

eman ta zabal zazu



Universidad del País Vasco Euskal Herriko Unibertsitatea

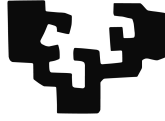
Fisika Teorikoa eta Zientziaren Historia Saila

Soka kosmikoen ondorio behagarrien iragarpen eta froga berriak

Joanes Lizarraga Olano

DOKTOREGO TESIA
Leioa 2016

eman ta zabal zazu



Universidad
del País Vasco

Euskal Herriko
Unibertsitatea

Fisika Teorikoa eta Zientziaren Historia Saila

Soka kosmikoen ondorio behagarrien iragarpen eta froga berriak

Euskal Herriko Unibertsitateko
Jon Urrestilla Urizabal doktoreak
zuzendutako lana

Joanes Lizarraga Olano
Fisikan doktore-gradua
lortzeko aurkezturiko txostena

*Etxekoei,
eta bidean zatozen horri.*

Eskerrak

Lehendabizi eta batez ere, masterretik hasi eta doktoregoaldiak iraun dituen urte hauetan nire zuzendari izan dudan Jon Urrestillari eman nahi nizkieke eskerrak. Ikerkuntza mundu honetan barrena nire bidea urratzeko izan nezakeen zuzendaririk eta gidarik onena izan da, dudarik gabe. Irakasle aparta izateaz gain, kide eta lagun hobea izan da. Eskerrik asko denagatik Jon, segi horrela!

Bigarrenik, nire ikerketa lanetan ezinbesteko lankide izandako ikerlarietaz gogoratu nahi nuke: David Daverio, Mark B. Hindmarsh, Martin Kunz, Andrew R. Liddle eta Irene Sendra. Eskerrak eman nahi nizkieke beraiekin lan egiteko aukera emateagatik eta aukera zuten bakoitzean beraien esperientzia eta jakinduria nirekin partekatzeagatik. *It's been a pleasure guys!*

Mila esker Juan M. Aguirregabiriari eta Íñigo Luis Egusquizari, tesi honen euskerazko bertsioa egitean izandako zalantzak argitzeko emandako laguntzagatik eta lizentziaturako urteetatik hasi eta gaur egun arte hain lagungarri izateagatik beste mila kontutan.

Azken urte hauetan lantoki izandako Zientzia eta Teknologia fakultateko Fisika Teorikoa eta Zientziaren Historia Saila eta berau osatzen duten partaide guztiak ere eskertu nahiko nituzke. Edozein arazoren aurrean konponbideak eskeini dizkidazuelako, ikasle bizia errezagoa izan dadin oso lagungarri izan zaretelako eta orokorrean bertan bizi izan dudan giro onagatik, etxean bezalaxe sentitzea egin didazue. Nire esker ona izan ikasle garaitan, izan doktoregoaldian, hain lagungarri izan zaretenoi: Alex Feinstein, Ruth Lazkoz, Manuel Á. Valle, Juan Luis Mañes, Martín Rivas, Igor Bandos, Michele Modugno, José Juan Blanco-Pillado, José M. Martín Senovilla eta Montserrat Barrio. Bereziki eskertu nahi nituzke irakaskuntzaren munduan lehenengo pausuak ematea ahalbidetu eta laguntza eskeini didatenei: Oscar Ecenarro, David Brizuela, Raül Vera eta Iñaki Garay. Bestalde, beste sailtakoak izan arren, nire egunerokotasunaren (kafe orduetan batez ere) parte izandako fakultateko beste irakasleetat ere ezin ahaztu: Josu Igartua, Raúl, Luis, Josu Ortega, Iñigo, Esti...

Urte hauetan kide izandako bekadunak ere enituzke aipatu gabe utzi nahi: Borja Reina, Carlos Meliveo, Iñigo Urizar, Giuseppe Vitagliano, Joao Morais, Kepa Sousa, Iker Leanizbarrutia eta gainontzekoak; hauen artean esker bereziak eman nahi nizkieke bulegokide izatetik adiskide izatera pasa diren Pablo Jimenori eta Lluç Garcíari, eskerrik asko mutilak!

Aparteko aipamena merezi du urte hauetan zehar, hasiera hasieratik, ondoan izan dudan anai-zientifikoak, Asierrek. Ikerkuntza eta mundu akademikoa elkarrekin joan gara ezagutzen: kongresuak, udako eskolak, irakaskuntza... Beti gogotsu, beti irrifar batekin eta irrifarrak sortzeko asmoarekin. Zu bezelako adiskide bat ondoan izan gabe ez litzateke gauza bera izan. Animo, eutsi horri eta hemendik aurrerakoan *zorte on txo!*

Ez nituzke ahaztu nahiko urte hauetan, lanetik tartetxo bat hatzen genuenean, fisika ez zen beste edozer gauzetaz eztabaidak eta solasaldiak sortzeko osatzen joan garen fisikari gosedunen taldeko kideak, hasierako partaideetatik hasi: Jokin, Julen, Ekhi eta Iraultza; eta bidean gehitzen joan zaizkigun kideetaraino: Iagoba, Peio, Aitzol, Iñigo, Mattin eta Jon. Askotan Leioara joatearen

arrazoi nagusienetako bat zuekin tartetxo hauek partekatzea izan da, berdin berdin jarraitu eta elkartuko gara bidean!

Azkenik, eta gehienbat, nire eskerrik beroenak etxekoentzat: ama, atte, Malen eta Naroa. Etxekoei, urte hauetan zehar emandako babes guztiagatik, beti hain ulerkorrek izateagatik eta azken finean zuek erakutsitakoagatik nagoelako hemen. Naroari, zer esan, nire egunerokoaren zutabe zarelako, nire gorabehera guztiak jasaten dituzulako eta besterik gabe, onena zarelako. Ziur naiz zuen laguntzarik gabe enitzela hau aurrera ateratzeko gai izanen, eskerrik asko! Muxu bat!

Soka kosmikoen ondorio behagarrien iragarpen eta froga berriak aztertu ditugu tesi honetan. Hemen aurkezten diren lanak ondoko ikertzaileekin elkarlanean burutu ditut: nire tesi zuzendari den Jon Urrestilla; eta David Daverio, Mark B. Hindmarsh, Martin Kunz, Andrew R. Liddle eta Irene Sendra.

Kosmologiaren eredu estandarrak gure unibertsoa egoki deskribatzen duela frogatu dute behaketa esperimental gero eta zehatzagoek. Hala ere, badira oraindik zenbait galdera erantzunik jaso ez dutenak, unibertso primitiboan kokatzen direnak gehienbat, eta unibertsoaren energia altuko fisikaren bidezko deskribapenaren eta deskribapen kosmologikoaren arteko loturan daudenak. Galdera hauei erantzuna emateko hautagairik interesgarrienetako bat defektu topologikoak dira. Energia altuko eta inflaziko eredu askotan iragartzen dira defektuak izatea eta ondorio behagarriak izan ditzakete. Defektu topologikoak unibertso gaztean gertatutako fase-trantsizio kosmologikoe-tan sortu izan zitezkeela jotzen da. Hortaz, defektuen ondorio behagarriak neurtzeak eta hauek ongi ulertzeak unibertso primitiboko fisika ulertzeko aukera paregabea eskeiniko liguke.

Tesi honen I. atalean beharrezkoa izanen den oinarri teorikoa aurkeztuko dugu. Bi kapitulutan banatu dugu atal hau. Lehenengoan, 1. kapituluan, eredu kosmologiko estandarraren oinarriak berrikusiko ditugu, batez ere *mikrouhinen hondo kosmikoan* eta datuen azterketan arreta jarritz. Bigarrenean, 2. kapituluan, soka kosmiko eta defektu kosmiko ezberdinak aztertuko ditugu. Kapituluaren lehenengo zatia fase-trantsizioen eta defektuen oinarritzko propietateen ingurukoa izanen da. Bigarrenean berriz, defektuen eremu-teorien simulazioak eta hauetatik defektuen ondorio behagarriak nola lortzen diren azalduko da. Bi kapitulu hauek lehendik argitaratutako artikulua, *review* eta liburutan oinarritu dira.

Doktorego tesi honetan burutu diren ikerketa lanak tesiaren II. atalean aurkeztuko ditugu. Atal honetako 1. eta 2. kapituluetan CMBaren potentzia-espektroen iragarpenak neurketa esperimentalen datuekin konparatuko ditugu. Azpimarratu behar da bi kapitulu hauetan egindako lanak garai hartako emaitzetan eta erabilgarri zeuden datuetan oinarrituta eraman zirela aurrera. Horregatik, denbora honetan, orduan gure egin genituen zenbait ideia eta eredu aldatu egin dira. Adibidez, eredu kosmologiko estandarraren garapena ez da gelditu eta gaur egun orduan kontuan hartzen ez zituen zenbait osagai ditu, neutrinoen masa ez-nulua kasu. Hau dela eta, kapitulu hauetako emaitzak kontestuan hartu beharrekoak direla uste dugu. Beste alde batetik, 3. eta 4. kapituluetan soka kosmikoen eremu-teorien simulazioak aztertu ditugu eta hauen propietateen deskribapena zabaldu dugu.

Soka kosmikoei eta unibertso primitiboan egon zitezkeen aparteko osagai erlatibistek duten erlazioa aztertu da 1. kapituluan. Lan hau 2012an egin genuen eta orduko CMBaren neurketen emaitzetan oinarritzen da, zeinak zioten unibertso gaztean zeuden osagai erlatibisten kopurua partikulen eredu estandarrak aurreikusitakoa baino handiagoa zela. Aztertu zen ea soka kosmikoei sortutako grabitate-uhinen hondoa izan zitekeen gehiegizko balio honen arrazoiak. Galdera honi erantzuna aurkitzeko, egiantz-funtzioaren bidezko parametro espazioaren azterketak burutu

genituen, eredu estandarraz gairako osagaiak (sokak eta aparteko osagai erlatibistak) zituzten ereduak neurketa desberdinekin konparatuz (WMAP7, SPT, HST eta BAO). Lan hau argitaratutako hurrengo artikuluan dago oinarritua:

- **Correlations between cosmic strings and extra relativistic species**

J. Lizarraga, I. Sendra, J. Urrestilla, *Phys. Rev. D* 86, 123014 (2012). *arXiv:1207.6266*.

Defektu mota ezberdinek, zehazki soka kosmikoek, soka erdilokalek eta testurek, sortutako B-modoak 2. kapituluaz aztertuta ditugu. Kapitulu honetan aurkeztutako lanak BICEP2 esperimentuaren aurkikuntza jakitera eman eta jarraian sortutako galderei erantzuna ematen saiatu ziren. Argitaratutako bi artikulua desberdinetan dago oinarritua kapituluaz:

- **Can Topological Defects Mimic the BICEP2 B-Mode Signal?**

J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, A.R. Liddle, *Phys. Rev. Lett.* 112 171301 (2014). *arXiv:1403.4924*.

- **Constraining topological defects with temperature and polarization anisotropies**

J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, A.R. Liddle, *Phys. Rev. D* 90, 103504 (2014). *arXiv:1408.4126*.

Lehenengoan, BICEP2 elkarlanak emaitzak argitaratu eta aste berean, antzemandako seinale osoa defektuek sortua izan zitekeen aztertu genuen era kualitatiboan. Bigarrenean berriz, aurreko laneko aurreikuspen kualitatiboak emaitza kuantitatiboekin osatu genituen, defektuek sortutako CMBaren tenperaturaren nahiz polarizazioaren anisotropiak aztertuz. Hau burutzeko Markov Chain Monte Carlo moduko parametro espazioaren azterketa egin genuen: defektuak, inflazioko grabitazio uhinak eta hauts astrofisikoa osagai zituzten ereduak BICEP2ren datuekin, bakarrik eta bestelako esperimentuen datuekin konbinaketan (*Planck*, WMAP9ren polarizazioa eta SPT/ACT), konparatuz.

Higgs eredu trukakorrek soka kosmikoen energia-momentuaren tentsorearen korrelazio eta CMBaren potentzia-espektro berriak aurkeztuko ditugu 3. kapituluaz. Aurreko lanetan egindako hurbilketak berrikusi ditugu AH sokan CMBaren potentzia-espektro hobea lortzeko. Honetarako, energia-momentuaren tentsorearen korrelazioak orain arte egindako eremu-teorien zenbakizko simulaziorik handienetik lortu ditugu. Aurreko lanetan arazoak iturri izandako trantsizio kosmologikoak ere landu dira, prozesu hauek hobeki ulertzeak berebiziko garrantzia baitu CMBa kalkulatzeko beharrezkoak diren iturri-funtzio egokiak lortzeko. Azkenik CMBaren potentzia-espektro berriak erakutsiko ditugu. Kapitulu honetako lanak hurrengo bi artikuluetan aurki daitezke:

- **Energy-momentum correlations for Abelian Higgs cosmic strings**

D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, J. Urrestilla, *Phys. Rev. D* aldizkarira bidalita. *arXiv:1510.05006*.

- **Improving CMB power spectra predictions for Abelian Higgs cosmic strings**

D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, J. Urrestilla, *Prestatzen*.

Azken kapituluan, 4. kapituluan, supersoka lotuen eboluzio kosmologikoa aztertzeke eremu-teorien simulazioak erabili ditugu. Supersoken sare lotuak *mintz* inflazio eruedetan iragartzen dira eta F -sokez, soka moduko D -mintzez eta hauen konposatuak diren pq -sokez daude osatuak. Eredu eraginkorren eremu-teorien zenbakizko simulazioak dira supersoka lotuen dinamika deskribatzeko erabiltzen diren metodo interesgarrietakoa. Aurreko lanetan adierazitako eremu-teorien emaitzen eta iragarpen teorikoen arteko kontraesanak argitzeko asmoz, orain arte egindako eremu-teorien simulaziorik handiena eta zehatzena gauzatu dugu. Gainera, azterketa hau ikuspuntu berri batetik egin dugu, non simulazioen hasieratik jarri dugun pq -sokez osatutako sarea, soka kosmiko arruntez osatutako sarearekin batera. Sistemaren eta soka konposatuen abiadurak ere zehazteko gai izan gara. Kapituluak honako artikulua du oinarri:

- **Survival of pq -superstrings in field theory simulations**

J. Lizarraga, J. Urrestilla, *JCAP aldizkarira bidalita arXiv:1602.08014*.

Argitaratutako artikuluak

Correlations between cosmic strings and extra relativistic species

J. Lizarraga, I. Sendra, J. Urrestilla, *Phys. Rev. D* 86, 123014 (2012). *arXiv:1207.6266*.

Can Topological Defects Mimic the BICEP2 B-Mode Signal?

J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, A.R. Liddle, *Phys. Rev. Lett.* 112 171301 (2014). *arXiv:1403.4924*.

Constraining topological defects with temperature and polarization anisotropies

J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, A.R. Liddle, *Phys. Rev. D* 90, 103504 (2014). *arXiv:1408.4126*.

Aldizkarira bidalitakoak

Energy-momentum correlations for Abelian Higgs cosmic strings

D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, J. Urrestilla, *Phys. Rev. D* aldizkarira bidalita. *arXiv:1510.05006*.

Survival of pq -superstrings in field theory simulations

J. Lizarraga, J. Urrestilla, *JCAP* aldizkarira bidalita *arXiv:1602.08014*.

Prestatzen

Improving CMB power spectra predictions for Abelian Higgs cosmic strings

D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, J. Urrestilla, *Prestatzen*.

Proceedingak

Fitting BICEP2 with defects, primordial gravitational waves and dust

J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M.B. Hindmarsh, M. Kunz, A.R. Liddle, *J.Phys.Conf.Ser.* 600 (2015) 1, 012025. *arXiv:1412.0407*.

Gaien Aurkibidea

Eskerrak	ii
Hitzaurrea	v
Argitarapenen zerrenda	viii
I Sarrera	1
1 Kosmologia eta unibertso gaztea	3
1.1 Kosmologiara sarrera	3
1.1.1 FLRW metrika eta Friedmannen ekuazioak	4
1.1.2 Λ CDM eredua	6
1.1.3 Inflazioa	7
1.1.4 Unibertsoaren historia termikoa	10
1.2 Mikrouhinen hondo kosmikoa	11
1.2.1 Polarizazioa: B-modoak	14
1.2.2 CMB esperimenduak	15
1.3 Datuen azterketa	19
1.3.1 Parametroen zehaztapena	19
1.3.2 Markov Chain Monte Carlo	20
2 Soka eta defektu kosmikoak	23
2.1 Defektu topologikoak	23
2.1.1 Soka kosmikoak	30
2.1.2 Soka erdilokalak	33
2.1.3 Testurak	34
2.1.4 Soka-sare lotuak: <i>pq</i> -sokak	35
2.2 Defektuen dinamika zabaltzen ari den unibertsoan: eremu-teorien simulazioak	36
2.3 CMB: UETC metodoa	39
II Emaitzak	45
1 Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak	47
1.1 Sarrera teorikoa	48
1.1.1 Neutrinoen zenbaki eraginkorra	48
1.1.2 Grabitate-uhinen hondo kosmikoa	49
1.1.3 Soka kosmikoez sortutako grabitate-uhinen hondo	51
1.2 Metodoa	52

1.3	Emaitzak	54
1.3.1	WMAP 7-year	54
1.3.2	WMAP7 + SPT	56
1.3.3	Harrison-Zel'dovich (\mathcal{HZ}), $n_s = 1$	58
1.3.4	$N_{\text{eff}}^* = 0$	60
1.4	Emaitzen eztabaida eta ondorioak	62
2	BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa	65
2.1	Jatorri kosmologikoko B-modoak	66
2.1.1	Inflazioko grabitate-uhinak: r	66
2.1.2	Defektu kosmikoak	67
2.2	Metodoa	68
2.3	Emaitzak	70
2.3.1	Sor al ditzakete defektuek BICEP2k antzemandako B-modoak?	70
2.3.2	Monte Carlo bidezko azterketa	72
2.4	Emaitzen eztabaida eta ondorioak	76
3	Higgs eredu trukakorreko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak	79
3.1	Simulazioetatik lortutako UETCak	80
3.1.1	Simulazioak	81
3.1.2	Eskalatzea	83
3.1.3	UETCen elkartzea	84
3.1.4	UETCen doikuntza eta eskala txikien zuzenketa	88
3.2	Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan	91
3.2.1	Autobektoreen interpolazio sinplea	93
3.2.2	Autobektoreen etapa anitzeko interpolazioa	93
3.2.3	k -finkoko UETC interpolazioa	95
3.2.4	$f(\tau)$ eta $f_{\Lambda}(\tau)$ funtzio interpolatzaileak	97
3.2.5	Materia- Λ interpolazioa	100
3.2.6	Interpolazio metodoen konparaketa	102
3.3	Potentzia-espektro berriak	102
3.3.1	2010-eko emaitzekin konparazioa: $s = 1$	104
3.3.2	Erradiazio-materia trantsizio funtzioak eta etapa anitzeko interpolazio metodoak eragindako efektuak	104
3.3.3	Materia- Λ trantsizio funtzioaren eragina	107
3.3.4	k -finkoko interpolazioak eragindako efektuak	107
3.3.5	Azken C_{ℓ} -ak	109
3.4	Emaitzen eztabaida eta ondorioak	110
4	pq-supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan	113
4.1	Eredua	114
4.1.1	Eredua eta parametroen aukeraketa	114
4.1.2	Simulazioen xehetasunak	116
4.1.3	Emaitzen trataera: pq -sokak aurkitzea	117
4.2	Soken konbinaketa	118
4.3	Emaitzak	121
4.3.1	Abiadurak	127
4.4	Emaitzen eztabaida	129

5 Ondorio orokorrak

133

Bibliografia

136

I. ATALA

Sarrera

1

Kosmologia eta unibertso gaztea

1.1 Kosmologiara sarrera

Gizakia betidanik saiatu izan da inguratzen duen zerua eta bertako objektuen higidura ulertzen. Zeruaren eta unibertoaren behaketen ezaugarritze zehatza burutzeko ezinbestekoa da teoria eta lan esparru matematiko egokiak garatzea. Newtonen mekanikak eta grabitatearen teoriak ekarri zuten fisikara lehen aldiz behaketekin konpara zitezkeen iragarpenak garatzeko gai teoria matematikoa. Nabarmenezkoa izan zen Newtonen teoriaren arrakasta, astroen dinamika zein orbitak modu zehatzean kalkulatzeko aukera eman baitzuen.

Kosmologia du fisikak unibertsoa bere osotasunean deskribatzen duen arloa. Ahalik eta baiez-tapen orokorrenetan oinarrituta, kosmologiak unibertsoaren ezaugarri nagusienak, nahiz bere sorrera eta eboluzioa deskribatzen ditu. Newtonen teoriaren arrakasta begi bistakoa bada ere, unibertsoaren inguruko galdera hain orokorrak barnebilduko zituen teoria orokorragoaren beharra nabaria zen. Teoria hau joan den mende hasieran Einsteinek proposatutako *erlatibitate orokorra* dugu.

Erlatibitate orokorraz baliatuz, iragarpen sendoak egin daitezkezen eredu kosmologikoa garatzeko gai izan gara, zeina komunitate kosmologikoaren baitan unibertsoaren deskribapen egoki moduan onartua dagoen. *Eredu kosmologiko estandarra* sorreratik bi oinarritzko hipotesitan dago oinarritua: *printzipio kosmologikoan* edo Kopernikoren printzipio orokortuan. Honakoa diosku:

1. Unibertsoa *isotropoa* da. Errotazioekiko aldaezina da eta beraz edozein norabidetan gauza bera ikusten dugu.
2. Unibertsoa *homogeneoa* da. Traslazioekiko aldaezina da eta ondorioz espazioko puntu guztiak baliokideak dira, hau da, ez dago puntu berezirik unibertsoan.

Kontuan hartu behar da printzipio kosmologikoa ez dela aplikagarria eskala oso txikietan. Argi dago inguratzen gaituzten gorputz kosmikoak, izarrak eta galaxiak kasu, ez direla isotropo eta homogeneoki antolatzen. Printzipio kosmologikoa beraz ez da eskala guztietan aplikagarria, batez bestean eta eskala oso haundietan soilik. Ondorioz egokiagoa litzateke esatea unibertsoa isotropoa eta homogeneoa dela tokian tokiko ez-erregulartasunak arbuiauz. Unibertsoaren isotropotasunaren hipotesiaren zutabe nagusienetakoa, unibertsoa oso gaztea eta beroa zenean garatutako *mikrouhinen hondo kosmikoa* (CMB ingelesezko sigletan) dugu (ikus 1.2 atala).

Bestalde unibertsoa ez da denboran homogeneoa, hau da, unibertsoa ez da estatikoa eta zabaltzen ari da. E. Hubblek 1929an deskubritu zuen unibertsoaren zabaltzea galaxien higidura neurtuz [113]. Galaxia urrunak hurbilekoak baino azkarrago urruntzen zirela neurtu zuen eta honako legea proposatu zuen:

1.1 Kosmologiara sarrera

$$v = H_0 d, \quad (1.1)$$

non H_0 Hubble konstantea den eta d galaxiarainoko distantzia fisikoa.

Unibertsoaren zabaltzea da *big bang* hasierako singularitatea ondorioztatzeko arrazoi nagusienetakoa. Unibertsoa zabaltzea aritu bada, nahi eta nahiez txikiagoa izanen zen lehenago. Hortaz denboran atzera eginez eta joera hau estrapolatuz, iritsiko da momenturen bat unibertsoa puntu singular batean bilduko dena, hauxe da *big bang* singularitatea. Egungo eredu kosmologiko estandarrek, edo *big bang* beroa ereduak, bere egiten du ikuspuntu hau eta unibertsoa oso energetikoa zen hasierako singularitate batetik abiatuz garatu dela onartzen du.

1.1.1 FLRW metrika eta Friedmannen ekuazioak

Einsteinen grabitazio teoria geometrikoa da, hots, materiak espazio-denbora aldatzen du, baina aldi berean espazio-denborak zehazten du materiak nola mugitu behar duen. Bi ikuspegi hauek Einsteinen eremu-ekuazioen bidez daude lotuak [143]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

non G Newtonen konstantea den. Espazio-denbora deskribatzen duen metrika da $g_{\mu\nu}$ eta $R_{\mu\nu}$ eta R metrikaren adierazpena jakinda kalkula daitezkeen Ricci-ren tentsorea eta eskalarra dira hurrenez hurren. Azkenik $T_{\mu\nu}$ unibertsoa osatzen duten materia forma ezberdinak barnebiltzen dituen energia-momentuaren tentsorea da. Orokorrean, unibertsoa isotropoa eta homogenea bada, energia-momentuaren tentsorea fluido perfektuek emandakoa izanen da [217].

Erlatibitate orokorrean espazio-denbora deskribatzen duen oinarritzko osagaia metrika da eta distantziak berak deskribatzen duen espazio-denboran nola neurtu behar diren zehazten du. Kosmologia erlatibistan unibertsoaren ezaugarri nagusienak, hots, isotropia, homogeneousasuna eta zabaltzea, biltzen dituen metrika Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) metrika ($\eta_{\mu\nu}$) da. FLRW metrikak unibertsoaren izatearen une bakoitzean ahalik eta espazio simetrikoenak (esferikoki simetrikoak) hartzen ditu ardatz unibertso isotropo eta homogenea deskribatzeko [217],

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right), \quad (1.3)$$

K espazioaren kurbadura da eta $a(t)$ eskala-faktorea deiturikoa da. Eskala-faktoreak unean unean espazioaren tamaina eskalatuko du, hau da, momentu desberdinetan espazioak $a(t)$ -ren arabera izanen du, nahiz eta uneoro espazio esferikoki simetrikoak izanen diren. Beste alde batetik, kurbaduraren arabera unibertsoaren ezaugarriak aldatu egiten dira:

- $K < 0$ Unibertso hiperbolikoa edo irekia.
- $K = 0$ Espazio laua.
- $K > 0$ Esfera edo unibertso itxia.

Unibertsoaren eboluzioa emanen duten higidura-ekuazioak, (1.2) ekuazioa, FLRW metrika eta $T_{\mu\nu}$ -ren fluido perfektuaren adierazpena kontuan hartuz lortzen dira. Hasiara batean 10 ekuazio dira, hala ere sistema oso simetrikoa denez bitan laburbildu daitezke:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{K}{a^2}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i). \quad (1.5)$$

non ρ eta p espezie kosmiko bakoitzaren energia dentsitatea eta presioa diren.

Hauek dira Friedmannen ekuazio famatuak. Lehenengoak unibertsoa osatzen duten espezie ezberdinen energia dentsitateak unibertsoaren zabaltzearekin erlaziatzen ditu. Normalean Hubble parametroa ekuazio honen arabera definitzen da $H = \dot{a}/a$. Definizio hau kontuan harturik Hubble konstantea (H_0) Hubble parametroa gaur egun kalkulatu da. Bigarren ekuazioak bestalde, unibertsoaren azelerazioa aztertzen du. Bi ekuazioak konbinatuz jarraikortasun-ekuazioa edo energia-momentuaren tentsorearen kontserbazio kobariantea lortzen da:

$$-\dot{\rho} - 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0. \quad (1.6)$$

Kosmologiaren ikuspuntutik garrantzitsuak diren fluido guztiak egoera-ekuazio barotropikoa betetzen dute: $p = \omega\rho$. Gauzak honela, energia dentsitateak eskala-faktorearen honako menpekotasuna dute:

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)}. \quad (1.7)$$

Unibertsoaren osagai *arruntak* partikula ultra-erlatibistak edo erradiazioa, eta materia ez-erlatibista dira. Erradiazioaren kasuan froga daiteke $\omega = 1/3$ izan behar duela eta beraz (1.7) ekuazioa kasu honetarako hurrengo moduan gelditzen da:

$$\rho_m \propto a^{-4}. \quad (1.8)$$

Materia ez-erlatibistataren kasuan berriz presioa arbuigarria denez dentsitatearen aldean $\omega \approx 0$ eta beraz,

$$\rho_r \propto a^{-3}. \quad (1.9)$$

Bereizketa nagusi bat bada hala ere materia ez-erlatibistaren kasuan. Alde batetik, talde honen kontuan hartzen du egunerokoan ikus dezakegun materia *normala*, hots, materia barionikoa. Beste alde batetik, gainontzeko energia guztia ikustezina den (elkarrekintza elektromagnetikorik ez duen) *materia ilunean* dago. Hasiera batean, materia arrunta soilik kontuan hartuta ulertzea ezinezkoa zen zenbait galaxiren higidura azaltzeko proposatu zen. Gaur egun halere, guztiz osagai beharrezkoa da eredu estandar kosmologikoan. Hori gutxi balitz, materia ez-erlatibistaren gehien-goia materia iluna dela badakigu, nahiz eta materia bitxi honen atzean dagoen fisika oraindik ulertu ez.

(1.8) eta (1.9) ekuazioek unibertsoa hasierako garaietan erradiazioaren menpe egon zela adierazten dute eta beranduagoko garaiak materia ez-erlatibistaren menpean egon direla. Unibertsoaren historia eta gertakizunik garrantzitsuenak 1.1.4 atalean laburbilduko ditugu.

Zabaltze azeleratua eta energia iluna

Joan den mendeko 90ko hamarkadan bi astronomo taldek, independenteki, unibertsoaren zabaltzea azeleratzen ari dela antzeman zuten. Urruneko zenbait supernovaren argitasuna neurtuz egin zuten hau; lortu zuten emaitza ez zetorren bat ez azeleraziorik gabeko unibertsoan edo desazeleratzen ari den unibertsoan espero daitekenarekin. Gaur egun zabaltzearen azelerazioa hamaika proba esperimentalen bidez frogatua izan da: supernovak [94, 100, 167, 195], galaxia klusterren

1.1 Kosmologiara sarrera

ezaugarrien neurketak [34, 35, 83, 211], CMBaren anisotropiak [20, 21, 110], grabitazio lente ahulen bidezko neurketak [168, 208] eta Lyman- α basoko xurgapenak [58, 141] kasu.

Eredu estandarrak jasotzen dituen energia forma ezberdinak kontuan hartuz, ezinezkoa da unibertsoaren zabaltzearen azelerazioa ulertzea. Nola azaldu beraz hau? Proposamenik onartuenak eredu estandarrari energia forma ezberdin bat gehitzen dio: *energia iluna*. Energia mota honek presio negatiboa izanen luke eta gai izanen litzateke erakarmen grabitatorioa sahiestu eta zabal-tzea azeleratzeko. Hala ere, energia iluna ez da proposatu izan den eredu bakarra, badira hainbat eredu energia ilunaren beharrik ez dutenak, baina Einsteinen grabitazio teoriaren baliogarritasuna eskala haundietan zalantzan jartzen dutenak.

1.1.2 Λ CDM eredua

Unibertsoaren zabaltzearen azelerazioa Einsteinen ekuazioetan gehitzeko modurik sinpleena Einsteinek berak bere garaian proposatutako *konstante kosmologikoa* sartzea da. Konstante kosmologikoa $\omega = -1$ duen fluido perfektu baten parekoa da. Era sinplean erants liteke Einsteinen ekuazioetan:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

eta hemendik ondorioztatzen diren Friedmannen ekuazio aldatuak:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.11)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.12)$$

Oso erabilgarria izanen den dimentsiorik gabeko energia dentsitatea definituko dugu,

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}, \quad (1.13)$$

zeina energia dentsitate kritikoarekiko definitzen den: $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$.

Birparametrizazio honekin Friedmannen lehen ekuazioa honela idatz liteke:

$$(\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda) - 1 = \frac{K}{(aH)^2}, \quad (1.14)$$

non $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}$ den eta $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_c$ materia ilunaren eta barionikoaren energia dentsitateen batura den. Ekuazio honek era argian erlazionatzen ditu unibertsoa betetzen duten osagai ezberdinen energia dentsitateak eta espazioaren kurbadura. Nabarmentzekoa da CMBaren anisotropien behaketa zehatzek [21] $|\Omega_K| = |K/(aH)^2| < 0.005$ dela zehaztu dutela, hau da, unibertsoa ia-ia lau dela eta ondorioz unibertsoan zehar dagoen energia dentsitate osoa ia 1 dela.

Energia osoaren banaketari dagokionez, kosmologian aurrera eraman diren neurketa zehatzek, batik bat CMBaren anisotropien neurketek, ondoko egoera deskribatzen digute: energia iluna da energia dentsitate osoan garrantzia gehien duena (%68.3), materia ilunaz (%26.8) eta materia barionikoaz (%4.9) jarraiturik. Erradiazio ultra-erlatibistaren ekarpena guztiz arbuigarria da gaur egunean.

Sei parametro nahikoa dira Λ CDM eredua modu egokian deskribatzeko:

1. $\Omega_b h^2$: Barioen dentsitate fisikoa.

2. $\Omega_c h^2$: Materia ilunaren dentsitate fisikoa.
3. θ : Birkonbinatze garaiko soinu horizontearen eta distantzia diametral angularraren arteko erlazio hurbildua. CMBko lehenengo totorrarekin zuzeneko lotura du eta unibertsoaren geometriaren aldaketekiko oso aldakorra.
4. κ : Birionizazioaren sakonera optikoa fotoien azken sakabanatzean. κ -k unibertsoa nola ionizatua dagoen diosku eta fotoi batek talka bakarra jasateko duen probabilitatea neurtzen du. Sarri τ moduan ere izendatua izaten da.
5. n_s : Perturbazio eskalarren indize espektrala.
6. A_s : Horizontez gaindiko kurbadura-potentzia primordialaren anplitudea. Gehienetan $\ln(10^{10} A_s)$ moduan adierazia.

Azken bi parametroak inflazioaren ezaugarriak zehazten dituzte eta hurrengo atalean azalduko dira. Printzipioz beste edozein parametro kosmologiko, aurkeztu berri ditugun sortaren menpe idatzi daitezke. Honela, sarri, parametro sorta osatzen duten parametroak aldatu egiten dira. Normalean aurkeztu direnez gain, ohikoa da Hubble konstantea H_0 (edo bere bertsio murriztua h) edo unibertsoaren adina t_0 gehitzea.

$\Omega_b h^2$	0.02225 ± 0.00016
$\Omega_c h^2$	0.1198 ± 0.0015
$\theta \times 100$	1.04077 ± 0.00032
κ	0.079 ± 0.017
n_s	0.9645 ± 0.0049
$\ln(10^{10} A_s)$	3.094 ± 0.034
H_0	67.27 ± 0.66

1.1. Taula: \mathcal{PL} parametro multzoaren doikuntza onenaren balioak. *Planck* elkarlanaren [21] lanean zehaztuak. Osagarri moduan H_0 ere gehitu da.

Eredu estandarra zehazten diguten 6 parametroen multzoa izendatzeko [44] lanean hartutako nomenklaturaz baliatuko gara eta ingelerazko *Power-Law* (\mathcal{PL}) erabiliko dugu. *Planck* elkarlanak bere azken lanean [21] zehaztu zituen doikuntza onena ematen duten parametroen balioak 1.1 taulan zehaztu ditugu. H_0 ere gehitua izan da taula osoagoa izan dadin. Tesi lan honetan zehar \mathcal{PL} ereduak zehaztutako kosmologiaz gáindiko eremuetan eginen dugu lan eta ondorioz \mathcal{PL} ereduari eredu estandarrak kontuan hartzen ez dituen hainbat parametro gehituko dizkiogu, hala nola: aparteko osagai erlatibistak N_{eff} , inflazioak sortutako grabitate-uhinen kopurua r (ikus hurrengo azpiatala) eta/edo defektu kosmikoak $G\mu$ parametroaren bidez (ikus 2.1.1 defektuak eta $G\mu$ -ren inguruko informazio gehiago izateko).

1.1.3 Inflazioa

Inflazioa kosmologiaren eredu estandarraren eranspenik garrantzitsuenetakoa da. Inflazioa unibertsoak oso gaztea zenean jasandako zabalkunde esponenziala eta oso bortitza da [95, 129]. Berau proposatzearen arrazoia *big bang* ereduaren zenbait arazo konpontzea izan zen, behaketek ziotena eta materia *normalez* osatutako unibertsoan gertatu beharrekoa ez baitzetozten bat. Hurrengo 3

1.1 Kosmologiara sarrera

puntuetan laburbilduko dira arazo nagusi hauek eta baita inflazioak nolako soluzioak plazaratzen dituen.

1. Lautasunaren arazoa.

Ω_K hurrengo eran definitzen da:

$$\Omega_K = -\frac{K}{a^2 H^2}. \quad (1.15)$$

Ikus daitekeen moduan a^{-2} moduan eskalatzen du, gogoratu erradiazioak eta materia ez-erlatibistak a^{-4} eta a^{-3} eran egiten zutela hurrenez hurren. Honek esan nahi du kurbadura garrantzia haundiagoa hartzen doala denbora aurrera joan ahala, txikitik haundirako bidea egiten ari baita. Arazoa neurketek zehazten duten $|\Omega_K| < 0.005$ balioa azaltzerakoan sortzen zaigu. Gaur egunean horren balio txikia baldin badu, lehenago askoz ere txikiagoa izan beharko bailuke, adibide moduan 10^{-18} *big bang* nukleosintesian. Soluzio posible bat litzateke unibertsoa $K = 0$ egoera guztiz lau eta oso inprobablean jaio izatea.

Inflazioak irtenbide erraza ematen proposatzen du. Demagun inflazioa gertatu zela eta beraz izan zela garai bat unibertsoa *inflato*i eremuaren eraginpean esponentzialki zabaldu zena. Fluido kosmologikoen hizkuntzan inflatoia presio negatibodun eta $\omega = -1/3$ duen fluidoa da. Ondorioz (1.11) ekuazioa hurrengo moduan idatzi daiteke:

$$H^2 \approx \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.16)$$

eta honen ondorioz:

$$a(t) = \exp\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t\right) \Rightarrow |\Omega_K| \propto \exp\left(-\sqrt{\frac{4\Lambda}{3}}t\right). \quad (1.17)$$

Gauza harrigarria bezain argigarria erakusten digu goiko adierazpenak, berdin duela unibertsoaren hasierako kurbaduraren balioa zein izan, honek beti joko baitu balio oso-oso txikitara.

2. Horizontearen arazoa.

CMBa behatzen badugu, kausalitateak ezarritako mugek baino distantzia handiagoz banatuak dauden eremuak oso antzekoak direla dakusagu. Definizioz hau da horizontearen arazoa, CMBa sortu aurretik inolako kontakturik izan ezin zuten eremuen antzekotasun ikaragarria. Zein izan liteke honen arrazoa? Aurreko puntuan bezala badira oso inprobableak diren hipotesiak hau konpondu dezaketenak: unibertsoa hasiera baldintza oso homogeneoekin jaio zela kasu.

Inflazioaren ikuspuntutik bestalde ez da horizontearen arazorik. Zabalkunde esponentzialean horizonteen tamaina, erradiazioaren edo materia ez-erlatibistaten menpe garatzen den unibertsoan gertatzen den ez bezala, ez da handitzen, txikitzen baizik. Inflazioaren aurretik kausalki lotuta zeuden eremuak inflazioak eragindako zabaltzeak urrutiratu egin zituen. Horregatik itxuraz inoiz kontaktuan egon ez diren eremuak oso antzekoak dirudite, inflazioaren aurretik kausalki kontaktuan egon baitziren.

3. Monopolo magnetikoaren arazoa.

Partikulen fisikako energia altuko teoriak ikaragarri pisuak eta energetikoak lirartekeen partikula bitxiaren sorrera iragartzen du, unibertso gaztean gertatutako fase-trantsizioetan. Partikula hauek, monopolo magnetikoa kasu, ez lirarteke erlatibistak izanen eta unibertsoaren eboluzioa dominatuko lukete, behaketek zehazten dutenaren aurka.

Inflazioaren bitartez aurki dezakegu konponbidea. Inflazioa partikula hauen sorreraren ondoren gertatu zela kontsideratuz, zabalkunde esponontzialean diluitu egin zirela jotzen da.

Nola gauzatzen da inflazioa? Inflazioaren deskribapen sinpleenaren arabera zabaltze esponontziala *inflatoi* eremu eskalarraren hutseko energiaren bidez eramaten da aurrera. Eremu eskalar honek auto-elkarrekintza potentzial baten eragina jasaten du. Potentzial honen eraginpean, inflatoia era motelean hurbilduko da bere oinarritzko egoerara eta hurbilketa hau gertatzen ari den bitartean presio negatiboa izanen du.

Inflazioa oso teoria potentea da, iragarpen oso onak egiten dituen eta urteetan zehar esperimentu moderno desberdinek baieztatu dutena. Bere garrantziaren alde nagusia eskala haundiko egituraren oinarrian leudeken hasierako perturbazioen iragarpen egokia da. Honen arabera, inflatoi eremuaren gorabehera kuantikoen inflazioaren eraginez eskala makroskopikoetararte haundituak izan ziren. Hemen datza inflazioaren beste puntu garrantzitsu bat, inoiz guztiz konfirmatua izaten bada, lehenengo eredu izanen baita efektu kuantiko eta kosmologikoak erlazionatzen dituen.

Inflatoiaren gorabehera kuantikoen espazio-denbora perturbatzen dute. Perturbazio hauek, inflazioaren kasuan, bi motakoak izan daitezke: densitate perturbazioak (eskalarrak) edo grabitate-uhinak (tentsoreak). Bektoreak ere sortzen ditu inflazioak, baina unibertsoaren zabaltzea dela eta desagertu egiten dira. Perturbazio eskalarrak eta tentsorialak beraien potentzia-espektroaren bidez adierazten dira:

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = A_s \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_s - 1 + \frac{1}{2} \frac{dn_s}{d \ln k} \ln(k/k_*)}, \quad (1.18)$$

$$\mathcal{P}_{\mathcal{T}}(k) = A_t \left(\frac{k}{k_*} \right)^{n_t}. \quad (1.19)$$

non k_* uhin-zenbaki pibote kohigikorra den. A_s eta A_t anplitude eskalarra eta tentsoriala dira hurrenez hurren. Hontaz gain, n_s eta n_t espektroen indize espektralak dira eta espektroaren makurtasunarekin dute lotura. Kontuarekin ibiltzea komeni da, arrazoi historikoak direla eta alde batetik $n_s = 1$ kasua baita eskalaren independente diren perturbazio eskalarraren edo Harrison-Zel'dovich [97, 221] ereduaren kasua, eta bestetik $n_t = 0$ eskalarekin aldaezinak diren perturbazio tentsorialen kasua. Azkenik, $dn_s/d \ln k \ln(k/k_*)$ indize espektral eskalarraren k -rekiko deribatua da.¹

Definizio hauekin erabilgarriago den parametro bat defini dezakegu: eskalar-tentsore arrazoa r . Parametro honek inflazioak sortzen dituen modo tentsorialen eskalarrekiko kopuru erlatiboa neurtzen du:

$$r = \frac{\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k_*)}{\mathcal{P}_{\mathcal{T}}(k_*)}. \quad (1.20)$$

Orokorrean inflazioan garatutako perturbazio eskalarraren eta tentsorialen kopurua independentea da. Gainera inflazio eredu desberdinetan r -k balio desberdinak har ditzake, hala nola $\mathcal{O}(10^{-23})$ moduko balioak soken teoretatik eratorritako ereduetan edo $\mathcal{O}(10^{-2})$ - $\mathcal{O}(10^{-3})$ eremu bakarrekoinflazio testuinguruetan.

¹Batzuetan ohikoa izaten da baita ere indize espektral eskalarraren deribatuaren deribatua eta tentsoreen indize espektralaren deribatua ere adierazpenean sartzea.

1.1.4 Unibertsoaren historia termikoa

Azpiatal honetan unibertsoaren historiako gertakizunik garrantzitsuenak laburbilduko ditugu. Ikuspuntu termikotik eginen dugu, hau da, unibertsoa osatzen duten partikula eta indarrak unibertsoaren tenperatura bera aldatu ahala izan duten eboluzioa aztertuz. Ikuspuntu honen arabera, unibertsoaren eboluzioko zenbait gertakizun garrantzitsuren definizioa aldatu egiten da. Adibiderik garbiena *big banga* da. Kosmologia erlatibistaren deskripzioaren arabera espazio-denboraren hasierako singularitatea den arren, ikuspuntu termalean unibertsoa partikulez bete (edo birpopulatu) zen garai da. Azken adiera hau berberotzeak deskribatzen du.

Sailkapen kronologikoa eginen da eta ondorioz puntu batetik hurrengora unibertsoa hozten eta zabaltzen joan dela ulertu behar da. Kasurik garrantzitsuenetan gertakizunaren eskala energetikoa eta unibertsoaren adina zehaztuko dira.

- Planck garaia: kosmologia erlatibistak iragarritako hasierako singularitatea. Grabitatea ere barnebilduko duen teoria kuantikoa izan arte itxaron beharko dugu hasiera honen deskribapen fisiko egokia izateko. Grabitatea gainontzeko oinarrizko indarretatik banatu zen garaia edo *grabitoien desakoplatzea*. Hasierako uneetan libre gelditu ziren grabitoi hauek osatutako hondoak unibertsoaren lehen instanteetan gertatzen ziren prozesu fisikoen inguruko informazio ikaragarri baliagarria garraiatuko luke.
- Inflazioa eta berberotzea ($t \sim ?$, iraupena $?$): inflazioa unibertsoak jasandako zabaltze esponentzial eta bortitza da, besteak beste lautasunaren, horizontearen eta monopolo magnetikoaren arazoak konpontzen dituena. Berberotzea inflazioaren amaieran unibertsoa partikulez bete zuen prozesua da. Nahiz eta inflazioa berberotzea baino askoz onartuagoa eta ulertuagoa izan, bi kasuetan atzean dagoen oinarrizko fisika ez da guztiz ulertzen. Bi prozesu hauen ondoren unibertsoa oso erlatibista eta termalizatua zegoan plasma batez bete zegoen, *plasma primordiala*, non partikula guztian oreka termikoan aurkitzen ziren.
- Eredu estandarretik kanpoko fase-trantsizioak eta bariogenesia ($10^{16}\text{GeV} \lesssim T \lesssim T_{\text{EW}} \sim 100\text{GeV}$): fase-trantsizio desberdinen bidez ordurarte orokorragoa eta bateratua zen oinarrizko indarretik, indar sendo eta elektroahul nuklearrak banatzea. Indar guztien bateraketa *batasun haundiaren teorian* (GUT ingelesezko sigletan) aurreikusten da, nahiz eta hamaika eredu desberdin dauden hau gauzatuko lukeen gauge simetriarentzako: SU(5), SO(10)... Defektu topologikoak ere fase-trantsizio hauetan sor zitezkeen. Hontaz gain, materia/antimateria simetria eta supersimetria ere garai honetan hautsi zirela jotzen da.
- Eredu estandarreko fase-trantsizioak: partikulek masa bereganatu fase-trantsizio elektroahulean Higgsen mekanismoaren bitartez ($T_{\text{EW}} \sim 100\text{GeV}$). Quarkak eta gluoiak, momentu honartarte tenperatura altuetan libreak izan zirenak, egoera lotuetan katiatu eta barioiak eta mesoiak sortu. Azken hau kromodinamika kuantikoaren fase-trantsizio moduan da ezaguna ($T_{\text{QCD}} \sim 200\text{MeV}$).
- Neutrinoen desakoplatzea ($t \sim 0.2 \text{ s}$, $T \sim 0.8 - 2 \text{ MeV}$): neutrinoak plasma primordialetik alde egin elkarrekintza nuklear ahulak elektromagnetismoarekin orekan egoteari utzi ziolako. Neutrino hauek *neutrinoen hondo kosmologikoa* osatuko lukete eta CMBa sortu baino lehenagoko prozesu fisikoei buruzko informazio oso baliagarria izanen lukete.

Neutrinoen garrantzia handia izan zen unibertso gaztean. Neutrinoen masa ia nulua dela eta, masarik gabeko erradiazio moduan jokatzen dute eta ekarpen nabarmena dute erradiazioaren energia dentsitatean. Hau modu orokorrean honela definitzen da,

$$\Omega_r = \Omega_\gamma \left(1 + \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3} N_{\text{eff}} \right), \quad (1.21)$$

non Ω_γ fotoien dimentsiogabeko energia dentsitatea da eta N_{eff} espezie erlatibisten kopurua diren.

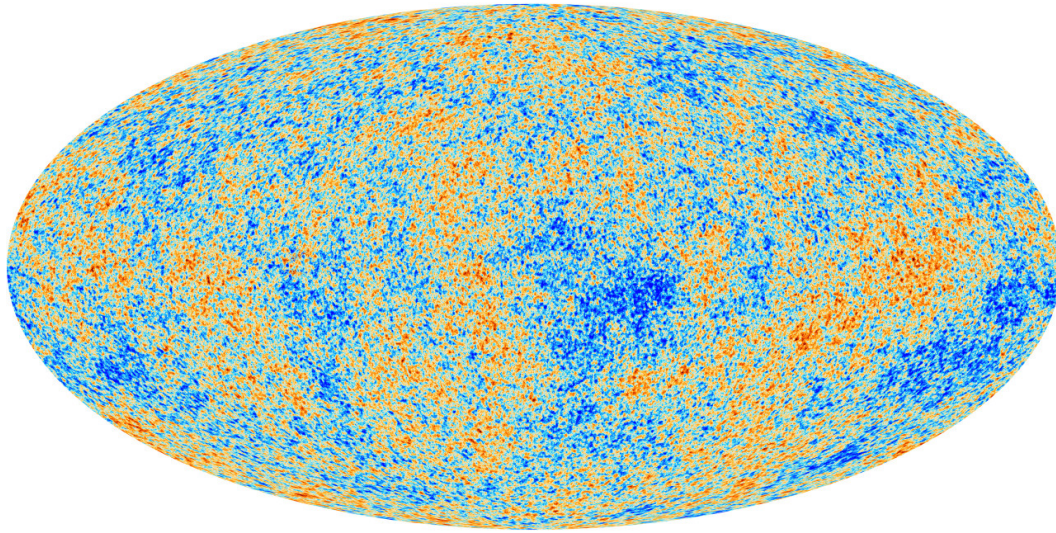
Partikulen eredu estandarrak 3 neutrino familia daudela diosku eta beraz $N_{\text{eff}} = 3.046$, zeinak bat-batekoa izan ez zen neutrino desakoplatzeak eragindako zuzenketa ere kontuan hartua duen. Unibertso gaztean neutrino eta fotoiez gain, beste espezie erlatibistatik balego N_{eff} -era ekarpena eginen luke, adibidez laugarren neutrino zapore batek unitate batean igoko luke N_{eff} -en balioa. Hurrengo ataleko 1. kapituluan eta [130] lanean, N_{eff} eta soka kosmikoen eraginez sortutako grabitate-uhinen arteko erlazioa aztertu da.

- Elektroi-positroi deuseztapena: elektroiaren masak ezarritako muga gainditu tenperaturak, eta elektroi-positroi pareak deuseztatzen hasi. Prozesuaren ondorioz elektroi gehiago gelditu ziren positroi baino, eta fotoiekin orekan. Fotoien tenperatura igo zen elektroiak emandako energiagatik.
- *Big bang* nukleosintesia: tenperatura jeitsierak nukleo egoera lotu egonkorak sortzea ahalbidetu: batez ere Helio-4 nukleoa, baina baita Helio-3, Deuterio, Litio-6... Elementu arin hauen kantitatea modu egokian iragartzea eredu kosmologiko estandarraren arrakasta garrantzitsuenetako bat da.
- Erradiazio-materia berdintzea ($t \sim 60.000$ urte, $T \sim 1$ eV): unibertsoak erradiazioaren mendekoa izateari utzi eta materia gailentzen hasi zen unea, zehatz mehatz bi osagaien energia dentsitateak berdindu zirenean hasi zen materiaren menpeko garaia.
- Birkonbinatzea eta fotoien desakoplatzea ($t \sim 380.000$ urte, $T \sim 0.3$ eV): plasma primordiala osatzen zuten protoi eta elektroiak konbinatzen hasi ziren hidrogeno atomo neutroak osatzeko. Birkonbinatzearen ondorioz oso elektroi aske gutxi gelditu ziren eta Thomson-en sakabanaketak eraginkor izateari utzi zion. Honen ondorioz plasmatik fotoiak alde egin eta unibertsoa garden bihurtu zen hautzat. CMBaren sorrera garaia ere bada garai hau, aske geratutako fotoi horiek baitira guganaino iristen direnak. Fotoiek azken sakabanatzean jasane zuten momentuari *azken sakabanatzea* deritzo. CMBaren teoria luze eta zabal hurrengo atalean aztertuko dugu.
- Egituren sorrera ($t \sim 1 - 13.7$ Giga-urte): plasma primordialeko ez-hogeneotasunak desoreka grabitatorioaren poderioz garatu eta eskala haundiko egiturak sortu: izarrak, galaxiak, galaxien klusterrak...
- Gaur egun ($t \sim 13.7$ Giga-urte): gaur egungo egoera, materiaren menpeko garaiaren amaiera eta energia ilunaren gailentzearen hasiera, espazioaren zabaltzearen azelerazioa duena ezau-garririk bistakoena. Unibertsoaren energia dentsitate osoa honako eran banatua: %68.3 energia iluna, %26.8 materia iluna, %4.9 materia barionikoa eta erradiazioa kopuru arbuia-garria.

1.2 Mikrouhinen hondo kosmikoa

Mikrouhinen hondo kosmologikoa (CMB) unibertso gaztean, gutxi gora behera 380.000 urte zituenean, askatutako fotoiez osatutako erradiazioa dugu. Bere espektroa $T = 2.725 \pm 0.001K$

1.2 Mikrouhinen hondo kosmikoa



1.1. Irudia: *Planck satelliteak neurtutako CMBaren temperaturaren anisotropien mapa. Batez bestekoa baino beroago dauden eremuak gorrix eta hotzago daudenak berriz urdinez adierazi dira. Gure galaxiak berak sortutako datuen zarata plano ekuatorialetik kendu da. Irudia Planck elkarlanak [11] artikuluan argitaratutako bera da.*

duen gorputz beltzarena da. Ezaugarririk garrantzitsuenetakoa, duen $\mathcal{O}(10^{-5})$ mailararteko isotropia da. 60. hamarkadan Penziasek eta Wilsonnek [156] neurtu zuten lehenengo aldiz erradiazio hau, nahiz eta eredu teorikoetan askoz lehenagotik iragarria izan. Unibertso oso bero eta dentsoarean deskribapenaren baieztapena izan zen aurkikuntza eta orduz geroztik kosmologiaren eredu estandarren funtsezko osagaietako bat izan da.

Isotropia maila hain altua CMBaren ezaugarririk nagusienetakoa izanda ere, azpitik dagoen fisika ulertzen laguntzen digun informazio gehiena isotropiaren desbideraketetan, hots, *anisotropietan* aurki dezagu. CMBak fotoiak desakoplatu zireneko argazkia erakusten digu, fotoiak plasma primordialetik askatu ziren garaikoa. Hontaz CMBan ikusgai ditugun anisotropiak gaur egungo unibertsoaren eskala handiko egitura eragin zuten garaiko ez-homogeneotasunen isla dira. Hau gutxi balitz, gureganaino iritsi diren fotoi hauek, ia elkarrekintzarik jasan gabe eta ondorioz askatu zirenean zituzten propietateekin iritsi zaizkigunez, CMBa unibertso gaztean gertatzen ziren fenomeno fisikoak ulertzeko tresna ikaragarri baliagarria da.

Anisotropien baieztatze esperimentalak 1992 urtean izan zen, COBE satelliteak [191] neurtu zituenean. Ondoren egin diren esperimentu modernoagoek [15, 21, 110, 121] anisotropiak zehaztasun handiagoz ezaugarritzea lortu dute. Adibide moduan *Planck* elkarlanak 2015ean argitaratutako CMBaren anisotropien irudia ikus liteke 1.2 irudian.

CMBen anisotropien kalkulua perturbazio teoria kosmologikoan garatzen da. Plasma primor-

dialeko ez-homogeneotasunak eragindako metrikaren perturbazioak Einsteinen ekuazio linealetan askatzen dira eta unibertsoa osatzen duten osagaien egoera funtzioak Boltzmannen ekuazioen bitartez lortzen dira (ikusi [134] eta [76] lanak gauge desberdinetan garatutako perturbazio teorian gehiago jakin nahi izan ezker). Ekuazio hauek zenbakizko metodoen bitartez askatzen dira eta gaur egun hainbat aukera ezberdin aurki ditzakegu Einstein eta Boltzmannen ekuazioekin lan egiteko. Hauen artean erabilienak CAMB [127] eta CLASS [49, 126] dira.

Anisotropiak deskribatzeko erarik ohikoena tenperatura-eremu baten bitartez adieraztea eta hau multipoloetan garatzea da. Neurtzen dugun zeruaren simetria esferikoa dela eta harmoniko esferikoetan (Y_ℓ^m) honako moduan garatzen da eremua:

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \sum_{\ell} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \Theta_{\ell m} Y_{\ell}^m(\hat{n}), \quad (1.22)$$

non ℓ multipolo momentua eta \hat{n} begira gauden norabidea adierazten digun bektore unitarioa diren. Batez besteko tenperatura T da eta ΔT -k puntuaren tenperatura batez besteko baliotik zenbat aldentzen den adierazten du. Harmoniko esferikoen aurrean dauden koefizienteek, $\Theta_{\ell m}$, tenperatura perturbazioak deskribatzen dituzte eta honako erlazioa bete behar dute:

$$\langle \Theta_{\ell m}^* \Theta_{\ell' m'} \rangle = \delta_{\ell \ell'} \delta_{m m'} C_{\ell}, \quad (1.23)$$

non $\delta_{\ell \ell'}$ Kroenecker-en delta funtzioa den.

Orokorrean CMBaren anisotropiak hurbilketa Gaussiarrean egoki deskriba daitezke. Hau dela eta 2-puntuko korrelazioa funtzioa edo potentzia-espektroa aski dira anisotropien ezaugarritze osorako. Hurbilketa Gaussiarretik ateratzen diren fenomenoak aztertze ordena altuagoko korrelazioak erabili behar dira, biespektroa kasu. Potentzia-espektroarekin jarraituz, C_{ℓ} -n funtzioan honako moduan adierazten da:

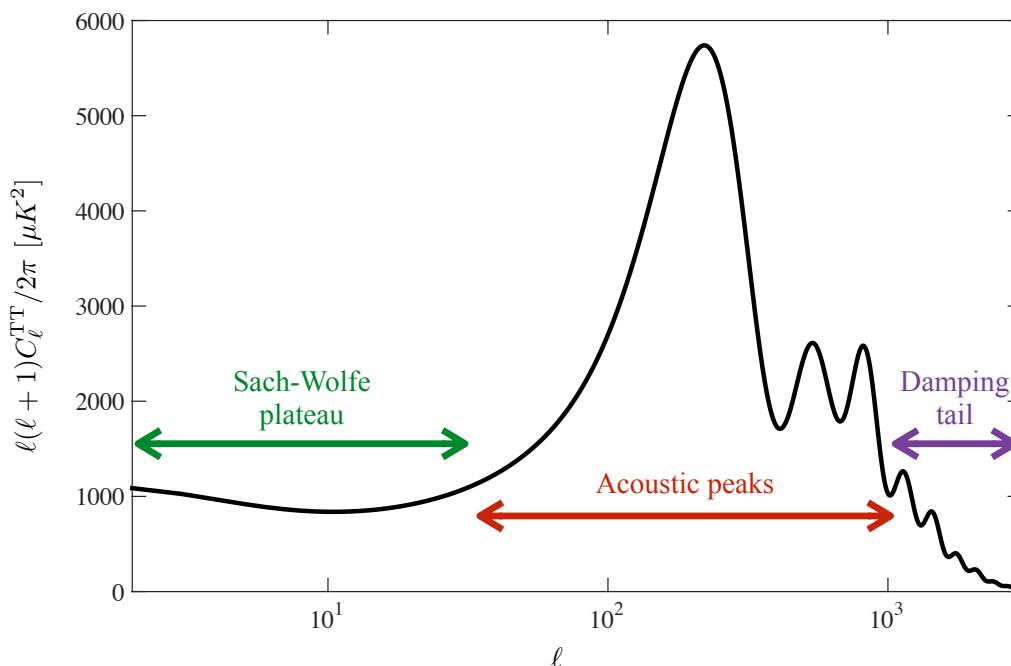
$$\left\langle \left| \frac{\Delta T}{T} \right|^2 \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) C_{\ell}. \quad (1.24)$$

Garapen harmonikoan agertu diren koefizientea ($\Theta_{\ell m}$) beraz Fourier-en trasformatuan agertzen diren koefizienteen bertsio esferikoa dira. Ondorioz kurbadura arbuigarria den zeruaren zati txikietan lan egiten badugu, angeluaren eta multipolo momentuaren arteko erlazioa zuzena da: $\theta = \frac{2\pi}{\ell}$.

CMBak dituen anisotropien jatorria desberdina izan daiteke. Saillkapen orokor baten arabera, hauek *lehen mailako* eta *bigarren mailako* artean bereizten dira. Lehen mailako perturbazio iturriak batez ere inflazioak unibertso gaztean eragindako perturbazioen ondorio dira. Zentzu honetan, CMBaren potentzia-espektroaren ezaugarri nagusia diren tontor akustikoak plasma primordialean ematen ziren dentsitate oszilazioen ondorio zuzena dira. Bestalde bigarren mailako perturbazioak, nahiz eta maila txikiagoan izan, fotoiak askatu zirenetik guganaino egindako bidean jasan dituzten aldaketa txikiak jasotzen dituzte. Lau efektu dira nagusienak: *Sunyaev-Zel'dovich* efektua, *Sachs-Wolfe* efektu integratua, *lensinga* eta klusterretako gasak eragindako Doppler efektua. Motzean, Sunyaev-Zel'dovich efektu termikoa, klusterretan dauden energia handiko elektroiek emandako energiak egindako eragina azaltzen du eta Sachs-Wolfe efektu integratua, potentzial grabitatorioen eboluzioarengatik fotoiek jasandako gorriantzako lerrakuntzari dagokio.

Eredu estandarretik kanpo dauden osagaiak ere izan dezakete CMBaren anisotropietan eragina, nahiz eta lehen aipatutakoena baino txikiagoa izan. Defektu topologikoak dira hauen artean intergarrietakoak eta Tesi honetan azertuak izan direnak. Defektuak unibertso gaztean gertatuta-

1.2 Mikrouhinen hondo kosmiko



1.2. Irudia: CMBaren tenperaturaren anisotropien potentzia-espektroa CLASS-en Λ CDM -en doikuntza onenna ematen duten parametroen balioak erabiliz lortua. Ezaugarri nagusienak koloreztatuak ageri dira: Sach-Wolfe lautada berdez, piko akustikoak gorritz eta moteltze buztana morez (irudian ingelesez).

ko fase-trantsizioetan, adib. GUT fase-trantsizioetan, nahiz inflazioaren amaieran emandako fase trantsizioetan sor daitezke. Inflazioak sortutako perturbazioak inflazioaren hasierako baldintzen menpe daude soilik. Hauen aldean defektuek sortutakoak desberdinak dira, hasierako baldintzak eta baita ondorengo eboluzioak eragiten baitute. Beste modu batean esanda, perturbazio iturri *aktiboak* dira eta inflazioa perturbazio iturri *pasiboa* da. Honek eragindako desberdintasun nagusienetako bat, inflazioan gertatzen ez den moduan, defektuen bektore perturbazioak garrantzia berezia dutela da. Hurrengo kapituluko 2.1.1 atalean defektuek sortutako CMBko anisotropien teoria laburbilduko da.

CMBaren potentzia-espektroaren deskribapen eskematikoa 1.2 irudian ikus dezakegu. Lehen aipatu den moduan tontor akustikoak dira espektroaren ezaugarri bereizgarrienak, $100 \lesssim \ell \lesssim 1000$ inguruan kokatuak. Tontorren altuerak birkonbinatzearen aurreko materia/erradiazio erlazioarekin zuzenean dute lotura eta hauen posizioa espazioaren kurbadurarekin erlazionatzen da. Eskala txikiak joanez ($\ell \gtrsim 2000$) ikusten da multipolo hauetan espektroa asko erortzen dela *moteltze buztana* deitua den fenomenoaren pean. Moteltze honek birkonbinatzearen aurretik horizontean sartu ziren eskaletan du eragina eta fluido primordialeko fotoien eta barioien elkarrekintza ez-perfektuaren ondorio da. Azkenik oso eskala haundietan ($\ell \lesssim 100$) espektroa ia laua da eta eskalarekiko aldaezina den espektroari dagokio, *Sach-Wolfe lautada* moduan da ezaguna.

1.2.1 Polarizazioa: B-modokoak

Espazio-denboraren perturbazioak fotoien tenperaturaz gain hauen polarizazioa ere aldatzen dute. CMBaren polarizazioaren anisotropien tamaina, tenperaturarekin alderatuz $\mathcal{O}(10^{-5})$, txikiagoa da, zehazki $\mathcal{O}(10^{-6})$. Horregatik hauek neurtzea erronka experimental haundiagoa da.

Polarizazioaren anisotropien ezaugarriak polarizazio-eremuan barnebiltzen dira eta bi modo posibletan banatu: E eta B-modoetan. Zehazki modo eskalarrei (dibertzia nuluko) eta pseudo-eskalarrei (errotazional gabekoei) dagozkie eta paritatearen bidez desberdin daitezke. Tenperaturaren kasuan egin den moduan, simetria esferikoa eta hurbilketa Gaussiarra kontuan hartuz, polarizazio-eremua potentzia-espektroaren garapen multipolarraren koefizienteen bidez deskribatzen da. Kasu honetan, modo bat baino gehiago daudenez, 2-puntuko korrelazioak auto-korrelazioak edo korrelazio nahasiak izan daitezke: EE, BB, TE, EB eta TB. Hala ere, gure unibertsoan paritatea ez dagoenez hautsia, B-modoek ez dute inolako korrelaziorik ez tenperatura ezta E-modoekin. Ondorioz CMBa guttiz deskriba daiteke TT, TE, EE eta BB kanalen bitartez.

Polarizazioaren anisotropiak baldintza berezietan sortzen dira: tenperatura anisotropien kuadrupoloa presente dagoenean gertatutako fotoien eta elektroien Thomson sakabanaketetan hain zuzen ere. Unibertsoaren historian elektroien askeak bi momentutan bakarrik izan direnez, bi momentutan soilik gerta zitezkeen hau: birkonbinatze garaian eta birionizazio garaian. Funtsean neurtzen den polarizazioa garai hauetako kuadrupolo momentuaren proiektzioa da, eta kuadrupolo hau sortu zezaketen osagai orok lagunduko zuen hau sortzen. Eraginik garrantzitsuena birkonbinatze garaikoa da, non kuadrupoloa fotoien eta barioen arteko elkarrekintza sendoa hautsi ondoren zeuden abiadura gradientek eta grabitate-uhinen ondorioz eratu zen. Esan bezala, birionizazioan ere sortu ziren polarizazio anisotropiak, nahiz eta kopuru txikiagoan.

Perturbazio eskalarrek paritate positiboko polarizazioa sortzen dute eta honengatik zuzenean E-modoak bakarrik eratzten dituzte. Eskalarrek sortutako B-modoak, zuzenean sortutako E-modoek jasandako *lensing*aren bidez sortzen dira, baina inoiz ez zuzenean. Bektore eta tentsore perturbazioak bestalde, zuzenean E- eta B-modoak sor ditzakete. Gogoratu nahiz eta inflazioan sortutako bektore perturbazioak desagertu egiten diren, defektuak bezala aktiboak diren beste iturriek sor ditzaketela eta paper garrantzitsua izan dezaketela B-modoetan.

B-modoak CMBaren beste kanalen gainetik bereziki interesgarriak dira, gainontzekoetan gailentzen diren perturbazio eskalarrak ez dutelako zuzenean hauek sortzeko gaitasunik. Honengatik oso erabilgarriak izan daitezke bai inflazioan sortutako grabitate-uhinen baieztapen esperimentalak eta inflazioaren eskala energetikoa zehazteko lanean; baina baita oraindik neurtu ez diren unibertsoaren osagai bitxien existentzia baieztatze ere, defektuak edo eremu magentiko primordialek kasu.

Inflazioan sortutako grabitate-uhinek eragindako B-modoen espektro tipikoa 1.3 irudian adierazi da beltzez. Kasu honetan hau kalkulatzeko $r = 0.2$ balioa erabili da eta E-modoen *lensing*ak sortutako seinalea ere irudian gehitu da grisez. Inflazioko grabitate-uhinek sortutako seinalean ikus daitezke lehen aipatutako bi garaiekin lotuta dauden tontorrak: birkonbinatzearena eta birionizazioarena. Lehena $\ell \sim 5$ birionizazioari dagokiona da eta bigarrena $\ell \sim 100$ birkonbinatzearena.

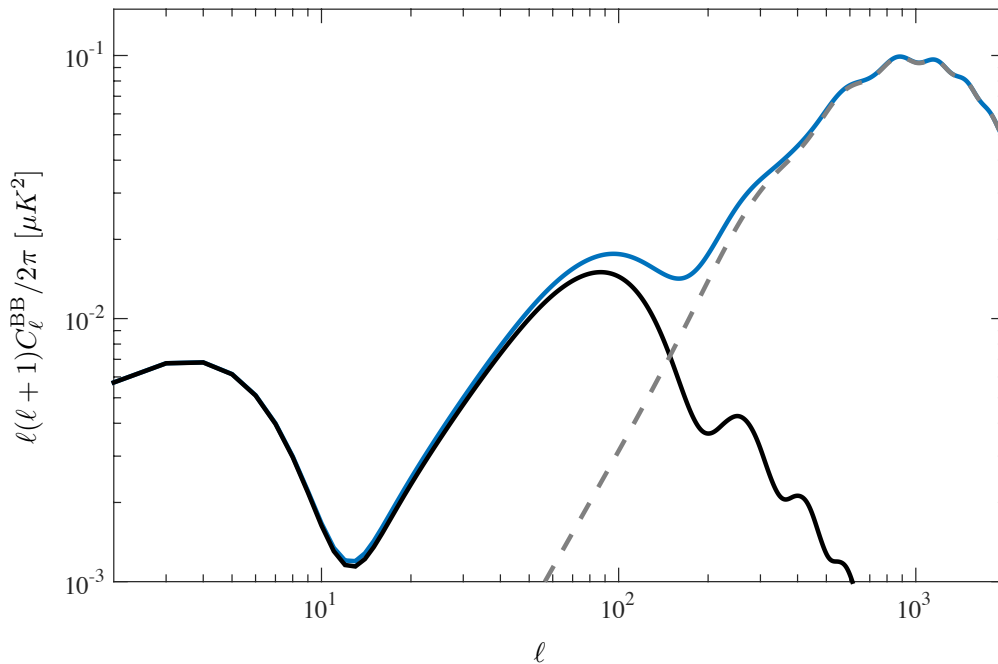
Ikus daitezkeen moduan multipolo baxuetan ($\ell \lesssim 100$) jatorri primordialeko seinalea ez du *lensing* seinaleak tapatzen, hau dela eta inguru hori neurtzeko gai izanen den esperimenduaren datuek izugarriko balioa izanen dute unibertso gaztearen inguruko fisika gehiago ulertzeko.

1.2.2 CMB esperimentuak

Atal honetan CMBa neurtzea helburu izan duten esperimentu moderno nagusien zerranda eginen da. Penziasek eta Wilsonnek lehen aldiz CMBa neurtu zutenetik modu eta helburu desberdineko hainbat esperimentu gauzatu dira, erradiazio primordial hau ahalik eta era zehatzenean aztertzea helburu izan dutenak.

Hemen azalduko diren esperimentuen zerranda satelite eta lurreko teleskopioetan banatuko da. Bi mota hauen arteko desberdintasunik garrantzitsuena zerua aztertzeke duten gaitasuna da.

1.2 Mikrouhinen hondo kosmikoa



1.3. Irudia: *Inflazioko grabitate-uhinek $r = 0.2$ baliorako sortutako B-modoak beltzez. Hontaz gain, E-modoen lensingari dagokiona ere gehitu ta grisez eta bien batura urdinez. Lensingaren kontribuzioa kalkulatzeko CLASS erabili da Λ CDM -en balio egokienak erabiliz.*

Sateliteak atmosferatik kanpo lurraren inguruan orbitatzen, ia zero osoan zehar CMBa neurtzeko gai diren bitartean, lurreko teleskopioak aurretik aukeratutako zeruko zati txikiak aztertzen dituzte ahalik eta era zehatzenean.

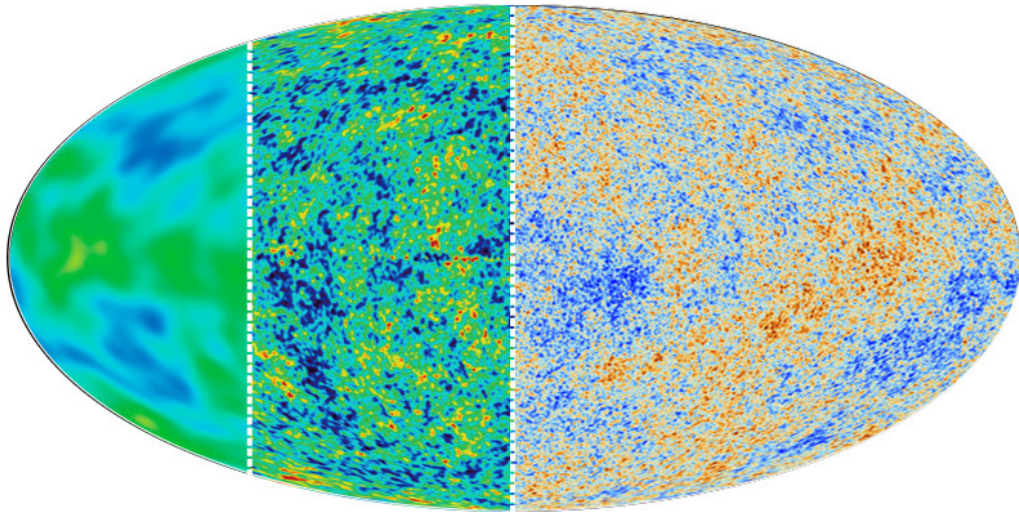
Sateliteak

Sateliteak CMBaren anisotropien zero osoko mapa zehatzak neurtzen dituzte, ondoren potentzia-espektrora zehatzak garatzeko erabiltzen direnak. COBE satelitea [191] izan zen lehen aldiz anisotropiak neurtzeko gai izan zen esperimentua. Beste emaitza garrantzitsu batzuen artean, tontor akustikoen segidako lehen tontorraren posizioa ematera iritsi zen. Honen ondoren etorri ziren sateliteak, WMAP eta *Planck* bereziki, hasierako neurketa hauek ikaragarri hobetu zituzten. Tenperaturaren anisotropien neurketen eboluzioa modu argian adierazten duen irudia dugu 1.4 irudia, ezkerretik eskuinera COBE, WMAP eta *Planck* sateliteak neurtutako zeruaren zatiak barnebiltzen ditu.

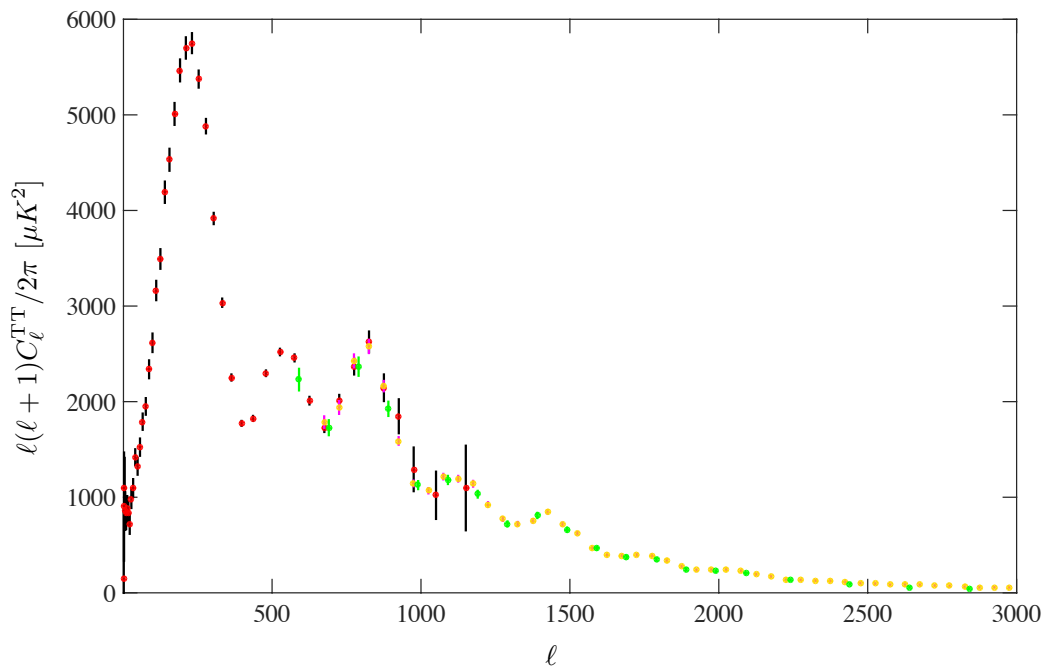
- *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) [4]. COBE satelitearen ondorengo zuzena, NASA eta Princeton unibertsitateen artean garatua. WMAP 2001 eta 2010 urteen artean aritu zen neurketak egiten, bai tenperatura bai polarizazio kanaletan.

WMAP esperimentuak osatutako potentzia-espektrora $2 \leq \ell \leq 1200$ eremua betetzen du, tontor akustikoen profila zehaztasun handiz deskribatuz. WMAP esperimentuak argitaratutako potentzia-espektrora (puntu gorriak errore barra beltzekin) 1.5 irudian ikus daiteke.

- *Planck* [2]. *Planck* satelitea Espazioko Europar Agentziaren (ESA) proiektua da eta 2009 eta 2013 urteen artean aritu da neurketak egiten. WMAP-ek egin moduan, zerua bere



1.4. Irudia: Zeru osoa neurtu duten sateliteen emaitzen eboluzioa. Ezkerretik eskuinera: COBE, WMAP eta Planck. www.lefigaro.fr



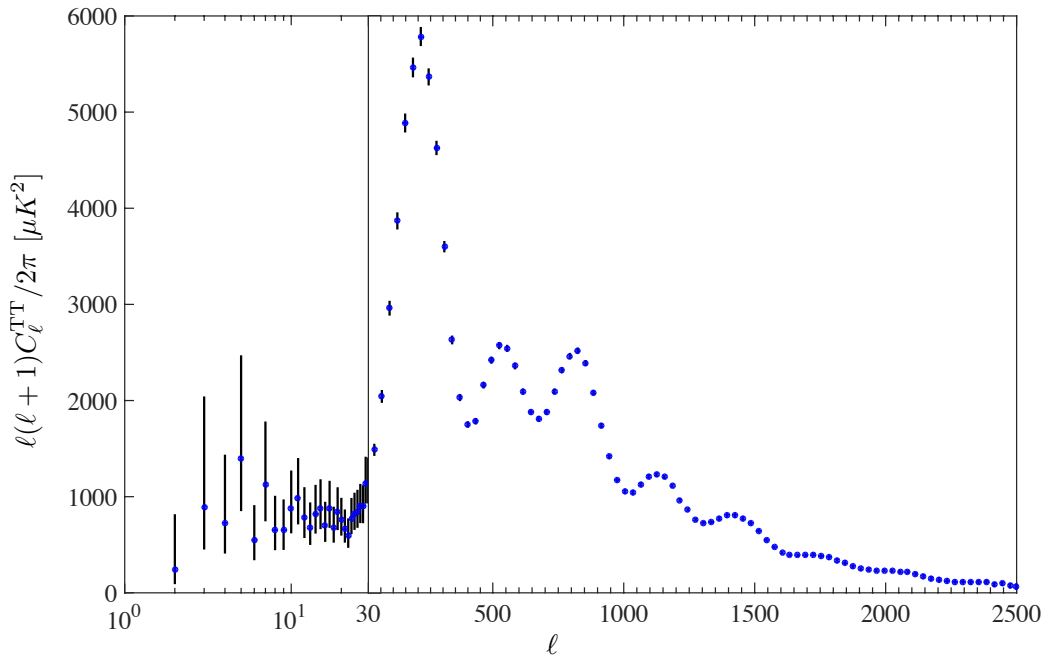
1.5. Irudia: CMBaren temperaturen anisotropien potentzia-espektroaren WMAP 9-urte (gorriz eta beltzez), SPT (horiz) eta ACT (berdez) esperimientuek egindako neurketak.

osotasunean neurtu du, baina aurrekoak baino zehaztasun handiagoz eta eskala txikiagoetara iritsiz.

*Planck*en potentzia-espektroak $2 \leq \ell \leq 2500$ gunea betetzen du eta bi esperimendu ezberdinek neurtutako ℓ -baxuko eta ℓ -altuko neurketak konbinatzen ditu. *Planck*ek neurtutako potentzia-espektroa 1.6 irudian ikus dezakegu, zeinetan ℓ -baxuko eremua eskala linealean

1.2 Mikrouhinen hondo kosmiko

eta ℓ -altuak eskala logaritmikoan adierazi diren.



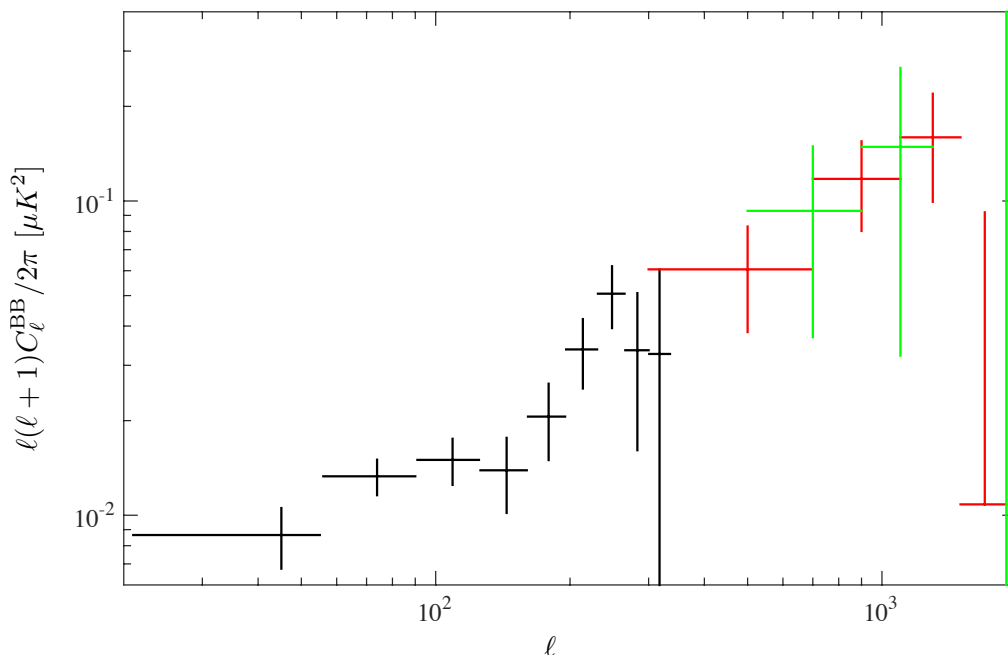
1.6. Irudia: Planck esperimentuak neurtutako tenperatura potentzia-espektroa. Esperimentu osoa osatzen zuten bi detekttagailuen arabera banatua dago irudia: eskala handiak eskala linealean eta eskala txikian eskala logaritmikoan.

Lurreko teleskopikoak

Lurreko esperimentuen helburuak, lehen aipatu moduan, bestelakoak dira eta funtsean zero osoa neurtzen duten esperimentuak osagarritzen saiatzen dira. Honetarako zeruaren zati txikietan egin dituzte neurketak sateliteak baino zehaztasun maila handiagoetan, modu honetan eskala oso txikiko espektroa ezaugarrituz. Hontaz gain, zenbait esperimentu B-modoak neurtzeko zehazki diseinatuak izan dira, bai ℓ altuetan (SPTPol, PolarBear) eta baita ℓ baxuetan ere (BICEP2/Keck). Neurgailu hauek B-modoen neurketetan lortutako emaitzen bilduma 1.7 irudian laburbildu dugu.

Atmosferaren eta bertan egon litezkeen kontaminazio iturrien eragina ahalik eta txikiena izan dadin, teleskopio hauek munduko toki *garbieenetan* kokatzen dira: basamortu edo ipar poloan kasu. Hurrengo zerrendan mota honetako esperimentu modernoak jarri ditugu:

- South Pole Telescope (SPT/SPTPol) [96, 194]. Bi esperimentu desberdinez osatua eta izenak dioten moduan ipar poloan kokatua. Batetik ℓ oso altuetako tenperatura potentzia-espektroa neurtu du (puntu horiak 1.5 irudian) eta bestetik *lensing*aren bidez sortutako B-modoak, SPTPol-en bitartez (gorriz 1.7 irudian).
- Atacama Cosmology Telescope (ACT) [149, 188]. Atacamako basamortuan kokatua, tenperatura eta polarizazio kanaletan erresoluzio handiko neurketak egin ditu (berdez 1.5 irudian).



1.7. Irudia: *BICEP2 (beltzez), SPTPol (gorriz) eta PolarBear (berdez) esperimentuak neurkutako B-modoen potentzia-espektoak.*

- PolarBear [19]. *Lensingaren ondorioz sortutako B-modoak lehen aldiz neurtu zituen teleskopikoa (berdez 1.7 irudian).*
- BICEP2/Keck [16, 22]. *Hasiera batean kosmologia primordialaren ikuspuntutik esanguratsuak izan zitezkeen B-modoak neurtu zituen esperimentua (beltzez 1.7 irudian). Hala ere ondorengo azterketek seinale hau iturri astrofisikokoa izan daitekeela argitu dute [18].*

1.3 Datuen azterketa

Azken hamarkadetan kosmologia zehaztasunaren eran sartu da, geroz eta datu esperimental gehiago eta zehatzagoak baitaizkagu esku artean. Honengatik kosmologia energia altuko teorian egiten diren iragarpenak zehaztasun handiko esperimentuekin parekatzeko lan esparrurik egokienetako bat bihurtu da. Honekin batera, datu kopuru hauek maneiatzeko eta aztertzeko guztiz beharrezkoak diren teknika estatistikoak ere garapen nabarmena jasan dute.

Iragarpen teorikoak unibertsoaren neurketek deskribatzen duten egoera ahalik eta modurik zehatzenean osatzen saiatzen dira. Hau dela eta, kosmologian datuen azterketa estatistika Bayesiarrean oinarritzen da. Azterketa honen helburuak bi dira nagusiki: batetik ereduaren parametroen balioen batez bestekoak zehaztea (*parametroen zehaztapena*) eta iragarpenik egokienak ematen dituen eredu zein den aukeratzea (*eredu aukeraketa*).

1.3.1 Parametroen zehaztapena

Egiantz-funtzioa da estatistika Bayesiarren oinarritzko osagaia. Funtzio hau, $\mathcal{L}(\mathbf{x}|\alpha^{\mathcal{M}})$ moduan adierazten dena, $\alpha^{\mathcal{M}} = \{\alpha_1, \dots, \alpha_n\}$ parametroak dituen \mathcal{M} ereduak \mathbf{x} neurketa iragartzeko duen

1.3 Datuen azterketa

probabilitatea da. Hitzez esanda, gure ereduak bere parametroekin neurtutako datuak azaltzeko duen gaitasuna neurtzen du.

Parametroen zehaztapena ondorengo probabilitate banaketak simulatuz egiten da, kontuan hartutako ereduak egokia dela kontsideratuz. Matematikoki Bayes-en teorema azaltzen digu hau [69]:

$$\mathcal{P}(\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}}|\mathbf{x}) = \frac{\mathcal{L}(\mathbf{x}|\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}})\pi(\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}})}{\int \mathcal{L}(\mathbf{x}|\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}})\pi(\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}})d\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}}}, \quad (1.25)$$

non $\mathcal{P}(\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}}|\mathbf{x})$ ondorengo probabilitate banaketa den. $\pi(\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}})$ bestalde alde aurretiko probabilitate dentsitatea da eta ereduaren parametroen inguruan aurretik dugun jakintza biltzen du.

Esperimentu kosmologikoen berezitasuna neurketak errepikaezinak direla da, hau da, nahiz eta behin eta berriz errepikatu neurketak, beti unibertso bera neurtzen ariko gara. Bestalde laborategietan esperimentua behin eta berriz errepikatu dezakegu eta honen gainean estatistika osatu. Bi ikuspuntu desberdin dira, kosmologia Bayesiar ikuspuntutik aztertzen da eta egiantz-funtzioa maximizatzen saiatzen gara; errepikakorrak diren esperimentuak berriz ikuspuntu frekuentistatik aztertzen dira eta ondorengo banaketa maximizatzen dute. Egiantz-funtzioarekin zuzenean erlazionatua dagoen *chi-karratua* funtzioa erabiltzea ere ohikoa da:

$$\chi^2(\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}}) \propto -2\log(\mathcal{L}(\mathbf{x}|\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}})). \quad (1.26)$$

Batzuetan egiantz-balioa maximizatu beharrean *chi-karratua* minimizatu dugula esanzen dugu.

Azaldutakoa Tesi honetan erabiliko diren kasuetara ekarriz, gure ereduak iragarritako CMBaren potentzia-espektroa C_ℓ^α esperimentuek neurtutakoarekin konparatuko dugu \hat{C}_ℓ . Ondorioz gure kasuan egiantz-funtzioa honela geldituko da:

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}|\boldsymbol{\alpha}^{\mathcal{M}}) \Rightarrow \mathcal{L}(\hat{C}_\ell|C_\ell^\alpha), \quad (1.27)$$

non parametroak ohiko $\mathcal{P}\mathcal{L}$ ereduaren 6ak gehi kasu bakoitzean gehituko ditugun aparteko parametroak izanen diren.

1.3.2 Markov Chain Monte Carlo

Zehaztu beharreko parametro kopurua handia bada, parametro espazio osoa egiantz-funtzioaren bitartez aztertzea oso lan nekeza bezain ezinezkoa bilaka daikete. *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) metodoek [40] azterketa hau modu errez eta azkarrean egiteko aukera eskeintzen digute. Parametro espazioaren azterketa optimizatu egiten da, parametro espazio osoa aztertu beharrean, parametro espazioko zenbait puntuz osatutako kateetatik egiantz-gainazalaren inguruko informazio baliagarriena ateratzeko gai baitira: hala nola ondorengo banaketak, parametro ezberdinen arteko korrelazioak eta doikuntza onena ematen duten parametroen parametroen balioak. Gainera parametro estrak azterketan sartzeak kostu txikia dakar eta MCMC metodoak oso baliagarri bilakatzen dira.

Parametro espazioaren erakusgarri diren parametro espazioko puntuez osatutako kateak Markoven kateak deitzen dira. Kate hauek parametro espazioa modu estokastikoan puntu batetik bestera jauzi eginez osatzen dira. Puntu batetik besterako jauzia transizio nukleo batek adierazitako probabilitatearekin gauzatuko da. Markoven kateen ezaugarri nagusia memoria gabek direla da, hots, hurrengo puntura egin beharreko jauzia ez da ordurarte egindako jauziek baldintzatua izanen. Honela, katea puntu batetik $\boldsymbol{\alpha}_1^{\mathcal{M}}$ (gogoratu puntua parametro espazioan dela beraz parametro guztiez osatutako bektorea dela) hurrengora $\boldsymbol{\alpha}_2^{\mathcal{M}}$, $\mathcal{T}(\boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2)$ probabilitatearekin pasako da. Hemendik aurrera ereduari dagokion \mathcal{M} goi-indizea kenduko da.

Kosmologian erabiltzen diren MCMC prozesuetan erabiliena den algoritmoa *Metropolis-Hastings* algoritmoa da [99, 142]. Honen arabera sistema α_n puntuan badago, parametro espazioko puntu berria α_{n+1} simetrikoa den banaketa densitate proposatzaile $q(\alpha_n, \alpha_{n+1})$ baten arabera izanen da. Prozesuak ondorengo banaketa egoki lortzen duela bermatzeko, trantsizio-muinak $\mathcal{T}(\alpha_n, \alpha_{n+1})$ hurrengo balantza-ekuazioa bete behar du:

$$\mathcal{P}(\alpha_n|\mathbf{x})\mathcal{T}(\alpha_n, \alpha_{n+1}) = \mathcal{P}(\alpha_{n+1}|\mathbf{x})\mathcal{T}(\alpha_{n+1}, \alpha_n). \quad (1.28)$$

Balantza-ekuazioa beteko da hurrengo puntua honako probabilitatearekin onartzen bada:

$$\mathcal{P}(\alpha_n, \alpha_{n+1}) = \min \left[1, \frac{\mathcal{P}(\alpha_{n+1}|\mathbf{x})q(\alpha_{n+1}, \alpha_n)}{\mathcal{P}(\alpha_n|\mathbf{x})q(\alpha_n, \alpha_{n+1})} \right], \quad (1.29)$$

non trantsizio-muina honela definitzen den:

$$\mathcal{T}(\alpha_n, \alpha_{n+1}) = \mathcal{P}(\alpha_n, \alpha_{n+1})q(\alpha_n, \alpha_{n+1}). \quad (1.30)$$

Puntu berria zuzenean onartuko dao egiantz-balioa hobea bada. Balio hau dagoen puntukoa baino okerragoa bada, puntu berria onartua izateko probabilitatea (1.29) ekuazioan parentesi artean agertzen den arrazoiak emanen du.

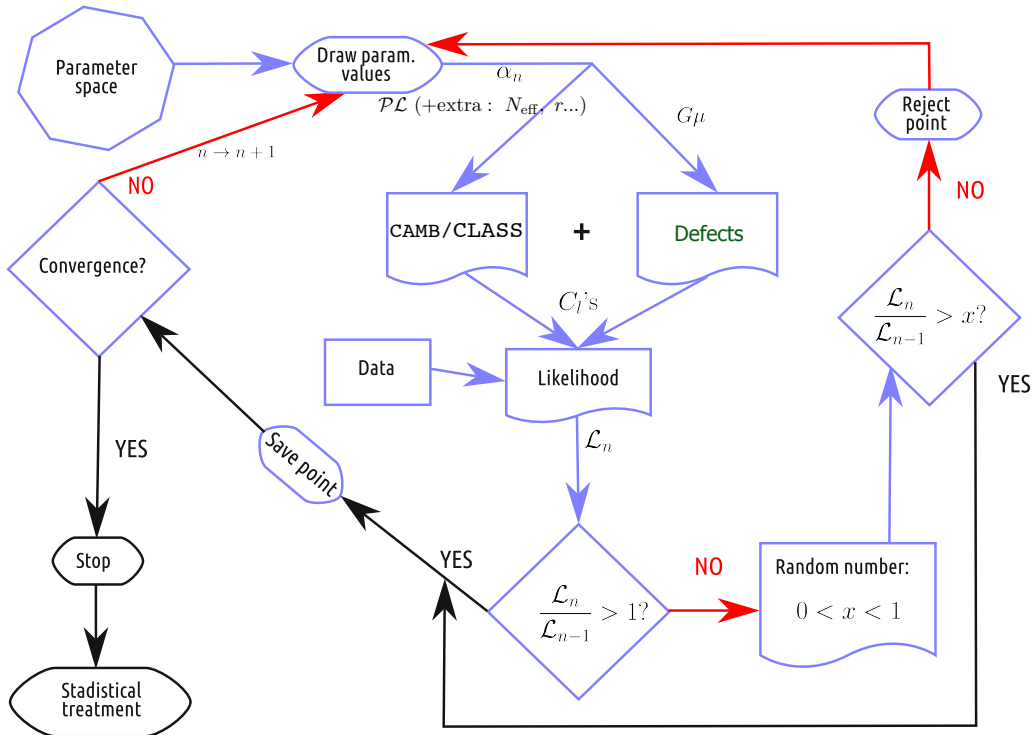
Tesi honetan erabili den MCMC prozesuaren bertsio eskematua 1.8 irudian erakusten dugu. Lehenik eta behin parametro espazioan puntu bat ausaz aukeratuko du. Ondoren parametro hay CMBaren potentzia-espektroa kalkulatu duen, C_ℓ , Einstein eta Boltzmannen ekuazioen integratzailean sartuko dugu. Iragarpen hauen kalitatea neurtuko dugu hurrena egiantz-funtzioa erabiliz eta iragarpenak datu esperimentalekin alderatuz. Egiantz-balio hobea badu puntuak zuzenean onartu egingen da, eta okerragoa badu momentuz baztertu. Nahiz eta baztertua izan badu oraindik onartua izateko aukera: oraingo eta aurreko puntuen egiantz-balioen arrazoiak 0 eta 1 balioen artean ausaz hautatutako balio bat baino handiagoa bada, onartu egingen da. Behin onartuta, Markoven katearen hurrengo zati moduan gordetzen da eta prozesua berriro hasieratik hasi. Amaitzeko, behin kateak nahikoa puntu bildu ditunean, konbergitu egin duela esaten da eta beharrezkoak diren magnitude estatistikoak kalkula ditzakegu.

Baina nola jakin dezakegu nahikoa puntu bildu ditugula? MCMC prozesuek ondorengo banaketa funtzioa zehatz eta mehatz errepikatzeke infinitu jauzi eta infinitu konputazio denbora beharko lukete. Hau dela eta konbergentzia irizpideak ezartzen dira erabakitzeke noiz diren MCMC prozesuak lortutako kateak parametro espazio osoaren ordezkari egokiak. *Konbergentzia erlazioa* moduan ezagutzen dena definitzen da honetarako: lortutako kateek emandako batez besteko balioen bariantzaren eta azpitik dagoen egiazko banaketaren arteko arrazoiak. Orokorrean, desbiazio estandarrek kontsideratzen direnez, azken hau 1 da eta konbergentzia $r = 0.01$ -ra iristen denean lortzen dela onartzen da.

Hasierako puntua guztiz ausaz aukeratzen denez, baliteke hasierako uneetan kateek aztertzen duten eremua probabilitate altuko gunetatik urruti egotea eta denbora asko behar izatea ondorengo banaketaren deskribapen egokia lortzeko. Hasierako fase hau sahiesteko gomendagarria da eremu ezberdinak aztertuko dituzten kate motzak abiatzea, batetik asko lagunduko baitute hasierako punturik egokiena zein den zehazten eta bestetik parametroen arteko korrelazioei buruzko informazio erabilgarria emanen baitigute *kobariantza matrizearen* bitartez. Kobariantza matrizea erabiliz ziurtatuagoa izanen da ondorengo distribuzioa era egokian lortzen ari garela eta MCMC prozesuaren eraginkortasuna haundituko da.

Azaldu diren arrazoiengatik eta batez ere parametro gehigarriak azterketetan (1.8 irudian ageri diren N_{eff} , r eta defektuei lotutako $G\mu$ kasu) sartzean MCMC prozesuek erakusten duten

1.3 Datuen azterketa



1.8. Irudia: MCMC eta Metropolis-Hastings algoritmoaren deskribapen eskematikoa. Tesi honetan erabiltako kasurik orokorra deskribatzen du, non defektuen zein r eta N_{eff} bezalako parametro extremen ekarpena ere kontuan hartu den.

malgutasunagatik, oso erabiliak izan dira eredu estandarretik kanpoko fenomenoaren azterketa datu esperimentaletan aurkitzeko. Parametroen zehaztea aurrera eramateko hainbat kodigo aurki daitezke, hoiaren artean erabilienak CosmoMC [127] eta Monte Python [1, 28] dira. Programazio lengoia ezberdinetan idatziak daude (Fortran eta Python) eta Einstein eta Boltzmannen ekuazioak askatzen dituzten programa ezberdinak (CAMB and CLASS hurrenez hurren) erabiltzen dituzte, baina emaitza guztiz fidagarri eta baliokideak ematen dituzte. Tesi honetan bi programa hauen bertsio aldatuak erabili dira defektu topologikoen CMBaren anisotropietan izan ditzaketen ekarpen posibleak kontuan hartzeko. Defektuen ekarpen hauek N_{eff} eta r bezalako, Λ CDM ereduaz kanpoko, parametro estira baten bitartez sartuko dira MCMC prozesuetan. Zehazki defektuei lotutako parametroa $G\mu$ izanen da eta gainontzekoak bezala parametro espazioaren parte izanen da.

2

Soka eta defektu kosmikoak

2.1 Defektu topologikoak

Big bang beroaren teoriaren arabera, unibertsoa egoera oso energetiko eta berotik hasi, eta zabal-tzen eta hozten joan da. Hozte honetan unibertsoaren simetria aldatzen duten fase-trantsizioak gertatu zirela pentsatzen da. Defektu topologikoen sorrera fase-trantsizio hauetan ondorioztatzen da. Defektuak partikulen fisika azaltzen duten teorien eta kosmologiaren arte zubi-lan esanguratsua egin dezakete, energia altuko teorietan iragartzen baitira eta ondorio kosmologikoak izan baititzakete.

Fase-trantsizioak partikulen fisikako energia altuko teorietan oso ohikoak dira. Guztiz onartua eta esperimenterik baiezkatua izan den partikulen eredu estandarrek ere zenbait horrelako fase-trantsizio gertatu zirela aurreikusten du, adibidez fase-trantsizio elektroahula $T \sim 10^2 \text{ GeV}$ -en. Eredu estandarretik kanpo dauden teorietan ere sarri erabiltzen dira fase-trantsizioak, hauetan garrantzitsuenak supersimetriaren haustura eta *batasun haundiaren teorien* (GUT ingelesezko sigletan) simetriaren haustura dira. Defektu topologikoak GUT teorietan oso ohikoak dira [214], non unibertsoaren simetria oso egoera simetrikotik, berezko simetria hausturen bidez, gaur egun partikulen eredu estandarrek deskribatzen duen simetria egoeraraino iritsi den:

$$G \rightarrow \dots \rightarrow \text{SU}(3) \times \text{SU}(2) \times \text{U}(1) \rightarrow \text{SU}(3) \times \text{U}(1)_{\text{EM}} \quad (2.1)$$

non G aipatu den simetria talde haundi eta oraindik zehaztugabea den.

Simetriaren berezko haustura gertatzen da sistema baten oinarritzko egoera, lege fisikoak ez bezela, simetria jakin batekiko aldaezina ez denean. Hau errez ulertzen da *Goldstone* eredu famatuaren bitartez, zeina $\text{U}(1)_G$ transformazio globalekiko aldaezina den. Eredu honen lagrangearra zero tenperaturan:

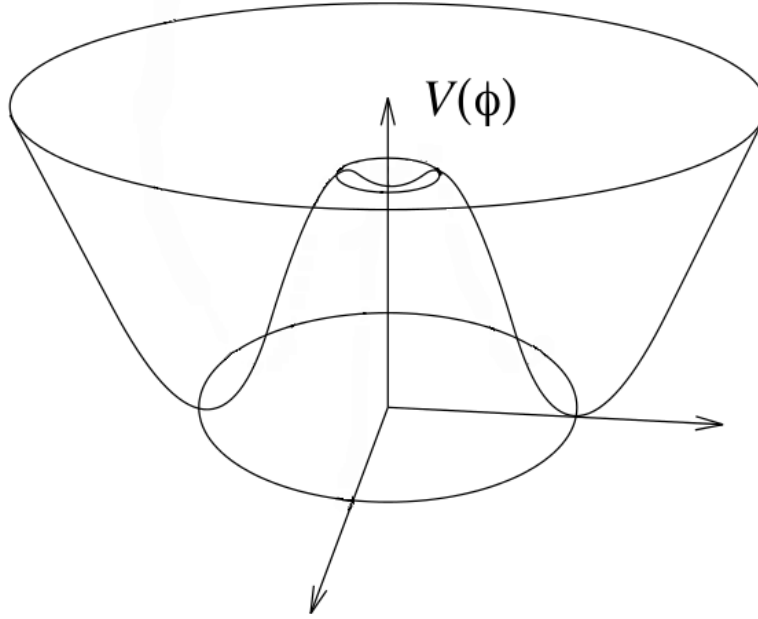
$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) + \frac{1}{4} \lambda (\phi^\dagger \phi - \phi_0^2)^2, \quad (2.2)$$

non ϕ eremu eskalar konplexua den, ϕ_0 oinarritzko egoeraren itxarondako balioa (vev ingeleraz) eta λ auto-elkarrekintza konstantea. Potentziala adierazten duen azken terminoa sarri *mexikar kapela* potentziala moduan izendatzen da.

Irudiak adierazten duen moduan, sistema honen oinarritzko egoera zirkulu bat da planu konplexuan ($|\phi| = \phi_0$) eta bere itxarondako balioa ez-nulua da:

$$\langle \phi \rangle = \phi_0 e^{i\theta}. \quad (2.3)$$

2.1 Defektu topologikoak



2.1. Irudia: Mexikar kapela potentziala.

Hemen ikus daiteke simetriaren berezko haustura nola gauzatzen den, lagrangearra fase-transformazio globalekiko, $\phi \rightarrow \phi e^{i\alpha}$ ($U(1)_G$), aldaezina baita baina oinarritzko egoera ez. Beste modu batean esanda, eremuak oinarritzko egoera bat bakarria aukeratzen du, θ -k determinatzen duena, eta honi fase-transformazioa aplikatuz gero sistemak aukeratu ez duen beste oinarritzko egoera batera eramanen luke.

Oinarritzko egoera hau masadun partikula batez eta masagabea den beste batez osatua dago. Hau ikusteko parametrizatu dezagun $\theta = 0$ balioak adierazten digun oinarritzko egoera. Oinarritzko egoera guztiak baliokideak direnez, aukeraketa honek emandako emaitzak besteentzako ere baliagarriak izanen dira. Parametrizazioa honakoa da:

$$\phi = \left(\phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\psi \right) e^{i\eta}, \quad (2.4)$$

non ψ eta η eremu eskalar errealak diren eta vev nulua dutenak. Hau (2.2). ekuazioan ordezkatur:

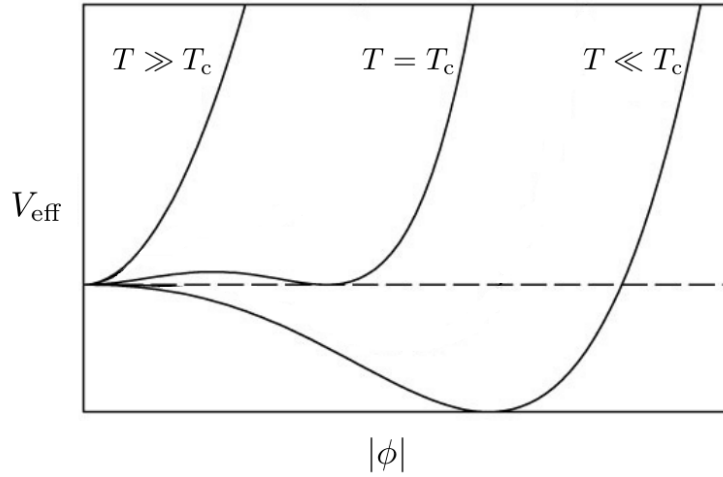
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\psi)^2 + \phi_0^2(\partial_\mu\eta)^2 - \frac{1}{2}\lambda\phi_0^2\psi^2 + \mathcal{L}_{\text{int}}. \quad (2.5)$$

hemen \mathcal{L}_{int} -k ψ eta η -ren arteko ordena altuagoko elkarrekintzak jasotzen ditu. Parametrizazioaren formak berak esaten digu zein den eremu erreal bakoitzaren papera: batetik ψ -k oinarritzko egoeraren inguruko oszilazioak deskribatzen ditu, beraz partikula masaduna da eta $m_\psi = \sqrt{\lambda}\phi_0$ masa du. Bestetik η oinarritzko egoera zehazten duen zirkuluan zeharreko higidurarekin dago lotua eta masa gabea da. Azken partikula honi *Goldstone bosoi*a deritzo eta simetria global berez hausten den eruedetan agertzen da.

Unibertsoan simetria bat berez hautsi daiteke tenperaturak eragindako efektuak direla eta. Orokorrean sistemek energia askea minimizatzen jotzen dute $F = E - TS$, non S entropia den eta E barne-energia diren. Tenperatura oso altuetan bigarren terminoa lehenengoa baino garrantzitsuagoa da eta ondorioz energia askea minimizatzea eta barne-energia minimizatzea ez dira gauza bera. Unibertsoa hozten joan ahala, tenperaturarekin doan terminoak gero eta garrantzia

gutxiago du eta barne-energia gailenduko da. Normalean efektu termiko hauek *potentzial eraginkor* edo *efektibo* baten bidez adierazten dira. Potentzial eraginkorra Goldstone eremuan honakoa da [214]:

$$V_{\text{eff}} = V(\phi) + \frac{\lambda + 3e^2}{12} T^2 |\phi|^2 - \frac{2\pi^2}{45} T^4 \quad (2.6)$$



2.2. Irudia: Potentzial eraginkorra.

Zero tenperaturan potentzial eraginkorra mexikar kapela potentziala da, hau da $V(\phi) = \frac{1}{4}\lambda(\phi^\dagger\phi - \phi_0^2)^2$, baina tenperatura finitoetan efektu termikoen eragina esanguratsu bilakatzen da. 2.2 irudian fase-trantsizio batean zehar potentzial eraginkorrek jasaten duen eboluzioa irudikatu dugu. Hasieran, tenperatura haundietan, eremuaren esperotako balioa nulua da, edo beste modu batean esanda, potentzialaren minimoa $\phi = 0$ -n dago ($T \gg T_c$ kurba irudian). Simetria osorik dago eta oinarritzko egoera sistema bezain simetrikoa da. Tenperatura jeisten badugu, potentzialaren *pareta* gero eta garrantzitsuagoa bilakatzen da eta eremu konplexuaren esperotako balioak zero izateari uzten dio (ikus $T \ll T_c$ kurba irudian). Bi fase desberdin hauek banatzen dituen tenperaturari *tenperatura kritikoa* deritzaio T_c (erdiko lerroa irudian). Unibertsoaren tenperatura T_c baino txikiagoa bada, oinarritzko egoera ez da aldaezina izanen biraketa-transformazioekiko, nahiz eta lagrangiarrak hala izaten jarraituko duen. Eremua oinarritzko egoera jakin bakar batean ezarriko da eta oinarritzko egoera ezberdinen arteko simetria galduko dugu, hots, simetria espontaneoki hautsiko da.

Simetriak inflazioan edo honen amaieran ere hautsi litezke. Zenbait inflazio eredutan, inflazio hibridoan kasu, simetria hausturak fase-trantsizio termalen ondorio izan beharrean oinarritzko egoeren arteko fase-trantsizioengatik gertatzen dira. Eredu hauen arabera, eremu eskalar konplexuak inflazioaren arduradun den inflatoiarekin du elkarrekintza eta inflatoia bera izanen da fase-trantsizioa kontrolatuko duen parametroa. Inflazioa gertatzen ari den bitartean, inflatoia potentzialean behera mantso erortzen ari denean, eremu konplexua $\phi = 0$ -n kokatzen da. Inflazioaren amaiera iristen den heinean, eremu eskalarra ezegonkor bilakatzen da eta bere benetazko oinarritzko egoerantz jotzen du, hots, $V(|\phi|) = 0$ minimorantz. Inflazioan zehar potentzialak izandako garapena dela eta, eremu eskalar konplexuak baliokideak diren hainbat minimo desberdinen artea aukeratu behar du eta hau egitean simetria berez hausten da. Defektu topologikoak ere era naturalean agertzen dira inflazio eredu hauetan [181, 216, 219, 220] lanetan ikusten den

2.1 Defektu topologikoak

moduan.

Defektu topologikoak sortzeko oinarrizko egoeren huts-barietateak osakera ez-tribiala izan behar du. Defektuen sorrera zuzenean loturik dago huts-barietatearen, \mathcal{M} -ren, topologiarekin. Huts-barietateen topologiak aztertzeko homotopia taldeak erabiltzen dira. Homotopia talde ez-berdinek n dimensioko esferen (S^n) huts-barietaterako aplikazioak sailkatzen dituzte. Defektuak teoria batean agertuko zaizkigu huts-barietatearen homotopia ez-tribiala baldin bada. Honek adieraziko digu \mathcal{M} -k lotura gabeko zatiak dituela, desagerrarazi ezin daitezkeen kordak edo desagerrarazi ezin daitezkeen gainazalak dituela (ikus [214] defektuen sorrera eta homotopia taldeen inguruko informazio gehiago nahi izanez gero). 2.1 taulan huts-barietatearen topologiaren arabera sortutako zenbait defektu mota sailkatu ditugu:

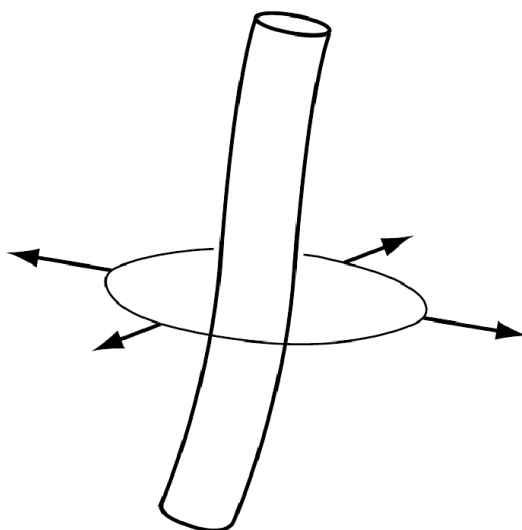
$\pi_0(\mathcal{M}) \neq \mathbb{1}$	\mathcal{M} ez-konexua	Domeinu-pareta
$\pi_1(\mathcal{M}) \neq \mathbb{1}$	\mathcal{M} -n esfera uzkurtuezinak	Soka kosmikoak
$\pi_2(\mathcal{M}) \neq \mathbb{1}$	\mathcal{M} -n 2-esfera uzkurtuezinak	Monopoloak
$\pi_3(\mathcal{M}) \neq \mathbb{1}$	\mathcal{M} -n 3-esfera uzkurtuezinak	Testurak

2.1. Taula: \mathcal{M} -ren topologiaren arabera sor daitezkeen zenbait defektu topologiko.

Adibide moduan azter ditzagun Goldstone ereduan sortzen diren soka kosmikoak. Lehenik eta behin kontsidera dezagun ibilbide itxi bat espazio fisikoan. Ibilbide honetan zehar higituz eremua tokioro oinarrizko egoeran dago eta puntu batetik bestera aldatzen den gauza bakarra fase konplexua da. Ibilbidea guztiz itxia denez, hau da, hasi eta bukatu puntu berean eginen dugunez, fase hau kurban zehar $\Delta\theta = 2\pi n$ moduan soilik alda daiteke. Soka kosmikoak sortuko dira faseak kiribiltze netoa garatzen badu, hots, $n \neq 0$ bada. Faseak salto hau non garatzen duen aurkitzen saiatzen bagara gero eta ibilbide txikiagoak osatuz, ikusiko dugu fasea definitu ezin daitezkeen puntu batera iritsiko garela. Puntu zehatz horretan eremua ez da oinarrizko egoeran egonen, potentzialaren maximoan baizik ($\phi = 0$). Modu honetan, nahiz eta puntu horretan fasea definitu gabe egon, eremuaren jarraikortasuna segurtatuko baitugu. 2.3 irudiak orain azaldukoak gertatzen den egoera bat deskribatzen digu. Irudi honetan fasea kanporantz zuzendua dago gure ibilbide itxian eta, esan bezala, erdiko puntuan ez dago definitua. Soka kosmikoa erdiko puntu horretan sortuko da. Potentzialaren maximoan dagoenez, gainontzeko lekuetan baino energia gehiago izanen du eta simetria altuagoko egoeran egonen da, defektuak unibertsoaren simetria zaharra duten baina simetria berrian murgilduta dauden objektuak baitira. Hau dela eta, defektuek sortutako fenomenoak neurtzean eta hauen propietateak finkatzean unibertsoko fase zaharren informazioa gureganatuko genuke.

Eredu honetan soka itxurako defektuen izatea oinarrizko homotopia talde ez tribialak bermatzen du $\pi_1(\mathcal{M}) \neq \mathbb{1}$, hau da, S^1 -en huts-barietaterako aplikazio ez tribialek. Topologiarengatik defektua osatzen duten puntuak sahiestezinak dira. Plano bat aztertu dugu orain arte, baina prozesu bera gertatuko litzateke 3 dimentsiotako gainontzeko planoetan eremuaren jarraikortasuna dela eta. Honela planoz plano prozesua errepikatuz, hasieran puntu soila zirudien defektua soka dela ikusiko dugu. Izaera topologiko honek interestagarriak eta era berean erabilgarriak diren hainbat propietate ezartzen dizkiete defektuei, adibidez: fasearen kiribiltzeak sahiestezinak eta ezabaezinak direnez, sokak ezin dute bukerarik izan eta beraz infinituak dira edo korda itxiak osatzen dituzte.

Defektu ez-topologikoak ere existitzen dira. Defektu hauek ere simetria hausturen ondoren sortutako objektu hedatu energetikoak dira, baina ez dira topologiak ezarritako baldintzen ondorioz sortzen. Kasu hauetan arrazoi topologikoen ordez arrazoi energetikoak gailentzen dira. Adibide



2.3. Irudia: *Soka kosmikoa espazio fisikoan eta fase konplexua kanporantz zuzendua. [68] artikulutik hartutako irudia.*

moduan, defektu ez-topologikoak sor daitezke sistemaren energiaren ikuspuntutik egokiagoa de-
nean eremua \mathcal{M} -tik atera eta potentzialaren maximora igotzea. Egoera hauek sistemarentzako
energetikoki mesedegarriak izateari uzten diotenean berriz, desagertu egin daitezke. Ikusiko dugun
moduan kosmologiaren ikuspuntutik defektu ez-topologikoak ere interesgarriak dira.

Defektuak ez dira kosmologian soilik iragartzen. Materia kondentsatuen fisikan oso ohikoak
dira eta izatez hor izan ziren lehenengoz aztertuak. Domeinu-paretak material ferromagnetikoetan
sor daitezke, fluxu magnetikoak II motako supereroaleetan, zurrumbilo lerro kuantizatuak ^4He
superfluidoetan, testurak ^3He superfluidoetan eta lerro itxurako dislokazioak kristal likidoetan
[214].

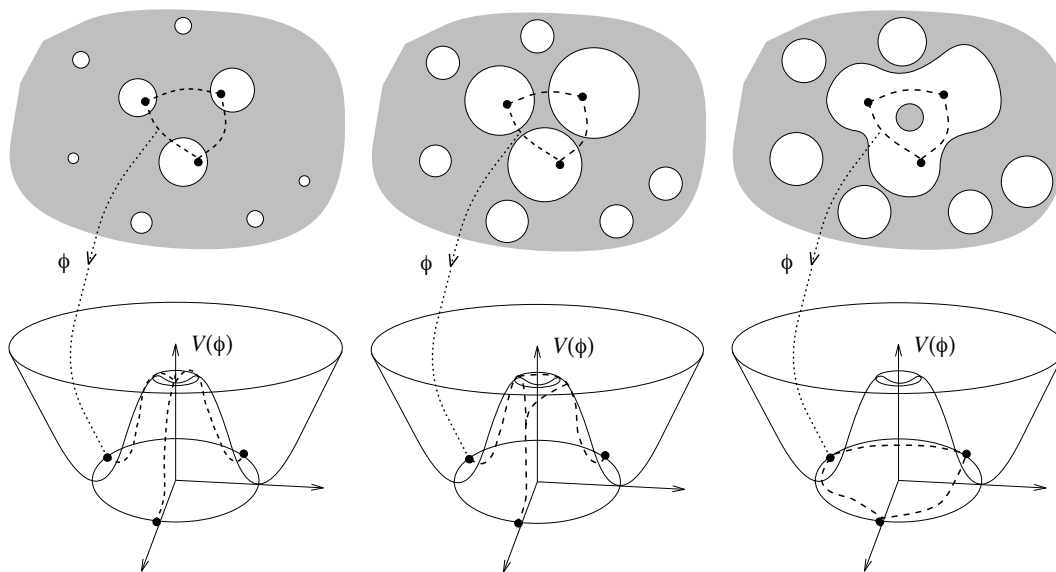
Defektuak kosmologian: Kibble-Zurek mekanismoa

Kibble-Zurek mekanismoak [119, 222, 223] defektuak gure unibertsoan nola sortu daitezken era
ulergarrian azaltzen digu. Demagun simetria espontaneoki hautsi den unibertso gune bat aztertu
nahi dugula. Energia ahalik eta txikiena izateko, sistema fase konplexuen banaketa ahalik eta
leunena izaten saiatuko da, honela gradienteetan sortutako energia minimizatuko baita. Beraz
espazioko gune honetan faseak modu berean zuzenduko ditu sistemak eta hasiera batean ez da
defekturik sortuko.

Kausalitatea da defektuak gure unibertsoan sortzeko beharrezko osagaia. Kausalitateak korre-
lazio luzera maximoa ezartzen du eta korrelazio luzera hau baino distantzia haundiagoz banatutako
espazioko gune desberdinek ez dute elkarren berririk izaterik. Honela kausalki loturarik ez duten
guneetan fase-trantsizioa une ezberdinean gerta liteke eta eremu konplexuak ere hutseko egoera
desberdinak aukera ditzake. Kausalitateak banatutako espazioko gune bakoitzak besteen berririk
izan gabe, independenteki, aukeratuko du sistemaren oinarritzko egoera. *Kibble-Zurek* meka-
nismoak dioskuna da banatuak dauden eremu hauek kausalki konektatzen direnean eremu hauen
mugetan defektuak sor daitezkeela.

2.4 irudiak *Kibble-Zurek* mekanismoaren deskribapen sinplifikatu bat ikus dezakegu, 3 pau-
sutan banatu duguna. Irudiaren goiko aldean unibertsoaren zati baten adierazpen espaziala ikus

2.1 Defektu topologikoak



2.4. Irudia: Kibble-Zurek mekanismoaren ilustrazio grafikoa. Goiko zatian fase-trantsizioa jasan duen unibertsoan zati bat adierazten zaigu, non kausalitateak banatutako gune ezberdinetan fase-trantsizioa momentu ezberdinetan gertatu den. Beheko zatian berriz potentziala agertzen da plano konplexuan. Denboraren noranzko positiboa ezkerretik eskuineranzkoa da. Fase berriak dauden guneak txuriz adierazi dira eta euren horizontea denborarekin haundituz doa. Hasieran gune ezberdinek hutseko egoera era independentean aukeratzeko dute, beheko irudian ikus daitezkeen moduan. Denbora aurrera joan ahala, horizontea haunditu egiten dira eta kontaktu kausalean sartu momentu batea. Bukaeran faseak kiribiltze oso bat garatzen du hasierako ausazko fase aukeraketa dela medio. Irudi hau M.B. Hindmarsh-ek utzitakoa da [104].

dezakegu eta behekoan berriz espazioko puntu horietan aurkitzen diren eremuen potentzialaren adierazpena. Espazioaren adierazpenean ikus daitezke nola puntu ezberdinetan fase-trantsizioak gertatu diren: kolore grixez fase zaharra eta txuriz fase berria. Irudiaren garapena ezkerretik eskuinera jarraituz, hasieran kausalki banatuak dauden guneak oinarritzko egoera independenteki aukeratzeko dute, potentzialari dagokion irudian ikus daitezkeen moduan. Denbora aurrera joan ahala, fase berriak dauden guneak burbuila baten moduan haunditzen joan dira, momenturen batean elkar ikusten duten arte. Gune bakoitzak bere hasierako oinarritzko egoeraren aukera mantendu duenez, hauek kontaktu kausalean sartzen direnean espazio fisikoan ibilbide itxi bat marraztuz fase konplexuari dagokion kiribiltzea lortzen da. Kiribiltze hau sahiestezina da, topologiaren ondorio baita. Ereku konplexuaren jarraitasuna bermatzeko modu bakarra hau potentzialaren maximora igotzea da. Erekuak huts-barrietatik alde egiten du eta gune hauetan sortzen da defektua, zeinak fase beroagoaren propietateak mantenduko dituen (guk marraztutako ibilbide itxiaren barruan gelditu den gune grixa 3. irudian). Kibble-Zurek mekanismoaren arabera beti dago unibertsoan gertatu izan diren fase-trantsizioetan honelako prozesuen bidez defektuak sortzeko aukera eta ondorioz defektuen sorrera sahiestezina da.

Nahiz eta Kibble-Zurek mekanismoa oso erabilgarria izan defektuen osaketa era ulergarrian adierazteko, simetria globala ez duten sistemetan bestelako mekanismo batzuetara jo behar da. Gauge simetria duten kasuetan, aldaketarik nagusia simetria jarraitua duten teorian gauge-eremuen papera eremu konplexuarena bezain garrantzitsua dela da. Teoria hauetan defektuen sorrera [105, 163–165] lanetan aztertua izan da. Laburrean esanda, defektuen sorrera eremu magnetikoaren konfinamendurekin dago lotua, non kuantizatuak dauden fluxu magnetikoak sortzen

diren [105].

Bideragarritasun kosmologikoa: eskalatzea

Kosmologiaren ikuspuntutik zenbait defektuen izatea historikoki arazoaren sorrera izan da. Besteak beste GUT eskaletan sortutako monopolo magnetiko edo domeinu-pareten sistemek horizonte bolumen unitateko gutxienez defektu bat izan behar lukete eta unibertsoaren eboluzioan gailenduko lirateke. Inflazioa proposatzearen arrazoi nagusietako bat horrelako defektuen sortuko lituzketen arazoak sahiestea izan zen, 1.1.3 atalean esan zen moduan.

Soka kosmiko, testura edo monopolo global moduko defektu kosmikoak urteetan zehar hain era sakonean aztertuak izatearen arrazoiak *eskalatzea* deituriko fenomenoan datza. Eskalatzearen ondorioz defektu sistemaren luzera karakteristikoak, hala nola korrelazio luzerak edo sokaren arteko distantziak, denborarekiko linealki proportzionalak dira. Beste modu batean esanda, luzera karakteristiko hauek horizontearen tamainarekiko konstante mantentzen dira. Eskalatzea dela eta defektuek ezin dute unibertsoaren eboluzioan gailendu, baina ezta desagertu ere. Hortaz inoiz defekturik sortu bazen inflazioan edo honen amaieran, gaur egun ere gure inguruan izan behar ditugu.

Eskalatzea da defektu kosmikoen sistemen biziraupen kosmologikorako osagai nagusia eta behaketa esperimental ezberdinek deskribatzen dituzten unibertsoarekin bateragarri egiten dituenak. Hontaz gain eskalatzeak balio erantsia du, zenbakizko simulazioetan lortutako emaitzak eskala kosmologikoetara inoiz estrapolatzea ahalbidetzen baitu. Logikoa den moduan, ezinezkoa da unibertsoaren eboluzio osoa barnebidetzeko duen simulazioa gauzatzea. Gainera defektuak zehazki noiz sortu diren ez dakigunez, hauen sorrera momentua zehazki simulatzea ere ezinezkoa dugu. Honen ordez, defektu sistema hauek unibertsoaren garai ezberdinetako denbora tarte txikietan simulatzen dira eta behagarrien estatistika osatzen da. Ondoren defektu sistema hauen eskalatzeaz baliatuz, mugatuak diren magnitude estatistiko hauek eskala kosmologikoetara estrapolatuko dira. Adibide-rik garbiena defektuek sortutako CMBaren anisotropien kalkulua dugu, 2.3 atalean azalduko den moduan.

Ondorio behagarriak

Defektu kosmikoen elkarrekintzak, gehienbat, grabitate indarraren bidezkoak direnez, normalean defektuek sortutako perturbazioak euren grabitazio-eremuaren tamainaren bidez deskribatzen dira. Magnitude hau dimensiogabeko $G\mu$ parametroaren bidez adierazten da, non G Newtonen konstantea den eta μ zuzenean dagoen lotua fase-trantsizioa gertatu zeneko energia eskalarekin, gutxi gora behera $\mu \approx \phi_0^2$. Soka itxurako defektuen kasuan μ sokaren tentsioa edo luzera unitateko energia da. Ondorioz, defektuek sortutako seinale kosmologikoren bat antzemateko gai bagara, honek $G\mu$ -ren balioa zehaztu beharko liguke eta beraz baita fase-trantsizioaren energia eskala ere.

Defektuek sortutako fenomeno behagarrien artean aztertutakoa izan dena CMBaren tenperatura eta polarizazio anisotropien sorrera izan da. Esan den moduan, defektuak inflazioaren amaieran edo ondoren gertatutako fase-trantsizioaren batean sortu zirela espero da. Hortaz, sortu baziren, fluido kosmologikoa perturbatuko zuten eta perturbazio hauek sortutako anisotropiak ere kontuan hartu beharko lirateke. Nahiz eta hasiera batean inflazioarekin erlazionatuak egon, defektuek jarraitzen duten dinamika ez-lineala dela eta hasierako baldintzekin izan zezaketen korrelazioa galtzen dute, eta inflazioaren seinalea eta defektuena independente direla jotzen da. Inflazioak egin moduan, defektuek plasma primordiala azken sakabanaketa geruzan perturbatu zuten. Baina hontaz gain, inflazioak egiten ez duen moduan, defektuak perturbazio iturri aktiboak direnez CMBaren anisotropiak sortzen jarraitu dute CMBaren fotoiak uneoro perturbatuz. Defektuek sortutako CMBaren anisotropien teoria 2.3 atalean azalduko da.

2.1 Defektu topologikoak

Defektuek sor litzaketen grabitate-uhinak ere interes handia piztu izan dute defektuak iker-tzen dituen komunitatea. Azterketa gehienbat soka kosmikoek sortutako grabitate-uhinen inguru-koa izan da [6, 70, 111, 152, 187, 206, 213]. Soka kosmikoen sareek, soka infinituez gain soka kordak dituzte, zeinak sortu eta desintegratu egiten diren erradiazio mota ezberdinak igorri-z. Des-integratze hauetaz gain, soketan zehar gertatzen diren fenomeno bortitz eta energetikoe-k ere sor ditzakete grabitate-uhinak. Hauek bitan sailkatzen dira sarri: *kink* eta *cuspetan*, eta grabitate-uhinen eztanda bortitzak sortzen dituzte [61–63, 186]. Hala ere, soka kosmikoek sor dezakenen grabitate-uhinen seinalearen kalkulua oraindik ikerketa gaia da eta ondorio ezberdinak lortzen dira kontuan hartzen den ereduaren arabera. Orokorrean eremu-teorietan kopuru txikiak espero dira, eta Nambu-Goto motako soketan (ikus hurrengo atala) kopuru haundiagoak. Grabitate-uhinak bestelako defektuek ere sor ditzakete, adibidez bere kabuz ordenatzen diren eremu eskalarrek (SOSF ingelesez) [85, 88, 93].

Aipatu diren fenomeno hauetaz gain, defektu kosmikoak hurrengo fenomeno-en sorburu izan daitezkeela pentsatzen da: soka kosmikoek bidez sortutako lente efektu grabitatorioa, energia altuko izpi kosmikoak eta gamma izpi ez-tandak [50, 104, 178, 214], jatorri kosmikoko eremu magnetikoen sorrera [71] edo perturbazio kosmologiko ez-Gaussiarren sorrera [87, 107, 109, 169].

2.1.1 Soka kosmikoak

Soka kosmikoak dira ziurrenik garrantzitsuenak diren eta gehien aztertu diren defektu topologikoak. Inflazioarekin batera, unibertsoaren eskala handiko egituraren sortzaile izateko hautagaietako bat izan ziren. Neurketak hobetzen joan ahala, inflazioa baieztatu zen lan hau egiteko eredu egokien moduan eta soka kosmikoek jokatuko luketen papera maila baxuagoan gelditu zen. Hala eta guztiz ere, oraindik oso paper garrantzitsua joko dezakete inflazioaz eta defektuez osatutako unibertso misto batean, are gehiago zenbait inflazio eredu defektuen izatea iragartzen dutenetik.

Soka kosmikoak dimentsio bakarreko defektu topologikoak dira, non energia dentsitatea soka moduan biltzen den. Soka kosmikoak iragartzen dituen eredurik sinpleena *Higgs eredu trukakorra* (AH ingelesezko sigletan) da. AH ereduaren lagrangearra honakoa da:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4e^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - \frac{\lambda}{4} (|\phi|^2 - \phi_0^2)^2, \quad (2.7)$$

non $D_\mu = \partial_\mu + iA_\mu$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ eta A_μ gauge-eremu bektoriala diren. e gauge-eremuarekiko eremu eskalarrak duen karga da eta λ auto-elkarrekintza konstantea. Aurreko atalean aurkeztu den ereduaren oso antzekoa da, baina simetria globala izan beharrean simetria lokala duena. $U(1)_L$ transformazio lokalekiko aldaezina da sistema:

$$\phi \rightarrow \phi e^{i\alpha(x)} \quad (2.8)$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu \alpha(x), \quad (2.9)$$

Kasu honetan energia baxuko egoera masadun bi partikulez osatzen da. Lehen erabili den prozedura berbera aplikatuz errez frogatu daiteke oinarritzko egoera $m_{\text{Sca}} = \sqrt{\lambda} \phi_0$ masa duen eremu eskalar kargatu batez eta $m_{\text{Gauge}} = \sqrt{2} e \phi_0$ duen gauge-eremu masadun batez osatua dagoela. Sistemak gauge simetria izateak Goldstoin bosoia desagertu eta masadun eremu bektoriala agertzea behar du.

Simetria globala zen kasuan gertatzen den modu berean, sokak espazio fisikoko ibilbide itxiak egitean fasearen kiribiltze netoak lortzean agertzen dira, hots, $\Delta\theta = 2\pi n$ denean. Fase-transformazio lokalekiko sistema aldaezina izan arren, ezinezkoa da kiribiltze ez nuluak desagerraraztea. Beste modu batean esanda, ezabaezinak diren defektu puntu hauek huts-barietatearen

topologia ez tribialaren ondorio dira. Soka kosmiko lokalak, globalak bezelaxe, ez dute bukaerarik eta hortaz infinituak edo itxiak dira.

Soka kosmikoen existentzia frogatzeko azter ditzagun AH eredian zilindrikoki simetrikoak eta egonkorak diren soluzioak. Soka moduko soluzio hauen izatea [5, 150] lanetan frogatu zen eta *Abrikosov-Nielsen-Olesen* zurrumbilo lerro deitzen dira. Soluzio hauek hurrengo *ansatza* erabiliz lortzen dira:

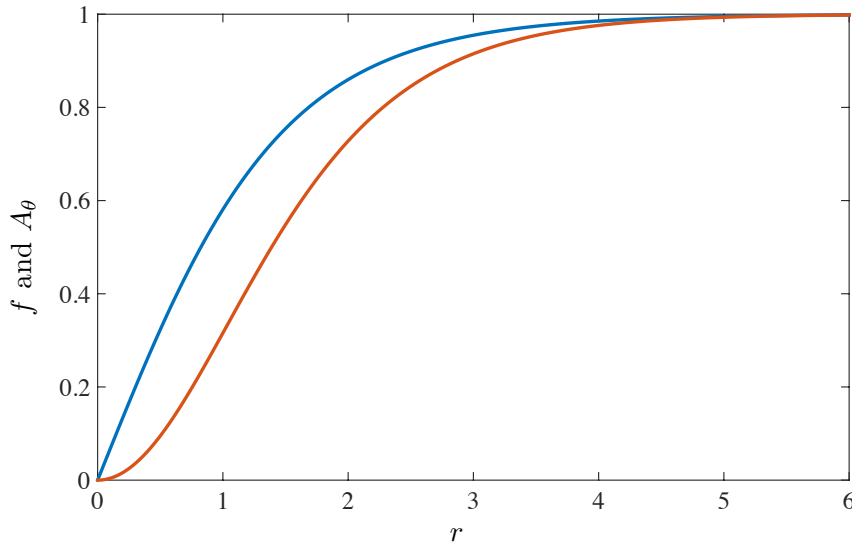
$$\phi = \phi_0 f(r) e^{in\theta}, \quad A_i = \frac{n}{er} A_\theta(r) \hat{\theta}_i, \quad A_0 = 0. \quad (2.10)$$

non r eta θ koordenatu zilindrikoak diren eta n kiribiltze zenbakia.

Hau (2.7) ekuazioaren Euler eta Lagrangeren ekuazioetan ordezkatur:

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{df}{dr} - \frac{n^2 f}{r^2} (A_\theta - 1)^2 - \frac{\lambda}{2} f(f^2 - 1) = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2 A_\theta}{dr^2} - \frac{1}{r} \frac{dA_\theta}{dr} - 2e^2 f^2 (A_\theta - 1) = 0. \quad (2.12)$$



2.5. Irudia: *Abrikosov-Nielsen-Olesen zurrumbiloaren Euler eta Lagrangeren ekuazioen (2.12) soluzioak Bogomol'nyi-ren limitean: f urdinez eta A_theta gorritz.*

Erlaxazio-teknikak erabiliz lortutako (2.12) ekuazioaren akoplamendu kritikoko (ikus hurrengo parrafoa) soluzioak 2.5 irudian irudikatu ditugu. Ikus daitekeen moduan, erradio txikietan eremu eskalarra (lerro urdina) eta gauge-eremua (lerro gorria) oinarritzko egoeratik aldentzen dira, eta izatez sistemaren energia gehiena ingurune horretan pilatzen da. Ingurune honen gutxi gora beherako tamaina honakoa da: $m_{\text{Sca}}^{-1} = (\sqrt{\lambda}\phi_0)^{-1}$ eremu eskalarrarentzat eta $m_{\text{Gauge}}^{-1} = (\sqrt{2}e\phi_0)^{-1}$ gauge-eremu masadunarentzat. Soka hortaz ongi definituta dauden bi *muinez* osatua dago, non eremu eskalarra eta gauge-eremua kontzentratzen diren. Muin hauetatik urrun, bi eremuei dagozkien funtzioek *vev* baliorantz jotzen dute, espero den moduan.

Eredua guztiz zehazteko nahikoa dugu parametro bakarrarekin: $\beta = \lambda/2e^2 = m_{\text{Sca}}/m_{\text{Gauge}}$ [214]. Bi eremuen masak berdinak direnean, $\beta = 1$, akoplamendu kritikoan edo *Bogomol'nyi-ren limitean* aurkitzen da eredua, eta higidura-ekuazioak asko sinplifikatzen dira. Hontaz gain,

2.1 Defektu topologikoak

eremu eskalarraren eta bektorialaren muinen tamainak berdinu egiten dira. Zurrumbilo lokalak egonkorak dira $\beta < 1$ den kasueta, baina ezegonkorak $n > 1$ eta $\beta > 1$ den kasuetan, non $n = 1$ duten soketan zatitzen saiatuko baitiren [104, 150]. Soken arteko elkarrekintzak ere β -ren arabera zehaztu daitezke. Alde batetik, $\beta > 1$ denean soken arteko indarrak aldaratzaileak dira. Kasu honetan bektorearen muina eskalarrarena baino handiagoa da eta soken arteko indarra bektore-eremuen arteko aldaratze indarrak zehaztuko du. Bestalde $\beta < 1$ denean, eremu eskalarraren muina handiagoa izanen da eta soken arteko indarra erakarlea. Bogomol'nyi-ren limitean AH eredu eredu supersimetriko bihurtu daiteke era sinplean. Supereroankortasuna bezalako fisikaren beste alor batzuetan $\beta = 1$ balioak I eta II motako jokamoldeak bereizten dituzte. Tesi honetan zehar beti akoplamendu kritikoko sokak $\beta = 1$ aztertuko dira.

Jatorri globala duten eta lokala duten soken artean desberdinketa garrantzitsu bat egin behar da. Soka globalak distantzia luzeko elkarrekintzak jasan ditzakete, masarik ez duen Goldstone bosoiak eraginda. Soka lokalek berriz, distantzia motzeko elkarrekintzak bakarrik izaten dituzte, distantzia luzeko elkarrekintza hauek gauge-eremu masadunak *tapatzen* baititu.

Soka-sareak: propietate orokorrak eta eskalatzea

Soka kosmikoz osatutako sarea ez da objektu finkoa, mugitzen eta aldatzen ari da etengabe. Sarea, esan den moduan, soka infinituz eta korda finituz dago osatua. Sokak mugitu egiten dira eta elkarrekintzak dituzte beraien artean, elkarrekintza hauen ondorioz sokek zatiak elkarbanatu ditzakete eta soka eta korda berriak sor daitezke. Elkarbanaketa hauek gertatzeko dagoen probabilitatea p parametroaren bidez neurtzen da. AH ereduan agertzen diren soka solitonikoen kasuan zenbakizko simulazioek erakutsi dute sokek talka egiten duten bakoitzean soka banaketa berriak sortzen direla [145, 182]. Hau dela eta, soka solitonikoen kasuan $p = 1$ dela jotzen da. Hala ere, badira kasuak soka solitonikoen elkarbanatze probabilitatea bat baino txikiagoa direnak [7, 41, 210].

Soka kosmikoen sareek nola eskalatzen duten uletzeko modurik onena sarearen barruan gertatzen diren elkarrekintza eta energia galerak ulertzea da. Zabaltzen ari den unibertsoan kokatutako sareko sokak unibertsoarekin batera zabaltzen dira. Sareak energia galerarik ez balu, soken energia dentsitatea eskala-faktorearen proportzionala izanen litzateke eta sokak gailenduko ziren unibertsoaren eboluzioan. Sokek duten elkarbanaketa probabilitate handia dela eta ez da hau gertatzen. Soka luzeek talka egiten dute eta kordak sortzen dira, korda hauek sortu bezain laster deuseztatzen eta erradiazioa igortzen hasten dira. Erradiazio hau mota ezberdinetakoa izan daiteke, hala nola grabitate-uhinak, erradiazio elektromagnetikoa edo partikulen igorpena. Ondorioz, soka infinituen zabaltzea soka korden deuseztapen eta erradiazio igorpenen bidez konpentsatzen da eskalatzea lortu arte. Hau gutxi balitz, frogatu daiteke eskalatzea soluzio erakarlea dela soka-sareen kasuan (ikus [214]).

Nambu-Goto eredu

Sokaren zabalera sokaren kurbadura erradioaren aldean arbuigarria denean erabiltzen da *Nambu-Goto* (NG) hurbilketa [25, 26, 53, 90]. Honen arabera, soka kosmikoa zabalera infinitesimal baina luzera kosmologia duen objektua da. Hau oinarri hartuta, NG ereduak soka kosmikoa dimentsio bakarreko objektu moduan deskribatzen ditu Nambu-Goto-ren ekintzaren bitartez [104, 214]. NG-ren ekintza sokak bere bidean marrazten duen espazio-geruzaren proportzionala da:

$$S = -\mu \int d\sigma d\tau \sqrt{-\gamma}, \quad (2.13)$$

non σ eta τ spazio eta denbora koordenatuak diren hurrenez hurren. γ berriz induzitutako metrika da.

NG ereduaren propietate interesgarrietako bat da Minkowski-ren espazioko higidura-ekuazioak 4-dimentsiotako uhin-ekuazioak direla. Beraz soken dinamika ezkerrentz eta eskuinerantz mugitzen diren uhin-ekuazioaren soluzioaren bidez deskriba daiteke. Sinplifikazio hau dela eta NG ereduaren zenbakizko simulazioek eremu-teoriek behar dutena baino askoz ere konputazio denbora eta kostu gutxiago behar dute. Bestalde NG simulazioak ez dituzte soka kosmikoen efektu mikroskopikoak kontuan hartzen eta ez dira soken arteko elkarrekintzak simulatzeko gai. Elkarrekintza hauek NG ekintzan *eskuz* sartu behar dira.

NG ereduaren eta eremu-teoriaren simulazioen arteko desberdintasunik nabarmenena soka korden kopuru eta eboluzioa da. Ez da kontsentsurik gai honen inguruan: NG soken kordek oszilazioak jasan ditzakete eta denbora luzean bizi (ikus [48]). Eremu-teorietan ikusten diren kordak berriz, sortu bezain laster deuseztatzen dira. Honen atzean egon daitezkeen arrazoiak bi eruedetan sokak era desberdinean deuseztatzen direla da. NG sokak grabitate-uhinen igorpenaren bidez soilik deuseztatu daitezke, baina NG ereduaren agertzen ez diren partikula masadunen igorpena oso garrantzitsua izan daiteke eremu-teorietan. Irakurleak AH soken eskala txikiko egiturari eta kordei buruz gehiago jakin nahi izanez gero, [103, 108] lanak irakurtzea gomendatzen dugu.

Nambu-Goto soketan ere ohikok dira grabitate-uhinen sortzaile perfektu izan daitezkeen *kink* eta *cusp* bezelako fenomeno bortitzak. Hau da NG ereduak sokek sortutako grabitate-uhinen azterketan gutxiago garatu diren eremu-teorien ekarpena [74] baino gehiagotan erabiliak izatearen arrazoi nagusienetako bat [61, 62, 152]. Grabitate-uhinen gaineko probak dira orain arte NG soken kopuruan mugarik zorrotzenak jartzeko gai izan direnak $G\mu < 10^{-9}$ [48].

Soka etenen ereduak

Soka etenen ereduak (USM ingelesez) soka kosmikoak deskribatzeko erabiltzen den eredu fenomenologikoa da. *Abiaduraren menpeko eskala bakarreko* (VOS ingelesez) eruedetan [139, 140] oinarritzen da. VOS ereduak soka-sareen propietate makroskopiko orokorrak efektu mikroskopikoen gaineko batezbestekoak eginez deskribatzen ditu. NG ereduaren gertatzen den moduan, hemen ere elkarrekintzak *eskuz* sartu behar dira ereduaren.

Soka etenen ereduak deskribatutako sarea dimentsio bakarreko eta horizontearen tamaina duten soka eten mugikariz dago osatua. Honela soka-sareen eboluzioa parametro kopuru txiki baten bidez deskribatzeko gai da: ξ luzera, v abiadura [23, 24, 38, 215] eta β eskala txikiko zimurdurei dagokien parametroa [158]. Eskalatzea noizean behin sokak saretik kenduz lortzen da.

USM ereduak sokek sortutako CMBaren anisotropiak kalkulatzeko proposatu zen [23, 24, 38]. Barnebiltzen dituen parametro kopurua dela eta USM ereduak gai da AH ereduak nahiz NG ereduak sortutako CMB anisotropien potentzia-espektroen profilak errepikatze (konparazioak aurkitzeko ikus [36])

Hala ere nabarmendu behar da USM model ez dela iragarpenak egiteko gai. Ereduak ezin ditu soka-sareak bere horretan simulatu eta hauen propietateak lortu. Hau egin beharrean, datu esperimentalak erabiliz hauei hobekien doitzen zaien parametroen balioak, eta ondorioz soken ereduak, zehazteko oso baliagarria izan daiteke.

2.1.2 Soka erdilokalak

Higgs eredu trukakorrean eremu eskalar konplexua $SU(2)_G$ dobletea bihurtzen bada, eredu erdilokala lortzen da [8, 101, 205]. Hurrengo lagrangearrak deskribatzen du:

2.1 Defektu topologikoak

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4e^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \frac{\beta}{4} (\Phi^\dagger \Phi - \phi_0)^2, \quad (2.14)$$

non $\Phi = (\phi, \psi)$ bi eremu eskalar konplexuz osatutako dobletea den. Deribatu kobariantea, D_μ , eta $F_{\mu\nu}$ AH ereduko berak dira. Erraz ikus daiteke bi eremu eskalarretako bat desagerraraziz AH eredura itzultzen gairela.

Eredu erdilokalaren huts-barietatea 3-esfera bat da (S^3) eta bere lehen homotopia taldea tribiala da $\pi_1(S^3) = \mathbb{1}$. Hortaz topologiak ez du Φ huts-barietatea uztera behartzen eta ondorioz defektuak ez dira AH ereduan bezala sortzen. Froga daiteke, hala ere, dimentsio bakarra duten fluxu hodiak ereduaren soluzio direla. Fase konplexuaren banaketa leuntzeko bi aukera posible daude: faseak biratu edo huts egoera utzi eta potentzialaren maximora igo. Aurreko kasuan ez bezala, aukeraketa hemen energia arrazoiei jarraituz egiten da. Sistemak energia ikuspuntutik merkeena den aukera jarraituko du. Gradienteei lotutako energia potentzialaren hesiaren balioa baino handiagoak badira, sistemak nahiago izaten du eremuak \mathcal{M} uztea eta soka erdilokalak sortzen dira. Soka erdilokalen egonkortasuna ez da tribiala eta AH ereduan bezalaxe β parametroaren menpekoa da. $\beta < 1$ kasurako soka erdilokalak egonkorran dira eta $\beta = 1$ kasuan neutralki egonkorak [101]. $\beta > 1$ den kasuetan berriz, ezegonkorak dira eta sortzen badira desagertu egiten dira.

Soka erdilokalak sortzen dituen simetria hausturen segida honakoa da: $SU(2)_G \times U(1)_L \rightarrow U(1)_G$. Eredu nuklear elektroahulean gertatzen denaren oso antzekoa da hau ($SU(2)$ lokala beharrean, globala) eta sarri eredu erdilokala eredu elektroahularen kasu partikularizat jo izan da. Eredu elektroahuletik erraz lor daiteke eredu erdilokala, $SU(2)_L$ -ri lotutako karga zerora jarriz zehazki. Eredu elektroahulean ere aztertu izan dira defektuak [204]. Hala ere haustura elektroahularen balio errealistentzako defektu hauek ezegonkorak zirela frogatu zen [114].

Soka erdilokalak defektu ez topologiko egonkorren adibide garbientakoa dira. Honela soka topologikoetan ikusi ezin izan diren propietatean erakusten dituzte. AH ereduko soka kosmikoak ez bezala, soka erdilokalak finitokoak dira, hots, hasierak eta amaierak dituzte. Gainera soka erdilokalen muturrak monopolo global moduan joka dezaketela ikusi da eta ondorioz distantzia luzeko elkarrekintzak jasan. Elkarrekintza hauek direla medio, posible da 2 soka erdilokal luzeago batean biltzea edo korda erdilokalak osatzea. Hau gutxi balitz, luzetarako oszilazioak izan ditzakete, hots, luzatu eta moztu egin daitezke jasaten dituzten indarren arabera. Orain dela gutxi proposatutako zenbait eredu eraginkor hontaz baliatu dira soka erdilokalen sareak soka-monopolo moduko defektu konposatuaren bidez deskribatzeko [9].

2.1.3 Testurak

Testura deituriko defektu topologikoak $O_{\text{Global}}(4)$ simetria global ez-trukakorra hautsia duten ereduatan agertzen dira. Eredu hauen lagrangearrak honako moduan idazten dira:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi_i) (\partial^\mu \Phi_i) - \frac{\lambda}{4} (\Phi_i \Phi_i - \phi_0^2)^2, \quad (2.15)$$

non $i = 1, \dots, 4$ den. $N > 4$ denean $O_{\text{Global}}(N)$ simetria globala duten ereduatan testura ez-topologikoak sortzen dira. Hauen dinamikaren nondik norakoak ez-linealki mihiztatutako Goldstone bosioen arabekoak dira.

S^3 3-esferen huts-barietaterako aplikazio ez tribialen ondorio dira testurak. Infinituko uniformetasuna eskatzeak, \mathbb{R}^3 espazio fisikoa S^3 -ra konpaktifikatzen du eta honen huts-barietateareko aplikazioak ez tribialak dira, $\pi_3(\mathcal{M}) \neq \mathbb{1}$ baita. Beste defektuetan gertatzen denaren kontra,

testuretan Φ eremua toki guztietan dago huts-barietatean, hots, topologiak ez du testura potentzialaren minimoa uztera behartzen.

Infinituko uniformetasun espaziala da testurak sortzea ahalbidetzen duena, eremuaren fase konplexuaren kiribiltzeen bidez. Soka kosmikoetan ez bezala, testuren energia osoa gradiente terminoetatik dator eta ez potentzialetik. Testurak horizontearen barruan sartzen direnean ordea, euren *korapiloak* kolapsatu egiten dira argiaren abiaduran. Gradiente terminoak potentzialaren hesia gainditzeko bezain handiak bihurtzen direnean, hau gainditu eta kiribilketa desagertu egiten da, desagertutakoan Goldstonen bosoi bidez igortzen du energia.

Hainbat modu desberdin daude 2.15 ekuazioak deskribatzen duen testuren dinamika simulatzeko. Hauetan famatuenetakoa sigma eredu ez-lineala da [78, 79, 155]. Esan den moduan, nahiz eta eremu eskalarra huts-barietatean den espazio guztian, hots, $\Phi_i \Phi_i - \phi_0^2 = 0$, testurak sortu egiten dira. Sigma eredu ez-linealaren arabera, eremu eskalarren dinamika guztia termino zinetikoak ematen du eta aipatu den baldintza Lagrange-ren biderkatzaileen bitartez sistemaren lotura moduan sartuko da. Laburbilduz, eskuz behartuko da eremua huts-barietatean egotera. Bestalde eremu-teorien higadura-ekuazio osoak askatzen dituzten simulazioak ere egin izan dira [201]. Gainera ikusi ahal izan da testurek sortutako CMBaren anisotropiak kalkulatzeko orduan, aurkeztutako bi ereduek emaitza oso antzekoak ematen dituztela [201].

Testurak horizontean sartu eta desagertu aurretik, CMBaren anisotropiak sor ditzaketen espazio-denboraren perturbazioak eragin ditzakete. Adibide moduan, testurak WMAP eta *Planck*en behaketek antzemandako *gune hotza* (*cold spot*) sortzeko hautagai moduan aztertu izan dira [52, 59, 60, 84, 192, 212]. Hontaz gain, hurrengo atalean ikusiko dugun moduan, testurek sortutako CMBaren anisotropien potentzia-espektroak eremu-ekuazioen higadura-ekuazioak askatzen dituzten simulazioen bidez kalkula daitezke. Espektro hauek $O(4)_G$ simetria duen ereduaren kasuan, sigma eredu ez-linealean [78, 79, 155] eta linealean [201] kalkulatu dira. Bi ereduen arteko konparaketa [201] lanean aurki daiteke. Hau guztiaz gain, N handia den limitean $O(N)$ moduko simetriak dituzten sistemak era hurbilduan analitikoki askatu daitezke [122].

2.1.4 Soka-sare lotuak: pq -sokak

Soka lotuen sistemak branen bidezko inflazio ereduetan agertzen dira. Inflazio mota hauetan oinarritzko F -sokak eta 4 dimentsiotan sokak diren D -branak sortzen dira brana-antibrana deuseztatze prozesutan [56, 81, 116, 136, 177]. *Supersoka* hauek unibertsoaren eboluzioan zehar biziraun dezakete eta tamaina kosmologikoak izan ditzakete [68, 159]. Hau dela eta, soka kosmikoek jokatzen duten antzeko papera jokatu dezakete kosmologian. Soka solitonikoez ez bezala, supersoka kosmikoek ez dituzte talkaoro nahitaez osagaiak elkarbanatzen, aldiz elkartu eta p F -sokaz eta q D -sokaz eratutako egoera lotu pisutsuak osa ditzakete, pq -soka deituak [56, 81]. Soka lotu hauen muturrak 3 soka desberdin elkartzen diren 3 norabideko Y -gurutzaguneen bidez adierazten dira.

F eta D -soken sare lotuen eboluzioaren deskribapena oso zaila da eta ohikoak dira hurbilketak. Sare mota hauek aztertu zituzten lehen lanetan $G \rightarrow Z_3$ motako simetria ez-trukakorak analitikoki [27, 207] eta zenbakizko metodoen bidez [106, 193] aztertu ziren. Ondorengo eredu analitiko konplexuagoek VOS motako ereduak ardatz hartu zituzten [30, 199].

Eremu-teoriak ere soka lotuen sistemak aztertze erabili izan dira [166, 174, 176, 200]. F eta D supersoken sareak *ohiko* soka solitonikoz osatutako sare lotuen bidez hurbiltzen dira. Argi denez eremu-teoriak ez dira gai oinarritzko supersokek dituzten propietate guztiak deskribatzeko, baina oso erabilgarriak izan daitezke euren garapen kosmologiko eta balizko seinaleak ulertzeko. Soka kosmiko solitoniko eta supersoken arteko alderik handienak honak 3 puntuetan laburbildu daitezke: lehenik soka solitonikoez elkarbanatze probabilitatea 1 den arren, supersokak dimensio gehiagotan bizi direnez, orokorrean probabilitate hau txikiagoa da. Bigarrenik soka kosmiko

2.2 Defektuen dinamika zabaltzen ari den unibertsoan: eremu-teorien simulazioak

arrunten sareetan 3 soka ezberdinez osatzen diren egoera loturik ez dago. Azkenik supersoka kosmikoen sareak masa oso desberdinak izan ditzaketen sokez osatuak daude eta soka solitonikoen sareetako sokek normalean masa berdina izaten dute.

Hainbat eremu-teoria eredu desberdin daude FD -soken sareen dinamika deskribatzen dutenak [166, 174]. Eredu hauek orokorrean $U(1)_L$ gauge-eremuekiko kargatutako eremu eskalar konplexu pareak kontsideratzen dute. Soka lotu egonkorak elkarrekintza potentzial erakarkor baten bidez sortzen dira. Soka lotuen eremu-teorien zenbakizko simulazioak 4. kapituluaz aztertuko dira, [174] lanean aurkeztutako ereduaren baitan. Laburrean azpimarra ditzagun eredu honen propietaterik orokorrenak. Lagrangearrak $U(1)_L \times U(1)_L$ gauge simetria du:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^*(D^\mu \phi) + (\mathcal{D}_\mu \psi)^*(\mathcal{D}^\mu \psi) - \frac{1}{4e^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4g^2} \mathcal{F}_{\mu\nu} \mathcal{F}^{\mu\nu} - V(|\phi|, |\psi|), \quad (2.16)$$

non ϕ eta ψ bi eremu eskalar konplexuak diren eta gauge simetria osoaren $U(1)_L$ sektore bakoitza ordezkatzen duten. Hauetako bakoitza $U(1)_L$ simetria bakoitzaren gauge-eremuekiko independenteki kargatua dago: A_μ -rekiko e kargaz ϕ eta B_μ -rekiko g kargaz ψ .

Potentzialak simetria berez hausteko beharrezko osagaiak eta bi eremu eskalar arteko elkarrekintza barnebiltzen ditu:

$$V(|\phi|, |\psi|) = \frac{\lambda_A}{4} (|\phi|^2 - \eta_A^2)^2 + \frac{\lambda_B}{4} (|\psi|^2 - \eta_B^2)^2 - V_{\text{int}}(|\phi|, |\psi|), \quad (2.17)$$

non λ_A eta λ_B dimentsiogabeko konstanteak diren eta η_A eta η_B eremu eskalar bakoitzaren vev-ak.

Potentzialaren azken elkarrekintza terminoa kontuan hartu ezean, eredu honek elkarren berririk ez duten bi soka kosmiko lokalen sareak deskribatzen ditu. Azken terminoak bi eremuen arteko elkarrekintza eragiten du eta egoera lotuak sortu.

2.2 Defektuen dinamika zabaltzen ari den unibertsoan: eremu-teorien simulazioak

Eremu-teorien simulazioen helburua defektuak eta hauen propietateak egoera kosmologiko errealistetan deskribatzea da. Simulazio hauek eremu-teoretatik eratorrikako higidura-ekuazioak askatzen dituzte, hau da, ez dira hurbilketetan oinarritzen, Nambu-Goto ereduak egiten duten bezela kasu. Atal honetan eremu-teorien simulazioen propietate orokorrak laburbilduko dira AH soken kasuan. Adibide moduan AH sokak hartu dira, baina atal honetan adierazitako guztia eskalatze gai den beste edozein defektu motari aplikagarria da.

AH ereduaren higidura-ekuazioak laua den Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) metrikak deskribatutako unibertsoan eta denbora-gaugean ($A_0 = 0$) honakoak dira:

$$\ddot{\phi} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} - D_j D_j \phi = -a^2 \frac{\lambda}{2} (|\phi|^2 - \phi_0^2) \phi, \quad (2.18)$$

$$\dot{F}_{0j} - \partial_i F_{ij} = -2a^2 e^2 \text{Im}(\phi^* D_j \phi), \quad (2.19)$$

non $F_{0i} = \dot{A}_i$ den. Hauek Gauss-en legearein osatzen dira:

$$-\partial_i F_{0i} = -2a^2 e^2 \text{Im}(\phi^* \dot{\phi}). \quad (2.20)$$

Ekuazio hauetak puntuek denbora konformearekiko deribatuak adierazten dituzte eta espazio deribatuak koordinatu kohigikorrekiko egiten dira.

Higidura-ekuazio hauek ((3.1) eta (3.2)-k) ematen duten soken dinamika oso ez-lineala da. Ekuazio hauek ezin dira analitikoki aztertu eta beraz zenbakizko simulazioak beharrezkoak dira. Ekuazio hauek simulazioen bidez askatzeko kutxa diskretizatuak erabiltzen dira. Kutxa hauen puntuak koordenatu kohigikorretan jartzen dira, hots, euren distantzia kohigikorra konstata da beti, baina, distantzia fisikoa haunditu egiten da, unibertsoaren zabalkundeagatik. Kutxa hauek unibertsoaren kopia txikiak direla esan genezake, non defektuen eboluzio kosmologikoa aztertze-ko gai garen. Zenbakizko simulazioek duten mugetako bat honakoa da: ezin dela zehazki gu bizi garen unibertsoa simulatu. Hala ere, hasiera baldintza ezberdinetan oinarritutako zenbakizko simulazioen batezbestekoak eginez, gai gara propietate estatistiko orokorrak iragartzeko. Gai-nea defektuen eskalate propietatea erabiliz emaitza estatistiko hauek eskala kosmologikoetara estrapolatuko ditugu.

Higidura-ekuazioen diskretizazioa *sare-lotura aldagaien* metodoaren bitartez gauzatzen da: gauge aldaezintasuna bermatzen du eta limite jarraituan berezko higidura-ekuazioak berreskuratzen dira. Metodo honek gauge aldaezintasuna gauge-eremuen berezko definizioa hartuz bermatzen du, hau da, gauge-eremuak lotura afinak direla joz. Sare-lotura aldagaien metodoaz gehiago jakiteko ikus [120, 145] lanak. Bestalde, sokak kutxetan eremu magnetikoa neurtuz edo fasearen kiribiltzea kokatuz egin daiteke. Normalean [117] lanean proposatutako kiribiltzeen identifikazio gauge aldaezina erabiltzen da.

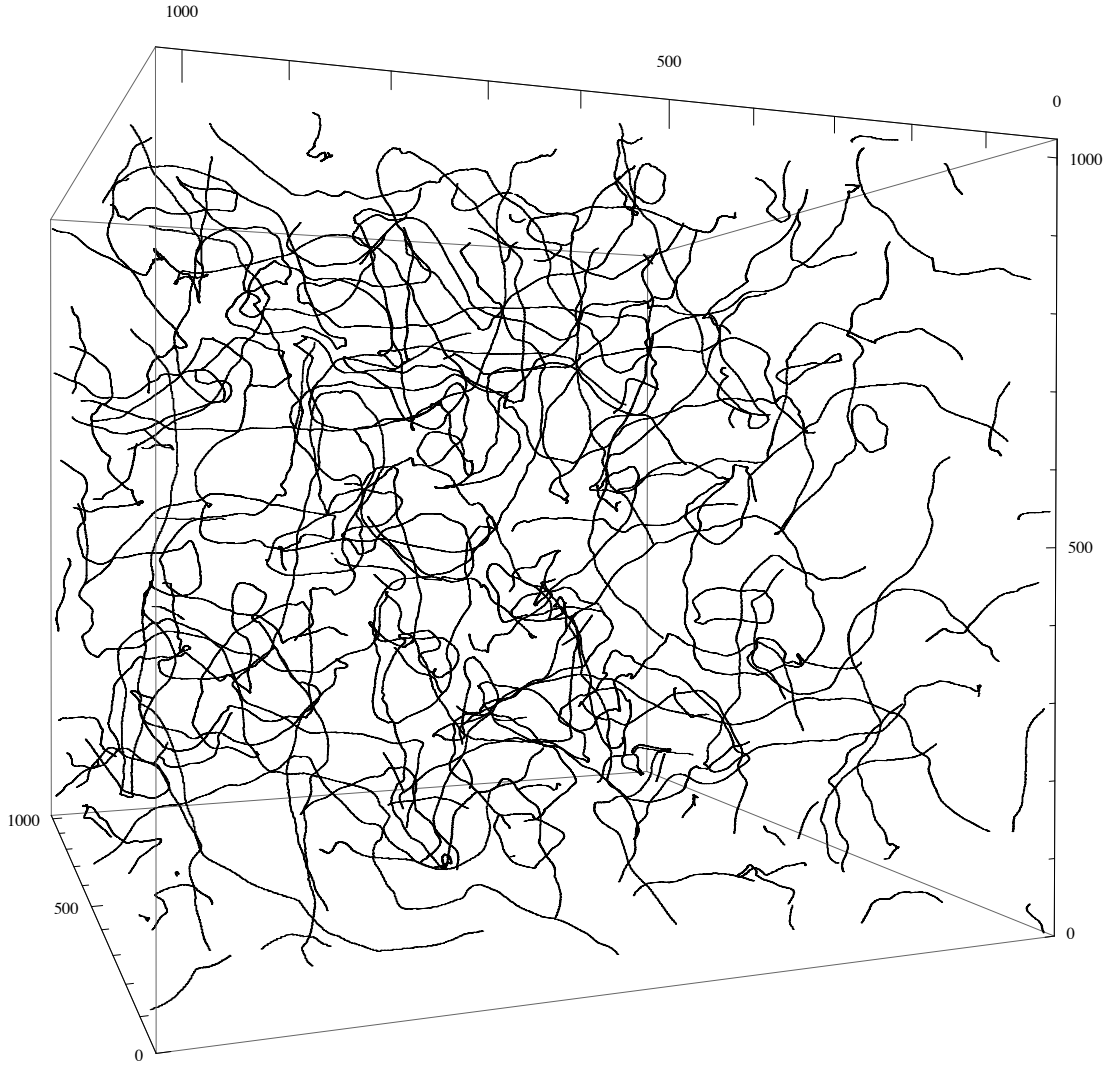
Higidura-ekuazioak ez dira zuzenean diskretizatzen, honen ordez hamiltondarra edo, Tesi honetan egin den moduan, ekintza diskretizatzen da. Ondoren higidura-ekuazio diskretoak ekintza-erenemuekiko aldakuntzak eginez lortzen dira. Higidura-ekuazioak askatzeko *leapfrog* metodoa erabiltzen da. Honen arabera, lehenik eremu eskalarraren eta gauge-eremuaren konjokatu kanonikoentzako askatzen dira higidura-ekuazioak, eta eremuen balioak konjokatuaren baliotik lortzen dira. Prozesu hau gainera, simulatzen den kutxa osoaren puntu guztietan aldi berean egin behar da pausu bakoitzean, hots, puntu guztietako eremu eta konjokatu kanonikoen balioak eguneratu behar dira denbora pausu bakoitzean. Hau horrela izatearen arrazoia hurrengo puntuaren balioa ondorioztatzeko aurreko denborako balioa behar dela da.

Denbora pausu bakoitzean kutxaren puntu guztiak eguneratzeak ikaragarriko konputazio kostu eta denbora dakar. Hau dela eta, eremu-teorien zenbakizko simulazioek gaur egun baliagarri ditugun ordenagailuetan egingarri egingen dituzten paralelizazio prozedurak behar dituzte. Paralizatutako sistemetan kutxa kutxatxo txikiagoetan banatzen da eta superordenagailuen korapilo desberdinetan banatu. Honela kutxatxo bakoitza ia independenteki garatu daiteke, kutxatxoen mugetan dauden puntuek soilik behar dute beste kutxatxoen puntuen informazioa. Eremu-teoriak paralelizatzeko koderik erabilgarrienetako bat `LATField2` liburutegia [67] da. C++ programazio lengoian idatzia dago eta beste zenbait propietate interesgarriren artean Fourier-en kalkulu intentsioak egiteko oso erabilgarria den paralelizazio eskema ez-simetrikoa darabil.

Defektuen eremu-teorien zenbakizko simulazioen erronkarik haundienetako bat konputazio denbora/kostua eta simulazioen helmen dinamikoa orekatzea da. Kontestu honetan ziurgabetasun haundiena sortzen duena zabaltzen ari den unibertsoa eta sokaren muina aldi berean simulatzea da. Azaldu den moduan, soka kosmikoen muinen zabalera eremuen masen araberkoa da eta unibertsoaren zabaltzearekiko independentea, hau da, zabalera fisiko konstantea dute. Baina ekuazioak koordenatu kohigikorretan askatzen dira eta sokaren zabalera kohigikorra txikitu egiten da. Ondorioz, momenturen batean, kutxako ondoz-ondoko bi punturen arteko distantzia soken zabalera baino handiagoa izatera iritsiko da. Momentu honetan soka *galdu* egingen da eta ezingo da simulazioaren bidez deskribatu.

Arazo hau ekiditeko higidura-ekuazioak aldatu egiten dira sokaren zabalera kohigikorra ez dedin hain azkar txikitu [42, 144, 162]. Aldaketa hauek ereduaren ekintzan aplikatzen dira, denboraren

2.2 Defektuen dinamika zabaltzen ari den unibertsoan: eremu-teorien simulazioak



2.6. Irudia: AH soka kosmikoen sarea 1024^3 puntuko simulazio kutxa batean.

menpeko elkarreintza konstanteak sartuz [42, 45]:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{a^{2(1-s)}}, \quad e = \frac{e_0}{a^{(1-s)}}, \quad (2.21)$$

non s muinaren zabaltze parametroa den. Hau kontuan hartuz,

$$\ddot{\phi} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} - D_j D_j \phi = -a^{2s} \frac{\lambda_0}{2} (|\phi|^2 - \phi_0^2) \phi, \quad (2.22)$$

$$\dot{F}_{0j} + 2(1-s)\frac{\dot{a}}{a}F_{0j} - \partial_i F_{ij} = -2a^{2s} e_0^2 \text{Im}(\phi^* D_j \phi). \quad (2.23)$$

Higidura-ekuazio hauek Gauss-en legea ere betetzen dute eta $s = 1$ denean berezko higidura-ekuazioak dira. Muinaren zabaltze parametroaren bidez sokaren zabalera kohigikorra honakoa da:

$$w = \frac{w_0}{a^s}. \quad (2.24)$$

$s < 1$ bada sokaren muinaren zabalera fisikoa haunditu egiten da. Hala ere, sokaren luzera unitateko energia eta tentsioaren balioak ez direnez aldatzen, sokaren zabalera handiago honek dinamikan izan dezakeen eragina arbuigarria da. Muturreko kasua $s = 0$ da, hemen sokaren zabalera kohigikorra konstantea baita. Egin diren simulazioek adierazi dutenez, $s = 0$ hartzea hurbilketa onargarria da soka kosmikoentzako, ez baititu simulazio tamaina eta denbora finitua izateak sortutako baino ziurgabetasun haundiagoak sortzen. Honela soken helmen dinamikoa modu esanguratsuan handitzen dugu [42].

Adibide moduan 1024^3 puntuko kutxa batean egindako AH soken simulazio baten argazkia jarri dugu 2.6 irudian.

2.3 CMB: UETC metodoa

Defektuen higidurak espazio-denbora perturbatzen du; perturbazio hauek unibertsoan bizi diren osagaietan eragin eta behagarriak izan daitezkeen fenomenoak sor ditzakete. Fenomeno hauen artean aztertutena CMBaren anisotropien sorrera da. Aipatua izan den moduan, defektuek beren izate guztian sortzen dituzte perturbazioak eta ondorioz inflazioak *pasiboki* sortutako perturbazioen desberdinak dira. Perturbazio hauen magnitude ordena $G\mu$ parametroak adierazten du.

Defektuek sortutako perturbazioek eragindako anisotropiak kalkulatzeko iturri *aktiboak* kontuan hartzen dituzten Einstein eta Boltzmannen ekuazioak askatu behar dira. Zorionez, CMBaren anisotropien Gaussiar izaera dela eta euren propietateak 2-puntuko korrelazio funtzioen bidez guztiz deskriba daitezke. Honek esan nahi du defektuek sortutako CMBaren anisotropiak lortzeko kalkulatu beharreko magnitude bakarrak soken energia-momentuaren tentsorearen *denbora desberdineko korrelatzaileak* (UETCak ingelesez) direla [122, 155, 197]. Hurrengo lerroetan UETC metodoa laburbilduko da. Perturbazio kosmologikoen ekuazio dinamikoak Fourier-en espazioan honako moduan laburbildu daitezke:

$$\hat{D}_{ab}(k, a, \dot{a}, \dots) X_a(\mathbf{k}, \tau) = S_b(\mathbf{k}, \tau) \quad (2.25)$$

non \hat{D}_{ab} eragile diferentzialak FLRW unibertsoan magnitude garrantzitsuenak biltzen dituen eta X_a -z adierazitako metrika eta materia eta fotoien perturbazioen gainean eragiten duen. Iturri aktiboak S_b -ren bidez adierazten dira (ikus [42] AH eremuan iturri hauek duten forma jakitzeko eta [76–78] lanak iturri aktiboak perturbazio teoria gauge aldaezinetan nola sartzten diren ulertzeko). Simulazioetatik S_b lortzeko gai bagara, potentzia-espektroa kalkulatu dezakegu erakutsitako ekuazio ez-homogeneoen taldea Green-en funtzioen ($\mathcal{G}_{ac}(k, \tau, \tau')$) bidez askatuz:

$$\langle X_a X_b^* \rangle = \int \int d\tau' d\tau'' \mathcal{G}_{ac}(\tau') \mathcal{G}_{bd}(\tau'') \langle S_c(\tau') S_d(\tau'') \rangle. \quad (2.26)$$

Ekuazio honek erakusten digu CMBaren potentzia-espektroak kalkulatzeko jakin beharreko bakarra eskuinaldeko giltz arteko terminoa dela. Energia-momentuaren tentsorearen UETC-ak eta termino hau zuzenean lotuak daude:

$$U_{\lambda\kappa\mu\nu}(\mathbf{k}, \tau, \tau') = \langle \mathcal{T}_{\lambda\kappa}(\mathbf{k}, \tau) \mathcal{T}_{\mu\nu}^*(\mathbf{k}, \tau') \rangle, \quad (2.27)$$

non $\mathcal{T}_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \tau)$ AH ereduko energia-momentuaren tentsorea den. Hasiara batean eta energia-momentuaren tentsorearen askatasun gradu guztiak kontuan hartuz (2.27), $\frac{1}{2}10(10+1) = 55$ korrelatzaile desberdin daude, 5 aldagaien funtzio direnak: \mathbf{k} bektorearen 3 osagaiena eta bi denborena. Zorionez biraketa simetriak problema asko sinplifikatzen du, osotara 3 aldagaien (\mathbf{k} -ren moduloa, τ eta τ') funtzio diren 5 korrelatzaile independente soilik behar baitira [42, 77, 78].

2.3 CMB: UETC metodoa

(2.25) eta (2.26) ekuazioetako iturri-funtzioak energia-momentuaren tentsorearen proiektzioak dira:

$$S_a(\mathbf{k}, \tau) = P_a^{\mu\nu}(\mathbf{k})\mathcal{T}_{\mu\nu}(\mathbf{k}, \tau), \quad (2.28)$$

non $P_a^{\mu\nu}(\mathbf{k})$ -k energia-momentuaren tentsorearen proiektzio eskalar, bektorial eta tentsoriala gauzatzen dituen. Printzipioz bakoitzak 2 osagai desberdin ditu, baina AH sokak bezelako iturri simetrikoen kasuan bektore eta tentsore osagaiak paritatearen bidez erlazionatzen dira [42]. Hortaz a eta b indizeek energia-momentuaren tentsorearen 4 osagai independenteei dagozkie: 2 eskalarrei, bat bektoreei eta bat tentsoreei. Indize eskalarrak 1 eta 2 moduan izendatzen dira (luzetarako gaugeko ϕ eta ψ potentzialei dagozkie), osagai bektorialak 'v'-z eta tentsorialak 't'-z.

Esandako guztia kontuan hartuz:

$$U_{ab}(\mathbf{k}, \tau, \tau') = \frac{\phi_0^4}{\sqrt{\tau\tau'}} \frac{1}{V} C_{ab}(k, \tau, \tau'), \quad (2.29)$$

non ϕ_0 simetria hausturaren energia eskala den, V bolumen kohigikor formala eta $C_{ab}(k, \tau, \tau')$ funtzioak dimentsiogabeak diren. Perturbazio linealen teorian ekarpen eskalar, bektorial eta tentsorialak desakoplatuak daude eta hortaz euren arteko korrelazio nahasiak nuluak dira. Ondorioz osotara 5 korrelatzaile independente ditugu. Oharra: lan honetan eta [64] artikuluan erabili den C_{vv} -ren definizioak $(k\tau)^2$ faktore baten aldea du beste lanetan ibili denarekin alderatuz.

Funtzio hauek oraindik gehiago sinplifikatu daitezke τ eta τ' denborak eskala-faktoreak denboraren berretzaile konstante beraz zabaltzen diren garaietakoak badira, hau da, defektu-sareak eskalatzen duenean. Kasu honetan korrelatzaileak ez dira k , τ eta τ' aldagaien funtzio, hauen konbinazio diren $k\tau$ eta $k\tau'$ -renak (edo $k\sqrt{\tau\tau'}$ eta τ'/τ) soilik [77, 154]. Korrelatzaileak beraz:

$$U_{ab}(\mathbf{k}, \tau, \tau') = \frac{\phi_0^4}{\sqrt{\tau\tau'}} \frac{1}{V} \bar{C}_{ab}(k\tau, k\tau'). \quad (2.30)$$

Goi-marra UETCa eskalatzeko forman dagoela adierazteko erabiliko da.

CMBaren anisotropien potentzia-espektroa kalkulatzeko ez da (2.26) ekuazioa forma horretan zehazki erabiltzen. Horren ordez korrelatzaile eskalatzaileak autobalio eta autobektoretan ($c^n(k, \tau)$) deskonposatzen dira [54, 155],

$$\int_{\tau_i}^{\tau_{\text{now}}} d\tau' \bar{C}_{ab}(k\tau, k\tau') c_b^n(k, \tau') = \lambda_n c_a^n(k, \tau). \quad (2.31)$$

UETC eskalatzailea autobalio/autobektoreen ekarpen guztiak batuz berreskuratzen da

$$\bar{C}_{ab}(k\tau, k\tau') = \sum_n \lambda_n c_a^n(k, \tau) c_b^{n*}(k, \tau'). \quad (2.32)$$

Deskonposatze hontaz baliatuz X_a aldagai kosmologikoaren potentzia-espektroa eta korrelazioak honela idatzi daitezke,

$$\langle X_a(\mathbf{k}, \tau) X_b^*(\mathbf{k}, \tau) \rangle = \frac{\phi_0^4}{V} \sum_n \lambda_n I_a^n(k, \tau) I_b^{n*}(k, \tau), \quad (2.33)$$

non termino lineal bakoitzaren ekarpena, $I_a^n(k, \tau)$,

$$I_a^n(k, \tau) = \int_{t_i}^{\tau} d\tau' \mathcal{G}_{ab}(k, \tau, \tau') \frac{c_b^n(k, \tau')}{\sqrt{\tau'}}, \quad (2.34)$$

den. \mathcal{G} X magnitudearen Green-en funtzioa da, (2.26) ekuazioan definitu zen moduan. Integral hauek zebakizko metodoen bidez kalkulatzen dira, defektuak bezelako iturriak erabiltzeko aldatuak izan diren Einstein eta Boltzmannen ekuazioen (EB) integratzaileen bitartez. Hauen artean erabilienak honakoak dira: CMBEASY [72], CLASS [49, 126] eta CAMB [127]. Laburbilduz, UETCak autofuntzioetan deskonposatu daitezke eta ondoren autofuntzio hauek CMBa kalkulatzeko iturri moduan erabili EB integratzaileetan. EB integratzaileak behar duen iturri motari *iturri-funtzioa* deitzen diogu eta izatez autobalioaren erro karratuaren eta autobektorearen konbinaketa bidez lortzen da. Potentzia-espektro totala iturri-funtzio bakoitzak sortutako potentzia-espektro zatien baturak ematen du:

$$C_\ell^{\text{Tot}} = \sum_n \lambda_n^S C_{\ell,n}^S + \sum_n \lambda_n^V C_{\ell,n}^V + \sum_n \lambda_n^T C_{\ell,n}^T. \quad (2.35)$$

Eskalatzea ikaragarritzko balioa duen propietatea da, esan den moduan zenbakizko simulazioetan lortutako emaitzak eskala kosmologikoetara estrapolatzeko aukera ematen baitu. Hala ere, eskalatzea ez da defektuen UETC osoen propietateetako bat, unibertsoak eskalatzea apurtzen duten hainbat trantsizio kosmologiko jasaten baititu: hala nola erradiazioak menderatutako arotik materiak menderatutakora pasatzea edo materiak menderatutako arotik unibertsoaren zabaltze azeleratura igarotzea. Trantsizio hauek direla eta UETC-ak erradiazioa eta materia, eta materia eta materia iluna berdindu ziren denboren, τ_{eq} eta τ_Λ hurrenez hurren, funtzio dira esplizituki. Eskalatzea betetzen ez duten UETC-ak aztertzea eta trantsizio kosmologikoak UETC-etan duten eragina hobeki ulertzea 3. kapituluaren helburu nagusietakoak dira.

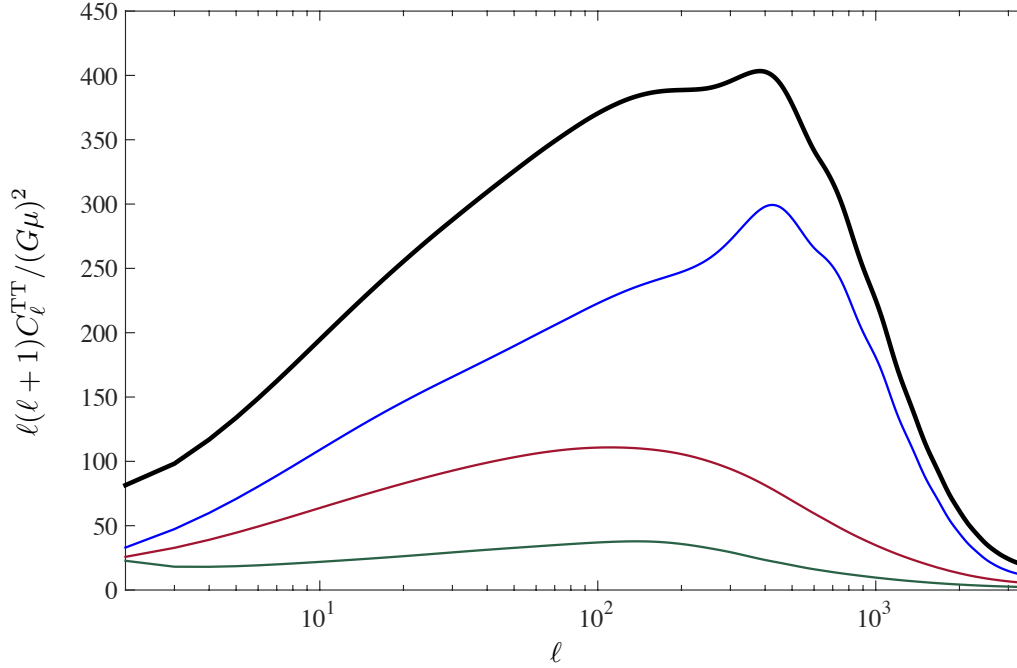
Eremu-teorien bitartez simulatzen diren defektu kosmikoen CMBaren potentzia-espektroa kalkulatzeko asko erabili izan da UETC metodoa. Soka kosmikoen kasua etengabe baliabide konputazional eta tekniko berrietara moldatzen eta eguneratzen ari den ikerketa alorra da. AH soka kosmikoez sortutako CMBaren potentzia-espektroaren eremu-teorien simulazioen bidezko lehen kalkulua [42, 43] lanetan egin zen; eta ondoren [45] lanean berritu. Soka kosmikoez gain bestelako defektu motek sortutako potentzia-espektroak ere kalkulatu dira, esate baterako: soka erdilokal eta testurena [201] lanean eta bere kabuz ordenatzen diren eremu eskalarrena [86]. Tesi honen zati garrantzitsu batean, 3. kapituluaren eta [64] artikuluan, orain arte erabili diren simulazio haundien bitartez soka kosmikoen potentzia-espektroa eguneratzen jardungo dugu. Aipatu gabe ezin utzi UETC metodoa sokak deskribatzeko erabiltzen diren bestelako eredu hurbilduetan ere erabili izan dela: NG-ren kasuan [125] lanean eta USM-ren kasuan [32] argitarapenean. Aipatutako 3 ereduak oso espektro antzekoa iragartzen dute, desberdintasun bakarra normalizazio faktorea izanik [36].

Parametro kosmologikoak aztertzea helburu duen, eta defektuak kontuan hartzen dituen, parametroen zehaztapen prozesu bat aurrera eraman ahal izateko, parametro kosmologikoen kasu bakoitzak deskribatutako unibertso bakoitzean kalkulatu beharko genuke defektuen potentzia-espektroa, hau da, kasu desberdin kopuru oso haundi batean. Kontuan hartuz defektuen espektroen kalkulua inflazioak sortutakoa baino askoz ere motelagoa dela, ikaragarritzko denbora eta kostua ekarriko luke honek. Baina defektuek CMBaren tenperatura anisotropietan duten ekarpen erlatiboa esperimendu zehatzen bidez oso mugatua eta murriztua izan denez ($G\mu < 10^{-6}$ goiko muga) [14, 125, 132, 203], eta defektuen erantzun-eragina $\mathcal{O}((G\mu)^2)$ ordenekoa izatea espero denez, parametro kosmologikoetan eragin dezaketen aldaketek eragindako efektua arbuigarriztat jotzen da. Hau dela eta defektuen kontribuzioa kosmologia jakin batean kalkulatzeko nahikoa da, normalean datuek hobesten dituzten parametro kosmologikoak erabiliz egiten da.

Simulazioen bitartez potentzia-espektroaren forma eta profila zehaztu ditzakegu, baina ez bere normalizazioa edo anplitudea. Honegatik ohikoa da defektuen potentzia-espektroak $\propto (G\mu)^{-2}$

2.3 CMB: UETC metodoa

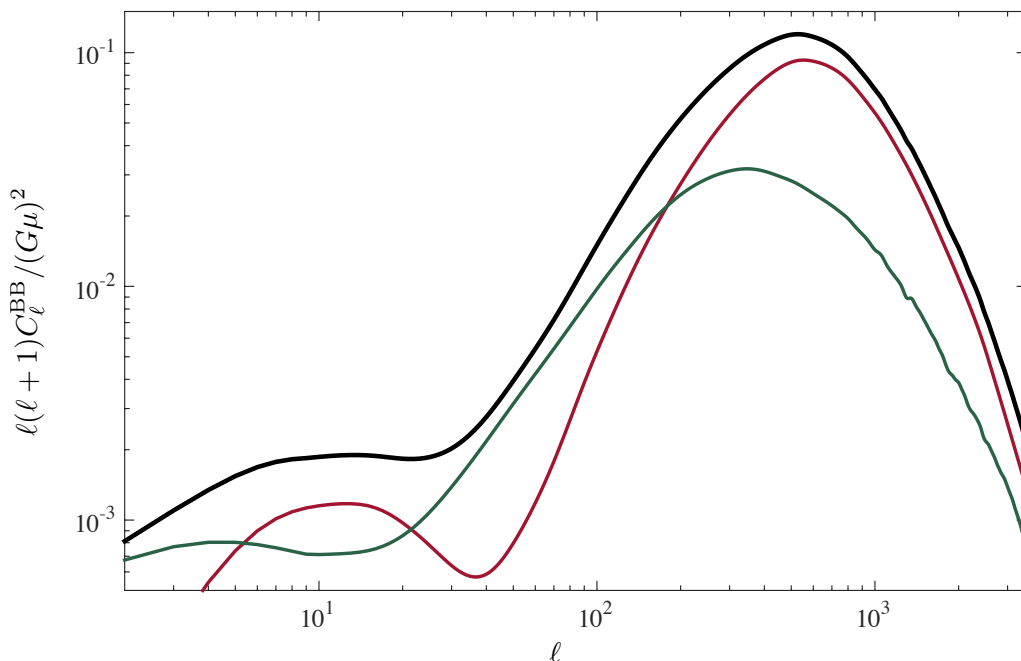
unitateak erabiliz adieraztea. Honen arrazoa defektuak noiz, zein energia eskalatan, sortu ziren ez dakigula da. Hortaz potentzia-espektoaren normalizazioa energia eskala zehazten duen $G\mu$ parametroaren arabera izanen da. Izatez $G\mu$ izanen da parametroen zehaztapen prozesuetan defektuen ekarpenen ordezkaria eta zehazten sahiatuko garena. Literaturan, $G\mu$ -z gain, sarri defektuen ekarpena f_{10} -z ere neurtzen da. f_{10} -k inflazioak gehi defektuek osatutako potentzia-espekto totaletik defektuen ekarpen erlatiboa neurtzen du $\ell = 10$ multipoloan. CMB kontestuetan $G\mu$ eta f_{10} biak era berean ibili daitezke eta ekarpen txikien kasuan $f_{10} \propto (G\mu)^2$ betetzen da.



2.7. Irudia: AH sokek sortutako CMBaren tenperaturaren potentzia-espektoa eskalar (urdinez), bektore (gorriz) eta tentsore (berdez) osagaietan banatua. Ekarpen osoa beltzez adierazi da. Espektoak [45] lanean kalkulatu ziren.

AH soka kosmikoen sareek sortutako CMBaren tenperatura potentzia-espektoa 2.7 irudian ikus daiteke. Espekto hau UETC metodoaren bidez [45] lanean argitaratu zen. Ekarpen desberdinak kolore ezberdinez adierazi ditugu: eskalarrak urdinez, bektoreak gorriz, tentsoreak berdez eta denen batura beltzez. Ikus daitekeen moduan ekarpenik garrantzitsuena eskalarrena da eta bektoreena eta tentsoreena askoz ere txikiagoa. Espektoan $\ell \sim 500$ multipoloan kokatutako tontorra eta ℓ altuetan jasaten duen erorketa dira ezaugarriak nabarmengarrienak.

Aurreko kapituluak aipatu den moduan, defektuak B-modoak zuzenean sor ditzaketen objektu kosmologiko bakarrenetakoak dira. Ohitura da B-modoen antzematea inflazioaren azken baieztapena dela esatea, baina era berean defektuen baieztapena ere izan daiteke. Inflazioak iragarritako grabitate-uhin kopurua ereduaren arabera oso desbedina izan daiteke ($r \sim \mathcal{O}(10^{-2})$ -tik hasi eta $\mathcal{O}(10^{-23})$ -raino). Hau gutxi balitz, tenperaturaren anisotropietan gailentzen diren perturbazio eskalarrek ez dute zuzenean B-modorik sortzen, zeharka soilik. Zeharkako seinale honek gainera ez luke jatorri primitiboko (inflazioa edo defektuak kasu) seinalerik tapatuko 2.9 irudian eta 1. kapitulu 1.3 irudian ikus daitekeen moduan. Hau dela eta, nahiz eta tenperaturen anisotropien neurketek asko murriztu defektuen ekarpenaren neurria, B-modoetan defektuak oraindik beste ekarpenen gaitetik gailendu daitezke.



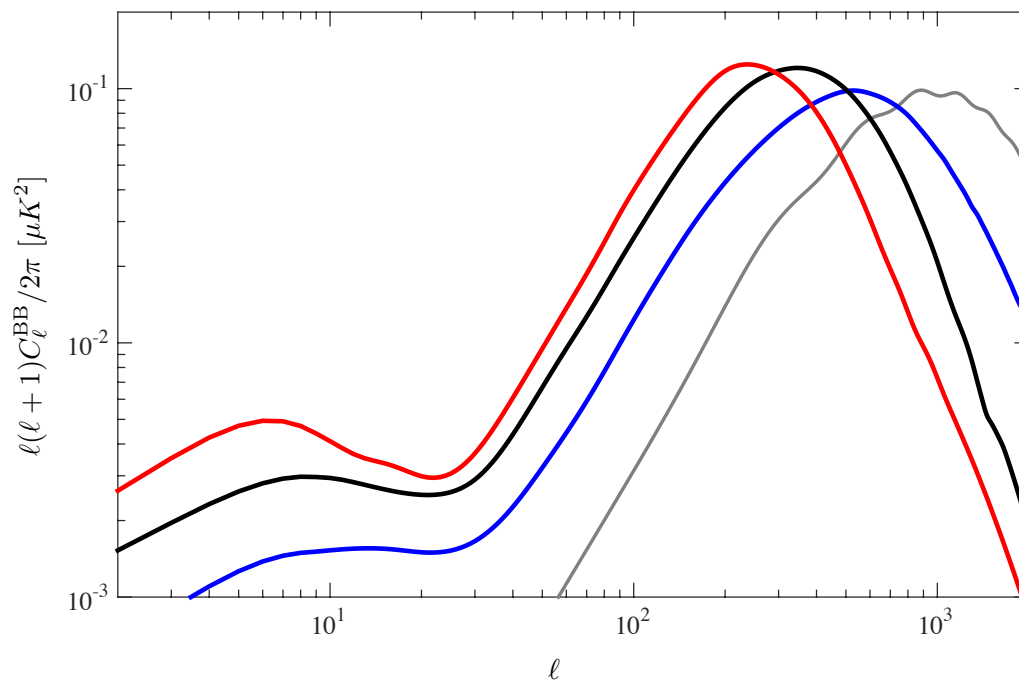
2.8. Irudia: *AH sokek sortutako CMBaren polarizazioaren B-modoen potentzia-espektroa bektore (gorriz) eta tentsore (berdez) osagaietan banatua. Ekarpen osoa beltzez adierazi da. Espektroak [45] lanean kalkulatu ziren.*

Defektuek etengabe, modu aktiboan, perturbatzen dute fluido kosmologikoa. Honengatik, inflazioan tentsoreez soilik arduratzen garen arren, defektuek sortutako tentsoreek nahiz bektoreek sor ditzakete B-modoak. Inflazioa eta defektuen arteko beste desberdintasun interesgarri bat tenperatura eta polarizazio perturbazioen anplitude erlatiboa da: defektuen kasuan guztiz korrelatuak daude eta $G\mu$ parametro bakarraz zehaztu daitezke biak, eta inflazioan ia independenteak dira, koherentzia erlazio batez salbu [128]. Honengatik, edozein anisotropia kanaletan ondorioztatutako mugatze eta murrizketak beste guztietan ere aplikatu behar dira. Hurrengo ataleko 2. kapituluaren ikusiko dugun moduan, defektuen iragarpenak CMBaren polarizazioen neurketekin konparatzean honek garrantzia berezia izanen du.

Defektu desberdinek sortutako B-modoen espektroak 2.8 eta 2.9 irudietan ageri zaizkigu. Lehenean AH sokek sortutako seinalea ikus liteke beltzez, osagai desberdinetan deskonposatua: bektorea gorriz eta tentsorea berdez. Bektoreak tontorra multipolo altuagoetan dute eta tentsoreek eskala handiagoetan. Biek ekarpen antzekoa egiten dute seinale osora. Bigarren irudian bestalde, defektu desberdinek sortutako B-modoak alderatu ditugu: AH soka kosmikoak urdinez, soka erdilokalak beltzez eta testurak gorriz. Testuren eta soka erdilokalen espektroak [201] lanean kalkulatuak dira.

Oso antzekoak dira defektu ezberdinek sortutako espektroen profilak. Desberdintasunik nabariena tontorren kokapena da: AH soken kasuan $\ell \sim 500$, soka erdilokalen kasuan $\ell \sim 300$ -n eta testuretan $\ell \sim 200$ -n. Etorkizunean garatzeko proposatu diren zenbait esperimenteren, CORE edo QUIJOTE kasu, neurketa zehatzek gai izan beharko lukete neurtutako seinalea inflazioak edo defektuek, eta baita zein defektu motak, sortutakoa den erabakitzeak [92, 148, 202]. Defektu kosmikoen ezaugarriak zehazteak energia altuan gertatutako simetria hausturen inguruko informazio oso baliogarria emanen luke.

2.3 CMB: UETC metodoa



2.9. Irudia: *AH sokek (urdinez), soka erdilokalek (beltzez) eta testurek (gorriz) sortutako CMBaren polarizazioaren B-modoen potentzia-espektroak. Espektroen normalizazioa desberdintasunak nabaritzeko moduan aukeratu da. E-modoen lensingaren espektroa ere erakusten da (lerro griz mehea), Planckek lortutako doikuntza onenari dagozkion parametroen balioak erabiliz kalkulatu dena.*

II. ATALA

Emaitzak

1

Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

Neurketa kosmologiko gero eta zehatzagoek, batez ere CMBaren anisotropien behaketek, eredu kosmologiko estandarra unibertsoa egokien deskribatzen duen eredu moduan ezarri dute. Hala ere, badira oraindik erantzunik gabeko hainbat galdera, gehienetan kosmologiaren eredu estandarren eta energia altuko fisikaren eredu estandarren arteko balizko loturan aurkitzen direnak. Datu esperimentalen xehetasun eta ahalbidetzen dituzten lehio esperimental txikietan aurkituko dugu eredu estandarrek falta dituzten osagaiak ulertzeko bidea.

Aipatutakoaren adibiderik interesgarrienetako bat unibertso gaztean aurkitzen dugun osagai erlatibisten gehiegizko kantitatea dugu. Partikulen fisikaren eredu estandarren arabera 3 neutrino zapore existitzen dira eta ondorioz, bat-bateko desakoplatzea ere kontuan hartuz, $N_{\text{eff}} = 3.046$ da (ikus Sarrerako 1.1.1. atala definizioentzako) [137]. Hala ere, zenbait neurketa esperimentalen emaitzek zenbaki hau handiagoa izan daitekeela adierazten dute. Hau horrela izanez gero, unibertso gaztean kontuan hartu gabeko osagai erlatibistaren bat izan zela adieraziko luke, hala nola beste neutrino familia bat edo bestelako iturri erlatibistaren bat.

Lan hau aurrera eraman genuenean, zenbait neurketa kosmologikoren azterketek N_{eff} -en balioa eredu estandarrek iragarritakoa baino handiagoa izan zitekeela adierazi zuten: *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe 7-year* (WMAP7) datuek, *Baryon Acoustic Oscillation* (BAO) eta *Hubble Space Telescope* (HST) [171] H_0 parametroaren gainean egindako neurketak kontuan hartuta egindako lanean [121] $N_{\text{eff}} = 4.34^{+0.86}_{-0.88}$ %68 K.L. lortu zuten. Azterketan zehaztasun handiagoa ezartzen duten eskala txikiko neurketak gehitzean ere, N_{eff} handiekin egokiago azaltzen ziren neurketak. *Atacama Cosmology Telescope* (ACT) datuekin [75] WMAP7, BAO eta H_0 -ren balioekin egindako azterketan, $N_{\text{eff}} = 4.56 \pm 1.5$ lortu zen eta azterketa bera ACTen ordez *South Pole Telescopes* (SPT) datuekin egitean [118] $N_{\text{eff}} = 3.86 \pm 0.42$.

Egoera honetan zenbait taldek ustezko gehiegizko N_{eff} -en balio hauek ea grabitate-uhinek sortuak izan zitezkeen ikertu zuten [190]. Grabitate-uhinen hondo kosmikoak (CGWB ingelesezko sigletan) elkarrekintza gabeko eta masagabeko partikula bezela jokutzen dute [143]. Grabitate-uhinen eta masagabeko neutrinoen efektuak CMBan beraz bereiztezinak dira eta behaketek adierazitako N_{eff} -en gehiegizko balioa azal dezakete.

Galdera garrantzitsua da, hala ere, zerk sortzen dituen grabitate-uhin hauek. Literaturan aztertua izan den CGWBaren iturburu posibleetako bat soka kosmikoen sareak dira [180]. CMBko anisotropiez gain, soka kosmikoak grabitate-uhinen sortzaile aktiboak dira. Lan asko saiatu dira sokek sortutako grabitate-uhinen espektroa kalkulatzeko [61, 62, 152, 184–187], baina defektuen komunitatean eztabaida sortzen duen gaia da oraindik. Grabitate-uhinen espektroa kalkulatzeko guztiz beharrezkoa den soka korden banaketa ere ez da guztiz ulertua izan [46, 47, 73, 108, 133, 153, 160, 161, 172, 173, 209]. Hontaz gain, ezinbestekoa litzateke soka kosmikoen desintegrazio bideen ulertze sakonagoa, hauek grabitate-erradiazio zein bestelako partikulak igorri desintegratu

1.1 Sarrera teorikoa

baitaitezke. Adibide moduan pulsar-en sinkronizazio esperimenteren soken ezaugarrien gainean ezarritako mugak asko aldatuko lirateke aipatutako faktoreen arabera. Irekita dirauten galdera hauek aztertuko lituzken eremu-teorien simulazioak garatzea oso lagungarria litzateke.

Osagai erlatibisten gehiegizko balioa soka kosmikoei sortutako grabitate-uhinen ondorio izan daiteke. Aukera hau aztertu zuten [180] laneko egileek eta iragarpen teorikoak datuekin konparatuz, soka kosmikoen tentsioarentzako honako muga-balioa lortu zuten: $(G\mu)^2 < 10^{-7}$ %95eko K.L.-an. Baina bazen aurreko lan honetan kontuan hartu gabeko puntu garrantzitsu bat: sokak badira N_{eff} handiegiaren arrazoi, soka kosmiko hauek hor izanen ziren unibertso gaztean ere. Hau dela eta soka kosmikoei grabitate-uhinak sortu ez ezik, CMBaren tenperatura nahiz polarizazioen sorreran ere lagunduko zuten. Ondorioz datuak azaltzea helburu duen parametroen zehaztapenean soken ekarpena hasieratik kontuan hartu behar litzateke.

Jakina da baita ere soka kosmikoei korrelazioak agertzen dituztela Λ CDM ereduko parametro batzuekin. Adibide moduan [39, 44] lanetan ikusi zuten datuak egoki azal zitezkeela $n_s = 1$ zuten ereduarekin, sokei parametro honekin duten korrelazioa dela eta. Interesgarria da beraz soken eta N_{eff} -en artean ere horrelako korrelazioak sor daitezkeen ikertzea eta hauek soken tentsioan eta espezie erlatibistetan izan ditzaketen ondorioak neurtzea.

Kapitulu honetan [130] lanean egindako lana aurkeztuko da, non aurreko lerroetan azaldutako gaia parametro espazioaren egiantz-funtzioaren bidezko azterketaren bidez ikertuko dugu. Markov Chain Monte Carlo metodoaren bitartez parametro kosmologikoak zehaztuko ditugu, baita soka kosmikoen ekarpena ere, bai N_{eff} parametro aske moduan utziz, bai bere balioa soken tentsioaren baliotik ondorioztatuz. Honetarako CMBaren datuak erabiliko ditugu, eskala handi eta ertainetan WMAP7 [123] erabiliz eta eskala txikietan SPT [118]. Hauetaz gain bestelako datu sortak ere erabiliko dira: HSTak neurtutako H_0 -ren balioa [171] eta BAOren neurketak [157].

1.1 Sarrera teorikoa

1.1.1 Neutrinoen zenbaki eraginkorra

CMBaren potentzia-espektroaren tontor akustikoen anplitudea eta posizioa birkonbinatze aurreko unibertsoan zeuden osagaien funtzio dira. Kosmologiaren eredu estandarren arabera *big bang*eko nukleosintesiaren garaian unibertsoa erradiazio osagaiak fotoiak, elektroiak eta 3 neutrino familia ziren. Askatasun graduen arabera idatziz hau,

$$\frac{43}{4} = 2 + \frac{7}{8}(4 + 6), \quad (1.1)$$

non fotoi, elektroiek eta positroiek 2 helizitate askatasun gradu dituzten eta neutrino eta antineutrinoek bakarra. $\frac{7}{8}$ faktorea fermioiei dagokie.

Neutrinoen zenbaki eraginkorrak (N_{eff} , ikus Sarrerako 1.1.4 azpiatala) aipatutakoez gain, izan zitezkeen aparteko ekarpenak barnebiltzen ditu. Adibide moduan, neutrino familia berri batek N_{eff} unitate batean handituko luke. Hala ere, orokorrean, N_{eff} ez da zenbaki osoa eta edozein osagai erlatibistak egin dezake ekarpena, zehazki hurrengo moduan:

$$\frac{43}{4} + \sum_i g_i \left(\frac{T_i}{T_\gamma} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_j g_j \left(\frac{T_j}{T_\gamma} \right)^4 = 2 + \frac{7}{8}(4 + 2N_{\text{eff}}), \quad (1.2)$$

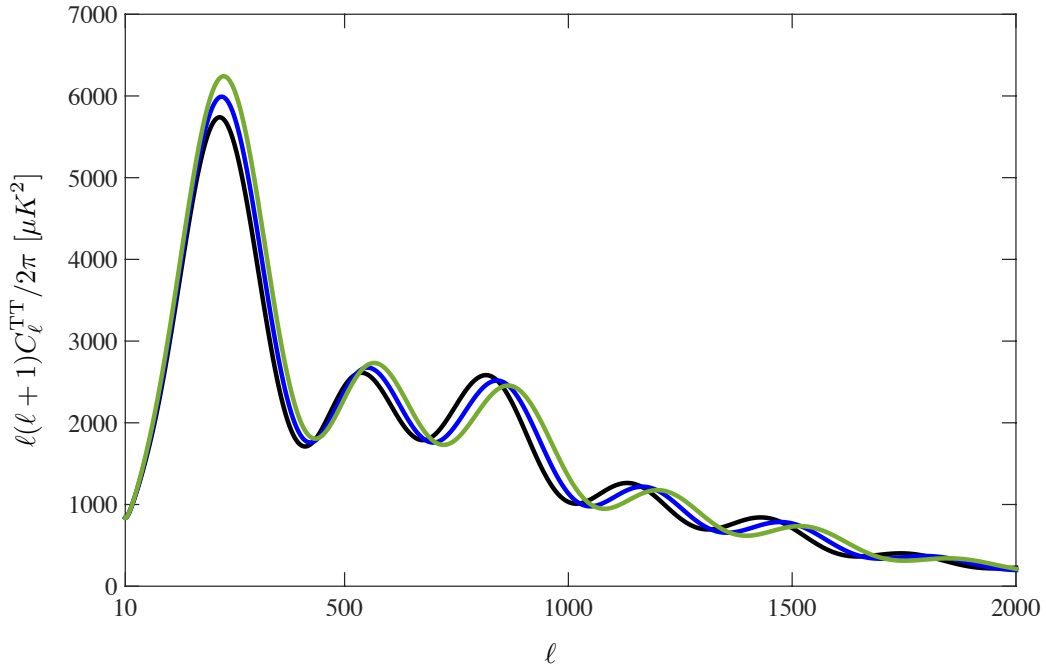
non i eta j bosoiak eta fermioiak dagozkien hurrenez hurren eta g_j aparteko osagai erlatibisten barne askatasun graduak diren. Orea termikotik kanpo, aparteko osagai honen tenperatura (T_i) eta fotoiena (T_γ) ez dira berdinak izanen.

1. Kapitulara: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

Birkobinatzearen aurretik erradiazioaren dentsitatea aldatzeak erradiazio-materia berdinketa-ren momentua aldatzen du, hots, z_{eq} . Birkobinatzean osagai erlatibista gehiago (gutxiago) egon, unibertsoa beranduago (lehenago) sartuko da materiaren menderakuntza garaian, eta hortaz z_{eq} txikiagoa (handiagoa) izanen da. Hau dela eta, N_{eff} honako moduan ere defini daiteke:

$$N_{eff} = 3.04 + 7.44 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.1308} \frac{3139}{1 + z_{eq}} - 1 \right). \quad (1.3)$$

N_{eff} aldatzeak barroi-fotoi plasma primordialaren oszilazio akustikoak, eta ondorioz tontor akustikoak, ere aldatzen ditu. Batetik N_{eff} -en balio handiago batek lehenengo bi tontorren altuera igoko du: erradiazio-materiaren berdintzean eragindako aldaketagatik, horizontean lehenago sartutako modoek anplitudea handituko dute [112]. Bestalde, N_{eff} aldatzeak erortze buztanean kokatutako tontorren posizioa ere aldatzen du, hauek multipolo handiagoetara mugituz. Aldaketa hauen irudikapen grafikoa 1.1 irudian ikus daiteke.



1.1. Irudia: CMBaren tenperatura potentzia-espektroa N_{eff} -en 3 balio ezberdinetarako kalkulaturak: 3 (beltzez), 4 (urdinez) eta 5 (berdez). Gainontzeko parametro kosmologikoen balioak Planck elkarlanak [21] zehaztutako doikuntza onena ematen duten balioak izan dira.

1.1.2 Grabitate-uhinen hondo kosmikoa

Grabitate-uhinak Einsteinen ekuazio linealizatuen soluzioak dira [143]:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (1.4)$$

non $\eta_{\mu\nu}$ FLRW metrika den (ikus 1.1 atala Sarreran) eta $h_{\mu\nu}$ -k honen perturbazio txikiak diren, hots, $|h_{\mu\nu}| \ll 1$. Zabaltzen ari den unibertso homogeneo eta isotropoan, perturbazioen zeharkako askatasun gradu espazial-espazial trazagabeak uhin-ekuazioen soluzioak dira [143]:

1.1 Sarrera teorikoa

$$\ddot{h}_{ij} + 3H\dot{h}_{ij} - \frac{1}{a^2}\nabla^2 h_{ij} = 16\pi G\Pi_{ij}^{TT}, \quad (1.5)$$

non $h_k^k = h_{ik,k} = 0$ eta Π_{ij}^{TT} perturbazioen iturburua den.

Grabitate-uhinen hondo kosmiko estokastikoaren balizko neurketak unibertso gaztean gertatzen ziren energia oso altuko prozesuak aztertzea ahalbidetuko lukeen leihoa irekiko luke. Hondo osatzen duten partikulak, grabitoiak, oso goiz desakoplatu ziren plasma primordialetik eta oso sekzio eragile txikiarekin. Nahiz eta grabitoien elkarrekintza ahula beraiek neurtzeko zailtasunik handienetakoa izan, aldi berean hain interesgarri bilakatzen dituen propietateetako bat da. Geroz eta sekzio eragile txikiagoa izan, geroz eta energia eskala handiagoetan desakoplatu baitziren plasma primordialetik eta, ondorioz, guganaino ia elkarrekintzarik jasan gabe iritsi baitira, desakoplatu zireneko propietateak aldatu gabe.

Hondo estokastikoa isotropoa, geldikorra eta polarizazio gabea dela jotzen da [135]. Baldintza hauetan, hondo guztiz deskriba daiteke bere dimentsiogabeko energia dentsitatearen espektroaren bitartez:

$$\Omega_{\text{GW}}(f) = \frac{1}{\rho_c} \frac{d\rho_{\text{GW}}}{d\log f}, \quad (1.6)$$

non f maiztasuna den eta ρ_c gaur egungo energia dentsitate kritikoaren balioa, unibertsoa lau dela onartuz.

Grabitate-uhinek sortutako N_{eff}

Kapituluaren sarreran esan dugun moduan grabitate-uhinak izan daitezke neurtutako N_{eff} -en gehiegizko balioaren arrazoi. Horizontearen barruan dauden perturbazioak Minkowski metrikak deskribatutako espazioan bidaiatzen dutela kontsidera daiteke [143]. Kasu honetan beraz, metrikaren perturbazio tentsorialen higidura-ekuazioak honakoak dira: $\partial^\sigma \partial_\sigma h_{\mu\nu} = 0$ eta soluzioa uhin-lauak $h_{\mu\nu} = \mathbb{R}\{A_{\mu\nu} e^{ik_\sigma x^\sigma}\}$, non k uhin-zenbakia den. Hau honela izanik, grabitate-uhinei dagokien energia-momentuaren tentsorearen adierazpena lor dezakegu:

$$T_{\mu\nu}^{GW} = \frac{A^2 k_\mu k_\nu}{32\pi}, \quad (1.7)$$

eta hau elkarrentzarik ez duten partikula masagabeen energia-momentuaren tentsore bera da. Ondorioz, lehen esan den bezala, CGWBak CMBan sor ditzakeen efektuak masagabeko neutrinoek sor ditzaketenen berdinak dira. Grabitoiak, spin= 2 edo $g = 2$ duten partikulak, badira N_{eff} -en gehiegizko balioa sortu dutenak, (1.2) ekuazioa honako eran idatzi daiteke:

$$\left(\frac{\rho_{\text{GW}}}{\rho_\gamma}\right)_{\text{BBN}} \leq \frac{7}{8}(N_{\text{eff}} - 3), \quad (1.8)$$

zeina fotoien eta grabitoien dentsitateen eboluzioa ohikoa dela onartuz (ikus [135] azalpen zehatzetarako), gaur egungo dentsitateen funtzioan honela idazten den:

$$\frac{\rho_{\text{GW}}}{\rho_\gamma} \leq 0.227(N_{\text{eff}} - 3), \quad (1.9)$$

non $\rho \propto T^4$ espezie bakoitzarentzako. Azkenik, N_{eff} eta grabitate-uhinen espektroaren arteko erlazioa (1.6) ekuazioa azken adierazpen honen bidez berridatziz lortzen da:

1. Kapituluua: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

$$\int d(\log f) h^2 \Omega_{GW}(f) \leq 5.6 \times 10^{-6} (N_{\text{eff}} - 3). \quad (1.10)$$

Honen arabera N_{eff} -entzat parametroen zehaztapenetik lortutako edozein balio, grabitate-uhinen energia dentsitatearen $\Omega_{\text{gw}} h^2$ muga baliora itzul dezakegu. Muga balio honek BBN-an jadanik baziren grabitate-uhinentzako bakarrik balioko du, zehazki desakoplatze garaian soinuaren horizonteak zuen tamaina baino frekuentzia handiagoetarako $\sim 10^{-15}$ Hz. Ez da aplikagarria ondoren sortu diren grabitate-uhinen hondoentzat, sorburu astrofisikoa duten hondoentzat kasu.

1.1.3 Soka kosmikoek sortutako grabitate-uhinen hondo

Soka kosmikoen moduko perturbazio iturri aktiboek CMBaren anisotropiak sortzen dituzte eta grabitate-uhinen hondo kosmikoan ekarpena egin dezaketen grabitate-uhinen sorburu ere izan daitezke. Sokek sortu ditzaketen CMBaren anisotropiak urteetan zehar luze eta zabal aztertu izan dira, eta sokek sortutako anisotropien espektroa kalkulatzeko prozedura estandarra guztiz onartua dago (ikus Sarrerako 2.3 atala). Bestalde, gutxi dakigu soka kosmikoek grabitate-uhinen hondora egin ditzaketen ekarpenei buruz. Sokek sor ditzaketen perturbazio tentsorialak asko aztertu dira [61, 62, 186, 213], gehienbat Nambu-Goto hurbilketa eta soken *cuspek* eta *kinkek* sortutako grabitate-erradiazioa aztertuz. Iragarpen hauetan berebiziko garrantzia dute soka korden tamainek eta banaketek. Zenbait lanetan iragarpen hauek supersoka kosmikoen kasurako nola aldatzen diren eta elkarbanaketa parametroak (p) duen garrantzia ere neurtu da. Lan honetan zehar soka kosmiko solitonikoak soilik hartuko dira kontuan eta ondorioz $p = 1$ hartuko dugu, hau da, hurbilketa oso on moduan bi sokak elkar jotzen duten bakoitzean segmentuak elkarbanatuko dituztela joko da.

Nahiz eta sokek sortutako grabitate-uhinen espektroa, eta korden tamaina eta banaketa oraindik zehaztu gabe dauden eta ikerketa gai diren [74, 108, 133, 183], lan honetan zehar [152, 187] lanetan proposatutako errezeta erabiliko dugu. Soken parametro den $G\mu$ -ren baliotik grabitate-uhinetara (eta ondorioz (1.10) ekuazioaren bidez N_{eff} -era) itzulpen zuzena ahalbidetuko digun proposamen bakarra da.

Lan hauen egileek frogatu zuten hasiera baldintza adiabatikoetan, soka kosmikoen *cuspetan* gertatutako eztanda bortitzek sortutako grabitate-uhinen gainezarmen ez-koherenteak, grabitate-uhinen espektro jakin bat sor dezaketela. Hurrengo lerroetan laburbilduko dugu egileek proposatutako bidea.

Soka kosmikoetan grabitate-uhinak neurtuz behatu daitezkeen prozesu bakarrak *kinkak* eta *cuspak* direla jotzen da. Egileek prozesu energetiko hauetan sortuko litzatekeen espektroa kalkulatu zuten: batetik bi kasuetan uhinen igorpena kono batean soilik gertatzen dela frogatuz, eta bestetik lerrakuntza unitateko eta korda luzera unitateko perturbazioa $G\mu$ -ren proportzionala dela frogatuz. Honela espektroaren hurrengo adierazpena lortu zuten:

$$\Omega_{GW}(f) = \frac{4\pi^2}{3H_0^2} f^3 \int dz \int dl h^2(f, z, l) \frac{d^2 R(z, l)}{dz dl}, \quad (1.11)$$

non f maiztasuna de, l kordaren luzera, z gorriranzko lerrakuntza, h perturbazioaren traza eta $\frac{d^2 R(z, l)}{dz dl}$ l eta z unitateko eztanda behagarrien tasa. Azken termino hau *kinkentzako* eta *cuspentzako* desberdina izanen da: *kinkak* soka kordaren zehar argiaren abiaduran higitzen direnez banda batean igorriko baitute eta *cuspak* bat-bateko leherketak direnez, igorpen konoa eta behaketa norabideak bat egiten dutenean soilik neurtzeko gai izanen baikara.

Azkenik (1.11) ekuazioa erradiazioaren menderakuntza garaian sortutako korda guztientzako integratuko da. Egileek aurkitu zutena da, *kinkek* eta *cuspek* biek proportzio bereko ekarpena egi-

1.2 Metodoa

ten dutela espektrora, baina ekarpena oso desberdina dela kordaren tamainaren arabera. Kordaren tamaina horizontearen tamaina baino txikiagoa denean:

$$\Omega_{\text{GW}}(f) \approx 5 \times 10^{-2} \frac{G\mu}{p}, \quad (1.12)$$

eta korden tamaina horizontea baina handiagoa denean:

$$\Omega_{\text{GW}}(f) \approx 3.2 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{G\mu}}{p}. \quad (1.13)$$

Desberdintasun hauen muinean soka-korda desberdinak sortzen dituzten prozesuak daude. Alde batetik, korda txikiak soka-sareak jasaten duen erantzun-erreakzioaren ondorioz sortzen direla jotzen da eta beraz korda txikien dentsitatea $(G\mu)^{-1}$ -en proportzionala da. Beste alde batetik, horizontea baino korda handiagoen kasuan erantzun-erreakzioa arbuigarria da eta soka-sarearen eskala handiko dinamikaren ondorioz sortzen dira. Hau dela eta, eskalatzen duen soka-sareetan sortutako korda handien energia dentsitatea $(G\mu)^{-5/2}$ -ren proportzionala da.

Emaitza honen bidez $G\mu$ -ren balioa $\Omega_{\text{GW}}h^2$ -rekin zuzenean lotu dezakegu eta neurtu soke grabitate-uhinen bitartez espezie erlatibisten zenbakira egindako ekarpena $N_{\text{GW}}^{\text{CS}}$, betiere [152] lanak emandako errezeta onartuz. Azkenik $G\mu$ eta N_{eff} -en arteko erlazio zuzena lortzeko, (1.10) ekuazioa integratu behar da (1.12) edo (1.13) ekuazioak erabiliz korda txiki eta handientzako hurrenez hurren, [180] lanean egin zen modu berean. Integralaren limiteak honela daude zehaztuak: behe-muga [152] lanean onartutako hurbilketen baligarritasunaren arabera izanen da, hots, espektroa ia laua denean eta ekarpenik handiena erradiazio garaiko kordek egiten dutenean: $f_{\text{min}} \sim H_0 z_{\text{eq}}^{1/2}$ horizontea baino korda txikiagoentzat eta $f_{\text{min}} \sim 3.6 \times 10^{-18}/G\mu$ Hz korda handientzat. Goi-muga berriz, defektuak sortu zireneko fase-trantsizioaren garaiko horizontearen tamainak emanen digu eta bi korda motentzat berbera izanen da: $f_{\text{max}} \sim M_{\text{pl}}G\mu$. Dena kontuan hartuz, korda txikientzat honakoa lortzen da:

$$G\mu \ln \left(\frac{G\mu M_{\text{pl}}}{H_0 z_{\text{eq}}^{1/2}} \right) \sim \frac{5.6 \times 10^{-6} N_{\text{GW}}^{\text{CS}}}{5 \times 10^{-2} h^2}. \quad (1.14)$$

Korda handientzat bestalde:

$$\sqrt{G\mu} \ln \left(\frac{(G\mu)^2 M_{\text{pl}}}{3.6 \times 10^{-18} \text{ Hz}} \right) \sim \frac{5.6 \times 10^{-6} N_{\text{GW}}^{\text{CS}}}{3.2 \times 10^{-4} h^2}, \quad (1.15)$$

non M_{pl} Planck-en masa murriztua den eta z_{eq} erradiazio-materia berdindu ziren garaiko gorri-ranzko lerrakuntza.

1.2 Metodoa

Parametroen espazioaren egiantz-funtzioaren bidezko azterketa Markov Chain Monte Carlo (MCMC) metodoen bitartez gauzatu dugu. Erabili dugun oinarritzko eredua Λ CDMen ohiko 6 parametroz osatua dago (Sarrerako 1.1 atalean aurkeztutako $\mathcal{P}\mathcal{L}$ eredua):

$$\{\Omega_c h^2, \Omega_b h^2, \tau, H_0, A_s, n_s\} \quad (1.16)$$

Eredu estandarrak iragarritakoa baino osagai erlatibista gehiago kontuan hartzeko parametro bat gehitu diogu oinarritzko ereduari: N_{eff} , neutrino espezieen zenbaki eraginkorra. Parametro guzti hauek Einsteinen eta Boltzmannen ekuazioak askatzen dituen CAMB [127] kodean sartzen

1. Kapituluua: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

dira potentzia-espektroa lortzeko. Hauetaz gain, zenbait kasutan, soken ekarpena ere gehituko da kalkulaturako espektroa. Honetarako aurretik kalkulatu izan den soken espektroa, $(G\mu)^2$ parametroaren bitartez normalizaturik gehituko da (Sarrerako 2.3 atalean azaldu zen moduan). Gero ikusiko dugun moduan, eta [37, 39, 44, 201] lanetan aurkitu zen moduan, zenbait kasutan datuek $n_s = 1$ balioa hobetsiko dute eta beraz $n_s = 1$ diren kasuak ere aztertuko ditugu. Azken eredu hau Harrison-Zel'dovich (\mathcal{HZ}) eredu moduan izendatuko dugu eta aurrekoetan bezala N_{eff} eta $G\mu$ parametroak ere gehituko zaizkio. Laburbilduz, aske utziko diren parametro ezberdinen permutazioak kontuan hartuz, 4 eredu erberdin osatuko ditugu:

1. $\mathcal{PL} + G\mu$: Soken ekarpena gehitzen denean.
2. $\mathcal{PL} + N_{\text{eff}}$: Osagai erlatibisten kopurua libreki alda daitekeenean.
3. $\mathcal{PL} + G\mu + N_{\text{eff}}$: Aurreko bi osagaiak kontuan hartzen direnean.
4. $\mathcal{HZ} + G\mu + N_{\text{eff}}$: Harrison-Zel'dovich (\mathcal{HZ}) eredua, $n_s = 1$, aurreko bi parametroak libre dituen. n_s parametroa finkoa denez, kasu honen oinarritzko ereduak 5 oinarritzko parametro besterik ez ditu.

Parametroei buruzko aurretiazko jakintza 1.1 taulan ageri diren aldez aurretiko probabilitate dentsitate lauetan bildu dugu.

Parametroa	Aldez aurretiko tartea
$\Omega_b h^2$	[0.005, 0.1]
$\Omega_c h^2$	[0.01, 0.99]
θ	[0.5, 10]
κ	[0.01, 0.8]
n_s	[0.5, 1.5]
$\ln(10^{10} A_s)$	[2.7, 4]
N_{eff}	[1.047, 10.0]
$(G\mu)^2$	[0, 4×10^{-12}]
D_{3000}^{PS}	[0, 100]
D_{3000}^{CL}	[0, 100]
D_{3000}^{SZ}	[0, 100]

1.1. Taula: Gure azterketan erabili diren parametroen aldez aurretiko probabilitate dentsitatea. Tes-tuan adierazi den moduan, ereduaren arabera parametro hauetako batzuk balio jakin batzuetara finkatuko dira.

Oinarritzko parametro hauetaz gain zeharkako beste zenbait parametro ere aztertu eta gehitu ditugu emaitzen tauletara. Hauetariko lehena Hubble konstantatea (H_0) edo bere bertsio murriztua ($h = H_0/100$) da $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ unitateetan. Soken kontribuzioa f_{10} parametroaren bitartez ere adierazi da, zeinak soken ekarpena $\ell = 10$ multipoloan espektro osoarekiko zenbatekoa den neurtzen duen. Azkenik bi zenbaki erlatibista ere gehitu ditugu: $N_{\text{GW}}^{\text{CS}}$, sokek sortutako osagai erlatibisten zenbakirako ekarpena, eta N_{eff}^* 3 neutrino familiz eta sokez gain beharrezkoa den osagai erlatibisten kopurua. Azken bi parametro hauek korda txiki eta handien arabera eman dira.

Gure ereduaren iragarpenak CMB eta ez-CMB diren datu sortekin konparatuko dira MCMC metodoaren bitartez, soken ekarpena ere barnebiltzeko aldatua izan den CosmoMC kodearen 2012-ko bertsioaren bidez [127]. Zehazki honako datu esperimentalekin konparatuko ditugu gure iragarpenak (Sarrerako 1.2.2 atalean aurki daitezke CMB esperimentuei buruzko azalpenak):

- WMAP 7-year [123] $l \leq 1300$ gunean.

1.3 Emaitzak

- ℓ -altuak: SPT [118]. SPTren datuak erabili direnean lehen planoko kutsatzaileei (*foreground contaminants*) lotutako 3 parametro gehigarri ere erabili dira, ohiko moduan $\ell = 3000$ -ra normalizatuak: Poisson iturri puntuen potentzia D_{3000}^{PS} , klusterren iturri puntuen potentzia D_{3000}^{CS} eta Sunyaev-Zel'dovich potentzia D_{3000}^{SZ} .
- ez-CMB datuak: *Hubble Space Telescope* (HST), [171] lanean aurkeztutako Hubble konstantearen balioa ($H_0 = 74.2 \pm 3.6$) eta [157] lanean argitaratutako BAOren neurketak.

Markoven kateen bitartez bildutako parametro espazioaren egiantz-gainazalaren inguruko informazioa estatistikoki aztertu da. Parametroen arteko korrelazioak aztertzeko 2D-ko banaketa erabili dira, hau da, %68 (1σ) eta %95 (2σ) konfiantza-profilen. Kasu batzuetan parametro jakin baten 2σ balioa mugetatik kanpo geratu denean, soka kosmikoen ekarpena zero denean kasu, goi-mugak adierazteko %95eko konfiantza-limiteen (K.L.) balioak eman dira. Eredu bakoitzaren egokitzapena ere aztertu da, honetarako *temperatura* parametroa erabili dugu. Parametro honen bidez parametro espazioan emandako pausuen tamaina kontrolatzen dugu, P ondorengo banaketa asintotikoa aztertu beharrez $P^{1/T}$ aztertu baitezakegu. Honegatik temperatura baxuan egin diren Markov-en kateak oso erabilgarriak dira maximo lokalak era zehatzean aztertzeko eta baita doikuntza onena ematen duten parametroen balioak eta egiantz-balioa lortzeko.

1.3 Emaitzak

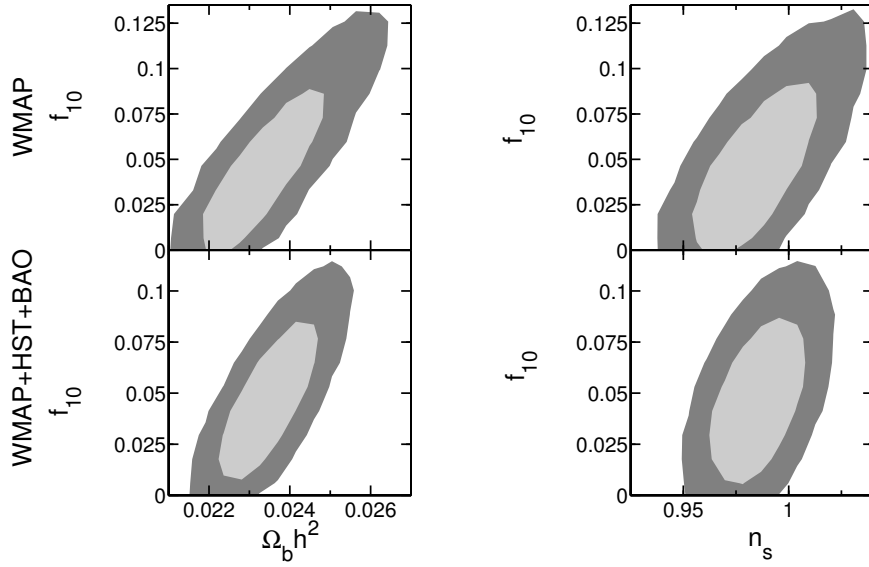
1.3.1 WMAP 7-year

Lehenik eta behin WMAP7ren datuek hartzen dituzten multipolo ertain eta txikien gunea aztertu dugu sokak dituen eredurik sinpleenarekin: $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$. Honekin soka eta $\mathcal{P}\mathcal{L}$ ereduaren gainontzeko parametroen arteko korrelazioak aztertu ditugu. Soken eta eredu estandarren zenbait parametroen arteko korrelazioak 1.2 irudian adierazi ditugu, bi dimentsiotako egiantzaren kofiantza profilen bitartez. Ikus daitekeen moduan sokak eta $\Omega_b h^2$ eta n_s parametroak positiboki korrelatuak daude. Aurreko lanek lortutako emaitzekin bat [203], soken kopuruari dagokion hurrengo goi-muga lortu dugu kasu honetan: $f_{10} < 0.107$ %95 K.L.-en. Konfiantza-profilen arabera, perturbazio eskalarrentzako Harrison-Zel'dovich ($n_s = 1$) eredua 1σ -ren barruan dago, [44] lanean aurkitu zen bezela, datuak sokak dituen eredu honekin azaltzen saiatzean eredu baliagarria dela baieztatuz. Irudiaren beheko zatian ez-CMB datuekin egindako azterketa gehitu da aurrerago erabilgarria izanen delako. Goiko eta beheko profilak konparatuz gero argi ikusten da emaitzak oso antzekoak direla.

WMAP7ren datuak $\mathcal{P}\mathcal{L}$ eredua N_{eff} eta/edo $G\mu$ -rekin aztertzean lortutako emaitzak 1.2 taulan ikus daitezke. Bi parametro hauetatik N_{eff} soilik utziz parametro aske moduan, emaitza argia lortzen dugu: aurreko lanek lortu zuten modu berean [75, 118] datuak azaltzeko egokienak diren N_{eff} -en balioak 3 baino handiagoak dira. Azterketan soken ekarpena ere sartzen denean, N_{eff} -en balioa oraindik 3 baino handiago da, baina aurreko kasuan baino txikiagoa. Ondorioz, sokak gehiegizko N_{eff} -a grabitate-uhinen bidez sortzeaz arduratuko litzatekeen osagaia izateaz gain, beharrezkoa den N_{eff} -en balioa txikitzeke gai dira, hots, $G\mu$ eta N_{eff} *antikorrelatuak* daude. Hala eta guztiz ere, nabarmendu behar da WMAP7 datu sorta soilik erabiliz ez gairela N_{eff} -en balioa behar bezela mugatzeko gai [123]. Adibide moduan ikus 1.3 irudiko goiko zatia, non ia ezinezkoa den N_{eff} eta gainontzeko parametroen, bereziki $G\mu$ -ren, arteko korrelazioei buruzko ondoriorik ateratzea.

Ohikoa da beraz WMAP7 datuei ez-CMB diren datuak gehitzea, gure kasuan H_0 eta BAOri lotutako datu sortak. Emaitzak 1.2 taulan aurkeztu ditugu. Deigarria den lehendabiziko gauza

1. Kapituluua: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

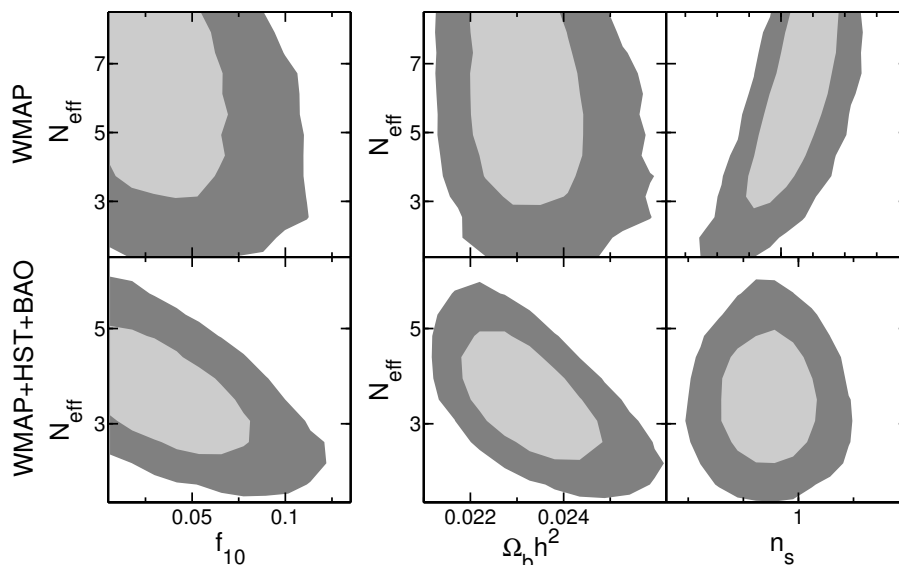


1.2. Irudia: Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profilak soka kosmiko (f_{10}) eta $\Omega_b h^2$ eta n_s -en arteko korrelazioak aztertzeko. Goiko zatian WMAP7 datu sorta aztertu da eta behekoan WMAP7+HST+BAO, bietan $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ ereduarekin. 1σ profila gris argiz adierazi da eta 2σ gunea gris ilunez.

ez-CMB diren datu sortak azterketan sartzeak parametroen gaineko ziurtasun falta asko murrizten duela da, ikus adibidez 1.3 irudiko azpiko zatia. Bestalde ez-CMB diren datu sorta bakoitzak modu desberdinean aldatzen dituzte parametroen joerak, zehazki esateko: BAOk $G\mu$ -ren balioa igotzen du eta N_{eff} -ena jaitsi. H_0 -k berriz parametro guztiak honek ezarritako h -ren balioekin bateragarriak diren balioetarantz aldatzen ditu era esanguratsuan, ziurrenik esperimentu hau kontuan hartzen ez denean lortzen den h -ren balioa esperimentuak ezartzen duen alde aurretiko banaketaren baliotik asko aldentzen delako. WMAP7+ H_0 +BAO datu sorta aztertu denean osagai erlatibisten kopurua ere asko jaitsi da. Azken datu sorta hau $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduarekin aztertu denean gainera, lehen aipatutako $G\mu$ eta N_{eff} -en arteko antikorrelazioa baieztatu dugu, 1.3 irudiaren beheko zatian ikus daitekeen moduan.

Doikuntza onenari dagokion χ^2 balioen arteko aldeak ere adierazi ditugu 1.2 taulan. Balio hauek CMBaren datuez soilik osatutako datu sorta $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduarekin aztertzen denean lortutako balioarekiko kalkulatu dira. Beste hitz batzuekin esanda, gainontzeko ereduak azken hau baino hobek/okerragoak diren neurtuko du balio honek. Hala ere konparaketa hau egiteko orduan kasu ezberdinetan erabilitako datu sortak eta ereduaren parametro kopuruak desberdinak izan daitezkeela kontuan hartu behar da. Adibide gisan, taulako lehenengo bi zutabeetan erabilitako ereduak, parametro kopuru bera dute (7) eta beraz χ^2 -ren balioak zuzenean konpara daitezke. Kasu honetan, balioak oso antzekoak dira N_{eff} -a aske duen eredu beste baina zertxoibait hobea izan arren. Bestalde, 3. zutabeetan erabili den ereduaren parametro kopurua ez da berdina (8) eta ondorioz konparaketa ez da zuzena. Antzeko zerbait gertatzen da azken 3 zutabeekin, nahiz eta ereduaren parametro kopurua berdina izan (8), azterketan erabili diren datu sortak aldatu egiten baitira, χ^2 balioen konparaketa zailduz. Ondorioz argi izan behar dugu $\Delta\chi^2$ balioa ereduaren arteko konparaketa egiteko era oso hurbildua dugula eta konparaketa hau era zehatzean aurrera eramane nahi badugu eredu aukeraketa prozesuetan oinarritutako azkerketa gauzatu beharko genukela.

1.3 Emaitzak



1.3. Irudia: Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profilak soka kosmiko (f_{10}) eta $\Omega_b h^2$ eta n_s -en arteko korrelazioak aztertzeko. Goiko zatian WMAP7 datu sorta aztertu da eta behekoan WMAP7+HST+BAO, bietan $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduarekin. 1σ profila gris argiz adierazi da eta 2σ gunea gris ilunez.

1.3.2 WMAP7 + SPT

CMBaren potentzia-espektroetan soka kosmikoek egiten duten ekarpenik garrantzitsuenetakoa oso eskala txikietan egiten dutena da, inflazioaren espektroarekin alderatuz hauen espektroa motelago erortzen baita. Ondorioz, $G\mu$ balioak jasan ditzakeen aldaketa txikiak oso esaguratsuak izan daitezke espektroaren ingurune horretan. Aldaketa hauek neurtzeko helburuarekin, CMBari dagokion datu sorta SPT esperimentuaren datu sortak sartuz handitu dugu, $\ell = 3000$ multipolorarte.

Aurreko atalean egin dugun modu berean, lehenik eta behin $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ ereduaz aztertu dugu, eskala txikiei dagokien datu sortak sokak soilik dituzten ereduaren eragiten dituzten efektuak neurtzeko. Emaitzak 1.3 taulan eta 1.4 irudian aurki daitezke. Nabarmentzekoa den lehenengo emaitza, ez-CMB datu sortekin eta gabe lortutako balioen arteko antzekotasuna dugu. Korrelazioei dagokienez, bestalde, CMB datuak aztertzen direnean ikusten dugu soke Λ CDM eredu $\Omega_b h^2$ eta n_s parametroekin positiboki korrelatua egoten jarraitzen dutela. Hala ere, HST+BAO datu sortak azterketan sartzean $G\mu$ eta n_s parametroen arteko korrelazio positiboa galtzen dugu. Hontaz gain azterketan emaitzek $n_s = 1$ ez dute onesten, 2σ profilaran kanpoan baitago. Azkenik SPT gehitzean sokei dagokien goi muga zertxobait txikiagotu dela lortu dugu $f_{10} < 0.057$ %95 K.L. .

Neutrinoen zenbaki efektiboaren balioen mugak asko murrizten dira SPT datu sorta sartzean, aurreko atalean lortutako balioekin konparatuz gero. Emaitzak 1.3 taulan adierazi ditugu, ez-CMB diren datu sortak kontuan hartuta eta gabe. Nabarmentzekoa da ℓ altuetako datuak azterketan sartzean N_{eff} -en balioa mantendu edo jaitsi egiten dela. Beste desberdintasun bat sokan ekarpena kasu hauetan onetsi egiten dela da, hau da, $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ edo $\mathcal{P}\mathcal{L} + N_{\text{eff}}$ ereduaren artean lehenak duela egiantz-baliorik onena. Hau guztiaz gain, $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduaren kasuan sokak 2σ mailako onespina dute.

CMB datu moduan WMAP7 soilik hartu zen kasuarekin alderatuz lortu dugun desberdinta-

1. Kapituluua: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

Datuek	WMAP7			+H ₀ +BAO	+H ₀	+BAO	+H ₀ +BAO
	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+N_{\text{eff}}$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu+N_{\text{eff}}$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu+N_{\text{eff}}$		
100Ω _b h ²	2.4±0.1	2.21±0.06	2.3±0.1	2.35±0.01	2.32±0.09	2.29 ± 0.07	2.31±0.01
Ω _c h ²	0.108±0.006	0.18±0.03	0.16±0.04	0.11±0.04	0.12±0.02	0.19 ± 0.03	0.12± 0.02
θ	1.041±0.003	1.029±0.005	1.034±0.007	1.041±0.003	1.039±0.006	1.028± 0.004	1.038± 0.006
κ	0.09±0.02	0.09±0.02	0.09±0.02	0.09±0.02	0.09±0.02	0.09 ± 0.02	0.09± 0.02
n _s	0.99±0.02	1.00±0.02	1.00±0.02	0.98±0.01	0.99±0.02	1.02 ± 0.02	0.99± 0.02
ln(10 ¹⁰ A _s)	3.10±0.05	3.12±0.04	3.10±0.07	3.10±0.05	3.12±0.06	3.13 ± 0.05	3.13± 0.07
10 ¹² (Gμ) ²	0.18 (< 0.37)	–	0.15 (< 0.33)	0.15 (< 0.33)	0.15 (< 0.33)	0.10 (< 0.26)	0.15 (< 0.34)
N _{eff}	–	7±2	6±2	–	3.6±0.9	8±2	4±1
h	0.74±0.04	0.84±0.08	0.83±0.08	0.74±0.02	0.74±0.02	0.88 ± 0.07	0.75± 0.02
f ₁₀	0.05 (< 0.107)	–	0.04 (< 0.096)	0.05 (< 0.093)	0.04 (< 0.091)	0.03 (< 0.073)	0.04 (< 0.096)
N _{GW} ^{CS} (sm)	0.16±0.06	–	0.18±0.08	0.15±0.06	0.14±0.05	0.15±0.07	0.14±0.05
N _{GW} ^{CS} (lar)	2.2±0.6	–	2.8±0.8	2.3±0.6	2.1±0.4	2.5±0.7	2.1±0.4
N _{eff} [*] (sm)	–	4±2	3±2	–	0.4±0.9	4±2	0.3±0.9
N _{eff} [*] (lar)	–	4±2	0±2	–	-1±1	1±2	-2±1
Δχ ²	-0.78	-0.45	0	-0.94	-0.36	-1.55	-0.68

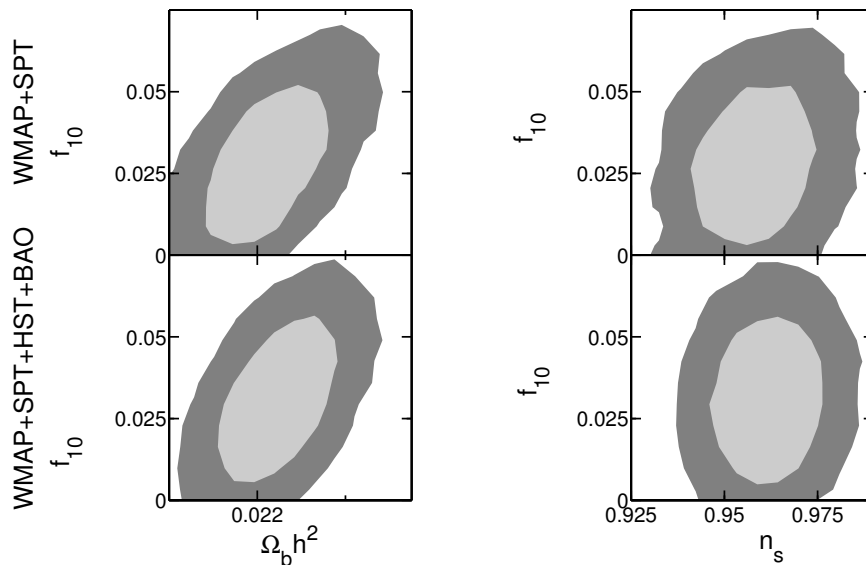
1.2. Taula: Ereduen parametroen gainean egiantz-funtzioaren arabera ezarritako muga balioak, hiru eredu ezberdin eta datu sorta ezberdinetarako. Ereduen arteko aldea kasu batzuetan N_{eff} eta/edo Gμ parametro askeak edo finkoak direla da. Lehenengo hiru zutabeetan aztertutako datu sorta WMAP7 izan da eredu ezberdinekin, laugarrenean WMAP7+H₀+BAO datu sorta $\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu$ ereduarekin eta azken 3 zutabeetan WMAP7+H₀, WMAP7+BAO eta WMAP7+H₀+BAO $\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu+N_{\text{eff}}$ ereduarekin. Taulak $\mathcal{P}\mathcal{L}$ ereduaren ohiko 6 parametroak, sokei dagokien Gμ eta erradiazio estrari dagokion N_{eff} parametroen balioak adierazten ditu. Hauei zeharkako hainbat parametro gehitu dizkigu: h Hubble konstante murriztua eta f₁₀ sokei espektro osora ℓ = 10 multipoloan egiten duten ekarpen partziala. Zenbaki erlatibistei dagokienez, 1.1.3 atalean azaldu diren N_{GW}^{CS} eta N_{eff}^{*} parametroak ere sartu ditugu, horizontea baino txikiagoak (sm) eta handiagoak (lar) diren soka korden kasurako. Egokitzearen kalitatea egokitze onenari dagokion Δχ²-ren bitartez neurtu dugu, zeina 3. zutabeko balioaren arabera kalkulatu den. Erakusten diren balioak lortu diren batzuetakoak eta desbideraketa estandarrik dira, eta goi mugak soilik adierazi daitezken kasuetan %95eko konfiantza-limiteak.

Datuek	WMAP7+SPT			+H ₀ +BAO	+H ₀	+BAO	+H ₀ +BAO
	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+N_{\text{eff}}$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu+N_{\text{eff}}$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu$	$\mathcal{P}\mathcal{L}+G\mu+N_{\text{eff}}$		
100Ω _b h ²	2.21 ± 0.05	2.27±0.05	2.37±0.08	2.22±0.04	2.25 ± 0.05	2.40±0.07	2.25±0.05
Ω _c h ²	0.108 ± 0.005	0.13±0.01	0.15±0.02	0.106±0.004	0.13 ± 0.01	0.14± 0.01	0.13±0.01
θ	1.040 ± 0.002	1.040±0.002	1.036±0.002	1.040±0.001	1.038 ± 0.002	1.037±0.002	1.038±0.002
κ	0.08 ± 0.01	0.09±0.02	0.09±0.02	0.08±0.01	0.09 ± 0.02	0.09±0.02	0.08±0.01
n _s	0.96 ± 0.01	0.98±0.02	1.01±0.02	0.96±0.01	0.97 ± 0.01	1.01±0.02	0.98±0.01
ln(10 ¹⁰ A _s)	3.17 ± 0.05	3.14±0.07	3.06±0.07	3.16±0.04	3.16 ± 0.04	3.01±0.06	3.16±0.04
10 ¹² (Gμ) ²	0.11 (< 0.22)	–	0.24±0.09	0.12 (< 0.22)	0.14 (< 0.27)	0.26±0.06	0.14 (< 0.25)
N _{eff}	–	3.9±0.6	6±1	–	3.9 ± 0.5	5.7±0.9	4.0±0.5
D ₃₀₀₀ ^{SZ}	6 ± 3	6±3	5±3	5±2	6 ± 2	5±3	6±3
D ₃₀₀₀ ^{PS}	20 ± 3	20±3	19±3	20±3	20 ± 3	21±3	20± 3
D ₃₀₀₀ ^{CL}	5 ± 2	5±2	5±2	4 ± 2	4 ± 2	6±2	5±2
h	0.72 ± 0.03	0.75±0.04	0.87±0.07	0.73± 0.02	0.75 ± 0.02	0.89±0.06	0.75±0.02
f ₁₀	0.03(< 0.057)	–	0.07±0.03	0.03 (< 0.058)	0.04 (< 0.072)	0.08±0.02	0.04 (< 0.067)
N _{GW} ^{CS} (sm)	0.11±0.04	–	0.25±0.08	0.12±0.05	0.14±0.04	0.25±0.07	0.14±0.04
N _{GW} ^{CS} (lar)	1.8±0.4	–	3.4±0.7	2.0±0.5	2.1±0.4	3.3±0.8	2.2±0.3
N _{eff} [*] (sm)	–	0.9±0.6	2±1	–	0.8±0.5	2.2±0.9	0.8±0.5
N _{eff} [*] (lar)	–	0.9±0.6	-0.6±0.6	–	-1.3±0.5	-0.8±0.6	-1.2±0.5
Δχ ²	-6.54	-8.01	0	-6.93	-2.78	-0.08	-4.03

1.3. Taula: 1.2 taularen parekoa, baina CMB datu sorta WMAP7 eta SPTk osatua. Azken esperimantu hau dela eta lehen planoko kutsatzaileei loturiko 3 parametro estra ere gehitu ditugu taulara.

sunik handiena, oraingoan soken ekarpena eta neutrinoen zenbaki efektiboaren arteko korrelazioa positiboa dela da, hots, korrelatuta daudela: soken ekarpenak gora egiten badu, hala egingen du neutrinoen zenbakiak ere. Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profilak 1.5 erakutsi

1.3 Emaitzak



1.4. Irudia: Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profilak soka kosmiko (f_{10}) eta $\Omega_b h^2$ eta n_s -en arteko korrelazioak aztertzeko. Goiko zatian WMAP7+SPT datu sorta aztertu da eta behekoan WMAP7+SPT+HST+BAO, bietan $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ ereduarekin. 1σ profila gris argiz adierazi da eta 2σ gunea gris ilunez.

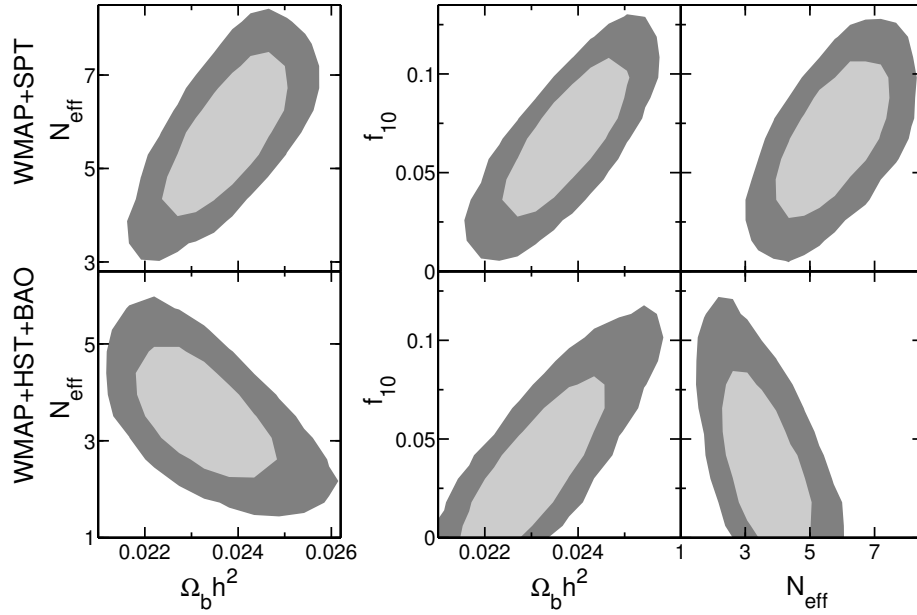
ditugu, WMAP+ H_0 +BAO eta WMAP7+SPT datu sortak erabili diren kasuak konparatuz. Iru-dian garbi ikus daitekeen moduan f_{10} eta $\Omega_b h^2$ bi kasuetan modu berean daude korrelatuak, baina N_{eff} aurreko bi parametroekin korrelatua edo antikorrelatua dago erabiltzen ari garen datu sortaren arabera. Hau dela eta WMAP7+SPT erabiltzean N_{eff} handitzeak $G\mu$ handitzea dakar. Era berean sokak azterketan sartzean, hauen ekarpenaren balioa handitzeaz gain, neutrinoen ekarpena ere handitzen dugu.

Parametroen balioen mugak era esaguratsuan murriztu ditu ez-CMB diren datu sortak azterketan sartzeak, bereziki HST esperimenduak H_0 -ren balioan ezarritako mugak. Gainera datu hauek sartzean parametroen arteko korrelazioak ere ia guztiz desagertu egin dira. Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profiletan ikus daitekeen moduan (1.6 irudia), WMAP7+SPT CMB datu sortei ez-CMB datuak gehitzean erabilgarria den parametro espazioa nabarmen murriztu da eta aurretik aztertu diren korrelazioak hautsi, bereziki N_{eff} eta f_{10} -ren artekoak.

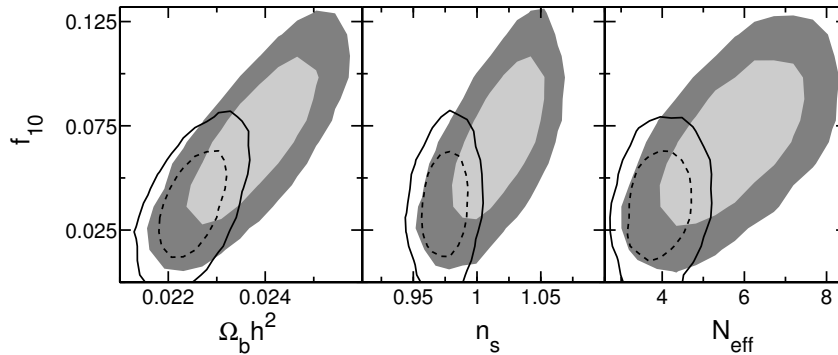
Parametro espazioaren murriztea Hubble parametroarekin gertatzen dena aztertuz uler daiteke. HSTk emandako H_0 -ren balioa kontuan hartzean, asko estutzen dugu Hubble konstantearen aldeztutako banaketaren zabalera $h \sim 0.742 \pm 0.036$. H_0 -rik gabe egindako azterketetan lortutako h -ren balioak berriz, HSTk ezarritako mugak baino askoz handiagoak dira. Hubble konstanteak, h , N_{eff} -ekiko eta f_{10} -rekiko osatzen dituen egiantz-funtzioaren bi dimentsioko konfiantza-profilak 1.7 irudian irudikatu dira. Argi eta garbi ikusten da HSTk ezarritako mugak kontuan hartzen direnean azterketa profilen beheko zatira mugatzen dela. Hau dela eta murrizten da hainbeste erabilgarria den parametro espazioa.

1.3.3 Harrison-Zel'dovich ($\mathcal{H}\mathcal{Z}$), $n_s = 1$

Kapitulu honetan zehar, perturbazio eskalarren Harrison-Zel'dovich ($\mathcal{H}\mathcal{Z}$) eredua behin baino gehiagotan onetsi dute datuek. Bereziki SPTren datuak $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduarekin aztertu



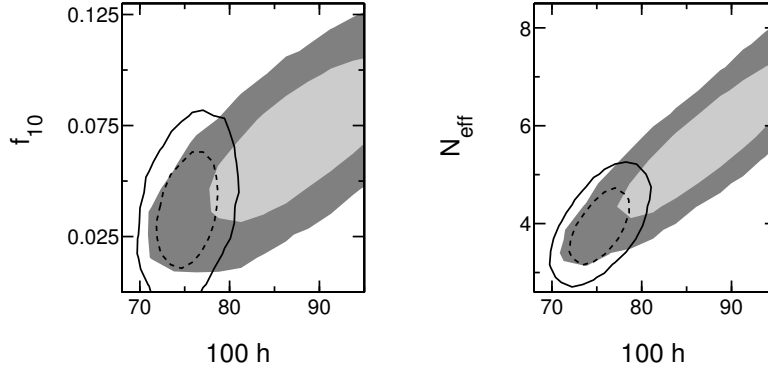
1.5. Irudia: Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profilak f_{10} , N_{eff} eta $\Omega_b h^2$ -en arteko korrelazioak aztertzeko. Goiko zatian WMAP7+SPT datu sorta aztertu da eta behekoan WMAP7+HST+BAO, bieran $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduarekin. 1σ profila gris argiz adierazi da eta 2σ gunea gris ilunez.



1.6. Irudia: Egiantz-funtzioaren bi dimentsiotako konfiantza-profilak $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduaren zenbait parametrorentzako. grisez jarri diren eremuek 1σ (argiz) eta 2σ (ilunez) konfiantza-profilak mugatzen dituzte WMAP7+SPT soilik erabili diren kasurako. Lerro eta lerro eten bidez adierazitako eremu txikiagoak, H_0 +BAO datuak aurrekoei gehitu zaizkienean lortutako 1σ (etenez) eta 2σ konfiantza-profilei dagozkie.

direnean ikusi dugu $n_s = 1$ konfiantza eremuen erdi erdian zegoela eta 2σ konfiantza-limiteen barruan beste zenbait kasutan, ikus 1.6 irudia. Antzeko fenomenoaz aztertu zuten [37, 39, 44, 201] lanetan ere, datuak era egokian azaldu zitezkeen eredu moduan kontsideratu zenean. Guk aurreko lan hauetan egindako ariketa bera errepikatu dugu eta datuak $\mathcal{H}\mathcal{Z}$ ereduaren bidez aztertu ditugu. Gure kasuan $\mathcal{H}\mathcal{Z}$ ereduari $G\mu$ eta N_{eff} parametroak ere gehitu dizkiogu eta WMAP7+SPT CMB datu sorta aztertu dugu, emaitzak 1.4 taulan aurki daitezke. Parametroen balioek aldaketa txikiak (denak 1σ eremuaren barruan) jasan dituzte n_s parametro askea zeneko kasuekin alderatuz;

1.3 Emaitzak



1.7. Irudia: h - k N_{eff} eta f_{10} parametroekiko osatzen duen egiantz-funtzioaren bi dimentsioko konfiantza-profila. grisez jarri diren eremuak 1σ (argiz) eta 2σ (ilunez) konfiantza-profilak mugatzen dituzte WMAP7+SPT soilik erabili diren kasurako. Lerro eta lerro eten bidez adierazitako eremu txikiagoak, H_0 +BAO datuak aurrekoei gehitu zaizkienean lortutako 1σ (etenez) eta 2σ konfiantza-profilei dagozkie.

Datuak	WMAP7+SPT
Eredua	$\mathcal{H}\mathcal{Z} + G\mu + N_{\text{eff}}$
$100\Omega_b h^2$	2.31 ± 0.04
$\Omega_c h^2$	0.14 ± 0.01
θ	1.037 ± 0.002
κ	0.09 ± 0.01
n_s	1
$\ln(10^{10} A_s)$	3.11 ± 0.04
$10^{12}(G\mu)^2$	0.19 ± 0.07
N_{eff}	5.3 ± 0.6
D_{3000}^{SZ}	6 ± 2
D_{3000}^{PS}	20 ± 3
D_{3000}^{SL}	5 ± 2
h	0.84 ± 0.02
f_{10}	0.05 ± 0.02
$N_{\text{GW}}^{\text{CS}}(\text{sm})$	0.20 ± 0.04
$N_{\text{GW}}^{\text{CS}}(\text{lar})$	2.9 ± 0.4
$N_{\text{eff}}^*(\text{sm})$	2.0 ± 0.6
$N_{\text{eff}}^*(\text{lar})$	-0.6 ± 0.6
$\Delta\chi^2$	-0.25

1.4. Taula: 1.2 eta 1.3 taulen parekoa. Kasu honetan aztertu den eredua $\mathcal{H}\mathcal{Z}$ eredua dugu ($n_s = 1$) eta aztertu den datu sorta WMAP7+SPT.

espero zena bestalde $n_s = 1$ konfiantza eremuaren zentroan baitzegoen. Hontaz gain, ez da harriztekoa lortutako egiantz-balioa ere oso antzekoa izatea. Kasu honetan, hala ere, parametro bat gutxiago duenez ereduak, alderaketa egokia izan dadin $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ eta $\mathcal{P}\mathcal{L} + N_{\text{eff}}$ ereduakin egin beharko litzateke. $\mathcal{H}\mathcal{Z} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduarekin lortutako doikuntza onenaren balioa aurrekoekin lortutakoena baino askoz ere hobea da. Amaitzeko, aipatu behar da kasu honetan lortutako h -ren balioa nahiko handia dela eta ondorioz eredu hau ez-CMB datuek baztertu eginen luketela.

1.3.4 $N_{\text{eff}}^* = 0$

Orain arte egindako azterketan bada kontuan hartu ez den ikuspuntu bat: datuek onesten dituzten soka kosmikoak N_{eff} -en ekarpena egiten duten grabitate-uhinak sortzen dituzte, baina bai al da hontaz aparte N_{eff} -en eragina izan dezakeen aparteko osagairik? Erakutsi diren 3 tauletan $N_{\text{GW}}^{\text{CS}}$ -ren balioa ere adierazi da, hau da, sokek sortutako grabitate-uhinei dagokien osagai erlatibisten zenbakia, horizontea baino txikiago eta handiagoak diren soka kordentzako. Balio hauek [152, 180]

1. Kapituluua: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

Datua	WMAP7		WMAP7+ H_0 +BAO		WMAP7+SPT		WMAP7+SPT+ H_0 +BAO	
	Handiak	Txikiak	Handiak	Txikiak	Handiak	Txikiak	Handiak	Txikiak
$100\Omega_b h^2$	2.4±0.1	2.37±0.08	2.34±0.07	2.22±0.05	2.22±0.05	2.34±0.08	2.22±0.05	2.20±0.05
$\Omega_c h^2$	0.109±0.006	0.160±0.009	0.110±0.004	0.142±0.009	0.110±0.005	0.16±0.01	0.108±0.004	0.14±0.01
θ	1.040±0.003	1.032±0.002	1.040±0.003	1.033±0.003	1.039±0.002	1.036±0.001	1.040±0.001	1.036±0.002
κ	0.09±0.02	0.09±0.02	0.09±0.02	0.08±0.01	0.08±0.01	0.09±0.02	0.08±0.01	0.08±0.01
n_s	0.99±0.02	1.02±0.02	0.99±0.01	0.98±0.01	0.96±0.01	1.01±0.02	0.96±0.01	0.98±0.01
$\ln(10^{10} A_s)$	3.10±0.07	3.08±0.06	3.11±0.05	3.18±0.04	3.18±0.05	3.09±0.06	3.16±0.04	3.19±0.04
$10^{12}(G\mu)^2$	0.18(<0.37)	0.21(<0.33)	0.17(<0.31)	0.06(<0.13)	0.11(<0.22)	0.18±0.08	0.12(<0.22)	0.05(<0.14)
N_{GW}^{CS}	0.16±0.06	3.1±0.6	0.14±0.05	1.6±0.4	0.11±0.04	3.1±0.7	0.12±0.04	1.5 ± 0.5
D_{3000}^{SZ}	-	-	-	-	5±2	7±2	5±2	8±2
D_{3000}^{PS}	-	-	-	-	21±3	20±3	20±2	22±3
D_{3000}^{CL}	-	-	-	-	5±2	5±2	5±2	6±2
h	0.75±0.04	0.87±0.05	0.74±0.02	0.75±0.02	0.73±0.03	0.87±0.06	0.73±0.02	0.76 ± 0.02
f_{10}	0.05(<0.108)	0.06(<0.095)	0.05(<0.088)	0.02(<0.037)	0.03(<0.058)	0.05±0.02	0.03(<0.059)	0.01(<0.037)
$\Delta\chi^2$	-0.62	-0.04	-0.69	-0.77	-5.11	-0.66	-5.41	-4.96

1.5. Taula: *Ereduen parametroen gainean egiantz-funtzioaren arabera ezarritako muga balioak, 1.2 eta 1.3 taulen antzekoa. Kasu guztietan $N_{\text{eff}}^* = 0$ izan da, hau da, aparteko erradiazioa izan daitekeela onartu da baina ekarpen guztia soka kosmikoez egiten dutela jo da.*

lanetan aurkeztutako errezetaren arabera lortu dira eta zebaki hauen balioak oso desberdinak izan dira korden tamainaren arabera. Lehen esan dugun moduan, zenbaki hauek lehen ordenako hurbilketa moduan kontsideratu behar ditugu, baina erabiltzen ari garen metodoa oso erabilgarria izan daiteke erreoren gainera kontrola handiagoa den kasuetan informazio aberasgarria lortzeko.

Beste modu batean esanda, parametro espazioaren azterketaren bidez lortzen den N_{eff} -ek 3 iturri posible ditu: lehenengoa 3 neutrino zaporeek egindakoa, bigarrena N_{GW}^{CS} emandakoa eta hirugarrena gure ereduaren kontuan hartu ez diren osagaiak egindakoa. N_{eff}^* parametroak emanen digu kontuan hartu ez diren osagai hauen efektuen neurria. N_{eff}^* zehazki zero balitz, esan nahiko luke gure ereduaren osagaiak nahikoak direla beharrezkoa den N_{eff} guztia sortzeko. Parametro hauei dagozkien erroreak handiak izan arren, ikus daiteke kasu gehienetan ez dela aparteko ekarpen erlatibistatik behar, nahiz eta hauen beharra ere guztiz ez den baztertu. N_{eff}^* negatiboa lortu dugun kasuek ereduaren oker dagoela adierazten dute: lortzen diren soka kosmiko kopuruak handiegia dira, hauek sortutako grabitate-uhinen ekoizpena handiegia delako.

Esan berri dugun moduan $N_{\text{eff}}^* = 0$ kasua bereziki interesgarria da, seinale estra guztia soke sortu dezaketela adierazten baitu. Gainera, erreoren barruan, eredu gehienek onesten duten kasua da. Hortaz N_{eff}^* zerora finkatua duten ereduak ere aztertu ditugu. Hau aurrera eramateko, N_{eff} -ek neutrinoez gain izan dezakeen ekarpen bakarra soke sortutako grabitate-uhinak direnez, soken eta grabitate-uhinen arteko erlazioa oso osorik hartu da kontuan. Emaitzak 1.5 taulan txertatu ditugu. Ikus daitekeen moduan, datu sortaren arabera parametroen joerak asko aldatzen dira. HSTk h parametroan ezarritako alde aurretiko banaketa kontuan hartzen ez denean, horizontea baino korda handiagoak dituzten eredu soka kopurua nahiko handia da, baina baita h bera ere. Datuak ongi doitzen dituzte eta euren χ^2 balioa $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ -en kasuan lortu zenaren oso antzekoak dira, baina parametro bat gutxiagorekin. Bestalde, $G\mu$ -ren balio berarentzako lortzen den horizontea baino txikiagoak diren korden N_{GW}^{CS} kopuruak handiagoak dira korda handienekin alderatuta, (1.14) eta (1.15) ekuazioak direla eta. Ondorioz, h -ren alde aurretiko banaketa kontuan hartzerakoan, osagai erlatibista txikiagoak nahiago izaten dituzte, korda handien kopurua asko jaisten da korda txikiarekin konparatuz.

1.4 Emaitzen eztabaida eta ondorioak

Kapitulu honetan soka kosmiko eta osagai erlatibista extren (edo neutrino zaporeen zenbaki eraginkorraren) arteko korrelazioak aztertu ditugu, datu kosmologikoak eredu ezberdinekin doituz. Aztertu dugun hipotesiaren arabera, soka kosmikoeak neurtutako osagai erlatibisten gehiegizko baliora ekarpena eginen luketen grabitate-uhinen hondo kosmologikoa osatuko lukete. Soka kosmikoak inflazio eredu askotan daude iragarriak, eta beraz grabitate-uhinak sortu eta behatutako aparteko erradiazioa azaltzeko hautagai egokienetakoak dira. Ez da lehen aldia grabitate-uhinen hondo kosmologikoaren sorburu moduan soka kosmikoak aztertu direna, baina gure lanak aurreko lan horiek egindakoa zabaldu egin du, soka kosmikoen ekarpena parametro espazioaren azterketan hasieratik sartuz eta hauen eta beste parametro kosmologikoen korrelazioak lortuz. Honela ikusi dugu soka kosmikoak datuen doikuntza prozesuan sartzean beharrezkoa diren N_{eff} -en balioak aldatu egin direla.

Aurkitu duguna da soka kosmikoen ($G\mu$) eta aparteko neutrino osagaien (N_{eff}) arteko korrelazioak erabilitako datu sortaren arabera direla. Multipolo baxuak barnebiltzen dituen WMAP7 datu sorta soilik erabiliz gero, bi parametroak antikorrelatuak daude. Hortaz soka kosmikoak aparteko erradiazioa sortzeaz gain, beharrezko den N_{eff} kopurua ere jaitsi egiten du. Beste alde batetik, eskala txikiak edo ℓ handietako datuak sartu direnean, antikorrelazioa korrelazio bilakatu eta soka kosmikoen ekarpen handiagoek aparteko osagai erlatibisten ekarpen handiagoa eskatzen dute. Aldaketa hau N_{eff} -en aldaketak CMBaren potentzia-espektrora eragiten dituen efektuak aztertuz uler daiteke. Bi dira nagusiki aldaketak: lehenengo tontorren alturen aldaketa eta multipolo handiagotara dauden tontorren posizioaren aldaketa. WMAP7 soilik aztertzen dugunean, hots, lehenengo tontorren inguruan, soka kosmikoeak eragindako efektua eta N_{eff} igozakeak eragindakoa berdinak dira. Bestalde ℓ altuko datuak kontuan hartzean, eskala txikiak tontorren posizioa garrantzitsuagoa da eta hemen soken eta N_{eff} -en efektuak kontrakoak dira. Korrelazio/antikorrelazio fenomeno hau gainera ez da $G\mu$ eta N_{eff} -en artean soilik behatzen, gauza bera ikusi dugu Ω_b eta N_{eff} -en artean ere.

CMBa ez diren datu sortak aztertzean ikusi da erabilgarria den parametro espazioaren tamaina era nabarmenean murriztu dela. Efektu hau gehienbat HST esperimenduak h -ren gainean erzarritako alde aurretiko banaketaren muga ondorio da. Emaitza hau kontuan hartu ez denean, h -ren balio altuak dituzten ereduak izan direnez hobetsiak, h -ren balioa hasieratik mugatu dugunean asko estutu dira parametroen muga balioak. WMAP7ri ez-CMB diren datu sortak sartzeak N_{eff} -en balioa era nabarmen hobean zehaztea ekarri du. Gehikuntza hau WMAP7+SPT datuei egin zaienean berriz, parametroen arteko endekapenak ere hautsi direla ikusi dugu. Lan hau egin ondoren publiko egindako *Planck* elkarlanaren lanek ere antzeko zerbait deskribatzen dute [14, 15]. Hala ere azpimarratzekoa da soka kosmikoen eta N_{eff} -en arteko korrelazioak kasu honetan ere baieztatu dituztela [14].

Beste hainbat emaitza interesgarri ere lortu dira. Soka kosmikoak presente diren ereduak CMBz soilik osatutako datu sortak aztertzean N_{eff} -en balio handiak lortzen dira. Baina datuetara HSTren h -ren balioa sartzean, lortutako emaitzak 3 neutrino zaporek soilik sortzen duten seinale erlatibistarekin bateragarriak dira. Kasu gehienetan soken ekarpena txikia izan da eta soken ekarpenik gabeko ereduak ere datuekin bateragarriak izan dira. Soken ekarpenik handiena WMAP7+SPT datuak erabili direnean lortu da, 2σ mailako hobespena lortu baita. Perturbazio eskalarren indize espektralari dagokionez, $n_s = 1$ kasu gehienetan datuak azaltzeko eredu egokia izan da. Gauzak honela $\mathcal{H}\mathcal{Z}$ ereduak ere aztertu da eta ikusi da $\mathcal{H}\mathcal{Z} + G\mu + N_{\text{eff}}$ ereduak CMBz soilik osatutako datu multzoa oso ongi doitzen duela. Hau gutxi balitz, eredu honen doikuntzaren kalitatea $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + N_{\text{eff}}$ -enaren parekoa dela neurtu da, nahiz eta azken honek parametro bat

1. Kapituluua: Soka kosmikoen eta aparteko espezie erlatibisten arteko korrelazioak

gehiago izan. Hala eta guztiz ere, ez-CMB datuek $\mathcal{H}\mathcal{Z}$ eredua gaitzesten dute.

Datuek orokorrean soka kosmikoen kopuru bat onesten dute. Soka hauek, sortzeko gai diren grabitate-uhinen bitartez, N_{eff} -en balioan eragiten dute. Zentzu honetan, soka kosmikoeak eta eredu estandarreko neutrinoen 3 familiek sortutako ekarpenaz gain, N_{eff} -en balioak azaltzeko aparteko osagairik behar den neurtzen saiatu gara N_{eff}^* parametroaren bitartez. Bestelako osagairik behar ez izanez gero, $N_{\text{eff}}^* = 0$ lortuko genuke eta 3 neutrinoek gehi soka kosmikoeak egindako lana nahikoa litzatekeela adierazi. Ikusi duguna da, kasurik gehienetan eta errore handien barruan, sokak gai direla aparteko erradiazio erlatibista osatzeko. Hala ere erroreak direla eta beste osagaien beharra ere ez da guztiz baztertu. Nabarmentzekoa da gainera, kasu batzuetan lortutako N_{eff}^* -en balioa negatiboa izan dela, hots, egokitzapenak onetsitako soka kopurua handiegia da. Pentsatzen dugu erabilitako metodoa ereduaren artean aukeratzeko baliagarria izan daitekeela, baina lan honetan ditugun erroreak direla eta ezinezkoa zaigu inolako ondorio zehatzik ateratzea. Errore hauen jatorrian horizontea baino soka-korda txikiago eta handiagoen bidez lortzen den $N_{\text{GW}}^{\text{CS}}$ desberdina dugu. Lan hau argitaratu ondoren [48] lanean korda handiak direla grabitate-uhinen kalkulurako garrantzia duten bakarrak eta korda txikien papera arbuigarria dela adierazi zuten [48].

Soka kosmiko, hauek eragindako grabitate-uhin eta N_{eff} -en arteko erlazioak osotasunean ikeritzeko, azken eredu batzuk aztertu dira: $N_{\text{eff}}^* = 0$ dutenak hain zuzen ere. Eredu hauetan 3 neutrinoek sortzen dutenaz gain aparteko ekarpen erlatibistak onartzen dituzte, baina ekarpena osorik sokek sortutako dela jotzen da. Hortaz 7 parametroz osatutako ereduak ditugu, baina sokan eta aparteko osagai erlatibisten ekarpena barnebiltzen dituztenak. Orokorrean behatu da eredu hauek datuak ongi doitzen dituztela, parametro bat gehiago duten ereduaren pare. Soka kosmikoeak sortutako grabitate-uhinen iragarpen hobea bagenu, eredu hauek oso onak lirateke datuak azaltzeko parametro gutxiago erabiliz.

Askotan aipatu den moduan, lortutako emaitzen errore handien arrazoiak sokek sortutako grabitate-uhinen gaineko ezjakintasuna da. Talde desberdin askok dihardute esparru honetan lanean, hurbiltze eredu desberdinak erabiliz, baina ez da kontsentsurik lortu oraindik. Sokek sortutako CMBaren anisotropien kasuan ez bezala, non hurbiltze desberdinek emaitza parekoak ematen dituzten, soka kosmikoen korden sortze eta desagertze prozesuak oraindik eztabaida asko sortzen dituzten gaiak dira. Zentzu honetan Nambu-Goto eta Higgs eredu trukakorretan lortutako emaitzak desberdinak direla pentsa liteke, bi kasu hauetako sokan dentsitatea, deuseztapen bideak eta korden tamaina nahiz dentsitateak desberdinak baitira. Lan honetan $G\mu$ -ren baliotik grabitate-uhinen espektroa zuzenean ematen digun eredu bakanetako bat erabili dugu. Hala ere badakigu ziurgabetasun eta onartutako baldintza asko berrikusi eta hobetuak izan behar direla. Ondorioz lan hau soka kosmikoeak unibertsoan presente dagoen aparteko erradiazioan izan dezaketen eragina aztertzeko lehen pausu gisa jotzen dugu.

1.4 Eraitzen eztabaida eta ondorioak

2

BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa

BICEP2 taldeak angelu eskala handietan antzemandako B-modo motako polarizazioaren seinaleak [16], perturbazio primordialak iragartzen dituzten ereduak aztertzeke ahalbidetzen duen leihoa ireki zuen. Neurtutako seinale hau azaltzeko hautagai nagusia, BICEP2 taldeak aldarrikatu zuen moduan, inflazioan sortutako grabitate-uhinak dira: $r = 0.2$ tentsore-eskalar arrazoiaren baliorako doikuntza ona ematen baitute $\ell \approx [40 \ 150]$ inguruan neurtutako espektroaren zatian. BICEP2 taldearen lanak zirrara handia sortu zuen eta B-modoak sor ditzaketen eredu estandarrez kanpoko eredu gainera ikerketa modu nabarmenean suspertu zuen, hala nola defektu kosmikoak [131, 132, 147], bere kabuz ordenatzen diren eremu eskalarrak (SOSF ingelesez) [80] edota eremu magnetiko primordialak [51].

Lan eta kapitulu honetan aztertu ditugun osagaiak defektu kosmikoak izan dira, eta hauek tentsore eta bektore perturbazioen bidez sortutako B-modoak (ikus [55, 79, 88, 103, 104, 214] errebaso moduan). Perturbazio eskalar, bektorial eta tentsorialen anplitudeen arteko arazoia finkoa da defektu mota jakin bakoitzaren kasuan eta hortaz, perturbazio mota bakoitzarentzat lortutako emaitzak gainontzekoetan ere aplikatu behar dira. Zentzu honetan, nabarmentzekoa da nahiz eta CMBaren tenperaturaren anisotropiek defektuen ekarpena era esanguratsuan murriztu [14, 31, 36, 44, 75, 203, 218], B-modoetan izan dezaketen garrantzia handia izan daitekeela.

Gure azterketan hiru defektu mota aztertu ditugu: Higgs eredu trukakorrek soka kosmikoak [150], $O(4)$ testura globalak [198] eta soka erdilokalak [8, 101, 102, 205]. Badira hauetaz gain bestelako defektu mota gehiago ere, bere kabuz ordenatzen diren eremu eskalarrak, monopolo globak edo soka globalak kasu. Hala ere, aukeratutako hiru defektuen azterketa eginez defektu kosmikoek gainerako seinaleekin izan ditzaketen erlazioaren eta defektu mota desberdinen arteko desberdintasunen gaineko informazio orokorra eman dezakegu. Nahiz eta defektu desberdin hauek sortutako tenperatura eta polarizazioaren potentzia-espektroa kualitatiboki antzekoa izan [42, 43, 45, 78, 79, 155, 201, 202], desberdintasun kuantitatibo garrantzitsuak aurki daitezke.

Iturburu primordialek sor ditzaketen B-modoen gain, badira jatorri astrofisikoa duten osagaiak B-modoetan eragin dezaketenak. Gero eta argiago ikusten joan zen ohiko jatorri astrofisikoa duen hauts polarizatuaren igorpena izan zitekeela BICEP2 esperimenduak neurtutako seinalearen kausa [89, 146]. Hau dela eta hautsak sortutako *kutsadura* hau ere aztertu behar da.

Kapitulua argitaratuta dauden bi lan ezberdinetan oinarritzen da: [131] eta [132]. Biak ala biak BICEP2 esperimenduaren datuak atera eta jarraian sortu zen ikerkuntza giro zirrargarrian aurrera eramandakoak. Lehenengoa [131] BICEP2ren datuak atera eta segituan egin zen, eta *Physical Review Letters* aldizkarian argitaratu. Bertan BICEP2k neurtutako seinalea defektuek osoki sortua izan zitekeen era kualitatiboan aztertu genuen. Ondorengo lanean, [132] (*Physical Review D* aldizkarian argitaratua), hasierako artikulua motz eta kualitatiboari emaitza kuantitatiboak gehitu genizkion, neurtutako datuak defektu kosmikoak, inflazioko grabitate-uhinak eta hauts astrofisikoa

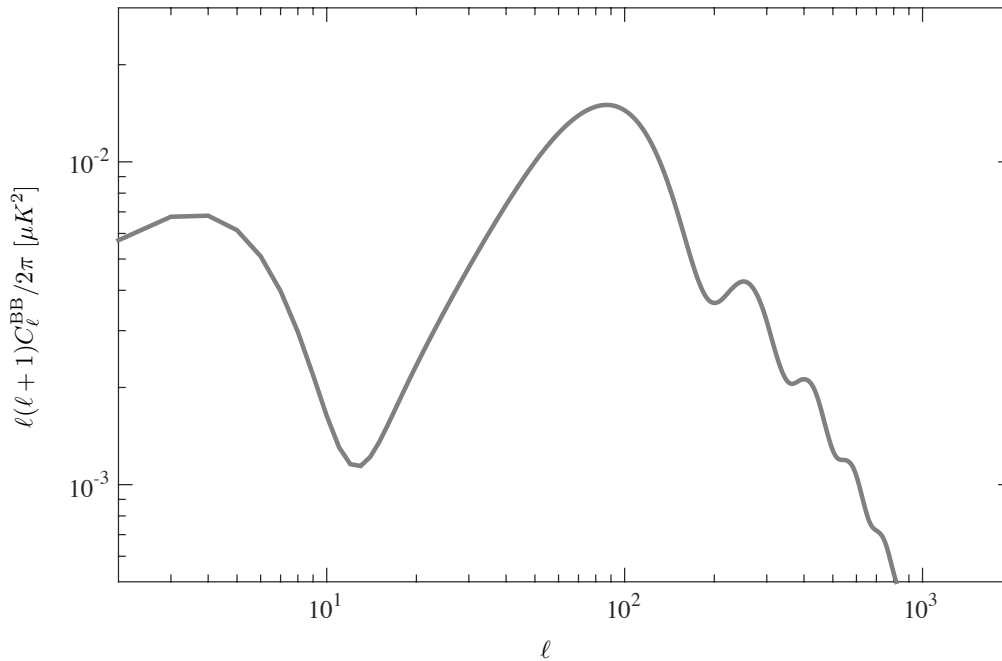
2.1 Jatorri kosmologikoko B-modoak

duten ereduak erabiliz doitzuz.

Hau dela eta kapituluaren zehar ordena kronologikoa aurkeztuko dira emaitzak: hasieran lehenengo laneko aurreikuspen kualitatiboak azalduz eta ondoren bigarren laneko emaitza kuantitatiboak aurkeztuz eta eztabaidatuz.

2.1 Jatorri kosmologikoko B-modoak

2.1.1 Inflazioko grabitate-uhinak: r

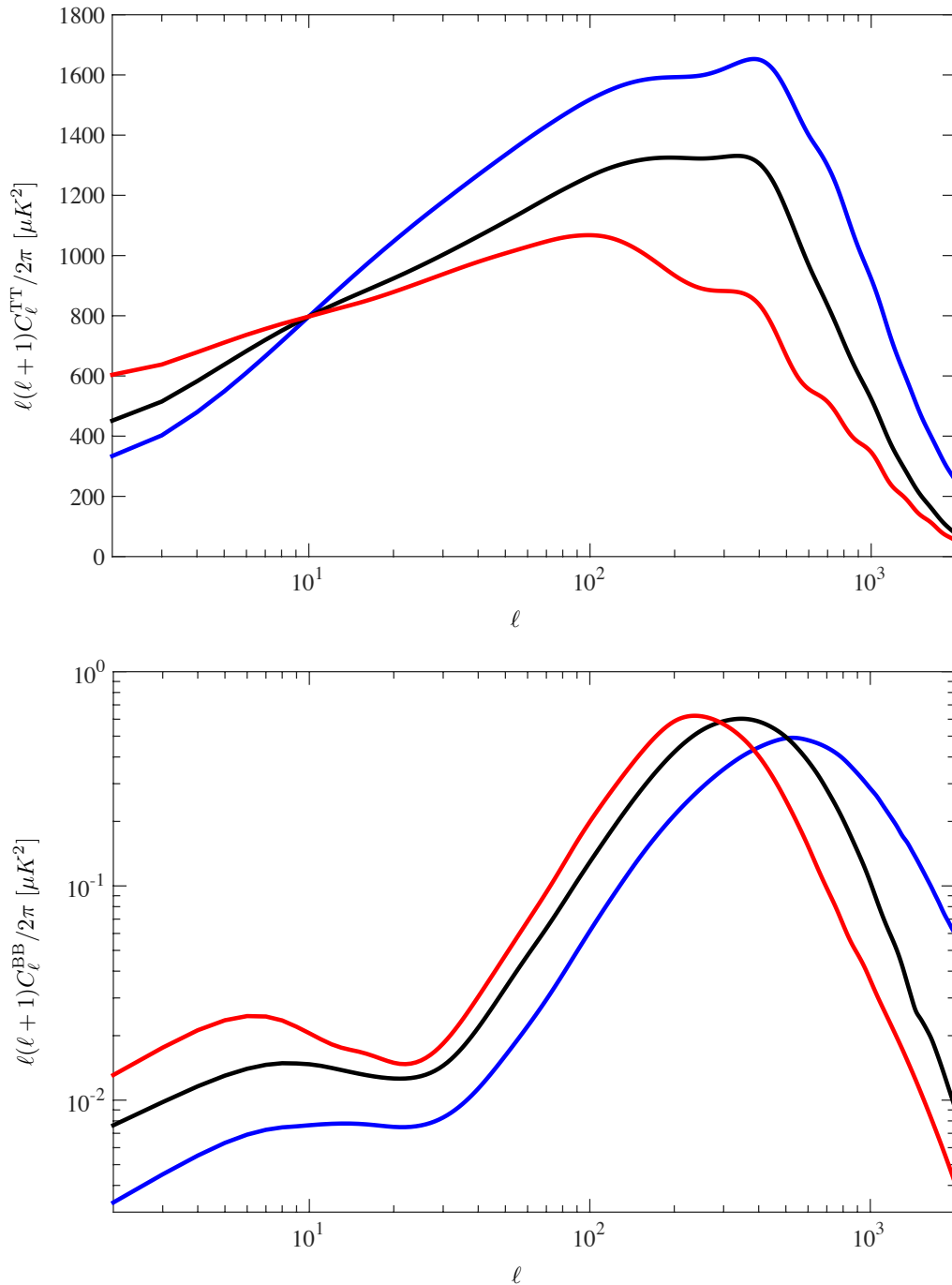


2.1. Irudia: *Inflazioko tentsore modoek sortutako B-modo polarizazioaren potentzia-espektroa $r = 0.2$ balioarentzako. Ageri diren bi tontorrak birionizazioari (lehena) eta birkonbinazioari (bigarrena) loturikoak dira, eta euren posizioa garai haietan horizontea zuen tamainaren arabera da.*

Unibertsoaren eskala handiko osan ezinbestekoak diren perturbazio eskalarrez gain, inflazioan tentsore perturbazioak ere sor daitezke, Sarrerako 1.2.1 atalean azaldu moduan. Perturbazio hauek, modo tentsorial primordial moduan ezagutzen direnak, r parametro kosmologikoa deskribatzen ditu, zeinak tentsore perturbazioen kopuru erlatiboa neurtzen duen perturbazio eskalarrekiko (ikus Sarrerako (1.20) ekuazioa).

Inflazioko tentsore modoek CMBan tenperatura eta polarizazio anisotropiak sortzen dituzte. Zehazki, unibertso gaztean jatorria duten eta B-modoak sor ditzaketen osagai bakarrenetakoak dira. CMBaren tenperaturaren anisotropien gaineko neurketek tentsore modoaren kopurua hurrengo baliorarte murriztu dute: $r < 0.11$ $k_* = 0.002 \text{Mpc}^{-1}$ pibote eskalan [17, 18]. Inflazioko grabitate-uhinek $r = 0.2$ balioa hartuz sortzen duten B-modoen espektroa 2.1 irudian txertatu dugu. Ikus daiteke, eta Sarrerako 1.2.1 atalean azaldu den moduan, birionizazioari eta birkonbinazioari lotutako bi tontorrak argi nabari direla.

2.1.2 Defektu kosmikoak



2.2. Irudia: Defektu kosmiko ezberdinek sortutako CMBaren tenperatura eta B-modo polarizazio anisotropien potentzia espektroak. Bi kasuetan espektroak normalizatu egin dira Plancken $\ell = 10$ puntuan neurtutako balioa eta tenperatura espektroak bat egin dezaten. Lerro desberdinak defektu mota desberdinei dagozkie: testurak gorrix, soka erdilokalak beltzez eta AH soka kosmikoak urdinez.

Inflazioko tentsore modoekin gertatu bezala, defektuen seinalerik bereizgarrietakoa da sor

2.2 Metodoa

	$G\mu_{10}$	$G\mu (< \%95)$	$f_{10} (< \%95)$
AH sokak	19×10^{-7}	3.2×10^{-7}	0.024
Soka erdilokalak	53×10^{-7}	11×10^{-7}	0.041
Testurak	44×10^{-7}	11×10^{-7}	0.054

2.1. Taula: $G\mu_{10}$ defektuen espektroa Plancken datuekin $\ell = 10$ puntuan bat egiteko beharrezkoa den normalizazioa da, hots, $f_{10} = 1$. Azken bi zutabeek Planck elkarlanean Planck + WP + ℓ -Altuak datu sorta doitzean lortutako %95eko K.L.-ak dira.

dezaketen B-modo polarizazio mota. Eremu-teorien simulazioak erabiliz lortutako espektroak 2.2 irudian ikus daitezke: Higgs eredu trukakorrek sokak (AH) urdinez [45], soka erdilokalak (SL) beltzez eta testurak (TX) gorritz [201]. Espektro guztiak normalizatuak izan dira, Planckek tenperatura potentzia-espektroan $\ell = 10$ puntuan neurtutako balioekin bat egin dezaten, hots, $f_{10} = 1$ kasura normalizatu dira espektroak. Balio hau lortzeko beharrezkoa den $G\mu$ -ren balioa ($G\mu_{10}$) eta Plancken datuak doitzean lortzen diren $G\mu$ -ren eta f_{10} -en %95eko konfiantza-limiteak (K.L.), 2.1 taulan sartu ditugu.

Defektuek sortutako eta inflazioaren eraginez sortutako B-modoen espektroak desberdinak dira. Defektuen espektroaren forma inflazioko tentsoreek sortutakoarenaren desberdina da, 2.1 irudian eta 2.2 irudiko beheko zatian ikus daitekeen moduan, batez ere multipolo altuagoetan baitago tontorra. Bestalde, defektuek defektu mota bakoitzarentzako finkoa den proportzioan sortzen dituzte perturbazio eskalar, bektorial eta tentsorialak. Inflazioan berriz, perturbazio hauek ia independenteak dira, kaherentzia erlazio batek jarritako baldintza batez salbu [128]. Hontaz gain, defektuek sortutako polarizazioa eskala angular handietan kausalitatearen eraginez murriztua dago, desakoplatze garaian horizontez gaindiko gorabeherak ez baitzeuden korrelatuak [80].

2.2 Metodoa

Lan honetan plazaratu diren galderak metodologia ezberdina behar duten bi ikuspuntu ezberdinetatik aztertu ditugu. Batetik, lehen zatian, behaketetan oinarritutako ikuspuntu kualitatiboaz baliatu gara, eta bestetik bigarrenean, baieztapen kuantitatiboekin osagarritu ditugu hasierako aurreikuspen kualitatiboak. Azterketa kuantitatiborako beraz, parametroen zehaztapen prozesuak gauzatu ditugu, defektuak B-modoen sortzaile izan daitezkeen bestelako osagaiekin (inflazioko grabitate-uhinekin, hauts astrofisikoarekin eta *lensing*ak sortutako seinalearekin) batera osatutako ereduak baliatuz. Aipatu behar da E-modoak beti hartu direla kontuan, *lensing*aren bitartez B-modoak sortzen baitituzte.

Parametro espazioa era fidagarrian arakatzeko Markov Chain Monte-Carlo (MCMC) motako azterketak burutu ditugu, publikoki eskuragarriak diren Monte Python [1, 28] eta Class [49, 126] kodeen bidez. Gure ereduaren iragarpenak ondorengo CMB datu sortekin konparatu ditugu (ikus Sarrerako 1.2.2 atala esperimendu desberdinen inguruko informazioa jasotzeko):

- *Planck*+WP: *Planck* 2013ko datuak [15] (ℓ -baxuak eta ℓ -altuak) eta WMAP9-ren [110] ℓ -baxuko polarizazioaren datuak.¹
- ℓ -Altuak: SPT [170, 194] eta ACT [188].

¹B-modoek *lensing*aren bidez jasotako ekarpena POLARBEAR [12, 19] esperimenduak antzeman zuen. Hala ere, datu hauek duten murrizte gaitasun txikia dela eta ez ditugu azterketan sartu.

2. Kapituluua: BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa

- BICEP2: BICEP2ren BB polarizazio datuak [16].

Erabili diren egiantz-funtzioa kalkulatzeko kodeak esperimendu bakoitzak argitaratutako kode ofizialak izan dira.²

Oinarrizko eredia Λ CDM-en ohiko 6 parametroak erabiliz osatzen dena da, Sarrerako 1.1 atalean azaldutako $\mathcal{P}\mathcal{L}$ eredia hain zuzen ere:

$$\{\Omega_c h^2, \Omega_b h^2, \tau, H_0, A_s, n_s\} \quad (2.1)$$

Aztertu dugun kasuaren arabera $\mathcal{P}\mathcal{L}$ ereduari parametro estrak gehituko dizkiogu, batzuetan bakarrik eta besteetan konbinatuta. Lan honetako aparteko parametro garrantzitsuena defektu kosmikoei lotutako $(G\mu)^2$ parametroa da, defektu kosmiko mota bakoitzari aplikatua: AH sokei (AH), soka erdilokalei (SL) eta testurei (TX). Ohikoa den moduan defektuen ekarpen erlatiboa f_{10} parametroaren bidez ere neurtu dugu (definizio zehatza Sarrerako 2.3 atalean). Defektuen espektroak [45, 201] lanetan defektuen kontribuzioa kalkulatzeko aldatutako CMBeasy [72] kodearen bitartez kalkulaturakoak dira (ikus Sarrerako 2.3 atala).

Aztertu dugun beste parametroa inflazioak sortutako tentsore kopurua neurtzen digun r parametroa izanen da. Magnitude hau nahiz perturbazio eskalarren anplitudea $k = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$ pibote eskalan neurtutakoak dira.

BICEP2 elkarlanak egin moduan, guk ere perturbazio eskalarren indize espektralaren deribatua α_s ere kontuan hartu dugu. Nahiz eta zenbait lanek [29, 138, 189], BICEP2 eta *Planck*en emaitzak bateragarri izateko parametro honen beharrik ez dagoela argi utzi, parametro honek eragin ditzakeen efektuak aztertu ditugu.

Kapituluaren hasieran aipatu moduan, jatorri astrofisikoko hautsak eragindako polarizazioak zeresana izan dezake BICEP2 taldeak antzemandako seinalean [89, 146]. Ekarpene posible hau aztertu dugu honako moduko espektroa kontuan hartuz:

$$C_\ell^{BB,\text{dust}} = A_{\text{dust}} \ell^{-2.3} \quad (2.2)$$

non A_{dust} espektroaren anplitudea eta azterketan erabiliko den parametroa den.

Bestelako parametrizazio mota bat ere aurki daiteke jatorri astrofisikoko hautsaren ekarpenarentzako, hau Δ_{BB}^2 -ren bidez ematen da eta guk erabilitakoarekin honako moduan dago erlazionatua:

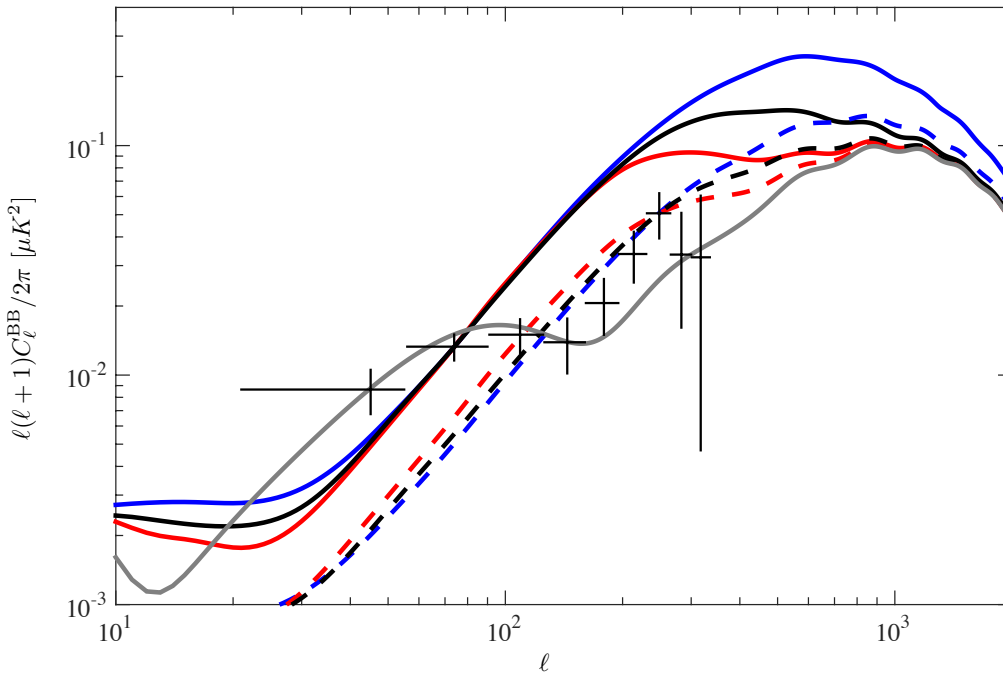
$$\Delta_{BB,\text{dust},\ell}^2 = \frac{\ell^2}{2\pi} C_\ell = \frac{A_{\text{dust}}}{2\pi} \ell^{-0.3}.$$

Osagai hauez eta hauen konbinazio ezberdinez daude osatuak gure ereduak, aparteko osagai bakarra duten erduetatik hasi eta konplexuago diren eta parametro gehiago dituzten erduetaraino.

Hurrengo ataletan aurkeztuko ditugun emaitza tauletan parametro garrantzitsuenak soilik adieraziko dira. Kasu guztietan alde aurretiko banaketa lauak erabili dira: $0 < 10^{12}(G\mu)^2 < 4$ eta $0 < A_{\text{dust}}/(\mu K)^2 < 0.75$. Gainontzeko parametroen alde aurretiko banaketak *Planck* elkarlanaren argitalpenetan erabilitako berak izan dira [13, 15].

²Nahiz eta BICEP2 taldeak argitaratutako artikuluan [16] erabilitako eta publiko egindako kodearen artean desberdintasunak badiren [29], ez dugu espero hauek gure emaitzetan eraginik izaterik.

2.3 Emaitzak



2.3. Irudia: Defektuek sortutako B-modoak eta BICEP2k neurtutako seinalea. Kurba desberdinak defektu desberdinei dagozkie (urdinez AH, beltzez SL eta gorritz TX) eta pertubrazio eskalarren lensing-a ere gehitu da kasu guztietan. Lerro jarraituz irudikatutako marrak BICEP2ren $\ell = 80$ -ko datuak doitzen dituzte ($f_{10} = 0.24, 0.17, 0.09$ hurrenez hurren) eta lerro etenez irudikatu direnek $\ell = 250$ -ko datuak ($f_{10} = 0.08, 0.06, 0.04$ hurrenez hurren).

2.3 Emaitzak

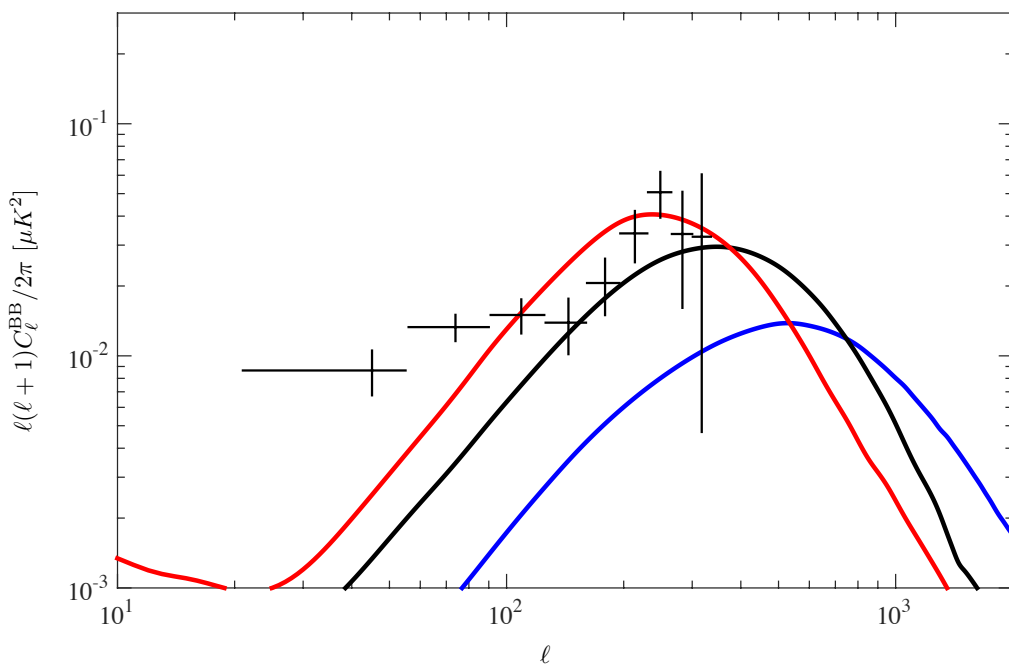
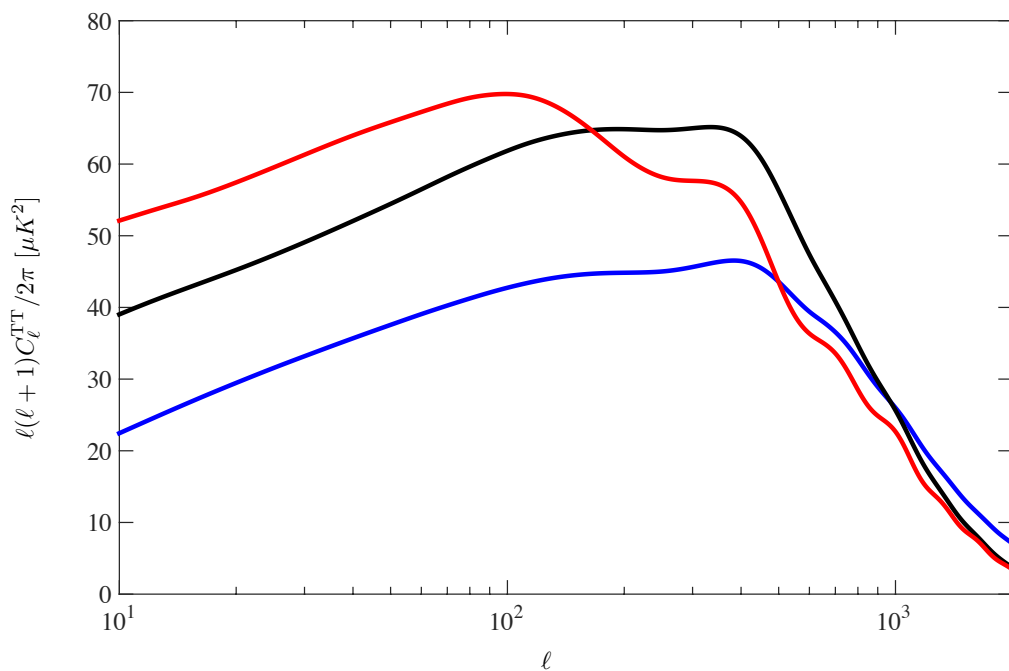
2.3.1 Sor al ditzakete defektuek BICEP2k antzemandako B-modoak?

Defektuek sortutako B-modoen espektroa erabiliz BICEP2ren datuak azaltzen saiatu gara lehenik, emaitzak 2.3 irudian aurki daitezke. Irudian argi ikusten den moduan defektuen espektroek ez dute forma egokia, eta multipolo baxuak $\ell < 100$ doitzuz gero multipolo altuetan ($\ell > 100$) behar dena baino seinale askoz handiagoa lortzen dugu. Zehazki ikusten dugu $\ell = 80$ ingurua doitu nahi bada $f_{10} \simeq 0.24$ (AH), $f_{10} \simeq 0.17$ (SL) eta $f_{10} \simeq 0.09$ (TX) balioak beharko genituzkela, zeinak ℓ altuetan behar dena baino 5 aldiz seinale handiagoa sortzen duten. Bestalde, alderantziz, ℓ altuak doitzen saiatuz gero, datuen oso azpitik doan espektroa lortzen dugu multipolo baxuetan.

CMBaren tenperatura era zehatzean, eta geroz eta multipolo handiagoetan, neurtu duten esperimientuek [14, 31, 36, 44, 75, 203, 218] jadanik defektuen ekarpena asko murrizten dute. AH, SL eta TX-ek [14] lanean lortutako (eta 2.1 taulan adierazitako) %95-ko goiko K.L. balioa erabiliz sortzen duten espektroa 2.4 irudian ikus daiteke, bai tenperatura bai polarizazio kanaletan. Nahiz eta defektu ezberdinen espektroaren itxura kualitatiboki antzekoa izan (ikus 2.2 irudia), tontorrak multipolo desberdinetan dituzte eta modu ezberdinean erortzen da beraien espektroa ℓ altuetan. AH soken espektroak dauka erortzerik motelena eta honengatik hau da aipatutako tenperaturaren anisotropien esperimientuek gehien murrizten duten erdua. Honengatik AH soken kontribuzioa da B-modoen ℓ baxuetan txikiena (irudiko goiko zatiko lerro urdina).

Ziurtasun osoz esan dezakegu beraz defektuen espektroak ez dutela BICEP2 datuak azaldu

2. Kapitulua: BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa

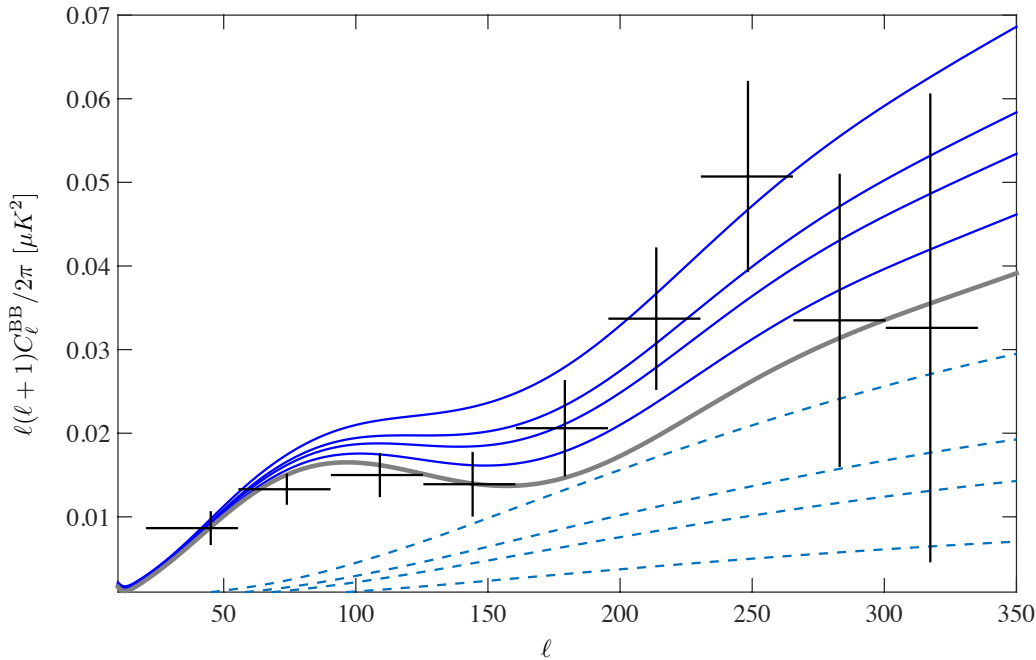


2.4. Irudia: Defektuen espektroa Planck + WP + ℓ -Altu-en doiketan lortutako %95eko konfiantza-limitez normalizatuak. Testurak gorriz, soka erdilokalak beltzez eta AH sokak urdinez irudikatu dira.

eta ongi doitzeko profil egokia.

Antzeko emaitza lortu zuten [80] lanean SOSF-en kasuan. Ulergarria den emaitza bestalde, lan horretako aztergai diren SOSF-ak eta gure laneko O(4) testurak oso antzekoak baitira (ikus Sarrerako 2.1.3 atala). Itxura batean kontrako emaitza lortu zuten [147] lanaren egileek, non BICEP2 datuak USM ereduarekin (ikus Sarrerako 2.1.1 atala) aztertu zituzten. Gai izan ziren sokez

2.3 Emaitzak



2.5. Irudia: *AH sokez (lerro eten urdina) eta $r = 0.15$ mailako inflazioko grabitate-uhinez (lerro grisa) osatutako eredu konposatuaren espektroa lerro jarraitu urdinez. Behetik gora AH soken ekarpena honakoa da: 0.015, 0.03, 0.04 eta 0.06.*

soilik osatutako eredu baten bitartez inflazioak sortutako grabitate-uhinekin lortutako doikuntza onenaren parekoa zen emaitza lortzeko. Hala ere erabilitako ereduak bazuen arazorik, beharrezkoak zituzten soken arteko distantziak desakoplatze garaiko horizonte kausalaren tamaina baino handiagoak baitziren. Egileek ereduia soka globalen edo testuren parekoa litzateken defektuez osatua zegoela zioten. Izatez testuren korrelazio luzerak beste defektuenak baino handiagoak dira, hots, multipolo baxuagoetan dago beraien tontorra; baina argi dago baita ere 2.4 irudia eta [147] laneko 1. irudia konparatuz, erabili duten ereduak eta testuraren espektroak multipolo baxuetan ez dutela zerikusirik. Adibidez, $\ell = 70$ multipoloan USM bidez kalkulaturako espektroa testurarena baino %50 altuagoa da eta bikoitza $\ell = 40$ -en.

2.3.2 Monte Carlo bidezko azterketa

Defektuak antzemandako B-modoen iturburu nagusi izatea baztertu dugunez, aurreko ataleko ikuspuntua aldatu dugu eta defektuek inflazioko grabitate-uhinek edo jatorri astrofisikoko hautsak bezelako osagai nagusiak nola lagundu ditzaketen aztertu dugu. Adibide kualitatibo moduan 2.5 irudian inflazioko tentsore modoez eta AH sokez osatutako ereduarekin datuak doitzen saiatu gara. Defektuek eskala txikiagoetan dute tontorra, hau da, grabitate-uhinek baino ekarpen handiago dute multipolo handietan, hortaz bi osagaien nahasturak doitzea hobetu lezake. Irudian ikus daitekeen moduan doikuntza hobetu egin da, AH sokek 0.04 inguruko balioko ekarpena eginez $\ell \approx 200$ inguruan dugun gehiegizko seinalea azaldu baitezakete; bestalde $f_{10} > 0.06$ ekarpenak baztertuak dira. Aurreratu dezakegu antzeko zerbait gertatuko dela defektuez eta hautsez osatutako eredu mistoa aztertzean, zeren 2.6 irudian ageri den moduan hautsaren eta r -ren espektroak ingurune berean baitira garrantzitsuenak.

Hasierako emaitza hauek eraginda, aurreko ataleko adierazpen kualitatiboak datuen azterketen

2. Kapituluua: BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa

Datuak	BICEP2 (BB bakarrik)						
Eredua	$\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r$
Param	AH	SL	TX	AH	SL	TX	-
r	-	-	-	$0.14^{+0.04}_{-0.06}$	$0.14^{+0.04}_{-0.06}$	$0.14^{+0.04}_{-0.06}$	$0.21^{+0.04}_{-0.05}$
$10^{12}(G\mu)^2$	$0.40^{+0.07}_{-0.08}$	$1.73^{+0.29}_{-0.32}$	$0.86^{+0.14}_{-0.16}$	$0.20^{+0.08}_{-0.09}$	$0.87^{+0.34}_{-0.39}$	$0.43^{+0.17}_{-0.20}$	-
$-\ln \mathcal{L}_{\max}$	8.1	7.4	6.8	1.6	1.6	1.8	4.3

2.2. Taula: Parametroen zehaztapenak eta doikuntza onenen egiantz-balioak eredu kosmologiko ezberdinrentzako. Aztertutako datu sorta BICEP2k soilik osatua izan da, hots, B-modoak soilik aztertu dira.

Datuak	Planck + WP + ℓ -Altuak + BICEP2						
Eredua	$\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r$
Param	AH	SL	TX	AH	SL	TX	-
n_s	$0.955^{+0.007}_{-0.008}$	$0.964^{+0.007}_{-0.008}$	$0.962^{+0.007}_{-0.007}$	$0.963^{+0.007}_{-0.008}$	$0.966^{+0.008}_{-0.008}$	$0.965^{+0.007}_{-0.007}$	$0.962^{+0.007}_{-0.007}$
r	-	-	-	$0.14^{+0.03}_{-0.04}$	$0.10^{+0.03}_{-0.04}$	$0.09^{+0.03}_{-0.04}$	$0.15^{+0.03}_{-0.04}$
$10^{12}(G\mu)^2$	$0.084^{+0.026}_{-0.025}$	$1.34^{+0.27}_{-0.29}$	$0.73^{+0.14}_{-0.15}$	< 0.083	< 1.3	< 0.74	-
f_{10}	$0.021^{+0.006}_{-0.006}$	$0.044^{+0.009}_{-0.010}$	$0.035^{+0.006}_{-0.007}$	< 0.020	< 0.042	< 0.035	-
$-\ln \mathcal{L}_{\max}$	5280.1	5268.8	5266.8	5264.4	5262.9	5263.0	5265.8

2.3. Taula: Parametroen zehaztapenak eta doikuntza onenen egiantz-balioak eredu kosmologiko ezberdinrentzako. Aztertutako datu sorta CMB datu talde osoa izan da.

bidez lortutako emaitza kuantitatiboekin osagarritu ditugu. Eredu kosmologiko ezberdinak erabiliz datu sorta desberdinak aztertu ditugu. Lehenik eta behin, CMBen datuak oinarritzko eredu ($\mathcal{P}\mathcal{L}$) gehi defektuak $G\mu$ edo/eta r dituzten eredu mistoak aztertu dira. CMB datu sortak bi taldetan sailkatu ditugu: alde batetik BICEP2k neurtutako B-modoak bakarrik eta bestetik aurreko atalean azaldutako CMB datu sorta osoa. Azpimarratu behar da azterketa ℓ -Altua datu sorta erabili gabe ere errepikatu dela, baina hain izan dira antzekoak emaitzak, azterketa horretan lortutako ondorioak ez ditugula erakutsiko. Atal honen bigarren zatian perturbazio eskalarren indize espektralaren deribatua α_s ere parametro aske bezela hartu dugu. Eta azkeneko zatian berriz, jatorri astrofisikoko hautsaren ekarpena ere gure ereduen parte izan da.

Inflazioko tentsore modoak eta defektuak

Lortutako emaitza guztiak 2.2 eta 2.3 tauletan aurki daitezke, B-modoak soilik eta CMB datu sorta osoa aztertu direnean hurrenez hurren. Taulak honako eran antolatu ditugu: ezkerrean defektuak dituzten ereduentzat kateek emandako emaitzak jarri ditugu, eskuinean berriz, erreferentzia moduan erabiltzeko defekturik ez dituzten ereduaren emaitzak.

Aurreko atalean aurreratu moduan, 2.2 taulako zenbakiek, batez ere doikuntza onenen egiantz-balioek, argi eta garbi erakusten dute defektuez soilik osatutako ereduaren doikuntzak oso pobreak direla. Defektuz osatutako $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ eredu bakar bat ere ez da $\mathcal{P}\mathcal{L} + r$ -k emandako doikuntzaren mailara iristeko gai, nahiz eta testurena gehiago gerturatzen den.

BICEP2ren datuak defektuak eta grabitate-uhinak bateratzen dituen ereduarekin, hots, $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$ ereduarekin doitu ditugu hurrena. Lehen esan den moduan defektuak ez dira ℓ baxuetako seinalea azaltzeko gai, baina *lensing*ak osatzen duen kurbaren gainetik dauden puntu horiek hobeki doitzen lagundu dezakete. Egiantz-balioen arabera doikuntza hobetu da, baina buruan izan eredu

2.3 Emaitzak

Datuak	<i>Planck</i> + WP + High- ℓ + BICEP2			
Eredua	$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu + \alpha_s$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + \alpha_s$
Param	AH	SL	TX	-
n_s	$1.061^{+0.028}_{-0.028}$	$1.048^{+0.026}_{-0.031}$	$1.049^{+0.030}_{-0.032}$	$1.055^{+0.031}_{-0.031}$
α_s	$-0.032^{+0.008}_{-0.009}$	$-0.027^{+0.010}_{-0.008}$	$-0.027^{+0.010}_{-0.010}$	$-0.030^{+0.010}_{-0.010}$
r	$0.19^{+0.04}_{-0.05}$	$0.15^{+0.04}_{-0.06}$	$0.14^{+0.04}_{-0.06}$	$0.20^{+0.04}_{-0.05}$
$10^{12}(G\mu)^2$	< 0.10	< 1.3	< 0.71	-
f_{10}	< 0.030	< 0.047	< 0.038	-
$-\ln \mathcal{L}_{\max}$	5260.3	5259.2	5258.6	5261.6

2.4. Taula: *Parametroen zehaztapenak eta doikuntza onenen egiantz-balioak eredu kosmologiko ezberdinentzako indize eskalarraren deribatua kontuan hartu denean. Aztertutako datu sorta CMB datu talde osoa izan da.*

honek $\mathcal{P}\mathcal{L}$ ereduak baino 2 parametro gehiago dituela.

Hurrengo pausua datuak CMBaren datu sorta osora zabaltzea izan da, hau da, *Planck* + WP + High- ℓ + BICEP2 erabiltzea eta ereduak sortutako tenperatura nahiz E- eta B-modoak azterketan sartzea. Oinarrizko osagaiez gain aparteko osagai bakarra duten ereduak konparatuz, $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ [AH]-k besteen aldean ($\mathcal{P}\mathcal{L} + r$, $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ [TX] eta $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ [SL]) datuak okerrago doitzen dituela aurkitu dugu. Beste hiruen iragarpenak pareko mailan egokitzen dira datuetara, hiruetan onena $\mathcal{P}\mathcal{L} + r$ izanik, $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ [TX] gertu duela.

CMB datu sorta osoa aztertu denean lortutako $G\mu$ -ren balio tartekak B-modoak soilik erabili direnean baino askoz murriztagoak dira, batez ere AH-n kasuan. Azken kasu honetan, *Planck*ek ezartzen dituen murrizketak oso sendoak dira eta ondorioz balio hauei dagokien B-modoen espektra BICEP2k neurtutako puntuen oso azpitik aurkitzen da. Beste era batean esanda, *Planck*en eta BICEP2ren konbinaketak ez ditu AH soken tartekak *Planck*ek bere kasa murrizten dituen baino gehiago murrizten. Beste alde batetik, tenperatura kanaletik eratorritako mugek SL eta TX-en kasuetan [14], beraien B-modoen anplitudea BICEP2ren datuen pare uzten dute (ℓ altuetan); hortaz BICEP2 bakarrik gai da tenperaturaren anisotropietan lortutako emaitzen pareko $G\mu$ -ren balio mugak ondorioztatzeko. Honek denak baieztatzen du, [148] lanean aurreikusi bezala, zehaztasun handiz neurtutako B-modoek defektu desberdinen artean bereizteko izanen luketen gaitasuna.

Azken aukera grabitate-uhinak eta defektuak batera dituen ereduaz aztertzea da, hots, $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$ ereduaz. Kasu honetan defektuek tarte gutxiago dutenez ekarpena egiteko %95-ko konfiantza-limiteak soilik lortu ditugu. Berritri SL eta TX defektuek AH soke baino doikuntza hobea egiten dute, azken hauek gainera ez dira r -ren balioa txikitzeke gai. Arrazoa jadanik aipatutakoa da: *Planck*en tenperaturak hain modu bortitzean murriztu du AH soken balizko ekarpena, B-modoetan duten efektua arbuigarri bihurtu dela.

Indize eskalarraren deribatua

Kasu honetan ez ditugu BICEP2ren datuak bereizirik aztertuko, horren ordez hasieratik CMB datu sorta osoa aztertuko dugu, indize espektralaren deribatuaren efekturik nagusia tenperaturaren anisotropietan gauzatzen baita. Emaitzak 2.4 taulan aurki daitezke.

Inflazioko grabitate-uhinak eta indize espektralaren deribatua dituen ereduaz $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$ baino pixka bat hobea da datuak azaltzen, ziurrenik deribatua azterketan sartzean r -k balio handiagoak har ditzakeelako eta B-modoak hobeki doitu (ikus 2.4 taulako $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + \alpha_s$ zutabea). Indize espektralaren deribatua sartzeak eragiten duen beste ohiko fenomeno bat indize espektral

2. Kapituluua: BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa

Datuak	BICEP2 (BB bakarrik)							
	$\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + A_{\text{dust}}$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu + A_{\text{dust}}$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + A_{\text{dust}}$	$\mathcal{P}\mathcal{L} + A_{\text{dust}}$
Param	AH	SL	TX	AH	SL	TX	-	-
r	-	-	-	< 0.11	< 0.10	< 0.18	< 0.22	-
$10^{12}(G\mu)^2$	$0.17^{+0.08}_{-0.10}$	$0.74^{+0.40}_{-0.40}$	$0.37^{+0.16}_{-0.24}$	$0.17^{+0.05}_{-0.08}$	$0.72^{+0.32}_{-0.41}$	$0.36^{+0.16}_{-0.21}$	-	-
$A_{\text{dust}} [\mu K^2]$	$0.20^{+0.06}_{-0.08}$	$0.20^{+0.06}_{-0.08}$	$0.19^{+0.06}_{-0.09}$	< 0.26	< 0.25	< 0.25	$0.19^{+0.10}_{-0.10}$	$0.30^{+0.06}_{-0.07}$
$-\ln \mathcal{L}_{\text{max}}$	1.7	1.7	1.8	1.5	1.5	1.7	3.3	3.3

2.5. Taula: Parametroen zehaztapenak eta doikuntza onenen egiantz-balioak eredu kosmologiko ezberdinrentzako. Aztertutako datu sorta BICEP2k soilik osatua izan da, hots, B-modoak soilik aztertu dira. 2.2 taularen antzekoa baina hauts astrofisikoa duten ereduak kontuan hartuz.

handiagoak lortzea da. Honek, hasiera batean, defektuentzako toki gehiago dugula esan nahiko luke, baina izatez AH sokei bakarrik eragiten die. Deribatuak tenperaturaren anisotropien espektroaren inklinazioa ere aldatzen duenez, espero gabeko antikorrelazioa gertatu da $G\mu$ eta f_{10} -ren artean.

Azpirarratu behar da defektuak SL eta TX izan direnean, indize eskalarraren deribatua kontuan hartzeak ez duela r -ren balioa handitu; balio hau deribatutik ez zegoenean lortu ziren balioen parekoa izan da. Modu berean, defektuak kontuan hartzeak ez du α_s -ren balioa murriztu.

Hautsa

Aurreko 2.2 atalean azaldu den moduan, *Planck* elkarlanak proposatutako hauts eredu [3] ere kontuan hartu dugu. Eredu honen arabera hautsak sortutako B-modoen espektroa³:

$$C_{\ell}^{BB,\text{dust}} = A_{\text{dust}} \ell^{-2.3} \quad (2.3)$$

Antzeko eredu erabili zuten Mortonson eta Seljak-ek [146] artikuluan eta Flauger *et. al.* [89] lanean BICEP2ren jatorri primordiala aztertzerakoan; guk hauek proposatutako bidea jarraitu dugu.

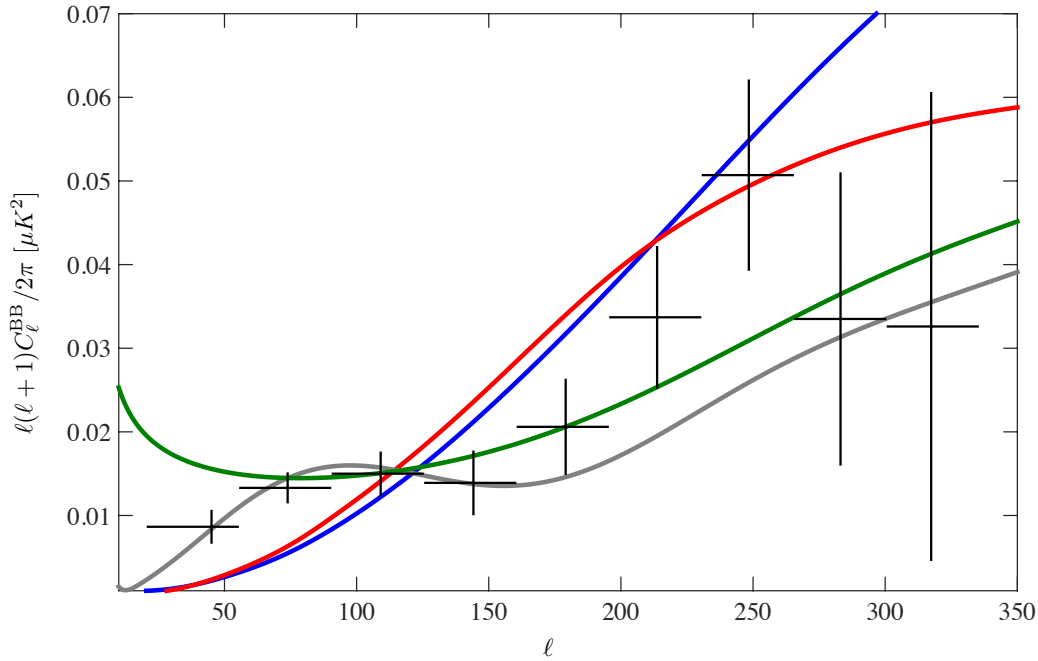
AH sokek, testurek, inflazioko grabitate-uhinek eta hautsak sortutako B-modoen espektroa 2.6 irudian erakusten dugu, BICEP2 esperimentuaren puntuekin batea. Kasu bakoitzaren normalizazioa lortzeko, $\mathcal{P}\mathcal{L}$ gehi osagai bakarrarekin lortutako doikuntza onenari loturiko balioak erabili dira (ikus 2.2 eta 2.5 taulak). *Lensing*aren ekarpena ere kasu guztiei gehitu zaie. Irudiak erakusten duen moduan hautsak eta r -k garrantzia handiagoa dute ℓ baxuetan; ondorioz B-modoetan hautsa lehia zuzenagoan dago r -rekin defektuekin baino.

BICEP2ren B-modoak ere berezian aztertuz hasiko gara. Nabarmenezkoa den lehenengo gauza hautsa aparteko osagai duen eredu ($\mathcal{P}\mathcal{L} + A_{\text{dust}}$) $\mathcal{P}\mathcal{L} + r$ -ren doikuntza hobetzeko gai dela da. Hau gutxi balitz, $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + A_{\text{dust}}$ eredu konposatua datuak aztertzeko erabiliz gero, doikuntza ez dugu hobetzen eta grabitate-uhinen detekzioa galtzen dugu ([146] lanean aurkitu zuten moduan). Doikuntza onenaren balioa $r = 0$ baliorako lortzen da, hots, hautsa soilik duen ereduak doitzen ditu B-modoak egokien.

Hautsa eta defektuak erabiliz osatutako ereduak hautsaz eta r -z osatutakoen baino hobeki azaltzen dituzte datuak. Kasu guztietan, izan r -rekin edo izan $G\mu$ -rekin, hauts kopuru bera

³Lan hau argitaratzeko prestatzen ari zen bitartean *Planck* elkarlanak artikulua berri bat igorri zuen [10], non hautsaren espektroa pixkat bat aldatu zuten: $C_{\ell}^{BB} \propto \ell^{-2.45}$. Aldaketa honek gure emaitzetan eragin handirik ez duela izanen aurreikusten dugu. $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu[\text{AH}] + A_{\text{dust}}$ eredu CMB datu sorta osoa doitzeko erabiliz $G\mu$ -ren %95eko K.L. 2.7×10^{-7} -tik 2.9×10^{-7} -ra mugitu zen soilik, gure aurreikuspenak baieztatuz.

2.4 Emaitzen eztabaida eta ondorioak



2.6. Irudia: 2.2 eta 2.5 tauletan ageri diren doikuntza onenaren balioekin normalizatutako B-modoen espektroak. Inflazioko tentsoreak grisez, hautsa berdez, AH sokak urdinez eta testurak gorriz irudikatu dira. Kasu guztietan lensingaren ekarpena ere gehitu da eta BICEP2ren puntuak ere irudikatu dira.

lortzen dugu. Defektuen kopurua, bestalde, hautsarekin batera dauden eredueta $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu$ -rekin alderatuz erdiraino murrizten da eta $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$ -ren mailetara iritsi. Esan behar da azken eredu mota hauek ez dutela doikuntza hobetzen. Azkenik, osagai guztiak dituen eredu erabiltzean, hau da, $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu + A_{\text{dust}}$ ereduaz baliatzean, hautsik gabeko kasua 1σ konfiantza-limitearen barruan dagoela dakusagu eta beraz %95 K.L-a emanez adierazi dugu bere balioa. Honen arrazoia, lehen azaldu moduan, multipolo baxuetan hautsak eta tentsoreek duten lehian datza.

Aztertu beharreko datuak CMB datu sorta osoak izan direnean lortutako emaitzak antzekoak izan dira. Hautsa osagai bakar duten ereduak oso lan ona egiten dute bestelako osagaiaren beharrik gabe, eta hauek sartzen baditugu doikuntza onenaren egiantz-balioa gutxi hobetzen da. Aurreko atalean gertatu moduan, tenperaturak eragindako murrizketak direla eta, defektuentzat %95eko K.L.-ak soilik eman ditzakegu. Hauek SL eta TX-en kasurako, *Planck* elkarlanean lortutakoekin alderatuz, nabarmen txikiagoak dira (kus 2.1 taula). Kasu guztietan $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + A_{\text{dust}}$ konbinaketak lan hobea egiten du parekoa den $\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$ -k baino.

Taula desberdinen artean, 2.5 eta 2.6, A_{dust} -en balioetan aurki daitezken desberdintasunak, *lensinga* kalkulatzeko erabili diren parametro kosmologiko desberdinen ondorio besterik ez dira.

2.4 Emaitzen eztabaida eta ondorioak

BICEP2 esperimenduak egindako aurkikuntzak motibatuta, B-modo hauek defektuak barnebiltzen dituzten eredueta izan ditzaketen efektuak ikertu ditugu. Azterketa hau osagarri diren bi ikuspuntutatik eraman dugu aurrera: hasieran behaketetan oinarritutako ikuspuntu kualitatibo batetik eta ondoren aurreikuspen hauek osatu dituen parametro espazioaren egiantz-funtzio bidezko

2. Kapituluua: BICEP2: defektuak, grabitate-uhin primordialak eta hauts astrofisikoa

Datuak	Planck + WP + High- ℓ + BICEP2							
	$\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + A_{\text{dust}}$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu + A_{\text{dust}}$			$\mathcal{P}\mathcal{L} + r + A_{\text{dust}}$	$\mathcal{P}\mathcal{L} + A_{\text{dust}}$
Param	AH	SL	TX	AH	SL	TX	-	-
r	-	-	-	< 0.10	< 0.09	< 0.10	< 0.11	-
$10^{12}(G\mu)^2$	< 0.074	< 0.97	< 0.54	< 0.075	< 0.97	< 0.56	-	-
f_{10}	< 0.019	< 0.031	< 0.026	< 0.019	< 0.032	< 0.027	-	-
$A_{\text{dust}} [\mu K^2]$	$0.24^{+0.05}_{-0.06}$	$0.21^{+0.06}_{-0.06}$	$0.19^{+0.06}_{-0.07}$	$0.20^{+0.06}_{-0.07}$	$0.16^{+0.07}_{-0.07}$	$0.15^{+0.06}_{-0.07}$	$0.21^{+0.07}_{-0.06}$	$0.25^{+0.05}_{-0.06}$
$-\ln \mathcal{L}_{\text{max}}$	5259.6	5259.4	5258.5	5259.5	5259.3	5258.4	5259.6	5260.0

2.6. Taula: Parametroen zehaztapenak eta doikuntza onenen egiantz-balioak eredu kosmologiko ezberdinentzako. Aztertutako datu sorta CMB datu talde osoa izan da. 2.3 taularen antzekoa baina hauts astrofisikoa duten ereduaren kontuan hartuz.

azterketa kuantitatiboaren bitartez.

Kapituluaren lehenengo zatian defektuez soilik osatutako ereduak datuak egoki doitzeko ez dutela balio ikusi dugu. Atal honen ondorio garrantzitsuena bestelako osagai nagusi baten beharra dagoela izan da, izan inflazioko grabitate-uhin izan jatorri astrofisikoko hauts polarizatua. Hala eta guztiz ere, ikusi da defektuek modu eraginkorrean lagundu dezaketela datuen doikuntza hobetzen multipolo altuetan. Egindako azterketak erakusten du defektuen ekarpena osagai nagusiarenari gehituz, doitzea orokorrean hobetzeko gai garena.

Adierazpen kualitatibo hauek emaitza kuantitatiboekin osagarritu ditugu hurrengo ataletan, eta neurtu zer-nolakoa den BICEP2ren datuen eragina defektuetan. Hasieran ikusi dugunarekin bat, zenbakiak baieztatu digute defektu kosmikoak bakarrik ez direla gai datuen doikuntza egokia egiteko, eta beste osagai nagusiren bat sartu behar dela.

Hau egitean eta BICEP2ren B-modoak soilik aztertzean, aurkitu da defektuez gain grabitate-uhinez ($\mathcal{P}\mathcal{L} + r + G\mu$) eta hautsez ($\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + A_{\text{dust}}$) osatutako eredu konposatuek, osagai bakarrarekin lortutako emaitzak hobetzen dituztela, $\mathcal{P}\mathcal{L} + r$ eta $\mathcal{P}\mathcal{L} + A_{\text{dust}}$ hurrenez hurren. Honen arrazoa defektuek multipolo altuetan egiten duten lanean aurki dezakegu, gutxi gora behera $\ell \gtrsim 200$ inguruan, non BICEP2ren datu puntuak *lensing*aren profilarren gaintetik dauden (ikus 2.6 irudia). Ingurune honetan defektuek doikuntza hobetzen laguntzen dute. Beste alde batetik grabitate-uhinez eta hautsez osatutako ereduak ez ditu datuak hobeki azaltzen.

Egoera zertxobait aldatu da CMB data sorta osoa kontuan hartu denean, hau da, aztertutako datuak *Planck* + WP + High- ℓ + BICEP2 multzoak emandakoak izan direnean. Kasu honetan testurez soilik osatutako ereduak ($\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu[\text{TX}]$) grabitate-uhinez osatutakoa ($\mathcal{P}\mathcal{L} + r$) baino pixkat bat okerragoa besterik ez da izan datuak doitzen, eta AH sokek osatutakoa ($\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu[\text{AH}]$) baztertua izan da B-modoen sorburu soil moduan. Hauts astrofisikoz osatutako ereduak, bestalde, askoz ere hobea dela ikusi dugu eta $\mathcal{P}\mathcal{L} + A_{\text{dust}}$ ereduak dela orokorrean datuak egokien azaltzen dituen; ez defektuak ezta grabitate-uhinak gehituz ere ez dugu doikuntzaren kalitatea asko hobetu.

Defektuen ekarpena neurtzen duen $G\mu$ parametroari dagokionez, BICEP2ren datuak SL eta TX defektuak *Planck*ek mugatzen dituen era berean zenbatesteko gai dira. Bestela esanda, BICEP2ren bidez lortutako SL eta TX-en balio tarteak *Planck*en bidez lortutakoen parekoak dira. Beste alde batetik, *Planck*ek AH sokak BICEP2k baino egokioago zenbatesten ditu. Honen arrazoa, beste defektuekin alderatuz, AH soken B-modoen tontorra multipolo altuagoetan kokatzen dela eta beraien tenperatura espektroa motelago erortzen dela da, ondorioz $\ell \gtrsim 100$ esparruko tenperatura anisotropiek eragindako murrizketak gailentzen dira.

Inflazioko grabitate-uhinak edo hauts astrofisikoaren ekarpenak gehitzeak eragin handia du

2.4 Eraitzen eztabaida eta ondorioak

	$G\mu < \%95 \text{ K.L.}$	$f_{10} < \%95 \text{ K.L.}$
AH sokak	2.7×10^{-7}	0.019
Soka erdilokalak	9.8×10^{-7}	0.031
Testurak	7.3×10^{-7}	0.026

2.7. Taula: $\mathcal{P}\mathcal{L} + G\mu + A_{\text{dust}}$ ereduaz CMB datu sorta osoa aztertuz $G\mu$ eta f_{10} parametroentzako lortutako %95 konfiantza-limiteak.

defektuen parametroen balio eta mugetan. CMB datu sorta osoa hautsez eta defektuz osatutako ereduarekin aztertzean, 2.7 taulan erakusten den moduan, hurrengo balioak lortu ditugu: $G\mu < 2.7 \times 10^{-7}$ AH sokentzako, $G\mu < 7.3 \times 10^{-7}$ testurentzako eta $G\mu < 9.8 \times 10^{-7}$ soka erdilokalentzako, denak %95eko konfiantza-limitean. Eraitza hauek *Planck*ek [14] lanean aurkeztutakoak baino zorrotzagoak dira (bereziki testuren kasuan, ikus 2.1 taula) eta B-modoek defektuen ekarpenak neurtu eta zenbatesteko duten gaitasuna nabarmentzen dute.

3

Higgs eredu trukakorreko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektr berriak

Soka kosmikoak [57, 103, 104, 214] unibertso primitiboan gertatu zitezkeen fase-trantsizioetan sortutako objektu bitxiak dira. Partikulen energia altuko eredu, nahiz teoria kosmologiko askotan aurreikusten da soka kosmikoen existentzia [115, 116, 177]. Geroz eta zehatzagoak diren behaketa esperimentalek, batez ere CMBaren behaketek [14, 15, 82, 110], eta iragarpen teoriko sendoagoek [36, 39, 44, 91, 124, 202, 203, 218] soka kosmikoen tenperatura anisotropien ekarpena era nabarmenean murriztu dute, sokak sortu zireneko fase-trantsizioaren energia eskalari 4×10^{15} GeV-ko goiko bornea ezarriz. Anisotropia hauen zatirik handiena inflazioak sortutakoa dela frogatu da, zehazki $n_s = 0.968 \pm 0.006$ eta $r < 0.12$ (%95 K.L.) balioekin bat datozen inflazio ereduak [17].

Sokek tenperatura anisotropietan izan dezaketen ekarpena hain mugatua dagoenez, CMBaren polarizazioaren neurketek eta bereziki B-modoen neurketek berebiziko garrantzia dute defektuak antzemateko. Etengabe hobetzen ari diren behaketa esperimentalek eraginda, soka kosmikoek sor dezaketen CMB seinaleak izan ditzazkeen ziurgabetasun teorikoak murrizten saiatu gara. Aurreko zenbait lanetan [42, 43, 45] AH soken energia-momentuaren tentsorea eta CMBaren potentzia-espektr oak kalkulatu ziren eremu-teoriak simulatuz. Kalkulu hauei loturiko ziurgabetasun handienak eremu-teoriak zabaltzen ari den unibertsoan simulatzea, trantsizio kosmologikoak behar bezala aplikatzea eta denbora handietarako eta eskala txikietarako egindako estrapolazioak ziren.

Defektuek sor dezaketen CMBaren potentzia-espektra kalkulatzeko, simulazioetatik energia-momentuaren tentsorearen denbora ezberdinetako korrelazioak (UETCak) lortzen dira [78, 79, 104, 155, 196], Sarrerako 2.3 atalean azaldu den moduan. UETC metodoa oso erabilia izan da eremu-teorien simulazioetan, eta azken urteetan bestelako soka kosmikoen ereduetan ere aplikatu izan da: soka etenen eredu (USM) [32] eta Nambu-Goto (NG) hurbilketan [125].

Kapitulu honetan orain arte egin diren soka kosmikoen eremu-teorien simulazio handienetatik lortutako energia-momentuaren korrelazioak eta CMBaren potentzia-espektr oak aurkeztuko ditugu. Hau aurrera eramateko gai izan gara, batez ere, baliabide tekniko, konputazional eta hauek maneiatzeko programazio lanabes hobeak izan ditugulako : LATField2 [?]. Hobekuntza guzti hauekin aurreko lerroetan aipatutako erronkak gaingitu ditugu. Simulazio kutxaren bolumena 1024^3 -tik 4096^3 -ra ('4k' simulazioak) handitzea posible izan da eta [45] lanean baino 64 aldiz handiagoa den unibertsoaren bolumena simulatu da. Hortaz aurreko lanetan estrapolazio bidez soilik aztertu zitezkeen eskalak zuzenean simulatu ditugu.

Aipatu den lehen arazoetako bat masadun eremu-teoriak zabaltzen ari den unibertsoan simulatzea izan da. Sarreran aipatu den moduan, soka kosmikoen muinaren tamaina eremuen masaren araberako da eta unibertsoaren zabaltzeak ez dio eragiten. Higidura-ekuazioak koordinatu kohigikorak erabiltzen dituzten simulazio kutxetan askatzen direnez, unibertsoaren zabaltzeak eraginda ondoz-ondoko puntuen arteko distantzia fisikoa handiagotu egiten da. Horregatik distantzia hau sokaren muinaren lodiera baino handiagoa denean, soka puntuen artean galduko da eta desagertu

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak

eginen da.

Egoera hau sahiesteko proposamen erabilienetakoak sokaren muina artifizialki loditzen du, hone-la koordenatu kohigikorretan lodiera konstantea izan dezan eta simulazio guztian zehar ikusgarria izan dadin [42, 162] (ikus Sarrerako 2.2 atala). Hurbilketa honek eragindako erroreak txikiak zirela ikusi zen. Hala eta guztiz ere, simulazio kutxen eta simulazio denboraren handitzea dela eta, soka lodien teknikak berrikuspen bat eskatzen zuen. Baliabide berriek higidura-ekuazio *errealak* materiaren eta erradiazioaren menderakuntza garaietan simulatzea ahalbidetu dute, nahiz eta simulazioen helmen dinamiko apur bat galdu den eskalatzeko denbora gehiago behar dutelako. Teknika hau erabilia lortutako emaitzak eta gureak aldetatuz aurkitu dugu UETCen aldea %10 – 20-koa dela hauen tontorren inguruan.

Bestalde, simulazio berriek aurreko simulazioetan baino uhin-zenbaki gama handiagoa lortu dute. Horizontearen eskalako korrelazioak era zehatzagoan lortu ditugu eta aurretik estrapolazioz soilik lortutako k -ren balioak simulatu ditugu, zehazki lau aldiz k handiagoetara iritsi gara. Eskala txikietako berretura-legea ere baieztatzea lortu dugu korrelazio eskalarrentzako, nahiz eta lege hau ez den argi ikusi bektore eta tentsoreentzat.

Hirugarren erronka moduan, soka kosmikoen portaera aztertu dugu trantsizio kosmologikoetan: erradiazioak menderatutako garaitik materiaren gailentzera eta materiaren gailentzetik Λ -ren menpeko unibertsoaren eboluziora. Lehenengo aldiz simulazioak egin dira trantsizio hauetan. AH soka kosmikoen sareek trantsizioetan modu adiabatikoan jokatzeko dutela aurkitu dugu, hau da, euren propietateak tasa instantaneoak emandako zabaltze konstante tasarekin simulatutako kasuetan lortutakoen antzekoak direla.

Hontaz gain, Einstein-Boltzmann integratzaileek behar dituzten iturri funtzioak kalkulatzeko teknika berria aurkeztu dugu. Iturri funtzio hauek ezinbestekoak dira CMBaren eta materia banaketaren potentzia-espektroak kalkulatzeko eta ziurgabetasun asko sortu izan dute aurreko lanetan. Gure metodo berriak k -finkoko UETC interpolazio izena eman diogu. Teknika berriarekin lortutako emaitzak aurreko metodoekin lortutakoekin alderatu ditugu [42, 86], eta ikusi dugu gure metodoak trantsizio UETCen portaera modu zehatzagoan deskribatzen duela.

Azkenik eta aipatutako berrikuntza guztiak kontuan hartuz, CMBaren potentzia-espektroak kalkulatu ditugu. Potentzia-espektro berri hauek higidura-ekuazio errealean lortutako UETCak gehi k -finkoko metodoa eta lan honetan aurkitu dugun interpolazio funtzio berria erabiliz kalkulatu ditugu.

Kapitulua honako eran osatu dugu. Lehenengo atalean 3.1 simulazioetatik lortutako UETCak konbinatzeko eskema berria aurkeztuko dugu. Hurrengo atalean 3.2 trantsizio kosmologikoetan iturri funtzioekin lan egiteko hiru metodoak deskribatu eta euren iragarpenak konparatuko ditugu. CMBaren potentzia-espektroak eta metodo desberdinekin lortutako emaitzak 3.3 aurkeztuko ditugu eta 3.4 azken atalean emaitzak eztabaidatuko ditugu.

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak

Atal honetan UETCen datuak lortu diren zenbakizko simulazioen xehetasunak laburbilduko ditugu, batez ere datuak nola elkartu diren 10 UETC eskalatzailerako taldea osatzeko: 5 materiaren eta 5 erradiazio garaietan. Elkartutako UETC hauen iturri funtzioak kalkulatu ditugu hurrengo atalean. Gogoratu Higgs eredu trukakorra eta UETC metodoa eta hauen deskonposizioa Sarrerako 2.1.1 eta 2.3 ataletan aurki daitezkeela.

3.1.1 Simulazioak

Datuak Monte Rosa eta Piz Daint (Swiss National Supercomputer Center-eko (CSCS) handienak) superkonputagailuetan garatutako 2 urteko simulazioaldietan lortu dira. Bi sistema hauetan 34816 muin/MPI prozesu erabili ditugu, 32768 kalkuluetarako eta 2048 datuen sarrera/irteera egokia bermatzeko. Gutxi gora behera 35 M CPU ordu behar izan ditugu proiektu honetan.

Higgs eredu trukakorren higidura-ekuazioak FLRW unibertso lauean (ikus Sarrerako 2.1.1 eta 2.2 atalak):

$$\ddot{\phi} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} - D_j D_j \phi = -a^2 \frac{\lambda}{2} (|\phi|^2 - \phi_0^2) \phi, \quad (3.1)$$

$$\dot{F}_{0j} - \partial_i F_{ij} = -2a^2 e^2 \text{Im}(\phi^* D_j \phi). \quad (3.2)$$

Higidura-ekuazio hauek 4096³ kutxetan eboluzionatu dira, $dx = 0.5$ eta $dt = 0.1$ erabiliz, dena $\phi_0 = 1$ unitateetan. Simulazio bolumen kohigikorrek beraz $L = 2048$ -ko luzera izan du. Akoplamendu konstanteak $\lambda_0 = 2$ and $e_0 = 1$ izan dira, simulazioaren amaieran gauge eremuaren eta eremu eskalarraren masak $\lambda\phi_0/\sqrt{2} = \sqrt{2}e\phi_0 = \sqrt{2}\phi_0$ izan zitezten. Masa hauen alderantzizkoak soken muinaren lodiera zehazten dute. Zenbaki hauekin sokaren luzera unitateko masa $\mu = 2\pi\phi_0^2$ da.

Erradiazioaren mendeko eta materiaren mendeko unibertsoetan, bakoitzean, 7 simulazio egin ditugu. Hau gainera muinaren zabaltze parametroaren, s -ren bi muga balioetarako egin dugu: $s = 0$ eta $s = 1$ (ikus Sarrerako 2.2 atala s -ren definizioa aurkitzeko). Erradiazio-materia eta materia- Λ trantsizioetan ere 1024³ tamainako simulazioak egin ditugu, $s = 0$ erabiliz. Osotara UETCak 4k-ko 28 eta 1k-ko 35 simulazio ezberdinetatik lortu dira. 4k simulazio baikotzak gutxi gora behera 400k nukleo-ordu behar izan ditu.

Eremuen hasierako konfigurazioan eremu eskalarra soilik izan da ez nulua, zehazki ausazko Gaussiar eremu geldikorra honako potentzia-espektroarekin:

$$P_\phi(\mathbf{k}) = \frac{A}{1 + (kL_\phi)^2}, \quad (3.3)$$

non $A \langle |\phi^2| \rangle = \phi_0^2$ eta $L_\phi = 5\phi_0^{-1}$ izateko moduan aukeratu diren.

UETCak ezin dira kalkulatu sokak sortuak izan eta eskalatzen hasi arte. Hasierako fase hauetan hala ere, sistemaren ausazko hasiera baldintzek eragindako gehiegizko energia asko dute. Horregatik hasierako garaietan ($\tau_{\text{start}} = 50$ eta $\tau_{\text{diff}} = 70$ bitartean) difusioaren bidez sistema *hoztu* egin dugu:

$$\dot{\phi} = D_j D_j \phi - \frac{\lambda}{2} (|\phi|^2 - \phi_0^2) \phi, \quad (3.4)$$

$$F_{0j} = \partial_i F_{ij} - e^2 \text{Im}(\phi^* D_j \phi), \quad (3.5)$$

non denbora-pausua 1/30 izan den.

Soken osatzea azkartzeko $s = 1$ kasuan, [42] lanean erabilitako teknika bera erabili dugu: s negatibo egin soken zabalera horizonte kohigikorrek batera haz dadin τ_{cg} arte, gutxi gora behera horizontearen tamainarekiko 1/10 izan dadin denbora guztian zehar. Hozte prozesua eta ondoren soken zabaltze metodoa erabiliz sokek lehenago eskalatzea lortzen da. Simulazioaren amaiera puntua argi izpi batek simulazioaren luzeraren erdia bidaiatzeko behar duen denborak ezartzen du, muga baldintza periodikoek arazorik eman ez dezaten.

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak

Konputazio baliabide berriekin $s = 1$ simulazioen eskalatzea lortzeko gai izan gara, bai erradiazio garaian baita materia garaian ere. Hala ere s -ren balioa balio errealetik gero eta gertuago dagoenean simulazioek denbora gehiago behar dute erlaxatu eta eskalatzen hasteko. Bestalde, $s = 0$ simulazioetan eskalatzea askoz ere lehenago lortzen da: adibidez gure simulazio kutxetan $s = 0$ simulazioek $s = 1$ simulazioek baino 4 aldiz denbora gehiago eskalatu dezakete.

Sarrerako (2.29) ekuazioan definitutako $C_{ab}(k, \tau_{\text{ref}}, \tau)$ magnitudea simulazioetatik neurtuz lortu ditugu UETCak. Hau $2\pi(n-1)/L < |\mathbf{k}| \leq 2N_b/L$ ($1 \leq n < N_b$) non $N_b = 3458$, uhinzenbakietarako egin da, logaritmikoki banatuak τ_{ref} eta $\tau_{\text{end}} = 1100$ -en artean. Bin bakoitzean n . binaren k_n balioa, $|\mathbf{k}|$ -ren batezbestekoa hartuta lortu da. Simulazioetatik lortutako τ_{ref} -en balioak 3.1 taulan ageri dira.

Eredua	$s = 1$		$s = 0$	
Kosmologia	Erradiazioa	Materia	Erradiazioa	Materia
τ_{cg}	204	366	–	–
s_{cg}	-1	-0.5	–	–
τ_{ref}	450	600	200	200
τ_{max}	600	800	1100	1100
r^{max}	1.33	1.33	5.5	5.5
x^{min}	1.38	1.84	0.61	0.61
$x^{\text{max}}/10^3$	4.90	6.53	2.18	2.18

3.1. Taula: Muinaren zabaltze denboraren (τ_{cg}) eta muinaren zabaltze parametroaren (s) balioak simulazioetatik muinaren zabaltze garaian. Hauetaz gain, UETCen erreferentzia denbora τ_{ref} , UETCak jaso diren denbora maximoa τ_{max} , bien arteko arrazoa r^{max} eta $x = k\tau_{\text{ref}}$ -en balio minimoa x^{min} eta maximoa x^{max} . Balioak materia eta erradiazioan egindako $s = 0$ eta $s = 1$ 4k simulazioei dagozkie. Denbora guztiak $\phi_0 = 1$ unitateetan.

Denbora berdinetako korrelazioak (ETC) ere neurtu ditugu UETCak kalkulatu diren guztietan. Hauek erabiliz eskalatzearen kalitatea neurtu daiteke. Eskalatzea perfektua izanen balitz, ETC guztiak elkarren gainean egonen lirarteke $x = k\tau$ -rekiko irudikatuz. Esan den moduan, sareek denbora bat behar izaten dute erlaxatzeko eta eskalatzen hasteko. $s = 1$ kasuetan gainera ikusi da simulazioaren bukaera aldera bektoreen ETCak eskalazetik urruntzen hasten direla, kutxen erresoluzioa dela eta. Hau dela eta UETCak τ_{max} denboraraino soilik gorde dira. Simulazioen helmen dinamikoa eta τ_{max} balioak ere 3.1 taulan adierazi dira.

Nahiz eta $s = 1$ simulazioen helmen dinamikoa ez den oso handia izan, UETCaren tontorraren inguruko gunea zehazteko nahikoa izan da. Eredu honek erreferentzia denborako ETCa eta bere inguruak barnebiltzen ditu, hots, sareen korrelazio handienak osatzen diren gunea. Nahiz eta ez duen CMBaren potentzia-espektroa kalkulatzeko beharrezko den informazio guztia ematen, potentzia-espektroan ekarpenik nagusia egiten duen gunea da. Bestalde, $s = 0$ simulazioek, denbora gehiago eskalatzeko gai direnez, denbora tarte handiagoetako eta eskala handiagoetako korrelazioak eman dizkigute.

Ikusiko dugun moduan soka arteko distantzia bera duten simulazioen $s = 0$ eta $s = 1$ ETCak oso antzekoak dira. Antzekotasun hau ardatz hartuta UETCak nahastu eta elkartzeko eskema berria proposatu dugu, non $s = 1$ simulazioek emandako datu fidagarrienak eta $s = 0$ simulazioen helmen dinamiko handia bilduko ditugun.

3.1.2 Eskalatzea

Elkartze prozesua burutzeko orduan kontu bereziz erabili behar da τ_{sim} simulazioen denbora parametroa. Muinaren zabaltze parametro ezberdina duten simulazioek higadura-ekuazio ezberdinak dituzte (ikus (3.1) eta (3.2) ekuazioak). Hontaz gain, simulazio bakoitzaren hasiera baldintzak desberdinak dira eta muinaren zabaltzea modu desberdinean aplikatzen da kasu bakoitzea, 3.1 taulan adierazi den moduan. Arrazoi guzti hauengatik s desberdina duten simulazioak ezin dira τ_{sim} parametroaren arabera konparatu.

Egokiagoa da soka-sarearen egoeran oinarritutako denbora *fisiko* bat erabiltzea, gure kasuan sarearen luzera karakteristikoa izanen dena. Ikusi da sarearen luzera karakteristikoko kohigikorra simulazioen egoera berdintsuen alderaketa egiteko oso parametro egokia dela. Luzera karakteristikoa sareko sokek V bolumenean duten L_s batezbesteko luzeraren funtzio da:

$$\xi = \sqrt{\frac{V}{L_s}}. \quad (3.6)$$

Soken batezbesteko luzera zuzenean soken luzera kohigikorra neurtuz kalkulatzen da [42, 45, 66, 117, 179]. Azken hau lortzeko sokek zeharkatzen dituzten *plaque* guztiak kontatu eta batu egiten dira. *Plaque*ak eremu eskalarraren fasearen kiribiltzeak kalkulatu kokatzen dira [117]. Luzerak *Manhattan* faktorearekin $\pi/6$ zuzentzen dira gero [179]. Bada ξ kalkulatzeko beste bide bat: eremu-teoriatik eratorritako zenbatesleak erabiltzea. Gure kasuan hau da erabiliko den metodoa, eta lagrangearra ($\bar{\mathcal{L}}$) erabiliko dugu

$$L_s = -\bar{\mathcal{L}}V/\mu. \quad (3.7)$$

materiaren mendeko garaian metodo honen bidez lortutako ξ -ren kurbak 3.1 irudian ikus daitezke.

Aurreko lanetan ikusi den moduan, luzera karakteristikoa asintotikoki lerro zuzenaren oso antzekoa da,

$$\xi \rightarrow \beta(\tau_{\text{sim}} - \tau_{\text{offset}}), \quad (3.8)$$

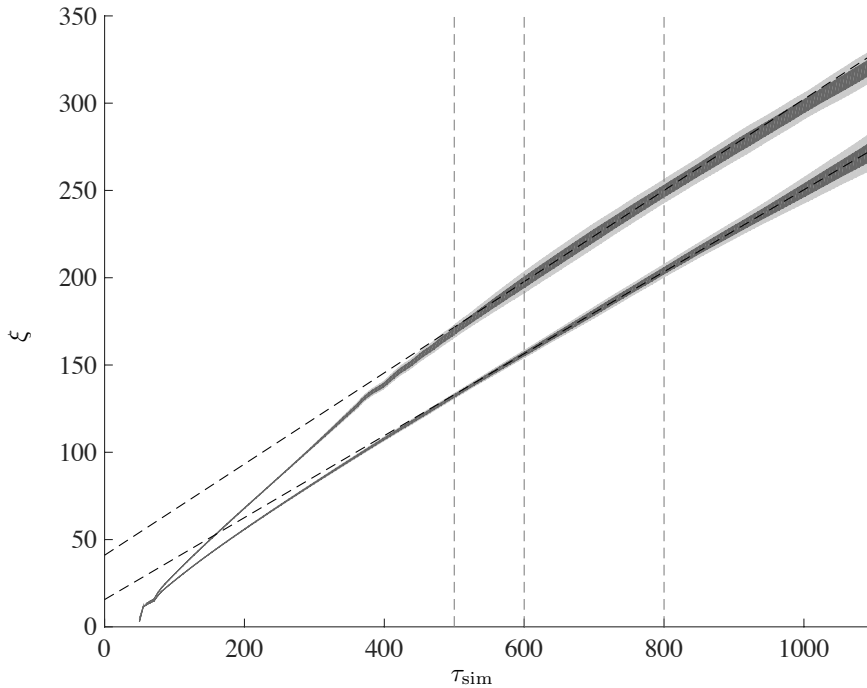
non τ_{offset} ξ kurbaren denbora desplazamendua den (ikus 3.1 irudia). Hasierako baldintza desberdinengatik denbora desplazamendua eta ξ -ren malda ezberdinak dira simulazio bakoitzean. Maldaren batezbestekoa definitu dugu (β), mota bereko zazpi simulazioak kontuan hartuz; balioak 3.2 taulan aurki daitezke.

	$s = 1$		$s = 0$	
	Erradiazioa	Materia	Erradiazioa	Materia
β_W	0.265 ± 0.005	0.277 ± 0.009	0.244 ± 0.005	0.247 ± 0.008
$\beta_{\mathcal{L}}$	0.254 ± 0.005	0.261 ± 0.008	0.234 ± 0.006	0.235 ± 0.008

3.2. Taula: Luzera karakteristikoko batezbesteko balioak. Doikuntza lineala egiteko erabilitako denbora tarteak materia eta erradiazio garaian hurrenez hurren $\tau_{\text{sim}} \in [600 \ 800]$ eta $\tau_{\text{sim}} \in [450 \ 600]$ izan dira $s = 1$ kasuan; $s = 0$ kasuan berriz, $\tau_{\text{sim}} \in [500 \ 1100]$ bai materiaren eta bai erradiazioan. β_W *plaque*teak kontatuz lortutako luzera da eta $\beta_{\mathcal{L}}$ (3.7) ekuazioaren bidez lortutakoa.

ξ berean dauden simulazioak simulazio momentu berean daudela jotzen da. Horregatik simulazio desberdinen UETCak elkartzeko, hauek ξ eta ξ' -ren funtzio bilakatu beharko genituzke τ_{sim} eta τ'_{sim} -renak izan beharrean:

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak



3.1. Irudia: Luzera karakteristikoaren batezbestekoa ξ , (3.7) ekuazioaz kalkulatu, materiaren mendeko garaian $s = 1$ (goiko lerroa) eta $s = 0$ (behekoa) kasuetan. grisez adierazitako eremuek batezbestekoarekiko 1σ eta 2σ desbiderapen estandarrak dira, zazpi simulazio desberdinen batezbestekoa eginez lortuak. Doikuntza lineala, $\tau_{\text{sim}} \in [600, 800]$ ($s = 1$) eta $\tau_{\text{sim}} \in [500, 1100]$ ($s = 0$) denbora tarteetan aplikatutakoa, ere gehitu da lerro beltz etenez.

$$C_{ab}^{(\xi)}(k, \xi, \xi') = C_{ab}^{(\text{sim})}(k, \tau_{\text{sim}}, \tau'_{\text{sim}}) \sqrt{\frac{\tau_{\text{sim}} \tau'_{\text{sim}}}{\xi \xi'}}. \quad (3.9)$$

3.1.3 UETCen elkartzea

UETCak elkartzeko erabili den forma eta simulazio mota bakoitzaren UETCak zertarako erabili diren 3.2 irudian erakutsi dugu, hurrengo aldagaietan

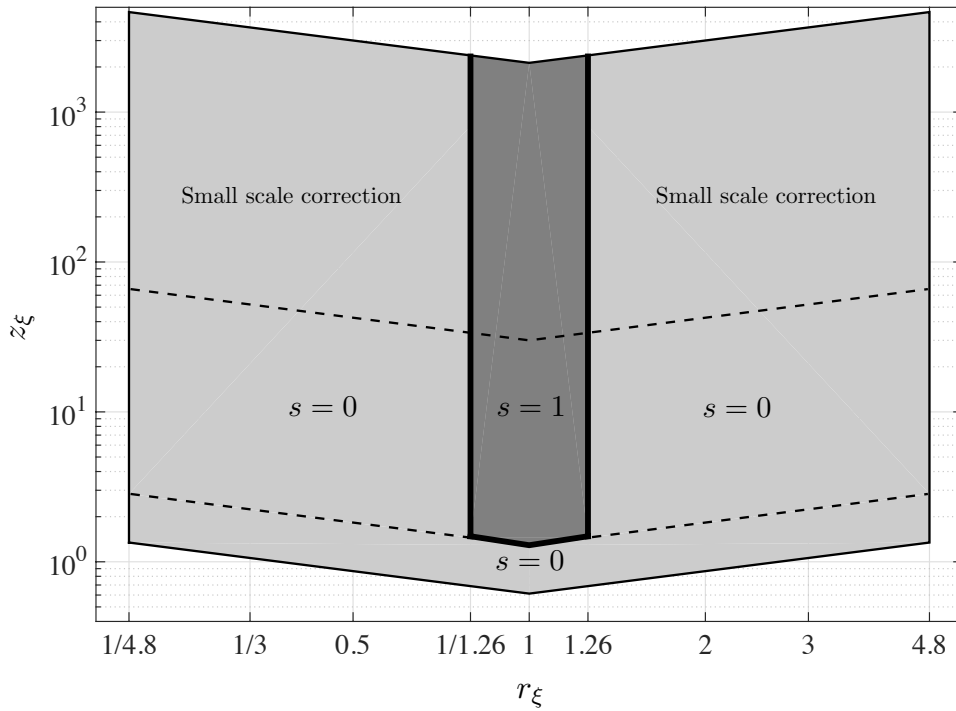
$$z_{\xi} = k \sqrt{\xi \xi'} \quad \text{and} \quad r_{\xi} = \xi' / \xi. \quad (3.10)$$

Simulazio mota bakoitzak nolako ekarpena egiten duen 3.3 eta 3.4 irudietan ikus daiteke: $s = 1$ simulazioek korrelatzailearen erdiko eremua ematen dute eta $s = 0$ simulazioek denbora arrazoi handietara zabaldu. Simulazio bakoitzaren UETCek UETC elkartuan dituzten eremuen mugak 3.3 aurki daitezke.

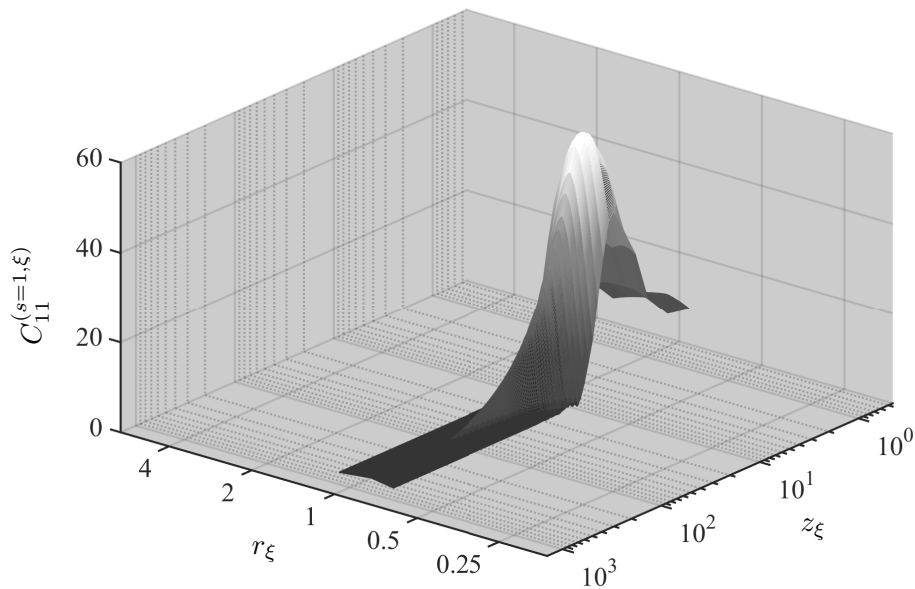
Lortzen den UETCa 3.5 irudian ikus daiteke, z_{ξ} ardatzean irudikatua. Ikus daiteke $s = 0$ eta $s = 1$ simulazioetako UETCak %20-ko baino desberdintasun txikiagoa dutela elkartze lerroan (r_{ξ}^{lim}). Honek, $s = 0$ simulazioak ETC inguruko korrelazioak nahiko ongi deskribatzeko gai direla adierazten du.

ETC-ak ere oso antzekoak dira. ETCen arteko konparaketa eta hurrengo ekuazioaren bidez

3. Kapituluak: Higgs eredu trukakorrekoko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektrora berriak

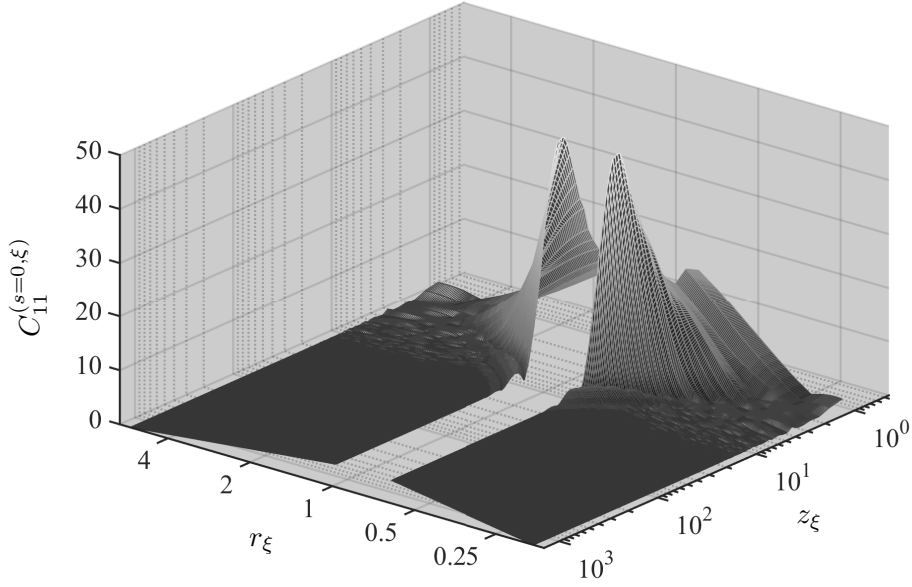


3.2. Irudia: UETC elkarturen goiko bista. ETCa eta inguruak $s = 1$ simulazioek emandakoak dira eta $s = 0$ -ren datuak denbora arrazoi eta eskala oso handiak lortzeko erabili dira. Aldagaiak (3.10) ekuazioan definitu dira.



3.3. Irudia: C_{11} korrelatzailea materiaren menpeko garaian eta $s = 1$ -ekin simulatuta. Irudiaren eremua $(z_ξ, r_ξ)$ 3.2 irudian and 3.3 taulan adierazitakoa da.

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak



3.4. Irudia: C_{11} korrelatzailea materiaren menpeko garaian eta $s = 0$ -ekin simulatuta. Irudiaren eremua (z_ξ, r_ξ) 3.2 irudian and 3.3 taulan adierazitakoa da.

Eredua	$s = 1$		$s = 0$	
	Erradiazioa	Materia	Erradiazioa	Materia
$\xi(\tau_{\text{ref}})$	146.7	198.0	55.8	55.9
$\xi(\tau_{\text{max}})$	183.3	248.4	269.5	270.1
r_ξ^{max}	1.26	1.26	4.83	4.83
x_ξ^{min}	0.45	0.60	0.17	0.17
$x_\xi^{\text{max}}/10^3$	1.60	2.16	0.61	0.61

3.3. Taula: Luzera karakteristikoaren ξ batezbesteko balioak τ_{ref} eta τ_{max} -en. Hauetaz gain bien arteko arrazioa r_ξ^{max} eta $x_\xi = k\tau_{\text{ref}}$ -en balio minimoa x_ξ^{min} eta maximoa x_ξ^{max} . Balioak materiaren eta erradiazioan egindako $s = 0$ eta $s = 1$ 4k simulazioei dagozkie. Denbora guztiak $\phi_0 = 1$ unitateetan.

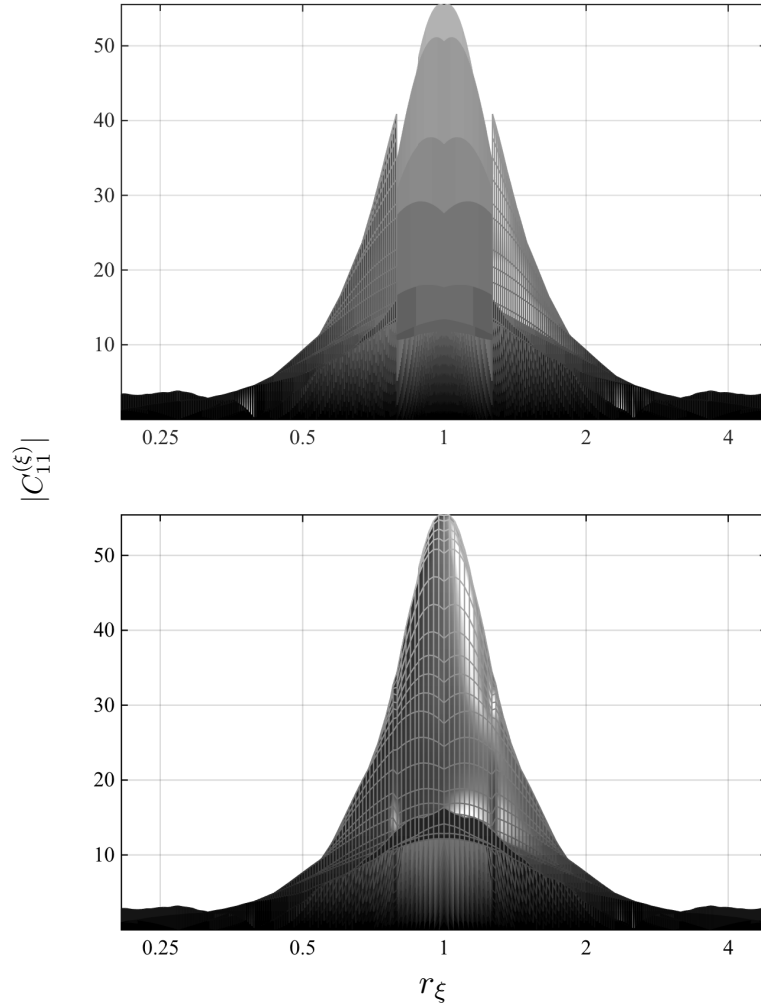
definitutako bien arteko faktore zuzentzailea 3.6 irudian ikus daitezke.

$$\gamma_{ab}(z_\xi) = \frac{C_{ab}^{(s=1,\xi)}(z_\xi, 1)}{C_{ab}^{(s=0,\xi)}(z_\xi, 1)}, \quad (3.11)$$

Ikusten da $s = 0$ -ri dagokion ETCa %20 altuagoa dela tontorraren inguruan, nahiz eta $k\xi$ handietan, korrelatzaileak oso txikiak diren gunean, $s = 1$ -en azpitik joan.

Faktore zuzentzailea ($\gamma_{ab}(z_\xi)$) $s = 0$ simulazioak zuzentzeko aplikatzen da, ETC normalizazioa deituriko prozesuan. Orduan, elkartutako UETCen azken adierazpena $z_\xi > 1.29 \exp(|\ln(r_\xi)|)$ balioetan:

3. Kapitula: Higgs eredu trukakorreko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak



3.5. Irudia: Materiako $C_{11}^{(\xi)}$ korrelatzaile elkartua. Goiko zatian C_{11} ETC normalizazioa aplikatu aurretik, behekoan berriz bukaerako UETC elkartu eta normalizatua.

$$C_{ab}^{(\text{tot},\xi)}(z_\xi, r_\xi) = C_{ab}^{(s=1,\xi)}(z_\xi, r_\xi)\theta(\ln(r_\xi^{\text{lim}}) - |\ln(r_\xi)|) + \gamma_{ab}(z_\xi)C_{ab}^{(s=0,\xi)}(z_\xi, r_\xi)\theta(|\ln(r_\xi)| - \ln(r_\xi^{\text{lim}})). \quad (3.12)$$

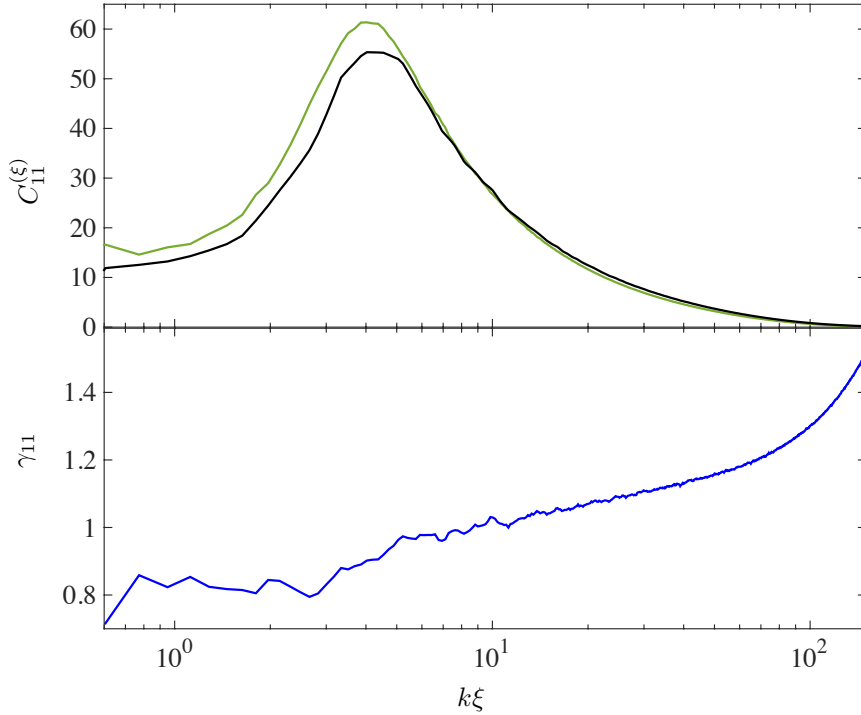
non z_ξ -en balioak $s = 0$ simulazioek zehaztutakoak diren eta $s = 1$ -enak interpolatuak. C_{11} UETC elkartu eta normalizatua 3.5 irudian erakusten da.

Nabarmentzekoa da ETC normalizazioak zeinen ongi elkartzen dituen UETCak, oso antzekoak baitira elkartze mugan (r_ξ^{lim}). Honek esan nahi du UETCen zabalera, soken abiadurekin lotuak daudenak, oso antzekoak direla.

Azkenik, $s = 0$ simulazioen datuak erabiltzen ditugu $0.17 < z_\xi \exp(-|\ln(r_\xi)|) < 1.29$ gunean (3.2 irudiko beheko zatia, lerro zuzen eta etenez mugatua dagoena), lehenengo 6 puntuen $\gamma_{ab}(z_\xi)$ -ren batzbesteko pisatuekin normalizatuta:

$$C_{ab}^{(\text{tot},\xi)}(z_\xi, r_\xi) = \bar{\gamma}_{ab}C_{ab}^{(s=0,\xi)}(z_\xi, r_\xi). \quad (3.13)$$

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak



3.6. Irudia: Goiko zatia: Materiako $C_{11}^{(\xi)}$ -ren ETCak $s = 0$ (berdez) eta $s = 1$ (beltzez) simulazioetan. Beheko zatia: $\gamma_{11}(k\xi)$ faktore zuzentzailea

	C_{11}	C_{12}	C_{22}	C_{vv}	C_{tt}
Matter	0.76	0.42	0.77	0.94	0.91
Radiation	0.71	0.60	0.73	1.23	0.89

3.4. Taula: $s = 0$ simulazioen z_ξ baxuenetan aplikatutako $\bar{\gamma}_{ab}$ normalizazio faktorearen balioak, lehenengo 6 puntuen $\gamma_{ab}(z_\xi)$ -ren batzbesteko pisatutik lortuak.

$\bar{\gamma}_{ab}$ -en balioak 3.4 taulan adierazi dira.

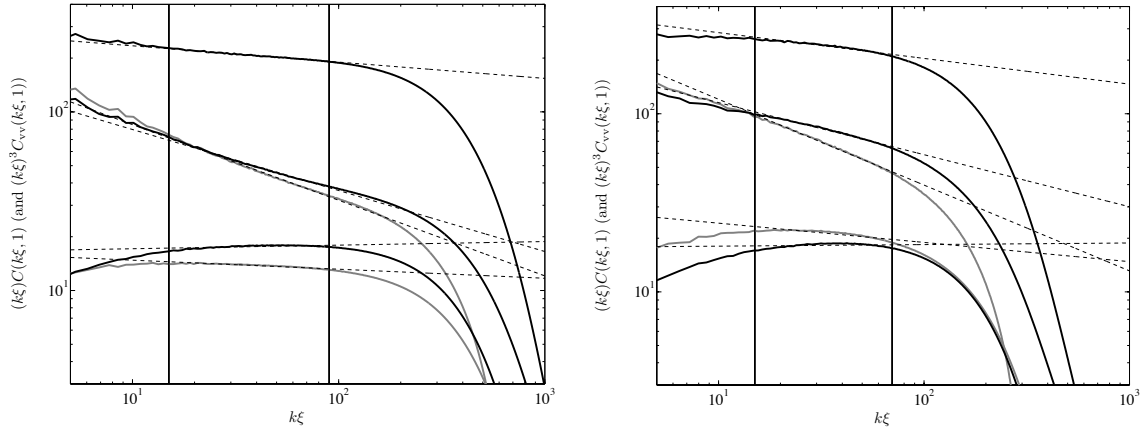
3.1.4 UETCen doikuntza eta eskala txikien zuzenketa

Lehenago [45] laneko egileek III-D atalean egindako eskala txikien zuzenketa zabaldu dugu. Lan horretan esaten zen ETCak $1/k\tau$ -ren (edo $1/k\xi$ -ren) proportzional erortzen zirela eskala txikietan, hots, horizontearen barruan, $k\tau \gg 1$ baina sokaren muina baino eskala handiagoetan.

Berretura-lege bidezko doikuntzak ikus daitezke 3.7 irudian, $k\xi \in [15 \ 90]$ ($s = 0$) eta $k\xi \in [15 \ 70]$ ($s = 1$) tarteetan eta $k\xi C^{(\xi)}$ doituaz. Zenbakizko balioak ere adierazi ditugu 3.5 taulan. Gure kasuan ere baieztatu dugu berretura-legea ongi doitzen dela gure ETCetara, bai $s = 0$ bai $s = 1$ simulazioetan, nahiz eta portaera hau ez den hain argia bektore eta tentsoreen kasuan.

Berretura-legea soka-arteko distantzia karakterisiko eta sokaren zabaleraren arteko eskaletan betetzen da. Gure simulazioetan, ξ/w arrazoiaren maximoa gutxi gora behera 300 da. Baina uni-bertso errealean berretura-legeak askoz tarte handiagoetan balioko luke. Ondorioz $k\xi$ altuetarako estrapolazioa $k\tau$ altuetako funtzio eskalatzaileak hobetzeko erabili daiteke.

3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorreko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak



3.7. Irudia: Korrelatzaile guztien berretura-legearen doikuntzak simulazioen bukaeran, hots, $\tau_{\text{sim}} \approx 1100$ ($s = 0$ goiko zatian) eta $\tau_{\text{sim}} \approx 800$ ($s = 1$ behekoan). Bi kasuetan korrelatzaileak materiaren mendeko garaikoak dira. Doikuntza tartekak: $k\xi \in [15 \ 90]$ $s = 0$ kasuan eta $k\xi \in [15 \ 70]$ $s = 1$ kasuan. Bi irudietan kolore hautaketa berbera da: goien dagoen lerroa C_{11} -en ETCa, erdikoak C_{22} (lerro beltza) eta $|C_{12}|$ (lerro grisa) eta behekoak C_{vv} (lerro grisa) eta C_{tt} (lerro beltza).

ETC-en erortze moduaren informazioa erabiliko dugu k_n bin uhin-zenbaki altuetan UETCen portaera zuzentzeko. Neurtutako balioetan bakarra eginen da hau eta ez ditugu neurtutakoa baino balio handiagoetara estrapolatuko UETCak.

Hau aurrera eramateko [45]-n proposatutako errezeta erabiliko dugu. Honetarako ahuldura-maila definitzen da:

$$R(k, \xi) = \frac{Q(k\xi)^p}{C^{(\xi)}(k\xi, 1)} \quad (3.14)$$

non Q eta p berretura-legearen doikuntzaren konstanteak diren.

Ahuldura-mailak neurtzen du zeinen urruti dauden neurtutako ETCak benetazko berretura-legetik. Lehen esan den bezala, berretura-legea ez da argia bektoreen eta tentsoreen ETCen kasuan, ez $s = 0$ -n ezta $s = 1$ -n. Nahiz eta eskalarren kasuan oso argia izan, simulazio handiagoak beharko genituzke berretura-legea bektoreetan eta tentsoreetan baieztatzeko.

Zuzenketa honako eran aplikatzen da:

$$C_c^{(\xi)}(k\sqrt{\xi\xi'}, \xi'/\xi) = \sqrt{R(k, \xi)R(k, \xi')} C_c^{(\xi)}(k\sqrt{\xi\xi'}, \xi'/\xi), \quad (3.15)$$

$k\xi > 30$ denean eta r_ξ guztietan (ikus 3.2 irudiko goiko lerro etena).

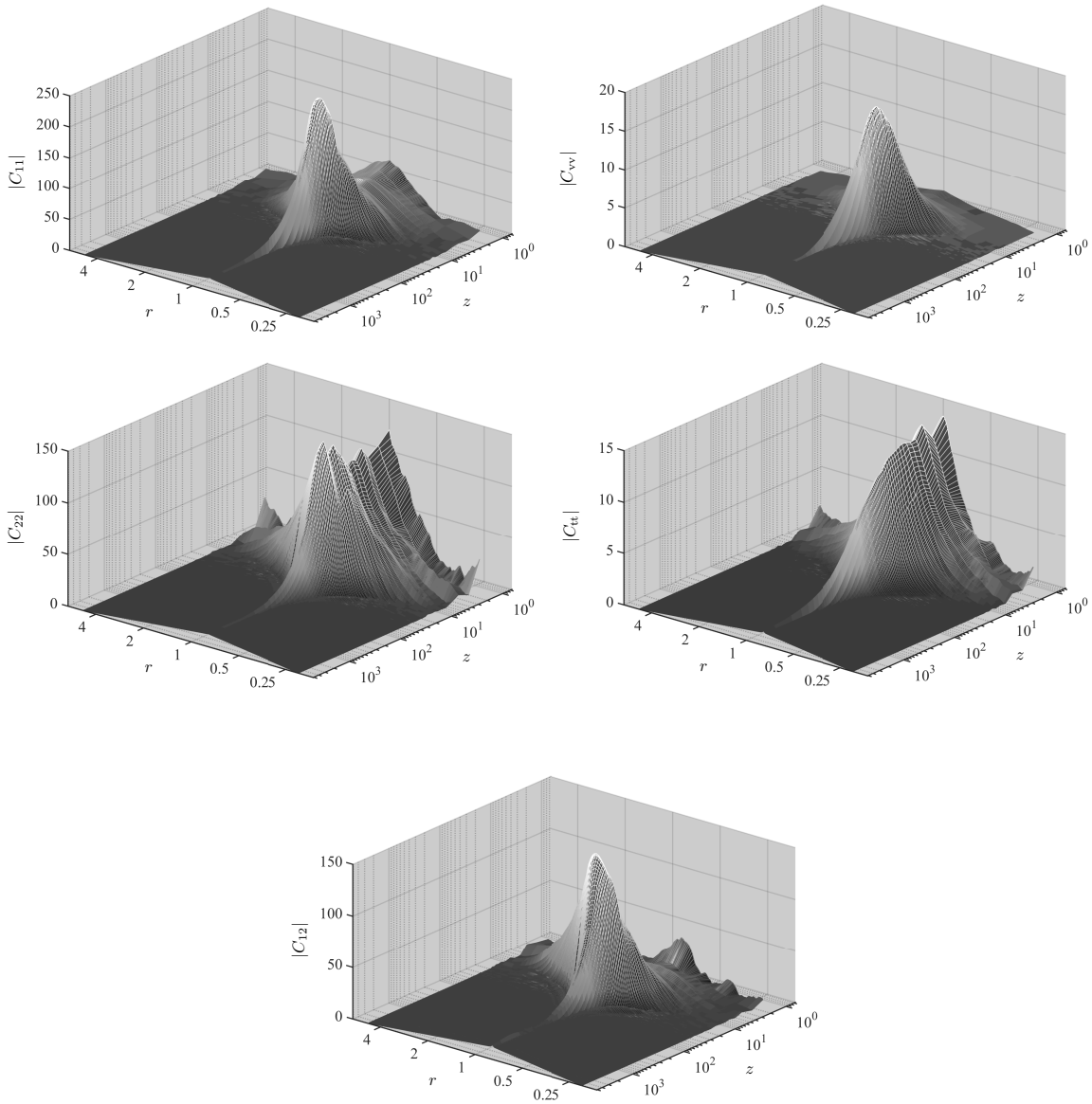
Prozedura guztiak aplikatuta lortutako materiako UETC sorta 3.8 irudian erakusten dugu. Oharra: $|\ln(r_\xi)| > \ln(r_\xi^{\text{max}})$ eremuan UETCak zero dira, hots, ez dago estrapolaziorik.

Amaitzeko ξ -tik denbora aldagai eskalatzaile, τ -ra, pasako ditugu UETCak. Hau egiteko ξ eta τ linealki proportzionalak direla hartu behar da kontuan. Hortaz, (3.8) erabiliz $\tau = \xi/\beta$ moduan idatziko dugu. UETCak ondorioz:

$$\bar{C}_{ab}(k\sqrt{\tau\tau'}, \tau/\tau') = \beta^{-1} C_{ab}^{(\xi)}(k\sqrt{\xi\xi'}/\beta, \xi/\xi'), \quad (3.16)$$

non β $s = 1$ simulazioen malden batezbestekoa den, ikus 3.2 taula.

3.1 Simulazioetatik lortutako UETCak



3.8. Irudia: Materiako UETC elkartu sorta osoa, $s = 0$ eta $s = 1$ -en 7 simulazioen batezbestekoak erabiliz kalkulatu.

3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorreko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak

	$s = 1$		$s = 0$	
	Erradiazioa	Materia	Erradiazioa	Materia
C_{11}	-0.22 ± 0.01 2.78 ± 0.01	-0.14 ± 0.01 2.60 ± 0.02	-0.14 ± 0.01 2.60 ± 0.02	-0.10 ± 0.01 2.47 ± 0.01
C_{12}	-0.60 ± 0.02 2.89 ± 0.03	-0.48 ± 0.03 2.56 ± 0.06	-0.51 ± 0.03 2.66 ± 0.06	-0.43 ± 0.03 2.37 ± 0.06
C_{22}	-0.37 ± 0.02 2.63 ± 0.03	-0.29 ± 0.03 2.35 ± 0.07	-0.40 ± 0.03 2.51 ± 0.07	-0.34 ± 0.03 2.26 ± 0.07
C_{vv}	-0.134 ± 0.005 1.662 ± 0.008	-0.11 ± 0.01 1.49 ± 0.03	-0.059 ± 0.006 1.35 ± 0.01	-0.059 ± 0.003 1.23 ± 0.02
C_{tt}	0.076 ± 0.004 1.153 ± 0.007	0.009 ± 0.003 1.25 ± 0.02	0.045 ± 0.003 1.183 ± 0.008	0.021 ± 0.003 1.21 ± 0.01

3.5. Taula: Berretura-legearen doikuntzaren konstanteak (3.14) ekuazioan definitu moduan, $s = 0$ eta $s = 1$ simulazioen kasuan eta $\tau = \tau_{\text{end}} - n$. Goiko lerroak p -ren balioa adierazten du eta behekoak $\log_{10} Q$. Doikuntza tartekak 3.7 irudiko berak dira, $s = 1$ erradiazio simulazioan izan ezik, hemen $k\xi \in [10 \ 60]$ da.

3.2 Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan

Atal honetan Einstein-Boltzmann integratzaileek CMBaren potentzia-espektroa kalkulatzeko behar dituzten iturri funtzioak aurkeztuko ditugu. Azaldu den moduan, CMBaren potentzia-espektroa kalkulatzeko beharrezkoa den informazio guztia UETCetan dago [78, 155, 196]. UETCak orokorrean hiru aldagaien funtzio dira:

$$C(k, \tau, \tau'), \quad (3.17)$$

eta korrelatzailea ez nulua da

$$\tau_i \leq (\tau', \tau) \leq \tau_0, \quad (3.18)$$

eremuan, non τ_0 gaur egungo denbora konformea den eta τ_i defektuak sortu ziren fase-trantsizioa gertatu zeneko denbora.

UETCak autofuntzioetan ($c^n(k, \tau)$) deskonposatu daitezke:

$$\int_{\tau_i}^{\tau_0} d\tau' C_{ab}(k, \tau, \tau') c_b^n(k, \tau') = \lambda_n(k) c_a^n(k, \tau). \quad (3.19)$$

non λ_n autobalio erreal eta positiboak k uhin-zenbakiaren funtzio diren. Funtzioak eremu finitu batean daudenez definituak, uhin-zenbaki bakoitzarentzako kontagarriak diren infinitu autobalio daude. UETCa autobalio eta autobektoreen hurrengo baturatik berreskuratzen da:

$$C_{ab}(k, \tau, \tau') = \sum_n \lambda_n c_a^n(k, \tau) c_b^{n*}(k, \tau'). \quad (3.20)$$

X_a aldagai kosmologiko baten potentzia-espektroa honela idatzi daiteke:

3.2 Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan

$$\langle X_a(\mathbf{k}, \tau) X_b^*(\mathbf{k}, \tau) \rangle = \frac{\phi_0^4}{V} \sum_n \lambda_n I_a^n(k, \tau) I_b^{n*}(k, \tau), \quad (3.21)$$

non $I_a^n(k, \tau)$ osagai lineal bakoitzaren ekarpena

$$I_a^n(k, \tau) = \int_{\tau_1}^{\tau} d\tau' \mathcal{G}_{ab}^X(k, \tau, \tau') \frac{c_b^n(k, \tau')}{\sqrt{\tau'}}, \quad (3.22)$$

den eta \mathcal{G}^X X -en Green-en funtzioa. Integral hauek zebakizko metodoen bidez kalkulatu dira, defektuak bezelako iturriak erabiltzeko aldatuak izan diren Einstein-Boltzmann (EB) integratzaile bitartez. Hauen artean erabilienak honakoak dira: CMBEASY [72], CLASS [49, 126] eta CAMB [127]. Laburbilduz, UETCak autofuntzioetan deskonposatu daitezke eta ondoren autofuntzio hauek CMBa kalkulatzeko iturri moduan erabili EB integratzaileetan. EB integratzaileak behar duen iturri motari *iturri funtzioa* deitzen diogu eta izatez autobalioaren erro karratuaren eta autobektorearen konbinaketa bidez lortzen da. Potentzia-espektro totala iturri funtzio bakoitzak sortutako potentzia-espektro zatien baturak ematen du.

EB integrazioaren denbora tartea, normalean, defektuen edozein simulaziok duen helmene baino askoz handiagoa da. Hala ere, UETCen eskalatzeak autobektoreak era errezean idaztea ahalbidetzen du. Eskalatzearen arabera

$$C_{ab}(k/\sigma, \sigma\tau, \sigma\tau') = C_{ab}(k, \tau, \tau'), \quad (3.23)$$

eta beraz UETC eskalatzailea bi aldagairen menpe soilik idatz daiteke. Diagonalizazioa egiteko erabiltzen diren aldagaiak $x = k\tau$ eta $x' = k\tau'$ izaten dira normalean,

$$C_{ab}(k, \tau, \tau') = \bar{C}_{ab}(x, x'). \quad (3.24)$$

Goi-marra UETCa eskalatzeko forman dagoela adierazteko erabili da (ikus Sarrerako 2.3 atala).

Eskalatzea ikaragarriko balioa duen propietatea da, esan den moduan, zenbakizko simulazioetan lortutako emaitzak eskala kosmologikoetara estrapolatzeko aukera ematen baitu. Hala ere, eskalatzea ez da defektuen UETC osoen propietateetako bat, unibertsoak eskalatzea apurtzen duten hainbat trantsizio kosmologiko jasaten baititu: hala nola erradiazioak menderatutako arotik materiak menderatutakora pasatzea edo materiak menderatutako arotik unibertsoaren zabaltze azeleratura igarotzea.

Zehazki esateko eskalatzea τ_{eq} eta τ_{Λ} -k hausten dute. Demagun $x_p = \mathcal{O}(10)$ UETCaren tontorra kokatzen den x -en balioa dela, $(x, x') \gg x_p$ denean UETCa motel erortzen denez, UETCak erradiaziokoaren antzekoak izanen dira $k \gg x_p \tau_{\text{eq}}^{-1}$ bada, materiakoaren antzekoak $x_p \tau_{\Lambda}^{-1} \gg k \gg x_p \tau_{\text{eq}}^{-1}$ bada eta Λ -ren mendeko garaiko UETCen antzekoa $x_p \tau_{\Lambda}^{-1} \gg k$ bada. UETCen autofuntzioek ere, baldintza berberetan gauza bera beteko dute. Autofuntzio eskalatzaileak $k\tau$ -ren funtzio dira eta beraz UETC errearen autofuntzioak erradiaziokoaren antzekoak izanen dira $\tau \ll \tau_{\text{eq}}$ bada, materiakoaren antzekoak $\tau_{\text{eq}} \ll \tau \ll \tau_{\Lambda}$ bada eta Λ -koaren antzekoak $\tau_{\Lambda} \ll \tau$ bada.

Eztabaida guzti hau hurrengo ataletan UETC errearen autofuntzioak lortzeko aztertuko diren metodoen oinarria da. Aurretik erabiliak izan diren bi metodo deskribatu eta aztertuko ditugu, autofuntzioak denboran interpolatzen dituztenak, eta berri bat proposatuko dugu, UETCak k -espazioan interpolatuko dituenak. Metodo berria aurrekoak baino hobea da: lehenengo aldiz ak hobeki deskribatzen ditu eta autofuntzioen ortogonalitate bermatzen du.

3.2.1 Autobektoreen interpolazio sinplea

Autobektoreen interpolazio sinplean [42, 45, 78], erradiazio eta materia garaiko UETC eskalatzai-leak era banatuan kalkulatu dira, bakoitza bere aldetik diagonalizatu da eta autofuntzioen bi sorta lortzen dira.

Diagonalizatzeko, zenbakizko simulazioen balioekin bat datozen x -en balioetan interpolatu dira UETCak, hau da, $\bar{C}_{ab}(x, x')$. Gure 4k simulazioetan hau egiteko $N_i = 2048$ linealki banatu-tako $0.6 \leq (x, x') \leq 2300$ tartea erabili da.

Bi autofuntzio sortak autobalioaren balioaren arabera sailkatzen dira, lehenengoa garrantzi-tsuena izanik. Ondoren, materiako eta erradiazioko autobektore bana ordenean hartu eta bat datozen bikoteak osatu dituztela jotzen da. Euren arteko zeinu erlatiboa aukeratu da gero, biderkadura eskalarra positiboa izan dadin. Bikote hauetatik iturri funtzioak honela definitzen dira:

$$\sqrt{\lambda_n} c_n(k, \tau) = e_\Lambda(\tau) \left(e(\tau) \sqrt{\lambda_n^R} c_n^R(x) + (1 - e(\tau)) \sqrt{\lambda_n^M} c_n^M(x) \right). \quad (3.25)$$

Oharra: Λ garaiko autofuntzioak zero direla jo da. Erradiazio-materia eta materia- Λ trantsizioe-tako autobektoreen interpolazio funtzioak ($e(\tau)$ eta $e_\Lambda(\tau)$ hurrenez hurren) honela definitzen dira [42, 45]:

$$e(\tau) = \frac{1}{1 + \chi[a(\tau)]}, \quad (3.26)$$

$$e_\Lambda(\tau) = \frac{1}{1 + \chi_\Lambda[a(\tau)]}, \quad (3.27)$$

non $\chi[a] = a\Omega_m/\Omega_r$ eta $\chi_\Lambda[a] = a^3\Omega_\Lambda/\Omega_m$ eskala-faktorearen funtzio diren osagai bakoitzaren dentsitateen arazoiak diren.

Iturri funtzioak, k -ren balio bakoitzerako, denbora jakin batzuetarako soilik daude definituak. Gainera, normalean, balio hauek ez dira EB integratzaileek erabiltzen dituztenak. Honela, $\sqrt{\lambda_n} c_n(k, \tau)$ -ren edozein τ -ko balioa *spline* interpolazio bidez lortzen dira, $\tau = 0$ eta $x > 2000$ zero direla joz.

Azken aldirian, hala ere, metodo honi lotutako hainbat arazo azaldu dira [86]. Erradiazio eta materia autofuntzioen artean zeinu erlatiboa existitzen da eta ondorioz interpolazioa egiterakoan aukeraketa bat egitera behartuak gaude. Esan den moduan, materiako n . autobektorea eta erradiazioko n -aren arteko zeinua biderkadura eskalarra erabiliz definitzen da. Honekin funtzioen itxuran bat-bateko aldatetak hein batean ekidin daitezke, baina autofuntzioen arteko antzekotasuna ez da beti betetzen. Gainera, kasu batzuetan ikusten da n . autobektoreak produktu eskalar handiena (≈ 1) $m \neq n$ autobektorearekin duela. Autobektore handien kasuan egoera okerragoa ere izan daiteke: hain baitira oszilakorrak, batzuetan ezin baitira bikoteak aurkitu eta parekatze sistemak ez baitu balio.

Azkenik, nahiz eta autobektoreen bikoteak egoki osatzea lortu, interpolatutako iturri funtzioak ez dira ortogonalak eta beraz ez dira autobektoreak.

3.2.2 Autobektoreen etapa anitzeko interpolazioa

Bigarren metodoak, guk autobektoreen etapa anitzeko interpolazio moduan izendatu dugunak [86] (ikus baita ere [155]), aurrekoa hobetzen du, erradiazio puruko eta materia puruko UETCen konbinazio linealak erabiliz. 'Trantsizio' UETCa honako moduan idatz daiteke:

3.2 Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan

$$C_i^{\text{RM}}(k\tau, k\tau') = f_i \bar{C}^{\text{R}}(k\tau, k\tau') + (1 - f_i) \bar{C}^{\text{M}}(k\tau, k\tau'), \quad (3.28)$$

non $0 \leq i \leq N_{\text{U}}$, $f_0 = 1$, $f_{i+1} < f_i$, eta $f_{N_{\text{U}}} = 0$ diren. Trantsizioko UETC bakoitzarentzat (C_i^{RM}) autobektore ortonormal sorta osoa izanen dugu. Nahi ditugun trantsizio UETC adina izan ditzazkegu, nahiz eta normalean N_{U} autobektoreen bikote osatzea inolako ziurgabetasunik gabe egiteko moduan aukeratzen dugun. Honela $c_i^n(k\tau)$ autobektore bakoitza $i - 1$ eta $i + 1$ -eko autobektore bakarrarekin elkartuko da, non $i = 0$ erradiazio puruko autobektoreak eta $i = N_{\text{U}}$ materia purukoak diren.

Ondoren erradiazio-materia (eta era berean materia- Λ) trantsizioa $N_{\text{U}} + 1$ zatitan banatuko dugu, zati bakoitzari τ_i denbora dagokiolarik. Trantsizioa (3.28) aurrera eramane duen interpolazioa funtzio beherakorra definituko dugu gero,

$$f_i = f(\tau_i). \quad (3.29)$$

Interpolazio funtzioak 3.2.4 atalean eztabaidatuko ditugu.

Trantsizioko autofuntzioak $c^n(k, \tau)$ denbora-tarteetako $c_i^n(k\tau)$ autofuntzioen menpe definituko ditugu, funtzio erakusle baten $J_i(\tau)$ bitartez:

$$\begin{aligned} J_0(\tau) &= \begin{cases} 1 & 0 \leq \tau \leq \tau_1 \\ 0 & \text{bestela} \end{cases}, \\ J_i(\tau) &= \begin{cases} 1 & \tau_i \leq \tau \leq \tau_{i+1} \\ 0 & \text{bestela} \end{cases}, \\ J_{N_{\text{U}}}(\tau) &= \begin{cases} 1 & \tau_{N_{\text{U}}} \leq \tau \leq \infty \\ 0 & \text{bestela} \end{cases}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Iturri funtzioak hortaz

$$\sqrt{\lambda_n} c^n(k, \tau) = \sum_{i=0}^{N_{\text{U}}} J_i(\tau) \sqrt{\lambda_{n,i}} c_i^n(x). \quad (3.31)$$

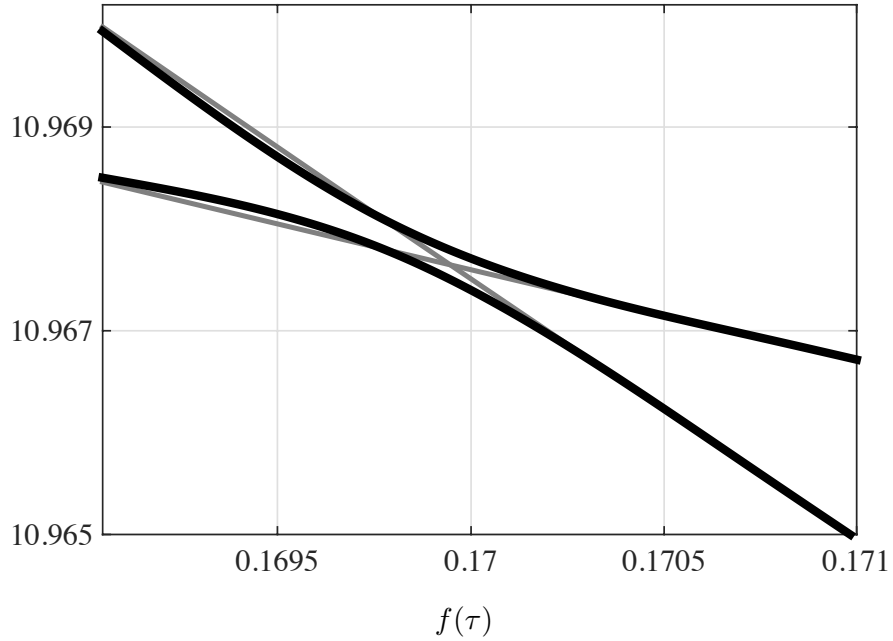
dira. Ikus daiteke autobektoreen interpolazio sinplea eta etapa anitzekoa $N_{\text{U}} = 1$ den kasuan erlazonatuta daudela eta berdinak direla $e(\tau)$ mailakako funtzioa bada.

Prozesu hau era berean da aplikagarria materia- Λ trantsizioan.

Azter dezagun orain autofuntzioak nola aldatzen diren interpolazio parametroaren f arabera. Hau egiteko erradiazioko autobektoreak materiako autobektore bakarrean bilakatzen direla ikus dezakegu. Edo autobektore bakoitzari dagokion autobalioen eboluzioa azter dezakegu. Autobektore bakoitzak autobalio bakar bat du eta autobalioak ere era jarraituan aldatzen direnez f -rekin, autobektoreen ordena soilik aldatuko da autobalio hauek euren eboluzioan gurutzatzen badira. Hala ere, f -rekin modu jarraituan aldatzen den matrize hermitiar baten autobalioak ez dira orokorrean gurutzatzen, f -ren balio jakin batean simetriaren bat agertzen ezpada.

Hau argitzeko adibide zehatz bat aztertu dugu 3.9 irudian. Tentsore korrelazio funtzioaren 34. eta 35. autobalioen eboluzioa irudikatu dugu. Produktu eskalarraren balioan oinarrituta soilik, ezkerrean autobaliorik handiena duen autobektoreak (34.) eskuinaldean autobaliorik txikiena duenarekin (35.) osatzen du biderkadura eskalarrak handiena. Beraz hauen eboluzioa jarraituz, badirudi gurutzatu egiten direla. Hala ere, denbora tarte zati gehiagotan banatzen bada (18 gure kasuan) UETCen interpolazioa egiteko, ikusten da gurutzatzea ekiditen dutela. Lerro beltzez adierazitako eboluzioetan argi ikusten da: elkarrengandik alden du egiten dira.

3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorreko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak



3.9. Irudia: *Tentsore korrelatzailearen 34. eta 35. autobalioen eboluzioa interpolazio parametroarekiko (Eq. (3.28)). Lerro gris meheak autobalioen gurutzaketa erakusten du, denbora tartea 3 zatitan banatzen denean. Lerro beltz lodiak, bestalde, zatikatzea sarriago egiten (18tan kasu honetan) denean autobalioak elkarrengandik aldentzen direla erakusten du.*

Metodo honen bitartez bermatu dugu (3.31) ekuazioan adierazitako baturan c_i^n autobalioa aukeratzen badugu eta autobektoreak autobalioen $\lambda_{n,i}$ arabera sailkatzen baditugu, $\sqrt{\lambda_n} c_a^n(k, \tau)$ iturri funtzioa osatzerakoan ez dugula anbiguotasunik izanen. Hala eta guztiz ere, oraindik gure iturri funtzioak ez dira ortonormalak eta propietate hau UETC errealeen funtsezko ezaugarria da. Hurrengo atalean ikusiko dugu nola konpndu arazo hau.

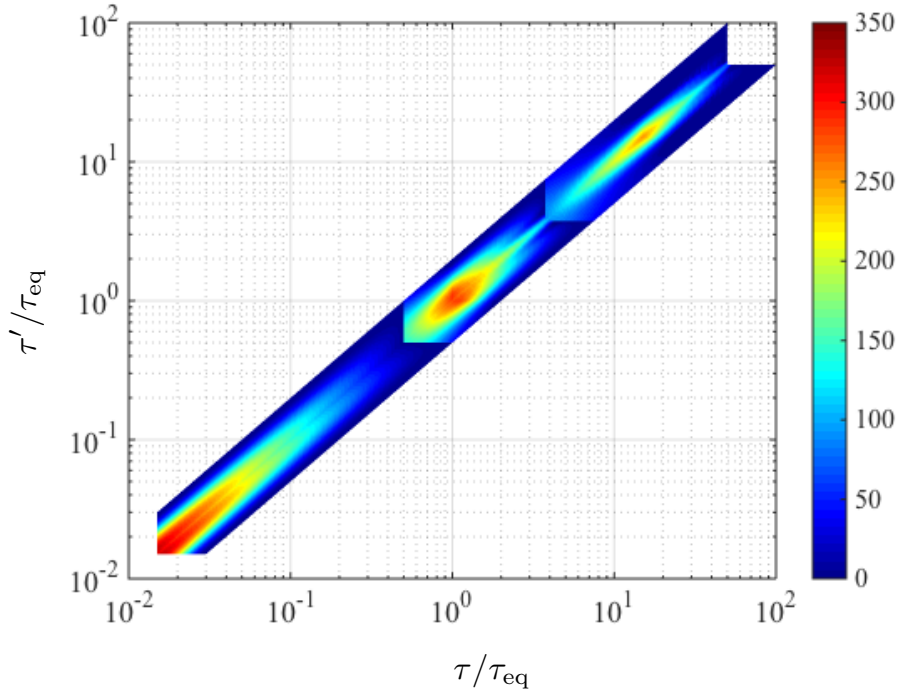
3.2.3 k -finkoko UETC interpolazioa

UETC osoaren, hots, eskalatzen ez duenaren forma ikusiz $C_{ab}(k, \tau, \tau')$, naturala dirudi k bakoitzerako τ eta τ' aldagaietan simetrikoa den funtzio baten moduan ikustea. Trantsizio kosmologikoen informazio guztia daukate eta lehen aipatu den moduan diskretizatu eta diagonalizatu daitezke. Ikuspuntu hau gainera oso erabilgarria izan daiteke Einstein-Boltzamann kodeekin jarduteko, hauek perturbazio-ekuazioak k -ren kanpo *loop* batekin eta k bakoitzerako denbora integralen bidez askatzen baitituzte.

UETC interpolazio metodo honetan $C_{ab}(k, \tau, \tau')$ UETC osoaren hurbilketak osatuko ditugu materia eta erradiazio garaiko UETCak erabiliz, k bakoitzerako. Materia eta erradiazio UETCen nahasketa τ/τ_{eq} eta τ'/τ_{eq} -k zehaztuko dute. Lehenik, irudikatu dezagun UETC osoa nola aldatzen den k desberdinen balioetarako, ikus 3.10 irudia. Irudian trantsizioetan egindako zazpi simulazioetatik lortutako C_{11} ikus daiteke, $k\tau_{\text{eq}} \simeq 600, 10$ eta 1 balioetarako eta $(\tau/\tau_{\text{eq}}, \tau'/\tau_{\text{eq}})$ -rekiko irudikatua.

Irudi hau egiteko, erradiazio-materia trantsizioko tarteko momentuetan simulazioak egin dira.

3.2 Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan



3.10. Irudia: C_{11} UETCa $k\tau_{\text{eq}} \simeq 600$, 10 eta 1 balioetarako irudikatua. Datuak erradiazio-materia trantsizioetan egindako simulazioetatik ateratakoak dira, ikus 3.6 taula.

Trantsizioan eskala-faktorea:

$$a(\tau) = a_{\text{eq}} \left(\left[\left(\sqrt{2} - 1 \right) \left(\frac{\tau}{\tau_{\text{eq}}} \right) + 1 \right]^2 - 1 \right). \quad (3.32)$$

moduan aldatzen da.

Simulazio hauek $1k$ (1024^3) izan dira eta $4k$ simulazioetan erabilitako parametro berak erabili ditugu, hots, $dx = 0.5$, $s = 0$, eta τ_{start} eta τ_{diff} berberak. Simulazio bakoitza $\tau_{\text{ref}} = 150$ eta $\tau_{\text{end}} = 300$ mugatutako denbora tartean garatu da eta bakoitzak trantsizioaren zati bat bakarrik hartu du. Simulazio hauetako UETC eta ETCak logaritmikoki banatutako $N_\tau = 50$ zatitan hartu dira.

Bost simulazio independente gauzatu ditugu τ_{eq} -ren zazpi balio ezberdinetako bakoitzerako, trantsizioaren ahalik eta zati handiena hartuz. Erabilitako τ_{eq} -en balioak 3.6 taulan adierazi dira, hauetako bost 3.12 irudia egiteko erabili dira. Hontaz gain, simulazio bakoitzaren zabalte tasa ere adierazi da,

$$\alpha(\tau) = \frac{d \ln a}{d \ln \tau}. \quad (3.33)$$

Aurreko 3.10 irudiaren kasuan, τ_{eq} -ekin biderkatuta 600, 10 eta 1-tik gertuen gelditzen den k -ren balioa duen UETC bakarretik daude datuak hartuta. Hortaz $k\tau_{\text{eq}}$ -ren 3 balio desberdin hauetarako, $N_{\tau_{\text{eq}}} \times N_\tau$ dimentsioko matrizea dugu. Matrize hau eta bere trasposatua irudikatu ditugu $\tau' = \tau_{\text{ref}}$ -rako.

Ikus daiteke $(\tau/\tau_{\text{eq}}, \tau'/\tau_{\text{eq}}) \sim (10/k\tau_{\text{eq}}, 10/k\tau_{\text{eq}})$ inguruan tontorra duen funtzio simetrikoa dela irudikatutakoa. Gainera argi eta garbi ikusten da tontorraren altuerak trantsizio leuna jasaten

3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorrekoko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak

τ_{eq}	600	300	150	80	40	10	3
$\tau_{\text{ref}}/\tau_{\text{eq}}$	0.25	0.5	1.0	1.875	3.75	15	50
$\tau_{\text{end}}/\tau_{\text{eq}}$	0.5	1.0	2.0	3.75	7.5	50	100
$\alpha(\tau_{\text{ref}})$	1.05	1.09	1.17	1.28	1.44	1.76	1.91
$\alpha(\tau_{\text{end}})$	1.09	1.17	1.29	1.44	1.60	1.86	1.95

3.6. Taula: Erradiazio-materia trantsizio kosmologikoko simulazioak egiteko erabilitako parametro sorta: τ_{eq} (ϕ_0^{-1} unitatetan), UETCa hartu diren tarteko denboren ($\tau_{\text{ref}} \rightarrow \tau_{\text{end}}$) τ_{eq} -kiko arrazioak eta zabaltzearen tasa $\alpha = d \ln a / d \ln \tau$, τ_{ref} eta τ_{end} -n. Zabaltze tasa konstanteko simulazioetan (ikus 3.2.4 atala) α -ren balioa τ_{ref} -en hartu da.

duela $k\tau_{\text{eq}} \gg 1$ -ko balio altutik, UETCa erradiazioko UETCen antzekoa denetik, $k\tau_{\text{eq}} \ll 1$ -ko balio txikiagoetara, UETCa materiako UETCen antzekoa denetara.

Erradiazio-materia trantsizioan horrelako portaera gauzatuko lukeen hurrengo trantsizio mota proposatu dugu:

$$C_{ab}(k, \tau, \tau') = f \left(\frac{\sqrt{\tau\tau'}}{\tau_{\text{eq}}} \right) \bar{C}_{ab}^{\text{M}}(k\tau, k\tau') + \left(1 - f \left(\frac{\sqrt{\tau\tau'}}{\tau_{\text{eq}}} \right) \right) \bar{C}_{ab}^{\text{R}}(k\tau, k\tau'). \quad (3.34)$$

Bi denborekiko (τ eta τ') guztiz simetrikoa da. UETCaren adierazpen hurbildua ematen du $\tau\tau' \sim \tau_{\text{eq}}^2$ ingurune guztirako τ/τ_{eq} -en muturreko balioetarako, hots, erradiazio puruko eta materia puruko, UETCen konbinazio linealen bitartez. Printzipioz denbora arrazio oso desberdinetarako gure ereduak emandakoa eta UETC osoa ez dira antzekoak izanen. Hala ere balio horietan UETCen balioa oso oso txikia da edozein k -tarako. iturri funtzioak erabiliz UETCak osatzeko lanean, k -finkoko metodoa izanen dela emaitzaren zehatzenak ematen dituen ikusiko dugu 3.2.6 atalean.

Aurreko metodoetan ez bezala, metodo honen bitartez lortutako EB integratzaileen iturri funtzioak k jakin baterako ortogonalak dira. Metodo honen bitartez lortutako lehenengo hiru iturri funtzioak 3.11 irudian ikus daitezke, τ/τ_{eq} -kiko irudikatutak eta $k\tau_{\text{eq}} = 1000, 1$ eta 10^{-3} balioetarako. Hortaz, funtzio hauei dagozkien UETCak garrantzitsuagoak izanen dira erradiazioan, trantsizioan eta materiaren hurrenez hurren. Hau autofuntzioetan garbi ikusten da, τ desberdinetan dute tontorra, gutxi gora behera $\tau \sim 10/k$, eta tontorraren altuera k txikitu ahala txikitzen da, erradiaziotik materiara joaten garenean gertatzen den bezelaxe.

3.2.4 $f(\tau)$ eta $f_{\Lambda}(\tau)$ funtzio interpolatzaileak

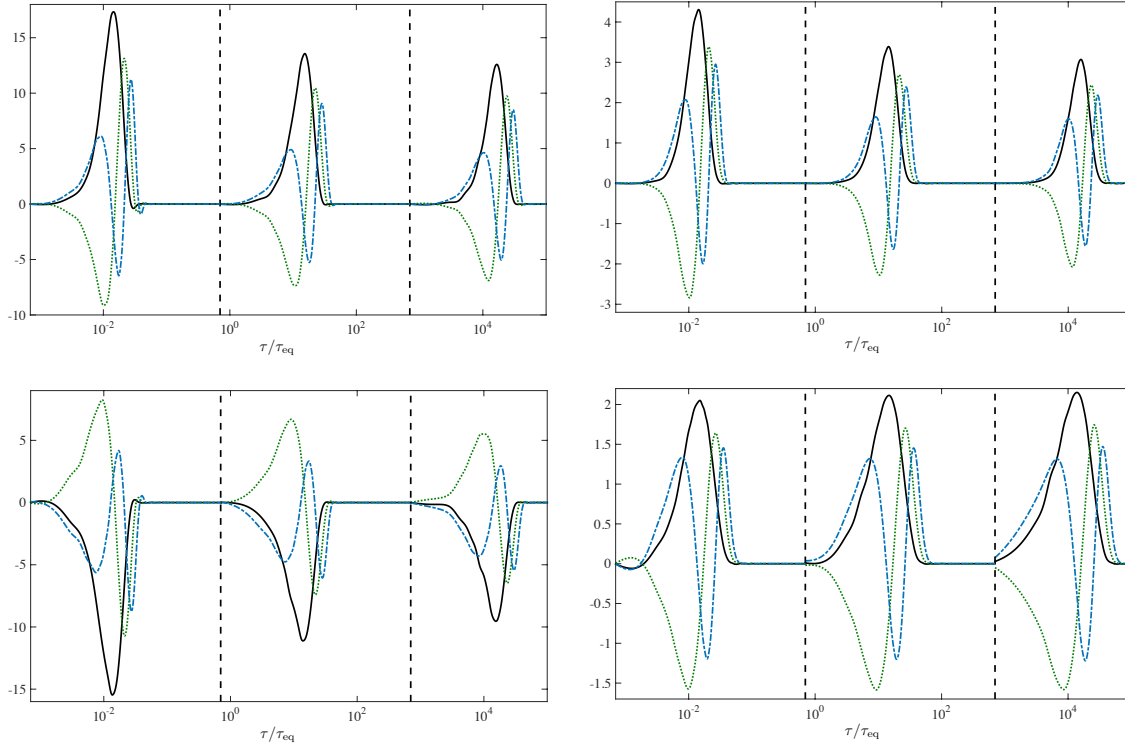
Interpolazio funtzioak [86]-n emandako errezetaren bidez kalkulatu ditugu, denbora berdinetako korrelatzaileak erabiliz $E_{ab}(k, \tau) = C_{ab}(k, \tau, \tau)$. Defini dezagun funtzioa:

$$f_{ab}(k, \tau) = \frac{E_{ab}^{\text{RM}}(k, \tau) - \bar{E}_{ab}^{\text{M}}(k\tau)}{\bar{E}_{ab}^{\text{R}}(k\tau) - \bar{E}_{ab}^{\text{M}}(k\tau)} \quad \forall k, \quad (3.35)$$

non $\bar{E}^{\text{R}}(k\tau)$ eta $\bar{E}^{\text{M}}(k\tau)$ erradiazio eta materiako ETC eskalatzaileak diren, eta $E^{\text{RM}}(k, \tau)$ trantsizioan neurtu den ETCa.

Ikusiko dugun moduan gure simulazioen bitartez lortuko dugun $f_{ab}(k, \tau)$ k -ren independentea izanen da, beraz goiko ekuazioa eta (3.28) ekuazioa denbora berdinetan berberak dira.

3.2 Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan



3.11. Irudia: Ezkerretik eskuinera $k\tau_{eq} = 1000, 1$ eta 0.001 baliotako lehenengo (beltzez), bigarren (berdez) eta hirugarren (urdinez) iturri funtzioak. Ezkerreko bi irudiak ϕ (goian) eta ψ -ri (behean) dagozkie, eskuineko goikoa bektoreena da eta behekoa tentsoreena.

Parametroa	E_{11}	E_{12}	E_{22}	E_{vv}	E_{tt}	Mean and σ
ζ	0.232 ± 0.006	0.244 ± 0.012	0.246 ± 0.010	0.242 ± 0.006	0.203 ± 0.010	0.235 ± 0.004
η	-1.01 ± 0.02	-1.01 ± 0.04	-1.03 ± 0.03	-0.96 ± 0.01	-1.10 ± 0.05	-0.984 ± 0.008

3.7. Taula: Erradiazio-materia trantsizioa gauzatzeko (3.36) ekuazioko ζ eta η parametroen batezbesteko balioak eta desbideraketa estandarrek.

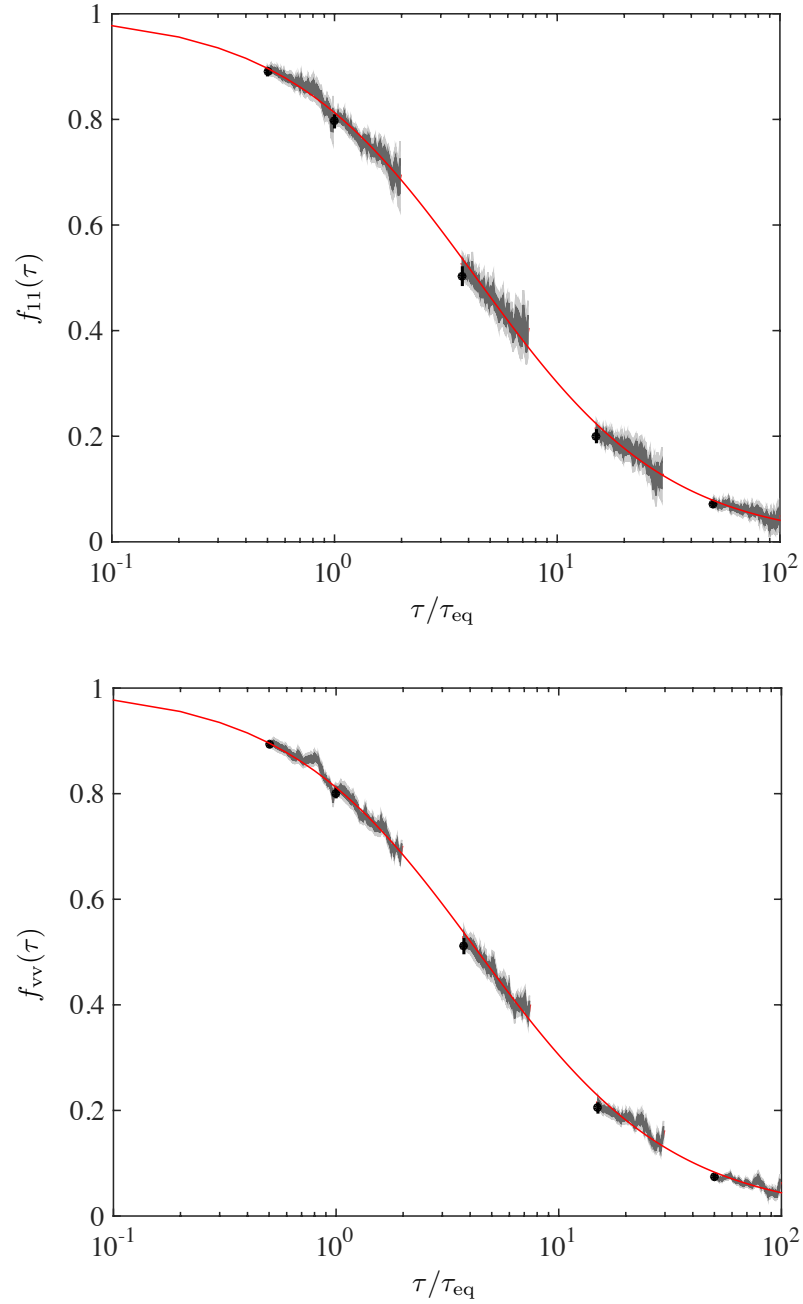
ETC-ak $\tau_{eq} = 3, 10, 40, 150$ eta 300 erabiliz egindako $1k$ simulazioetatik lortu ditugu eta (3.35) ekuazioa erabiliz $f(\tau)$ kalkulatu. Adibide moduan 3.12 irudian E_{11} eta E_{vv} kasuak erabiliz lortutako emaitzak erakutsi dira, gainontzekoak oso antzekoak dira. Irudietako bost gure grisak (3.35) ekuazioa erabiliz zuzenean lortutako trantsizio funtzioak dira, simulatutako bost garaie-tarako. Gris kolore ezberdinek k -ren batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ desbideraketa estandarrek adierazten dituzte, sokaren zabaleraren alderantzizkoa baino uhin-zenbaki txikiagoak erabiliz kalkulatuak: $0.12 < |\mathbf{k}| < 2$. Hau guztiaz gain, gorriz, doikuntza onena ematen duen lerroa ere gehitu dugu, hurrengo forma duena:

$$f(\tau) = \left(1 + \zeta \frac{\tau}{\tau_{eq}}\right)^\eta. \quad (3.36)$$

Irudiko gune grisaren estatusunak hasieran esandako eskala independentzia baieztatzen dute.

Funtzio interpolatzailearen (3.36) parametroen batezbesteko balioak eta desbideraketa estandarrek 3.7 taulan ageri dira. Ikus daitekeen moduan trantsizioa oso antzekoa da korrelatzaile

3. Kapituluak: Higgs eredu trukakorrekoko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak



3.12. Irudia: Erradiazio-materia trantsizioan egindako simulazioetatik lortutako UETC interpolazio funtzioa (gune grisak). Bost zati desberdinak simulatutako $\tau_{\text{eq}} = 3, 10, 40, 150$ eta 300 garai ezberdinei dagozkie. Grisez adierazitako eremuak (3.35) ekuazioan k -ren batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ desbideraketa estandarrak dira. Goiko zatian E_{11} erabiliz lortutako emaitza erakusten da eta behekoan E_{vv} erabiliz lortutakoa. Bi grafikoetan lerro gorria (3.37) ekuazioko funtzioa da. Puntu beltzak, azkenik, α konstantean egindako simulazioi dagozkie, hau da, trantsizio kosmologiko adiabaticoari.

mota guztientzat. Honegatik, eta hemendik aurrerako lanak errezteko, AH soketan UETCen trantsizio kosmologikoa korrelatzaile guztietan modu berean gauzatzen duen interpolazio funtzio hau

3.2 Autobektoreen deskonposizioa trantsizio kosmologikoetan

definitu dugu:

$$f(\tau) = \left(1 + 0.24 \frac{\tau}{\tau_{\text{eq}}}\right)^{-0.99}, \quad (3.37)$$

Eta hau [86] lanean N -handiko SOSF-entzako lortu zen funtzioaren erro karratuaren oso antzekoa da

$$f_N(\tau) = \left(1 + \frac{1}{4} \frac{\tau}{\tau_{\text{eq}}}\right)^{-2}. \quad (3.38)$$

Lan horretan interpolazio funtzioa defektu mota guztientzat berdina izan zitekeela argudiatu zuten, gure emaitzak kontrakoa dio.

Hontaz gain konparaketa bat gehiago egin dugu: τ_n -ko trantsizio ETCen eta zabaltze tasa konstantean $\alpha(\tau_n)$ kalkulaturako ETC eskalatazailen artekoa. Honetarako aparteko beste 5 simulazio egin ditugu eta α -ren balio konstantea trantsizioetan simulaturako garaietan erabilitako zabaltze tasekin bat etor dadin aukeratu da (balioak 3.6 taulan aurki daitezke). Defini dezagun simulazio berri hauei dagokien trantsizio funtzioa:

$$f_{ab}^\alpha(k, \tau) = \frac{\bar{E}_{ab}^\alpha(k\tau) - \bar{E}_{ab}^M(k\tau)}{\bar{E}_{ab}^R(k\tau) - \bar{E}_{ab}^M(k\tau)}, \quad (3.39)$$

Funtzio honen batezbestekoak 3.12 irudian irudikatu ditugu puntu beltzez eta errore barraz (1σ k -rekiko batezbestekoa eginez lortua).

Ikusten den moduan, trantsizio simulazioen interpolazio funtzioaren doikuntza onena ematen duen lerroa zabaltze tasa konstanteko simulazioek emandako f^α -ren puntuen gainean dago. Hau dela eta, esan dezakegu soka-sareek oso erreakzio azkarra dutela zabaltze tasa aldaketekiko eta ETCak adiabatiko moduan kontsidera ditzazkegula. Bestela esanda, erradiazio-materia trantsizio-ko edozein puntutako soka-sareen propietateak eta trantsizio-ko puntu horri dagokion zabaltze tasa konstantean garaturako simulazioei dagozkien propietateak ia berdinak direla. Hasiera batean beste defektu mota ezberdinek ere jokoera bera izanen dutela espero dugu, eta hortaz trantsizioak zabaltze tasa konstantea erabiliz egindako simulazio txikiago eta motzagoen bitartez deskriba daitezkeela.

3.2.5 Materia- Λ interpolazioa

Aurreko azpiataleko prozedura berbera erabili dugu materia- Λ trantsizioa aztertzeko. Λ -ren menderakuntza garaian, sokak moteldu eta sarea ξ_{fr} luzera karakteristikoko sare batean *izoztuko* dela espero da.

Abiadura jakin batean (v) mugitzen ari den sokak sortutako metrikaren perturbazioak [151]-n kalkulatu ziren. Lan horretako emaitzetan oinarrituta, $v \rightarrow 0$ egin ahala, hots, abiadura murriztu ahala, ψ eskalar potentziala eta bektore perturbazioak zerora eta ϕ potentzial eskalarra eta tentsore perturbazioak balio konstante batera joko dutela ondorioztatu dugu. Beraz korrelatzaileei dagokienez, E_{11} eta tentsoreak ez nuluak izatea espero dugu eta E_{12} , E_{22} eta E_{VV} berriz zerorantz joatea.

Funtzio interpolatzailea kasu honetan:

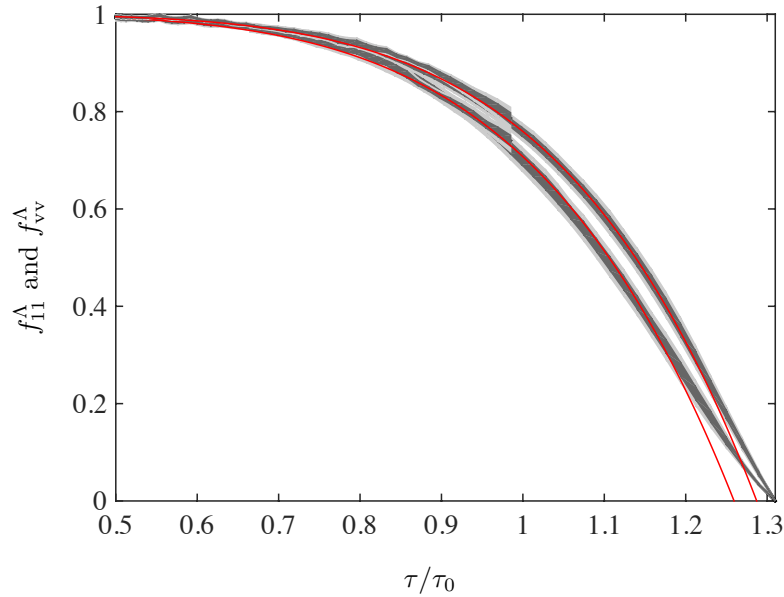
$$f_{ab}(k, \tau) = \frac{E_{ab}^{\text{M}\Lambda}(k, \tau) - \bar{E}_{ab}^\Lambda(k\tau_{\text{fr}})}{\bar{E}_{ab}^{\text{M}}(k\tau) - \bar{E}_{ab}^\Lambda(k\tau_{\text{fr}})}, \quad (3.40)$$

3. Kapitula: Higgs eredu trukakorrek soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektr berriak

non τ_{fr} de Sitter espazioan izoztutako soka-sarearen luzera eskalatik ξ_{fr} eratorritako denbora den eta $\bar{E}_{12}^\Lambda = \bar{E}_{22}^\Lambda = \bar{E}_{\text{vv}}^\Lambda = 0$. Λ CDM simulazioetan lortutako $E^{M\Lambda}(k, t)$ korrelatzaileen erorketa profilak 3.13 irudian erakusten ditugu. Simulazio hauek materiaren mendeko garaia azken zatia eta Λ -ren mendekoaren hasierakoak hartzen dituzte. Simulazio bakoitzaren amaieran parametro kosmologikoen balioak 3.8 taulan ageri dira. Λ CDM singularitatearen inguruetaraino simulatu dugu, hau da, denbora konformeak de Sitter espazioko balio asintotikora hurbildu eta eskala-faktorea τ -rekiko dibergentea deneraino (gutxi gora behera $\tau \approx 1.35\tau_0$, $\Omega_m = 0.315$ hartuz). Λ puruko, hots, de Sitter-en espazioko korrelatzaileak $\tau_{\text{end}} = 1.33$ -en neurtutako $\bar{E}_{11}^{M\Lambda}$ eta $\bar{E}_{\text{tt}}^{M\Lambda}$ izan dira eta $\tau_{\text{fr}} = \beta^{-1}\xi_{\text{fr}}$ hartu dugu, non β denbora eta sarearen luzeraren arteko erlazioko malda den (ikus (3.8) ekuazioa) materia garaian (ikus 3.2 taula).

τ_0	300	225
τ_{ref}/τ_0	0.5	0.665
τ_{end}/τ_0	1	1.33
$\Omega_m(\tau_{\text{end}})$	0.315	$1.29 \cdot 10^{-4}$
$\Omega_r(\tau_{\text{end}})$	$9.24 \cdot 10^{-5}$	$2.81 \cdot 10^{-9}$

3.8. Taula: Gaur egungo denbora konformearen τ_0 balioa simulazio unitatetan, UETCak hartzeko erreferentzia denboraren τ_{ref} eta simulazioaren amaierako denboraren τ_{end} , τ_0 -kiko arrazioa. Simulazio bakoitzaren amaierako Ω_m eta Ω_r parametro kosmologikoen balioak ere gehitu dira.



3.13. Irudia: Materia- Λ trantsizioaren UETC interpolazio funtzioa τ/τ_0 arrazioarekiko irudikatua. Goiko lerroa E_{vv} -ri dagokio eta behekoa E_{11} -ri. Beste bi korrelatzaile eskalarrekin, E_{12} eta E_{22} , lortutako lerroak bi marra hauen artean daude. Grisezko eremuak 1σ eta 2σ konfiantza-limiteak dira eta lerro gorria doikuntza onenari dagokio.

Korrelatzaile guztiekin lortutako interpolazio funtzioak

$$f^\Lambda(\tau) = \left(1 + \zeta \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^\eta\right), \quad (3.41)$$

3.3 Potentzia-espektro berriak

Parametroak	E_{11}	E_{12}	E_{22}	E_{vv}	E_{tt}
ζ	-0.302 ± 0.003	-0.276 ± 0.003	-0.292 ± 0.003	-0.241 ± 0.001	–
η	5.2 ± 0.1	5.4 ± 0.1	5.3 ± 0.1	5.63 ± 0.03	–

3.9. Taula: *Materia- Λ trantsizioa gauzatzeko (3.41) ekuazioko ζ eta η parametroen batezbesteko balioak eta desbideraketa estandarrak.*

funtzioarekin doitu daitezke, non ζ eta η parametroen doikuntza onenaren balioak 3.9 taulan adierazi diren.

Desbideraketak erradiazio-materia trantsizioan baino handiagoak dira. Hontaz gain ikusi da E_{tt} oso gutxi aldatzen dela trantsizioan zehar eta ondorioz f_{tt} -ren erroreak ikaragarriak direla. Hortaz E_{tt} ez interpolatzea hurbilketarik egokiena dela deritzogu.

Aurrean dezakegu zein izanen den Λ CDM kosmologiak korrelatzaileetan eragingo duen efektua: amaiera aldeko korrelatzaileen anplitudea jaitsiko du. Hau dela eta CMBaren potentzia-espektroaren multipolo baxuak ere eragingo ditu, horizontean berandu sartutako eskalen anplitudea jaitsiz.

3.2.6 Interpolazio metodoen konparaketa

Atal honetan aurkeztu diren interpolazio metodoak konparatuko ditugu: autobektoreen interpolazio sinplea [42], autobektoreen etapa anitzeko interpolazioa [86] eta lan honetan aurkeztutako k -finkoko UETC interpolazioa. Konparaketa aurrera eramateko, iturri funtzioak erabiliz trantsizioko UETCak berreraikiko ditugu, honako adierazpena erabiliz:

$$C^{rc}(k, \tau, \tau') = \sum_n \lambda_n c_n(k, \tau) c_n^*(k, \tau'). \quad (3.42)$$

Ondoren hau trantsizioetan neurtutako UETCekin konparatuko dugu.

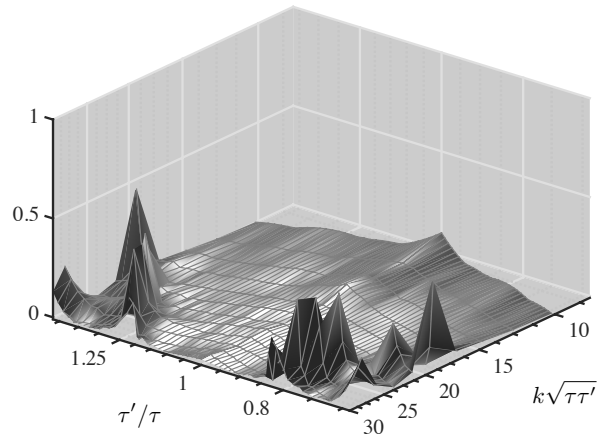
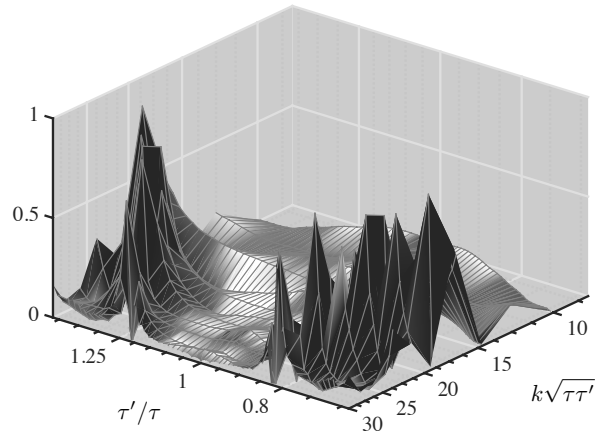
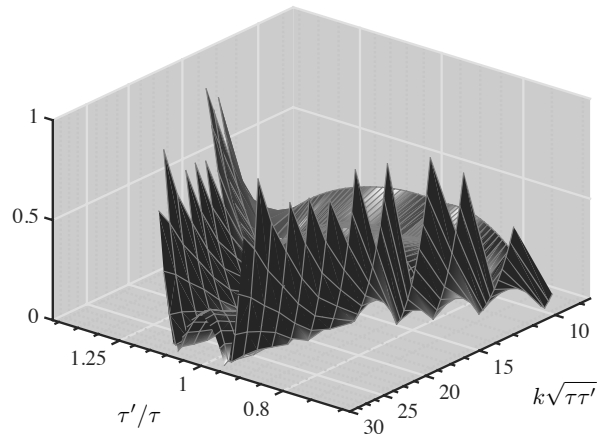
Erradiazio-materia trantsizioko denbora tarte bat aukeratu dugu: $1 < \tau/\tau_{eq} < 1.5$. Azterketa tontorraren inguruetara mugatu dugu ($8.3 < k\tau < 30$), hau baita ekarpenik garrantzitsuena gordetzen duen ingurunea. Nahiz eta denboran interpolatutako UETCak ez duten zehazki multzo ortonormala osatzen, (3.42) ekuazioaren bidez UETC eraginkor bat berreraiki dezakete. Bestalde, denboraren menpeko diren autobektore interpolazio sinplearen autobektoreak (3.25) eta (3.26) ekuazioak erabiliz kalkulatu ditugu.

Lehenengo 128 autobektoreak erabiliz, C_{11} UETC berreraikiaren neurtuarekiko diferentzia erlatiboa 3.14 irudian ikus daiteke, aztertutako 3 metodoen kasurako. Argi eta garbi ikus daiteke k -finkoko UETC interpolazio metodoa dela neurtutako UETCak berreraikitzen onena; bigarrena etapa anitzeko autobektoreen interpolazioa da eta azkena autobektoreen interpolazio sinplea. Tontorraren balio maximoaren inguruko ($z = 10$) diferentzia erlatiboak 0.03, 0.09 eta 0.2 dira hurrenez hurren.

3.3 Potentzia-espektro berriak

Atal honetan AH soka-sareek sortutako CMBaren potentzia-espektro berriak aurkeztuko ditugu. Potentzia-espektroak kalkulatzeko iturri funtzioak onartzen dituen CMBEASY [72] kodearen bertsio berri bat erabili dugu, etapa anitzeko interpolazioaren eta k -finkoko UETC interpolazioaren iturri funtzioekin lan egin dezakeena. Kalkuluan erabili diren parametro kosmologikoen balioak

3. Kapitula: Higgs eredu trukakorrekoko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektrora berriak



3.14. Irudia: Berreraikitako C_{11} UETCaren neurtutakoekiko diferentzia erlatiboa. UETCak 3 metodo jarraituz berreraiki dira: autobektoreen interpolazio sinplea (lehen irudia), autobektoreen etapa anitzeko interpolazioa (bigarrena) eta k -finkoko UETC interpolazioa (hirugarrena). Autobektoreen interpolazio sinplearen kasuan interpolazio funtzioa (3.26) izan da, eta beste bietan, interpolazioa UETC mailan aplikatzeko, (3.37) adierazpeneko funtzioa. Ez da UETC osoa irudikatu, tontorraren inguruko eremua bakarrik, zehazki: $1/1.5 < r < 1.5$ eta $8.3 < k\tau < 30$. Irudia ahalik eta argigarriena izan zedin 1 baino handiagoak ziren diferentzia erlatiboak ezabatu egin dira.

3.3 Potentzia-espektro berriak

Planck elkarlanak [21] lanean aurkeztutakoak dira: $h = 0.6726$, $\Omega_b h^2 = 0.02225$, $\Omega_\Lambda = 0.6844$ eta $\kappa = 0.079$. Aurretik ere esan den moduan UETCak $N_i = 2048$ puntutara interpolatu ditugu. Diagonalizazioaren ondoren, soka kosmikoek CMBaren tenperatura eta polarizazioan sortutako anisotropien potentzia-espektroak iturri funtzioen ekarpenak batuz osatu dira. Konbergentzia maila altua, %1-ekoa, gutxi gora behera ~ 200 autobektoreen ekarpenekin lortu da, eta hortaz ziurgabetasunak sahisteko 256 izan da kasu guztietan erabili den iturri funtzio kopurua.

Atal honetan potentzia-espektroak eta hauen erroreak aurkezteaz gain, lan honetan zehar aurkeztutako metodo desberdinek eragindako aldaketak eztabaidatuko dira. Batetik, benetazko higidura-ekuazioak jarraituz egindako simulazioetatik lortutako UETCek eragindako aldaketa neurtuko da, [45] lanean lortutako potentzia-espektroekin alderaketa eginez. Bestetik, trantsizio kosmologikoak gauzaten dituzten interpolazio metodo desberdinen alderaketa egingen dugu. Honela k -finkoko interpolazio metodoa etapa anitzeko interpolazioarekin eta autobektore interpolazio sinplearekin konparatuko dugu. Hontaz gain, lan honetan zehaztu diren erradiazio-materia eta materia- Λ interpolazio funtzioen eragina ere neurtuko da.

3.3.1 2010-eko emaitzekin konparazioa: $s = 1$

Lan honetan aurkeztu ditugun energia-momentuaren tentsorearen korrelazioak AH sokekin inoiz egindako simulaziorik handienetatik lortutakoak izan dira. Aurreko lanean,[45], 2010ean, simulatu izan zutena baino 64 aldiz simulazio bolumen handiagoa simulatzeko gai izan gara, lehen estrapolazioz soilik lortzen ziren gunetaraino iritsiz eta lau aldiz denbora gehiago simulatuz. Hau gutxi balitz, benetazko higidura-ekuazioei, hots, $s = 1$ -ei dagozkien simulazioak ere gauzatu ditugu, bai erradiazio eta baita materia garaietan. Hau dena UETCak elkartzeko proposatu den eskemak bildu du.

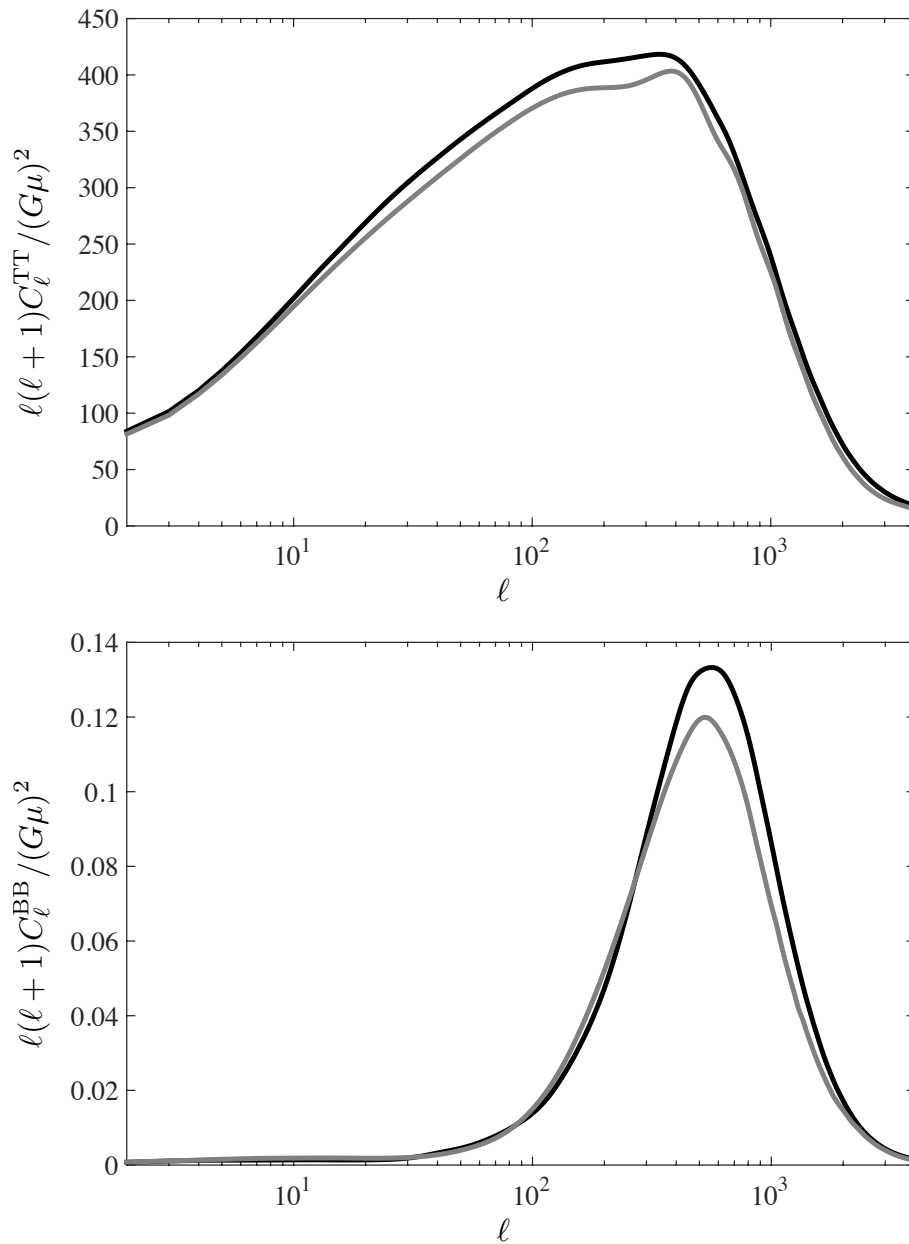
Atal honetan UETCek jasan dituzten aldaketa hauek potentzia-espektroan eragindako aldaketak neurtuko ditugu, [45] lanean lortutako potentzia-espektroekin alderatuz. Konparaketa hau egitearen arrazoia UETCen datuetan emadako aldaketak neurtzea da eta hau trantsizio kosmologikoen efektutik banatzea. Horregatik atal honetan UETC berriekin kalkulatu diren espektroak [45]-ean erabilitako autobektore interpolazio sinple metodo berarekin kalkulaturako iturri funtzioei dagozkie (ikus 3.25), (3.26) eta (3.27) ekuazioak).

Tenperatura eta B-modoen espektroak 3.15 irudian ikus daitezke: 2010eko espektroak grisez eta berriak beltzez. Ikusten den bezala, desberdintasunak ez dira oso handiak: tontor handixagoak, korrelatzaile altuagoak izatearen ondorio. Hontaz gain, espektro berriak leunagoak dira eta 2010ekoak tontorraren maximoaren inguruan zituen oszilazioak desagertu egin dira. Hau dena kontuan izanik, eta lan honetan $s = 1$ -eko datuak erabili direla buruan izanik, nabarmentzekoa da 2010eko lanean erabilitako hurbilketen zehaztasuna.

3.3.2 Erradiazio-materia trantsizio funtzioak eta etapa anitzeko interpolazio metodoak eragindako efektuak

Atal honetan autobektoreen etapa anitzeko interpolazio metodoak eta (3.37) ekuazioko interpolazio funtzioak eragindako efektuak neurtuko ditugu. Hemendik aurrera beraz, UETC berriekin egingen da lan. Etapa anitzeko interpolazio metodoa [86] lanean proposatu zen, eta erradiazio eta materia arteko UETCen autobektoreak interpolatzen ditu (ikus (3.28) ekuazioa). Autobektoreen interpolazio sinplearekiko aldaketarik nabarmenena etapa anitzeko interpolazioan denbora tarte bakoitzerako autobektore/autobalio sorta bat dugula da, bestean erradiazio puruko eta materia puruko autobektoreak bakarrik genituelarik. Interpolazio funtzioa ere aldatu da, orain UETCak

3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorrek soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektrro berriak

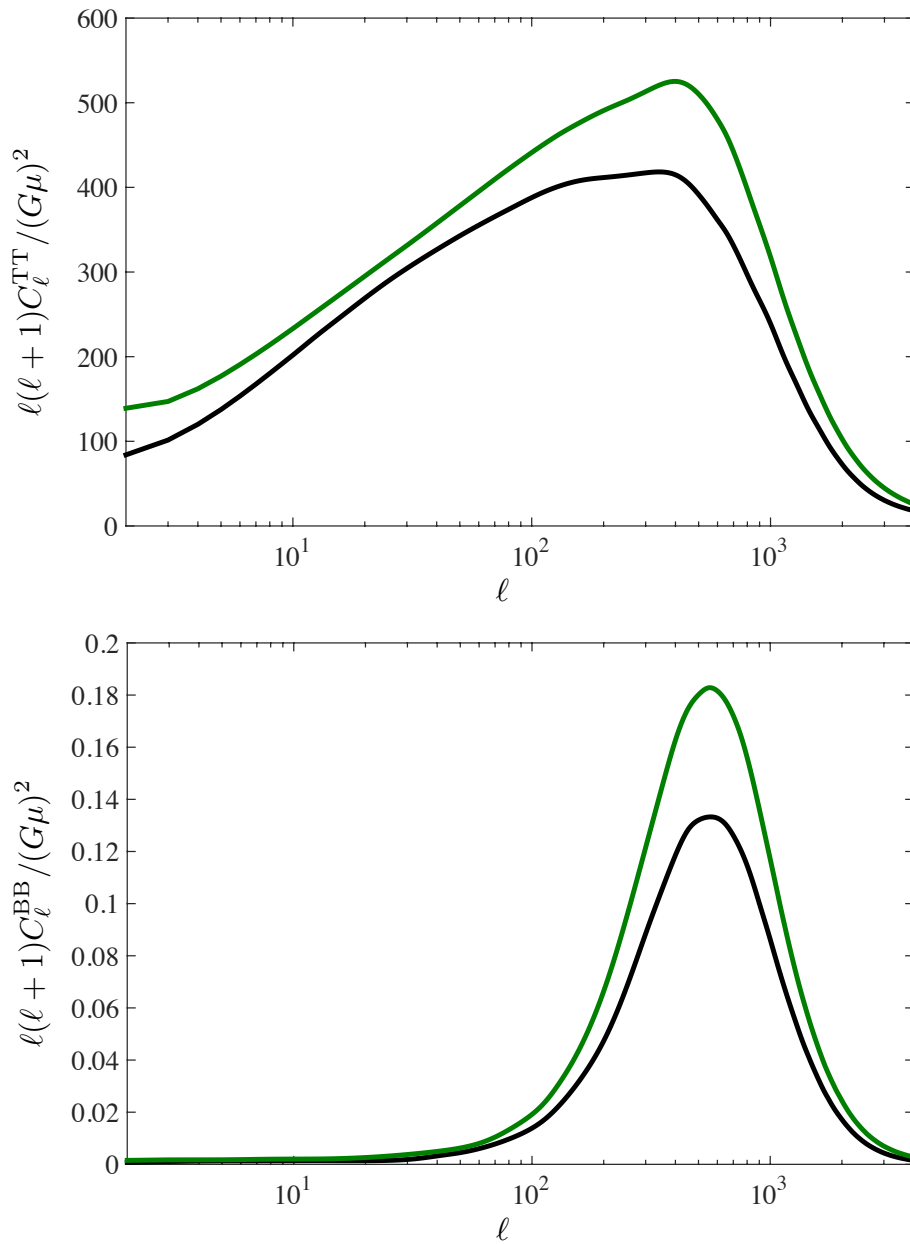


3.15. Irudia: 2010ean [45] lanean aurkeztutako (lerro grisa) eta lan honetan lortutako (beltzez) potentzia-espektrroen konparaketa. Azkenak simulazio berrietako UETCen elkarketatik lortutako autobektoreak interpolazio eskema sinplearekin interpolatuta lortutako emaitzarenak dira.

interpolatzeko (3.37) funtzioa lortu baitugu trantsizioeko simulazioetatik lortutako ETCak (3.35) ekuazioa jarraituz erabiliz. Materia- Λ trantsizioa hurrengo atalean aztertuko dugu.

Kasu honetako konparazioak 3.16 irudian ikus daitezke: beltzez interpolazio sinplea eta berdez etapa anitzeko interpolazioa. Azken honen kasurako ikusi da konbergentzia lortzeko nahikoa izan dela trantsizioa $N_U = 11$ zatitan banatzea. Irudiak erakusten duen moduan, eta aurreko kasuan ez bezala, orain desberdintasunak oso nabariak dira. Bi kanalen anplitudeak asko aldatu dira, zehazki handitu. Honen atzean $f(\tau)$ funtzioa dago, trantsizioa aurreko interpolazio funtzioek baino era motelagoan egiten baitu. Ondorioz, trantsizioa motelagoa denez, erradiazioko korrelatzaileek

3.3 Potentzia-espektro berriak



3.16. Irudia: *Autobektoreak interpolatzeko metodo desberdinak erabiliz lortutako potentzia-espektroen alderaketa. Beltzez interpolazio sinplea jarri dugu eta berdez berriz, etapa anitzeko interpolazioa.*

garrantzia gehiago dute eta anplitudea igo egiten da, hauek materiakoak baino handiagoak baitira.

Aldaketa hauen zenbakiak, ehunekotan, 3.10 taulan adierazi ditugu, denak autobektoreen interpolazio sinplearekiko hartuak. Agerikoa da kanal guztietan eragiten duela trantsizioa motelagoa izateak, baina era nabariagoan polarizazio kanaleta. Esan liteke moteltzeak bektore eta tentsore perturbazioak eskalarrak baino gehiago aldatu dituela.

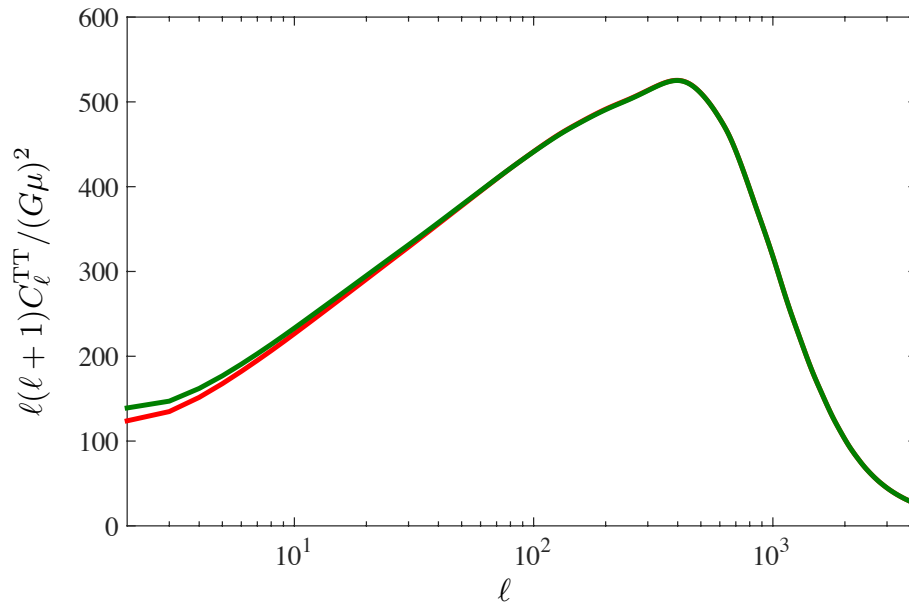
3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorrekoko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak

	TT	EE	BB
Multistage	% + 25	% + 37	% + 37
Fixed- k	% + 29	% + 37	% + 36

3.10. Taula: CMBaren potentzia-espektro ezberdinen (TT, EE eta BB) tontorren altueraren aldaketa, ehunekotan. Aldaketa autobektore interpolazio sinplearekiko kalkulatu da.

3.3.3 Materia- Λ trantsizio funtzioaren eragina

Materia- Λ trantsizioak eta hau gauzatzen duen interpolazio funtzioak (ikus (Eq. (3.41) ekuazioa eta 3.9 taula) eragindako efektua 3.17 irudian erakutsi dugu: gorri Λ trantsizioa duena eta berdez gabea. Gure aurreikuspenekin bat, materia- Λ trantsizioak horizontean berandu sartutako eskaletan eragiten du, zehazki multipolo baxuenetako potentzia-espektroaren anplitudea pixka bat txikituz.



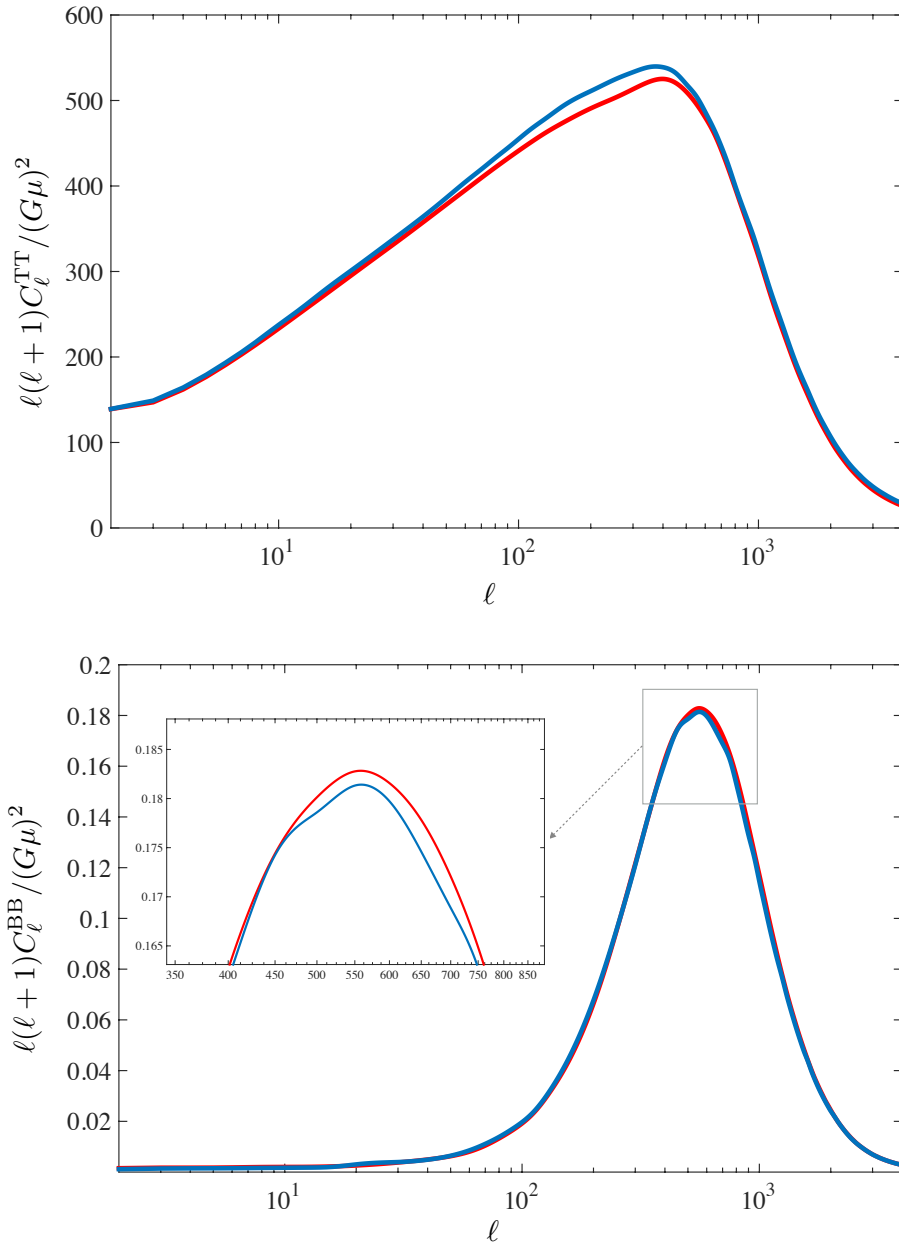
3.17. Irudia: Materia- Λ trantsizioa etapa anitzeko interpolazio eskeman sartzeak eragindako efektua, gorri Λ trantsizioa duena eta berdez gabea.

3.3.4 k -finkoko interpolazioak eragindako efektuak

Azkenik k -finkoko metodoa erabiliz kalkulaturako potentzia-espektroak aurkeztuko ditugu. Metodo honek UETCak k -espazioan interpolatzen ditu (ikus (3.34) ekuazioa), denboran behar. Kontzeptualki Einstein-Boltzmann integratzaileetarako formarik naturalena da eta trantsizioko UETCak berreraikitzen beste metodoak baino hobea da. Etapa anitzeko interpolaziotik k -finkokora pasatzean eragindako aldaketak 3.18 irudian ikus daitezke: etapa anitzekoa gorri eta k -finkokoa urdinez. Materia- Λ trantsizioa bietan hartu da kontuan. Bestalde, k -finkoko metodoaren bidez lortutako autobektoreen potentzia-espektroak konbergentziara iristeko $N_k = 55$ k tarte desberdin behar izan ditugu.

3.3 Potentzia-espektro berriak

Metodo berriak eragindako aldaketak txikiak dira, 3.18 irudiak eta 3.10 taulak adierazten duten moduan. Potentzia-espektroen tontorren inguruko gunearen anplitudea soilik da aldatu dena: tenperaturaren kasuan handituz eta polarizazioarenean apur bat txikituz.



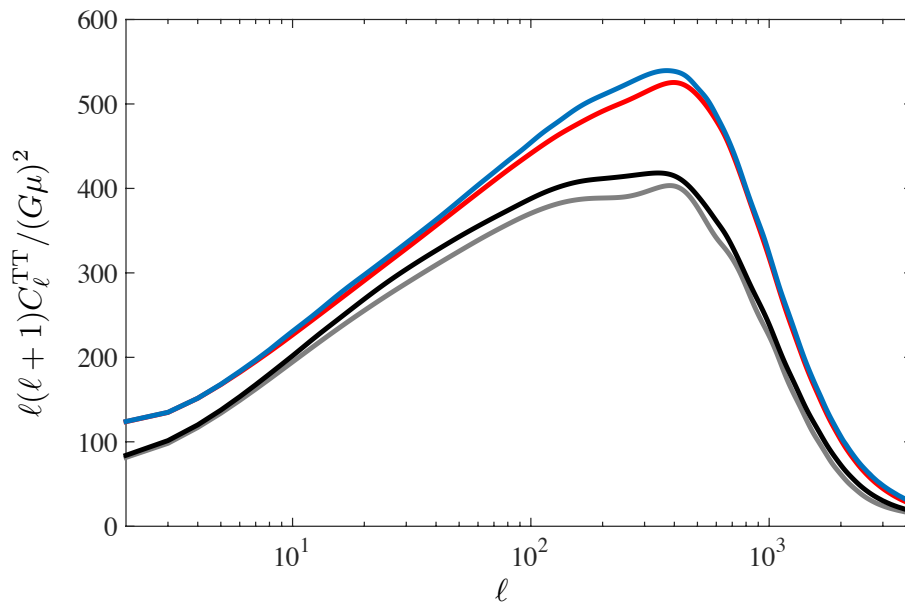
3.18. Irudia: *Autobektoreen etapa anitzeko interpolazioaz eta k-finkoko UETCen interpolazioa erabiliz lortutako potentzia-espektroen alderaketa: etapa anitzekoa gorriz eta k-finkokoa urdinez. B-modoen tontorren altueraren desberdintasuna nabarmentzeko gune hori handitu egin dugu.*

3.3.5 Azken C_ℓ -ak

Atal honetan aurkezten ditugu lan honi dagozkion CMBaren potentzia-espektro finalak. Honako osagaietan oinarrituta osatu dira:

1. Simulazio berrietatik (4k) ateratako UETC berriak, $s = 1$ eta $s = 0$, elkartze eskema berriarekin elkartuak.
2. Trantsizio kosmologikoak gauzatzeko k -finkoko UETC interpolazio metodo berria.
3. Erradiazio-materia eta materia- Λ trantsizioei dagozkien interpolazio funtzio berriak: (3.37), eta (3.41) eta (3.9 taula) hurrenez hurren.

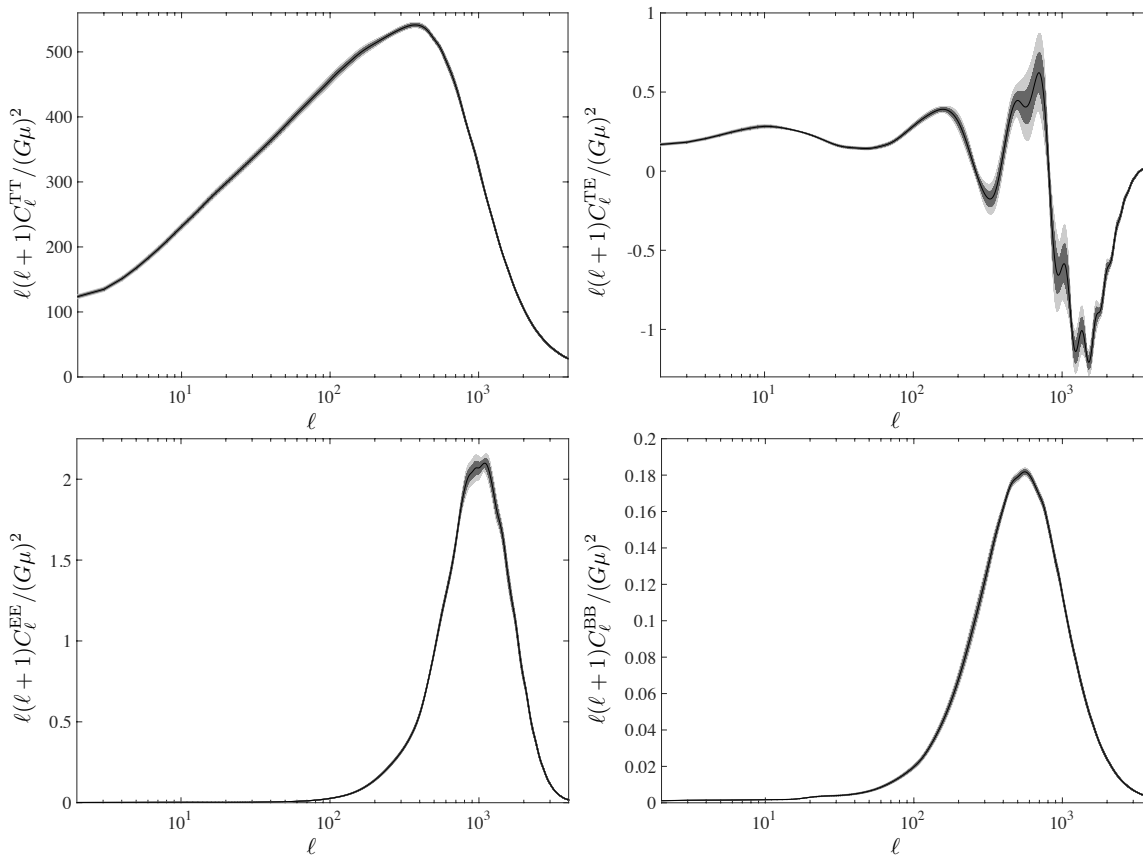
Temperatura potentzia-espektroak, aurkeztu diren aldaketak aplikatzean, jasandako eboluzioa 3.19 irudian ikus daiteke. Aurreko irudietan erabilitako kolore eskema bera errepikatu dugu: [45] laneko espektroa grisez, eta UETC berriak erabiliz lortutako espektroak beltzez (autobektoreen interpolazio sinplea), gorritz (autobektoreen etapa anitzeko interpolazioa) eta urdinez (k -finkoko interpolazioa). Argi ikus daiteke joera gorakorra eragin dutela aldaketek, eta aldaketarik nagusia erradiazio-materia interpolazio mantoagoaren ondorioz sortutakoa dela.



3.19. Irudia: Lan honetan aurkeztutako berritasunek potentzia-espektroan eragindako aldaketen eboluzioa. Alde batetik, lerro grisa ([45] laneko espektroa) eta beltza konparatuz UETC berriek eragindako aldaketa. Beste alde batetik, trantsizio kosmologikoen trataera desberdinek eragindakoa: autobektoreen interpolazio sinplea (beltzez), autobektoreen etapa anitzeko interpolazioa (gorritz) eta k -finkoko UETCen interpolazioa (urdinez).

Gure potentzia-espektro finalak, erroreekin, 3.20 irudian daude ikusgai. Lerro beltza batezbestekoari dagokio eta grisez irudikatutako inguruneak 1σ eta 2σ desbideraketa estandarrei dagozkie. Errore hauek erradiazioko 7 eta materiako beste 7 simulazioak *bootstrap* bidez 10 aldiz nahastuz lortutakoak dira.

3.4 Emaitzen eztabaida eta ondorioak



3.20. Irudia: *CMBaren temperatura eta polarizazio potentzia-espektroak, errorekin, lan honetan planteatu diren hobekuntza guztiak kontuan hartuz: simulazio berrietako UETCen elkartze metodoa, k -finkoko UETCen interpolazioa eta erradiazio-materia eta materia- Λ trantsizio funtzioak. Lerro beltza batezbestekoari dagokio eta eremu grisak errore sistematikoak.*

3.4 Emaitzen eztabaida eta ondorioak

Lan honetan Higgs eredu trukakorreko zenbakizko simulazioetatik energia-momentuaren tentsioaren denbora ezberdinetako korrelatzaileak (UETC) lortu ditugu. Hontaz gain hauetatik iturri funtzioak lortzeko metodoak eztabaidatu eta berri bat proposatu dugu. Iturri funtzio hauek gero Einstein-Boltzmann integratzaileen bidez CMBaren anisotropia potentzia-espektroak kalkulatzeko erabiltzen dira.

Baliabide konputazionalen eta *softwarearen* hobekuntzak direla medio, gure zenbakizko simulazioak aurreko lanetakoekin alderatuz asko hobetu dira. Higgs eredu trukakorreko sokak simulatzeko erabili dugun kodeak orain dela gutxi argitaratutako LATfield2 [?] paralelizazio liburutegia darabil, eremu-teoriak paralelizatu eta *fast-fourier* transformatuak era paraleloan kalkulatzeko era eraginkorrean ahalbidetu diguna.

Simulazio berriak 4096^3 puntuko kutxetan egin dira, 34816 CPU-tan banatuta. Hau aurreko lanekin alderatuta, 1024^3 -koak [45]-ean, hobekuntza esanguratsua izan da. Simulazio handien zuzeneko ondorioetako bat, simulazioen helmen dinamikoaren handitzea izan da: aurrekoak baino espazio eta denbora gehiago simulatzeko gai izan gara. Simulazioek 64 aldiz bolumen handiagoa hartu dutenez estatistika hobekuntza osatu ditugu. Gainera, simulatutako denbora ere 4 aldiz handia-

3. Kapituluua: Higgs eredu trukakorrekoko soka kosmikoen CMBaren potentzia-espektro berriak

goa izan denez, eskalatzea modu hobean aztertu dugu eta lehen estrapolazioz soilik deskribatu zitezkeen guneak simulatu ditugu. Hau gutxi balitz, aurreko lanetan ardatz izandako sokaren muinaren zabaltze parametrerik gabeko simulazioak, hots, higidura-ekuazio errealeak, simulatzeko gai izan gara.

Laburbilduz, simulazio berrietatik lortu ditugun UETCak aurrekoak baino denbora arrazoi handiagoetaraino zabaldu dira sokaren muinaren zabaltze metodoaren eraginpean eta higidura-ekuazio errealeak jarraitzen dituzten simulazioek UETCak lortzeko adinako helmen dinamikoa izan dute. Hau dena UETCak elkartzeko eskema berrian bildu dugu, higidura-ekuazio errealei dagozkien UETCak eta muinaren zabaltze metodoaz lortutako UETCak nahastu eta elkartuz.

Elkartze eskema honetan, UETCaren tontorraren inguruan, hau da, ETCaren inguruan higidura-ekuazio errealeen simulazioak erabili ditugu. Hemendik kanpo sokaren muinaren zabaltzea duten simulazioak gehitu zaizkio. UETC berriak aurrekoen antzekoak dira tontorraren inguruan, lehenengo aldiz horizontearen eskalaraino iristen dira eta eskala txikiak berretura-legea baieztatzen dute. Normalizazioa zertxobait altuagoa da uhin-zenbaki handien moteltzeetan, soken dentsitateak pixkat ezberdinak direlako.

Trantsizio kosmologikoetan zehar ere AH soken lehenengo simulazioak egin ditugu. Erradiazio-materia trantsizioa bereziki da garrantzitsua CMBaren anisotropiak angeluaren inguruko eskaletan zehazteko. Bestalde, materia- Λ trantsizioak ere simulatu ditugu, hauek garrantzitsuagoak dira eskala angular handietan. Hontaz gain, iturri funtzioak kalkulatzeko metodoak eztabaidatu eta berri bat proposatu dugu, aurretik zeudenak [42, 86] baino hobea dena eta UETCak autofuntzioetan deskonposatzearen ideiarekin bat hobeki egiten duena.

Simulazio berriek eta trantsizio kosmologikoei lotutako arazoak modu hobean maneiatzeko proposatutako prozedura berriekin, AH soke sortutako CMBaren potentzia-espektro berrituak kalkulatu ditugu. Potentzia-espektro berriak k -finkoko interpolazio metodoa berria erabiliz, erradiazio-materia eta materia- Λ trantsizioentzako funtzio berriekin, lortu dira. Gainera lan honetan aurkeztutako berrikuntzek potentzia-espektroetan eragindako efektuak neurtu ditugu. Efekturik nagusia erradiazio-materia trantsizioa gauzatzeko interpolazio funtzio berriak eragindakoa dela aurkitu dugu, anplitude handiagoa duten erradiazioko korrelatzaileei garrantzia handiagoa ematen baitie.

3.4 *Emaitzen eztabaida eta ondorioak*

4

pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan

Inflazioa unibertsoaren behaketa moderno eta zehatzek [14, 15, 82, 110] unibertsoko dentsitate gorabeherak eta eskala handiko osakera egokien deskribatzen dituen eredu moduan baieztatu dute. Hala ere, inflazioaren atzean dagoen oinarrizko fisika ulertzea kosmologia modernoaren erronka nagusienetakoa da oraindik. Supersoken teorietan proposatutako *mitz* inflazio ereduak erantzun hau emateko hautagai interesgarriak dira. Eredu hauetan, zehazki mintz eta anti-mintzen deuseztatze prozesuetan, soka itxurako objektuak sortu izan zitezkeela jotzen da [56, 81, 116, 136, 177]: oinarrizko F -sokak batetik eta soka moduko D -mintzak bestetik. Supersoka hauek eboluzio kosmologikoan bizirauteko gai izan zitezkeela eta soka kosmiko arruntek jokatzeko duten papera izan zezaketela pentsatzen da [68, 159]. Ondorioz, euren eragindako efektuak behagarriak izan daitezke eta hauek behatzeak inflazioa aurrera eramateko behar den fisikaren inguruko jakintzan aurrera pausu garrantzitsua izanen litzateke.

Mintz deuseztapen prozesuetan sortutako supersokak eta soka kosmiko arruntak desberdinak dira. Soka solitonikoek ez bezela, supersoka kosmikoek ez dituzte osagaiak banatzen elkarrekin topo egiten duten bakoitzean, aldiz pisuagoak diren soka konposatuak, pq -sokak, sortzen dituzte p F -soka eta q D -soka elkartuz [56, 81]. Soka pisu hauen mugak 3 soka ezberdin elkartzen diren Y -gurutzaguneetan dute bukaera. Y -gurutzagune hauek oso interesgarriak dira soka-sare osoaren eboluzioa aldatu baitezakete, behagarriak izan daitezkeen efektuak sortuz eta kasu batzuetan sareen eskalatzea ekidinez [175].

F eta D soka lotuen eboluzioaren deskripzioa oso konplexua da eta honegatik zenbakizko metodoetara jotzea komeni da. Supersokak landu zituzten lehen lanetan eredu ez-trukakorrak erabili zituzten, zehazki $G \rightarrow Z_3$ motako simetriak zituzten ereduak non 3-norabideko gurutzaguneak sor zitezkeen. Eredu hauek bai analitikoki [27, 207], bai zenbakizko simulazioen bidez aztertu ziren [106, 193]. Eredu konplexuagoek, VOS ereduetan oinarrituz (ikus Sarrerako 2.1.1 atala), teoria eraginkorrak darabiltzate soka desberdinez osatutako ereduak deskribatzeko. Aipatu behar da, hala ere, kontsentsurik ez dela lan hauen artean FD soka-sareen eskalatzea ahalbidetuko luketen energia galeren inguruan.

F - eta D -soken sareak eremu-teorien bitartez ere aztertu daitezke, non supersokak berezko simetria hausturetan sortutako soka kosmiko arruntak bidez deskribatzen diren [166, 174]. Eredu hauetan sistema $U(1)_L \times U(1)_L$ simetriarekiko aldaezina da eta beraz independenteak diren bi soka kosmikoen azpisarez dago osatua. Egoera lotu egonkorak sistemaren potentziala aldatuz lortzen dira.

Eremu-teorietan oinarritutako ereduaren baliagarritasuna aztertzeko eremu-teorien simulazioak ere gauzatu dira [166, 176, 200]. Aurreko paragrafoan aipatutako ereduak erabiliz, eremu-teorien simulazioek baieztatu zuten soka-sare lotuak berezko simetria haustura gertatzen den fase-trantsizioetan sortu daitezkeela. Hauetan lehenak [166, 176] distantzia luzeko elkarrekintzek

4.1 Eredua

sistemaren eboluzioan eta pq -soketan zuten eragina neurtzea zuen helburu. Honetarako, distantzia luzeko elkarrekintzak kontuan hartzeko, $U(1)_L$ simetrietako bat global bihurtu zuten. Hontaz gain, pq -sokeaz soilik osatutako sareak ere simulatu zituzten. Aurkitu zutena zen edozein hasierako baldintza erabiliz, soka konposatuen kantitateak eta sisteman zuten eragina baxuak zirela, hau da, Goldstone bosoiak eragindako distantzia luzeko elkarrekintzen ondorioz soka konposatuak hautsi egiten zirela. Kontrakoa ikusi zuten distantzia luzeko elkarrekintzarik gabeko sareetan. Hauetan pq -sokeaz soilik osatutako sareetan soka konposatuak bere horretan mantentzen ziren. Soka-sareen eskalatzea ere lortu zuten [176] lanean.

Beste ereduaren [174] eremu-teorien simulazioak [200] lanean aurkeztu ziren. Hemen egileek distantzia txikiko elkarrekintzak zituzten sareak soilik hartu zituzten kontuan, supersokek grabitate ez den bestelako distantzia luzeko elkarrekintzarik jasaten ez dutela espero baita. Egileek eredu honen bitartez lortutako soka-sare lotuen eskalatzea era arrakastatsuan baieztatu zuten, gogoratu eskalatzea ezinbesteko baldintza dela defektuen biziraupenerako. Hala eta guztiz ere, lehen aipatu den lanean bezela, ikusi zuten soka konposatuen luzera erlatiboa sistema osoaren luzarekiko oso baxua zela, gutxi gora behera $\sim 2\%$. Hontaz gain, pq -soken bizi-denbora eta luzerak ere iragarpen teorikoek emandakoak baino motzagoak ziren.

Lan guzti hauek galdera interesgarriak plazaratu zituzten soka konposatuen kantitatearen, bizi-denboraren eta garrantziaren inguruan. Orain dela gutxi iragarpen teoriko eta zenbakizko simulazioen emaitzen arteko desberdintasuna Y -gurutzabideen paperarekin lotu da, zeinak soka konposatuen osaera eta desagertzeetan garrantzia berezia eduki dezaketen. Zenbakizko simulazioek erakutsitako portaeran oinarrituta, [33] lanean soka konposatuen egonkortasun baldintzak eta desegite prozesuak aztertu ziren. Soka pisuen desegite prozesuak eredu eraginkorretan kontuan hartu beharreko aparteko osagaiak izan litezke.

Aurkezten den lan honen helbururik nagusia aurreko lanetan egindakoa zabaltzea da, orain arte egin den supersoken eremu-teorien simulazio handienak eta zehatzenak gauzatu. Soka konposatuen eboluzioa eta desegitea hobeki ulertzeko, simulazio mota berriak aztertu ditugu: simulazio konbinatuak. Hauetan soka-sareak konbinatu ditugu hasieratik pq -sokeaz osatutako sare oso bat, soka normalez osatutako batekin bizi dedin. Ikuspuntu berri honetatik soka konposatuen desegiteak era zabalagoan azter ditzakegu eta hauek soka bakarrez osatutako sareekin duten elkarrekintza hobeto ulertu. Azkenik, eredu eraginkorren beste osagai izan daitezkeen, soka-sare lotuaren eta soka konposatuen abiadurak neurtu ditugu.

4.1 Eredua

4.1.1 Eredua eta parametroen aukeraketa

Lan honetan erabili dugun eredu [174] lanean proposatutako da. Eredu honek $U(1)_L \times U(1)_L$ gauge simetria du eta honen berezko haustaren ondorioz independenteak diren soka kosmikoen bi sare sortzen dira. *Kapela mexikarra* potentzialaz gain, bikoitza kasu honetan, bi eremuen faseak toki berean kiribiltzea eta soka konposatuen osatzea ahalbidetzen duen elkarrekintza-potentzial erakarkor bat du. Lagrangean osoa honakoa dugu:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) + (\mathcal{D}_\mu \psi)^* (\mathcal{D}^\mu \psi) - \frac{1}{4e^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4g^2} \mathcal{F}_{\mu\nu} \mathcal{F}^{\mu\nu} - V(|\phi|, |\psi|), \quad (4.1)$$

non ϕ eta ψ bi eremu eskalar konplexuak diren. Hauetako bakoitza $U(1)$ gauge simetria bakoitzari dagokion gauge-eremuekiko kargatua dago: ϕ e kargaz A_μ -rekiko eta ψ g kargaz B_μ -rekiko. Lagrangearreko gainontzeko terminoak honakoak dira,

4. Kapituluua: pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - iA_\mu, \quad (4.2)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (4.3)$$

$$\mathcal{D}_\mu \psi = \partial_\mu \psi - iB_\mu, \quad (4.4)$$

$$\mathcal{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (4.5)$$

Potentzial osoak simetria berez hausten duten terminoak eta elkarrekintza terminoa barnebiltzen ditu:

$$V(|\phi|, |\psi|) = \frac{\lambda_A}{4} (|\phi|^2 - \eta_A^2)^2 + \frac{\lambda_B}{4} (|\psi|^2 - \eta_B^2)^2 - \kappa (|\phi|^2 - \eta_A^2) (|\psi|^2 - \eta_B^2), \quad (4.6)$$

non λ_A , λ_B eta κ dimentsiogabeko elkarrekintza konstanteak diren, eta η_A eta η_B eremu eskalar bakoitzaren vevak.

Azken elkarrekintza terminoa kontuan hartu ezean, potentzialak guztiz independenteak diren soka kosmikoen bi sare deskribatzen ditu. Azken terminoak sartzen du bi eremu eskalarren arteko elkarrekintza, eta soka konposatuaren osatzea ahalbidetzen du. Bere formatik ikus daitekeen moduan, bi eremuak aldi berean zero direnean soilik da garrantzitsua. Hala eta guztiz ere, potentzialaren puntu kritikoen izaera, hots, minimoak (egonkorak) edo maximoak (ezegonkorak) diren, κ parametroak esanen digu. Parametro honen balio jakin batzuetarako soilik sortuko dira soka konposatu egonkorak. Izatez, [174] lanean adierazten den bezela, hurrengo baldintza betetzen duten κ -ren baliotarako soilik emanen da egoera hori:

$$0 < \kappa < \frac{1}{2} \sqrt{\lambda_A \lambda_B}. \quad (4.7)$$

Baldintza berdinetan grabitatzten duten soka konposatu egonkorren izatea [98] lanean frogatu zen.

Eremuen higadura ekuazioak denbora-gaugean ($A_0 = B_0 = 0$) kalkulatzten dira eta FLRW unibertsoan garatu:

$$\ddot{\phi} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} - D_j D_j \phi = -a^2 \left(\frac{\lambda_A}{2} (|\phi|^2 - \eta_A^2) - \kappa (\psi^2 - \eta_B^2) \right) \phi, \quad (4.8)$$

$$\ddot{\psi} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\psi} - \mathcal{D}_j \mathcal{D}_j \psi = -a^2 \left(\frac{\lambda_B}{2} (|\psi|^2 - \eta_B^2) - \kappa (\phi^2 - \eta_A^2) \right) \psi, \quad (4.9)$$

$$\dot{F}_{0j} - \partial_i F_{ij} = -2a^2 e^2 \text{Im}[\phi^* D_j \phi], \quad (4.10)$$

$$\dot{\mathcal{F}}_{0j} - \partial_i \mathcal{F}_{ij} = -2a^2 g^2 \text{Im}[\psi^* \mathcal{D}_j \psi], \quad (4.11)$$

$$-\partial_i F_{0i} = -2a^2 e^2 \text{Im}[\phi^* \dot{\phi}], \quad -\partial_i \mathcal{F}_{0i} = -2a^2 g^2 \text{Im}[\psi^* \dot{\psi}]. \quad (4.12)$$

non a zabaltzen ari den unibertsoaren eskala-faktorea den. Puntuz adierazitako deribatuak denbora konformearekiko egin behar dira eta espazio deribatuak koordinatu kohigikorrekiko. Ikus daitekeen moduan (4.1) ekuazioak guztiz simetrikoak direnez $\phi \leftrightarrow \psi$ eta $A_\mu \leftrightarrow B_\mu$ aldaketekiko, gauza bera gertatzen da higadura ekuazioekin.

4.1 Eredua

4.1.2 Simulazioen xehetasunak

Atal honetan simulazioak aurrera eramateko erabili den prozeduraren xehetasunak emanen dira. Ohikoa den moduan, (4.8)-(4.11) higidura ekuazioak sare-lotura aldagaien metodoaren bitartez diskretizaten ditugu kutxetan [42, 145]. Simulazioak materiaren eta erradiazioaren mendeko garaietan egin ditugu. Azaldu den moduan (ikus Sarrerako 2.2 atala) simulazio mota hauen erronkarik handienetakoak soken zabalera eta zabaltzen ari den unibertsoa batera simulatzea da. Hau ekiditeko gehien erabilia izan den metodoak denboraren menpeko elkarrekintza konstanteak sartzen ditu:

$$\lambda_A = \frac{\lambda_{A0}}{a^{2(1-s)}}, \quad e = \frac{e_0}{a^{1-s}}, \quad (4.13)$$

eta modu berean λ_B eta g -rentzako. Darabilgun eredian potentzialak termino bat gehiago duenez, κ ere aldatu behar izan da:

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{a^{2(1-s)}}. \quad (4.14)$$

Prozedura sokaren muinaren zabaltze moduan ezagutzen da eta s parametroaren araberakoa izanen da zabalera hau. Alde batetik, $s = 1$ bada, berezko ekuazioak ditugu eta higidura ekuazioek soken berezko dinamika deskribatuko dute. Beste alde batetik, beste muturrean, $s = 0$ bada sokaren muinaren zabalera fisikoa unibertsoarekin batera zabalduko da, honela bere zabalera kohigikorra konstante mantenduz. Ekuazioen koherentzia mantentzeko, denboraren menpeko konstanteak ekintzan sartzen dira eta honen eremuekiko aldakuntzak eginez higidura ekuazio berriak lortu [42, 45]. Gure kasuan:

$$\ddot{\phi} + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} - D_j D_j \phi = -a^{2s} \left(\frac{\lambda_{A0}}{2} (|\phi|^2 - \eta_A^2) - \kappa_0 (\psi^2 - \eta_B^2) \right) \phi, \quad (4.15)$$

$$\dot{F}_{0j} + 2(1-s)\frac{\dot{a}}{a}F_{0j} - \partial_i F_{ij} = -2a^{2s} e_0^2 \text{Im}[\phi^* D_j \phi], \quad (4.16)$$

eta berdin ψ eta $\mathcal{F}_{\mu\nu}$ -rentzat.

Aurretik egindako zenbait zenbakizko simulaziok $s = 0$ aukeraren baliagarritasuna baieztatu dute [42, 45]. Beraz hau oinarri hartuz, eta simulazioen helmen dinamikoa ahalik eta handiena izan dadin, $s = 0$ erabili dugu. Bestalde, gure helburuak burutzeko orain arteko simulaziorik handiena eta zehatzena garatu dugu, honetarako kutxaren puntu kopurua 1024^3 puntutaraino igoz eta puntuen arteko distantzia $dx = 0.5$ -ekoa egin dugu, non $dt = 0.1$ izan den. Simulazioak LatField2 [67] lliburutegia erabiliz paralelizatu dira eta COSMOS Consortium supercomputer eta i2basque konputazio-sarean garatu.

Gure simulazioen hasiera baldintzei dagokienez, eremu eskalar bakoitzaren moduloa vevean jarri dugu eta faseak kutxaren puntu guztietan ausaz banatu. Bestalde, gauge-eremuak eta konjokatu kanoniko guztien balioak 0 izan dira. Hasierako baldintza hauek erabiliz sistemaren hasierako energia ikaragarri handia da, batez ere gradienteengatik. Hasierako egoera hau leuntzeko difusiozko eta disipaziozko fase bat aplikatu dugu simulazioaren lehenengo laurdenean, zehazki $\Delta\tau = 64$ denbora tartean. Lehenengo difusio-faseak ($\tau_{\text{start}} = 50$ eta $\tau = 60$ denbora tartean) higidura ekuazioak *hoztu* egin ditu 1/30-eko denbora pausu *faltsuak* erabiliz. Ondoren aplikatu den disipazio-fasea berriz, sistemari berezkoa baino handiagoa den marruskadura (0.4) eraginez gauzatu da, $\tau = 60$ -en hasi eta $\tau_{\text{CG}} = 114$ bitarte. Honen ondoren, hots, $t_{\text{CG}} = 114$ -tik aurrera $s = 0$ duten higidura ekuazioen arabera eboluzionatu du sistemak, kausalitateak ezarritako $\tau_{\text{end}} = 303$ arte.

4. Kapituluua: pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan

Lan guztian zehar Bogomol'nyi-ren limiteko parametroen balioak erabili ditugu:

$$\lambda_{A0} = 2e_0^2, \quad \lambda_{B0} = 2g_0^2. \quad (4.17)$$

Hontaz gain bi sokak modu berean zehaztu ditugu, eta beraz $e = g$ eta $\eta_A = \eta_B$. Gainera, euren balioak ohikoak izan dira:

$$e_0 = g_0 = \frac{1}{2}\lambda_{A0} = \frac{1}{2}\lambda_{B0} = 1, \quad (4.18)$$

$$\eta_A = \eta_B = 1. \quad (4.19)$$

4.1.3 Emaitzen trataera: pq -sokak aurkitzea

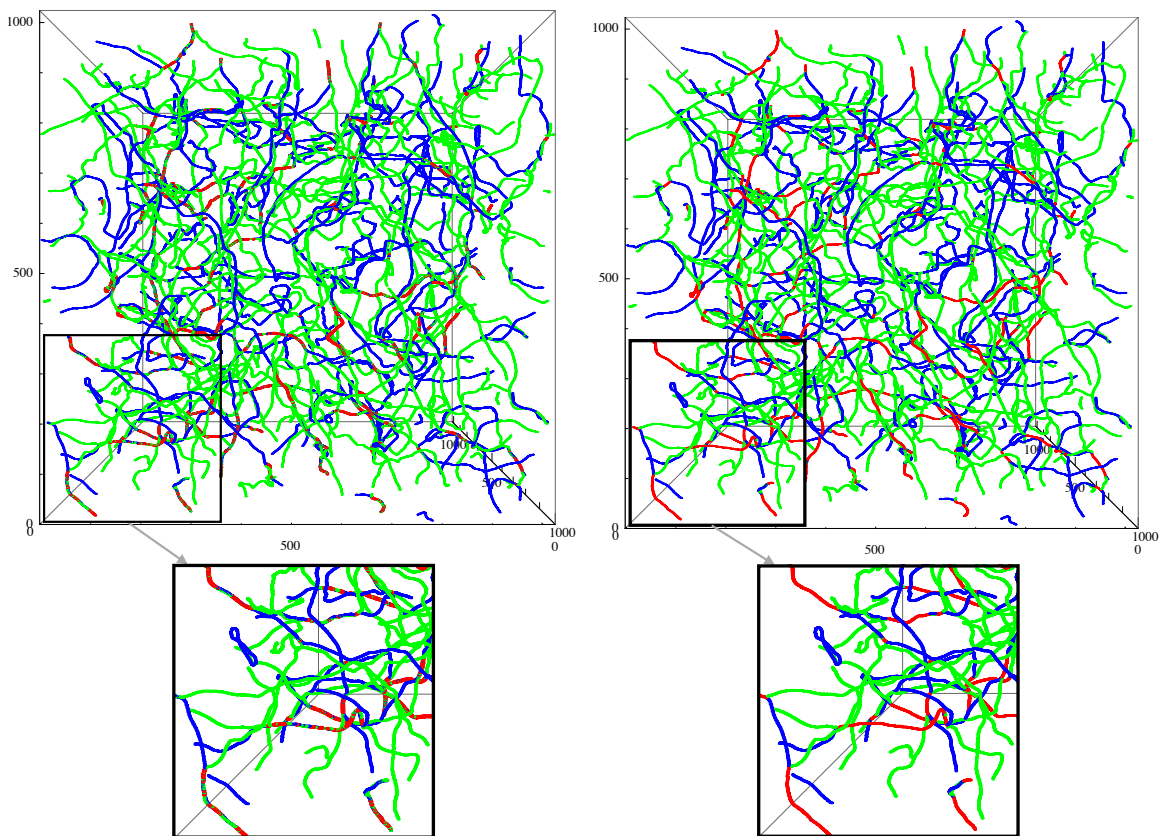
Soka kosmikoak simulazio kutxetan hainbat modu ezberdinetan aurki daitezke, hala nola energia dentsitatea edo potentziala erabiliz, edo fasearen kiribiltzearen bitartez. Lan honetan azken prozedura erabiliko dugu kutxako *plaquette* guztietan kiribiltzeak bilatuz sokak aurkitzeko. Honetarako [117] lanean aurkeztutako metodo gauge aldaezina erabiliko dugu. Egin den 1024^3 simulazioetako baten argazkia 4.1 irudian ikus liteke. Lerro urdin eta berdeak simulazioetatik zuzenean lortutako eta kiribilen bitartez aurkitutako p - eta q -sokak dira. Bi eremu eskalarren faseak aldi berean kiribildu diren guneak gorritz adierazi dira.

Elkarrekintza-potentzialak eragindako erakarmenaren bidez sortzen dira pq -sokak eta hasiera batean bi eremu konplexuen faseak aldi berean kiribiltzen diren puntuetan kokatzen dira. Hala ere, gure simulazioen zehaztasun mugatua dela eta, kasu askotan, nahiz eta p - eta q -sokak elkarren gainean egon, fasearen kiribiltzea ez da *plaquette* berean ematen eta dx distantziak banatuak egon daitezke. Beraz kasu hauetan fasearen kiribiltzeak non gertatzen diren jakitearekin ez da nahikoa pq -sokak aurkitzeko. Nahasmen hau sahiestekeko pq -sokak aurkitzeko hurrengo metodoa aplikatu dugu: faseak aldi berean kiribiltzen diren puntuez gain, pq -segmentuak p - eta q -sokak 2 distantzia fisiko unitate baino gertuago dauden gunez ere osatuak izanen dira. Beste modu batean esanda, gure kutxan $d_{AB} = 4$ puntuz baino gutxiagoz banatuta dauden soka bereziak pq -soken parte direla joko da, nahiz eta kiribilketa bikoitzik ez izan. Prozedura hau [200] lanean aurkeztutakoaren antzekoa, baina desberdina da. Lan horretan pq -segmentuen arteko luzetarako distantziaren arabera aukeratzen zen kiribiltze gabeko puntu hauek pq -sokenak ziren edo ez ziren. Guk soka berezian arteko zeharkako distantzia erabili dugu honetarako.

Gure metodoaren baliagarritasuna zehazteko koherentzia frogua bat egin diogu. Honetarako pq -sokak beste modu batez aurkitu ditugu, zehazki elkarrekintza-potentziala erabiliz. Elkarrekintza-potentziala denez pq -sokak sortzen dituena, honen balio jakin bat baino handiagoa duten puntuak kokatuz, pq -sokak aurki litezke. Ikusi dugu, $V_{\text{int}}^{\text{th}} = 0.855$ balioa erabili daitekela honetarako, hots, balio hori baino handiagoa duten puntuak pq -sokak non dauden adieraziko digute. Emaitza 4.2 irudiko eskuineko aldean ikus daiteke, zeinetan aipatutako muga balioa gainditzen duten kutxako puntu guztiak irudikatu ditugun. Irudi hau kiribiltzean oinarritutako metodoaren bitartez aurkitutako segmentuen irudiarekin batera aurkeztu dugu, ikus ezkerreko kutxa. Irudiak alderatuz bi metodoen emaitzak oso antzekoak direla ikus daiteke, eta honek gure kiribiltzeetan oinarritutako pq -soka aurkitze metodoa berresten du. Pentsatzen dugu bi irudien arteko desberdintasun txikiak elkarrekintza-potentzialaren muga balioa *eskuz* aukeratzearen ondorio direla.

Azkenik benetazko pq -sokak bereizitako soken gurutzaketekiko desberdindu ditugu. Honetarako, [200] lanean egin zen modu berean, segmentuei luzera minimo bat ezarri zaie: $L_{AB} = 20$ puntu-distantzia unitatetan. Hortaz, luzera hau baino txikiagoak diren segmentuak ezabatu egin

4.2 Soken konbinaketa



4.1. Irudia: 1024^3 puntuko konbinatutako simulazio baten kiribiltzeak. Ezkerreko aldean simulaziotik zuzenean lortutako kiribiltzeak: ϕ eremuarenak urdinez, ψ -renak berdez eta bien faseak batera kiribildu diren puntuak gorriz. Eskuineko aldean berriz, pq -sokak aurkitzeko metodoa erabili ondorengo emaitza.

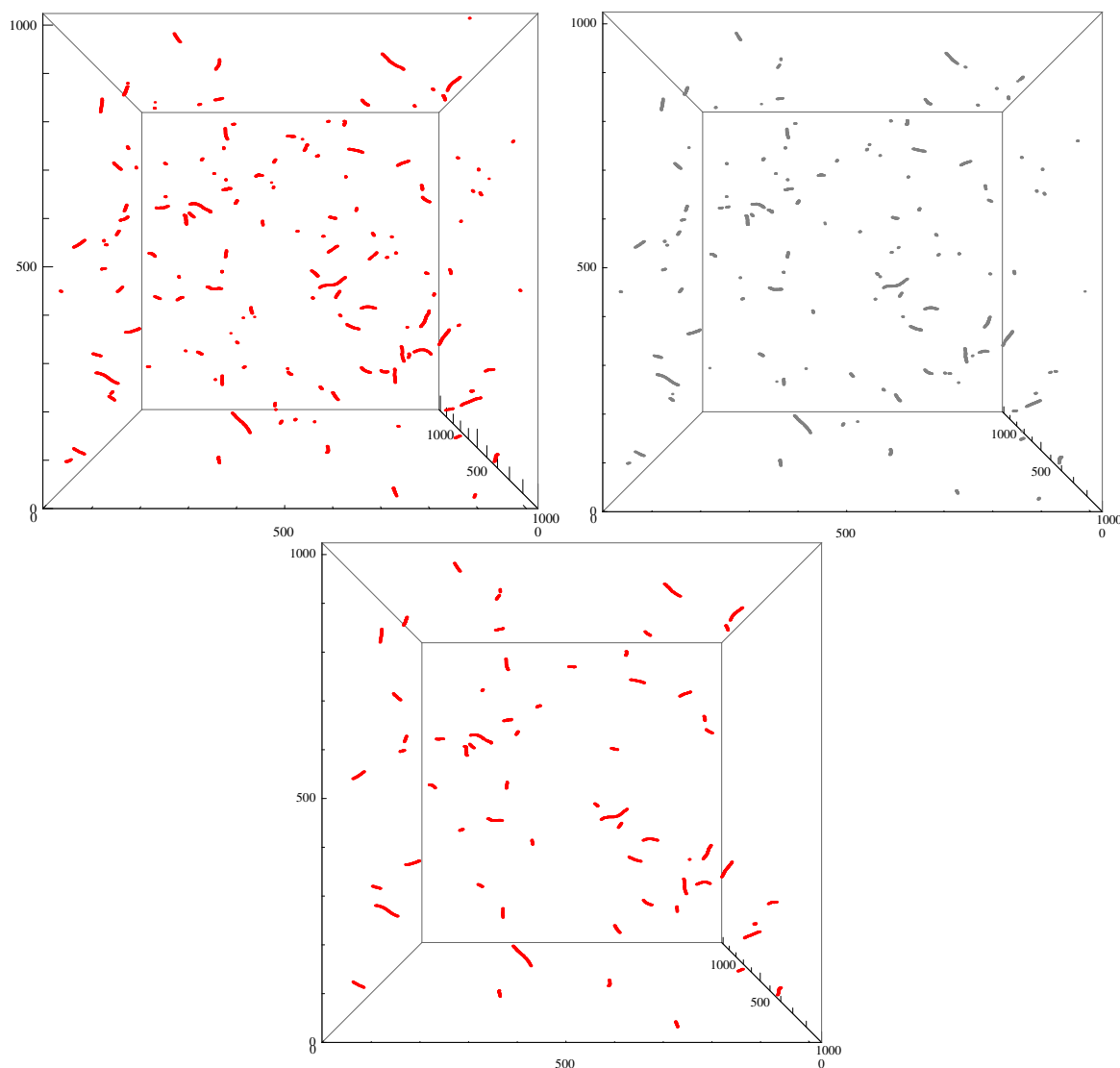
dira. Dena kontuan hartuz lortutako emaitzak 4.2 irudiko azpiko zatian and 4.1 irudian erakutsi dira.

4.2 Soken konbinaketa

Soka-sare lotuak 3 mota ezberdineko sokez daude osatuak: p - eta q -sokak, eta hauetaz osatzen diren pq -soka konposatuak. Soka konposatuen sorrera bermatzeko potentzialari termino erakarle bat gehitzen zaio ((4.6) potentzialaren azken terminoa). Nahiz eta aurreko lanetan egindako eremu-teorien simulazioek soka konposatuak etengabe sortzen direla frogatu, ikusi zen hauen kopurua eta luzera eredu teorikoek iragartzen zutena baino txikiagoak zirela. Gainera, pq -soken bizi-denborak ere ez zirela luzeak aurkitu zen eta ondorioz p - eta q -soketan desegiteko ahalmen handia zutela.

Hau gertatzearen arrazoi nagusietako bat zenbakizko esperimenteren helmen dinamiko mugatua izan daiteke, kausalitatearen eta baliabide konputazionalen menpekoea dena. Simulazioen hasiera baldintzak eremu eskalar eta gauge-eremuentzako ezartzen dira eta higadura ekuazioak jarraituz soka kosmiko arruntak osatzen dira sisteman. Beraz, orokorrean, pq -sokak ez daude simulazioen hasieratik, itxaron egin behar da sistemarentzako soka hauen osatzea energiaren eta dinamikaren ikuspuntutik mesedegarri izan dadin. Honegatik interesgarria litzateke aztertzea ea

4. Kapitula: pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan



4.2. Irudia: 1024^3 simulazio batean pq -sokak aurkitzeko bi metodo desberdin. Goiko ezkerreko aldean 4.1.3 atalean aurkeztutako metodoaren bidez aurkitutako segmentuak. Eskuinean berriz, elkarrekintza-potentzialaren muga balioa erabiliz aurkitutakoak, kasu honetan $V_{\text{int}}^{\text{th}} = 0.855$ baino balio handiagoa zuten puntuak. Azpiko aldean 20 puntu-distantzia baino txikiagoak diren segmentuak kendu dira kiribiltzean oinarritutako metodotik.

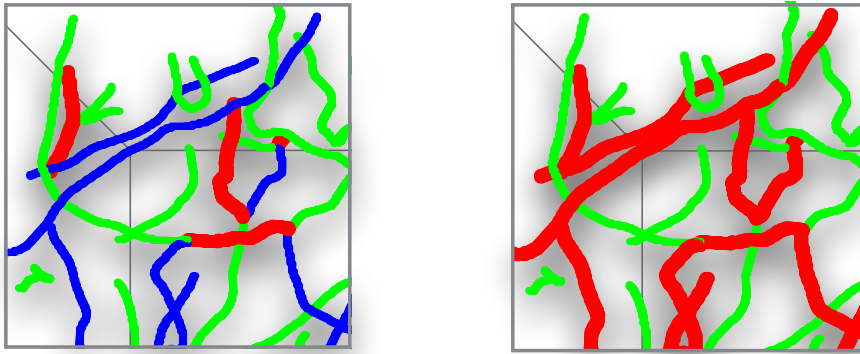
zenbakizko esperimenteren eta iragarpen teorikoen arteko desberdintasunak honek sortuak diren, edo oinarritzkoagoa den zerbait dagoen atzean.

Hau dela eta, soka-sare lotuak simulatzeko forma berri bat aztertu dugu: sokak konbinaketa. Prozedura honen ideia sinplea da, simulazioaren hasieratik pq -sokez osatutako sare oso bat nahi dugu soka kosmiko arruntan (q -sokak kasu honetan) sarearekin elkarrekintzan. Honetarako pq -sokan sare *faltu* bat osatu dugu p - eta q -sokan gainezarmen egokia erabiliz. Funtsean q -sokan sarea bikoiztu dugu eta bigarren kopia p -sokan sarearen gainean jarri. Ondorioz p -sokan sare guztia pq -soke pisuagoko sare bilakatu da. Prozesu honen adibide bat 4.3 irudian erakusten dugu, non ikus daitekeen ezkerreko konbinatu aurreko p -sokak (urdinez), sokak konbinatu ondoren, eskuineko pq -soketan (gorriz) bilakatzen direla. Simulatzeko metodo honek ikuspuntu berri bat

4.2 Soken konbinaketa

proposatzen duela uste dugu. Artifiziala den hasierako egoera bat erabiliz, sistema pq -soka kopuru handi batekin gustura dagoen zehaztuko dugu eta ez badago, pq -soka hauen desegitea aztertzeke parada emanen digu metodo honek.

Soken konbinaketa AH sokak jadanik sortuak daudenean aplikatu behar da. Ez luke zentzurik izanen sokak sortu aurretik erabiltzeak. Prozedura hau ez da [166] lanean erabilitako hasiera baldintzen berdina. Lan horretan eremu konplexuen hasierako faseen egoera berezi bat aukeratu zen, hasieratik pq -sokeaz soilik osatutako sistema bat izateko. Gure kasuan berriz, prozedura jadanik sortuta dauden soketan aplikatzen da. Gainera, lan horretan erabilitako hasiera baldintza berberak erabiliko bagenitu, modu berean eboluzionatuko luketen soka kosmikoen bi sarez osatutako sistema izanen genuke, gure sistemaren potentziala guztiz simetrikoa baita. Hau gutxi balitz, [166] lanean ez bezela, guk sortutako pq -soken sare *faltsua* beste soka kosmikoz osatutako sare batekin elkarrekintzan jarri da.



4.3. Irudia: Simulazio kutxa baten zati baten argazkia sokak konbinatu aurretik (ezkerrean) eta ondoren (eskuinean). Ezkerraldeko p -sokak (urdinez) eskuinaldeko pq -soketan (gorriz) bilakatzen dira.

Pausuz pausu, soken kobinaketa prozesua hurrengo lerroetan laburbilduko da. Sistema, konbinaketa aurretik, bakoitza bere vevean dagoen bi eremu konplexu independentez dago osatua. Soken kobinaketak eremu hauetako lehena (ϕ) ez du aldatzen:

$$\phi \rightarrow \phi = |\phi|e^{i\theta_A}, \quad (4.20)$$

$$\Pi_A \rightarrow \Pi_A, \quad (4.21)$$

eta eremu eskalar honi dagokion gauge-eremua ere ez du aldatzen.

Bigarren eremu eskalarra (ψ), bestalde, hasierako bi eremu eskalarren hurrengo konbinaketa-rekin ordezkutzen da:

$$\psi \rightarrow \psi = |\phi||\psi|e^{i(\theta_A+\theta_B)}. \quad (4.22)$$

Eremu eskalar berri hau zero da ϕ edota ψ zero den bakoitzean, hau da, eremu berri honi dagokion sokak hasierako p - eta q -sokak dauden tokietan sortuko dira. Beste modu batean esanda, q -soken kopurua bikoizten dugu eta sorta berria p -soken gainean jartzen da.

Hasierako ψ eremuaren konjokatu kanonikoa ere aldatu behar da:

4. Kapituluua: pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan

$$\Pi_B \rightarrow \Pi_B = \phi \Pi_B + \psi \Pi_A. \quad (4.23)$$

Azkenik, gauge-eremu berria hasierako berezko gauge-eremuen gainezarmena izanen da:

$$\mathbf{B}_i \rightarrow \mathbf{B}_i = \mathbf{B}_i + \mathbf{A}_i, \quad (4.24)$$

$$\mathbf{E}_{B_i} \rightarrow \mathbf{E}_{B_i} = \mathbf{E}_{B_i} + \mathbf{E}_{A_i}. \quad (4.25)$$

Ikusi da sistemaren helmen dinamikorik handiena konbinaketa disipazio-fasean gertatzen delan lortzen dela, honegatik guk $\tau_{\text{comb}} = 105$ momentuan aplikatu dugu, hau da, sokak jadanik sortuak daudenean, baina oraindik muinaren zabaltze parametroaren arabera eboluzioan sartu gabe daudenean.

4.3 Emaitzak

Atal honetan egin diren simulazioetako emaitzak aurkeztuko ditugu. Materiaren eta erradiazioaren menderakuntza garaietan egin ditugu simulazioak, bakoitzean 5, 4.1.2 atalean emandako parametroen balioak eta $\kappa = 0.9$ erabiliz. Azterketa gehienbat sokak konbinatuak izan diren materia garaiko simulazioen ingurukoa izanen da (erradiazio garaikoak aurrerago azalduko dira). Esan den moduan, sokak konbinatzeko eremu eskalarretako bat, bi eremu eskalarren konbinaketa baten bitartez ordezkatu da hasieratik pq -sokez osatutako sarea duen sistema izateko. Hasierako egoera honek pq -soken kopuruetan eta eboluzioan eragindako efektuak aztertuko ditugu eta emaitzak sokak konbinatuak izan ez diren simulazioen emaitzekin alderatuko dira. Gainera sare desberdinei dagozkien batezbesteko abiadurak ere aztertuko dira. Soka-sare lotuen eta bereziki pq -soken abiadurak lehendabiziko aldiz neurtu ditugu. Emaitza hauek erakutsi eta simulazio ezberdinetan lortutakoak euren artean konparatuko ditugu.

Lehenik eta behin sistema osoaren eskalatzea aztertu dugu, eboluzio kosmologikoarekin bateragarria den defektu sistema orok eskalatu behar baitu. Eskalatze garaian sistemaren luzera karakteristikokoak edo berezko luzerak denbora kosmikoaren proportzional dira, hau da, horizontearen tamainarekin era linealean handitzen dira. Soka-sare lotuen kasuen eskalatzea [176, 200] lanetan frogatu zen. Gure simulazioek eskalatzen dutela baieztatzeke bi modu ezberdinetan kalkulatu dugu sistemako soken berezko luzera.

Sistemaren berezko luzera edo soken arteko distantzia V bolumen jakin batean duden soken luzeraren arabera kalkulatu da:

$$\xi = \sqrt{\frac{V}{L}}. \quad (4.26)$$

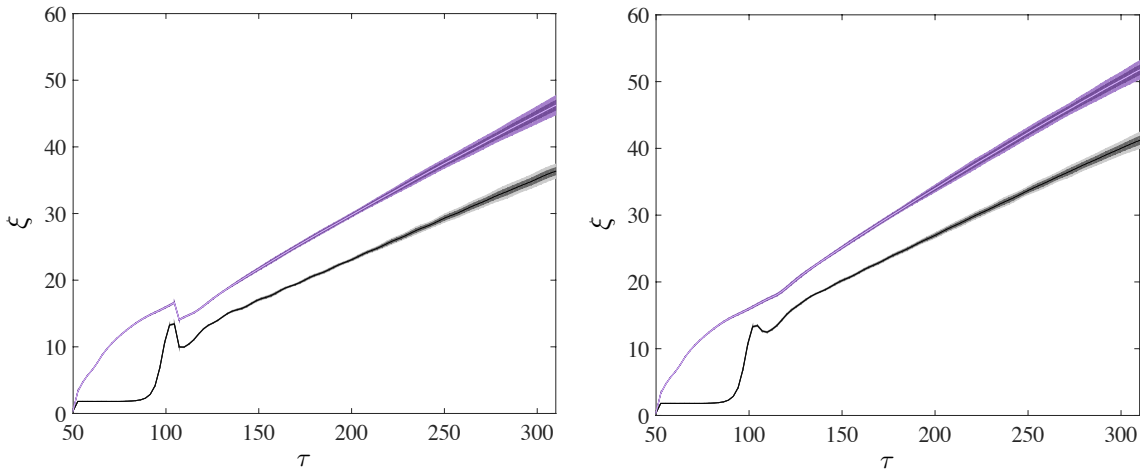
Hainbat modu daude L kalkulatzeko. Hauetako batek fasea kiribiltzen diren *plaque*teak jarraitu eta hauek kontatuz osatzen du luzera hau. Hau da lan honetan normalean erabili den metodoa soka desberdinen luzerak kalkulatzeko, ξ_W moduan izendatu dugu. Hala ere, sistema osoaren eskalatzea aztertu nahi badugu, eremu-teoriatik eratorritako zenbatesleak ere erabil daitezke, lagrangearra kasu, zeina,

$$L = -\bar{\mathcal{L}}V/\mu, \quad (4.27)$$

moduan idatz daitezkeen, non μ sokaren tentsioa den. Metodo honen bitartez kalkulatuak berezko luzerari $\xi_{\mathcal{L}}$ deritzogu.

4.3 Emaitzak

Aurkeztutako bi metodo desberdinen bidez lortutako sistemaren soken berezko luzerak 4.4 irudian ikus daitezke: lagrangearra erabiliz $\xi_{\mathcal{L}}$ (beltzez) eta kiribiltzeak erabiliz $\xi_{\mathcal{W}}$ (morez). Ezkerreko aldean sokak konbinatu diren simulazioen emaitzak adieraziko dira eta eskuinaldean simulazio *normalen* emaitzak, hots, sokak konbinatu ez diren simulazioenak. Simulazio normaletan [176, 200] lanetan adierazi bezela, sistemak eskalatzea lortzen du, gutxi gora behera $\tau \geq 150$ denean. Nabarmentzekoa da konbinatutako simulazioen kasuan ere inguru berean lortzen dela eskalatzea. Kasu honetan, $\tau \sim 100$ inguruan $\xi_{\mathcal{W}}$ -k duen erorketa bortitzak sokak konbinatu direneko unea adierazten du. Itxura batean honek ez du ondorengo eboluzioan eragin berezirik.



4.4. Irudia: Sistemaren berezko luzera, ξ , lagrangearraren metodoa (lerro beltza) eta kiribiltzeak (lerro morea) erabiliz. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak materia garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.

Soka-sare lotuak, hala ere, 3 soka mota ezberdinetaz daude osatuak. Hau dela eta, eskalatzea guztiz frogatzeko, soka mota bakoitzaren portaera aztertu beharko dugu. Oinarrizko p - eta q -soken jokamoldea aztertuz hasiko gara, hau da, pq -sokak osatzen ez dituzten segmentuena. Kasu honetarako berezko luzera honako moduan definitu dugu:

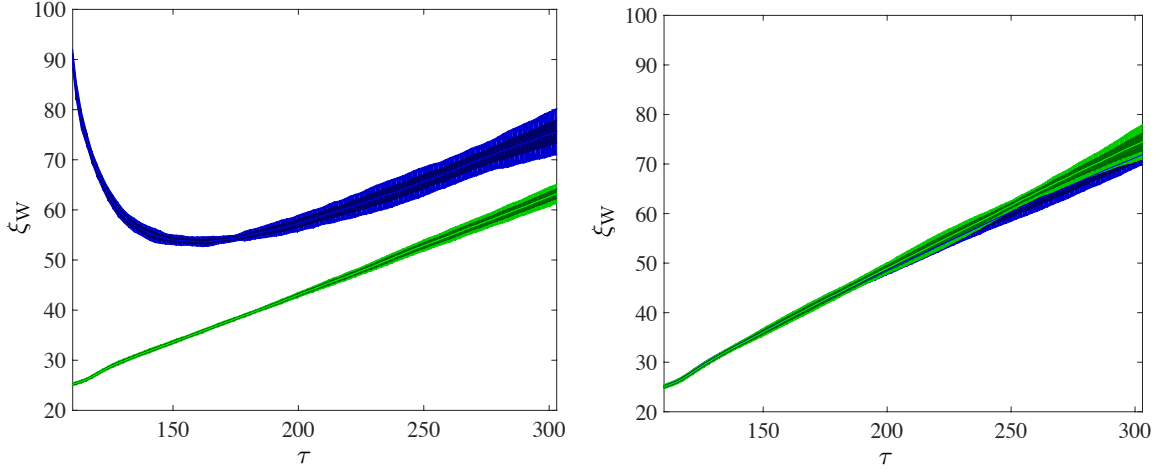
$$\xi_{\mathcal{W}}^p = \sqrt{\frac{V}{L_p}}, \quad \xi_{\mathcal{W}}^q = \sqrt{\frac{V}{L_q}}, \quad (4.28)$$

non L_p eta L_q p - eta q -soken luzera totalak diren, pq -sokena kontuan hartu gabe.

Magnitude hauei dagozkien kurbak 4.5 irudian adierazi ditugu: urdinez $\xi_{\mathcal{W}}^p$ (p -sokak) eta berdez $\xi_{\mathcal{W}}^q$ (q -sokak). Oharra: kasu honetan denbora-ardatzaren hasiera puntua ez da aurreko irudietako berdina. Hau horrela izatearen arrazoia da sistemaren estatistika orokorrak (L totala, \mathcal{L} ...) simulazio osoan zehar kalkulatu direla, baina pq -segmentuak aurkitzeko prozedura, eta hortaz L_p -ren eta L_q -ren kalkulua, sokaren muinaren zabaltze parametroaren eraginpeko garaian soilik aplikatu dela, hots, $\tau \geq 114$.

Konbinatutako simulazioetako lerro urdinak argi adierazten du hasieran p -sokak eskalatzetik urruti daudela. Sistema gutxinaka hurbiltzen da portaera linealera eta gutxi gora behera $\tau \sim 200$ inguruan hasten da lineal izaten. Bestalde, simulazio normaletako p - eta q -sokek hasieratik eskalatzeko dute. Ezkerraldeko irudiko kurba urdina eta berdea desberdinak dira ψ eremuari dagozkion sokak konbinaketan bikoiztu egin ditugulako eta jadanik baziren p -soken gainean jarri ditugulako. Horregatik, p -soken hasierako luzera gutxi gora behera zero da $L_p \sim 0$, ez baitago p -soka askerik,

eta hortaz ξ_W^p oso handia. Hala ere kurba urdinak erakusten du p -soken berezko luzera asko handitzen dela denbora aurrera joan ahala, $\tau \sim 200$ -n portaera lineala izaten hasi arte.



4.5. Irudia: p - eta q -soken berezko luzerak. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak materia garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.

Nabaria da p -soken sareak soken konbinaketa ondoren erlaxazio tarte bat behar duela, non soka konposatuen luzera p -soken luzera bilakatzen den. Erlaxazio periodo hau oraindik eta nabariagoa da pq -soken frakzioak aztertuz. Bi frakzio bota definitu ditugu:

1. pq -soken luzera totalaren eta p -soka berezien arteko arrazoa:

$$f_{pq}^p = \frac{L_{pq}}{L_p}, \quad (4.29)$$

non L_{pq} pq -segmentu guztien luzeren batura den.

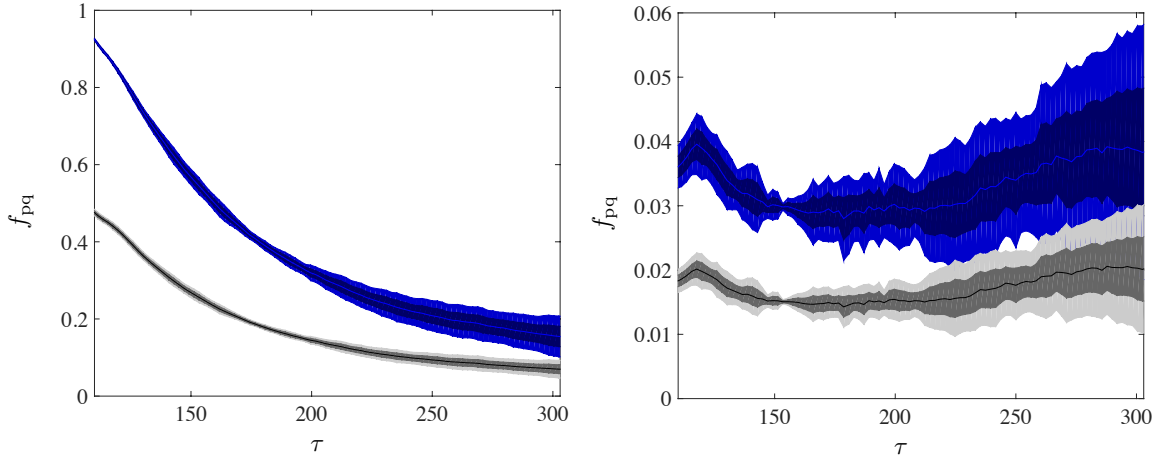
2. pq -soken luzera totalaren eta sistemako luzera totalaren arteko arrazoa:

$$f_{pq}^{\text{Tot}} = \frac{L_{pq}}{L_p + L_q + L_{pq}}. \quad (4.30)$$

Bi magnitude hauek 4.6 irudian adierazi ditugu: urdinez f_{pq}^p eta beltzez f_{pq}^{Tot} . Simulazio normalari dagokion irudiak aurreko lanek aurkitutakoa baieztatzen du: pq -soken luzera totala sistemaren luzera totalarekiko alderatuta oso txikia da, $f_{pq}^{\text{Tot}} \sim 0.02$ [200]. Irudi honetako lerro urdina beltzaren bikoitza da, p - eta q -sokek ekarpen bera egiten dutelako luzera totalera.

Konbinatutako simulazioen joera guztiz da desberdina. Hasieran $f_{pq}^p \sim 1$ izatera behartua dago konbinaketa dela eta, hots, p -soka askerik ez dugu, denak dira pq -sokak. Hala ere, kurba honek adierazten diguna da pq -soken luzera gehiena p -soken luzerara pasatu dela. Bestela esanda, badirudi sistema ez dagoela gustura hainbeste eta hain luzeak diren soka konposatuekin eta hauek hautsi eta banatu nahi dituela. Adibidez, sareak aipatutako erlaxazio tarte bukatzen duenean $\tau \sim 200$, frakzioa $f_{pq}^p \sim 0.4$ -raino jaitsi da. Dirudenez banakako soken eboluzioak soka konposatuak desegiten ditu. Erlaxazio tartearen ondorengo frakzioaren eboluzioa balio asintotiko batetarantz hurbiltzen da, zehazki $f_{pq}^{\text{Tot}} \sim 0.05$, simulazio normaletan lortu denaren bikoitza gutxi gora behera.

4.3 Emaitzak



4.6. Irudia: pq -soken frakzioak: urdinez f_{pq}^p eta beltzez f_{pq}^{Tot} . Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak materia garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.

Hontaz gain, pq -soken eskalatzea ere aztertu dugu. hauen luzera karakteristikoa honako eran definitu dugu:

$$\xi_W^{\text{pq}} = \sqrt{\frac{V}{L_{\text{pq}}}}. \quad (4.31)$$

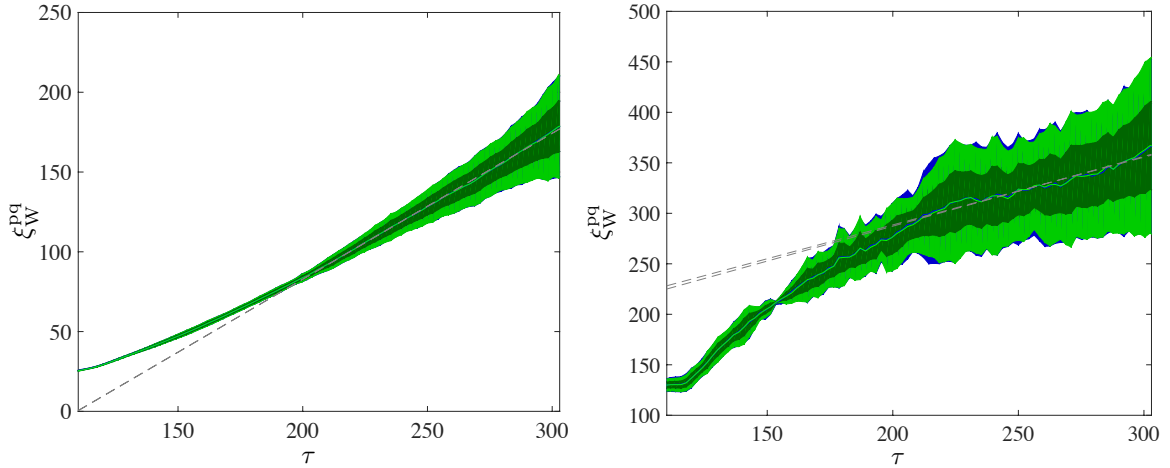
Luzera honi dagokion eboluzioa 4.7 irudian erakusten da. Ikus daitekeen moduan sokak konbinatu diren simulazioetan soka konposatuak eskalatzea nabarmen ongi lortzen dute. Hau gutxi balitz, joera lineala askoz hobeki ikusten da kasu hauetan simulazio normaletan baino, non luzera karakteristikoa zaila den lerro zuzen batekin doitzea. Eboluzio lineala gutxi gora behera $\tau \sim 200$ inguruan lortzen dute eta hau aurreko magnitudeek erakutsitako erlaxazio tartearekin bat dator. Bi irudietako korrelazio luzeren balioak konparatuz gero, hauek txikiagoak dira konbinatutako simulazioen kasuan. Beraz esan daiteke soka konposatuak orokorrean luzeagoak eta gehiago direla konbinatutako simulazioen kasuan. Kasu bietan, bestalde, balio hauek 4.5 irudietan adierazitako funtzioenak baino askoz handiagoak dira.

Beste luzera karakteristiko interegarri ba tpq -soken batezbesteko luzera fisikoa da. Honako eran deifinitzen da:

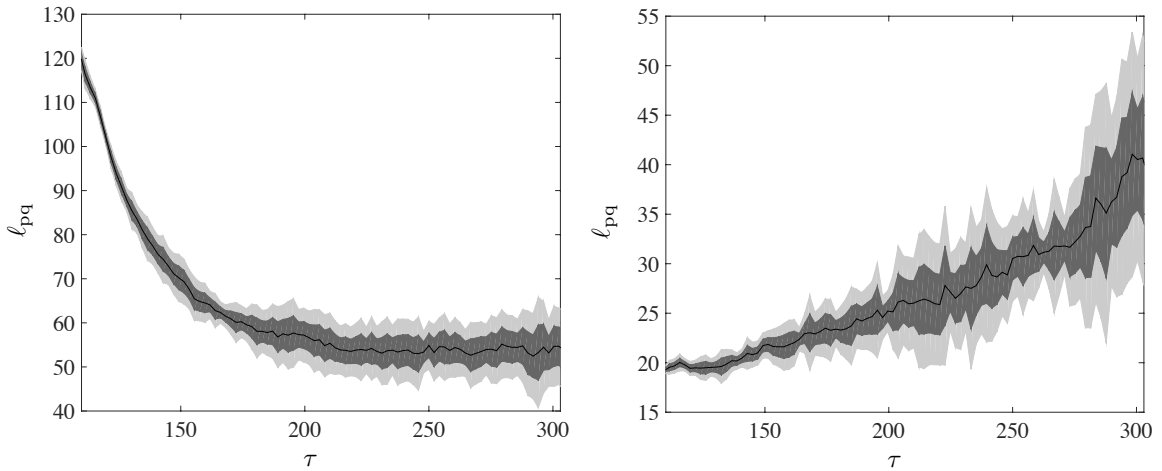
$$\ell_{\text{pq}} = \frac{L_{\text{pq}}}{N_{\text{pq}}}, \quad (4.32)$$

non N_{pq} pq -segmentuen kopuru totala den. Bi simulazio motetan lortutako ℓ_{pq} -ren eboluzioa 4.8 irudian adierazi dugu. Alderaketa eginez, bi kurbak oso desberdinak direla dakusagu: batezbesteko luzera fisikoa denboran gorakorra den eta ia lineala den funtzioa baita simulazio normalen kasuan, eta asintota batera jotzen duen funtzio beherakorra konbinatutako simulazioen kasuan. Asintota materia garaian $\ell_{\text{pq}} \sim 55$ -n dago kokatua eta erlaxazio tartearen ondoren ($\tau \geq 200$) ia laua da ℓ_{pq} -ren eboluzioa. Nabarmentzekoa da simulazio normaletako pq -soken luzera fisikoa balio asintotiko honen azpitik dagoela. Orokorrean, gainera, eskalatzea asko hobea da konbinatutako simulazioen kasuan, non sistema osoak ez ezik, p -, q - eta pq -sokek bereizita ere eskalatzea lortzen duten. Honegatik espero dugu simulazio normal handiagoak eginez, helmen dinamiko handiagoak

4. Kapitula: pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan



4.7. Irudia: pq -soken berezko luzerak. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak materia garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.

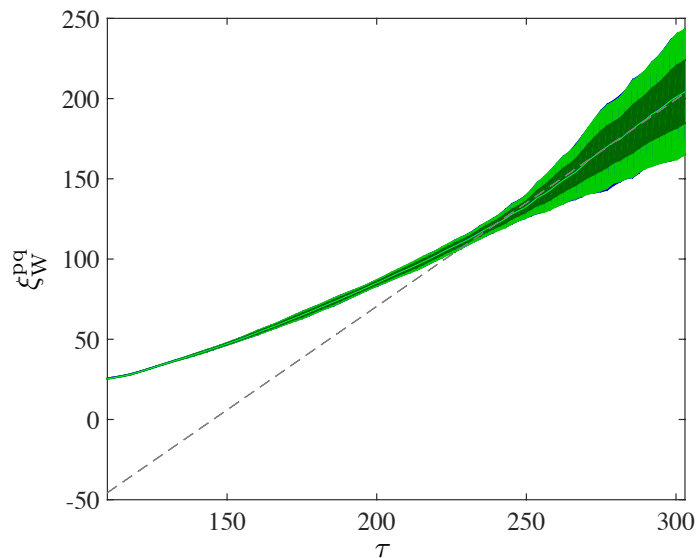


4.8. Irudia: pq -soken batezbesteko luzera fisikoa. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak materia garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.

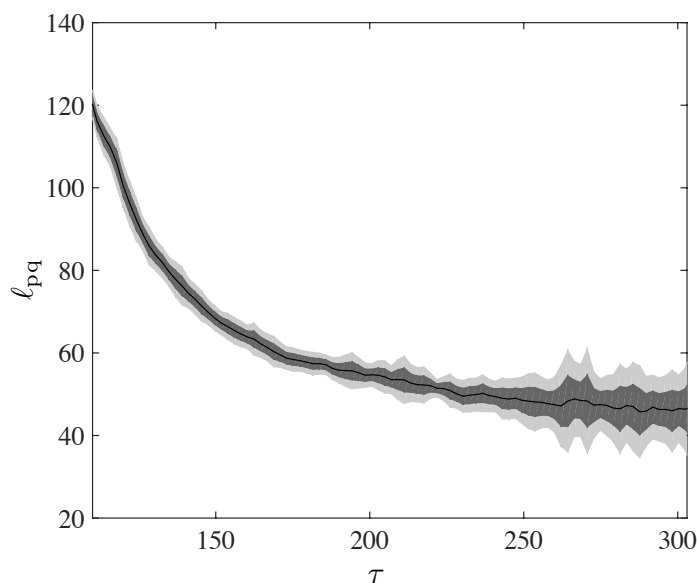
дутенак, hauen emaitzak konbinatutako simulazioek deskribatzen duten joera asintotiko berera joko dutela.

Simulazioak erradiazioaren mendeko garaian ere errepikatu ditugu. Orokorrean materia eta erradiazio garaian lortutako emaitzen artean ez dago alde handiegirik. Desberdintasunen jatorria erradiazio garaian dagoen marruskadura txikiagoa da. Marruskadura txikiago honek batez ere sareen erlaxazio tarteetan du eragina. Erradiazioaren mendeko garaiko pq -soken korrelazio luzera ξ_W^{pq} eta batezbesteko luzera fisikoa 4.9 eta 4.10 irudietan adierazi dira hurrenez hurren. Ikus daitekeen moduan, bi irudietako kurben eboluzioa materia garaian lortutakoaren oso antzekoa da, baina eskalatzen beranduago hasten dira. Hala ere, eskalatzea simulazio hauek ere baieztatu dute, $\tau \sim 225$ -tik aurrera korrelazio funtzioa lineala da. Materiaren mendeko garaiko simulazioetan gertatu moduan, konbinatutako simulazioek ageritako eskalatzea simulazio normalena baino hobea

4.3 Emaitzak



4.9. Irudia: *pq*-soken berezko luzerak. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak erradiazio garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.



4.10. Irudia: *pq*-soken batezbesteko luzera fisikoa. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak, denak erradiazio garaian. Gainazal argiek eta ilunek kasu bakoitzeko 5 simulazioen batezbestekoak eginez lortutako 1σ eta 2σ K.L. adierazten dituzte.

da.

Soka konposatuen batezbesteko luzera fisikoak, kasu honetan ere, balio asintotiko baterantz jotzen du, 4.10 irudiak erakusten duen moduan. Hala ere, eskalatzearekin gertatu bezela, asintota beranduago harrapatzen du kurbak $\tau \sim 250$ -n. Asintotaren balioa $\ell_{pq} \sim 45$ da, materiakoa baino zertxobait txikiagoa.

Azkenik elkarrekintza-potentzialaren parametroaren balioa aldatu dugu, *pq*-soken osatzean,

eboluzioan eta kopuruan duen eragina neurtzeko asmoz. Honen balioa $\kappa = 0.95$ -era igo dugu eta simulazioak errepikatu, bai sokak konbinatuz eta baita konbinatu gabe ere. Esan behar da κ -ren balio hau ereduak baimentzen duen balio maximoetik oso gertu dagoela, (4.7) erlazioan adierazi zen moduan.

Alde batetik, simulazio normalek [200] lanean adierazitakoa baieztatu digute: $\kappa = 0.9$ baliotik $\kappa = 0.95$ baliora pasatzeak oso eragin txikia du sistemaren eboluzioan eta pq -soken frakzioetan. Beste alde batetik, konbinatutako simulazioek erakusten dutena da, nahiz eta pq -sokak sortzeaz arduratzen den elkarrekintza handiagoa izan, sistema osoaren eboluzioak soka konposatuak desegitera jotzen duela eta, $\kappa = 0.9$ zenean gertatu moduan, hauen frakzioak azkar jaisten direla. Zenbakiei dagokienez aldaketa txikiak soilik nabaritu ditugu: soka konposatuen luzera asintotikoa handitu egin da $\ell_{pq} \sim 70$ eta baita frakzio totala ere $f_{pq}^{\text{Tot}} \sim 0.12$, bai materian eta baita erradiazioan ere.

4.3.1 Abiadurak

Sistemaren batezbesteko abiadurak [65, 108] lanetan proposatutako eremu-teorietan oinarritutako abiadura zenbatesle gauge aldezinak erabiliz kalkulatu ditugu. Abiadura hauen funtsean dagoen da mugitzen ari den sokaren eremu elektrikoa eta konjokatu kanonikoa sokaren egoera estatikoari boost lorentzdar bat eginda lor daitezkeela. Ondorengo forma dute:

$$\langle v^2 \rangle_{\text{F}} = \frac{\mathbf{E}_{\mathcal{L}}^2}{\mathbf{B}_{\mathcal{L}}^2}, \quad (4.33)$$

$$\langle v^2 \rangle_{\text{G}} = \frac{2G_{\mathcal{L}}}{1 + G_{\mathcal{L}}}, \quad (4.34)$$

non,

$$G_{\mathcal{L}} = \frac{\Pi_{\mathcal{L}}^2}{(\mathbf{D}\phi)_{\mathcal{L}}^2}. \quad (4.35)$$

\mathcal{L} -z, magnitudeak lagrangearrak pisatu direla adierazten da. Soketan lagrangear dentsitatea ez-lulua denez, pisatze forma hau erabiltzen da bermatzeko sokak dauden guneeak soilik egin dutela ekarpena abiaduretar. Demagun A magnitudea dugula, hau lagrangearrak pisatzeko [108]:

$$A_{\mathcal{L}} = \frac{\int d^3x A_{\mathcal{L}}}{\int d^3x \mathcal{L}}. \quad (4.36)$$

Lortutako balio guztiak 4.1 taulan txertatu dira. Abiaduren eboluzioa materia garaian 4.11 irudian ere erakusten dugu, $\langle v^2 \rangle_{\text{F}}$ berdez eta $\langle v^2 \rangle_{\text{G}}$ gorriz. Orain arte bezela, konbinatutako simulazioak ezkerrean eta simulazio normalak eskuinean. Muinaren zabaltze eboluzio tarte gutzirako, hots, higidura ekuazio normalen eraginpeko eboluzio osorako abiadurak ia lauak dira. Bi zenbatesleek emandako balioak oso antzekoak dira gainera, $\langle v^2 \rangle_{\text{F}} \sim \langle v^2 \rangle_{\text{G}} \sim 0.26$ emanez (ikus 4.1 taula). Ez dago alderik konbinatutako eta ez konbinatutako simulazioen abiaduren artean.

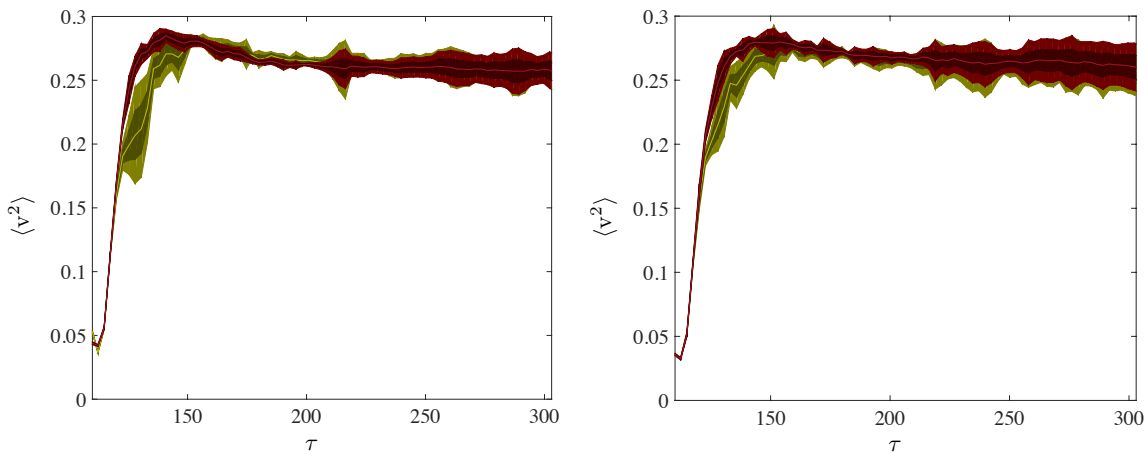
Soka konposatuen abiadurak zenbatesleko antzeko zenbatezle bat proposatu dugu: $\langle v^2 \rangle_{\text{pq}}$. Aurrekoak ditu oinarri, baina lagrangearraren bidezko pisatzea, elkarrekintza-potentzialarekin pisatzearekin ordezkatu dugu. Hortaz, kasu honetan (4.37) ekuazioa honakoa litzateke:

$$A_{V_{\text{int}}} = \frac{\int d^3x A V_{\text{int}}}{\int d^3x V_{\text{int}}}. \quad (4.37)$$

4.3 Emaitzak

	Materia				Erradiazioa			
	Konbinatua		Normal		Konbinatua		Normal	
	$\kappa = 0.9$	$\kappa = 0.95$	$\kappa = 0.9$	$\kappa = 0.95$	$\kappa = 0.9$	$\kappa = 0.95$	$\kappa = 0.9$	$\kappa = 0.95$
$\langle v^2 \rangle_F$	0.259 ± 0.005	0.261 ± 0.006	0.261 ± 0.007	0.264 ± 0.006	0.306 ± 0.004	0.307 ± 0.006	0.303 ± 0.004	0.305 ± 0.006
$\langle v^2 \rangle_G$	0.259 ± 0.005	0.260 ± 0.006	0.264 ± 0.007	0.266 ± 0.006	0.307 ± 0.004	0.307 ± 0.005	0.306 ± 0.004	0.310 ± 0.006
$\langle v^2 \rangle_F^{pq}$	0.28-0.37	0.29-0.35	0.28-0.35	0.28-0.34	0.36-0.44	0.36-0.41	0.35-0.41	0.35-0.40
$\langle v^2 \rangle_G^{pq}$	0.27-0.34	0.27-0.32	0.28-0.33	0.27-0.31	0.33-0.39	0.33-0.38	0.33-0.37	0.33-0.37

4.1. Taula: Sistemaren ($\langle v^2 \rangle_F$ eta $\langle v^2 \rangle_G$) eta pq -soken ($\langle v^2 \rangle_F^{pq}$ and $\langle v^2 \rangle_G^{pq}$) abiadura zenbatesleen batezbesteko balioak simulatu diren kasu posible guztietan. Sistemaren abiaduren kasuan 1σ erroreak ere gehitu dira, $\tau > 200$ denboretako desbideraketa estandarren batezbestekoak eginenez lortuta. pq -soken zenbatesletan adierazitako bi balioak minimoari eta maximoari dagozkie.



4.11. Irudia: Sistemaren batezbesteko abiaduraren zenbatesleak materia garaian: $\langle v^2 \rangle_F$ berdez eta $\langle v^2 \rangle_G$ gorriz. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak.

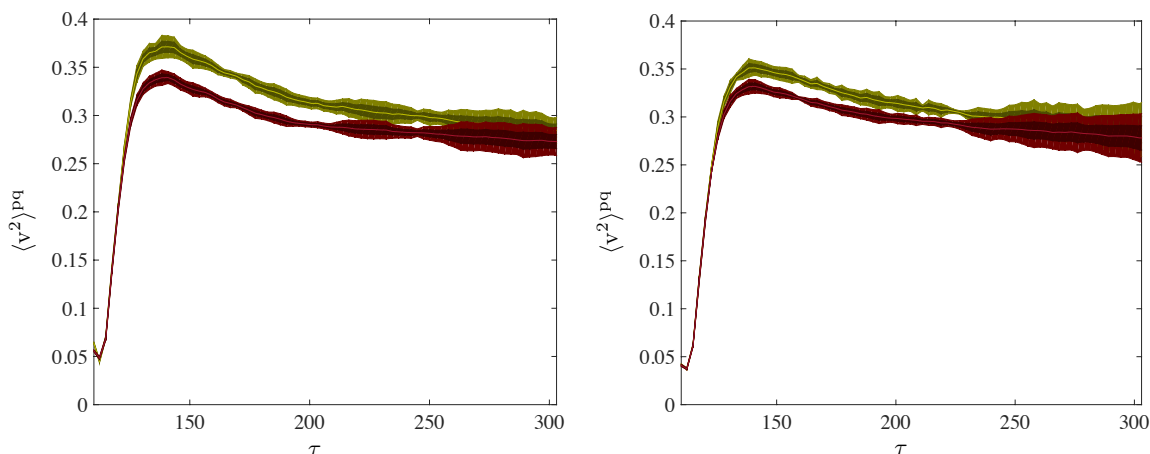
Lehen esan dugun moduan, simulazio kutxan pq -segmentuak era nahiko onean aurkitu daitezke elkarrekintza-potentzialaren bitartez. Zehazki $V_{\text{int}} = 0.855^1$ balioa baino elkarrekintza-potentzial handiagoa duten guneak zehaztuz. Beraz, pq -sokek egindako ekarpena soilik kontuan hartzeko erabili dugu zenbatesle berri hau. Hala eta guztiz ere, zenbatesle berri hau saiakera hutsa da eta horregatik lortuko diren balioak ezin dira era zehatzean interpretatu.

Emaitzak 4.1 taulan aurki daitezke. Bestale 4.12 irudian berriro materia garaiko konbinatutako simulazioak (ezkerraldean) eta konbinatu gabeak (eskuinaldean) alderatzen ditugu.

Sistema osoaren zenbatesletan gertatzen ez zen moduan, pq -soken abiadurak beheranzko joera dute. Hala eta guztiz ere, 4.1 taulan ikusten den bezela, beraien balioak beti daude sistema osoaren kasuan lortutako balioen gainetik. Beheranzko joera hau elkarrekintza-potentzialak aukeratzen dituen guneak aztertuz uler daiteke. Hasieran p - eta q -soken gurutzaketa gehiago zuzenez ($\mathcal{O}(10^3)$) abiadura handiagoa da eta txikiagoa amaieran, gurutzaketa gutxiago daudenean ($\mathcal{O}(10^2)$), non ekarpenik nagusia pq -sokek egindakoa den. Bi abiaduren arteko aldea ($\langle v^2 \rangle_F^{pq}$ eta $\langle v^2 \rangle_G^{pq}$) eskuz aukeratutako elkarrekintza-potentzialaren muga balioarengatik izan daiteke.

Sistema osoaren abiaduretan bezela, konbinatutako simulazioen eta simulazio normalen joera oso antzekoak dira. Desberdintasun bakarra konbinatuen kasuan abiadura maximoak

¹Kontuan hartu behar da guztiz metodo hurbildua dela hau, eta ondorioz emaitzak ere aldatu egin daitezkeela zenbaki hau pixkat aldatzen bada.



4.12. Irudia: pq -soken batezbesteko abiaduraren zenbatesleak materia garaian: $\langle v^2 \rangle_F^{pq}$ berdez eta $\langle v^2 \rangle_G^{pq}$ gorriz. Ezkerrean konbinatutako simulazioak eta eskuinean simulazio normalak.

zertxobait handiagoak direla da, hasieran simulazio mota hauek dituzten pq -soka kopuru handiagoarengatik.

Erradiazio garaiko abiadurak orokorrean 10% – 15% altuagoak dira, 4.1 taulan ikus daitekeen moduan. Azkenik $\kappa = 0.95$ baliorako lortutako emaitzak $\kappa = 0.9$ kasuan lortutakoaren oso antzekoak dira, denak 1σ errorearen barruan.

4.4 Emaitzen eztabaida

Lotutako FD -soken sareak mintz inflazio eredueta iragartzen dira. Soka-sare hauek soka kosmiko arruntaren sareen paper bera joko dezakete, baina hainbat ezaugarritan desberdintzen dira. Desberdintasunik handiena p F -soka eta q D -soka elkartzearen ondorioz sortzen diren soka pisu eta egonkorren izatea da. Iragarpen teorikoen arabera gainera, soka konposatu hauek osagai dituzten banakako soken pareko luzerak izan ditzakete eta sistemaren eboluzioan eragin nabarmena izan dezakete.

Eremu-teorien simulazioak dira supersoken eboluzio kosmologikoaren propietateak aztertzeko tresnarik interesgarrietako bat. Lan honetan [174] artikuluan argitaratutako eredia erabiliz simulatu ditugu soka-sare lotuak. Ereduak supersoka sareen eboluzioa AH soka bikote bat erabiliz deskribatzen du. Ereduak elkarrekintza-potentzial bat ere badu soka konposatuak osatzea erretzen duena. Buruan izanik supersoka eta eremu-teorietako soken arteko aldeak, elkarbanatze probabilitate eta tentsio sorta desberdinak kasu, eredu eraginkor hurbildu hauek supersoken dinamikaren propietate zenbait ulertzeko oso erabilgarriak izan daitezke.

Eredu hau simulatu zuten aurreko lanetan [200] eremu-teorien simulazioetan pq -sokak sortzen zirela frogatu zen eta soka-sare lotuak eskalatzen zutela ere ikusi zen. Hala ere, zenbakizko esperimentuen eta iragarpen teorikoen arteko desberdintasun nabariak ere aurkitu ziren. Batetik pq -soken kopurua eta hauen luzera teoriatik esperotakoa baino txikiagoak ziren. Bestetik, nahiz eta elkarrekintza-potentzialak eraginda, soka konposatuak simulazio guztian zehar sortzen zirela ikusi, behaketek hauen bizi-denbora oso murrizta zela nabarmendu zuten, hau da, pq -sokek desegiteko ahalmen handia zutela ikusi zen.

Lan honen helburu nagusietako bat izan da desberdintasun hauen funtsa aztertzea, zehazki esateko, desberdintasun hauen oinarrian zer dagoen zehaztea: baliabide mugatuak direla eta, si-

4.4 Emaitzen eztabaida

mulazioek helmen dinamiko txikiegia dutela supersoken eboluzioa modu egokian deskribatzeko edo azpitik oinarritzkoagoa den arrazoiren baten ondorio direla. Galdera hauek argitzeko simulazioak ikuspuntu berri batetik, edo kontrako ikuspuntutik, aztertu ditugu. Simulazioan berez elkarrekintza-potentzialak pq -sokak osatu arte itxaron beharrea, hasieratik pq -sokeaz osatutako sareez egindako simulazioak garatu ditugu, konbinatutako simulazio deitu diegu. Soka konposatuen sare hau gainera soka arruntez osatutako beste sare batekin batera simulatu dugu. Bi helburu mota izan ditu prozedura honek: batetik pq -sokeak simulazioetan duten garrantzia txikia hasiera baldintzen edo simulazioaren berezko eboluzioaren ondorio den zehaztea. Bestetik, hasierako eta bukaerako pq -soken kopuruak alderatuz, pq -soka hauek bere osagaietan banatzeko duten desegite gaitasuna neurtzea. Sokak konbinatu diren simulazioak materiaren eta erradiazioaren menderakuntza garaietan egin ditugu, eta sokak konbinatu ez diren simulazioen emaitzekin alderatu.

Konbinatutako simulazioetatik atera dugun ondorio nagusia izan da sistema ez dela eroso sentitzen konbinaketak ezarritako pq -soka kopuru hain handiarekin, eta nahiago duela, hauek bere osagaietan banatuz, kopuru hau jeistea. Nahiz eta sistema osoaren bi soka-sareetako bat hasieratik pq -sokeaz soilik dagoen osatua $f_{pq}^p \sim 1$ (ikus 4.6 irudiko ezkerrekoa), pq -soken frakzioaren joera oso behekorra da. Sistema ez da gai pq -soka kopuru handi bat maneiatzeko. Simulazioaren amaierarako pq -sokeak sistemaren luzera osoarekin alderatuta duten frakzioa $f_{pq}^{Tot} \sim 0.05$ -raino jaisten da, hots, sistemaren luzera osoaren %5-a soilik dago pq -soketan. Soka konposatuak hain azkar euren osagaietan banatzeak, hauek duten desegite ahalmena nabarmentzen du. pq -soken mugetan dauden Y -gurutzaguneen dinamikan eragin handiagoa dute p - eta q -soka askeek muturretan eragindako indarrek, soka konposatu astunek baino. Ondorioz, desegite prozesu hauek ere supersoken dinamika deskribatzeko erabiltzen diren eredu eraginkorren osagai izan behar dutela deritzogu.

Konbinatutako simulazioek, lehendik [176, 200] lanetako simulazioek egin moduan, eskalatu egiten dute. Hala ere, eskalatzen hasi aurreko simulazioaren portaera desberdina izan da kasu honetan. Sokak konbinatu ondoren, sistemak erlaxazio tarte bat jasaten du, non pq -soka gehienak p - eta q -soka askeetan desegiten diren. Bat baino gehiago izan dira erlaxazio joera hau adierazi duten propietateak, hala nola pq -soken frakzioen eboluzioa, p -soken luzera karakteristikoa edo pq -soken eskalatzea. Erlaxazio tartearen ondoren sistema eskalatzen hasten da. Azpimarratzekoa da sistema osoak ez ezik, sistema osatzen duten soken azpisare guztiek lortu dutela eskalatzea, bereziki pq -sokeak. Azken kasu honetan gainera soka konposatuen luzera karakteristikokoak ξ_W^{pq} portaera lineal ia perfektua du. Portaera hau ez da simulazio normalen kasuan errepikatzen, kurba ia ezin baita lerro batekin egoki doitu (ikus 4.7 irudia). Orokorrean eskalatzea simulazio konbinatuetan hobeki lortzen dela uste dugu, sistema osoarena nahiz azpisare bakoitzarena.

Sokak konbinatu diren simulazioetatik lortutako beste emaitza interesgarri bat pq -soken batezbesteko luzera fisikoak balio asintotiko batera jotzen duela izan da: $\ell_{pq} \sim 55$ materia garaietan eta $\ell_{pq} \sim 45$ erradiazioan. Gainera luzera honen eboluzioa lehen aipatutako erlaxazio tartearekin bat dator. Alderantziz, simulazio normaletan magnitude honen eboluzioa guztiz gorakorra izan da. Hala ere, nabarmentzekoa da, azken simulazio hauetan lortutako balioa konbinatutako simulazioetan lortutako balio asintotikoaren azpitik dagoela beti. Kontuan hartuz, orokorrean, osagai desberdinen eskalatzea konbinatutako simulazioetan hobetu egin dela, espero dugu simulazio normal handiago baten emaitzak eta konbinatutakoenak asintotan bat egiten dutela. Gainera, konbinaketa sistemak ezarritako berrikuntzak simulazioen helmen dinamikoa eta konputazio kostua optimizatzeke erabili daitezkeela deritzogu. Zentzu honetan, oso egokia litzateke simulazio normal handiagoak egitea, bi metodoen emaitzak bat egiten dutela baieztatzeke.

Soka-sare lotuen abiadurak ere lehenengo aldiz aztertu ditugu, bai sistemarena baita pq -

4. Kapituluua: pq -supersoken biziraupena eremu-teorien simulazioetan

sokenak. Neurtu dugu sistemaren *rms* (*root mean square*) abiadura ~ 0.5 -ekoa dela eta soka konposatuena $\sim 0.5 - 0.6$, erabiltzen den zenbateslearen arabera. Sistema osoaren abiaduren kasuan hauen eboluzioa guztiz laua da, pq -soken abiadurak berriz beherakorrak direla neurtu dugu. Simulazio konbinatuen eta normalen artean alderik ez dagoela ere ikusi da. Honek gure iritzia indartzen du, hau da, konbinatutako simulazioak supersoken eboluzioa deskribatzeko simulazio mota egokia direla.

Soka konposatuen lotura energia handitzeko asmoz, potentzial erakarlearen elkarrekintza konstantearen balio handiagoko simulazioak ere egin ditugu. Balioa $\kappa = 0.9$ -tik $\kappa = 0.95$ -raino igo dugu, zeina ereduak ezarritako balio maximitik gertu dagoen. Aurkitu dena da aldaketa honek ez duela aldaketa nabarmenik sortu ez pq -soken kopuru eta bizi-denboran, ezta hauek sistemaren dinamikan duten garrantzian. Argi eta garbi, pq -soken dinamika p - eta q -soka arinagoen eboluzioaren menpekoa da. Bestalde, [174] lanean adierazi zen bezela, pq -sokak errezago osatzen dira bat baino kiribiltze zenbaki handiago zuten soken bidez. Hala ere, egin diren simulazio guztietako bakar batean ere ez dugu ikusi bat baino kiribiltze zenbaki handiagoa duen sokarik. Hau dela eta, uste dugu, nahiz eta eredu pq -sokak osatzeko gai izan, aukeratu diren parametroen balioentzako ez dela gai sistemarentzako mesedegarriak diren lotura energiak dituzten pq -sokak sortzeko.

Hala eta guztiz ere, azpimarratu behar da eredu ez dagoela erabili diren parametroen balioetara mugatua soilik. Alderantziz, errez zabaldu daiteke agian lotura energia handitzeko gai izanen diren beste egoera batzuetara. Adibidez, elkarrekintza konstanteak aldatuz Bogomol'nyi-ren limitetik aldendu gaitezke. Interesgarria litzateke aztertzea limite kritikoan ez dauden simulazioak ea bat baino kiribiltze zenbaki handiagoa duten sokak sortzeko gai diren. Bestelako eredu sorta bat osa daiteke eremu eskalarren hutseko itxarondako balioa, hots, veva aldatuz. Itxarondako balio desberdinak dituzten eremu eskalarrez osatutako sistemek tentsio, eta beraz masa, desberdinak dituzten soka-sare lotuak osatuko lituzkete. Hasiera batean horrelako sistemak astunagoak eta egonkorragoak diren soka konposatuak osatzeko gai lirateke. Gainera, tentsio desberdineko sokez osatutako sareak *benetazko* supersoken sareen antzekoagoak dira. Egokia litzateke beraz, etorkizuneko azterketek ereduaren parametroen mugak aztertuko balituzte, pq -soka egonkorragoak eta garrantzitsuagoak sortzeko helburuarekin. Bestelako ereduak ere erabili daitezke lan honetan.

4.4 *Emaitzen eztabaida*

5

Ondorio orokorrak

Tesi honetan soka kosmikoen ezaugarriak eta hauen ondorio behagarriak aztertu ditugu. Honetarako, tesiaren lehenengo erdian soka kosmikoen seinaleen azterketa aurkitzen saiatu gara esperimentu kosmologikoek oraindik ahalbidetzen dituzten leho esperimental txikietan. Alde batetik, 1. kapituluaren soka kosmikoen eta unibertso gaztean egon zitezkeen aparteko osagai erlatibisten arteko erlazioa aztertu dugu. Beste alde batetik, 2. kapituluaren zenbait defektu kosmikoen (soka kosmiko, soka erdilokal eta testura) CMBaren B-modo polarizazioan joko dezaketen papera neurtu dugu. Bi lanetan gure ereduaren iragarpen teorikoak esperimentuekin datuekin konparatu ditugu. Tesiaren bigarren zatian aldiz, eremu-teorien zenbakizko simulazioen bitartez, soka kosmikoen propietateak hobeki deskribatzen saiatu gara. Higgs eredu trukakorrek soka kosmikoen energia-momentuaren korrelazio eta CMBaren potentzia-espektro berrituak lortu ditugu 3. kapituluaren azkenik, 4. kapituluaren eredu eraginkorren eremu-teorien simulazioak erabili ditugu supersoken sare lotuen dinamika hobeki ulertzeko.

Esan den moduan, 1. kapituluaren lana burutu zenean eskuragarri zeuden datu esperimentalak hobeki azaltzen ziren partikulen eredu estandarrak iragarritakoa baino osagai erlatibista gehiagorekin. Kapitulu honetan beraz, gehiegizko balio honek soka kosmikoen izatearekin erlaziorik baduen aztertu dugu. Zentzu honetan, soka kosmikoen sortutako grabitate-uhinen hondo kosmikoa izan daiteke datuak azaltzeko beharrezkoa den gehiegizko zenbaki honen jatorria. Aurkitu dugu soka kosmikoen gai direla osagai erlatibisten gehiegizko balio honen zati bat azaltzeko, baina euren eta osagai erlatibista estren arteko korrelazioak erabiltzeko datu sorten araberakoak direla: korrelazio positiboa multipolo baxuetako datuak erabiltzen badira eta negatiboa multipolo handietakoak gehitzen badira. CMBa ez diren bestelako datu sortak azterketan sartzean, batez ere Hubble parametroaren gaineko neurketak, ikusi da erabilgarria den parametro espazioa asko murriztu dela eta korrelazioak ere ia desagertu egin direla. Kasu gehienetan, aparteko ekarpen erlatibista osoa soke sortutakoa izan daiteke, baina bestelako osagaien beharra ere ez da guztiz baztertu. Azpimarratu behar da kapitulu honetako emaitzek ziurgabetasun handia dutela, batez ere asko aldatzen delako soke sortutako grabitate-uhinen kopurua horizontea baino korda handiagoak edo txikiagoak erabiltzen direnean.

BICEP2 elkarlanak burututako CMBaren B-modoen seinalearen antzemateak bultzatuta, 2. kapituluaren neurtutako seinale hau defektu kosmikoen sortutako izan litekeen aztertu da. Nahiz eta CMBaren tenperatura anisotropiek asko murriztu duten defektuen balizko ekarpena, hauek oraindik polarizazioan beste osagai posibleekiko gailendu daitezke. Azterketa bi ikuspuntu osagarritatik eraman dugu aurrera: batetik, era kualitatiboan, aztertu dugu antzemateko seinalea soilik defektuek sortutakoa izan daitekeen. Bestetik, lehenengo aurreikuspen kualitatibo hauei emaitza kuantitatiboak gehitu dizkiogu BICEP2, bakarrik eta bestelako CMB esperimentuekin konbinaketan, defektuak, inflazioko grabitate-uhinak eta hauts astrofikoak barnebiltzen dituzten

ereduekin doituz. Lehenengo zatiaren emaitza argia izan da: defektuak ez dira gai seinale osoa sortzeko, euren potentzia-espektroak ez baitu forma egokia. Hala ere, zehaztu den moduan, defektuek bestelako osagai nagusien, izan grabitate-uhinen izan hautsaren, iragarpenen doikuntzak hobetzen lagun dezakete ℓ altuetan. Beste lan batzuetan ikusi zen modu berean, doikuntzarik onena, orokorrean, hauts astrofisikoa duten ereduek ematen dute eta honela astrofisika arrunta BICEP2ren seinalea azaltzeko gai dela berretsi dugu. Hautsez eta defektuez osatutako ereduek erabiliz, defektu desberdinentzako muga-balio hobetuak lortu ditugu: $G\mu < 2.7 \times 10^{-7}$ %95 K.L. AH soka kosmikoentzat $G\mu < 9.8 \times 10^{-7}$ %95 K.L. soka erdilokalentzat eta $G\mu < 7.3 \times 10^{-7}$ %95 K.L. testurentzat. Balio hauek *Planck* elkarlanak argitaratutakoak baino zorrotzagoak dira eta B-modoek defektuak dituzten ereduek mugatzeko duten ahalmena erakusten dute.

Higgs eredu trukakorrek soka kosmikoen energia-momentuaren tentsorearen korrelazio eta CMBaren potentzia-espektro berrituak aurkeztu ditugu 3. kapituluan. Gero eta esperimendu zehatzagoek behartuta, aurreko lanetan ontzat emandako hurbilketak eta hipotesiak berrikusi ditugu, AH soka kosmikoen iragarpenak hobetzeko. Higgs eredu trukakorraren eremu-teorien orain arteko simulaziorik handiena erabili dugu honetarako: aurrekoetan baino 64 aldiz bolumen gehiago simulatu da eta helmen dinamikoa ere era esanguratsuan handitu da. Honen ondorio nagusienak izan dira, batetik, aurreko lanetako baldintza bereberak erabiliz baino 4 aldiz denbora gehiago simulatzeko gai zain garela, lehen estrapolazioz soilik iritsi gintezkeen guneetaraino iritsiz. Aurreko lanetako estrapolazioak zuzenak izan zirela baieztatu dugu. Bestetik, higidura-ekuazio errealak erabiliz, lehenengo aldiz, soka-sareak eskalatzea lortu dugu, bai materia garaian, baita erradiazioan ere. Ikusi da muinaren zabaltzea erabilitako eta erabili gabeko simulazioetatik lortutako korrelatzaileak, luzera karakteristikoaren bidez zehaztutako simulazio garaietan konparatuta, oso antzekoak direla. Hontaz baliatuz, higidura-ekuazio errealeen simulazioen datu fidagarrienak eta eskala txikiak eta denbora arrazio handietako datuak korrelatzaileak elkartzeko eskema berrian barnebidu ditugu. Trantsizio kosmologikoetan korrelatzaileek duten eboluzioa aztertuz, trantsizioetako iturri-funtzioen trataera ere hobetu dugu. Honetarako inoiz egin gabeko simulazioak egin ditugu trantsizio hauetan. Simulazio berri hauetatik funtzio interpolatzaile berriak eta korrelatzaileak interpolatzeko metodo berri bat garatu ditugu. Metodo berria orain artekoak baino hobea da gainera, aurrekoek zituzten ziurgabetasunak sahiesten dituelako, Einstein-Boltzmann integratzaileen forman era naturalean sar daitekeelako eta UETC osoak hobeki berreraikitzen dituelako. Azkenik, aipatutako berrikuntza guztiak kontuan hartuta, AH sokentzako CMBaren potentzia-espektro berriak kalkulatu ditugu. Aurrekoekin alderatuz desberdinak dira eta ikusi dugu desberdintasun nagusia erradiazio-materiaren trantsizioa motelago egiten duen funtzio interpolazioak eragindakoa dela.

Tesi honen azken kapituluan, supersoka kosmikoen sare lotuen deskribapenak egin ditugu eremu-teorien simulazioez baliatuz. Eredu eraginkorretan oinarritutako eremu-teorien simulazioak supersoka kosmikoen dinamikaren zenbait propietate aztertzeko erabilgarriak izan daitezke. Aurretik egindako lanek frogatu zuten, simulazio hauetan, soka konposatuak etengabe sortzen direla eta sareen eboluzioa eskalatzearekin bat datorrela. Hala eta guztiz ere, lortu ziren emaitzak eta iragarpen teorikoak ez zetozen bat: pq -soken luzera eta bizi-denbora esperotakoa baino txikiagoak izateaz gain, sistemaren eboluzioan garrantzia txikia zutela ikusi baitzen. Kapitulu honetako lanaren helburu nagusia kontraesan hauen funtsean zer dagoen aztertzea izan da, zehazki: simulazioen helmen dinamiko murrizta izan den egoera hau sortu duena edo oinarritzakoagoa den zerbait dagoen azpitik. Azterketa hau gauzatzeko, simulazio mota berri bat erabili dugu: konbinatutako simulazioak. Hauetan, hasieratik osorik sortutako pq -soken sarea soka kosmikoen beste sare batekin batera eboluzionatu dugu. Konbinatutako simulazioetan ikusi dena da sistemaren eboluzioak soka konposatuak haustera jotzen duela, baina bukaeran dugun soka konposatu kopurua

konbinatu gabeko simulazioetan lortutakoa baino handiagoa dela. Hontaz gain, konbinatutako simulazioek konbinatu gabeek baino hobeki eskalatzen dutela ikusi da. Hau gutxi balitz, konbinatutako simulazioak eboluzio asintotiko baterantz jotzen dutela adierazten duten hainbat aztarna aurkitu dira, zeinetan pq -soken luzera fisikoa konstante mantentzen den. Espero dugu konbinatu gabeko simulazio handiagoek joera asintotikoak zehaztutako eboluziora joko dutela. Gainera, konbinatutako simulazioak helmen dinamikoa handitzeko eta konputazio kostua/denbora aurrezteko erabilgarriak izan daitezkeela deritzogu. Azkenik, sistemaren eta pq -soken abiadurak neurtu ditugu lehenengo aldiz.

Bibliografia

- [1] <http://montepython.net>.
- [2] Datasets and most relevant publications can be found in the following webpage: <http://www.cosmos.esa.int/web/planck>, .
- [3] rssd.esa.int/SA/PLANCK/docs/eslab47/Session09_Data_Processing/47ESLAB_April_04_10_30_Aumont.pdf, .
- [4] Datasets and most relevant publications can be found in the following webpage: <http://map.gsfc.nasa.gov/>.
- [5] A. A. Abrikosov. On the Magnetic properties of superconductors of the second group. *Sov. Phys. JETP*, 5:1174–1182, 1957. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.32,1442(1957)].
- [6] F. S. Accetta and L. M. Krauss. The stochastic gravitational wave spectrum resulting from cosmic string evolution. *Nucl. Phys.*, B319:747, 1989.
- [7] A. Achúcarro and R. de Putter. Effective non-intercommutation of local cosmic strings at high collision speeds. *Phys. Rev.*, D74:121701, 2006.
- [8] A. Achúcarro and T. Vachaspati. Semilocal and electroweak strings. *Phys.Rept.*, 327:347–426, 2000.
- [9] A. Achúcarro, A. Avgoustidis, A. Leite, A. Lopez-Eiguren, C. Martins, et al. Evolution of Semilocal String Networks: I. Large-scale Properties. *Phys.Rev.*, D89:063503, 2014.
- [10] R. Adam et al. Planck intermediate results. XXX. The angular power spectrum of polarized dust emission at intermediate and high Galactic latitudes. 2014.
- [11] R. Adam et al. Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. 2015.
- [12] P. Ade et al. Measurement of the Cosmic Microwave Background Polarization Lensing Power Spectrum with the POLARBEAR experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 113:021301, 2014.
- [13] P. Ade et al. Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. *Astron.Astrophys.*, 571:A15, 2014.
- [14] P. Ade et al. Planck 2013 results. XXV. Searches for cosmic strings and other topological defects. *Astron.Astrophys.*, 571:A25, 2014.
- [15] P. Ade et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Astron.Astrophys.*, 571:A16, 2014.

Bibliografia

- [16] P. Ade et al. BICEP2 I: Detection Of B-mode Polarization at Degree Angular Scales. *Phys. Rev. Lett.*, 112:241101, 2014.
- [17] P. Ade et al. Planck 2015 results. XX. Constraints on inflation. 2015.
- [18] P. Ade et al. Joint Analysis of BICEP2/Keck Array and Planck Data. *Phys.Rev.Lett.*, 114(10):101301, 2015.
- [19] P. A. R. Ade et al. A Measurement of the Cosmic Microwave Background B-Mode Polarization Power Spectrum at Sub-Degree Scales with POLARBEAR. *Astrophys. J.*, 794(2):171, 2014.
- [20] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIV. Dark energy and modified gravity. 2015.
- [21] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015.
- [22] P. A. R. Ade et al. BICEP2 / Keck Array VI: Improved Constraints On Cosmology and Foregrounds When Adding 95 GHz Data From Keck Array. 2015.
- [23] A. Albrecht, R. A. Battye, and J. Robinson. The Case against scaling defect models of cosmic structure formation. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4736–4739, 1997.
- [24] A. Albrecht, R. A. Battye, and J. Robinson. Detailed study of defect models for cosmic structure formation. *Phys.Rev.*, D59:023508, 1999.
- [25] M. R. Anderson, F. Bonjour, R. Gregory, and J. Stewart. Effective action and motion of a cosmic string. *Phys.Rev.*, D56:8014–8028, 1997.
- [26] H. Arodz. Expansion in the width: The case of vortices. *Nucl.Phys.*, B450:189–208, 1995.
- [27] M. Aryal, A. Everett, A. Vilenkin, and T. Vachaspati. Cosmic string networks. *Phys.Rev.*, D34:434–439, 1986.
- [28] B. Audren, J. Lesgourgues, K. Benabed, and S. Prunet. Conservative Constraints on Early Cosmology: an illustration of the Monte Python cosmological parameter inference code. *JCAP*, 1302:001, 2013.
- [29] B. Audren, D. G. Figueroa, and T. Tram. A note of clarification: BICEP2 and Planck are not in tension. 2014.
- [30] A. Avgoustidis and E. Shellard. Velocity-Dependent Models for Non-Abelian/Entangled String Networks. *Phys.Rev.*, D78:103510, 2008.
- [31] A. Avgoustidis, E. Copeland, A. Moss, L. Pogosian, A. Pourtsidou, et al. Constraints on the fundamental string coupling from B-mode experiments. *Phys.Rev.Lett.*, 107:121301, 2011.
- [32] A. Avgoustidis, E. J. Copeland, A. Moss, and D. Skliros. Fast Analytic Computation of Cosmic String Power Spectra. *Phys.Rev.*, D86:123513, 2012.
- [33] A. Avgoustidis, A. Pourtsidou, and M. Sakellariadou. Zipping and Unzipping in String Networks: Dynamics of Y-junctions. *Phys. Rev.*, D91(2):025022, 2015.

- [34] N. A. Bahcall and P. Bode. The Amplitude of mass fluctuations. *Astrophys. J.*, 588:L1–L4, 2003.
- [35] N. A. Bahcall et al. The Cluster mass function from early SDSS data: Cosmological implications. *Astrophys. J.*, 585:182–190, 2003.
- [36] R. Battye and A. Moss. Updated constraints on the cosmic string tension. *Phys.Rev.*, D82:023521, 2010.
- [37] R. Battye, B. Garbrecht, and A. Moss. Tight constraints on F- and D-term hybrid inflation scenarios. *Phys.Rev.*, D81:123512, 2010.
- [38] R. A. Battye, J. Robinson, and A. Albrecht. Structure formation by cosmic strings with a cosmological constant. *Phys. Rev. Lett.*, 80:4847–4850, 1998.
- [39] R. A. Battye, B. Garbrecht, and A. Moss. Constraints on Supersymmetric Models of Hybrid Inflation. *JCAP*, 0609:007, 2006.
- [40] B. A. Berg. Introduction to Markov chain Monte Carlo simulations and their statistical analysis. 2004.
- [41] L. M. A. Bettencourt, P. Laguna, and R. A. Matzner. Nonintercommuting cosmic strings. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2066–2069, 1997.
- [42] N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, and J. Urrestilla. CMB power spectrum contribution from cosmic strings using field-evolution simulations of the Abelian Higgs model. *Phys.Rev.*, D75:065015, 2007.
- [43] N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, and J. Urrestilla. CMB polarization power spectra contributions from a network of cosmic strings. *Phys.Rev.*, D76:043005, 2007.
- [44] N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, and J. Urrestilla. Fitting CMB data with cosmic strings and inflation. *Phys.Rev.Lett.*, 100:021301, 2008.
- [45] N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, and J. Urrestilla. CMB power spectra from cosmic strings: predictions for the Planck satellite and beyond. *Phys.Rev.*, D82:065004, 2010.
- [46] J. J. Blanco-Pillado, K. D. Olum, and B. Shlaer. Large parallel cosmic string simulations: New results on loop production. *Phys.Rev.*, D83:083514, 2011.
- [47] J. J. Blanco-Pillado, K. D. Olum, and B. Shlaer. A new parallel simulation technique. *J.Comput.Phys.*, 231:98–108, 2012.
- [48] J. J. Blanco-Pillado, K. D. Olum, and B. Shlaer. The number of cosmic string loops. *Phys. Rev.*, D89(2):023512, 2014.
- [49] D. Blas, J. Lesgourgues, and T. Tram. The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) II: Approximation schemes. *JCAP*, 1107:034, 2011.
- [50] S. I. Blinnikov and M. Yu. Khlopov. On possible effects of 'mirror' particles. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 36:472, 1982. [*Yad. Fiz.*36,809(1982)].
- [51] C. Bonvin, R. Durrer, and R. Maartens. Can primordial magnetic fields be the origin of the BICEP2 data? *Phys.Rev.Lett.*, 112:191303, 2014.

Bibliografia

- [52] M. Bridges, J. D. McEwen, M. Cruz, M. P. Hobson, A. N. Lasenby, P. Vielva, and E. Martinez-Gonzalez. Bianchi VII_h models and the cold spot texture. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 390:1372, 2008.
- [53] B. Carter and R. Gregory. Curvature corrections to dynamics of domain walls. *Phys.Rev.*, D51:5839–5846, 1995.
- [54] C. Contaldi, M. Hindmarsh, and J. Magueijo. The Power spectra of CMB and density fluctuations seeded by local cosmic strings. *Phys.Rev.Lett.*, 82:679–682, 1999.
- [55] E. J. Copeland and T. Kibble. Cosmic Strings and Superstrings. *Proc.Roy.Soc.Lond.*, A466: 623–657, 2010.
- [56] E. J. Copeland, R. C. Myers, and J. Polchinski. Cosmic F and D strings. *JHEP*, 0406:013, 2004.
- [57] E. J. Copeland, L. Pogosian, and T. Vachaspati. Seeking String Theory in the Cosmos. *Class.Quant.Grav.*, 28:204009, 2011.
- [58] R. A. C. Croft, W. Hu, and R. Dave. Cosmological Limits on the Neutrino Mass from the Lya Forest. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1092–1095, 1999.
- [59] M. Cruz, N. Turok, P. Vielva, E. Martinez-Gonzalez, and M. Hobson. A Cosmic Microwave Background feature consistent with a cosmic texture. *Science*, 318:1612–1614, 2007.
- [60] M. Cruz, E. Martinez-Gonzalez, P. Vielva, J. M. Diego, M. Hobson, and N. Turok. The CMB cold spot: texture, cluster or void? *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 390:913, 2008.
- [61] T. Damour and A. Vilenkin. Gravitational wave bursts from cosmic strings. *Phys.Rev.Lett.*, 85:3761–3764, 2000.
- [62] T. Damour and A. Vilenkin. Gravitational wave bursts from cusps and kinks on cosmic strings. *Phys.Rev.*, D64:064008, 2001.
- [63] T. Damour and A. Vilenkin. Gravitational radiation from cosmic (super)strings: Bursts, stochastic background, and observational windows. *Phys.Rev.*, D71:063510, 2005.
- [64] D. Daverio, M. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, and J. Urrestilla. Energy-momentum correlations for Abelian Higgs cosmic strings. 2015.
- [65] D. Daverio, M. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, and J. Urrestilla. *In preparation*, 2016.
- [66] D. Daverio, M. Hindmarsh, M. Kunz, J. Lizarraga, and J. Urrestilla. *In preparation*, 2016.
- [67] D. David, M. Hindmarsh, and N. Bevis. Latfield2: A c++ library for classical lattice field theory. 2015.
- [68] A. C. Davis and T. W. B. Kibble. Fundamental cosmic strings. *Contemp. Phys.*, 46:313–322, 2005.
- [69] D. G. T. Denison, C. C. Holmes, B. K. Mallick, and A. F. M. Smith. *Bayesian Methods for Nonlinear Classification and Regression*. Wiley, 2002. URL <http://www.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd-0471490369,descCd-tableOfContents.html>.

- [70] M. R. DePies and C. J. Hogan. Stochastic Gravitational Wave Background from Light Cosmic Strings. *Phys. Rev.*, D75:125006, 2007.
- [71] K. Dimopoulos. Primordial magnetic fields from superconducting cosmic strings. *Phys. Rev.*, D57:4629–4641, 1998.
- [72] M. Doran. CMBEASY: an object oriented code for the cosmic microwave background. *JCAP*, 0510:011, 2005.
- [73] F. Dubath, J. Polchinski, and J. V. Rocha. Cosmic String Loops, Large and Small. *Phys.Rev.*, D77:123528, 2008.
- [74] J.-F. Dufaux, D. G. Figueroa, and J. Garcia-Bellido. Gravitational Waves from Abelian Gauge Fields and Cosmic Strings at Preheating. *Phys. Rev.*, D82:083518, 2010.
- [75] J. Dunkley, R. Hlozek, J. Sievers, V. Acquaviva, P. Ade, et al. The Atacama Cosmology Telescope: Cosmological Parameters from the 2008 Power Spectra. *Astrophys.J.*, 739:52, 2011.
- [76] R. Durrer. Gauge invariant cosmological perturbation theory: A General study and its application to the texture scenario of structure formation. *Fund. Cosmic Phys.*, 15:209–339, 1994.
- [77] R. Durrer and M. Kunz. Cosmic microwave background anisotropies from scaling seeds: Generic properties of the correlation functions. *Phys.Rev.*, D57:R3199–R3203, 1998.
- [78] R. Durrer, M. Kunz, and A. Melchiorri. Cosmic microwave background anisotropies from scaling seeds: Global defect models. *Phys.Rev.*, D59:123005, 1999.
- [79] R. Durrer, M. Kunz, and A. Melchiorri. Cosmic structure formation with topological defects. *Phys.Rept.*, 364:1–81, 2002.
- [80] R. Durrer, D. G. Figueroa, and M. Kunz. Can Self-Ordering Scalar Fields explain the BICEP2 B-mode signal? 2014.
- [81] G. Dvali and A. Vilenkin. Formation and evolution of cosmic D strings. *JCAP*, 0403:010, 2004.
- [82] C. Dvorkin, M. Wyman, and W. Hu. Cosmic String constraints from WMAP and the South Pole Telescope. *Phys.Rev.*, D84:123519, 2011.
- [83] V. R. Eke, S. Cole, C. S. Frenk, and J. P. Henry. Measuring $\omega(0)$ using cluster evolution. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 298:1145, 1998.
- [84] S. M. Feeney, M. C. Johnson, D. J. Mortlock, and H. V. Peiris. A robust constraint on cosmic textures from the cosmic microwave background. *Phys. Rev. Lett.*, 108:241301, 2012.
- [85] E. Fenu, D. G. Figueroa, R. Durrer, and J. Garcia-Bellido. Gravitational waves from self-ordering scalar fields. *JCAP*, 0910:005, 2009.
- [86] E. Fenu, D. G. Figueroa, R. Durrer, J. García-Bellido, and M. Kunz. Cosmic Microwave Background temperature and polarization anisotropies from the large-N limit of global defects. *Phys. Rev.*, D89:083512, 2013.

Bibliografia

- [87] D. G. Figueroa, R. R. Caldwell, and M. Kamionkowski. Non-Gaussianity from Self-Ordering Scalar Fields. *Phys. Rev.*, D81:123504, 2010.
- [88] D. G. Figueroa, M. Hindmarsh, and J. Urrestilla. Exact Scale-Invariant Background of Gravitational Waves from Cosmic Defects. *Phys.Rev.Lett.*, 110(10):101302, 2013.
- [89] R. Flauger, J. C. Hill, and D. N. Spergel. Toward an Understanding of Foreground Emission in the BICEP2 Region. 2014.
- [90] D. Forster. Dynamics of Relativistic Vortex Lines and their Relation to Dual Theory. *Nucl.Phys.*, B81:84, 1974.
- [91] A. A. Fraisse, C. Ringeval, D. N. Spergel, and F. R. Bouchet. Small-Angle CMB Temperature Anisotropies Induced by Cosmic Strings. *Phys.Rev.*, D78:043535, 2008.
- [92] J. Garcia-Bellido, R. Durrer, E. Fenu, D. G. Figueroa, and M. Kunz. The local B-polarization of the CMB: a very sensitive probe of cosmic defects. *Phys. Lett.*, B695:26–29, 2011.
- [93] J. T. Giblin, Jr., L. R. Price, X. Siemens, and B. Vlcek. Gravitational Waves from Global Second Order Phase Transitions. *JCAP*, 1211:006, 2012.
- [94] J. H. Goldstein et al. Estimates of cosmological parameters using the CMB angular power spectrum of ACBAR. *Astrophys. J.*, 599:773–785, 2003.
- [95] A. H. Guth. The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems. *Phys. Rev.*, D23:347–356, 1981.
- [96] D. Hanson et al. Detection of B-mode Polarization in the Cosmic Microwave Background with Data from the South Pole Telescope. *Phys. Rev. Lett.*, 111(14):141301, 2013.
- [97] E. R. Harrison. Fluctuations at the threshold of classical cosmology. *Phys. Rev.*, D1: 2726–2730, 1970.
- [98] B. Hartmann and J. Urrestilla. Gravitating (field theoretical) cosmic (p,q)-superstrings. *JHEP*, 07:006, 2008.
- [99] W. K. Hastings. Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications. *Biometrika*, 57(1):97–109, Apr. 1970. ISSN 1464-3510. URL <http://dx.doi.org/10.1093/biomet/57.1.97>.
- [100] E. Hawkins et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the Universe. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 346:78, 2003.
- [101] M. Hindmarsh. Existence and stability of semilocal strings. *Phys.Rev.Lett.*, 68:1263–1266, 1992.
- [102] M. Hindmarsh. Semilocal topological defects. *Nucl.Phys.*, B392:461–492, 1993.
- [103] M. Hindmarsh. Signals of Inflationary Models with Cosmic Strings. *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, 190:197–228, 2011.
- [104] M. Hindmarsh and T. Kibble. Cosmic strings. *Rept.Prog.Phys.*, 58:477–562, 1995.

- [105] M. Hindmarsh and A. Rajantie. Defect formation and local gauge invariance. *Phys.Rev.Lett.*, 85:4660–4663, 2000.
- [106] M. Hindmarsh and P. Saffin. Scaling in a $SU(2)/Z_3$ model of cosmic superstring networks. *JHEP*, 0608:066, 2006.
- [107] M. Hindmarsh, C. Ringeval, and T. Suyama. The CMB temperature bispectrum induced by cosmic strings. *Phys.Rev.*, D80:083501, 2009.
- [108] M. Hindmarsh, S. Stuckey, and N. Bevis. Abelian Higgs Cosmic Strings: Small Scale Structure and Loops. *Phys.Rev.*, D79:123504, 2009.
- [109] M. Hindmarsh, C. Ringeval, and T. Suyama. The CMB temperature trispectrum of cosmic strings. *Phys.Rev.*, D81:063505, 2010.
- [110] G. Hinshaw et al. Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. *Astrophys.J.Suppl.*, 208:19, 2013.
- [111] C. Hogan and M. Rees. Gravitational interactions of cosmic strings. *Nature*, 311:109–113, 1984.
- [112] W. Hu. Lecture Notes on CMB Theory: From Nucleosynthesis to Recombination. *Lecture Notes*, 2008.
- [113] E. Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 15:168–173, 1929.
- [114] M. James, L. Perivolaropoulos, and T. Vachaspati. Detailed stability analysis of electroweak strings. *Nucl. Phys.*, B395:534–546, 1993.
- [115] R. Jeannerot, J. Rocher, and M. Sakellariadou. How generic is cosmic string formation in SUSY GUTs. *Phys.Rev.*, D68:103514, 2003.
- [116] N. T. Jones, H. Stoica, and S. H. Tye. The Production, spectrum and evolution of cosmic strings in brane inflation. *Phys.Lett.*, B563:6–14, 2003.
- [117] K. Kajantie, M. Karjalainen, M. Laine, J. Peisa, and A. Rajantie. Thermodynamics of gauge invariant U(1) vortices from lattice Monte Carlo simulations. *Phys.Lett.*, B428:334–341, 1998.
- [118] R. Keisler et al. A Measurement of the Damping Tail of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with the South Pole Telescope. *Astrophys. J.*, 743:28, 2011.
- [119] T. Kibble. Topology of Cosmic Domains and Strings. *J.Phys.*, A9:1387–1398, 1976.
- [120] J. B. Kogut and L. Susskind. Hamiltonian Formulation of Wilson’s Lattice Gauge Theories. *Phys. Rev.*, D11:395–408, 1975.
- [121] E. Komatsu et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophys.J.Suppl.*, 192:18, 2011.
- [122] M. Kunz and R. Durrer. Microwave background anisotropies induced by global scalar fields: The Large N limit. *Phys.Rev.*, D55:4516–4520, 1997.

Bibliografia

- [123] D. Larson et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Derived Parameters. *Astrophys. J. Suppl.*, 192:16, 2011.
- [124] A. Lazanu and P. Shellard. Constraints on the Nambu-Goto cosmic string contribution to the CMB power spectrum in light of new temperature and polarisation data. *JCAP*, 1502(02):024, 2015.
- [125] A. Lazanu, E. Shellard, and M. Landriau. CMB power spectrum of Nambu-Goto cosmic strings. *Phys.Rev.*, D91(8):083519, 2015.
- [126] J. Lesgourgues. The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS) I: Overview. 2011.
- [127] A. Lewis and S. Bridle. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Phys. Rev.*, D66:103511, 2002.
- [128] A. R. Liddle and D. H. Lyth. COBE, gravitational waves, inflation and extended inflation. *Phys. Lett.*, B291:391–398, 1992.
- [129] A. D. Linde. A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems. *Phys.Lett.*, B108:389–393, 1982.
- [130] J. Lizarraga, I. Sendra, and J. Urrestilla. Correlations between cosmic strings and extra relativistic species. *Phys. Rev.*, D86:123014, 2012.
- [131] J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M. Hindmarsh, M. Kunz, and A. R. Liddle. Can topological defects mimic the BICEP2 B-mode signal? *Phys.Rev.Lett.*, 112:171301, 2014.
- [132] J. Lizarraga, J. Urrestilla, D. Daverio, M. Hindmarsh, M. Kunz, et al. Constraining topological defects with temperature and polarization anisotropies. *Phys.Rev.*, D90(10):103504, 2014.
- [133] L. Lorenz, C. Ringeval, and M. Sakellariadou. Cosmic string loop distribution on all length scales and at any redshift. *JCAP*, 1010:003, 2010.
- [134] C.-P. Ma and E. Bertschinger. Cosmological perturbation theory in the synchronous and conformal Newtonian gauges. *Astrophys. J.*, 455:7–25, 1995.
- [135] M. Maggiore. Gravitational wave experiments and early universe cosmology. *Phys. Rept.*, 331:283–367, 2000.
- [136] M. Majumdar and A. Christine-Davis. Cosmological creation of D-branes and anti-D-branes. *JHEP*, 0203:056, 2002.
- [137] G. Mangano, G. Miele, S. Pastor, T. Pinto, O. Pisanti, and P. D. Serpico. Relic neutrino decoupling including flavor oscillations. *Nucl. Phys.*, B729:221–234, 2005.
- [138] J. Martin, C. Ringeval, R. Trotta, and V. Vennin. Compatibility of Planck and BICEP2 in the Light of Inflation. 2014.
- [139] C. Martins and E. Shellard. Extending the velocity dependent one scale string evolution model. *Phys.Rev.*, D65:043514, 2002.

- [140] C. J. A. P. Martins and E. P. S. Shellard. Quantitative string evolution. *Phys. Rev.*, D54: 2535–2556, 1996.
- [141] P. McDonald et al. The Linear theory power spectrum from the Lyman-alpha forest in the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophys. J.*, 635:761–783, 2005.
- [142] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller, and E. Teller. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *The Journal of Chemical Physics*, 21(6): 1087–1092, June 1953. ISSN 0021-9606. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1699114>.
- [143] C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler. *Gravitation*. W. H. Freeman, San Francisco, 1973.
- [144] J. Moore, E. Shellard, and C. Martins. On the evolution of Abelian-Higgs string networks. *Phys.Rev.*, D65:023503, 2002.
- [145] K. J. M. Moriarty, E. Myers, and C. Rebbi. Dynamical Interactions of Flux Vortices in Superconductors. *Phys. Lett.*, B207:411, 1988.
- [146] M. J. Mortonson and U. Seljak. A joint analysis of Planck and BICEP2 B modes including dust polarization uncertainty. 2014.
- [147] A. Moss and L. Pogosian. Did BICEP2 see vector modes? First B-mode constraints on cosmic defects. *Phys.Rev.Lett.*, 112:171302, 2014.
- [148] P. Mukherjee, J. Urrestilla, M. Kunz, A. R. Liddle, N. Bevis, et al. Detecting and distinguishing topological defects in future data from the CMBPol satellite. *Phys.Rev.*, D83: 043003, 2011.
- [149] S. Naess et al. The Atacama Cosmology Telescope: CMB Polarization at $200 < \ell < 9000$. *JCAP*, 1410(10):007, 2014.
- [150] H. B. Nielsen and P. Olesen. Vortex Line Models for Dual Strings. *Nucl.Phys.*, B61:45–61, 1973.
- [151] M. Obradovic, M. Kunz, M. Hindmarsh, and I. T. Iliev. Particle motion in weak relativistic gravitational fields. *Phys.Rev.*, D86:064018, 2012.
- [152] S. Olmez, V. Mandic, and X. Siemens. Gravitational-Wave Stochastic Background from Kinks and Cusps on Cosmic Strings. *Phys.Rev.*, D81:104028, 2010.
- [153] K. D. Olum and V. Vanchurin. Cosmic string loops in the expanding Universe. *Phys.Rev.*, D75:063521, 2007.
- [154] U.-L. Pen, D. N. Spergel, and N. Turok. Cosmic structure formation and microwave anisotropies from global field ordering. *Phys. Rev.*, D49:692–729, 1994.
- [155] U.-L. Pen, U. Seljak, and N. Turok. Power spectra in global defect theories of cosmic structure formation. *Phys.Rev.Lett.*, 79:1611–1614, 1997.
- [156] A. A. Penzias and R. W. Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419–421, 1965.

Bibliografia

- [157] W. J. Percival et al. Baryon Acoustic Oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 401:2148–2168, 2010.
- [158] L. Pogosian and T. Vachaspati. Cosmic microwave background anisotropy from wiggly strings. *Phys.Rev.*, D60:083504, 1999.
- [159] J. Polchinski. Introduction to cosmic F- and D-strings. pages 229–253, 2004.
- [160] J. Polchinski and J. V. Rocha. Analytic study of small scale structure on cosmic strings. *Phys.Rev.*, D74:083504, 2006.
- [161] J. Polchinski and J. V. Rocha. Cosmic string structure at the gravitational radiation scale. *Phys.Rev.*, D75:123503, 2007.
- [162] W. H. Press, B. S. Ryden, and D. N. Spergel. Dynamical Evolution of Domain Walls in an Expanding Universe. *Astrophys. J.*, 347:590–604, 1989.
- [163] A. Rajantie. Formation of topological defects in gauge field theories. *Int.J.Mod.Phys.*, A17: 1–44, 2002.
- [164] A. Rajantie. Defect formation in the early universe. *Contemp. Phys.*, 44:485–502, 2003.
- [165] A. Rajantie. 'Phase transitions in the early universe' and 'Defect formation'. In *COSLAB Workshop on Cosmological Phase Transitions and Topological Defects Porto, Portugal, May 22-24, 2003*, 2003.
- [166] A. Rajantie, M. Sakellariadou, and H. Stoica. Numerical experiments with p F- and q D-strings: The Formation of (p,q) bound states. *JCAP*, 0711:021, 2007.
- [167] A. C. S. Readhead et al. Extended Mosaic Observations with the Cosmic Background Imager. *Astrophys. J.*, 609:498–512, 2004.
- [168] A. Refregier, A. Amara, T. D. Kitching, A. Rassat, R. Scaramella, and J. Weller. Euclid Imaging Consortium Science Book. 2010.
- [169] D. Regan and E. Shellard. Cosmic String Power Spectrum, Bispectrum and Trispectrum. *Phys.Rev.*, D82:063527, 2010.
- [170] C. Reichardt, L. Shaw, O. Zahn, K. Aird, B. Benson, et al. A measurement of secondary cosmic microwave background anisotropies with two years of South Pole Telescope observations. *Astrophys.J.*, 755:70, 2012.
- [171] A. G. Riess, L. Macri, S. Casertano, M. Sosey, H. Lampeitl, et al. A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder. *Astrophys.J.*, 699:539–563, 2009.
- [172] C. Ringeval, M. Sakellariadou, and F. Bouchet. Cosmological evolution of cosmic string loops. *JCAP*, 0702:023, 2007.
- [173] J. V. Rocha. Scaling solution for small cosmic string loops. *Phys.Rev.Lett.*, 100:071601, 2008.
- [174] P. Saffin. A Practical model for cosmic (p,q) superstrings. *JHEP*, 0509:011, 2005.

- [175] M. Sakellariadou. A Note on the evolution of cosmic string/superstring networks. *JCAP*, 0504:003, 2005.
- [176] M. Sakellariadou and H. Stoica. Dynamics of F/D networks: The Role of bound states. *JCAP*, 0808:038, 2008.
- [177] S. Sarangi and S. H. Tye. Cosmic string production towards the end of brane inflation. *Phys.Lett.*, B536:185–192, 2002.
- [178] M. Sazhin and M. Khlopov. Cosmic strings and gravitational lens effects. *SOVIET ASTRONOMY*, 33(1):98, 1989.
- [179] R. J. Scherrer and A. Vilenkin. 'Lattice-free' simulations of topological defect formation. *Phys.Rev.*, D58:103501, 1998.
- [180] I. Sendra and T. L. Smith. Improved limits on short-wavelength gravitational waves from the cosmic microwave background. *Phys. Rev.*, D85:123002, 2012.
- [181] Q. Shafi and A. Vilenkin. Spontaneously broken global symmetries and cosmology. *Phys.Rev.*, D29:1870, 1984.
- [182] E. Shellard. Cosmic String Interactions. *Nucl.Phys.*, B283:624–656, 1987.
- [183] B. Shlaer, A. Vilenkin, and A. Loeb. Early structure formation from cosmic string loops. *JCAP*, 1205:026, 2012.
- [184] X. Siemens and K. D. Olum. Gravitational radiation and the small scale structure of cosmic strings. *Nucl. Phys.*, B611:125–145, 2001. [Erratum: *Nucl. Phys.*B645,367(2002)].
- [185] X. Siemens and K. D. Olum. Cosmic string cusps with small scale structure: Their forms and gravitational wave forms. *Phys. Rev.*, D68:085017, 2003.
- [186] X. Siemens, J. Creighton, I. Maor, S. Ray Majumder, K. Cannon, et al. Gravitational wave bursts from cosmic (super)strings: Quantitative analysis and constraints. *Phys.Rev.*, D73:105001, 2006.
- [187] X. Siemens, V. Mandic, and J. Creighton. Gravitational wave stochastic background from cosmic (super)strings. *Phys.Rev.Lett.*, 98:111101, 2007.
- [188] J. L. Sievers et al. The Atacama Cosmology Telescope: Cosmological parameters from three seasons of data. *JCAP*, 1310:060, 2013.
- [189] K. M. Smith, C. Dvorkin, L. Boyle, N. Turok, M. Halpern, et al. On quantifying and resolving the BICEP2/Planck tension over gravitational waves. 2014.
- [190] T. L. Smith, E. Pierpaoli, and M. Kamionkowski. A new cosmic microwave background constraint to primordial gravitational waves. *Phys. Rev. Lett.*, 97:021301, 2006.
- [191] G. F. Smoot et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first year maps. *Astrophys. J.*, 396:L1–L5, 1992.
- [192] K. Sousa and J. Urrestilla. CMB Anisotropies by Collapsing Textures. *Springer Proc. Math. Stat.*, 60:409–413, 2014.

Bibliografia

- [193] D. Spergel and U.-L. Pen. Cosmology in a string dominated universe. *Astrophys.J.*, 491: L67–L71, 1997.
- [194] K. Story, C. Reichardt, Z. Hou, R. Keisler, K. Aird, et al. A Measurement of the Cosmic Microwave Background Damping Tail from the 2500-square-degree SPT-SZ survey. *Astrophys.J.*, 779:86, 2013.
- [195] M. Tegmark et al. Cosmological parameters from SDSS and WMAP. *Phys. Rev.*, D69: 103501, 2004.
- [196] N. Turok. Causality and the Doppler peaks. *Phys.Rev.*, D54:3686–3689, 1996.
- [197] N. Turok. A Causal source which mimics inflation. *Phys. Rev. Lett.*, 77:4138–4141, 1996.
- [198] N. Turok and D. Spergel. Global Texture and the Microwave Background. *Phys.Rev.Lett.*, 64:2736, 1990.
- [199] S.-H. H. Tye, I. Wasserman, and M. Wyman. Scaling of multi-tension cosmic superstring networks. *Phys.Rev.*, D71:103508, 2005.
- [200] J. Urrestilla and A. Vilenkin. Evolution of cosmic superstring networks: A Numerical simulation. *JHEP*, 0802:037, 2008.
- [201] J. Urrestilla, N. Bevis, M. Hindmarsh, M. Kunz, and A. R. Liddle. Cosmic microwave anisotropies from BPS semilocal strings. *JCAP*, 0807:010, 2008.
- [202] J. Urrestilla, P. Mukherjee, A. R. Liddle, N. Bevis, M. Hindmarsh, et al. Degeneracy between primordial tensor modes and cosmic strings in future CMB data from the Planck satellite. *Phys.Rev.*, D77:123005, 2008.
- [203] J. Urrestilla, N. Bevis, M. Hindmarsh, and M. Kunz. Cosmic string parameter constraints and model analysis using small scale Cosmic Microwave Background data. *JCAP*, 1112: 021, 2011.
- [204] T. Vachaspati. Electroweak strings. *Nucl. Phys.*, B397:648–671, 1993.
- [205] T. Vachaspati and A. Achúcarro. Semilocal cosmic strings. *Phys.Rev.*, D44:3067–3071, 1991.
- [206] T. Vachaspati and A. Vilenkin. Gravitational Radiation from Cosmic Strings. *Phys.Rev.*, D31:3052, 1985.
- [207] T. Vachaspati and A. Vilenkin. Evolution of cosmic networks. *Phys.Rev.*, D35:1131, 1987.
- [208] L. Van Waerbeke et al. Cosmic shear statistics and cosmology. *Astron. Astrophys.*, 374: 757–769, 2001.
- [209] V. Vanchurin, K. D. Olum, and A. Vilenkin. Scaling of cosmic string loops. *Phys.Rev.*, D74:063527, 2006.
- [210] G. J. Verbiest and A. Achúcarro. High speed collision and reconnection of Abelian Higgs strings in the deep type-II regime. *Phys. Rev.*, D84:105036, 2011.

- [211] P. T. P. Viana, R. C. Nichol, and A. R. Liddle. Constraining the matter power spectrum normalization using the SDSS/RASS and reflex cluster surveys. *Astrophys. J.*, 569:L75, 2002.
- [212] P. Vielva, E. Martinez-Gonzalez, M. Cruz, R. B. Barreiro, and M. Tucci. CMB polarization as a probe of the anomalous nature of the Cold Spot. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 410:33, 2011.
- [213] A. Vilenkin. Gravitational radiation from cosmic strings. *Phys. Lett.*, B107:47–50, 1981.
- [214] A. Vilenkin and E. Shellard. *Cosmic strings and other topological defects*. Cambridge University Press, 1994.
- [215] G. R. Vincent, M. Hindmarsh, and M. Sakellariadou. Scaling and small scale structure in cosmic string networks. *Phys.Rev.*, D56:637–646, 1997.
- [216] E. T. Vishniac, K. A. Olive, and D. Seckel. Cosmic Strings and Inflation. *Nucl.Phys.*, B289:717, 1987.
- [217] S. Weinberg. *Gravitation and Cosmology*. John Wiley and Sons, New York, 1972. ISBN 0471925675, 9780471925675. URL <http://www-spines.fnal.gov/spines/find/books/www?c1=QC6.W431>.
- [218] M. Wyman, L. Pogosian, and I. Wasserman. Bounds on cosmic strings from WMAP and SDSS. *Phys.Rev.*, D72:023513, 2005.
- [219] J. Yokoyama. Natural way out of the conflict between cosmic strings and inflation. *Phys.Lett.*, B212:273, 1988.
- [220] J. Yokoyama. Inflation can save cosmic strings. *Phys.Rev.Lett.*, 63:712, 1989.
- [221] Ya. B. Zeldovich. A Hypothesis, unifying the structure and the entropy of the universe. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 160:1P–3P, 1972.
- [222] W. Zurek. Cosmological Experiments in Superfluid Helium? *Nature*, 317:505–508, 1985.
- [223] W. Zurek. Cosmological experiments in condensed matter systems. *Phys.Rept.*, 276:177–221, 1996.