ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

სერგო ლომინეიშვილი

მაგნიტოჰიდროდინამიკური არამდგრადობების კვლევა დიფერენციალურად მბრუნავ ცილინდრულ ასტროფიზიკურ პლაზმაში

ფუნდამენტური და გამოყენებითი ფიზიკა,
მოდული ასტროფიზიკა და პლაზმის ფიზიკა

სამაგისტრო ნაშორმი შესრულებულია ფიზიკის მაგისტრის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად

სამაგისტრო ნაშომის ხელმძღვანელი:
ალექსანდრე თევზაძე
ფილ. დოქტორი,
თსუ ასოცირებული პროფესორი

თბილისი, 2010

ანოტაცია

ნაშრომში განხილულია მბრუნავი ცილინდრული პლაზმის ლოკალური მაგნიტოჰიდროდინამიკური მდგრადობა რადიალურად სტრატიფიცირებულ დიფერენციალურად მბრუნავ ასტროფიზიკურ დისკებში. წრფივი სპექტრალური ანალიზით შესწავლილია ღერძულად სიმეტრიული შეშფოთებების მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის მახასიათებლები აზიმუტალური მაგნიტური კონფიგურაციის შემთხვევაში. განხილულია წონასწორული კონფიგურაცია ხარისხობრივი რადიალური არაერთგვაროვნებით. ნაპოვნია წრფივ შეშფოთებათა რადიალური ნორმირების წესი, რომელიც საშუალებას იძლევა განვასხვაოთ სტრატიფიკაციისა და მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობით გამოწვეული ეფექტები სისტემის სპექტრალურ ამონახსნში. ნაპოვნია მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის მოდიფიკაცია სტრატიფიკაციის გამო. ნაჩვენებია არამდგრადობის შერეული ე.წ. ტალღური ხასიათი. აღმოჩნდა რომ არამდგრადობა ძლიერდება სუსტი და საშუალო სიმძლავრის სტრატიფიკაციის დისკებში და სუსტდება ძლიერი სტრატიფიკაციის შემთვევაში.

Investigation of magnetohydrodynamic instabilities in differentially rotating cylindrical astrophysical plasmas

Sergo Lomineishvili

შინაარსი

შესავალი

მბრუნავი ასტროფიზიკური დინებები წარმოადგენენ ფართოდ გავრცელებულ ობიექტებს სამყაროში. მათ რიცხვს მიეკუთვნებიან ისეთი ობიექტები როგორიცაა გალაქტიკური დისკები, პროტოპლანეტური და აკრეციული დისკები. დისკური ობიექტების დინამიკისა და ევოლუციის შესწავლა თანამედროვე ასტროფიზიკის ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი დარგია. ამ ტიპის ობიექტებიდან ერთ-ერთი გამორჩეული მაგალითია აკრეციული დისკები.

აკრეციული დისკების ფიზიკამ მნიშვნელობა შეიძინა რენტგენული ასტრონომიის განვითარების შედეგად. აღმოჩნდა, რომ არსებობენ ურიცხვი ობიექტები, რომელთა გამოსხივების სიმძლავრის მნიშვნელოვანი ნაწილი რენტგენულ დიაპაზონში მოდის. ეს თავის მხრივ მიგვითითებს ექსტრემალურ ტემპერატურებამდე გაცხელებულ ობიექტსა და ზემძლავრი გამოსხივების წყაროებზე. თანამედროვე წარმოდგენებით აკრეციული დისკები სხვა მსგავსი დისკური ობიექტებისაგან განსხვავდებიან მაღალენერგეტიკული, ხშირად რენტგენული გამოსხივებით.. ზოგიერთ შემთხვევაში ენერგეტიკული შეფასებები მიუთითებენ იმ ფაქტზე რომ გამოსხივების სიმძლავრე აღემატება სტანდარტული თერმობირთვული რექაციებით შესაძლო გამოყოფილ ენერგიის სიმძლავრეს. ეს ფაქტი მიუთითებს რომ მაღალენერგეტიკული აკრეციული დისკების ნათება იკვებება გრავიტაციული ენერგიით: მატერიის ვარდნისას ძლიერი გრავიტაციის ცენტრისაკენ გამოიყოფა მისი გრავიტაციული ენერგია, რომელმაც უხეში შეფასებებით შავ ხვრელზე აკრეციის შემთხვევაში შეიძლება შეადგინოს მატერიის უძრაობის ენერგიის 10%. ამ უზარმაზარი ენერგიის გამოსაყოფად საჭიროა აკრეციის პროცესის მიმდინარეობა, ანუ საჭიროა მასის მუდმივი ვარდნა ცენტრალურ ობიექტზე.

დღევანდელი წარმოიდგენებით აკრეციის პროცესის კვლევა შესაძლებელია უწყვეტი გარემოს ფიზიკის მეთოდების საშუალებით. მართლაც, მატერიისა და გაზის სიმკვრივე

უზუნველყოფს ობიექტის თერმოდინამკურ წნევასა და ცხადყოფს კოლექტიური მოვლენების შესწავლის აუცილებლობას. კლასიკური ჰიდროდინამიკიდან ცნობილია რომ გრავიტირებადი ობიექტის ირგვლივ მბრუნავი გაზის განაწილება იღებს ე.წ. კეპლერული ბრუნვის ფორმას, როდესაც ბრუნვის კუთხური სიჩქარე იცვლება რადიუსის მიხედვით $\Omega(r) \sim r^{-3/2}$. ბრუნვის ეს დიფერენციალური ხასიათი იწვევს მეზობელ ფენებს შორის ხახუნს და დისიპაციას სიბლანტის გამო. ეს პროცესი განაპირობებს ბრუნვის მომენტის გადატანას რადიალურად გარეთ, ხოლო მატერიის გადაადგილებას ცენტრისაკენ, ანუ აკრეციას.

აკრეციის ტემპი განსაზღვრავს გამოყოფილი ენერგიის რაოდენობას დროის ერთეულში და მაშასადამე ობიექტის გამოსხივების სიმძლავრეს. კინემატიკური სიბლანტის შემთხვევაში გამოსხივების სიმძლავრე უნდა განისაზღვრებოდეს რეინოლდსის რიცხვის შებრუნებული სიდიდით: $Re=UL/\nu$, სადაც U დინების მახასიათებელი სიჩქარეა, L – მახასიათებელი ზომა, ხოლო ν – კინემატიკური სიბლანტე. სხვადასხვა შეფასებებით ცნობილია რომ აკრეციულ დისკებში რეინოლდსის რიცხვი ასტრონომიულად დიდი სიდიდეა $Re \gg 10^{10}$, რაც ერთის შეხედვით უნდა განაპირობებდეს აკრეციის ძალიან დაბალ ტემპს. ასეთი სუსტი აკრეცია ვერ უზრუნველყოფს დაკვირვებადი ზემძლავრი გამოსხივების ენერგიის წყაროს. ამ მხრივ საჭირო გახდა ალტერნატიული დინამიური მოდელის ჩამოყალიბება.

აკრეციის პროცესის თანამედროვე წარმოდგენა ეფუძვნება შაკურა სიუნიაევის მოდელს, რომელშიც აკრეციის გამომწვევი ძირითადი მიზეზია ტურბულენტობა (Shakura & Sunyaev 1973). ამ მოდელის მიხედვით აკრეციულ დისკში არსებული ტურბულენტობა იწვევს ანომალურად მაღალ სიბლანტეს და მატერიის ცენტრისაკენ გადატანის მაღალ ტემპს. ამ მხრივ მოდელი ეფუძვნება მოსაზრებას რომ აკრეციულ დისკებში უნდა არსებობდეს რაიმე სახის მძლავრი არამდგრადობა რომელიც გამოიწვევს დინების ქაოტიზაციას და ძლიერ განვითარებულ ტურბულენტობას. ამ თვისების გამო მოდელს აკრეციული დისკების ტურბულენტული მოდელი ეწოდა.

დიდი ხნის განმავლობაში უცნობი იყო ტურბულენტობის გამომწვევი მიზეზი როგორც დამაგნიტებულ ისე დაუმაგნიტებელ აკრეციულ დისკებში. აკრეციის მაგნიტოჰიდროდინამიკური აღწერის გარღვევად შეიძება ჩაითვალოს ბალბუს ჰოულის შრომა (Balbus & Hawley 1992), რომელშიც ნაჩვენებია მძლავრი სპექტრალური არამდგრადობის შესაძლებლობა სუსტად დამაგნიტებულ დიფერენციალურად მბრუნავ ასტროფიზიკურ დისკებში.

მართლაც, აკრეციული დისკების დაკვირვებული გამოსხივება მიგვითითებს იმ ფაქტზე, რომ მატერია უნდა იყოს მაღალ ტემპერატურაზე და ძლიერად იონიზირებული, რამაც თავის მხრივ უნდა განპირობოს დინების მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედების მნიშვნელობა. ამ არამდგრადობას დღეისათვის მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის სახელით მოიხსენიებენ. ამ ტიპის არამდგრადობა ცნობილი იყო კლასიკური პლაზმის ფიზიკიდან (Velikhov, 1959). აკრეციულ დისკებში მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის მნიშვნელობის გააზრებამ მნიშვნელოვანი ბიძგი შესძინა დირფერენციალურად მბრუნავი დამაგნიტებული გარემოს მდგრადობის შესწავლას.

ამ საწყისი შრომის შემდეგ (Balbus & Hawley 1992) დღევანდელ დღემდე მიმდინარეობს მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის აქტიური კვლევა როგორც რიცვითი ისე ანალიზური მეთოდებით. კვლევის მთავარი ამოცანაა გაირკვეს არამდგრადობის მახასიათებელი თვისებები შედარებით რეალური კონფიგურაციის დისკებში. კვლევებს თან ერთვის დაკვირვებების შედეგები, რომლებიც აზუსტებენ დისკის შესაძლო მოდელებსა და ადებენ შეძღუდვებს აკრეციული დისკების თეორიულ მოდელებს.

ამ მხრივ საინტერესო განვითარება მოყვა აკრეციული დისკების რადიალური სტრატიფიკაციის ეფექტების შესწავლას. მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის საწყისი ანალიზი ჩატარებული იქნა გამარტივებული დისკის მოდელზე, სადაც დისკის თერმოდინამიკური მახასიათებლები არ იცვლებიან რადიუსის მიხედვით. დღევანდელი

დაკვირვებები კი საშუალებას გვაძლევს გავაანალიზოთ არა მხოლოდ აკრეციული დისკის ინტეგრალური გამოსხივების სიმძლავრე, არამედ მისი გამოსხივების სპექტრი და რადიალური სტრუქტურა. ეს უკანასკნელი საშუალებას იძლევა აღვადგნიოთ მატერიის განაწილების ზედაპირული სიმკვრივე და მოდელზე დამოკიდებული დანარჩენი ფიზიკური პარამეტრები. ამ მხრივ ახალი აქტუალობა შეიძინა რადიალურად სტრათიფიცირებული დამაგნიტებული თუ დაუმაგნიტებელი აკრეციული დისკების დინამიკის შესწავლამ.

ტურბულენტობის წყაროს ძიებისა და დინების ლამინარულიდან ქაოსურ მდგომარეობაში გადასვლის კლასიკური თეორიული მოდელია წრფივი არამდგრადობის არსებობა. ასეთი ტიპის არამდგრადობები ეფუძვნება წრფივ მდგრადობის ანალიზს. ამ შემთხვევაში იგულისხმება რომ არსებობს გარკვეული ტიპის არამდგრადობა, რომელიც იწვევს უსასრულოდ მცირე ამპლიტუდის შეშფოტებების ზრდას და დინების ქაოტიზაციას. კლასიკური მდგრადობის ანალიზისათვის საჭიროა შეუშფოთებელი ამონახსნის ცოდნა: სისტემის ანალიზური ამონახსნი, რომლის თვისებებიც განსაზღვრავენ შესაძლო არამდგრადობის პარამეტრებს.

რადიალური სტრატიფიკაციის ზეგავლენის შესწავლა მაგნიტობრუნვით არამდრგადობაზე შეიძლება ინახოს სტატიაში Blokland et al. 2005:1, სადაც ავტორებმა წარმოადგინეს შეუშფოთებელი რადიალურად სტრატიფიცირებული დისკის მოდელი. ამ მოდელში სტრატიფიკაცია განისაზღვრება ხარისხობრივი ფუნქციით და ფაქტიურად დამოკიდებულია ერთ პარამეტრზე. მომდევნო შრომაში ავტორებმა გაანალიზეს სტრატიფიკაციის ეფექტი მაგნიტობრუნვით არამდგრადობაზე რიცხვითი მეთოდების საშალებით (Blokland et al. 2005:2). ავტორების მიერ შემუშავებული სპეტრალური რიცხვითი მეთოდი საშუალებას იძლევა დადგინდეს არამდგრადობის ზრდის მაქსიმალური ინკრიმენტი ყველა სხვა ფიქისრებული პარამეტრის შემთვევაში. ჩატარებული რიცხვითი თვლები ადასტურებს მაგნიტობრუნვითი არამდრგადობის

არსებობას სტრატიფიცირებულ დისკებში პრინციპიალურად, თუმცა რიცხვითი თვლის სპექციფიკიდან გამომდინარე ანალიზი ჩატარებულია პარამეტრთა მცირე რაოდენობისათვის.

რადიალურად არაერთგვაროვანი დაუმაგნიტებელი ასტროფიზიკური დინების მდგრადობის ანალიზური განხილვა მოცემულია სტატიაში Tevzadze et al. 2010, სადაც განხილულია დისკის რადიალური ხარისხობრივი არაერთგვაროვნება ჰიდროდინამიკურ მიახლოებაში. სტატიაში ნაჩვენებია წრფივი შეშფოთებების ნორმირების წესი, რომელიც საშუალებას იძლევა გაიყოს შეშფოთებათა სპექტრალური და ხარისხობრივი მახასიათებლები. სწორედ ეს იდეა გამოიყენება წარდგენილ სამაგისტრო ნაშრომში, სადაც შეშფოთებათა რადიალური ნორმირების კანონი გამოყენებულია უკვე დამაგნიტებული დიფერენციულად მბრუნავი დინების შემთხვევაში. მეთოდი ეფუძვნება ნორმირების თავისუფალი პარამეტრების შემოყვანას, რომლებიც დამოკიდებულია შეუშფოთებელი დისკის კონფიგურაციაზე და კონრეტული მნიშვნელობები დგინდება სისტემის დისპერსიული თანაფარდობიდან.

წარმოდგენილი ნაშრომის პირველ ქვეთავში განხილულია ამოცანის ფიზიკური მოდელი. მოცემულია მაგნიტოჰიდროდინამიკის განტოლებები და წონასწორული დისკის კონფიგურაცია. განხილულია რადიალური სტრატიფიკაციის ზოგადი კანონი შეუშფოთებელი დისკის მოდელისათვის. მეორე ქვეთავი ეძღვნება წრფივ შეშფოთებათა ანალიზს. აქ შემოყვანილია რადილაურად ნორმირებული შეშფოთებები და განხილულია სხვადასხვა ფიზიკური მიახლობებები სრული ფურიე გაშლისა და წრფივი დისპერსიული თანაფარდობის მისაღებად. მესამე ქვეთავში ჩატარებულია წრფი შეშფოთებათა მდგრადობის ანალიზი. აქ გამოთვლილია რადიალური ნორმირების თავისუფალი პარამეტრები, რომლებიც საშუალებას იძლევიან გამარტივდეს მდგრადობის ანალიზი. მდგრადობის ანალიზი ჩატარებულია მეოთხე თავში. აქ დადგენილია როგორც არამდგრადობის ფიზიკური ხასიათი, ისე მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის ზრდის

ინკრიმენტის დამოკიდებულება სხვადასხვა ფიზიკურ პარამეტრებზე ანალიზურად. ნაშრომი შეჯამებულია მეხუთე თავში, სადაც დახასიათებულია არამდგრადობის ფიზიკური ხასიათი, განხილულია დისკის რადიალური სტრუქტურა და სტრატიფიკაციის ზეგავლენა რეალურ დაკვირვებად ობიექტებზე.

I. ფიზიკური მოდელი

რადიალურად სტრატიფიცირებული დამაგნიტებული აკრეციული დისკების მდგრადობის შესასწავლად ჩვენ ვიყენებთ მაგნიტოჰიდროდინამიკურ მიახლოებას. რადგანაც სტრატიფიკაციის კანონი დამოკიდებულია რადიალურ კოორდინატზე, მოსახერხებელია ამოცანის განხილვა ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში. ამ შემთხვევაში სამგანზომილებიანი მ.ჰ.დ. სისტემის განტოლებები მიიღებენ შემდეგ სახეს:

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}\rho=-\rho(\vec{\nabla}\vec{V}) \tag{1}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}V_r-\frac{V_\varphi^2}{r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial r}\left(p+\frac{B^2}{8\pi}\right)+\frac{1}{4\pi\rho}\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)B_r-\frac{B_\varphi^2}{4\pi\rho r}-\frac{\partial\vec{\phi}}{\partial r} \tag{2}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}V_\varphi+\frac{V_rV_\varphi}{r}=-\frac{1}{\rho r}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(p+\frac{B^2}{8\pi}\right)+\frac{1}{4\pi\rho}\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)B_\varphi+\frac{B_rB_\varphi}{4\pi\rho r} \tag{3}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}V_z=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left(p+\frac{B^2}{8\pi}\right)+\frac{1}{4\pi\rho}\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)B_z-\frac{\partial\vec{\phi}}{\partial z} \tag{4}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}B_r=\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)V_r-B_r(\vec{\nabla}\vec{V}) \tag{5}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}B_\varphi=\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)V_\varphi-B_\varphi(\vec{\nabla}\vec{V})+\frac{V_rB_\varphi-V_\varphi B_r}{r} \tag{6}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{V}\vec{\nabla})\right\}B_z=\left(\vec{B}\vec{\nabla}\right)V_z-B_z(\vec{\nabla}\vec{V}) \tag{7}$$

$$(\vec{\nabla}\vec{B}) = 0. \tag{8}$$

სადაც **V** დინების კინემატიკური სიჩქარეა, **B** მაგნიტური ველი, ρ და p გარემოს სიმკვრივე და წნევა, ხოლო ϕ გრავიტაციული პოტენციალი. მაგნიტოჰიდროდინამიკური სისტემა შედგება უწყვეტობის (1), მოძრაობის (2–4), მაგნიტური ველის ჩაყინულობის (5–7) და მაქსველის (8) განტოლებისაგან.

სისტემის მდგრადობის შესასწავლად ჩვენ ვიყენებთ წრფივი მდგრადობის სპექტრალურ ანალიზს. ამისათვის ფიზიკური ცვლადებიდან ჩვენ უნდა გამოვყოთ შეშფოთებული და შეუშფოთებელი მდგომარეობები. რადიალური სტრატიფიკაციის ეფექტების შესასწავლად ავიღოთ სისტემის განზოგადოებული შეუშფოთებელი მდგომარეობა, რომელშიც რადიალურ სტრატიფიკაციას ექნება ხარისხობრივი ფორმა:

$$\overline{\Sigma}(r) = \Sigma_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_\Sigma}, (\Sigma \equiv \rho). \tag{9}$$

$$\overline{p}(r) = p_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_p} \tag{10}$$

$$\overline{B}_\varphi(r) = B_{0\varphi}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_B} \tag{11}$$

$$\overline{B}_z(r) = 0 \tag{12}$$

$$\overline{B}_r(r) = 0 \tag{13}$$

$$\overline{V}_{\varphi}(r) = \overline{\Omega} r \qquad (14)$$

$$\overline{V}_{r}(r) = 0 \qquad (15)$$

$$\overline{V}_{\varphi}(r) = 0 \ . \qquad (16)$$

ნულოვანი ინდექსები აღნიშნავენ ფიზიკური ცვლადების მნიშვნელობებს $r=r_0$ რადიუსზე დისკში. დავუშვათ დისკის მატერია ემორჩილება ცენტრალური ობიექტის გრავიტაციის ძალას და ბრუნავს კეპლერული კანონის მიხედვით. ამ შემთხვევაში მატერია ბრუნავს დიფერენციალურად, ანუ ბრუნვის კუთხური სიჩქარე დამოკიდებულია რადიუსზე შემდეგი კანონით:

$$\overline{\Omega}(r) = \Omega_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-q} \qquad (17)$$

სტანდარტულ შემთხვევაში მატერიის ბრუნვა ემორჩილება კეპლერის კანონს და შესაბამისად q=3/2. ამ შემთხვევაში ჩვენ დავუშვით რომ ცენტრალური ობიექტის გრავიტაცია დომინირებს დისკის მატერიის თვითგრავიტაციის ძალებზე, რაც ფიზიკურად გამართლებული მიახლოებაა მასიური კომპაქტური ობიექტების ირგვლივ აკრეციული დისკების დინამიკის შესწავლისას.

როგორც ცხადყოფენ განტოლებები (9–16) ჩვენ ვიხილავთ მკაცრად აზიმუტალურ დინებას, რომელიც მოთავსებულია აზიმუტალურ მაგნიტურ ველში. სიჩქარის რადიალური მდგენელი განიხილება როგორც წონასწორული მდგომარეობის შეშფოთება. დინების წნევა და მაგნიტური ველი დამოკიდებულია რადიალურ კოორდინატზე ხარისხობრივი კანონით. . აღსანიშნავია სტრატიფიკაციის β პარამეტრები, რომლებიც ზოგად შემთვევაში

იძლევიან სტრატიფიკაციის განსხვავებულ კანონებს სხვადასხვა ფიზიკური სიდიდეებისათვის.

ანალოგიური ამოცანა განხილულ იქნა Blokland et al. 2005:2-ში, თუმცა წარმოდგენილ ნაშრომში განხილული ამოცანა უფრო ზოგადია. Blokland et al. 2005:2-ში დინების მდგრადობა შესწავლილია რიცხვითი მეთოდების საშუალებით. ამ უკანასკნელ შრომაში დისკის სტრატიფიკაცია პარამეტრიზირებულია და დამოკიდებულია ერთ პარამეტრზე. ამ მხრივ წარმოდგენილი ნაშრომი უფრო ზოგადია, რადგანაც სტრატიფიკაციის სამი პარამეტრი ფორმალურად ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელია. შედეგის მიღების შემდეგ ჩვენ დავუბრუნდებით Blokland et al. 2005:2 ფორმის ერთ პარამეტრიან სტრატიფიკაციას რათა გავამარტივოთ შედეგების პრეზენტაცია და მოვახდინოთ არსებულ რიცხვით შედეგებთან პირდაპირი შედარება.

განხილული რადიალურად არაერთგვაროვანი დისკის მოდელი ეფუძვნება აკრეციული დისკების ე.წ. თვით–მსგავს (self-similar) მოდელს რომელიც პირველად მოცემული იქნა შრომაში Spruit et al. (1987). ამ მხრივ მიღებულ შედეგებს შესაძლებელია ქონდეთ უფრო ზოგადი მნიშვნელობა ვიდრე კონკრეტულად მაგნიტობრუნვითი არამგდრადობის თვისებების შესწავლა სტრატიფიცირებულ გარემოში. აკრეციული დისკის თვით–მსგავსი ნოკფიგურაცია წარმოადგენს ჩვენს მიერ განხილული შეუშფოთებელი მდგომარებოის (განტოლებები 9–16) ერთ–ერთ კერძო შემთხვევას.

II. წრფივი შეშფოთებები

წრფივ შეშფოთებათა ანალიზი გულისხმობს ფიზიკური ცვლადების განცალებას შეუშფოთებელ და შეშფოთებულ ნაწილებად და შემდგომ მცირე ამპლიტუდის შეშფოთებების დინამიკის შესწავლას. ამოცანის წრფივობა მიიღწევა შეშფოთებების წონასწორულ სიდიდეებთან ფარდობის სიმცირით, რაც საშუალებას გვაძლევს სიმცირის გამო უგულვებელყოთ არაწრფივი წევრები. შემოვიყვანოთ წრფივი შეშფოთებები შემდეგნაირად:

$$\Sigma(r,\varphi,z)=\overline{\Sigma}(r)+\Sigma'(r,\varphi,z),(\Sigma\equiv\rho). \tag{18}$$

$$p(r,\varphi,z)=\overline{p}(r)+p'(r,\varphi,z) \tag{19}$$

$$V_\varphi(r,\varphi,z)=\overline{\Omega}(r)r+V_\varphi'(r,\varphi,z) \tag{20}$$

$$V_r(r,\varphi,z)=V_r'(r,\varphi,z) \tag{21}$$

$$V_z(r,\varphi,z)=V_z'(r,\varphi,z) \tag{22}$$

$$B_\varphi(r,\varphi,z)=\overline{B}_\varphi(r)+B'(r,\varphi,z) \tag{23}$$

$$B_r(r,\varphi,z)=B'(r,\varphi,z) \tag{24}$$

$$B_z(r,\varphi,z)=B'(r,\varphi,z) \tag{25}$$

სტანდარტული წრფივი ანალიზისაგან განსხვავებით Tevzadze et. al (2010)–ის ანალოგიურად შემოვიტანოთ რადიალურად ხარისხობრივი კანონით ნორმირებული შეშფოთებები:

$$\Sigma'(\vec{r}) = \hat{\Sigma}(\vec{r})\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\delta_\Sigma}, (\Sigma \equiv \rho). \tag{26}$$

$$p'(\vec{r}) = \hat{p}(\vec{r})\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\delta_p} \tag{27}$$

$$\vec{V}'(\vec{r}) = \hat{\vec{V}}(\vec{r})\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\delta_v} \tag{28}$$

$$B'_{\varphi,r,z}(\vec{r}) = \hat{B}_{\varphi,r,z}(\vec{r})\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\delta_B} \tag{29}$$

სადაც δ პარამეტრები არიან ნორმირების თავისუფალი პარამეტრები. მათი ფორმის დაზუსტება საშუალებას მოგვცემს გავამარტივოთ ამოცანის აღწერა მოგვიანებით. ნორმირების ხარისხობრივი კანონი ნაკარნახებია შეუშფოთებელ მდგომარეობაში ფიზიკური სიდიდეების რადიალურად ხარისხობრივი განაწილებით.

(26–29) ფორმით ნორმირებული შეშფოთებებისა და (9–16) შეუშფოთებელი მდგომარეობის მ.ჰ.დ. განტოლებებში ჩასმით მივიღებთ წრფივ შეშფოთებათა დინამიკის აღმწერ კერძო წარმოებულებიან დიფერენციალურ განტოლებათა შემდეგ სისტემას:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{V}_z}{\partial z}\rho_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_\Sigma-\delta_V+\delta_\Sigma} + \rho_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\delta_V-\beta_\rho+\delta_\rho}\left[\frac{\partial \hat{V}_r}{\partial r} + \frac{-\beta_\rho-\delta_V+1}{r}\hat{V}_r\right] = 0 \tag{30}$$

$$\frac{\partial \hat{V}_r}{\partial t} - 2\Omega_0 \hat{V}_\varphi \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q} + \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta_\rho - \delta_p + \delta_V} \left[\frac{\partial \hat{p}}{\partial r} - \frac{\hat{p}\delta_p}{r}\right] + \frac{B_{\varphi 0}}{4\pi\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta_\rho - \beta_B - \delta_B + \delta_V} \left[\frac{\partial \hat{B}_\varphi}{\partial r} + \frac{-\beta_B - \delta_B + 2}{r}\hat{B}_\varphi\right] -$$

$$- \frac{\hat{\rho}}{\rho_0^2 r_0}\left[-p_0\beta_p\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2\beta_\rho - \beta_p - \delta_\rho + \delta_V - 1} - \frac{B_{\varphi 0}^2 \beta_B}{4\pi}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2\beta_\rho - 2\beta_B - \delta_\rho + \delta_V - 1} + \frac{B_{\varphi 0}^2}{4\pi}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2\beta_\rho - 2\beta_B - \delta_\rho + \delta_V - 1}\right] = 0 \qquad (31)$$

$$\frac{\partial \hat{V}_\varphi}{\partial t} + (2-q)\Omega_0 \hat{V}_r \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q} + \frac{B_{\varphi 0}(\beta_B - 1)\hat{B}_r}{4\pi\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta_\rho - \beta_B - \delta_B + \delta_V} = 0 \qquad (32)$$

$$\frac{\partial \hat{V}_z}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_\rho - \delta_p + \delta_V} \frac{\partial \hat{p}}{\partial z} + \frac{B_{\varphi 0}}{4\pi\rho_0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{+\beta_\rho - \beta_B - \delta_B + \delta_V} \frac{\partial \hat{B}_\varphi}{\partial z} = 0 \qquad (33)$$

$$\frac{\partial \hat{B}_r}{\partial t} = 0 \qquad (34)$$

$$\frac{\partial \hat{B}_\varphi}{\partial t} + B_{\varphi 0}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_B + \delta_B - \delta_V}\left[-\frac{\beta_B + \delta_V}{r}\hat{V}_r + \frac{\partial \hat{V}_r}{\partial r}\right] + q\Omega_0 \hat{B}_r \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q} + B_{\varphi 0}\frac{\partial \hat{V}_z}{\partial z}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta_B + \delta_B - \delta_V} = 0 \qquad (35)$$

$$\frac{\partial \hat{B}_z}{\partial t} = 0 \qquad (36)$$

$$\frac{\partial \hat{B}_r}{\partial r} + \frac{(1-\delta_B)\hat{B}_r}{r} + \frac{\partial \hat{B}_z}{\partial z} = 0 \qquad (37)$$

აღნიშნული სისტემის მისაღებად უგულვებეყოფილია შეშფოთებების მიმართ არაწრფივი წევრები.

ზოგადად ამ ტიპის კერძო წარმოებულიან დიფერენციალურ განტოლებათა სისტემის ამოხსნა შესაძლებელია მხოლოდ რიცხვითი მეთოდების გამოყენებით. ანალიზური შედეგის მისაღებად გამოვიყენოთ რამოდენიმე ფიზიკური მიახლოება, რომელიც გაამარტივებს ანალიზს, მაგრამ შეინარჩუნებს მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის ფიზიკურ თვისებებს.

ამ მიახლოებებიდან პირველია ღერძულად სიმეტრიული შეშფოთებების განხილვა. მათემატიკურ ენაზე ეს ნიშნავს რომ შეშფოთებული სიდიდეები არ არიან დამოკიდებულნი აზიმუტალურ კოორდინატზე. შესაბამისად ყველა ფიზიკური სიდიდისათვის გამოვიყენეთ:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \equiv 0 \tag{38}$$

ზოგადად მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობა შესაძლებელია განვითარდეს როგორც ღერძულად სიმეტრიული, ასევე არასიმეტრიული შეშფოთებების საშუალებით. თუმცა, არამდგრადობის ძირითადი თვისების მიხედვით იგი ღერძულად სიმეტრიულია (იხ. Balbus & Hawley 1992). ამ მხრივ გამოყენებული მიახლოება ინარჩუნებს არამდგრადობას და ამავე დროს მნიშვნელოვნად ამარტივებს მათემატიკურ ფორმალიზმს.

მეორე მიახლოება სპექტრალური ამოცანის ამოხსნის გზაზე არის ე.წ. ლოკალური მიახლოება. ამ შემთხვევაში ვიხილავთ მცირემასშტაბოვან შეშფოთებებს, როდესაც შეშფოთების მახასიათებელი ზომა გაცილებით ნაკლებია ცენტრამდე რადიუსთან შედარებით. ამ შემთხვევაში ცვლადი რადიალური კოორდინატისათვის სამართლიანია პირობა:

$$\frac{r - r_0}{r} << 1. \tag{39}$$

ამ პირობის საშუალებით ჩვენ შეგვიძლია რადიალურ კოორდინატზე ცხადი სახით დამოკიდებულების უგულვებელყოფა და მდგრადობის შესწავლა ფიქსირებულ r_0 რადიუსზე. ამ მიახლოებებში სისტემა (30–37) მარტივდება ისეთი ფორმით, რომ აღარ შეიცავს კოორდინატზე ცხადი სახით დამოკიდებულ პარამეტრებს. ამ შემთხვევაში შესაძლებელი ხდება წრფივ შეშფოთებათა დინამიკის არმწერი განტოლებების ანალიზი სრული ფურიე გაშლის საშალებით, როდესაც:

$$\Psi(r,t) \sim \Phi(k,\omega)\exp(i\omega t - ik_r r - ik_z z) \qquad (40)$$

სადაც Ψ და Φ შეშფოთებების განზოგადოებული ვექტორებია რეალურ და ფაზურ სივრცეებში.

ფურიე გაშლა საშუალებას გვაძლევს დიფერენციალური განტოლებათა სისტემიდან გადავიდეთ კომპლექსურ ალგებრულ სისტემაზე წრფივ შეშფოთებათა ჰარმონიკებისათვის, სადაც სივრცული და დროითი წარმოებულები შესაბამისად იცვლება ტალღური რიცხვებითა და სიხშირით:

$$i\omega\rho'' + \frac{\rho_0\left(1-\beta_\rho-\delta_V-ik_r r_0\right)}{r_0}V_r'' - ik_z\rho_0 V_z'' = 0 \qquad (38)$$

$$i\omega V_r'' - 2\Omega V_\varphi'' - \frac{ik_r P''}{\rho_0} - \frac{\delta_P P''}{\rho_0 r_0} + \frac{P_0\beta_P\rho''}{\rho_0^2 r_0} - \frac{ik_r B_{\varphi 0}}{4\pi\rho_0}B_\varphi'' + \\ + \frac{(\beta_B-1)B_{\varphi 0}^2}{4\pi\rho_0^2 r_0}\rho'' + \frac{B_{\varphi 0}\left(2-\beta_B-\delta_B\right)}{4\pi\rho_0 r_0}B_\varphi'' = 0 \qquad (39)$$

$$i\omega V_\varphi'' + (2-q)\Omega_0 V_r'' + \frac{B_{\varphi 0}(\beta_B-1)B_r''}{4\pi\rho_0} = 0 \qquad (40)$$

$$i\omega V_z''-ik_z\frac{p''}{\rho_0}-ik_z\frac{B_{\varphi 0}B_\varphi''}{4\pi\rho_0}=0 \tag{41}$$

$$B_r''=0 \tag{42}$$

$$i\omega B_\varphi''-B_{\varphi 0}\frac{ik_r r_0+\beta_B+\delta_V}{r_0}V_r''+q\Omega_0 B_r''-ik_z B_{\varphi 0}V_z''=0 \tag{43}$$

$$-ik_r B_r''+\frac{(1-\delta_B)B_r''}{r}-ik_z B_z''=0, \tag{44}$$

ზოგადად, ფურიე ჰარმონიკები და მათი დინამიკის აღმწერი განტოლებებიც კომპლექსურია, ხოლო X სივრცეში მოცემული ფიზიკური ცვლ;ადები კი რეალური.

გამოვიყენებთ რა ადიაბატური კუმშვადობის პირობას:

$$p''=c_s^2\rho''$$

და რადიალური და აზიმუტალური სიჩქარის შეშფოთებების კავშირს

$$V_r''=-\frac{i\omega}{(2-q)\Omega_0}V_\varphi''$$

სისტემა (38–44) შესაძლებელია ამოიხსნას ანალიზურად. ამ შემთხვევაში ამოხსნადობის პირობა მოიცემა ე.წ. დისპერსიის განტოლებით, რომელიც ზოგადად აღწერს წრფივ შეშფოთებათა დინამიკას განხილულ მიახლოებებში:

$$\omega^4 + \left(a_1 + ib_1\right)\omega^2 + a_2 + ib_2 = 0 \quad , \tag{45}$$

სადაც დისპერსიაში გამოყენებული პარამეტრები მოიცემა შემდეგი სახით:

$$a_1 = -\kappa^2 - \left(V_A^2 + c_s^2\right)k^2 - \frac{V_A^2}{r_0^2} s_1 \tag{55}$$

$$s_1 \equiv \beta_B - \delta_B - \beta_\rho + 1 + \beta_\rho \beta_B + \beta_\rho \delta_B - \beta_B^2 - \beta_B \delta_B + 2\beta_B \delta_V + 2\delta_B \delta_V - \beta_\rho \delta_V - 3\delta_V^2 + \frac{c_s^2}{V_A^2} \times$$
$$\times \left(\frac{\beta_P}{\gamma} - \delta_P\right)\left(\beta_\rho + 3\delta_V - 1\right) \tag{56}$$

$$b_1 = i\frac{k_r V_A^2}{r_0} s_{12} \tag{57}$$

$$s_{12} \equiv \beta_B + \delta_B + \delta_V - 1 + \frac{c_s^2}{V_A^2}\left(\beta_\rho + 3\delta_V - 1 + \delta_P - \frac{\beta_P}{\gamma}\right) \tag{58}$$

$$a_2 = k_z^2 \kappa^2 \left(V_A^2 + c_s^2\right) + \frac{V_A^2 k_z^2 c_s^2}{r_0^2} s_2 \tag{59}$$

$$s_2 \equiv \beta_B - \delta_B - 2\beta_\rho + 2 + \beta_\rho \beta_B + \beta_\rho \delta_B - \beta_B^2 - \beta_B \delta_B - 4\delta_V + 2\beta_B \delta_V + 2\delta_B \delta_V - \left(1 - \beta_\rho + \beta_B - 2\delta_V\right) \times$$
$$\times \left(\frac{\beta_P}{\gamma} - \delta_P + \frac{\beta_B - 1}{2\pi\gamma\beta}\right) \tag{60}$$

$$b_2 = 0 \tag{61}$$

ზოგადად, დისპერსიული განტოლების (45) ამონახსნი აღწერს წრფივ შეშფოთებათა ევოლუციის ხასიათს დროში. ამ კომპლექსური მეოთხე რიგის განტოლების ამონახსნმა უნდა აღწეროს ორი მეორე რიგის მოდა: მაღალსიხშირული და დაბალსიხშირული. არამდგრადობის პირობა ნიშნავს რომ სიხშირე უნდა იყოს წარმოსახვითი, ან უნდა

გააჩნდეს მნიშვნელოვანი წარმოსახვითი ნაწილი. ეს ნიშნავს რომ სიხშირის კვადრატი არის წარმოსახვითი ან უარყოფითი. მოცემული ნაშრომის მიზანია მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის შესწავლა, ამიტომ ჩვენ უგულვებელყოფთ მაღალსიხშიროვან მოდას და შევეცდებით გავარკვიოთ დაბალსიხშიროვანი ამონახსნის თვისებები.

ამოცანის გასამარტივებლად მოვახდინოთ სიმრუდის უგულვებელყოფა. ამ შემთხვევაში უნდა ჩავატაროთ ტალღური რიცხვის ისეთი შერჩევა, რომელიც მრუდწირულ წარმოებულს გადაიყვანს მართკუთხა წარმოებულში:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rf) = \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right) f \to \frac{\partial f}{\partial r}\,.$$

აღნუშნული პირობა რაც ლოკალურ მიახლოებასა და ტალღური რიცხვების სივრცეში მოგვცემს შედეგ გარდაქმნას რადიალური ტალღური რიცხვისათვის:

$$k_r \to k_r - \frac{i}{2r_0} \tag{62}$$

ამ პირობის გამოყენებით ვიღებთ კომპლექსური დისპერიის ფორმას (იხ. განტოლება 45), სადაც პარამეტრების ახალი მნიშვნელობებია:

$$a_1 = -\kappa^2 - \left(V_A^2 + c_s^2\right)\left(k^2 - \frac{1}{4r_0^2}\right) + \frac{V_A^2}{2r_0^2}(s_3 - 2s_1) \tag{63}$$

$$s_3 \equiv \beta_B + \delta_B + \delta_V - 1 + \frac{c_s^2}{V_A^2} \tag{64}$$

$$s_1 \equiv \beta_B - \delta_B - \beta_\rho + 1 + \beta_\rho \beta_B + \beta_\rho \delta_B - \beta_B^2 - \beta_B \delta_B + 2\beta_B \delta_V + 2\delta_B \delta_V - \beta_\rho \delta_V - 3\delta_V^2 + \frac{c_s^2}{V_A^2} \times$$

$$\times \left(\frac{\beta_P}{\gamma} - \delta_P \right) \left(\beta_\rho + 3\delta_V - 1 \right) \qquad (65)$$

$$b_1 = i \frac{k_r V_A^2}{r_0} s_4 \qquad (66)$$

$$s_4 \equiv \beta_B + \delta_B + \delta_V + \frac{c_s^2}{V_A^2} \left(\beta_\rho + 3\delta_V + \delta_P - \frac{\beta_P}{\gamma} \right) \qquad (67)$$

ხოლო a და b პარამეტრების ფორმა არ იცვლება:

$a_2 \to a_2$, $b_2 \to b_2 = 0$.

მიღებული დისპერსია აღწერს წრფივ შეშფოთებათა სპექტრალურ მახასიათებლებს ცილინდრულ მაგნიტოჰიდრონდინამიკურ პლაზმაში ლოკალური ღერძულად სიმეტრიული შეშფოთებებისათვის. სრტათიფიკაციით წევრები გაერთიანებულია s პარამეტრით აღნიშნულ წევრებში. საინტერესოა რომ მიღებული დისპერსია აღწერს არა მხოლოდ მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის მოდიფიკაცია, არამედ მაღალსიხშიროვანი მაგნიტობგერითი მოდის ცვლილებასაც.

დისპერსიის განტოლების კომპლექსური ამონახსნი ზოგადად უნდა აღწერდეს როგორც მოდის საკუთარ ჰარმონიულ (პერიოდულ ან ექსპონენციალურ) ცვალებადობას, ისე ფონურ, ალგებრულ (ხარისხობრივ) ცვალებადობას. ხარისხობრივი ფუნქციებისათვის ფურიე ანალიზი, ანუ ჰარმონიული მეთოდით აღწერის გზა არ არის ოპტიმალური მეტოდი. ამ გზას მივყავართ კომპლექსურ ამონახსნებამდე მცირე კომპლექსური ნაწილით. ამ შემთხვეაში რთულდება სიხშირის კომპლექსური კომპონენტების იდენტიფიკაცია: ძნელია ერთმანეთისაგან განვასხვავოთ თუ რა ნაწილია გამოწვეული მაგნიტობრუნვითი

არამდგრადობით, ხოლო რა ნაწილი ფონური ზემოქმედებით. სწორედ ამ განცალების გასაკეთებლად შესაძლებელია ნორმირების პარამეტრების შერჩევის წესის დადგენა. ამისათვის, მდგრადობის ანალიზი ჩავატაროთ წინასწარ შერჩეული ხარისხობრივი ნორმირების პარამეტრების შემთხვევაში.

III. შეშფოთებების ნორმირების კანონი

წრფივი მდგრადობის ანალიზის გასამარტივებლად მივმართოთ თავისუფალი პარამეტრების შერჩევის წესს, რომლებიც შემოვიღეთ წრფივი შეშფოთებების ხარისხობრივი ნორმირებისას. ჩვენი ამოცანაა დისპერსიული განტოლების კომპექსური პარამეტრების განულება, ე.ი. გვინდა b_1-ის ნულთან ტოლობა. ამისთვის ვიყენებთ შესაძლებელი სამი პირობიდან (δ-ებისათვის) ორს (b_1-ის ნულთან ტოლობა გვინდა β-სგან დამოუკიდებლად). შესაბამისად გვაქვს:

$$\delta_B = -\beta_B - \delta_V$$

$$\delta_P = -\beta_\rho + \frac{\beta_P}{\gamma} - 3\delta_V \tag{68}$$

ასეთი ნორმირების პირობებში დისპერსიული განტოლება მარტივდება და იღებს შემდეგ სახეს:

$$\omega^4 + a_1\omega^2 + a_2 = 0 \tag{69}$$

სადაც ყველა კოეფიციენტი რეალურია:

$$a_1 = -\kappa^2 - \left(V_A^2 + c_s^2\right)\left(k^2 - \frac{1}{4r_0^2}\right) + \frac{V_A^2}{2r_0^2}\left(\frac{c_s^2}{V_A^2} - 3 - 3\beta_B - 2\delta_V + 2\beta_\rho - 2\beta_B\delta_V + 4\beta_\rho\delta_V + 10\delta_V^2\right), \tag{70}$$

$$a_2 = k_z^2\kappa^2\left(V_A^2 + c_s^2\right) + \frac{V_A^2 k_z^2 c_s^2}{r_0^2} s_2 \tag{71}$$

და

$$s_2 \equiv 2 + 2\beta_B - 2\beta_\rho - \beta_\rho\delta_V + \beta_B\delta_V - 3\delta_V - 2\delta_V^2 - \left(1 - \beta_\rho + \beta_B - 2\delta_V\right) \quad , \qquad (72)$$

ხოლო $V_A^2 = \dfrac{B_{\varphi 0}^2}{4\pi\rho_0}$ ალვენის და $c_s^2 = \dfrac{\gamma P_0}{\rho_0}$ ბგერის სიჩქარეებია.

აღნიშნულ ფორმალიზმში a კოეფიციენტები განისაზღვრებიან გარემოს ფიზიკური პარამეტრებით, ხოლო s პარამეტრი სტრატიფიკაციის მახასიათებელი ხარისხის მაჩვენებლებით.

დარჩენილი ერთი თავისუფლების ხარისხი გამოვიყენოთ მესამე ნორმირების პარამეტრის დასადგენად. ეს პირობა გაანულებს s_2-ის ბოლო წევრს და შესაბამისად s_2-ში აღარ გვექნება პლაზმურ β-ზე ცხადი სახით დამოკიდებულება:

$$\delta_V = \frac{1}{2} - \frac{\beta_\rho}{2} + \frac{\beta_B}{2},$$

ამ პირობის გამოყენებით მივიღებთ დისპერსიის კოეფიციენტების ახალ სახეს:

$$a_1 = \kappa^2 + \left(V_A^2 + c_s^2\right)\left(k^2 - \frac{3}{4r_0^2}\right) - \frac{V_A^2}{4r_0^2}(3\beta_B^2 + \beta_\rho^2 - 4\beta_B\beta_\rho - 5), \qquad (73)$$

$$a_2 = k_z^2\kappa^2\left(V_A^2 + c_s^2\right),$$

ხოლო s_2 ავტომატურად განულდა.

გარდა ამისა, ახლა უკვე შეგვიძლია δ პარამეტრები გამოვსახოთ β_B -ს β_ρ -ს და β_P -ს ხარისხობრივი სტრატიფიკაციის მაჩვენებლების საშუალებით:

$$\delta_B = -\frac{3}{2}\beta_B + \frac{1}{2}\beta_\rho - \frac{1}{2} \quad , \tag{74}$$

$$\delta_P = -\frac{3}{2}\beta_B + \frac{1}{2}\beta_\rho + \frac{\beta_P}{\gamma} - \frac{3}{2}, \tag{75}$$

$$\delta_V = \frac{1}{2} - \frac{\beta_\rho}{2} + \frac{\beta_B}{2} \quad , \tag{76}$$

$$\delta_\Sigma = \delta_P \quad . \tag{77}$$

საბოლოოდ, წრფივ შეშფოთებათა რადიალური ნორმირების წესი გამოითვლება შეუშფოთებელი მბრუნავი დისკური მატერიის რადიალური არაერთგვაროვნების პარამეტრების საშუალებით. ამ შემთხვევაში მიღებული წრფივი შეშფოთებების ჰარმონიული ნაწილები აღარ შეიცავენ ფონურ ზემოქმედებას და შესაძლებელი ხდება მათი სტანდარტული ფურიე ანალიზის საშუალებით შესწავლა. ასეთი წრფივი შეშფოთებები მარტივად აღიწერებიან პერიოდული და ექსპონენციალური ფუნქციების საშუალებით და მათი დისპერსიული თანაფარდობა აღარ შეიცავს ფონური ზემოქმედების არტიფაქტებს.

(74-77) განტოლებების გამოყენებით შესაძლებელი ხდება დისპერსიული განტოლების გადაწერა რეალური კოეფიციენტებში. ასეთი ჩაწერა მნიშვნელოვნად ამარტივებს ამოცანის სპექრტალურ აღწერას და შესაბამისად სტრატიფიკაციის ეფექტების ანალიზურ შესწავლას მაგნიტობრუნვით არამდგრადობაზე. ცხადია ზოგადად ნებისმიერი ბეტა პარამეტრები არ შეესაბამებიან წონასწორულ კეპლერულ დისკის მდგომარეობას. თუმცა, ჩვენ ვინარჩუნებთ

ზოგად ფორმალიზმს რათა განვიხილოთ არა მხოლოდ ერთ პარამეტრზე დამოკიდებული რადიალური სტრატიფიკაცია (იხ. Blokland et al. 2005), არამედ სხვა შესაძლო კონფიგურაციებიც.

IV. მდგრადობის ანალიზი

არამდგრადობის თვისებების დასადგენად ამოვხსნათ დაყვანილი დისპერსიული განტოლება (69). სტადნრარტული ამონახსნი ზოგადი ფორმით ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\omega^2 = \frac{a_1}{2} \pm \sqrt{\frac{a_1^2}{4} - a_2} \tag{78}$$

ექსპონენციალური არამდგრადობისათვის საჭიროა რომ სიხშირე იყოს წარმოსახვითი სიდიდე, ანუ $\omega^2 < 0$. იმის გათვალისწინებით რომ a_1 დადებითი სიდიდეა და ამონახსნის კვარდატისათვის სამართლიანია პირობა: $\omega^2 > 0$. ეს ნიშნავს რომ მოცემული დისპერსიულ განტოლებას არ გააჩნია მხოლოდ ექსპონენციალურად არამდგრადი ამონახსნი.

ამ შემთხვევაში უნდა განვიხილოთ ე.წ. შერეული ტიპის არამდგრადობა და ვეძებოთ მამონახსნი ასეთი ფორმით:

$$\omega \equiv \omega_1 - i\sigma\,.$$

ამ შემთხვევაში (78)–ის გამოყენებით მივიღებთ რომ:

$$\sigma = \left[\frac{\sqrt{V_A^2 + c_s^2}}{2} \kappa k_z - \frac{\kappa^2}{4} - \frac{V_A^2}{r_0^2} \frac{3\beta_B^2 + \beta_\rho^2 - 4\beta_B\beta_\rho - 5}{16} - \frac{1}{4}(V_A^2 + c_s^2)\left(k^2 - \frac{3}{4r_0^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \tag{79}$$

და

$$\omega_1 = \left[\frac{\sqrt{V_A^2 + c_s^2}}{2} \kappa k_z + \frac{\kappa^2}{4} + \frac{V_A^2}{r_0^2} \frac{3\beta_B^2 + \beta_\rho^2 - 4\beta_B\beta_\rho - 5}{16} + \frac{1}{4}(V_A^2 + c_s^2)\left(k^2 - \frac{3}{4r_0^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \tag{80}$$

ხოლო არამდრგადობის პირობა ჩაიწერება დისკრიმინანტის უარყოფითი ნიშნის პირობით:

$$\frac{a_1^2}{4} < a_2 \,.$$

ჩვენი დისპერსიის შემთხვევაში ეს უკანასკნელი პირობა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\Delta_r + \Omega_0^2 + \left(c_s^2 + V_A^2\right)\left(k^2 - \frac{3}{4r_0^2} \right) < 2\kappa k_z \sqrt{c_s^2 + V_A^2} \,, \tag{81}$$

სადაც სტრატიფიკაციით გამოწვეული მოდიფიკაციის წევრი ჩაიწერება როგორც:

$$\Delta_r = -\frac{1}{4}\left(3\beta_B^2 + \beta_\rho^2 - 4\beta_B\beta_\rho - 5\right)\frac{V_A^2}{r_0^2} \,. \tag{82}$$

კლასიკური მაგნიტობრუნვითი არამგრადობის პირობასთან შედარებით

$$\Omega_0^2 + \left(c_s^2 + V_A^2\right)\left(k^2 - \frac{3}{4r_0^2} \right) < 2\Omega_0 k_z \sqrt{c_s^2 + V_A^2} \tag{83}$$

(81)–ე განტოლება ცხადყოფს რადიალური სტრათიფიკაციის ზემოქმედების ხასიათს. დელტას წევრი გამოიწვევს სტაბილიზაციას თუ $\Delta_r > 0$, და დესტაბილიზაციას თუ $\Delta_r < 0$. ზოგადი სტრატიფიკაციის შემთხვევაში მაგნიტობრუნვით არამდგრადობაზე ზეგავლენა განისაზღვრება (82)–ე განტოლებით და წონასწორული მდგომარეობის სტრატიფიკაციის ბეტა პარამეტრებით. წნევისა და მაგნიტური ველის სტრათიფიკაციით გამოწვეული ეფექტები განხილულია ნახ. 1-ზე ცალკ-ცალკე. ნაჩვენები ნახაზი გვაძლევს დელტა წევრის სიდიდეებს მუდმივი მაგნიტური ველისა და ცვლადი წნევის შემთხვევაში და პირიქით. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ზოგადად, მაგნიტური ველის სტრათიფიკაცია მეტ ზეგავლენად აზდენს დლეტა წევრის მოდულზე, წნევის სტრათიფიკაციასთან შედარებით.

წინა შრომებთან პირდაპირ შედარებისათვის გადავიდეთ ერთ პარამეტრიან სტრატიფიკაციის კანონზე (Blokland et al. 2005):

$$\beta_B = \frac{5+a}{4} \tag{84}$$

$$\beta_\rho = \frac{3+a}{2} \tag{85}$$

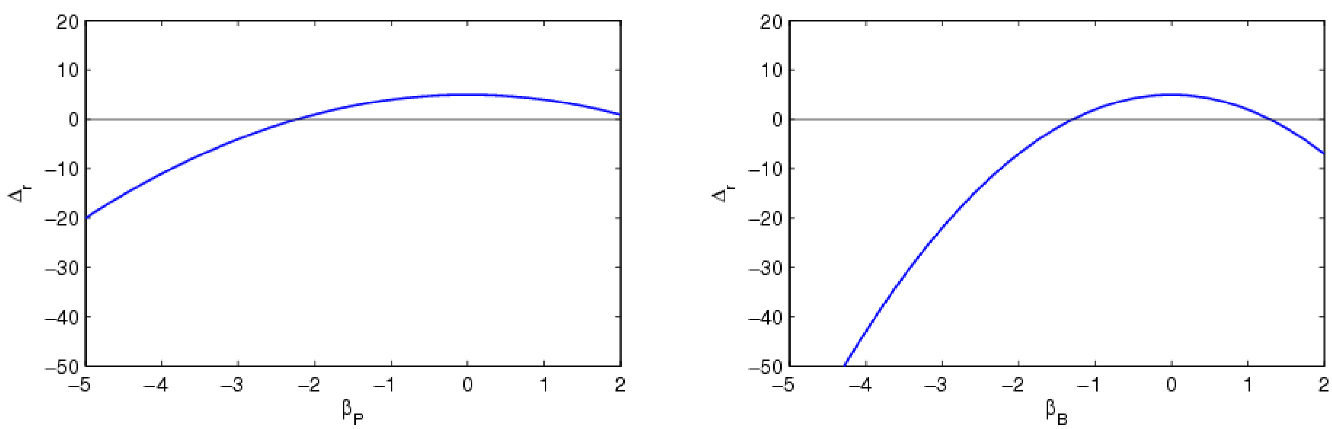
ამ შემთხვევაში სტრატიფიკაციით გამოწვეული დელტა წევრი მიიღებს შემდეგ სახეს (იხ. განტ. 82):

$$\Delta_r = \frac{(a+1)(a+9)}{16}\frac{V_A^2}{r_0^2} \quad . \tag{86}$$

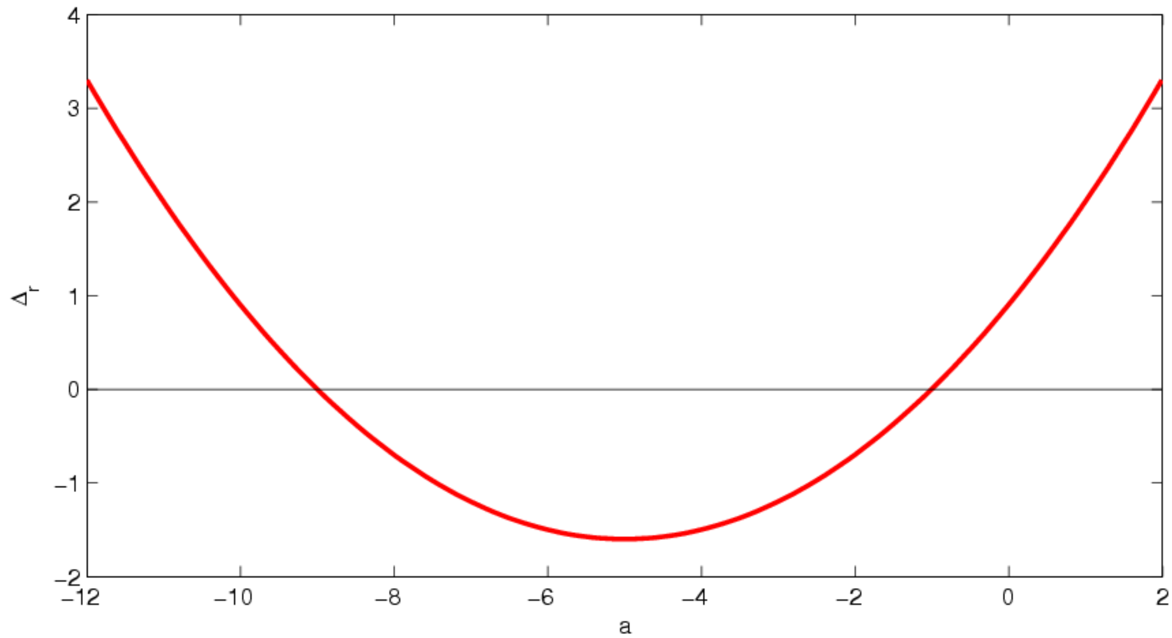
სტრატიფიკაციის პარამეტრის მნიშვნელობა დელტა წევრის ნიშანს და შესაბამისად არამდგრადობაზე ზემოქმედების ტიპს. ასე თუ

$$-9 < a < -1 \tag{87}$$

მაშინ დელტა წევრი უარყოფითია (ეხ. განტოლება 84 და ნახაზი 2) და მაგნიტობრუნვითი არამგრადობა განიცდის დესტაბილიზაციას, ანუ ამ ტიპის სტრატიფიკაციის დისკებში ტურბულენტობის სიმძლავრე მოიმატებს კლასიკურ მაგნიტობრუნვით არამდრგადობასთან შედარებით. საწინააღმდეგო შემთხვევაში ჩვენ გვექნება სტაბილიზაციის ეფექტი, რაც თავის მხრივ გამოიწვევს ტურბულენტობის ინტენსივობის კლებას და შესაძლებელია აკრეციის პროცესის შეჩერებას. შემგომში, (87)-ე განტოლებით განსაზღვრულ სტრათიფიკაციის კანონს პირობითად ვუწოდებთ სუსტ და ზომიერ სტრათიფიკაცია, მაშინ როცა ამ ინტერვალიდან გამოსულ სტრათიფიკაციის პარამეტრის შესაბამის დისკს - ძლიერად სტრათიფიცირებულ დისკს.



ნახაზი 1. წნევისა და მაგნიტური ველის სტრატიფიკაციით გამოწვეული ეფექტი მაგნიტობრუნვით არამდრგადობაზე. სტრათიფიკაციის გამოწვეული დელტა წევრი ნაჩვენებია რადიალურად ერთგვაროვანი მაგნიტური ველისა და ცვლადი წნევის შემთხვევაში მარცხენა გრაფიკზე, ხოლო მუდმივი წნევისა და რადიალურად არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველის შემთხვევაში მარჯვენა გრაფიკზე. მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნების ეფექტი დომინირებს წნევის არაერთგვაროვნების ეფექტზე როგორც ხარისხობრივი მაჩვენებლების ინტერვალიში, ისე შესწორების ამპლიტუდის თვალსაზრისით.



ნახაზი 2. სტრატიფიკაციით გამოწვეული შესწორების, დელტა წევრის დამოკიდებულება სტრატიფიკაციის a პარამეტრზე. შესწორების წევრის უარყოფითი ნიშანი, და ე.ი. არამდგრადობის გაძლიერება დაიკვირვება ინტევრალში $-9 < a < -1$. დანარჩენ უბნებში დელტა წევრი დადებითია და რადიალური სტრათიფიკაციის გამო ხდება მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის შესუსტება.

ბოლოს, გამოვიყვანოთ მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის პერიოდული და ექსპონენციალური ევოლუციის მახასიათებელი პარამეტრები შესაძლებელია დავითვალოთ (79,80) და (84,85) განტოლებების საშუალებით. შედეგად მივიღებთ ერთ a პარამეტრზე დამოკიდებულ დისპერსიის განტოლების ამონახსნებს:

$$\omega_1 = \left[\frac{\sqrt{1+2\pi\gamma\beta}}{2}\kappa k_z V_A + \frac{\kappa^2}{4} + \frac{V_A^2}{r_0^2}\frac{M_a}{4} + \frac{1}{4}\frac{V_A^2}{r_0^2}(1+2\pi\gamma\beta)(k^2 r_0^2 - 0.75)\right]^{\frac{1}{2}} , \qquad (88)$$

და

$$\sigma = \left[\frac{\sqrt{1+2\pi\gamma\beta}}{2} \kappa k_z V_A - \frac{\kappa^2}{4} - \frac{V_A^2}{r_0^2} \frac{M_a}{4} - \frac{1}{4} \frac{V_A^2}{r_0^2} (1+2\pi\gamma\beta)(k^2 r_0^2 - 0.75) \right]^{\frac{1}{2}} \quad , \qquad (89)$$

სადაც $\beta = {c_s^2}/{V_A^2}$ სტანდარტული პლაზმური პარამეტრია, ხოლო Ma სტრათიფიკაციით გამოწვეული შესწორება. აღნიშნული ამონახსნები აღწერენ მეოთხე რიგის დისპერსიის დაბალსიხშირულ, ან არამდგრად ამონახსნს. ანალოგიურად შესაძლებელია (იხ. განტოლება 78) მაღალსიხშირული მაგნიტობგერითი ამონახსნის მიღებაც. თუმცა, რადგან წარმოდგენილი სამუშაოს მიზანია მაგნიტობგერითი არამდგრადობის კვლევა, ჩვენ არ ვიხილავთ მაღალსიხშირულ მოდას.

სტრატიფიკაციით გამოწვეული დელტა წევრი არ არის დამოკიდებული ტალღურ რიცხვზე. ეს ნიშნავს რომ დისკის არაერთგვაროვნება ერთნაირად მოქმედებს სხვადასხვა მასშტაბის შეშფოთებაზე. ამ მხრივ, როგორც ჩანს, სტრათიფიკაციით გამოწვეული მოდიფიკაცია არ ცვლის მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის დისპერსიულ ხასიათს: იგი მხოლოდ ახდენს მისი სიმძლავრის ცვლილებას (მატებას ან კლებას). მეორეს მხრივ, მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობა უფრო ეფექტურია დიდმასშტაბოვანი შეშფოტებებისათვის (მცირე ტალღური რიცხვი, იხ. განტ. 83). ამ შემთხვევაში, მასშტაბზე დამოუკიდებელი შესწორება გამოიწვევს არამდგრადობის მასშტაბზე დამოკიდებულ მოდიფიკაციას: არამდგრადობის გაძლიერების შემთხვევაშ ტურბულენტობის ენერგიის წყარო კონცენტრირებული იქნება დიდმასშტაბოვან შეშოთებებში. ეს ფაქტი, თავის მხრივ სრულ შესაბამისობაშია აკრეციული დისკების ტურბულენტობის სტანდარტულ ალფა მოდელთან.

საინტერესოა სტრატიფიკაციით გამოწვეული შესწორების დამოკიდებულება მაგნიტური ველზეც. განტოლება (82) ცხადყოფს რომ მოდიფიკაციის სიმძლავრე, მისი ნიშნისაგან

დამოუკიდელად (სტაბილიზაციისა თუ დესტაბილიზაციის შემთხვევაში) დამოკიდებულია მხოლოდ ალვენის სიჩქარეზე და არ არის დამოკიდებული ბგერის სიჩქარეზე. აკრეციული დისკის ფიზიკური პარამეტრებისათვის ეს ნიშნავს რომ სტრატიფიკაცია ზოგადად უფრო მნიშვნელოვნად მოქმედებს მაგნიტობრუნვით არამდრგადობაზე ძლიერი მაგნიტური ველის შემთხვევაში, ხოლო სუსტი მაგნიტური ველის შემთხვევაში სტრატიფიკაციის ეფექტი შესაძლებელია უგულვებელყოფილი იქნას. ასევე ცდახია რომ სტრატიფიკაციის ზეგავლენა არ არის დამოკიდებული ბგერის სიჩქარესა და შესამაბისად დისკის ტემპერატურაზე. ამ მხრივ თუკი გავითვალისწინებთ რომ პლაზმური ბეტა პარამეტრი წარმოადგენს ბგერის სიჩქარისა და ალვენის სიჩქარეების კვადრატების ფარდობას, შესაძლებელია დავასკვნათ, რომ სტრატიფიკაციის ეფექტი ზოგადად იზრდება პლაზმური ბეტა პარამეტრის შემცირებისას.

სტრათიფიკაციის ეფექტის დამოკიდებულება მხოლოდ მაგნიტური ველის სიმძლავრეზე რაც თავის მხრივ ფრიად საინტერესო ეფექტია. ტურბულენტობისა და ანომალური ტრანსპორტის შემთხვევაში ხდება დისკის მატერიის ქაოსური მოძრაობებით გაცხელება, რაც თავის მხრივ იწვევს თერმოდინამიკური წნევის მატებას. თუკი, როგორც წარმოდგენილ ნაშრომშია ნაჩვენები, ტემპერატურის მატება არ იწვევს მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის შესუსტებას, მაშინ გარემოს გაცხელება და ენერგიის გამოყოფა არ ეწინააღმდეგება ტურბულენტობის წყაროს და შესაძლებელია გრავიტაციული ენერგიის დაუბრკოლებრივ გადაქაჩვა გამოსხივების ენერგიაში. ასეთი პროცესი ხელს შეუწყობს აკრეციის ინტენსიფიკაციასა და გამოსხივების სიმძლავრის მატებას.

სტრატიფიკაციის ეფექტი სხვადასხვაა რადიალურად სხვადასხვა მანძილებზე ცენტრიდან. (84)-ე განტოლების თანახმად მოდიფიკაციის წევრი მცირდება რადისუს ზრდასთან ერთად. შესაბამისად სტრატიფიკაციის ზეგავლენა არამდგრადობაზე უფრო ძლიერია მცირე რადიუსებზე, მაშინ როდესაც ცენტრიდან დიდ მანძილებზე შესაძლებელია ამ ეფექტის უგულვებელყოფა. მეორეს მხრივ, ანომალური სიბლანტე და ტემპერატურის

მატება მნიშვნელოვანია დისკის ცენტრთან ახლოს, სადაც დაიმზირება მაქსიმალური ტემპერატურა. ამ მხრივაც, წარმოდგენილი მოდელი არ ეწინააღმდეგება რეალურ დაკვირვებებს.

IV. დასკვნა

სამაგისტრო ნაშრომში განვიხილეთ რადიალურად სტრატიფიცირებული დიფერენციალურად მბრუნავი დამაგნიტებული დისკების მაგნიტოჰიდროდინამიკური მდგრადობა ცილინრული სიმეტრიის დინებებში. შევისწავლეთ მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობა და მასზე სტრატიფიკაციის ზეგავლენა. ანალიზი ჩატარებულია ლოკალურ მიახლოებაში, როდესაც შეშფოთებების მახასიათებელი რადიალური ზომა გაცილებით აღემატება მანძილს ცენტრამდე, უგულვებელყოფილია დინების სიმრუდე და განხილულია ღერძულად სიმეტრიული შეშფოტებები. ყველა ეს მიახლოება მნიშვნელოვნად ამარტივებს ამოცანის აღწერას და ამავე დროს ინარჩუნებს შესწავლის ობიექტს - მაგნიტობრუნვით არამდგრადობას.

როგორც აღმოჩნდა მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობა სტრატიფიცირებულ გარემოში არ შეიძება იყოს მხოლოდ ექსპონენციალური ხასიათის: იგი ატარებს შერეულ ხასიათს. წრფივ არამდგრად მოდას გააჩნია როგორც სიხშირის რეალური ისე წარმოსახვითი ნაწილი, ანუ ამპლიტუდის დროში ექსპონენციალური ზრდის ინკრიმენტი.

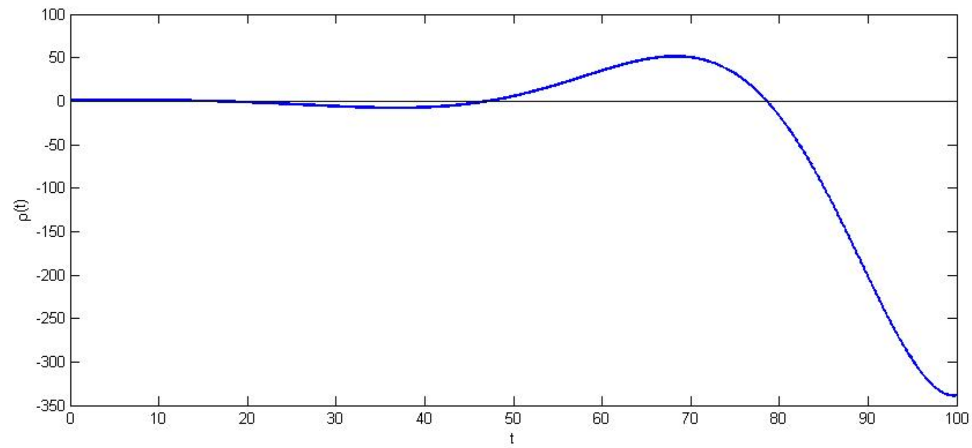
მათემატიკური თვალსაზრისით შეშოთებები ევოლუციისას იცვლებიან როგორც ჰარმონიული, ისე ხარისხობრივი კანონით. ხარისხობრივი ყოფაქცევა გამოწვეულია ფონის ზემოქმედებით, ხოლო ჰარმონიული პერიოდული ან ექსპონენციალური ევოლუცია დამოკიდებულია თავად წრფივ შეშფოთებების მოდის სპექტრალურ ამონახსნზე. მაგალითისათვის ავიღოთ სიმკვრივის წრფივი შეშფოთება. მისი ევოლუცია შეიძლება განისაზღვროს შემდეგი კანონით:

$$\rho'(\vec{r},t) \sim \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\delta_\rho} \cos(rk_r + \varphi_r)\cos(zk_z + \varphi_z) \times \cos(\omega_1 t + \varphi_t) \cdot \exp(\sigma t)$$

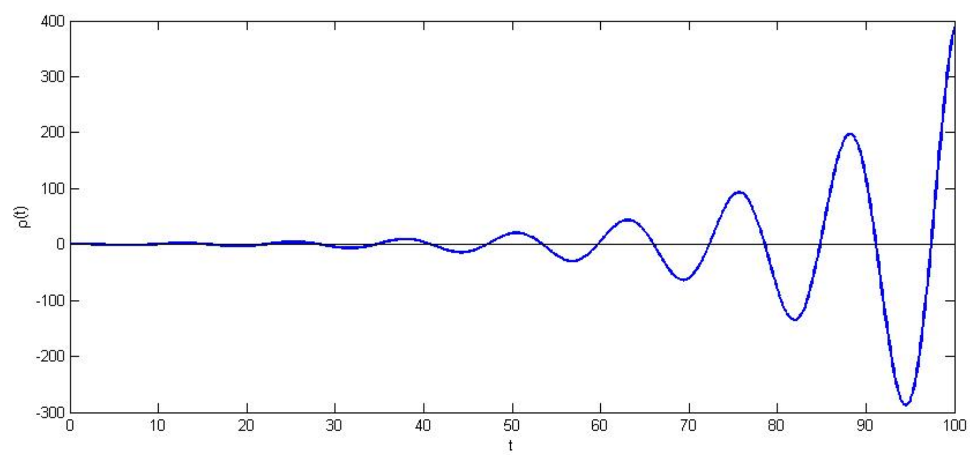
სადაც k_r, k_z, სივრცული ტალღური რიცხვებია, ω, σ - განსაზღვრავენ მოდის პერიოდულ და ექსპონენციალურ ევოლუციას, ხოლო δ_p ფონური ხარისხობრივი ყოფაქცევის განმსაზღვრელი პარამეტრია.

რეალური ფიზიკური შეშფოთებების ევოლუცია რა თქმა უნდა დამოკიდებულია საწყის განაწილებაზე, და შეიძლება დაითვალოს სპექტრალური ამონახსნის საფუძველზე შებრუნებული ფურიე ინტეგრალით. თუმცა, არამდგრადობის შემთხვევაში რეალური ამონახსნის ძიება უსარგებლოა. არამგრადობა ნიშნავს წრფივ შეშფოთებათა ამპლიტუდის ექსპონენციალურ ზრდას, რამაც თავის მხრივ უნდა გამოიწვიოს შეშფოთების ამპლიტუდის ფონურ სიდიდეებთან მიახლოება, ანუ წრფივი მიახლოების დარღვევა. ამ შემთხვევაში მნიშვნელოვანი ხდება არაწრფივი პროცესები და ამოცანა აღარ ექვემდებარება წრფივ აღწერას. მდგრადობის ანალიზის თვალსაზრისით, თუკი გარკვეული ტიპის ე.წ. უსასრულოდ მცირე შეშფოთებები იწყებენ ზრდას და არაწრფივ ამპლიტუდების მიღევას, მაშინ დინების ლამინარული ხასიათი ირღვევა და შესაძლებელია განვითარდეს ქაოსური მდგომარეობა, ანუ ტურბულენტობა. სწორედ ტურბულენტური პროცესებია ანომალური სიბლანტისა და აკრეციის მამოძრავებელი ძალა. ამ მხრივ საინტერესოა არა კონკრეტულად საწყისი შეშფოთების ევოლუციის ანალიზური ამონახსნი, არამედ ის პარამეტრეები, რომლებიც იწვევენ საწყისი შეშფოთების ზრდას. ანუ მნიშვნელოვანია სპექტრალური ამოცანის ამოხსნა. სწორად ამ მიზანს ემსახურება მოცემული ნაშრომიც. ჩვენ ვიპოვეთ პარამეტრების ის მნიშვნელობები, რომლის დროსაც ხდება წრფივი არამდრგადობის გაძლიერება, რამაც ხელი უნდა შეუწყოს აკრეციის პროცესს და გამოიწვიოს ობიექტის მაღალენერგეტიკული გამოსხივება.

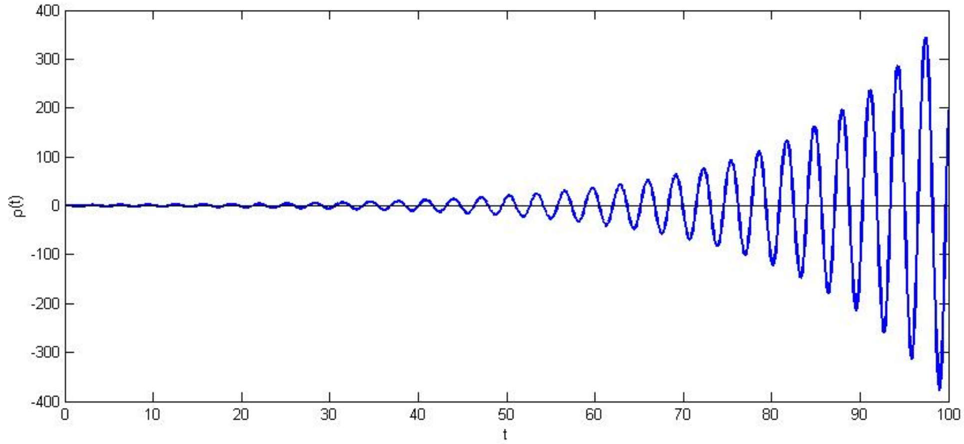
ნაპოვნი ტიპის არამდგრადობაში ერთდროულად დაიმზირება როგორც ექსპონენციალური ზრდა, ისე ოსცილაცია. ასეთი ტიპის არამგდრადობას ხშირად უწოდებენ ე.წ. ტალღურ არამდგრადობას (“overstability”). ტალღური არამდგრადობის დროში ევოლუციის ტიპები სხვადასხვა პარამეტრების შემთხვევაში მოყვანილია ნახაზებზე 3-5.



ნახაზი 3. სიმკვრივის შეშფოთების ფურიე ჰარმონიკის ევოლუცია დროში ტალღური არამდგრადობის შემთხვევაში. აღებულია მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის მოდა. ცხადად ჩანს არამდგრადობის ე.წ. შერეული, ტალღური ხასიათი. პერიოდული ოსცილაცია ხასიათდება ექსპონენციალურად ზრდადი ამპლიტუდით. რხევის სიხშირისა და ამპლიტუდის ზრდის ინკრიმენტისათვის აღებულია პირობა: $\omega/\sigma = 0.03$.



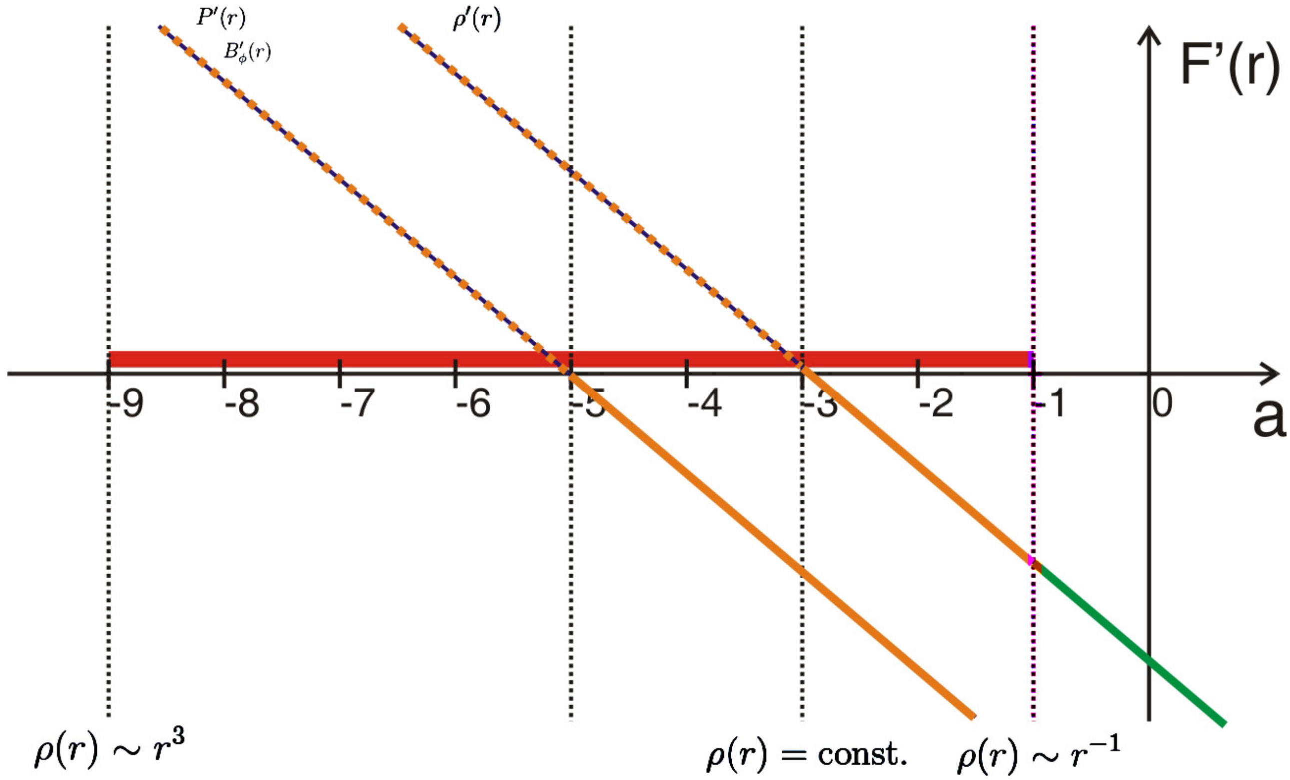
ნახაზი 4. იგივე რაც ნახაზ 3-ზე, იმ განსხვავებით, რომ რხევის სიხშირისა და ამპლიტუდის ზრდის ინკრიმენტისათვის აღებულია პირობა: $\omega/\sigma = 0.12$.



ნახაზი 5. იგივე რაც ნახაზ 3-ზე, იმ განსხვავებით, რომ რხევის სიხშირისა და ამპლიტუდის ზრდის ინკრიმენტისათვის აღებულია პირობა: $\omega/\sigma = 0.6$.

სამაგისტრო ნაშრომში პირველად მიღებულია სტრატიფიკაციის პარამეტრის ზეგავლენა მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის ზრდის ინკრიმენტზე ანალიზურად. როგორც აღმოჩნდა სუსტი და საშუალო სტრატიფიკაცია ახდენს მაგნიტობრუნვითი არამდრგადობის გაძლიერებას, მაშინ როცა ძლირე სტრატიფიკაცია იწვევს არამდგრადობის სტაბილიზაციას და ინკრიმენტის შემცირებას (იხ. ნახ. 2 და 6).

მაგნიტური ველის სტრატიფიკაციის ზეგავლენა ზოგადად დომინირებს წნევის სტრათიფიკაციის ზეგავლენასთან. მეტიც, მაგნიტობრუნვითი არამდრგადობის შესწორება არ არის დამოკიდებული ბგერის სიჩქასრესა და შესაბამისად ტემპერატურაზე. ამ მხრივ სტრათიფიკაციის ზეგავლენა უნდა მატულობდეს პლაზმური ბეტა პარამეტრის შემცირებისას. ჩატარებული ანალიზი იყენებს ლოკალურ მიახლოებას. ამისდა მიუხედავად, შესაძლებელია ეფექტის სიდიდის შეფასება სხვადასხვა რადიუსზე გლობალურად დისკში. როგორც ჩანს, სტრათიფიკაციით გამოწვეული შეშფოთება ეცემა რადიუსის ზრდასთან ერთად, რაც ნიშნავს რომ მოდიფიკაცია უგულვებელსაყოფელია დისკის პერიფერიაზე. ამის საპირისპიროდ, სტრათიფიკაციით გამოწვეული მოდიფიკაცია შეიძლება დომინირებდეს მცირე რადიუსებზე.



ნახ. 6. რადიალური სტრატიფიკაციის ზეგავლენა მაგნიტობრუნვით არამდგრადობაზე. სტრატიფიკაციის პარამეტრი *a* გადაზომილია ჰორიზონტალურ ღერძე, ხოლო დისკის წონასწორული კონფიგურაციის პარამეტრების რადიალური წარმოებულები გადაზომილია ვერტიკალურ ღერძზე. წითელი ჰორიზონტალური ზოლით მონიშნულია პარამეტრების არე სადაც ხდება მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის გაძიერება. ფიზიკური პარამეტრების წარმოებულების დადებითი ნიშანი შეესაბამება ნაკლებად განხორციელებად დისკების შემთხვევას, როდესაც თერმოდინამიკური პარამეტრები (წნევა, სიმკვრივე) და მაგნიტური ველი იზრდება რადიუსის ზრდასთან ერთად. ვერტიკალური წყვეტილი ხაზი *a*=-3 მნიშვნელობაზე შეესაბამება რადიალურად ერთგვაროვანი სიმკვრივის დისკის მოდელს. როგორც ჩანს, დისკები რომლის სტრატიკიკაცია უფრო სუსტია ვიდრე რადიუსის უკუპროპორციული კანონი განიცდიან კლასიკურ მაგნიტობრუნვით არამდგრადობაზე უფრო ძლიერ დესტაბილიზაციას (გრაფიკის სტაფილოსფერი უბანი). ამის საპირისპირო შემთხვევაა ძლიერად სტრატიფიცირებული დისკები, როდესაც სტრათიფიკაციის ეფექტი მასტაბილურებელია და არამგრადობის ინკრიმენტი იწყებს კლებას (გრაფიკის მწვანე უბანი).

სამაგისტრო ნაშრომში მიღებული შედეგი მნიშვნელოვბანია იმ მხრივაც რომ თერმოდინაკიკური პარამეტრები შეიძლება პირდაპირ დაკვირვებადი სიდიდეები იყოს ზოგიერთი აკრეციული დისკებისათვის (მაგ. ზედაპირული სიმკვრივე). არამდგრადობის სიმძლავრის ცოდნა კონკრეტულ ასტროფიზიკურ ობიექტში, უფრო სწორედ კი კლასიკური მაგნიტობრუნვითი არამდგრადობის სიმძლავრის მოდიფიკაცია რადიალური არაერთგვაროვნების გამო საშუალებას მოგვცემს შევადგინოთ რეალური ობიექტის უფრო კორექტული მოდელი და გავითვალოთ ამ მოდელზე დაფუძვნებული დანარჩენი ფიზიკური სიდიდეები უფრო დიდი სანდოობით. ამ მხრივ მიღებულ შედეგებს გააჩნიათ არა მხოლოდ პირდაპირი თეორიული ინტერესი, არამედ პოტენციურად მნიშვნელოვანი დაკვირვებითი ასტროფიზიკური გამოყენებაც.

ლიტერატურა:

Balbus, S. A., & Hawley, J. F. Astrophys. J, **400**, 610 (1992)

Blokland, J. W. S., Van der Swaluw, E., Keppens, R., & Goedbloed, J. P., Astron. Astrophys., **444**, 337 (2005):1

Van der Swaluw, ., Blokland, J. W. S. and Keppens, R. Astron. Astrophys., **444**, 347 (2005):2

Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., Astron. Astrophys., **24**, 337 (1973)

Spruit, H. C., Matsuda, T., Inoue, M., & Sawada, K. 1987, MNRAS, **229**, 517

Tevzadze, A. G., Chagelishvili, G. D., Bodo, G., Rossi, P., Mon. Notice Royal Astron. Soc., **401**, 901 (2010)

Velikhov, E. P. Sov. Phys. JETP, **36**, 995 (1959)