypadku braku lub nieefektywności mechanizmu Vainshteina badany model charakteryzowałby się całkiem odmiennym zachowaniem. Wynik ten pokazuje, że efekty nieliniowe w teoriach zmodyfikowanej grawitacji odgrywają kluczową rolę i muszą być odpowiednio modelowane by wyniki symulacji komputerowych mogły poprawnie opisywać bogatą fizykę takich teorii.

Jedną z klas modeli ZG, której badania są bardzo popularne w literaturze tematu, jest teoria $f(R)$ w parametryzacji podanej przez Hu-Sawickiego [42]. Zestawienie badań teoretycznych tej klasy modeli z obecnymi obserwacjami prowadzi do wniosku, że modele z wysoką amplitudą pola skalarnego dla chwili obecnej (tzw. parametr $|f_{R0}|$) są w słabszej zgodności z obserwacjami. Jednym z wciąż w pełni kompatybilnych z obserwacjami kosmologicznymi wariantów teorii pozostaje model z $|f_{R0}|=10^{-6}$ (F6 w skrócie). Stanowi on niejako obszar graniczny pomiędzy modelem standardowym opartym o OTW a modelami $f(R)$ z silniejszym polem skalarnym. Z uwagi na to, że obserwacje dotyczące wielkoskalowej struktury raczej nie pozwolą na jednoznaczne rozróżnienie między modelem F6 a OTW, to reżim nieliniowy powstawania struktur, gdzie ustalają się własności wewnętrzne halo CM i galaktyk pozostanie oknem obserwacyjnym dla tej teorii. W pracy [100] przedstawiamy wyniki badań nad modelem F6 oparte o symulacje bardzo wysokiej (jak na gałąź ZG) rozdzielczości. Pokazujemy, że w modelu F6 wciąż można oczekiwać znaczącego zwiększenia amplitudy funkcji mass halo o około 20 procent w porównaniu do LCDM dla okresu od $z=1$ do chwili obecnej. Mechanizm kameleonu zapewnia bardzo efektywne ekranowanie pola skalarnego w rejonach o dużej gęstości. Na skutek tego w modelu F6 wszystkie zgęstki CM o masach $10^{13}h^{-1}M_{\odot}$ i większych mają własności bardzo zbliżone i w zasadzie nieodróżnialne statystycznie od modelu LCDM. Równocześnie mniej masywne obiekty, takie jak np. halo Drogi Mlecznej, mogą mieć bardziej strome profile gęstości w swoich częściach centralnych oraz wyższe dyspersje prędkości orbit. Ostatnie dwa efekty są następstwem tego, że mechanizm ekranowania w przypadku mniej masywnych obiektów może być mniej efektywny. Parametry koncentracji profili gęstości dla halo mało-masywnych w modelu F6 są znacząco zwiększone na skutek pogłębienia potencjału grawitacyjnego przez fluktuacje pola skalarnego. Wykazujemy, że w przeciwieństwie do tego czego można by wstępnie oczekiwać, mało-masywne obiekty w modelu F6 charakteryzują się czasem uformowania, z_f , późniejszym niż ich odpowiedniki w LCDM. Czas uformowania definiujemy tutaj jako redshift dla którego dany obiekt osiąga połowę swojej masy końcowej. Wynika to z tego, że w modelu F6 obiekty bardziej efektywnie akreują masę i podlegają częstszym połączeniom. Subhalo o masach mniejszych niż $10^{11}h^{-1}M_{\odot}$ występują w większej obfitości w układach z halo centralnym mniej masywnym niż $10^{13}h^{-1}M_{\odot}$. W pracy przedstawiamy interpretację, że taki wynik wzięty nominalnie wskazywałby, że w modelu F6 problem kompatybilności przewidywanej z obserwowaną populacją satelitów dla Drogi Mlecznej byłby poważniejszy. Zaznaczamy jednak, że do postawienia silniejszych stwierdzeń potrzebne byłyby symulacje uwzględniające fizykę barionową w modelach $f(R)$. Znajdujemy jednak kilka statystyk i obserwacji (takich jak np. dystrybucja maksimum prędkości orbit kołowych), które wskazują, że dokładne obserwacje dotyczące obiektów z Grupy Lokalnej i systemu Drogi Mlecznej mogą dać asumpt do dokładniejszych testów teorii F6.

Jak podnosiłem w kilku miejscach w tym autoreferacie w pełni wewnętrznie spójne symulacje N-ciałowe są kluczowe w badaniu i wyprowadzaniu potencjalnych przewidywań obserwacyjnych modeli ZG. Niemniej, modele takie z uwagi na znacznie większy stopień nieliniowości równań ruchu pola skalarnego zazwyczaj wymagają zainwestowania o rząd wielkości większych zasobów obliczeniowych do badań. Co dotychczas skutecznie ograniczało rozwój tego pola badań. W ogólności konstrukcja efektywnych i równocześnie dających poprawny fizyczny obraz algorytmów

obliczeniowych jest tutaj wysoce utrudniona. Niemniej jednak w literaturze tematu pojawiło się kilka różnych kodów wypracowanych przez różne grupy, które pozwalają na badanie procesu ewolucji wielkoskalowej struktury w kilku klasach modeli ZG. W świetle nadchodzących wielkich kampanii obserwacyjnych, których celem jest uzyskanie bezprecedensowo wielkiej i dokładnej mapy wielkoskalowych struktur Wszechświata, kluczowe jest uzyskanie spójnych przewidywań teoretycznych różnych modeli ZG co do różnych obserwabli astronomicznych. W pracy [101] przedstawiamy wyniki programu polegającego na szczegółowym porównaniu wyników N-ciałowych kodów różnych grup modelujących te same modele ZG. Za cel porównania objęliśmy trzy klasy popularnych teorii: model $f(R)$, model Dvali-Gabadadze-Porrati i modele symetronu. Wyniki naszego porównania przedstawiają się obiecująco. Znajdujemy, że względne odchyłki widma mocy fluktuacji materii względem modelu Λ CDM w różnych kodach są zgodne na poziomie lepszym niż 1 % dla fluktuacji z liczbami falowymi sięgającymi do $k \sim 5-10 h \text{ Mpc}^{-1}$. Toteż wykazujemy, że różne kody stosowane w społeczności spełniają wyśrubowany wymóg dokładności obliczeń na poziomie 1%, niezbędny do wykorzystania mocy zbiorów jaką zapewnią nadchodzące obserwacje astronomiczne. Wszystkie badane kody również wykazały się dobrą zgodnością swoich wyników jeżeli chodzi o widmo mocy dywergencji prędkości, obfitość halo i uśrednione profile gęstości halo CM. W pracy przedstawiamy też wyniki testów powszechnie stosowanego w kodach przybliżenia kwazi-statycznego. Do testów wzięliśmy model pola skalarnego symetronu, w którym oczekiwane efekty nie-statyczne są największe. Nasze wyniki wskazują, że stosowanie przybliżenia kwazi-statycznego w obliczeniach jest uprawnione i nie obciąża w żaden mierzalny sposób wyników statystyk i obserwabli jakie badaliśmy w pracy.

Wyniki kolejnej pracy [102] jaką chcę teraz omówić dotyczą wpływu różnych nieoczywistych efektów systematycznych na pomiary momentów niskiego rzędu kosmicznego pola prędkości: dipola (z ang. *bulk flow* - BF) i kosmicznej liczby Macha (KLM). Tematyka ta ma istotne znaczenie dla modelowania przewidywań teorii i interpretacji obserwacji dotyczących lokalnego pola wielkoskalowych przepływów galaktyk. Umieszczam ją jednak w tej części autoreferatu, gdyż w pracy do porównania używamy również przewidywań modelu ZG: nDGP, co ma istotne znaczenie dla interpretacji naszych wyników. W ogólności rozważamy dwa rodzaje efektów systematycznych: pierwszy związany z własnościami i ograniczeniami przeglądów prędkości galaktyk i drugi związany ze specyficznym położeniem obserwatora we Wszechświecie. W pierwszej kategorii modelujemy efekty rzadkiego próbkowania (z ang. *sparse sampling*), błędów pomiarowych/wyznaczeniowych prędkości i niekompletności przeglądu (radialnej i geometrycznej). W drugiej kategorii rozważamy obserwatorów umieszczonych w układach-analogach do Grupy Lokalnej (GL), rozmieszczonych w specyficznych lokacjach w wielkoskalowej kosmicznej sieci spełniających różne obserwacyjne kryteria. Odróżniamy takich obserwatorów GL od obserwatorów kopernikańskich, których rozmieszczamy w losowych lokacjach. Donosimy o istnieniu bardzo silnych efektów systematycznych w pomierzonych dipolach i liczbach Macha indukowanych przez rzadkie próbkowanie, błędy prędkości i radialną niekompletność. Dla BF większość z tych efektów przekracza poziom 10% dla skal $R \lesssim 100 h^{-1} \text{ Mpc}$. Dla KLM niektóre z tych efektów osiągają katastrofalnie wielkie natężenie (t.j. $> 50\%$) i rozciągają się także do większych skal. Co więcej, wykazujemy, że efekty związane ze specyficznym położeniem obserwatora w kosmicznej sieci w znaczący sposób wpływa na mierzone przez niego lokalnie BF i KLM. Tutaj

wielkość tych efektów wynosi odpowiednio 20% dla dipola i 30% dla liczby Macha dla skal $R \lesssim 50 h^{-1} \text{Mpc}$, jeżeli zestawimy wyniki obserwatorów-analogów GL i tych losowych. Wskazujemy, że wielkość tych efektów systematycznych jest porównywalna do średniej wariancji próbki obserwacyjnej. Efekty takie były wcześniej całkowicie nieznanne i wskazujemy na nie po raz pierwszy. By uwypuklić wagę tych efektów do porównania wprowadzamy dodatkowo model ze zmodyfikowaną grawitacją (nDGP), gdzie w reżimie liniowym możemy się spodziewać parametru tempa wzrostu większego o 15% od standardowej wielkości LCDM/OTW. Wykazujemy, że efekty i błędy systematyczne, które wcześniej zidentyfikowaliśmy w pracy, jeżeli pominięte w analizie mogą doskonale „udawać” sygnał jaki pochodziłby od modelu ZG. Najgorszą kombinację daje przypadek obserwatora analogu do GL, gdzie efekty indukowane przez lokalne specyficzne położenie w kosmicznej sieci dają sygnał zdegenerowany względem wzmocnionego powstawania struktur w modelu ZG. Nasze wyniki wskazują jasno, że specjalnie zaprojektowane symulacje oraz dedykowane realistyczne sztuczne katalogi galaktyk będą absolutnie niezbędne by w pełni wykorzystać moc statystyczną płynącą z nadchodzących obserwacji nowej ery z przeglądów i programów takich jak TAIPAN, WALLABY, COSMICFLOWS-4 i SKA.

5.4. Inne badania i prace

W tej sekcji ujmuję opisy prac naukowych o innej tematyce, niż powyżej przedstawiony podział na badania nad teoriami zmodyfikowanej grawitacji i modelami ciemnej materii.

W pracy [103], zająłem się problemem podsuniełym jeszcze przez mojego śp. promotora prof. Romana Juszkiewicza. Pomysł polegał na zbadaniu jak efekty oscylacji barionowych odkładały by się w trzecim momencie centralnym rozkładu pola gęstości – t.j. w skośności. Wyniki naszych badań wykazały, że skośność S_3 kosmicznego pola gęstości nosi znaczące i potencjalnie mierzalne ślady barionowych oscylacji akustycznych (z ang. *baryon-acoustic-oscillations*, BAO). Sygnał BAO w skośności ma co prawda znacznie mniejszą amplitudę niż to ma miejsce dla pomiarów korelacji drugiego rzędu takich jak funkcja autokorelacji i widmo mocy, ale ma tę zaletę, że jest znacząco mniej podatny na zaszumianie od efektów systematycznych. Statystyka ta (tj. S_3) nie podlega bezpośredniej zależności od parametru obciążenia (z ang. *bias*), przynajmniej jeżeli w grę wchodzi obciążenie w reżimie liniowym, dzięki temu jest ona o wiele mniej wrażliwa na niejednoznaczności związane z parametrem obciążenia gęstości galaktyk. Skośność jest również znacznie słabiej zależna niż korelacje dwupunktowe od efektów zaburzeń w przestrzeni redshiftów. W pracy pokazujemy za pomocą aparatu teorii zaburzeń wielkość efektu BAO w uśrednianej po objętości skośności dla różnych modeli i parametrów kosmologicznych. Kluczowym wynikiem jaki znajdujemy jest to, że sygnał BAO pojawia się w S_3 na znacznie mniejszych skalach w porównaniu do statystyk drugorzędowych. Dla normalizacji wziętej z wyników 7-letniej sondy WMAP i modelu LCDM, zmarszczki BAO osiągają maksymalną amplitudę rzędu 3% na skali $82 h^{-1} \text{Mpc}$. W pracy sygnalizujemy, że pomiary skali i amplitudy efektu BAO za pomocą skośności rozkładu galaktyk z przyszłych przeglądów mogą dostarczyć czułego i częściowo niezależnego od parametru obciążenia wyznaczenie efektów związanych z ciemną energią.

Praca [104] poświęcona jest zagadnieniom związanym z pomiarami pewnych cech topologicznych pól gęstości o statystyce Gaussa. Pola gaussowskie i związana z nimi teoria matematyczna ich cech, mają kluczowe znaczenie dla współczesnej kosmologii z uwagi na fakt, że pierwotne zaburzenia gęstości i ich rozkład obserwowany w promieniowaniu tła noszą cechy prawie idealnego pola gaussowskiego. W pracy wyliczamy i omawiamy relację pomiędzy niezmiennikiem topologicznym (tj. genusem) w kosmologii a liczbami Bettiego w kontekście metody *excursion set* dla dwu- i trzy-wymiarowych wygładzonych losowych pól gaussowskich. Charakteryzujemy również wyliczoną numerycznie zależność liczb Bettiego w funkcji od wysokości granicy poziomej gęstości. Liczby Bettiego to topologiczne niezmienniki, które pozwalają na odróżnianie od siebie różnych powierzchni topologicznych. W przypadku poziomocowania 3-wymiarowego pola gęstości możemy mówić o trzech niezerowych liczbach Bettiego: β_0 – numeruje liczbę połączonych (spójnych) obszarów, β_1 – oznacza liczbę okrągłych dziur (t.j. składników wypełnionych torusów), β_2 zaś to liczba trójwymiarowych pustek, tj. obszarów wypełnienia po poziomocowaniu (*excursion set*). Suma z przeciwnym znakiem tych trzech liczb składa się na niezmiennik topologiczny (tj. genus) charakteryzujący powierzchnie wypełnienia poziomocowego. W pracy wykazujemy, że każda z liczb Bettiego daje dominujący wkład do genusa dla różnych zakresów wartości granicznej poziomów gęstości. β_0 dominuje krzywą genusa dla dużych poziomów gęstości, efektywnie numerując liczebność obszarów o wysokiej gęstości (takich jak gromady galaktyk). β_1 ma dominujący wkład w okolicach średnich wartości gęstości granicznej, charakteryzując topologie izo-powierzchni o ujemnej krzywiznie. W końcu β_2 góruje dla małych wartości gęstości granicznej i wylicza liczbę pustek. Uśredniając liczby Bettiego (jako funkcje gęstości granicznej) dla wielu losowych realizacji pól gaussowskich znajdujemy, że zarówno amplituda jak i kształt przebiegu krzywych zależą od parametru nachylenia n widma mocy fluktuacji gęstości. Zależność tutaj jest taka, że kształt przebiegu krzywych staje się szerszy, zaś amplituda spada mniej stromo niż dla genusa w miarę jak n maleje. Te cechy krzywych Bettiego odbijają się kontrastem względem własności kształtu niezmiennika topologicznego, który jest stały dla wszystkich pól gaussowskich, niezależnie od przyjętego widma mocy. Ta odkryta przez nas własność pozwala nam sugerować, że tych statystyk można użyć do nowej charakterystyki topologicznej wielkoskalowej struktury Wszechświata.

W kolejnej [105] pracy jaką chcę omówić prezentujemy wyniki badań na topologią kosmicznej sieci na skalach międzygalaktycznych, którą charakteryzujemy za pomocą liczb Bettiego policzonych w funkcji skali odległości. Mimo, że liczby Bettiego same nie zawierają całej informacji topologicznej, przebieg ich zmienności ze skalą daje nam dodatkową informację ponadto, co możemy uzyskać w konwencjonalnych badaniach topologicznych posługujących się genusem i charakterystyką Eulera. Dodatkowa informacja jaką możemy uzyskać z analizy liczb Bettiego jest równocześnie dostępna na wyciągnięcie ręki, gdyż istnieją efektywne i szybkie algorytmy do ich wyliczania. Dla ciągłych pól gęstości wyznaczamy zmienność liczb Bettiego w funkcji skali za pomocą filtrowania poziomocowego od pod-poziomów do nad-poziomów względem gęstości średniej. W przypadku dyskretnego rozkładu galaktyk liczby Bettiego możemy wyliczyć na podstawie analizy alfa-kształtów galaktyk-cząstek. Alfa-kształty to koncept, który niedawno został wprowadzony do topologii numerycznej przez prof. Herberta Eddelsbrunnera. α

kształty to zbiory sympleksów (nazywane kompleksem sympleksyjnym) uporządkowanych zagnieżdżonych pod-zbiorów triangulacji Delauney'a. Filtracja jest tutaj wyznaczona za pomocą pojedynczego parametru skali – α . Te układy sympleksów stanowią homotopiczny odpowiednik poziomicowanego pola odległościowego (z ang. *distance field*), dlatego pozwalają one na wyznaczenie charakterystyki topologicznej dyskretnych zbiorów punktów. W pracy przedstawiamy najpierw podstawowe własności alfa-kształtów i opartej o nich charakterystyki topologicznej w oparciu o analizę prostych modeli wielkoskalowej kosmicznej sieci reprezentowanej przez pianę Voronoi'a. Następnie prezentujemy wyniki naszej analizy topologicznej w kontekście własności wielkoskalowych struktur w modelu LCDM i w modelach z dynamiczną ciemną energią. Ewolucja czasowa liczb Bettiego w funkcji skali odległości odzwierciedla hierarchiczny charakter zmienności kosmicznej sieci i jawi się jako obiecująca nowa metoda do wyznaczania parametrów kosmologicznych.

Pozostając przy zagadnieniu kosmicznej sieci w jaką układa się w największych skalach dystrybucja przestrzenna galaktyk chciałbym podsumować wyniki ważnej przeglądowo-porównawczej pracy [106]. Praca ta powstała jako podsumowanie wyników projektu zapoczątkowanego na specjalnych międzynarodowych warsztatach, które odbyły się w Centrum Lorentza w Lejdzie, poświęconych zagadnieniu identyfikacji i analizy własności wielkoskalowej struktury Wszechświata. Kosmiczna sieć jest z pewnością jedną z najbardziej widowiskowych i uderzających własności rozkładu materii i galaktyk na największych skalach we Wszechświecie. Składa się ona z gęstych obszarów wypełnionych galaktykami, długich włóknistych mostów, spłaszczonych ścian i wielkich rzadkich pustek. Badania nad własnościami kosmicznej sieci skupiają się głównie nad zagadnieniem identyfikacji tych wszystkich jej komponentów, oraz nad zrozumieniem wpływu różnych środowisk kosmicznej sieci na powstawanie galaktyk i formowanie się halo CM. Pojawiła się różnorodność różnych metod zaproponowanych do celów klasyfikacji kosmicznej sieci – w zależności od dostępnych danych wejściowych, czy to wyników symulacji komputerowych czy wielkoskalowych przeglądów galaktyk czy też innych. W omawianej pracy zbieramy 12 różnych takich metod i aplikujemy je na tej samej wejściowej próbce danych, tak by móc zbadać jak wyniki tych różnych metod mają się do siebie. Zaznaczamy jednak, że w ogólności te różne metody klasyfikacji kosmicznej sieci zostały zaprojektowane w zamyśle do często całkiem różnych celów oraz do szukania odpowiedzi na różne pytania. Toteż, *a priori*, nie można oczekiwać, że wyniki jakie dają różne metody będą się ze sobą zgadzać; jednakowoż podnosimy, że wyniki wielu z porównywanych metod w istocie jednak zbiegają się dając identyfikację tych samych własności sieci. W pracy [107] badamy szczegółowo zgodności ale i różnice wyników klasyfikacji wszystkich 12 najbardziej znanych metod. Np. wszystkie te metody wynajdują, że węzły kosmicznej sieci znajdują się w obszarach o gęstości wyższej niż włókna, lub, że pustki mają najniższe gęstości, itp. Dla danych rozważanych elementów sieci znajdujemy znaczące pokrywanie się zakresów gęstości przypisanych im przez różne metody. Pochylamy się również nad problemem porównania metod klasyfikacji na poziomie konkretnych próbek halo ciemnej materii i znajdujemy, że 9 z 12 porównywanych metod wskazuje, że mniej więcej 1/3 wszystkich halo o masach w zakresie grup galaktyk (t.j. $M_{\text{halo}} \sim 10^{13,5} h^{-1} M_{\odot}$) znajdują się we włóknach kosmicznej sieci. Dla

pożytku wszystkich przyszłych metod takiej klasyfikacji wszystkie dane i wyniki analizy zostały udostępnione publicznie.

W pracy [108] używam wyników doskonałej symulacji EAGLE (z ang. *the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments*) do zbadania wpływu fizyki barionowej na widmo mocy fluktuacji całej materii (t.j. ciemnej plus barionowej) oraz tylko ciemnej materii oraz na pola prędkości ciemnej materii i galaktyk. Badania wskazują, że na skalach zaburzeń odpowiadających liczbom falowym $k \sim 4 h \text{Mpc}^{-1}$ wpływ fizyki barionowej na amplitudę widma mocy całej materii jest większy niż 1 procent. Oddziaływanie wsteczne (z ang. *back-reaction*) barionów na pole gęstości ciemnej materii daje efekty na poziomie 3 procent na skalach $1 \leq k/(h \text{Mpc}^{-1}) \leq 5$. Natomiast wpływ barionów na widmo mocy dywergencji prędkości ciemnej materii dla liczb falowych $k \lesssim 0,5 h \text{Mpc}^{-1}$ jest na poziomie poniżej jednego procenta. Dwuwymiarowe widmo mocy fluktuacji w przestrzeni redshiftów nosi ślady wpływu barionów na poziomie 6% na $|k| \gtrsim 1 h \text{Mpc}^{-1}$ (dla $\mu > 0,5$), lecz już dla liczb falowych $|k| \leq 0,4 h \text{Mpc}^{-1}$ efekt ten spada poniżej jednego procenta. W pracy donosimy również o zaniechywalnie małym obciążeniu prędkości populacji halo CM przez efekty fizyki barionowej. Nasza analiza wykazała bowiem, że prędkości własne środków masy dla halo o masie wirialnej $M_{200} > 3 \times 10^{11} M_{\odot}$ (zawierających galaktyki o masie gwiazdowej $M_{*} > 10^9 M_{\odot}$) są poddane wpływowi na poziomie 1 km/s, co jest absolutnie pomijalnym efektem dla kosmologii o precyzji 1%. Wyniki naszych badań pokazują, że dla teoretycznego modelowania zaburzeń w przestrzeni redshiftów oraz wielkości dotyczących prędkości galaktyk uwzględnianie efektów od fizyki barionowej nie jest konieczne i mogą być one bezpiecznie pominięte przy obecnej dokładności obserwacyjnej. Jednakże potwierdzamy wynik innych grup mówiące o tym, że modelowanie rozkładu całkowitej masy i widma mocy tegoż na potrzeby analizy słabego soczewkowania grawitacyjnego powinno bezwzględnie zawierać komponent realistycznie opisujący fizykę barionową, gdyż jej wpływ jest tutaj znaczący.

Jak demonstrowałem w opisie wyników prac wchodzących w skład osiągnięcia habilitacyjnego, kosmiczne pole prędkości galaktyk to potencjalne źródło bardzo bogatej informacji o fizyce ciemnej energii. Kontynuując badania nad tym zagadnieniem postanowiłem wraz ze współpracownikami przeanalizować wielkość i specyfikę różnych efektów systematycznych pojawiających się w problematyce obserwacyjnej prędkości galaktyk. Zbadanie i oszacowanie wielkości ważnych efektów systematycznych ma kluczowe znaczenie w kwestii przydatności tej metody do przeprowadzania testów kosmologicznych. W pracy [109] zbadaliśmy wpływ wielkoskalowej struktury na estymację dwu-punktowych statystyk obserwowanych radialnych składowych prędkości swoistych galaktyk. Używając dużej symulacji N-ciałowej by zbadać własności tych statystyk z perspektywy losowych kosmicznych obserwatorów, jak również obserwatorów umieszczonych w analogach Grupy Lokalnej, wybranych tak by ich lokalne środowisko przypominało obserwacje dookoła nas w promieniu 20 Mpc. Wykazaliśmy, że środowisko typowe dla Grupy Lokalnej systematycznie wpływa i zaburza kształty i amplitudy funkcji statystycznych prędkości galaktyk w porównaniu do ich przebiegu uśrednionego wyznaczonego dla obserwatorów kopernikańskich (losowych). Największy wkład do zaburzeń daje gromada galaktyk w Pannie, efekt obecności której daje się zauważyć dla wszystkich zbadanych

statystyk. Wykazujemy, że dla przypadku wyidealizowanego przeglądu o radialnej funkcji selekcji typu Top-Hat głębokość przeglądu rzędu co najmniej $160 h^{-1}\text{Mpc}$ jest potrzebna by wyciszyć wpływ lokalnych struktur na badane wielkości. Użycie płytszych katalogów prowadzi do systematycznych zaburzeń wyników z efektem rzędu od 50 do 200%, w zależności od rozważanej skali. Dla płaskiego rozkładu redshiftów, o charakterystyce zbliżonej do tej jaką mają dane CosmicFlows-3 systematyczne zaburzenia do lokalnych struktur osiągają jeszcze większą amplitudę na wszystkich rozważanych przez nas skalach odległości (t.j. $\lesssim 100 h^{-1}\text{Mpc}$). W pracy podnosimy, że interpretacja wyników pomiarów tych statystyk dokonanych bez uwzględnienia efekty od lokalnych struktur powinna zostać dokonana na nowo.

Kolejne dwie przedstawiane [110,111] prace to publikacje naukowo-techniczne dotyczące specyfiki i oczekiwanych wyników międzynarodowego programu obserwacyjnego DESI (z ang. *Dark Energy Spectroscopic Instrument*). Od 2015 roku jestem członkiem tego programu i uczestniczę w pracach grupy roboczej zajmującej się symulacjami komputerowymi oraz badaniami tempa wzrostu struktur na potrzeby testowania modeli kosmologicznych. DESI to eksperyment naziemny czwartej generacji, który pozwoli na badania nad barionowymi oscylacjami akustycznymi i procesem powstawania struktur kosmicznych za pomocą analizy zaburzeń w przestrzeni redshiftów oraz szeroko-kątowych przeglądów spektroskopowych galaktyk i kwazarów. Instrumentarium DESI jest obsługiwane automatycznie spektroskopem z robotycznym podajnikiem światłowodowym, i jest zdolne do równoczesnej rejestracji do 5000 widm w zakresie od 360 do 980 nm. Instrument ten zostanie wykorzystany do przeprowadzenia zakrojonego na 5-lat przeglądu pokrywającego 14000 deg^2 . To potężne instrumentarium zostanie zainstalowane w głównym ognisku 4-metrowego teleskopu Mayall w obserwatorium Kitt Peak w Arizonie, USA. By pozwolić na wyznaczenie gładkiego rozkładu ciemnej materii cele spektroskopowe zostaną specjalnie wybrane w czterech kategoriach z danych obrazowych. Pomierzmy populacje czerwonych jasnych galaktyk (z ang. Luminous Red Galaxies) aż do epoki $z=1$. By mieć wgląd w jeszcze młodszy Wszechświat, DESI weźmie na cel również jasne galaktyki emisyjne [w linii OII], obserwowane aż do $z=1,7$. Kwazary będą wybrane jako bezpośrednie próbki rozkładu ciemnej materii jak również, na dużych redshiftach ($2,1 < z < 3,5$) pod kątem lasu linii absorpcyjnych Ly-alfa w ich widmach do śledzenia rozkładu neutralnego wodoru. Dla okresów obserwacji z odpowiednio małym światłem księżycowym DESI będzie mogło dokonywać obserwacji jasnych galaktyk pozwalających na kompilacji próbki ograniczonej magnitudą dla 10 milionów celów z medianą $z \sim 0,2$. Całościowo przegląd zmierzy ponad 30 milionów redshiftów galaktyk i kwazarów, co zapewni bazę danych umożliwiającą najdokładniejsze pomiary skali BAO, własności widma mocy gęstości galaktyk oraz zaburzeń w przestrzeni redshiftów.

5.5. *Badania i publikacje przed uzyskaniem stopnia doktora*

Moje główne zainteresowania badawcze podczas studiów doktoranckich dotyczyły wielkoskalowych struktur Wszechświata, statystyki pól kosmicznych, fizyki Ciemnej Materii i Ciemnej Energii, a także właściwości halo CM, kosmicznych pustek i włókien. W moich badaniach doktoranckich skupiłem się na zmodyfikowanym modelu ciemnej materii wprowadzonym przez Gubsera i Peebles'a [112,113]. Model ten zaproponowano w celu rozwiązania narastających

problemów modelu Λ CDM: fenomenu pustek, wysokiego tempa akrecji satelitów dla galaktyk spiralnych i eliptycznych na małych redshiftach i zawartości barionów (z ang. *barion fraction*). Proponowane modyfikacje modelu CM zakładają, że cząstki CM są strunami i oddziałują, oprócz zwykłej grawitacji, przez wymianę bezmasowych cząstek skalarnych. Pojawiające się dodatkowe oddziaływanie (piątka siła) jest dynamicznie ekranowane przez morze lekkich cząstek sprzężonych z polem skalarnym. Mechanizm ekranowania dla tego modelu zapewnia długość ekranowania Yukawy, która jest stała we współrzędnych współporuszających się. To znaczy długość ekranowania rośnie tak jak czynnik skali Wszechświata. Model ma dwa wolne parametry: parametr β – który mierzy siłę oddziaływań skalarnych w porównaniu z grawitacją, i r_s - długość ekranowania oddziaływania w $h^{-1}\text{Mpc}$. W pracy [114] pokazałem, że jeśli ten model ma być zgodny z obserwacjami (a więc i z przewidywaniami modelu Λ CDM) w dużych skalach, wolne parametry są ograniczone przez $\beta \leq 2$ i $r_s < 5h^{-1} \text{ Mpc}$. Moje symulacje N-ciałowe pokazały również, że model Gubsera i Peeblesa (GP) rzeczywiście jest skuteczniejszy w usuwaniu resztek materii z kosmicznych pustek, co mogłoby by pozwolić łatwiej wyjaśnić problem tzw. fenomenu pustek. Badania ewolucji funkcji masy halo opublikowane w [115] potwierdzają również twierdzenie, że wspomniany model przenosi okres gwałtownego i intensywnego formowania struktury na wcześniejsze etapy ewolucji. Taka własność może pomóc przetrwać galaktykom spiralnym z cienkimi dyskami i wyjaśnić ich zaskakującą obfitość obserwowaną na niskich redshiftach. Dodatkowym wynikiem jest to, że model GP umożliwienie znacznie wcześniejszą ponowną jonizację Wszechświata w porównaniu do modelu LCDM.

W innej pracy [116] zbadaliśmy hierarchię N-punktowych funkcji korelacyjnych i amplitud hierarchicznych, takich jak skośność i kurtoza dla pól gęstości CM w modelu GP. Standardowy paradygmat niestabilności grawitacyjnej daje nam ściśle przewidywania dla skośności (S_3) i kurtozy (S_4) rozkładu gęstości materii. Kształt, amplituda i zmienność ze skalą S_3 i S_4 noszą znane silne znamiona standardowej ewolucji grawitacji. Dlatego dynamika modyfikowana w małych skalach, wprowadzona przez obecność sił skalarnych modelu GP, powinna wpływać na centralne momenty rozkład gęstości materii. Ponadto, ponieważ bariony nie wyczuwają obecności "piątej siły", model GP wprowadza złamanie słabej zasady równoważności, którą to łamie w skalach porównywalnych z długością ekranowania oddziaływań skalarnych. Moja analiza rozkładu gęstości CM w symulacjach N-ciałowych o wysokiej rozdzielczości ujawniła, że w modelu GP rzeczywiście dodatkowa fizyka zostawia wyraźny „odcisk palca” w skośności i kurtozie na skalach porównywalnych z rozważaną skalą ekranowania. Wynik ten otwiera możliwość nakładania ograniczenia na parametry modelu GP przez porównanie teoretycznych S_3 i S_4 z precyzyjnymi danymi z katalogów galaktyk. Aby wykonać porównanie, trzeba wygenerować sztuczne katalogi galaktyk przy użyciu danych z symulacji zmodyfikowanego modelu LCDM.

Z kolei w [117] zawarłem wyniki analizy właściwości wewnętrznych halo CM w modelu GP. Własności halo takie jak profile gęstości czy prędkości orbitalnych są istotne dla ewolucji galaktyk i ich gromad. Wyniki symulacji pokazały, że halo CM mają podobne profile gęstości do ich odpowiedników z LCDM. Prędkości kołowe i dyspersja prędkości 3D są jednak zauważalnie wyższe w przypadku modelu GP.

6. Bibliografia

6. Bibliografia

- H1 Li B. et al., MNRAS, 2013, Volume 428, Issue 1, p.743-755
H2 Barreira et al., JCAP, 2013, Issue 10, article id. 027
H3 Hellwing et al., MNRAS, 2013, Volume 435, Issue 4, p.2806-2821
H4 Barreira et al., JCAP, 2014, Issue 09, article id. 031
H5 Barreira et al., JCAP, 2014, Issue 04, article id. 029
H6 Hellwing et. al., PhRL, 2014, Volume 112, Issue 22, id.221102
H7 Bose S. et al., JCAP, 2015, Issue 02, article id. 034
H8 Bose B. et al., PRD, 2017, Volume 96, Issue 2, id.023519
H9 Hellwing et al., PRD, 2017, Volume 96, Issue 2, id.023515
H10 Arnalte-Mur et al., MNRAS, 2017, Volume 467, Issue 2, p.1569-1585
1 Hinshaw et al., APJ Sup., 2013, Volume 208, Issue 2, article id. 19, 25 pp.
2 Planck Collaboration, A&A, 2014, Volume 571, id.A16, 66 pp.
3 Yang et al., ApJ, 1984, vol. 281, June 15, 1984, p. 493-511
4 Walker et al., ApJ, 1991, vol. 376, July 20, 1991, p. 51-69.
5 Percival et al., MNRAS, 2001, Volume 327, Issue 4, pp. 1297-1306.
6 Tegmark et al., ApJ, 2004, Volume 606, Issue 2, pp. 702-740.
7 Beutler et al., MNRAS, 2017, Volume 466, Issue 2, p.2242-2260
8 Riess et al., AJ, 1998, Volume 116, Issue 3, pp. 1009-1038.
9 Perlmutter et al., ApJ, 1999, Volume 517, Issue 2, pp. 565-586.
10 Percival et al., MNRAS, 2010, Volume 401, Issue 4, pp. 2148-2168.
11 Weinberg et al., Phys. Rep., 2013, Volume 530, Issue 2, p. 87-255.
12 't Hooft ,NATO Sci.Ser.B 59 (1980) 135-157
13 Psaltis, Liv. Rev. Rel. 11 (2006) 9
14 Abbott P. et al., 2016 , PhRL, 116, 0611 | Abbot P. et al., PhRL, 2017, Volume 119, Issue 16, id.161101
15 Guzzo L. et al., 2008, Nature, 451, 541
16 Weinberg D.H. et al., 2013, PhRrep., 530, 87
17 Zu Y. et al., 2013, MNRAS, 445, 1885
18 Li B. et al., 2012, MNRAS, 421, 348
19 Chai Y.-C. et al., 2013, MNRAS, 439,2978
20 Liu X. et al., 2016, PhRL, 117, 05110
21 Puchwein E. et al., 2013, MNRAS, 436, 34
22 Bull P. et al., Physics of the Dark Universe, 2016, Volume 12, p. 56-99.
23 Milne E.~A., „Relativity, gravitation and world-structure”, Oxford, The Clarendon press, 1935.
24 Uzan J-P., Space Science Reviews, 2009, Volume 148, Issue 1-4, pp. 249-265
25 Planck Collaboration, A&A, 2016, Volume 594, id.A13, 63 pp.
26 Tegmark M. et al., PRD, 2004, vol. 69, Issue 10, id. 103501
27 Colless M.,et al., MNRAS, 2001, Volume 328, Issue 4, pp. 1039-1063.
28 Perlmutter S., et al., ApJ, 1999, Volume 517, Issue 2, pp. 565-586.
29 Riess A.G., et al., AJ, 1998, Volume 116, Issue 3, pp. 1009-1038.
30 Riess A.G., et al., ApJ, 2016, Volume 826, Issue 1, article id. 56, 31 pp.
31 C. Brans, H. Dicke, Phys. Rev. 124 (1961) 925.
32 E. Mach, The Science of Mechanics: A Critical and Historical Account of Its Development, in: T.J. McCormach (Ed.), , 1893, (Open Court, LaSalle, Illinois, 1960).
33 J. Barbour, H. Pfister (Eds.), Mach's Principle: From Newton's Bucket to Quantum Gravity, 1995, Birkhauser, Cambridge.
34 C.W. Misner, K.S. Thorne and J.A. Wheeler, Gravitation. Volume 3., Princeton University Library, Princeton, NJ.
35 N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G.R. Dvali, Phys. Lett. B 429 (1998) 263 | A. Lukas,et al., Phys. Rev. D 59 (1999) 086001 | L. Randall, R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370 | P. Binetruy et al., Nucl. Phys. B 565 (2000) 269 | P. Brax, et al., Rept. Prog. Phys. 67 (2004) 2183 | J. Khoury, R.J. Zhang, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 061302
36 G.R. Dvali, et al., Phys. Lett. B 485 (2000) 208 | G.R. Dvali, G. Gabadadze, Phys. Rev. D 63 (2001) 065007 | G.R. Dvali, et al., Phys. Rev. D 64 (2001) | Artykuł przeglądowy A. Lue, Phys. Rept. 423, 1 (2006)
37 N. Arkani-Hamed, H. Georgi, M.D. Schwartz, Ann. Phys. 305 (2003) 96. | M.A. Luty, M. Porrati, R. Rattazzi, JHEP 0309 (2003) 029 | A. Nicolis, M. Rattazzi, JHEP 0309 (2003) 029

6. Bibliografia

- 38 Berotti et al., *Nature*, Volume 425, Issue 6956, pp. 374-376 (2003) | J.D. Anderson et al., *Astrophysical Journal* v.459, p.365, 1996 | J.D. Anderson et al., *American Astronomical Society*, 200th AAS Meeting, id.12.06, 2002;
- 39 H. A. Buchdahl, *MNRAS*, 1970, 150:1
- 40 A. Starobinsky, *Phys. Lett.*, 1980, B91:99–102
- 41 S. Nojiri i S.D. Odintsov., *TSPU Bulletin*, N8(110):7–19, 2011. | T.P. Sotiriou and V. Faraoni, *Rev.Mod.Phys.*, 82:451–497, 2010. | A. De Felice i S. Tsujikawa, *Living Rev.Rel.*, 13:3, 2010
- 42 W. Hu i I. Sawicki, *Phys.Rev.*, D76:064004, 2007 | J. Khoury i A. Weltman, *Phys.Rev.Lett.*, 93:171104, 2004. | J. Khoury i A. Weltman, *Phys.Rev.*, D69:044026, 2004 | P. Brax, et al., *Phys.Rev.*, D78:104021, 2008
- 43 T. Chiba et al., *Physical Review D*, vol. 75, Issue 12, id. 124014, 2007
- 44 R. Maartens i K. Koyama. *Brane-World Gravity*. *Living Rev.Rel.*, 13:5, 2010
- 45 C. Deffayet et al., *Phys.Rev.*, D65:044023, 2002.
- 46 A. Lue et al., *Phys.Rev.*, D69:124015, 2004. | A. Lue i G. Starkman, *Phys.Rev.*, D67:064002, 2003 | K. Koyama i F.P. Silva, *Phys.Rev.*, D75:084040, 2007
- 47 M.A. Luty et al., *JHEP*, 0309:029, 2003 | A. Nicolis i R. Rattazzi, *JHEP*, 0406:059, 2004
- 48 A. Nicolis et al., *Phys.Rev.*, D79:064036, 2009.
- 49 C. Deffayet et al., *Phys.Rev.*, D80:064015, 2009
- 50 G.W. Horndeski, *Int.J.Theor.Phys.*, 10:363–384, 1974
- 51 C. Charmousis et al., *Phys.Rev.Lett.*, 108:051101, 2012 | T. Kobayashi et al., *Prog.Theor.Phys.*, 126:511–529, 2011
- 52 Luca Amendola, *Phys.Rev.*, D62:043511, 2000
- 53 Creminelli P. et al., *JCAP*, Issue 06, article id. 009, (2014) | Hui L. et al., *PRD*, 2009, vol. 80, Issue 10, id. 104002 | Touboul P. et al., *PhRL*, 2017, Volume 119, Issue 23, id.231101
- 54 P. Brax et al., *Phys.Rev.*, D82:063519, 2010.
- 55 K. Hinterbichler i J. Khoury, *Phys.Rev.Lett.*, 104:231301, 2010.
- 56 E. Babichev et al., *Int.J.Mod.Phys.*, D18:2147–2154, 2009
- 57 A.I. Vainshtein, *Phys.Lett.*, B39:393–394, 1972
- 58 Gong-Bo Zhao et al., *Physical Review D*, vol. 83, Issue 4, id. 044007 (2011)
- 59 Peebles, P. J. E., „The large-scale structure of the universe”, Princeton, N.J., Princeton University Press, 1980. 435 p.
- 60 Juszkiewicz R et al., *ApJ*, Part 2 - Letters (ISSN 0004-637X), vol. 412, no. 1, p. L9-L12 (1993)
- 61 Bouchet F.R. et al., *Astrophysical Journal*, Part 2 - Letters (ISSN 0004-637X), vol. 394, no. 1, July 20, 1992, p. L5-L8. | Bouchet F.R. et al., *Astronomy and Astrophysics*, v.296, p.575 (1995)
- 62 Schaap W.~E. i van de Weygaert R., *A&A*, v.363, p.L29-L32 (2000)
- 63 R.P. Woodard, *Nonlocal Models of Cosmic Acceleration*, *Found. Phys.* 44 (2014) 213 [arXiv:1401.0254] [IN SPIRE
- 64 Reid B.A. et al., *MNRAS*, 2010, Volume 404, Issue 1, pp. 60-85.
- 65 M. Davis and P. J. E. Peebles, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 34, 425 (1977).
- 66 N. N. Bogoliubov, *J. Phys. USSR* 10, 265 (1946). | M. Born and H. S. Green, *Proc. R. Soc. A* 188, 10 (1946). | J. G. Kirkwood, *J. Chem. Phys.* 14, 180 (1946).
- 67 R. Juszkiewicz, V. Springel, and R. Durrer, *Astrophys. J. Lett.* 518, L25 (1999).
- 68 R. Scoccimarro, *Phys. Rev. D* 70, 083007 (2004)
- 69 M. Davis and P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.* 267, 465 (1983)
- 70 S. de la Torre and L. Guzzo, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 427, 327 (2012).
- 71 Ivarsen et al., 2016, *A&A*, 595,id.A40, 11pp.
- 72 B. Li, G.-B. Zhao, R. Teyssier and K. Koyama, *JCAP* 01 (2012) 051
- 73 C. Llinares and D.F. Mota, *Phys. Rev. D* 89 (2014) 084023, Z uwagą, że w tej pracy autorzy podjęli pierwszą próbę symulacji ZG wychodzących poza to przybliżenie.
- 74 A. Oka, S. Saito, T. Nishimichi, A. Taruya, and K. Yamamoto, *MNRAS* 439, 2515 (2014)
- 75 L. Samushia et al., *MNRAS* 439, 3504 (2014) | A. G. Sanchez et al., *MNRAS* 433, 1202 (2013) | A. G. Sanchez et al., *MNRAS* 440, 2692 (2014) | H. Gil-Marín et al., *MNRAS* 460, 4188 (2016) | A. G. Sanchez et al. (BOSS Collaboration), *MNRAS* 464, 1640 (2017)
- 76 S. de la Torre et al., *A&A*, 557, A54 (2013)
- 77 A. Taruya, T. Nishimichi, and S. Saito, *Phys. Rev. D* 82, 063522 (2010)
- 78 B. Bose and K. Koyama, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 08 (2016) 032.
- 79 H. A. Winther, K. Koyama, M. Manera, B. S. Wright, and G.-B. Zhao, *JCAP* 08 (2017) 006.

6. Bibliografia

- 80 Lan et al., MNRAS, 2017, Volume 468, Issue 4, p.4579-4591
- 81 Lovell et al., MNRAS, 2017, Volume 468, Issue 4, p.4285-4298
- 82 Bose et al., MNRAS, 2017, Volume 464, Issue 4, p.4520-4533
- 83 Ludlow et al., MNRAS, 2016, Volume 460, Issue 2, p.1214-1232
- 84 Li et al., MNRAS, 2016, Volume 460, Issue 1, p.363-372
- 85 Bose et al., MNRAS, 2016, Volume 455, Issue 1, p.318-333
- 86 E. Bulbul, et al., The Astrophysical Journal, 2014, Volume 789, Issue 1, article id. 13, pp (arXiv:1402.2301) |
A. Boyarski, et al., Physical Review Letters, 2014, Volume 113, Issue 25, id.251301 (arXiv:1402.4119)
- 87 Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- 88 Hellwing et al., MNRAS, 2016, Volume 457, Issue 4, p.3492-3509
- 89 M.A. Sánchez-Conde and F. Prada, 2013, MNRAS, 442, 2271
- 90 Guo et al., MNRAS, 2015, Volume 454, Issue 1, p.550-55
- 91 Sawala T. et al., MNRAS, 2015, Volume 448, Issue 3, p.2941-2947
- 92 Cautun et al., MNRAS, 2015, Volume 452, Issue 4, p.3838-3852
- 93 Pawlowski M. et al., MNRAS, 2014, Volume 442, Issue 3, p.2362-2380
- 94 Ibata R. A. et al., Nature, Volume 493, Issue 7430, pp. 62-65 (2013).
- 95 Cautun et al., MNRAS, 2014, Volume 445, Issue 2, p.1820-1835
- 96 Cautun et al., MNRAS, 2014, Volume 445, Issue 2, p.2049-2060
- 97 Boylan-Kolchin M. et al., MNRAS, 2011, Volume 415, Issue 1, pp. L40-L44.
- 98 Hellwing et al., JCAP, 2013, Issue 10, article id. 012, (2013)
- 99 Li Baojiu et al., JCAP, 2013, Issue 11, article id. 012, (2013)
- 100 Shi et al., MNRAS, 2015, Volume 452, Issue 3, p.3179-3191
- 101 Winther et al., MNRAS, 2015, Volume 454, Issue 4, p.4208-4234
- 102 Hellwing et al., PRD, 2018, Volume 97, Issue 10, id.103519
- 103 Juskiewicz et al., MNRAS, 2013, Volume 429, Issue 2, p.1206-1212
- 104 Park et al., Journal of the Korean Astronomical Society, vol. 46, no. 3, pp. 125-131 (2013)
- 105 van de Weygaer et al., 2011, Trans. Comput. Sci. XIV, pg. 60-101, special issue on Voronoi Diagrams and
Delaunay Triangulation, eds. M. Gavrilova, C. Tan and M. Mostafavi (Springer)
- 106 Libeskind et al., MNRAS, 2018, Volume 473, Issue 1, p.1195-1217
- 107 Libeskind et al., MNRAS, 2018, Volume 473, Issue 1, p.1195-1217
- 108 Hellwing et al., MNRAS:Let., 2016, Volume 461, Issue 1, p.L11-L15
- 109 Hellwing et al., MNRAS, 2017, Volume 467, Issue 3, p.2787-2796
- 110 DESI Collaboration, Fermilab Technical Publications: FERMILAB-PUB-16-518-AE
- 111 DESI Collaboration, FERMILAB-PUB-16-517-AE
- 112 Gubser, S. S., and Peebles, P. J. E., Phys. Rev. D 70, 12 (Dec. 2004), 123511.
- 113 Gubser, S. S., and Peebles, P. J. E., Phys. Rev. D 70, 12 (Dec. 2004), 123510.
- 114 Hellwing & Juskiewicz, PRD, 2009, vol. 80, Issue 8, id. 083522
- 115 Hellwing et al., MNRAS:Let., 2010, Volume 408, Issue 1, pp. L104-L110
- 116 Hellwing et al., PRD, 2010, vol. 82, Issue 10, id. 103536
- 117 Hellwing, Annalen der Physik, vol. 19, issue 3-5, pp. 351-354 (2010)