



ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

საბაკალავრო ნაშრომი

დამაგნიტებული ანიზოტროპული ასტროფიზიკური ქარების დინამიკა დისიპაციით

თეონა გოცირიძე

საბაკალავრო პროგრამა „ფიზიკა“

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი
ფიზიკის დეპარტამენტი, ასტროფიზიკის კათედრა

ნაშრომის ხელმძღვანელი:
ალექსანდრე თევზაძე,
თსუ ასოცირებული პროფესორი

თბილისი, 2018

სარჩევი

1. შესავალი	1
2. ჰიდროდინამიკური ქარი	7
3. იდეალური ანიზოტროპული მაგნიტოჰიდროდინამიკური ქარი	9
4. დისიპაციური ანიზოტროპული მოდელი	14
5. დასკვნა	19
ლიტერატურა	20

ანოტაცია

საბაკალავრო ნაშრომის ფარგლებში განხილულია გაუხშობილი დამაგნიტებული ანიზოტროპული დინებების თვისებები სტაციონალური ასტროფიზიკური ქარების შემთხვევაში, როდესაც გარემო განიცდის ნელ დისიპაციას.

ნაჩვენებია ჰიდროდინამიკური, დამაგნიტებული ორმაგი ადიაბატისა და ბრაგინსკის დისიპაციური მაგნიტოჰიდროდინამიკური მოდელის ამონახსნები. ნაჩვენებია ამონახსნების კლასები, სადაც ქარის გავრცელების მიმართულებით ანიზოტროპიის პარამეტრი შეიძლება იზრდებოდეს, ან მცირდებოდეს. ნაპოვნია ანიზოტროპიის პარამეტრის დისიპაციური შესწორება, რომელიც სხვადასხვა კლასის ქარებში შეიძლება იყოს რადიალური კოორდინატის ზრდადი ან კლებადი ფუნქცია.

ნაჩვენები ამონახსნები მიგვითითებენ გაფართოებადი დამაგნიტებული დინებების რომელი მოდელები შეიძლება არსებობდნენ სტაციონალურ რეჟიმში წყაროდან დიდი მანძილის დაშორებით, სადაც ისინი დაიკვირვებიან ასტროფიზიკურ ობიექტებში. ნაჩვენებია პარამეტრების ინტერვალები, სადაც ანიზოტროპიის პარამეტრი შეიძლება იზრდებოდეს, რაც გამოიწვევს ლოკალური არამდგრადობების განვითარებას და ქარის საბოლოო დისიპაციას.

Dynamics of magnetized anisotropic astrophysical winds with dissipation

Teona Gotsiridze

ABSTRACT

Properties of rarified anisotropic flows are studied for the case for slowly dissipating stationary astrophysical wind flows.

Solutions in hydrodynamic, double adiabatic and Braginskii dissipative approximations are derived. Different classes of solutions show that the anisotropy parameter can increase or decrease with the radial distance. The dissipative correction to the anisotropy parameter is calculated. Effects of dissipation can grow or decay with the radial distance as well.

Derived solutions show the wind parameters that can describe stationary astrophysical flows far away from their sources, where they are observed in astrophysical environments. The range of parameters leading to the increase of anisotropy parameter that can lead to the development of local instabilities and the destruction of wind flow is shown.

1 შესავალი

სამყაროში ხშირად ვხვდებით დაბალი სიმკვრივის სწრაფად მოძრავ ნაწილაკთა მიმართულ ნაკადებს, რომლებსაც ასტროფიზიკურ ქარებს უწოდებენ. ამ ტიპის დინებებს მიეკუთვნება ვარსკვლავებიდან გამოტყორცნილი ნაწილაკების დინებები, ვარსკვლავური ქარები. ვარსკვლავური ქარის ტიპებია მზის ე.წ. "სწრაფი" და "ნელი" ქარი. ანალოგიური დინებები დაიკვირვება გალაქტიკებიდან, ან გალაქტიკების გროვებიდან ინტრაკლასტერულ გარემოში. ჩვეულებრივ, მასშტაბის ზრდასთან ერთად იზრდება ქარის სიჩქარე და კლებულობს მისი სიმკვრივე (იხ. სურ. 1). ასტროფიზიკური ქარები არიან ვარსკვლავთმორისი და გალაქტიკათმორისი გარემოს ძირითადი შემავსებელი დინებები, რომლებიც ამ ძლიერად გაუხშობულ გარემოებს ნაწილაკებით ამარაგებენ. ასტროფიზიკური ქარების შესწავლა მნიშვნელოვანია არა მხოლოდ იმ ობიექტების თვისებების დასადგენად, რომლებიც ამ ნაკადების წარმოშობას იწვევენ, არამედ სამყაროს დაბალი სიმკვრივის გაუხშობული არეების შესასწავლად, დიფუზიური გარემოს შესასწავლად რომლებიც სამყაროს საერთო სივრცის აბსოლუტურ უმეტესობას იკავებს.

ასტროფიზიკური ქარი წარმოადგენს მაღალი საწყისი სიჩქარით გამოტყორცნილ გაუხშობულ გაფართოებად დამუხტულ ნაწილაკთა ნაკადს, რომელიც ხშირად დამაგნიტებულია. მაგნიტური ველის გარეშე ამ ტიპის დინების თვისებების დადგენა შესაძლებელია ადიაბატური გაფართოების კანონის გამოყენებით. მართლაც, ჰიდროდინამიკურ, თავისუფლად გაფართოებად ქარში ინახება ადიაბატური ინვარიანტი, ენთროპია, რაც საშუალებას იძლევა რადიუსის ზრდასთან ერთად ვიპოვოთ გარემოს მახასიათებელი პარამეტრების ცვლილება. გარემოს წნევა, ტემპერატურა და ქარის სიჩქარე იცვლება ხარისხობრივი კანონის მიხედვით.

გაუხშობული გაფართოებადი გარემოს აღწერისას ფონური მაგნიტური ველის არსებობისას, თავს იჩენენ პრობლემები. ყოველ დამუხტულ ნაწილაკზე, მაგნიტურ ველში მოქმედებს ლორენცის ძალა, რომელიც მაგნიტური ძალწირის პერპენდიკულარულია. ამგვარად, ნაწილაკებზე დამატებით მოქმედებენ ე.წ. პერპენდიკულარული ძალები, ხოლო ნაწილაკების პარალელური მოძრაობა თავისუფალია გარეშე ძალების ზემოქმედებისგან. ამ პირობებში, როდესაც მაგნიტური ველის ზემოქმედება მნიშვნელოვან ზეგავლენას ახდენს ინდივიდუალურ ნაწილაკებზე, დროით მასშტაბებზე, რომლებიც არ აღემატება ნაწილაკებს შორის დაჯახებების საშუალო ინტერვალს, გარემო ხდება ანიზოტროპული: მისი თვისებები მაგნიტური ველის გასწვრივ და პერპენდიკულარულად ერთმანეთისგან განსხვავდება (იხ. სურ. 2). ამ შემთხვევაში შესაძლებელია სტანდარტული იზოტროპული თერმოდინამიკური სიდიდეების ნაცვლად შემოვიყვანოთ ანიზოტროპული სიდიდეები: მაგნიტური ველის პარალელური და პერპენდიკულარული



სურ 1: გაუხშობილი დამაგნიტებული ასტროფიზიკური ქარის მაგალითები: გალაქტიკური ქარი (მარცხნივ) და ინტრაგლასტერული ქარი (მარჯვნივ) დაიკვირვებიან სწრაფად მოძრავი ნაწილაკების დაჯახებებისას წარმოქმნილი რენტგენული გამოსხივების საშუალებით. გალაქტიკური ქარის სიჩქარე ნაკლებია ინტრაგლასტერული ქარის ნაწილაკების სიჩქარესთან შედარებით, ხოლო ნაწილაკების კონცენტრაცია მნიშვნელოვნად მაღალია უკანასკნელთან შედარებით.

წნევა P_{\parallel} და P_{\perp} , რომლებიც ზოგადად ერთმანეთისგან განსხვავდებიან. გარემოს ამ თვისების აღსაწერად შეიძლება შემოვიყვანოთ ანიზოტროპიის პარამეტრი:

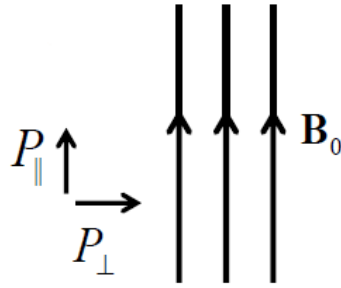
$$\alpha = \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}},$$

რომელიც ფაქტობრივად გვიჩვენებს თუ რამდენად მნიშვნელოვანია ფონური მაგნიტური ველის ზემოქმედება ნაწილაკების ქაოსურ დაჯახებებთან შედარებით: ფონური ველი იწვევს ანიზოტროპულ ლორენცის ძალას, ხოლო ქაოსური დაჯახებები ცდილობენ მოახდინონ გარემოს იზოტროპიზაცია.

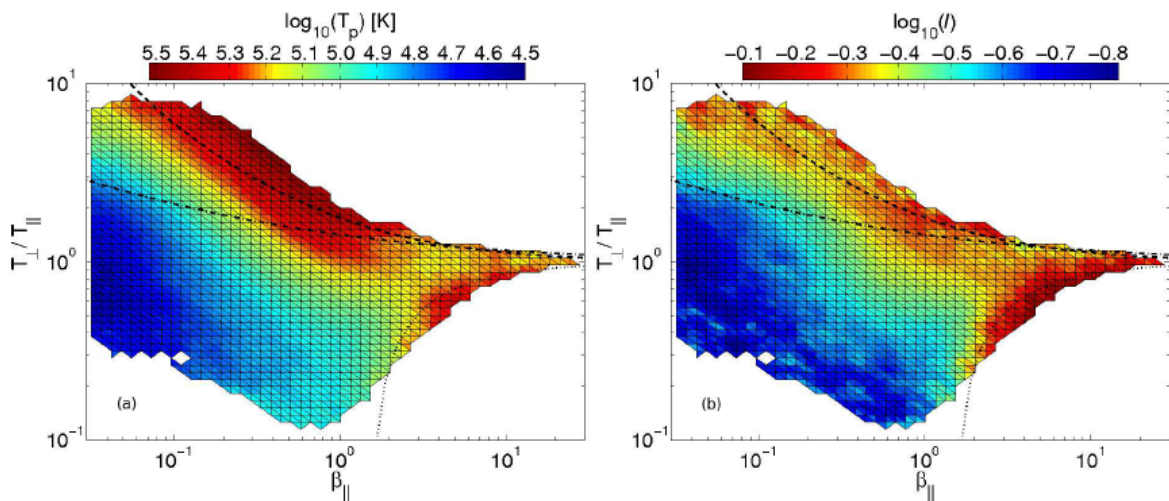
გაუხშობილი ანიზოტროპული დინების საუკეთესოდ შესწავლილი მაგალითია მზის ქარი. როგორც დაკვირვებები გვიჩვენებენ (იხ. სურ. 3) დინება დაიკვირვება ანიზოტროპიისა და პლაზმური პარამეტრების მხოლოდ გარკვეული მნიშვნელობებისათვის, როდესაც შესაძლებელია ქარის სტაციონალური მდგომარეობის არსებობა.

საბაკალავრო ნაშრომის ამოცანაა გაუხშობილი, დამაგნიტებული, ანიზოტროპული, ასტროფიზიკური დინებების თვისებების შესწავლა სტაციონალური ასტროფიზიკური ქარების შემთხვევაში, როდესაც გარემო განიცდის ნელ დისიპაციას.

გაუხშობილი, დამაგნიტებული, ანიზოტროპული დინებების აღსაწერად ხშირად გამოიყენება ე.წ. CGL (Chew, Goldberger, Low 1956) მიახლოება. ამ მიახლოების ფარგლებში გვაქვს იდეალური დინება დისიპაციური ეფექტების გათვალისწინების გარეშე "ორმაგი ადიაბატის" მიახლოებაში. სტანდარტული ადიაბატური გაფართოებისგან განსხვავებით ამ მოდელში ინახება



სურ 2: ერთგვაროვანი მაგნიტური ველის (B_0) მიერ გამოწვეული ანიზოტროპიის ეფექტის ილუსტრაცია დაბალი სიმკვრივის გარემოში. გარემოს მაკროსკოპული მახასიათებლები განსხვავდება ველის გასწვრივი და პერპენდიკულარული მიმართულებებით ($P_{\parallel} \neq P_{\perp}$).



სურ 3: ანიზოტროპული გაუხშობელი დინების დაკვირვებები მზის ქარში (იხ. Osman et al. 2012). ჰორიზონტალურად გადაზომილია პლაზმის β პარამეტრი, სითბური და მაგნიტური წნევების ფარდობა, ხოლო ვერტიკალურად გადაზომილია ანიზოტროპიის α პარამეტრი, განივი და გასწვრივი ტემპერატურების ან წნევების ფარდობა. მზის ქარის სტაციონალური დინება დაიკვირვება მხოლოდ პარამეტრების გარკვეული უბნისათვის. ამ არის გარეთ მოქმედებენ სხვადასხვა ტიპის არამდგრადობები, რომლებიც იწვევენ შემფოთებების ექსპონენციალურ ზრდას და შესაბამისად მიმართული დინების (ქარის) დაშლას.

ორი განსხვავებული ადიაბატური სიდიდე: მაგნიტური ველის გასწვრივ, და ველის პერპენდიკულარულად. CGL მიახლოება წარმატებით გამოიყენება მზის ქარის თეორიულ კვლევაში და ხშირად დამაკმაყოფილებელ შედეგებს იძლევა დაკვირვებითი მონაცემების ინტერპრეტაციისას.

ცნობილია, რომ მზის ქართან შედარებით უფრო გაუხშობელ გარემოებში, როგორებიცაა გალაქტიკური და ინტრაგალაქტიკური ქარები, CGL მაგნიტოჰიდროდინამიკური მიახლოება იძლევა არადამაკმაყოფილებელ შედეგებს. ამ ტიპის გარემოებში დინება განიცდის უმნიშვნელო დისიპაციას, მაგრამ გარემოს ანომალურად დაბალი სიმკვრივის გამო, დისიპაციის ეფექტის უგულებელყოფა შეუძლებელია. CGL მოდელის მოდიფიკაციად ითვლება ე.წ. ბრაგინსკის ანიზოტროპული მაგნიტოჰიდროდინამიკური მიახლოება (Braginskii 1965, Hollweg 1985). ამ მიახლოების ფარგლებში პარალელური და პერპენდიკულარული ადიაბატური ინვარიანტები განიცდიან ნელ დისიპაციას, ხოლო ეფექტი პროპორციულია დინების ანიზოტროპიის.

წარმოდგენილი საბაკალავრო ნაშრომის ამოცანაა ბრაგინსკის დისიპაციურ მიახლოებაში სტაციონალური, დამაგნიტებული ქარის ამონახსნის პოვნა და იმ კანონზომიერებების დადგენა, რომელსაც ემორჩილება დიდმასშტაბოვანი ასტროფიზიკური ქარები გალაქტიკურ და ზეგალაქტიკურ მასშტაბებზე. ნაშრომის მე-2-ე თავში გამოყვანილია ჰიდროდინამიკური ადიაბატურად გაფართოებადი ქარის ამონახსნები ხარისხობრივი ფუნქციების სახით. მე-3-ე თავში განხილულია CGL მაგნიტოჰიდროდინამიკური მოდელის ორმაგი ადიაბატური კანონი. მიღებულია დამაგნიტებული ქარის გავრცელების კანონზომიერებები დისიპაციის გარეშე. მე-4-ე თავში გაუხშობელი, სტაციონალური ქარი შესწავლილია ბრაგინსკის დისიპაციური მოდელის ფარგლებში. გამოყენებულია სუსტი დისიპაციის მიახლოება და მიღებულია ქარის ანალიზური ამონახსნები. საბაკალავრო ნაშრომი შეჯამებულია მე-5-ე თავში.

2 ჰიდროდინამიკური ქარი

იდეალური დაუმბეზღებელი ჰიდროდინამიკური დინების შემთხვევაში ინახება ადიაბატური ინვარიანტი:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0, \quad (1)$$

სადაც

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) . \quad (2)$$

რადგანაც ასტროფიზიკური ქარები დაიკვირვებიან დიდ დროით მასშტაბებზე, მათი განხილვა შესაძლებელია სტაციონალური მიახლოების ფარგლებში. ამ მიახლოებაში ქარის თვისებები დროში უცვლელია:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi = 0 , \quad (3)$$

სადაც ψ გარემოს ნებისმიერი მახასიათებელი ფიზიკური სიდიდეა. ამ მიახლოებაში ადიაბატური ინვარიანტი შეიძლება განიცდიდეს მხოლოდ კონვექციურ გადატანას:

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0. \quad (4)$$

ასტროფიზიკური ქარები წარმოადგენენ სფერულად სიმეტრიულ (თუკი ობიექტი არ ბრუნავს), ან ღერძულად სიმეტრიულ დინებებს. ამ ტიპის დინებების აღსაწერად მოხერხებულია პოლარულ კოორდინატა სისტემის გამოყენება. ამგვარად, ადიაბატური ინვარიანტის შენახვის პირობა ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0. \quad (5)$$

სიმარტივისთვის დავუშვათ, რომ ქარი ძირითადად ვრცელდება რადიალურად, ანუ $v_z = 0$, და გააჩნია ღერძული სიმეტრია, ანუ $\frac{\partial}{\partial \phi} \equiv 0$. ამ მიახლოებებში ქარის დინებაში წნევა და რადიალური სიჩქარე აკმაყოფილებენ შემდეგ განტოლებას:

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0. \quad (6)$$

რადგანაც ვეძებთ ქარის ამონახსნს, ანუ $v_r \neq 0$, წნევა და სიმკვრივე ადიაბატური ინვარიანტის შემადგენელი კომპონენტებია:

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = const. \quad (7)$$

თუკი დავუშვებთ, რომ შესაძლებელია სიმკვრივის ხარისხობრივი ფუნქციის სახით ძიება, ანალოგიურად შესაძლებელი ხდება წნევის გამოსახვა:

$$\rho(r) \propto r^n , \quad (8)$$

$$P(r) \propto r^m , \quad (9)$$

სადაც n სიმკვრივის ცვლილების მახასიათებელი ხარისხობრივი ფუნქციის ინკრიმენტია. ქარის რადიალური სიჩქარის გამოსათვლელად შეგვიძლია გამოვიყენოთ უწყვეტობის განტოლება:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \right\} \rho + \rho(\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (10)$$

რომელიც ჩვენს სტაციონალურ დერძულად სიმეტრიულ მიახლოებაში მოგვცემს შემდეგ განტოლებას:

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \rho + \rho \frac{\partial}{\partial r} v_r = 0 . \quad (11)$$

მარტივი გარდაქმნებით მივიღებთ, რომ

$$\frac{\partial}{\partial r} \ln(\rho v_r) = 0 . \quad (12)$$

კვლავ, თუკი ვეძებთ ქარის ამონახსნს, რომლის რადიალური სიჩქარე არ ნუღდება, შესაძლებელია შემდეგი ხარისხობრივი კანონზომიერებების დადგენა:

$$P(r) \propto r^{\gamma n}, \quad (13)$$

$$\rho(r) \propto r^n, \quad (14)$$

$$v_r(r) \propto r^{-n}. \quad (15)$$

მიღებული ამონახსნი აღწერს ჰიდროდინამიკური გაფართოებადი დინებების სხვადასხვა კლასებს. სიმკვრივის ცვლილების ფუნქციაში, ხარისხის მაჩვენებლისა (n) და ადიაბატური პარამეტრის (γ) ცვლილებით შესაძლებელია სხვადასხვა კლასის ამონახსნის მიღება. მაგალითად სტანდარტული პოლიტროპული მდგომარეობისათვის ($\gamma = 5/3$), როდესაც სიმკვრივის გაუხშობა ემორჩილება მარტივი სფერული გაფართოების კანონს ($n = -2$) ქარის ანალიზური ამონახსნი მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$P(r) \propto r^{-10/3}, \quad (16)$$

$$\rho(r) \propto r^{-2}, \quad (17)$$

$$v_r(r) \propto r^2. \quad (18)$$

საინტერესოა, რომ ამ ტიპის დინებები შეიძლება გაფართოებისა და სიმკვრივის კლების პირობებში განიცდიდნენ ადიაბატურ აჩქარებას. ეს მექანიზმი განიხილება, როგორც ვარსკვლავური და გალაქტიკური ქარების ძლიერად ზეგვერითი სიჩქარეების ერთ-ერთ მიზეზად.

3 იდეალური ანიზოტროპული მაგნიტოჰიდროდინამიკური ქარი

იდეალურ ანიზოტროპულ მიახლოებაში ქარის თვისებების შესასწავლად ვიყენებთ ორმაგი ადიაბატის შენახვის CGL მიახლოებას. ამ მიახლოებაში უგულვებელყოფილია გარემოს არაადიაბატური გაცხელება ან გაციება და განიხილება მხოლოდ ანიზოტროპული გაფართოების ეფექტები სოლენოიდალური მაგნიტური ველის პირობებში. მდგომარეობის განტოლება ველის პარალელურად და პერპენდიკულარულად შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) = 0, \quad (19)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{P_{\perp}}{\rho B} \right) = 0, \quad (20)$$

სადაც

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla). \quad (21)$$

სტაციონალური ამონახსნებისათვის

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi = 0 \quad (22)$$

მივიღებთ შემდეგ განტოლებებს:

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \left(\frac{P_{\perp}}{\rho B} \right) = 0. \quad (23)$$

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \left(\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) = 0. \quad (24)$$

პოლარულ კოორდინატებში ადიაბატური ინვარიანტების შენახვის განტოლებები იღებენ შემდეგ სახეს:

$$\left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) = 0. \quad (25)$$

$$\left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(\frac{P_{\perp}}{\rho B} \right) = 0. \quad (26)$$

ჰორიზონტალური ქარისა $v_z = 0$ და ღერძულად სიმეტრიული შემფოტოების შემთხვევაში $\frac{\partial}{\partial \phi} \equiv 0$ სისტემა დადის შემდეგ ფორმაზე:

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) = 0. \quad (27)$$

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P_{\perp}}{\rho B} \right) = 0. \quad (28)$$

რაც მოძრავი ქარის შემთხვევაში იღებს სახეს:

$$\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} = const. \quad (29)$$

$$\frac{P_{\perp}}{\rho B} = const. \quad (30)$$

დავუშვათ სიმკვრივის ხარისხობრივი ამონახსნის შემდეგი ფორმა:

$$\rho(r) \propto r^n \quad (31)$$

მივიღებთ ამონახსნებს პერპენდიკულარული და პარალელური წნევის მდგენელებისათვის:

$$P_{\parallel}(r) \propto r^{3n} B^2(r), \quad (32)$$

$$P_{\perp}(r) \propto r^n B(r). \quad (33)$$

უწყვეტობის განტოლების გამოყენებით

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \right\} \rho + \rho(\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0 \quad (34)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \right\} \rho + \rho \left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_{\phi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) = 0. \quad (35)$$

ჩვენს შემთხვევაში

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \rho + \rho \frac{\partial}{\partial r} v_r = 0. \quad (36)$$

გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ:

$$\frac{\partial}{\partial r} \ln \rho + \frac{\partial}{\partial r} \ln v_r = 0. \quad (37)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \ln(\rho v_r) = 0. \quad (38)$$

თუკი ქარი მოძრაობს ერთი მიმართულებით და მისი სიჩქარე არსად იცვლის ნიშანს $v_r \neq 0$:

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) = 0. \quad (39)$$

$$\rho v_r = const. \quad (40)$$

მაგნიტური ველის სოლენოიდურობის პირობის გამოყენებით

$$(\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (41)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial B_{\phi}}{\partial \phi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (42)$$

ჩვენს მიახლოებებში:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (43)$$

$$\frac{\partial B_{\phi}}{\partial \phi} = 0 \quad (44)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (rB_r) = 0 \quad (45)$$

რაც ნიშნავს, რომ მაგნიტური ველის კონფიგურაცია არ არის დამოკიდებული სიმკვრივის ამონახსნზე.

$$B_r \propto r^{-1} \quad (46)$$

შესაბამისად სრული ამონახსნი მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\rho(r) \propto r^n, \quad (47)$$

$$v_r(r) \propto r^{-n}. \quad (48)$$

$$P_{\perp}(r) \propto r^{n-1}, \quad (49)$$

$$P_{\parallel}(r) \propto r^{3n-2}, \quad (50)$$

ანიზოტროპული გარემოს ერთ-ერთი მთავარი მახასიათებელი პარამეტრია ანიზოტროპიის პარამეტრი:

$$\alpha = \frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}}. \quad (51)$$

აღმოჩნდა, რომ მიღებულ ქარის ამონახსნში ანიზოტროპიის პარამეტრი იცვლება რადიალურ კოორდინატთან ერთად შემდეგი სახით:

$$\alpha(r) \propto r^{-2n-3}. \quad (52)$$

უკანასკნელი პირობა გვიჩვენებს ამონახსნების ორ კლასს. პირველი, როდესაც $n > -3/2$, ანიზოტროპიის პარამეტრი იზრდება რადიუსთან ერთად. საპირისპირო შემთხვევაში ანიზოტროპიის პარამეტრი მცირდება და ქარი მიისწრაფის იზოტროპული მდგომარეობისაკენ.

დინების ტემპერატურის დამოკიდებულება რადიალურ კოორდინატზე შეიძლება გამოვითვალოთ პარალელური და პერპენდიკულარული ბგერის სიჩქარეების გამოყენებით:

$$T_{\parallel} \propto C_{\parallel}^2 \equiv \frac{P_{\parallel}}{\rho} \quad (53)$$

$$T_{\perp} \propto C_{\perp}^2 \equiv \frac{P_{\perp}}{\rho} \quad (54)$$

შესაბამისად მივიღებთ, რომ:

$$T_{\parallel} \propto C_{\parallel}^2(r) = r^{2n+2} \quad (55)$$

$$T_{\perp} \propto C_{\perp}^2(r) = r^{-1} \quad (56)$$

განსაკუთრებით აღსანიშნავია ამონახსნების კლასი, როდესაც ანიზოტროპიის პარამეტრი მუდმივი სიდიდეა:

$$n = -\frac{3}{2}, \alpha = const \quad (57)$$

ამ ტიპის გაფართოებად, გაუზიარებულ ანიზოტროპულ ასტროფიზიკურ ქარში სიდიდეები განიცდიან შემდეგი სახის ცვლილებებს:

$$\rho(r) \propto r^{-3/2} \quad (58)$$

$$P_{\parallel}(r) \propto r^{-5/2} \quad (59)$$

$$P_{\perp}(r) \propto r^{-5/2} \quad (60)$$

$$v_r(r) \propto r^{3/2} \quad (61)$$

$$T_{\parallel}(r) \propto r^{-1} \quad (62)$$

$$T_{\perp}(r) \propto r^{-1} \quad (63)$$

ამონახსნების შემდეგი კლასი მიიღება $n = -1$ მნიშვნელობისათვის. ამ შემთხვევაში უცვლელია პარალელური ტემპერატურა და პერპენდიკულარული წნევა:

$$T_{\parallel} = const, P_{\perp} = const \quad (64)$$

$$\alpha(r) \propto r^{-1} \quad (65)$$

$$\rho(r) \propto r^{-1} \quad (66)$$

$$P_{\parallel}(r) \propto r^{-1} \quad (67)$$

$$v_r(r) \propto r \quad (68)$$

$$T_{\perp}(r) \propto r^{-1} \quad (69)$$

ამ შემთხვევაში ანიზოტროპიის პარამეტრი რადიუსის ზრდასთან ერთად კლებულობს, რაც ნიშნავს, რომ ქარის წყაროსგან დაშორებულ უნებში ანიზოტროპიის ეფექტი შეიძლება იყოს უგულვებელსაყოფი.

ბოლოს, ჰიდროდინამიკური ადიაბატური ქარის მსგავსად შეგვიძლია მივიღოთ დამაგნიტებული გარემოს გაფართოების თვისებები $n = -2$ მნიშვნელობისათვის:

$$\alpha(r) \propto r \quad (70)$$

$$\rho(r) \propto r^{-2} \quad (71)$$

$$P_{\parallel}(r) \propto r^{-4} \quad (72)$$

$$P_{\perp}(r) \propto r^{-3} \quad (73)$$

$$v_r(r) \propto r^2 \quad (74)$$

$$T_{\parallel}(r) \propto r^5 \quad (75)$$

$$T_{\perp}(r) \propto r^{-2} \quad (76)$$

საინტერესოა, რომ ამ ამონახსში პარალელური ტემპერატურა იზრდება პერპენდიკულარული ტემპერატურის კლების პირობებში. მეორეს მხრივ ანიზოტროპიის პარამეტრი იზრდება წრფივად რადიუსის ზრდასთან ერთად.

4 დისიპაციური ანიზოტროპული მოდელი

ანიზოტროპულ მაგნიტოჰიდროდინამიკურ გარემოში დისიპაციის გათვალისწინება შესაძლებელია ბრაგინსკის მოდელის ფარგლებში. ამ შემთხვევაში პარალელური და პერპენდიკულარული ინვარიანტები განიცდიან დისიპაციას:

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) = -\frac{2\nu}{3} \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel}} \quad (77)$$

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{P_{\perp}}{\rho B} \right) = \frac{\nu}{3} \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\perp}} \quad (78)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r) = 0. \quad (79)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r B_r) = 0, \quad (80)$$

სადაც ν დისიპაციის პარამეტრია:

$$\nu = 1/\tau,$$

ხოლო τ გაუხშობელი ანიზოტროპული გარემოს დისიპაციის მახასიათებელი დროა. პოლარულ კოორდინატებში განტოლებები (78) და (79) მიიღებენ შემდეგ სახეს:

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \ln \left(\frac{P_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) = -\frac{2\nu}{3} \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel}} = -\frac{2\nu}{3} (1 - \alpha) \quad (81)$$

$$v_r \frac{\partial}{\partial r} \ln \left(\frac{P_{\perp}}{\rho B} \right) = \frac{\nu}{3} \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\perp}} = \frac{\nu}{3} \left(\frac{1 - \alpha}{\alpha} \right) \quad (82)$$

მაგნიტური ველის სოლენოიდალობის პირობის გამოყენებით:

$$B = B_r, B_{\phi} = B_z = 0 \quad (83)$$

და სიმკვრივის ხარისხობრივი დამოკიდებულების ალებით:

$$\rho(r) \propto r^n \quad (84)$$

მივიღებთ:

$$v_r(r) \propto r^{-n}, \quad (85)$$

$$B_r \propto r^{-1}. \quad (86)$$

რადიალურ კოორდინატზე დამოკიდებული ანიზოტროპიის პარამეტრისათვის

$$\alpha(r) = \frac{P_{\perp}(r)}{P_{\parallel}(r)} \quad (87)$$

შესაძლებელია შემდეგი ფორმის დიფერენციალური განტოლების მიღება:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial r} = \frac{P'_{\perp}}{P_{\perp}} \alpha - \frac{P'_{\parallel}}{P_{\parallel}} \alpha = \alpha \left(\frac{P'_{\perp}}{P_{\perp}} - \frac{P'_{\parallel}}{P_{\parallel}} \right) = \alpha (\ln P_{\perp} - \ln P_{\parallel}). \quad (88)$$

მარტივი გარდაქმნებით მივიღებთ რომ:

$$\frac{\partial}{\partial r} \ln P_{\perp} = \frac{\partial}{\partial r} \ln(\rho B) + \frac{\nu}{3v_r} \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (89)$$

და საბოლოოდ:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial r} = \alpha \left[\frac{\nu}{3v_r} \frac{(1-\alpha)(1+2\alpha)}{\alpha} + \frac{\partial}{\partial r} \ln \left(\frac{B^3}{\rho^2} \right) \right]. \quad (90)$$

გამოვიყენოთ ხარისხობრივი ამონახსნის თვისებები:

$$v_r(r) = v_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-n} \quad (91)$$

$$B(r) = B_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-1} \quad (92)$$

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^n \quad (93)$$

მივიღებთ:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial r} = \alpha \left[\frac{\nu}{r^{-n}} \frac{r_0^{-n}}{3v_0} \frac{(1-\alpha)(1+2\alpha)}{\alpha} + (-3-2n) \frac{1}{r} \right] \quad (94)$$

იდეალურ ზღვარში, როდესაც არ ვითვალისწინებთ დისიპაციურ ეფექტებს:

$$\nu = 0 \quad (95)$$

ამონახსნი დადის CGL მოდელის ფარგლებში მიღებულ ამონახსნზე. ეს პირობა გამოყენებული იქნება ნულოვან მიახლოებად:

$$\alpha_a(r) \propto r^{-2n-3}. \quad (96)$$

$$\alpha_a(r) = \alpha_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-2n-3} \quad (97)$$

ჩავთვალოთ, რომ დისიპაციას შეაქვს გარკვეული შესწორება ამ ამონახსნში.

$$\alpha = \alpha_a + \nu \tau_0 \alpha_{\nu} = \alpha_a + \frac{\tau_0}{\tau} \alpha_{\nu}. \quad (98)$$

მეორეს მხრივ, დისიპაციის ეფექტები მცირეა, რადგან აირი ძლიერად გაუხშობებულია და სიბლანტისა და მაგნიტური წინააღმდეგობის ეფექტები შედარებით უმნიშვნელოა ფონურ დინებასთან შედარებით. ამ შემთხვევაში დისიპაცია ნელი ეფექტია და მისი მახასიათებელი დრო გაცილებით აღემატება დინების მახასიათებელ დროს (τ_0):

$$\tau \ll \tau_0, \quad \nu \tau_0 \ll 1. \quad (99)$$

ამ მიახლოებაში შესაძლებელია კვადრატული წევრების უგულვებლყოფა:

$$(\nu\tau_0)^2 = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^2 \approx 0 \quad (100)$$

და შემდეგი განტოლების მიღება:

$$\frac{\partial}{\partial r}(\alpha_a + \nu\tau_0\alpha_\nu) = \frac{r_0^{-n}\nu r^n}{3\nu_0} (1 + \alpha - 2\alpha^2) - (3 + 2n) \frac{\alpha_a + \nu\tau_0\alpha_\nu}{r} \quad (101)$$

მარტივი გარდაქმნების შედეგად:

$$\frac{\partial}{\partial r}\alpha_a + \nu \frac{\partial}{\partial r}\alpha_\nu = \frac{r_0^{-n}\nu r^n}{3\nu_0} (1 + \alpha_a + \nu\alpha_\nu - 4\nu\alpha_a\alpha_\nu - 2\alpha_a^2) - (3 + 2n) \frac{\alpha_a}{r} - (3 + 2n) \frac{\nu\alpha_\nu}{r} \quad (102)$$

$$\nu \frac{\partial}{\partial r}\alpha_\nu = \frac{r_0^{-n}\nu r^n}{3\nu_0} (\nu + \nu\alpha_a + \nu^2\alpha_\nu - 2\nu\alpha_a^2) - (3 + 2n) \nu \frac{\alpha_\nu}{r} \quad (103)$$

მივიღებთ:

$$\frac{\partial}{\partial r}\alpha_\nu + \frac{(3 + 2n)}{r}\alpha_\nu = \left(\frac{r}{r_0}\right)^n \frac{1}{3\nu_0\nu_0} (1 + \alpha_a - 2\alpha_a^2) \quad (104)$$

ამ განტოლების ამონახსნის ძიება შესაძლებელია ორი ზარისზობრივი ფუნქციის ჯამის სახით:

$$\alpha_\nu = a \left(\frac{r}{r_0}\right)^m + b \left(\frac{r}{r_0}\right)^k \quad (105)$$

შესაბამისი გამარტივებების გამოყენებით:

$$\frac{\partial}{\partial r}\alpha_\nu = \frac{am}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{bk}{r_0^k} r^{k-1} \quad (106)$$

$$\frac{am}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{bk}{r_0^k} r^{k-1} + \frac{a(3+2n)}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{b(3+2n)}{r_0^k} r^{k-1} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^n \frac{1}{3\nu_0} (1 + \alpha_a - 2\alpha_a^2) \quad (107)$$

$$\left[\frac{am}{r_0^m} + \frac{a(3+2n)}{r_0^m}\right] r^{m-1} + \left[\frac{bk}{r_0^k} + \frac{b(3+2n)}{r_0^k}\right] r^{k-1} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^n \frac{1}{3\nu_0} (1 + \alpha_a - 2\alpha_a^2) \quad (108)$$

$$\frac{a(m+3+2n)}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{b(k+3+2n)}{r_0^k} r^{k-1} = \frac{1}{3\nu_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n + \frac{\alpha_0}{3\nu_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-n-3} - \frac{2\alpha_0^2}{3\nu_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3n-6} \quad (109)$$

ამონახსნის პოვნა შედარებით მარტივია n პარამეტრის კერძო მნიშვნელობისთვის:

$$n = -\frac{3}{2} \quad (110)$$

ამ შემთხვევაში

$$\frac{am}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{bk}{r_0^k} r^{k-1} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{3}{2}} \left[\frac{1}{3\nu_0} + \frac{\alpha_0}{3\nu_0} - \frac{2\alpha_0^2}{3\nu_0}\right] \quad (111)$$

$$m = k = -\frac{3}{2} + 1 = -\frac{1}{2} \quad (112)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{r^{-\frac{3}{2}}}{r_0^{-\frac{1}{2}}} (a+b) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{3}{2}} \frac{(1-\alpha_0)^2}{3\tau_0 v_0} \quad (113)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{(a+b)}{r_0} = \frac{(1-\alpha_0)^2}{3\tau_0 v_0} \quad (114)$$

$$(a+b) = -\frac{2r_0}{3\tau_0 v_0} (1-\alpha_0)^2 \quad (115)$$

$$\alpha_\nu = (a+b) \left(\frac{r}{r_0}\right)^m \quad (116)$$

$$\alpha_\nu = -\frac{2r_0}{3\tau_0 v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{1}{2}} (1-\alpha_0)^2 \quad (117)$$

საინტერესოა, რომ ანიზოტროპიის პარამეტრის დისიპაციური შესწორება α_ν უარყოფითი სიდიდეა და იკლებს რადიალურ მანძილთან ერთად. ამ ტიპის დინებებში ($n = -3/2$) დისიპაცია იწვევს ანიზოტროპიის პარამეტრის შესუსტებას ქარის წყაროსთან ახლოს, ხოლო დისიპაციის ეფექტი მიღვადია ქარის გავრცელებასთან ერთად.

სიმკვრივის უფრო ნელი გაუხშობების პირობებში, როდესაც

$$n < -\frac{3}{2} \quad (118)$$

მივიღებთ

$$\frac{a(m+3+2n)}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{b(k+3+2n)}{r_0^k} r^{k-1} = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n - \frac{2\alpha_0^2}{3\tau_0 v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3n-6} \quad (119)$$

$$m = n + 1 \quad (120)$$

$$k = -3n - 5 \quad (121)$$

$$\frac{a(n+1+3+2n)}{r_0^{n+1}} r^n + \frac{b(-3n-5+3+2n)}{r_0^{-3n-5}} r^{-3n-6} = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n - \frac{2\alpha_0^2}{3\tau_0 v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3n-6} \quad (122)$$

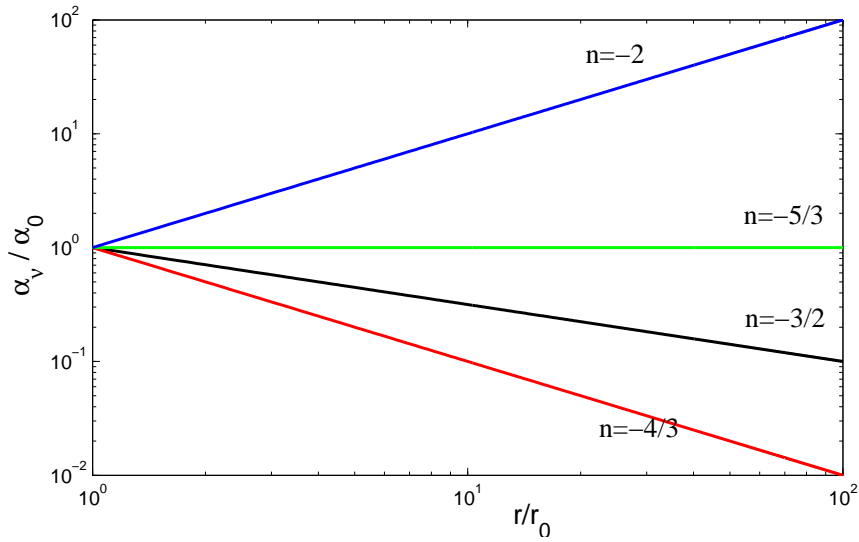
$$a = \frac{r_0}{3v_0} \frac{1}{(3n+4)} \quad (123)$$

$$b = -\frac{2\alpha_0^2 r_0}{3v_0} \frac{1}{(-n-2)} \quad (124)$$

და შესაბამისად საბოლოო ამონახსნი მიიღებს სახეს:

$$\alpha_\nu = \frac{r_0}{3\tau_0 v_0} \frac{1}{(3n+4)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n+1} - \frac{2\alpha_0^2 r_0}{3\tau_0 v_0} \frac{1}{(-n-2)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3n-5} \quad (125)$$

რადიუსის ზრდასთან ერთად დისიპაციური შესწორება α_ν მუდმივი ან ზრდადი სიდიდეა: $-3n - 5 > 0$. ეს ნიშნავს, რომ დისიპაციური ეფექტები ძლიერდება წყაროდან დაშორებით და მათი უგულვებელყოფა აღარ შეიძლება როდესაც $n < -5/3$.



სურ 4: ანიზოტროპიის პარამეტრის დისიპაციური შესწორების α_ν დამოკიდებულება რადიალურ კოორდინატზე სწვდასხვა ტიპის ამონახსნებისთვის: $n = -4/3, -3/2, -5/3, -6/3$. ანიზოტროპიის პარამეტრი მუდმივია როდესაც $n = -5/3$ და ზრდადი ფუნქციაა როდესაც $n < -5/3$. ამ შემთხვევაში დისიპაციური მოვლენები უფრო მნიშვნელოვანი ხდება ქარის გავრცელებასთან ერთად წყაროსგან დიდ მანძილზე.

როდესაც სიმკვრივე სწრაფად კლებადი სიდიდეა:

$$n > -\frac{3}{2} \quad (126)$$

მივიღებთ

$$\frac{a(m+3+2n)}{r_0^m} r^{m-1} + \frac{b(k+3+2n)}{r_0^k} r^{k-1} = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n + \frac{\alpha_0}{3v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-n-3} \quad (127)$$

$$m = n + 1 \quad (128)$$

$$k = -n - 2 \quad (129)$$

$$\frac{a(n+1+3+2n)}{r_0^{n+1}} r^n + \frac{b(-n-2+3+2n)}{r_0^{-n-2}} r^{-n-3} = \frac{1}{3v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n + \frac{\alpha_0}{3v_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-n-3} \quad (130)$$

$$a = \frac{r_0}{3v_0} \frac{1}{(3n+4)} \quad (131)$$

$$b = \frac{\alpha_0 r_0}{3v_0} \frac{1}{(n+1)} \quad (132)$$

შესაბამისად:

$$\alpha_\nu = \frac{r_0}{3v_0} \frac{1}{(3n+4)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n+1} + \frac{\alpha_0 r_0}{3v_0} \frac{1}{(n+1)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-n-2} \quad (133)$$

ამონახსნი გვიჩვენებს ანიზოტროპიის პარამეტრის ცვლილებას გაფართოებად ქარში სიბლანტის ეფექტის გამო. როგორც ამონახსნების კლასი გვიჩვენებს, ამ შეთხვევაში დისიპაციის ზეგავლენის უგულვებელყოფა შესაძლებელია ასტროფიზიკური ქარის წყაროდან დაშორებული უბნების აღსაწერად (იხ. სურ. 4).

5 დასკვნა

საბაკალავრო ნაშრომში განხილულია ანიზოტროპული გაუხშობილი დამაგნიტებული ასტროფიზიკური ქარების სტაციონალური გაფართოების კანონზომიერებები სხვადასხვა მიახლოებებში. ამოცანა ამოხსნილია დაუმაგნიტებელ ჰიდროდინამიკურ ზღვარში, ორმაგი ადიაბატის CGL მიახლოებასა და დისიპაციური ბრაგინსკის მოდელის ფარგლებში.

დამაგნიტებული ქარის CGL მოდელში ნაჩვენებია ხარისხობრივი ამონახსნების კლასები, რომლებშიც ანიზოტროპიის პარამეტრი შეიძლება იზრდებოდეს, ან მცირდებოდეს რადიუსის ზრდასთან ერთად. დისიპაციურ ბრაგინსკის მოდელში ნაჩვენებია ანიზოტროპიის პარამეტრის დისიპაციური შესწორების ამონახსნები. თუკი წნევის გაუხშობის ხარისხობრივი ფუნქციის მახასიათებელი $n < -5/3$, მაშინ დისიპაციური ეფექტები იქვევე ანიზოტროპიის პარამეტრში დისიპაციური შესწორების ზრდას. ამ შემთხვევაში შესაძლებელია ქარი აღიწეროს იდეალურ მიახლოებაში ასტროფიზიკურ ობიექტთან ახლოს, ხოლო დამორებით საჭირო იქნება დისიპაციის გათვალისწინება. სფერულად სიმეტრიული ქარისთვის $n = -2$ დისიპაცია მიღვევადი ეფექტია და შესაძლებელია მისი წყაროდან დამორებულ უბნებში უგულვებელყოფა.

წნევისა და ტემპერატურის ანიზოტროპია ზოგადად განიხილება, როგორც სხვადასხვა არამდგრადობების წყარო. ამ შემთხვევაში, თუკი ანიზოტროპიის პარამეტრი იზრდება, მატულობს დინების დესტაბილიზაციის ალბათობა და საგარაუდოდ ქარი განიცდის დისიპაციას. საპირისპირო შემთხვევაში, როდესაც გაფართოებასა და გაუხშობასთან ერთად ქარში ანიზოტროპიის პარამეტრი მცირდება, დინება ხდება უფრო სტაბილური და მეტია ალბათობა, რომ ის გავრცელდეს წყაროდან დიდ მანძილებზე, რომლებზედაც დაიკვირვება რეალურ ობიექტებში. ამ მხრივ, როგორც ჩანს, დისიპაციურ ეფექტებს შუედლიათ ითამაშონ როგორც მასტაბილებელი, ასევე დესტაბილიზაციის ძალების ეფექტი.

ლიტერატურა

- Braginskii, S. I., ``*Transport Processes in a Plasma*'', Reviews of Plasma Physics, 205 (1965).
- Chew, G. F.; Goldberger, M. L.; Low, F. E. ``*The Boltzmann Equation and the One-Fluid Hydromagnetic Equations in the Absence of Particle Collisions*'', roceedings of the Royal Society of London A, **236**, 112 (1956).
- Hollweg, J. V, ``*Viscosity in a magnetized plasma - Physical interpretation*'', Journal of Geophysical Research, **90**, 7620 (1985).
- Osman, K. T., Matthaeus, W. H., Hnat, B., and Chapman, S. C., ``*Kinetic Signatures and Intermittent Turbulence in the Solar Wind Plasma*'', Phys. Rev. Letters **108**, 261103 (2012).