

8. ხვედრითი

**ფალღური მითრამბა აჭმისჯერის ქვედა
ჯეინებში და დაჭუჭყლანების
პრობლემა
(რეკონიგბის კონსი)**

**თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
თბილისი 1991**

მ ე ს ა ვ ა დ ი

სახბალებო მუშაობების განვითარებისათვის ერთ-ერთი აუცილებელი და მნიშვნელოვანი პირობებია ეკლესიის ატმოსფეროში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების შესწავლა და პროგნოზირება.

ელვისათვის კარგად არის ცნობილი, რომ დინამიკური მეტეოროლოგია /მეცნიერება ატმოსფეროში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების შესახებ/ ეყრდნობა "სამ ვეშაპს". ეს არის: ზეორია; დაკვირვებითი მონაცემების დიაგნოზი; ზოგადი ცირკულაციის რიცხვითი ექსპერიმენტის მოხდენები. ეს კომპონენტები ერთმანეთთან მჭიდრო ურთიერთკავშირშია და მოითხოვს ერთიან სისტემად განხილვას. ყოველივე ამან, უკანასკნელ წლებში, შესაძლებელი გახდა შევცოდინოთ ზოგიერთი შეხედულება ფართომასშტაბიანი ატმოსფერული პროცესების არსზე.

ერთ-ერთი ცენტრალური პირობებია /პრაქტიკული მიზნით, აღმათ, ძირითადი/ ფართომასშტაბიანი პროცესების დინამიკური არის მათი წინასწარმეტყველება. ამ მიმართულებით უკანასკნელ ათ წელიწადში მოხდა მეტად მნიშვნელოვანი პროგრესი, რომელსაც გადაჭარბების გარეშე შეიძლება ვუწოდოთ რევოლუციური. უპირველესად, უნდა აღინიშნოს: სინოპტიკური პროცესების როლის შეფასება ატმოსფეროს ზოგადი ცირკულაციის ცვალებადობაში; ატმოსფერული დინამიკის შორეული კავშირების ფორმულირება /ცხადია, იგი ჯერჯერობით დამთავრებულია არ ჩანთვლება/; სასამზღვრო პირობების როლის განსაზღვრა ამა თუ იმ ელემენტის ევოლუციაში /მაგალითად, რკანის ზედაპირული ტემპერატურის/; ატმოსფეროს ცირკულაციის დაბალნიხშირისანი მერყეობის ფორმულირება; მდგრადი ფართომასშტაბიანი ატმოსფერული სტრუქტურების /ბლოკინგის ტიპის/ დიაგნოზი და მოხდენიერება, მათი ცვალებადობის პროგნოზირება და ზოგიერთი სხვა ამოცანა.

რამდენადაც პროგნოზი არის საუკეთესო შემთხვევა ატმოსფერული პროცესების კვლევის მეშვეობის სამართლიანობისა, ცხადია,

პროგნოზური მოდულები მნიშვნელოვანი კვლევის ბაზად იქცევა. უახლოეს წლებში.

მეორე მსოფლიო ომის შემდეგმ პერიოდში, ატმოსფეროს ზოგადი ცირკულაციის შესწავლის ერთ-ერთი ნაშედი და ყველაზე საჭირო მხარე იყო იმ მიქანნიზმისა და სტრუქტურის ღრმადი ძიება, რომელიც ეყრდნობოდა საშუალო კლიმატურ ცირკულაციას, ზონალური სიმეტრიი - რან ტაპახრის გატვირთვების. ასეთ პირობებში წარმოშობილ ტალღებს, ჩვეულებრივ, უწოდებენ სტაციონარულს. (ზოგიერთი ავტორი სარგებლობს ტერმინით "მდგარი ვრიგალი"/.

ამ მიქანნიზმის ცოდნა ატმოსფეროს პარამეტრიზაციისა და კლიმატის წილური მერყობის რიცხვითი ანალიზის შესწავლის საფუძველს იძლევა.

დღეისათვის კარგად არის ცნობილი მეორიული ინტერპრეტაცია ყოველდღიური სინოპტიკური რუკებისა, მათი სამიგანზომილიანი სტრუქტურა და ევოლუცია. ამავდროულს, კვირის ან თვის ხანგრძლივობის მიტოროლოგიური ველის გასაშუალებით პროცესების შესწავლა ერთგვარ გამოცანას წარმოადგენს. ასეთი რუკების კონფიგურაცია შეიძლება აღიწეროს მხოლოდ საჭიარისად განუსაზღვრელი ზოგადი წარმოდგენებით.

ჩვეულებრივ, ამინდის დაბალსიხშირისანი ცვალებადობანი შესწავლებმა სპეციალური მეთოდებით, როგორც ტალღური სიხშირისა და ზონალური ნომრის ფუნქცია. კორელაციური სტრუქტურის შესწავლით კი შეიძლება დროში ცვალებადი უპირატესი ტიპების გამოყოფა /თუ ასეთი რეალურად არსებობს/.

ცირკულაციის ნახევარსფერული რუკების ცალკეულ ნაწილებს, განსაზღვრულ პირობებში, ახასიათებთ ისეთი კონფიგურაციის მიღება, რომელიც ნაკადი ეკვივალენტურ-მარტროპული ხდება. აბსოლუტური

გრიგადის კონტურები განლაგდებიან ისე, რომ პოტენციალური გრიგადის გადატანა და მისი ტენდენცია უზინიშვნილთა პოლარულ რაიონებში, სადაც *წ* ეფექტი არ არის არსებობს; საშუალო ზონალური ნაკადი და ბაროკლინობა, ჩვეულებრივ, სუსტია. ციკლონიური და ანტიციკლონიური ჩახვეულობანი ხშირად იღებს ისეთ კონფიგურაციას, რომლებსაც ახასიათებს ერთხელ მიღებული ფორმის საკმაოდ დიდხანს შენარჩუნება.

შეიძლება ასეთი სისტემის არსებობა დაკავშირებულია იმ ერთ, რ , ან სამხრეთი ძვრებთან, რომლებიც დაიკვირვება არქტიკის ზღვით გეოპოტენციალურ ველში და ამ რაიონებს დაბალნიხშირიანი ცვილილებებს დიდ წვილიდან ზოგადი ცირკულაციის განსაზღვრავს.

საშუალო განედებში იშვიათად არსებობს ასეთი ხანგრძლივი მდგრადი კონფიგურაციის შენარჩუნების პირობები უფრო სპეციფიკურია. ხშირად იგი ხორციელდება ოკეანის აღმოსავლეთ მხარეს, სადაც ზონალური ნაკადი და ბაროკლინობა სუსტია, ხოლო არასტაციონარული შეფუთვების ამპლიტუდას საკმარისად დიდია იმისათვის, რომ მძლავრი დასავლეთის ქარების ზონაშიც მივიღოთ შეკრული გრიგადები.

აღნიშნულ განედებში ასეთი ხანგრძლივსიცოცხლიანი კონფიგურაციური სტრუქტურა ატარებს *ჰიმალურ კომპონენტს*; რაცა *გვაქვს მაღალი განედების ანტიციკლონი წარმოიშობა შედარებით დაბალი განედების ციკლონი წყვილი*. ამ დიალურ სტრუქტურას, ჩვეულებრივ, ადარებენ იმ იდეალური ნაკადის კონფიგურაციას, რომლებსაც უწოდებენ სოლიტონებს და მადონებს. აღნიშნული კონფიგურაციის მდგრადობა და ხანგრძლივობა შეიძლება იყოს რამდენიმე დღე-ღამე და კვირებიც კი .

რიცხვითა ექსპერიმენტებმა [18] აჩვენეს, რომ საშუალო განედების *წ* სიბრტყის ნაკადში, რომელიც ურთიერთქმედებს ოროგრაფიულ და ნელა მოძრავ არასტაციონარულ პლანეტარულ ტალღებთან,

შეიძლება ჩამოყალიბდეს ხანგრძლივსიცოცხლიანი მადონური სტრუქტურა დიდი ამბიტიუდით, მსგავსი ბოკინგისა.

უკანასკნელ წლებში თეორიული გამოკვლევების შედეგების რიცხვითმა ექსპერიმენტებმა აჩვენა, რომ გაიზარდა ინტერესი ადამაზობისა, ატიმოსფერო იმყოფებოდა ამინდის მიხედვით ერთმანეთისაგან განსხვავებულ ისეთ რეჟიმში, რომელთა შორის გადასვლა ხდება შედარებით სწრაფად. ასეთი რეჟიმის მკაფიო მაგალითად შეიძლება განვიხილო ბლოკირება 2-3 კვირის ხანგრძლივობით, რაც განსაზღვრავს მისი გავლენის არეში ამინდის პირობებს. ასეთ პირობებში, წინასწარმეტყველების გასაშუალების კლასიკური შეფასება შეიძლება იყოს არასწორი და ამინდის რეჟიმს აღმოაჩნდეს ისეთი მდგრადი ხასიათი, რაც შეიძლება შენარჩუნდეს უფრო მეტ ხანს, ვიდრე ამინდის ინდივიდუალური სისტემა. აქ ჩამოყალიბებულ თეორიას შემდეგში უწოდებს ატიმოსფეროს პროცესების დინამიკისა და წინასწარმეტყველების კვანტური თეორია, იგულისხმება გადასვლა კვაზიმდგრად მდგომარეობებს შორის. ჯერჯერობით დაკვირვების სტატისტიკა არ არის მდგრადი იმ მონაცემებით, რომლებიც აღწერენ ატიმოსფეროს დინამიკური პროცესების ფაზურ სივრცეში ბიომდალური და მრავალბიომდალური განაწილების ადამაზობას, რაც მოწმეა ამინდის სხვადასხვა რეჟიმისა.

ატიმოსფეროს კვანტურ დინამიკაში /5.87 არსებობს ორი მიდგომა, ერთ-ერთი, რომელსაც შეიძლება ეწოდოს ტადლური მიახლოება, განვიხილავთ დაბალი რიგის არაწრფივი პროცესების გამოკვლევებში, სადაც დატოვებულია მხოლოდ რამდენიმე პლანეტარული ტადლა. ნაჩვენებნი იყო, რომ მარტივი არაწრფივი ბაროტროპიულ მოდელს, რომელიც აღწერს ფართომასშტაბიან და ოროგრაფიულ ტადლას, შეიძლება აქონდეს ორი სხვადასხვა მდგრადი მდგომარეობა, ამასთან, ერთ მათგანს იყოს დაბალი ზონალური ინდექსით /ბლოკირებულ სისტემად და-

მახასიათებელი/. შემიღებინა ამ მიმართულებით შესრულებულ შრომებში
 ში №25, 27 გამოცემის წინადადება იყო რეალური ტიპოგრაფია, მიღებული
 შედეგები კარგ მანერობაშია ბლოკირებულ სიტუაციაში დაკვირვებულ
 განაწილებასთან. შესწავლილ იქნა ორჯინოვანის ბაროკლინური მოდელი,
 რომელიც შესაძლებელია ტახაპა ორგანიზაციული და ბაროკლინური არამ-
 დგრაფიკის შესწავლა. აღმოჩნდა, რომ მოდელური ბლოკირებული მდგო-
 მარეობისათვის ორგანიზაცია აუცილებელია, მაგრამ ასევე საჭიროა
 საშუალო ნაკადში პოტენციური ენერჯის გარდაქმნა.

ატმოსფერული პროცესების კვანტური დინამიკის მიერვე გზა,
 რომელსაც შეიძლება კორპუსკულური ვუნიკლუზი, განვიხილოთ იქნა
 მდგრადი სოლიტონური და მადონური სტრუქტურის წარმოქმნაში, რაც
 დინამიკის არანერვოვი განტოლებების განსაკუთრებული დოკალიზებუ-
 ლი ამოხსნებია. ამ განტოლებით აღწერილია თიხოვანი მქანის მიმართ
 /არანერვოვი ურთიერთქმედება და ნერვოვი დისპერსია/ შეიძლება და-
 შაღის ნებისმიერი დოკალიზური სტრუქტურა. ატმოსფეროს დინამიკაში
 ნერვოვი დისპერსია წარმოიქმნება როგორც როსონის ტადლის ეფექტი სა-
 შუალო ნაკადში, ხოლო არანერვოვი დაკავშირებულია ადვექციისთან.

დონგმა 1973 სიბრტყისათვის გამოიყვანა კარტევიკა-დე-ფრის-
 სის განტოლება როსონის ტადლისთვის. სოლიტონი ამ განტოლების მუ-
 სტი ამონახსნია, რომელიც წარმოადგენს მხოლოდ გრიპალის ბაროკ-
 რომული განტოლების აპროქსიმაციას. სუსტი დისპერსიის და არანერვო-
 ვიკის შემთხვევაში სამართლიანია კარტევიკა - დე-ფრისის /ან მი-
 სი მოდიფიკაცია/ განტოლება, რომელიც აღწერს დამოკიდებულებას
 მხოლოდ ერთ სივრცულ კოორდინატზე, მაგალითად, გრძელზე.

ბაროტროპიული განტოლების დოკალიზებული ტიპის ამოხსნის
 სხვა გზა არცნა სტერნმა 1976. მისი მადონური ამოხსნა წარმოად-
 გენს დიპოლს, მოხატვლებულ ნრეში; რომელიც არის სტაციონარული

ეროვნული მნიშვნელობის მემორიალი და მემორიალი სასაზღვრო
წილებზე წყვეტები. შემდეგში დაგეგმვა სტერნის ამოხსნა, გარე
ამოხსნის დაბრუნება, რეზონის სინათლე ქრომის გამო მადონას უნარ-
ჩვენება ლოკალური ხასიათი-თანდათანობით აღნიშნული მადონური ტი-
პების ეკონომიკური-ბაროტროპული და ბაროკლინური მოქცევის
დინამიკური ნაწილის დასაბამის მონიტორინგი და შედეგად მუდმივად ეკ-
ონომიკური შენარჩუნების მაგალითები /26,27/.

მადონური ამოხსნის ინტერესი იმდენად იმასთან დაკავშირებ-
ით, რამე მათი გამოყენების დროს ამინდისა და კლიმატის მოდელირე-
ბაში, ბლოკირებულ სიტუაციებში მარტივი დინამიკური მადონის სტრუქტურ-
ისაგან განსხვავებული სტრუქტურა აქვთ-კვადრატული ან ცალკეუ-
ლი სოლიტონური სტრუქტურა

აუცილებელია კვლევები ვაგონებზე ასევე ტიპის სოლიტონური
და მადონური ამოხსნების აგებისათვის. იმისათვის, რომ გავრცედე
ცალკეულ გეოგრაფიულ-ლოკალიზებულ ბლოკირებში /თერმული არაერთ-
გვარობის გეოგრაფიების განხილვა დროის მიხედვით ზოგადი ცირკულ-
აციის საშუალო მნიშვნელობიდან მდგრადი გადახრები/ და ატმოსფერ-
ის პარამეტრებს უკანაგონი დინამიკის გეოგრაფიული აღწერის რეგულაცი-
ების შედეგები რომ გავაერთიანოთ, სასარგებლო შევისწავლოთ არა
მოდელირ, არამედ უფრო მუდმივად არაერთგვაროვან საშუალო ნაკად-
ში სოლიტონური-მადონური ურთიერთობა.

თ ა ვ ი

ფართო მასშტაბიანი მოძრაობის ძირითადი
ჰიდროდინამიკური მახასიათებლები

დღეამინისა, როგორც აღანუცა, შედგება სამი სფეროსაგან: მყარნი ნაწილი, ჰიდროსფერო და ატმოსფერო. მათში მიმდინარე პროცესები აღნიშნება ფიზიკის ფუნდამენტური კანონების გამოყენებით. ყველა ეს კანონი გამოისახება მათემატიკურად და შესაძლებელია ამოიხსნას გამოდგენითი მანქანების გამოყენებით, ე. ი. მოხელეს პროცესების მოდელირება. მათემატიკური მოდელირება კი ხელუწინაა ბევრივერებაში, რაც უტყუარად ფიზიკური მოვლენების არსები წვლთას. ცნობილია, რომ დღეამინის ატმოსფერო ბუნებრივ მოძრაობათია. ამ მოძრაობის ძირითადი მიზეზი არის მიწის უწერვიის არათანაბარი განაწილება დღეამინის ზღვაპირზე. ატმოსფეროში "მანქანა" მოქმედებს ბუნებრივი სქემით: სითბოს არათანაბარი მოდინება; ტემპერატურის კონტრასტი; სიმკვრივის არათანაბარი განაწილება; წვევის არათანაბარი განაწილება; მოძრაობის წარმოშობა; სითბოს მოდინის გადანაწილება. ეს გარემოება აძლიერებს სითბოს მოდინის მოდელირებასა და ფერმოდინამიკის საკითხების როლს ატმოსფეროს რხევიით მოძრაობის შესწავლაში.

აღამიანს ყოველ ნაბიჯზე რხევიით და ტალღებით აქვს საქმი, მაგრამ ჯერჯერობით შეუძლებელია ამომწურავად განისაზღვროს, რას უნდა ეწოდოს რხევიით ან ტალღური პროცესები. ჩვენს გარემოში ყველ ბუნებაში გვხვდება მრავალი მოვლენა, რომელთაც რხევიით და ტალღური ხასიათი აქვთ. მათ შესახებ წარმოდგენა აქვს ყოველ აღამიანს, აკვირდება რა ქანქარის რხევას ან წყლის ზღვაპირზე წარმოქმნილ ტალღებს, ღრუბლების სპეციფიკური ფორმა ხიდვადს ხდის ტალღებს ატმოსფეროში. სპეციფიკური კლასი არასტაციონარ-

არული მოძრაობისა ტალღურად ჩავთვალთ, რომელიც ხასიათდება ღრმში და სივრცეში პერიოდულობით. შესაბამისი მეტეოროლოგიური ელემენტების ველი, როგორც წესი, შეიძლება იყოს აღწერილი ფორმის მქონით. ატმოსფერული ტალღები წარმოადგენენ ან პერიოდულად ცვალებადი გარეგანი ფაქტორების /მიმოქცევის ტალღების/ გავლენით გამოწვეულ რბევებს ან მცირე შემფოთებების ევოლუციურ შედეგს, რომლებიც ედება განსაზღვრულ საწყის მდგომარეობას. საწყის მდგომარეობას, ჩვეულებრივ, უწოდებენ ძირითად მდგომარეობას და ითვლება ცნობილად.

უკანასკნელი ორასი წლის განმავლობაში აღინიშნება მნიშვნელოვანი პროგრესი ატმოსფეროში ტალღური მოძრაობების შესწავლაში. დადგინდა იქნა, რომ თავიანთი ინერციის პროცესში ტალღებს გადააქვს ენერჯია და მოძრაობის რეაქცია იმ ობიექტზე: რომელიც საკმარის რაოდენს ასრულებს მათ გლობალურ ბაღანსში. თანამედროვე ცოდნა ტალღური პროცესებისა სულ უფრო და უფრო ივსება ახალი თეორიებით და ექსპერიმენტული გამოცდების შედეგებით, ხელეწიური თანამგზავრების მოწვევების ჩათვლით.

ცნობილია, რომ ჰიდროთერმოდინამიკის განვითარებათა სისტემა აღწერს დედათინაზე, როგორც პლანეტაზე, მიმდინარე ყველა ტალღურ პროცესს დაწყებული "ფოთლის შრიალით და დამთავრებული ციკლონური გადაადგილებით". ცხადია, ამა თუ იმ გეოფიზიკური მოვლენის შესწავლისას ყველა ტალღური პროცესის განხილვა არ არის აუცილებელი, ბუნებრივია, რომ ბრაზილიაში პეპელას ფრენა ვერ იმოქმედებს ციკლონურ აღრევებზე საქარბვედროში, თუ მოძრაობებს დაკრფთ პერიოდული ხანგრძლივობით, შეიძლება განისაზღვროს შემდეგი ტიპები: ნიკრობასიტიპიანი მოძრაობა, რომლის გავრცელების მახასიათებელი სიგრძე რამდენიმე ათეული მეტრი და პერიოდი ათეული წამი. /ყველაზე კარგი მაგალითია გამჭოლი ქარი/; მეორე მეზომასიტიპური

მოდრაობები - პორიგონტალური გავრცელება რამდენიმე ათეული კილომეტრი დრო 1-2 სთ. მაგალითად, გრძელ ღრუბლების არსებობა, ადგილობრივი დინებები ოკუანებში, მოქცევა და უკუქცევა; მესამე-მეოთხედიანი ტიპის მოდრაობა, რომლის ზომებია 1000-2000 კმ, პერიოდი I დღე-ღამე /სინოპტიკური მოდრაობები/.

მეოთხე - გლობალური პერიოდი - 1 კვირა და მეტი;

მეხუთე - სეზონური დრო-მედეები და წელი;

მეექვსე - წლიური /რამდენიმე წელი/;

მეშვიდე - საუკუნოებრივი. პერიოდი - რამდენიმე საუკუნე.

ეს არის მოდრაობა გეოლოგიური პერიოდით დათბობები, აცივებები. ფიზიკურად ყველა ამ მოდრაობის მახასიათებელი დრო განსაზღვრება შესაბამისი პირობების შინაგანი ხასიათით.

იშისათვის, რომ ესაა მთა ის მოდრაობა გამოიყოს და ცაქვე იქნეს შესწავლილი მოცემულ პირობებში, უნდა მოხდეს შესაბამისი განტოლება-თა სისტემის გამარტივება.

სანამ გამარტივებას მოვანებებდეთ, უპირველეს ყოვლისა, საფირმა განსახილველი მოდრაობიდან გამოიყოს მთავარი, მოცემულ პირობებში განსაზღვრული მოდრაობა.

მთავარი მოდრაობის განსაზღვრა უნდა მოხდეს მოვლენის`ფიზიკური არსიდან გამომდინარე. პირობიდანამოქონს განტოლებათა სისტემის ამოხსნის შესაძლებელი ტიპებიდან უნდა მოხდეს იმ ტალღების გამოყოფა "გაფილტვრა", რომლებიც არსებობს არ არის განსახილველი პირობების შესწავლის დროს.

იშისათვის, რომ გარკვეულთა იყოს ატმოსფეროსა და ოკუანეში მიმდინარე ფიზიკური პირობების არსი, აუცილებელია ვიცოდეთ გეოფიზიკური პირობიდანამოქონს ძირითადი კანონები. პრინციპში გეოფიზიკური პირობიდანამოქონს საქმე აქვს ბუნებაში არსებულ ყოველგვარ მოდრაობ-

ასთან. ასეთი მოძრაობების დროითი და სივრცითი მასშტაბები იწყობა ლოკალური მცირე ბრძვებით და მთავრდება გიგანტური ღრუბებით ოკუპანესა და ატმოსფეროში. ზვით "მაგარ" ღუდაშიწამიც მიმდინარეობს სიხვეში არსებული ცირკულაციის მსგავსი მოძრაობები, რამდენიმე მილიონი წლის დროითი მასშტაბით, რომელიც ღუდაშიწამი გათვლილდება ანტიენერჯების დრეიფით და ოკუპანის ფსკერის გაფართოებით. ყველა ეს მოძრაობა წარმოადგენს გეოფიზიკური პიდროდინამიკის კვლევის ობიექტს, მაგრამ იგი ძირითადად მანვც შივისწავლის ფართომასშტაბიანი მოძრაობებს ოკუპანესა და ატმოსფეროში. გავვეყროთ ფართომასშტაბიანი მოძრაობების რამდენიმე ძირითად პიდროდინამიკურ მახასიათებელს. ფართომასშტაბურად ითვლება მოძრაობა, რომელიც დას არსებითად მოქმედებს ღუდაშიწამს ბრუნვა საკუთარი ღერძის გარშემო. ცხადია, რომ მოძრაობა წაწილკის მახასიათებელ მანძილზე, მახასიათებელი სიჩქარით მოძრაობის დრო ზუ არსებითად მცირეა ღუდაშიწამს ღერძის გარშემო ბრუნვის პერიოდზე, მაშინ წაწილკი არ განიცდის ღუდაშიწამს ბრუნვის გავლენას, უ. ი.

$$\mathcal{E} = \frac{U}{L f} < 1.$$

ამ რიცხვს უწოდებენ როსბი-კობელის რიცხვს, სადაც U არის სიჩქარე, f - კორიოლის პარამეტრი, L - მოძრაობის პორიგონტალური მახასიათებელი სიჩქარე, პირველი მიახლოების, უ. ი. $\mathcal{O}(\mathcal{E})$ რიგის სიხუსტით, ოკუპანე და ატმოსფერო მოძრაობს პლანეტასთან ერთად, განიცდის მცირე, მაგრამ არსებით შეშფოთებებს, რომლებიც ღუდაშიწამსთან ერთად ბრუნავს და ვუწოდებთ ქარსა და ღრუბლებს.

მივიღებ მოსული ენერჯიის უთანაბრო განაწილება ღუდაშიწამს ატმოსფეროში იწვევს სიმკვრივის მნიშვნელოვან ცვლილებებს. სიხბოს ეს რაოდენობა არის მიგვი ოკუპანესა და ატმოსფეროში მიმდინარე

ყველა მოძრაობისა /მთვარის მიმოქცევილი გავლენა გამორიცხულია/. სტრატეგიკაციის მნიშვნელოვანი ზვისება არის ის, რომ იგი თითქმის მუდამ გრავიტაციულ მდგრადობაშია იმ გაგებით, რომ უფრო მძიმე მასა არის შედარებით მსუბუქი მასის ქვეშ. სიმკვრივე აჭიმოს უფრო ან მარისად სწრაფად მცირდება სიმაღლეზე, რათა უზრუნველყოს გრავიტაციული მდგრადობა. მდგრადი სტრატეგიკაციის არსებითი შედეგი არის ის, რომ ფართომასშტაბიანი დინებები თითქმის პირიზონტალურია.

სტრატეგიკაციის ეფექტის ზომა გვაძლევს ხუგერის რიცხვს: 2137

$$S = g \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{\phi}{f L^2}$$

სადა

$$S = \left(\frac{L_{\phi}}{L} \right)^2, \quad /1.1/$$

სადაც

$$L_{\phi} = \frac{1}{f} \left(g \frac{\Delta \rho}{\rho} \phi \right)^{1/2},$$

სადაც $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ არის სინკრივის მახასიათებელი ცვლილება, მოძრაობის ϕ ვერტიკალურ მასშტაბზე;

L_{ϕ} -ს ეწოდება როზინის ეფორმაციის რადიუსი. ამრიგად, S - პარამეტრი დამოკიდებულია ეფორმაციის რადიუსის შეფარდებაზე გეომეტრიულ მასშტაბთან და არ არის დამოკიდებული სიჩქარეზე.

გვახსენებთ, რომ პიდროდინამიკის განტოლებაში სინკტივის ზუსტი ამოხსნა შესაბამისი სასაზღვრო და საწყისი პირობებით, მოგვცემს სასურველ ინტეგრაციას. მოძრაობების განტოლებები იმდენად რთულია, რომ ზუსტი ამოხსნა შეუძლებელია მონახოს მხოლოდ ცალკეულ შემთხვევებში. სიხისა და ჰაერის შესახებ არსებობს რამდენიმე ძირითადი მდგრადობა, რომლებიც საკმარისად ზოგადია და სასარგებლო

გეოფიზიკური ანალიზისათვის. გეოფიზიკურ ჰიდროდინამიკაში განსაკუთრებით მნიშვნელოვან როლს ასრულებს სიჩქარის გრიგალი, რომელიც განისაზღვრება როგორც სიჩქარის როტორი

$$\vec{\Omega} = \text{rot } \vec{V} \quad /1,2/$$

სიჩქარის გრიგალის კომპონენტებს აქვთ სახე:

$$\Omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z};$$

$$\Omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x};$$

$$\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

რიცხობრივად იგი ტოლია ნაწილაკის ბრუნვის კუთხური სიჩქარის გარაკუთხებული ნაწილაკებისა. ბრუნვა, რომელიც დაიკვირვება აბსოლუტურ კოორდინატთა არამბრუნავი ათვლის ინერციულ სისტემაში, ეწოდება აბსოლუტური გრიგალი ($\Omega + f$), სადაც იგულისხმება, რომ Ω ფარდობითი გრიგალია, ე. ი, ფარდობითი სიჩქარის ბრუნვა.

ფარდობითი ბრუნვის ვერტიკალური კომპონენტის კორიოლისის პარამეტრთან ფარდობა

$$\frac{\Omega_z}{f} = \frac{U}{fL} = \frac{E}{\sin \theta} = R_0$$

არის განსაზღვრული, როგორც როსბის ლკადური რიცხვი. არაკვატორულ ზონაში $\sin \theta \sim O(\lambda)$, ასე რომ, როსბის მცირე რიცხვის მქონე დინამიკისათვის ფარდობითი ბრუნვა მცირეა პლანეტარულად შედარებით.

ბრუნვითი მილი შედგება ბრუნვითი წირვიზისაგან, რომელიც

გაონის მიკროდ კონტურში. წირები ოცდობადაა დაჯერებული წირების მიხედვით, ამიტომ ბრუნვის ღერძის მას შემდეგ კვეთები განსხვავდებიან. განმარტების მიხედვით ბრუნვის სინქრონიკ ვექტორი მიღის შედეგად არც ერთ წერტილში არ გავა. ღერძის ვექტორი არის პარალელური სიბრტყის მასა, რომელიც გადის იმ სხეულთან კუთხის ფარში, რომელიც მიიღება ღერძის ხაზების ბრუნვითი სინქრონიკის ღერძის ირგვლივ. ცნობილია პერმეაბილიტის დანაკარგების სინქრონიკის მიხედვით, ერთი მხრივ, და ღერძის ვექტორისა და სინქრონიკის პოტენციალს შორის, მეორე მხრივ.

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \varphi}{\partial x};$$

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

/1,3/

გვახსენებთ, რომ $\Omega = \Delta \psi$,

$$\theta_1 = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \Delta \varphi$$

θ_1 - ბრტყული დივერგენცია, Δ - ბრტყული ლაპლასიანი. ის გარეობა, რომ Ω რიგობობრივად უღრის ნაწილს ბრუნვის გარეკლებზე კუთხურ სინქრონიკს, ნიუტონებს, რომ სიბრტყე /პარალელ/ ბრუნვის როტორი მისი სხეული. ეს მიღებული მოგვად გამომდინარეობს სტრუქტურის და კვლევის დაუბრუნებელიდან /ანის მიხედვით პარამეტრების ბოლოს/.

ვინაიდან სირქარის გრიგალი /ბრუნვის/ ვექტორული სიდიდეა, ანალოგი მნიშვნელობანი მისი ვანტოლები ანალოგი, რომელიც იძლევა მხოლოდ იმის აღწერას, თუ როგორ იცვლება სირქარის გრიგალი. კედვირის თეორემა /იხილეთ ქვემოთ/ უფრო ძლიერია, მაგრამ მოქმედებს სკალარულ სიდიდეებზე, ამიტომ განსაკუთრებით სასარგებლოა ერტელის მიერ სირქარის გრიგალის განყოფილების /8,13/ მიღება და სათანადო ანალოგი.

$$\frac{d(\Omega + f)}{dt} = -f \phi, \quad /1,4/$$

თუ გარეშო ბაროტროპიული და უკუმშვადია, მაშინ

$$\frac{d(\Omega + f)}{dt} = 0, \quad /1,5/$$

ე. ი. ასეთ პირობებში სირქარის აბსოლუტური გრიგალი ინახება. ძველია შევხადეს სირქარის ჰორიზონტალური ბრუნვის შენახვის კანონის მნიშვნელობა, ვინაიდან ამ განტოლებაში დაყრდნობით მიიღება ძირითადი საპროგნოზო განტოლება. ოკუანისა და ატმოსფეროს წარმოშობის შესახებ მონათხილვის შესწავლისათვის.

როგორც ვ. ოპუხოვს და ი. კიბელის მიერ იყო წარკვნილი, ფართომასშტაბიანი მოძრაობა ხასიათდება იმით, რომ ბარული ძალა და კორიოლისის ძალა ბალანსირებულიან. თუ ეს პირობა დაირღვა, წარმოებს

ქარისა და წნევის ველების ისეთი გარდაქმნა-ურთიერთშეთანხმება /ადაპტაცია/, რომ რამდენიმე საათის შემდეგ კვლავ აღსდგება აღნიშნულ ძალებს შორის ბალანსური წონასწორობა. ეს პირობა განაპირობებს ე.წ. გეოსტროფიული ქარის არსებობას, რომ /8,11/

$$U = - \frac{1}{2 \omega f \sin \Theta} \frac{\partial p}{\partial y};$$

$$V = - \frac{1}{2 \omega f \sin \Theta} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

/1,6/

ის ფაქტი, რომ ოკეანე და ატმოსფერო განიხილება როგორც სიბნის - ქაერის თხელი ფენა, განაპირობებს, ვერტიკალური კოორდინატის სახით შემოტანის იქნეს სიდიდე $Z = Z - Z_0$, სადაც Z_0 - დედაბინის რადიუსია. გარდა ამისა, ვინაიდან ერთი და იმავე ვერტიკალის სხვადასხვა წერტილში წნევათა სხვაობა დამოკიდებულია მხოლოდ ამ წერტილებს შორის მოთავსებულ ერთეულფენის ფართის მქონე სიბნის ან ქაერის ვერტიკალური სვეტის წონაზე, გამოდის, რომ ქაერი ან სიბნე იმყოფება წონასწორობაში, თუცა, სინამდვილეში იგი მოძრაობს.

ქაერის ან სიბნის მასის მოძრაობის დინამიკის შესასწავლად გეოსტროფიული მიახლოება არასაკმარისია, ვინაიდან იგი დინამიკის ვერტიკალური დამოკიდებულებას და გაურკვეველი რჩება წნევის ველის ევოლუცია დროში.

ფართობისშეგაბიანი მოძრაობის ერთ-ერთ ძირითად თავისებურებას წარმოადგენს მოძრაობის პერიზონტალური და ვერტიკალური მასშტაბების არათანაბრობა. ოკეანის სიღრმე იშვიათად სჭარბობს 6 კმ-ს, ატმოსფეროს სიმაღლე აბუჯი კილომეტრია, ამავდროულად, პერიზონტალური მასშტაბი ასეველი და ათასი კილომეტრია. მასშტაბების ასეთი განსხვავებას მივყავართ იქამდე, რომ წაწილაკის ტრადიციონალური მიგონივრება პერიზონტალური ბუდაპირიდან, ამრიგად,

$\delta = \frac{\phi}{L}$ არის საკმარისად მცირე სიდიდე.

გოტფრიდის კინემატიკის საფუძველია მოსაზრება იმის შესახებ, რომ უწყვეტი გარემოს მოძრაობის განტოლებები შეიძლება გამოვიყენოთ ოკუპანური და ატმოსფერული პრეცესების შესწავლისათვის. სიმკვრივის დოკალური ცვლილების სიჩქარე მუდამანსივრება მასის ნაკადის დივერგენციით, მაშინ უწყვეტობის განტოლებას აქვს სახე:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla U = 0, \quad /1,7/$$

სადაც

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U \nabla \quad /1,8/$$

არის სრული /ინდივიდუალური/ წარმოებული დროით. ნიუტონის მეორე კანონი ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$\rho \frac{dU}{dt} = -\nabla P + \rho \nabla \varphi + F(U), \quad /1,9/$$

სადაც φ მასური ძალების პოტენციალია; P - წნევა; F - ზოგადად ნებისმიერი არაკონსერვატიული ძალა, მაგრამ, უძველეს შემთხვევაში, იგი არის ხაზუნის ძალა. ისეთი გარემოსათვის, როგორცაა პანური და ნყალი F -ს აქვს შემდეგი სახე:

$$F = \mu \nabla^2 U + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla, U),$$

სადაც μ მოლეკულური დიფუზიის კოეფიციენტი.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ნებისმიერი ნაწილაკის აბსოლუტური გრივადი წარმოადგენს პლანეტარული 2ω და ტრანსლაციონალური ω გრივადთა ჯამს. დედამიწის ზედაპირის მარშალური პლანეტარული ბრუნვის კომპონენტი ტოლია კორიოლისის

$$f = 2\omega \sin \theta$$

პარამეტრისა Θ განედის მიმართ. ფარდობითი გრიგადის ვერტიკალური კომპონენტი განისაზღვრება სიჩქარის მახასიათებელი სიდიდის შეფარდებით L -თან

$$\Omega_z = O\left(\frac{U}{L}\right)$$

ამ სიდიდეების შეფარდება, როგორც აღვნიშნეთ

$$R_o = \frac{\Omega_z}{f}$$

არის როსბის ლკალური რიცხვი. ამრიგად, მოძრაობებისათვის, რომლებიც როსბის რიცხვის მცირე მნიშვნელობით ხასიათდებიან, ფარდობით ბრუნვა აღანეტარულთან შედარებით მცირეა. ამ ფაქტის უშუალო შედეგია ის, რომ ფართომასშტაბიანი მოძრაობა თითქმის არასოდეს არ არის უგრიგადო და ეს მოძრაობის ბრუნვითი ხასიათი განისაზღვრება აღანეტარული გრიგადით.

სტოქსის თეორემის /13,28/ თანახმად, ამსოლუტური გრიგადი გამავალი C შეკრული კონტური, შემოსაზღვრულ არეში ტოლია.:

$$\Gamma_a = \oint_C U_j \, dZ,$$

სადაც U_j სიჩქარის სრული ვექტორია, dZ - რადიუსვექტორი, ასევე ფარდობითი სიჩქარის ცირკულაცია

$$\Gamma = \oint_C U \, dZ.$$

მტკიცდება, რომ

$$\Gamma_a = \Gamma + 2\omega A_n, \quad /1.10/$$

სადაც A_n არის ω -ს მართობულ სიბრტყეზე A გრიგალური მილის განივი კვეთის ფართის პროექცია. რამდენადაც სამართლიანია /1.10/, იმდენად, ცხადია, რომ /1.10/-ში ერთ-ერთი მესაქრების მენცირება გამოიწვევს მეორის გამრდას.

თუ გვაქვს უხანძრო ბაროტროპიული გარემო, მაშინ მტკიცდება, რომ აბსოლუტური ცირკულაციის ცვლილება ღრუში უდრის ნულს, ე. ი. ინახება

$$\frac{d\Gamma_0}{dt} = 0. \quad /1.11/$$

ეს არის კვლევის თეორემა. როცა სამარტლიანია კვლევის თეორემა, მაშინ გრიგალური მიღი მოძრაობს სიხის ან ჰაერის ნაკადთან ერთად.

ახლა განვიხილოთ ნაწილაკის სკალარული მახასიათებელი. ისევე სიდიდე, რომელიც აკრძალულია განტოლებას:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = \mathcal{L}$$

სადაც \mathcal{L} არის \mathcal{L} -ს მახასიათებელი რაიმე წყარო. ატმოსფერული მოძრაობებისათვის \mathcal{L} შეიძლება იყოს პოტენციალური ტემპერატურა Θ , ხოლო \mathcal{L} იქნება Θ -ს განმსაზვრელი განტოლების მარჯვენა მხარე, ანდა \mathcal{L} იქნება სინკვრინვე, ხოლო \mathcal{L} შესაბამისი განტოლების მარჯვენა მხარე. თუ დავუდია შემდეგი პირობები:

1/ ჰოვლი მოძრავი ნაწილაკისათვის $\mathcal{L} = 0$, ე. ი. \mathcal{L} სიდიდე ინახება;

2/ ხანულის ძალები შეიძლება უგულებელვყოთ $\mathcal{F} = 0$.

3/ გარემო ბაროტროპიულია $\Delta P_x \Delta z = 0$,

მაშინ პოტენციალური გრიგალი

$$\Pi = \frac{\sqrt{2+2\omega}}{\rho} \nabla \mathcal{L} \quad /1.12/$$

ინახება თითოეულ მოძრავე ნაწილაკში, ე. ი.

$$\frac{d\Pi}{dt} = 0 \quad /1.13/$$

ეს არის ერტელის თეორემა.

მასის ერთეულზე გახუდილი ხახუნის ძალის შეფარდება კორიოლისის აჩქარებასთან წარმოადგენს უტანზომილებო პარამეტრს, რომელსაც ეკმანის E რიცხვი ეწოდება.

$$E = \frac{\gamma \frac{u}{L^2}}{2\omega u} = \frac{\gamma}{2\omega L^2} \quad /1.14/$$

მტკიცდება, რომ ისეთი მოძრაობებისათვის, რომელთათვისაც $\frac{L}{z_0} \ll 1$ ფარდობითი გრიგალი პროპორციულია წნევის ბრტყელი დაპლანინი

$$\zeta = \frac{1}{f\rho} \nabla^2 p, \quad /1.15/$$

სადაც f კორიოლისის პარამეტრია.

0 3 0 11

აღმავლეთის რეგიონის განვითარების სტრატეგია
საქართველოს სსრ-ში

§ 1. მოძრაობის განვითარების სტრატეგია
საქართველოში

შესასწავლი მოძრაობის გეოგრაფია გულისხმობს დედაქალაქის
გეოგრაფიის სტრატეგიას პირველი მიხედვით. მოძრაობის აღწე-
რა და გამოვლენის მიხედვით სტრატეგიის მიხედვით კუბისთვის სიხშირით
/სტრატეგიის/ წარმოადგენს რა და მნიშვნელოვან პრინციპს.
ამ პრინციპის წარმომადგენელი გადაწყვეტა შესაძლებელია მხოლოდ მო-
ძრაობის განვითარების გამოვლენით ისე, რომ ისინი აღწერდნენ
წარმოქმნილი მოძრაობის ძირითად არსებით პრინციპებს. გამო-
ვლენის მიხედვით უნდა იქნას სხვადასხვა წევრების რიცხის შეფას-
ება /მასშტაბების ანალიზი/, მაგრამ სტრატეგიის არსებო-
ბას შეიძლება ახალი განსაკუთრებული მნიშვნელობა, რაც მოხერხებს სპე-
ციალურ განხილვას. ამასვე დროს, მთელი რიგი მეორეების შეუს-
რულებლობას /მაგ., გეოლოგი-პრობლემის/ მივყავართ რელიეფის და-
ხრის და კონტინენტის პარამეტრის განვითარების მიხედვით ცვლილების
დინამიკური ანალიზის უზრუნველყოფას. ეს ანალიზი მნიშვნელო-
ვანად უწყობს პოტენციური გარემოს შენახვის კანონს ურთი-
ვარდროს განვითარების.

ამრიგად, აუცილებელი ხდება მასშტაბური ანალიზის ჩატა-
რება კვალიფიკაციის მიხედვით განვითარების მისაღებად ეს სიხშირის
მიხედვით, რომელიც აღწერს მოძრაობის რაგონს ურთივარდროს,
ასევე სტრატეგიის მიხედვით განვითარების.

ყველა განსახილველ ამოცანაში მოძრაობის მახასიათებელი
ვერტიკალური მასშტაბი უნდა დედაქალაქის რაგონსთან შედარებით იმ-
დენად იყოს, რომ სიმძიმის ძალის აქტუარება იხილება მუდმი-

ვად. თითოეული წერტილის კოორდინატებია z, θ, φ ; სიჩქარის მდებარეობები ალმოსავლეთით გრძედის გასწვრივ, ჩრდილოეთით შერეოდანის გასწვრივ და ვერტიკალური მიმართულებით u, v, w , შესაბამისად. იმპულსისა და მასის შენახვის კანონები ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\frac{du}{dt} + \frac{uw}{z} - \frac{uv}{z} \operatorname{tg} \theta - 2\omega \sin \theta \cdot v + 2\omega \cos \theta \cdot w = -\frac{1}{z\rho \cos \theta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{F_\varphi}{\rho};$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{vw}{z} + \frac{u^2}{z} \operatorname{tg} \theta + 2\omega \sin \theta \cdot u = -\frac{1}{z\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{F_\theta}{\rho};$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{w^2 + v^2}{z} - 2\omega \cos \theta \cdot u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \frac{F_z}{\rho};$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left\{ \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{2w}{z} + \frac{1}{z \cos \theta} \frac{\partial (v \cdot \cos \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{z \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right\} = 0.$$

სადგ

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{z \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{v}{z} \frac{\partial}{\partial \theta} + w \frac{\partial}{\partial z},$$

ხოლო F_φ, F_θ და F_z - ხახუნის ძალის კომპონენტებია. იმისათვის, რომ სისტემა თავსებადი გახდეს, საჭირო ხდება თერმოდინამიკური განტოლებების დაშვება. ატმოსფერული მოძრაობებისათვის განტოლებას აქვს სახე:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\Theta}{c_p T} \left(\frac{K}{P} \nabla^2 T + Q \right) \quad (2.1.1)$$

სადაც $\Theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{C_p}}$ პოტენციალური ტემპერატურაა; P, P_0 და T დაკავშირებულია ერთმანეთთან მდგომარეობის განტოლებით

$$P = P_0 R T,$$

სადაც R გაზების უნივერსალური მუდმივაა.

ოკეანური მოძრაობისათვის კი გვაქვს განტოლება

$$\frac{d\theta}{dt} = K \nabla^2 \theta - \frac{\alpha P_0}{C_p} Q,$$

სადაც K სითბოგამტარებლობის, ხოლო α - ზღვრული გაფართოების კოეფიციენტია მდგომარეობის განტოლებას ამ შემთხვევაში აქვს სახე:

$$P = P_0 [1 - \alpha (T - T_0)].$$

Q წარმოადგენს სინტეზის სითბოს შიგნით წყაროს სიძლიერეს;

C_p - სითბოგამტარებლობის მუდმივი წნევის დროს.

დავუშვათ, რომ მოძრაობა / ატმოსფეროში ან ოკეანეში / ხდება არაუკვატორულ Θ_0 საშუალო განედებში, მაშინ ახალი კოორდინატების შემოყვანა

$$x = z_0 \cos \Theta_0 \cdot \varphi; \quad y = z_0 (\Theta - \Theta_0); \quad z = z - z_0.$$

იძლევა საშუალებას მოძრაობის განტოლებები ჩაიწეროს მიახლოების გარეშე. ცხადია, რომ

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} = z_0 \cos \Theta_0 \frac{\partial}{\partial x} \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}$$

სიგრძობა და სიჩქარის მახასიათებელი სიდიდეების შემოჭანით

გვექნება:

$$\begin{aligned} x &= L x'; & z &= \frac{1}{L} z'; & u &= L u'; \\ y &= L y'; & t &= \frac{L}{u} t'; & v &= L v'; \end{aligned}$$

ვინაიდან ჩვენს პირობებში ნაწილაკის ტრავეჭორიის დამახასია-
 თებელი დახრას არ გადააჭარბებს $\frac{\phi}{L}$ -ს, ამიტომ უგანგობილებით ვერ-
 ტიკალური სიჩქარე უნდა განისაზღვროს თანატარებლით:

$$W = \frac{\phi}{L} \ll W'.$$

დამახასიათებელი მასშტაბი W -სათვის შეიძლება აღმოჩნდეს
 უფრო მცირე, ვიდრე $\frac{\phi}{L}$, თუ სხვა დინამიკური პარამეტრები ეწინაა-
 ლმედვებიან ვერტიკალურ მოძრაობას, ამიტომ სიდიდე $\frac{\phi}{L}$ უფრო
 სწორი იქნება ასინვიზილთ როგორც W -ს მახასიათებელი სიდიდის
 ჰედა ზღვარი. თუ რსების რიგბვი მცირე სიდიდება, ე. ი. სიჩქარე ვიც-
 რა, მაშინ მასშტაბების შერჩევა წნევისა და სიმკვრივისათვის
 უფრო რთულია, ვინაიდან წნევა მცირედ გადაიხრება ფორული განა -
 ლეებშიდან $P'_s(z)$, რომელიც სტატისკის განტოლებით განისაზღვრება

$$\frac{\partial P'_s(z)}{\partial z} = -\rho'_s(z)g \quad /2.1.2/$$

$P'_s(z)$ და $\rho'_s(z)$ შეიძლება განსაზღვრულ იქნეს როგორც წნევა
 და სიმკვრივე გასაშუალებული ფიქსირებულ z ღონეზე, პირიზონტ-
 აღური კოორდინატების მიხედვით

$$p = P'_s(z) + \tilde{p}(x, y, z, t),$$

$$\rho = \rho'_s(z) + \tilde{\rho}(x, y, z, t)$$

პირიზონტის დალი მნიშვნელობა $\theta = \theta_0$ განედზე მოიფრება შემდეგი
 გამოსახულებებით:

$$2\omega\rho \ll \sin\theta_0 = O(2\omega\rho'_s \ll \sin\theta)$$

მაშინ, როცა წნევის გრადიენტის მახასიათებელი სიდიდე ტოლია
 $\frac{\tilde{p}}{L}$ -ის. ამგვარად, უნდა მივიღოთ, რომ

$$\tilde{p} = O(\rho'_s \ll f_0 L),$$

სადაც $f_0 = 2\omega S \sin \Theta_0$, არის კორიოლისის ძაბამებში Θ_0 ბენტირალურ განედში. აქედან კი გამოდინარეობს, რომ წნევა უნდა გამოიხატოს შემდეგნაირად:

$$P = P(z) + \int_{\mathcal{L}} \rho \omega^2 f_0 L P';$$

ამასთან, იგულისხმება, რომ P' ჭუნქცია და მისი ფედილება L მანძილში არის ურთის რიგის სიდიდე $0/1/$ და ρ , კი მსხლლ z -ის ჭუნქცია. წნევის ვერტიკალური გრადიენტი დაკავშირებულია \tilde{P} -სთან გოლბით:

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} = O\left(\frac{\tilde{P}}{\mathcal{L}}\right) = O\left(\frac{\rho \omega^2 f_0 L}{g}\right)$$

აქედან გამოდინარეობს, რომ

$$\tilde{P} = O\left(\rho \omega^2 \frac{f_0 L}{g}\right)$$

სადაც, სიბჰვირთვი უნდა წარმოგვს შემდეგნაირად:

$$P = P_0(z) [1 + \epsilon F P'],$$

სადაც

$$F = \frac{f_0^2 L^2}{g \mathcal{L}}.$$

(2.1.3)

მიღებული დამოკიდებულებების გამოყენებით მოძრაობის განტოლებათა სისტემა ჩაწერება შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} \epsilon \left\{ \frac{dU}{dt} + \frac{L}{r_*} [\delta u w - u v t g \Theta] \right\} &= v \frac{\sin \Theta}{\sin \Theta_0} + \\ &+ \delta w \frac{\cos \Theta}{\cos \Theta_0} = - \frac{\cos \Theta_0}{\cos \Theta} \frac{z_0}{r_*} \frac{\partial P}{\partial x} \frac{1}{1 + \epsilon F P} + \frac{F_* \mathcal{L}}{r_* \omega^2 f_0}; \\ \epsilon \left\{ \frac{dV}{dt} + \frac{L}{r_*} [\delta v w + u^2 t g \Theta] \right\} &+ \frac{\sin \Theta}{\sin \Theta_0} \cdot u = \\ &= - \frac{z_0}{r_*} \frac{\partial P}{\partial y} \frac{1}{1 + \epsilon F P} + \frac{F_* \Theta}{r_* \omega^2 f_0}; \end{aligned}$$

$$(1 + \epsilon F) \left[\epsilon \delta^2 \frac{dW}{dt} - \frac{\epsilon \delta L}{z_x} (u^2 + v^2) - \frac{\delta u \cos \theta}{\sin \theta_0} \right] = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho p) - \rho \frac{F_x z}{\rho \Delta f_0};$$

სადაც

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} \frac{z_0}{z_x} \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{z_0}{z_x} \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

და $\delta = \frac{\phi}{L}$

უწყვეტობის განტოლება მიიღებს სახეს:

$$\epsilon F \frac{dp}{dt} + (1 + \epsilon F) \left[\frac{w}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial z} + 2 \frac{\phi}{z_x} w + \frac{z_0}{z_x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{L}{z_x} v \tan \theta + \frac{z_0 \cos \theta_0}{z_x \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial x} \right] = 0$$

(2.1.4)

აქამდე არ გამოგვიყენებია რაიმე გამარტივება. უბრალოდ ჩავწერეთ უგანზომილებო სიდიდეებში, ასე რომ, ყოველი წევრის ზომის სიდიდე იმავეა ამ წევრის წინ მდგომი უგანზომილებო მარტივებით.

აქაა გამოვიყენოთ ϵ , δ , $\frac{L}{z_0}$ და F სიდიდეების სიმცირე, მათი ზარღობითი მნიშვნელობა იცვლება მოვლენიდან მოვლენამდე, მაგრამ მიახლოების სტრუქტურა დამოკიდებული იქნება მათ ზარღობით მნიშვნელობაზე, აქრძოდ, $\frac{L}{\epsilon z_0}$ შეაზარდება.

გავშალთ ტრიგონომეტრიული ფუნქციები θ განედის მიდამოში მწკრივად:

$$\sin \theta = \sin \theta_0 + \frac{L}{z_0} y \cos \theta_0 - \left(\frac{L}{z_0} \right)^2 \frac{y^2}{2} \sin \theta_0 + \dots$$

$$\cos \theta = \cos \theta_0 - \frac{L}{z_0} y \sin \theta_0 - \left(\frac{L}{z_0}\right)^2 \frac{y^2}{2} \cos \theta_0 + \dots$$

$$t_g \theta = t_g \theta_0 + \frac{L}{z_0} y \frac{1}{\cos^2 \theta_0} + \left(\frac{L}{z_0}\right)^2 y^2 \frac{t_g \theta_0}{\cos^2 \theta_0} + \dots$$

განტოლებათი შემავალი ხახურის ძალის მნიშვნელობები ფასდება ტურბულენტური გადაადგილების კოეფიციენტის მახასიათებელი სიღრმეებით.

$$\frac{F_{x0}}{P} = O \left[A_H \frac{U}{L^2}, A_V \frac{U}{D^2} \right]$$

ასე, რომ $\frac{F_{x0}}{P_x U f_0} = O \left(\frac{E_H}{2} \right),$

სადაც $E_H = 2 \frac{A_H}{f_0 L^2}; \quad E_V = 2 \frac{A_V}{f_0 L^2};$

აქ E_H და E_V ემართის რიცხვია, რომელიც დაკავშირებულია ტურბულენტური იმპულსის ვერტიკალურ და პორიზონტალურ გადატანასთან ისეთ მანძილებზე, რომლებიც მცირეა $O(L)$ და $O(D)$, შესაბამისად.

როგორც წესი, ტურბულენტობის შემცველ ნივთებს უგულბებდა ყოფთ გარეთა სასამღვრო ფენაში მიმდინარე პროცესების შესწავლის დროს. სასამღვრო ფენაში სივრცული მასშტაბები სხვა რიგისაა. ბოლოს, განვსამღვროთ როსების პარამეტრი

$$\beta_0 = \frac{2\omega}{z_0} \cos \theta = \left(\frac{1}{z_0} \frac{df}{d\theta} \right)_{\theta=\theta_0}$$

შევნიშნოთ, რომ $\frac{\beta_0 L}{f_0} = \frac{L}{z_0} c t_g \theta_0 = O \left(\frac{L}{z_0} \right).$

ისე, რომ შეფარდება $\frac{\beta_0 L}{\varepsilon f_0} = \frac{\beta_0 L^2}{U} = O \left(\frac{L}{\varepsilon z_0} \right)$

არის მცირე რიგის სიღრმე.

ყარღობითი გრიგადლის გრადიენტის შეფარდება პლანეტარული გრიგადლის გრადიენტთან იზომება პარამეტრით:

$$\beta^{-1} = \frac{L}{\beta_0 L^2} \quad O\left(\varepsilon \frac{z_0}{L}\right).$$

რამდენადაც უარღობითი გრიგადლის პორიზონტალური მასშტაბი არის L , ხოლო პლანეტარულის - L_0 , ამიტომ ε -ის სიმცირე არ მიუთითებს $\frac{L}{\beta_0 L^2}$ -ის სიმცირეზე. ε - შეიძლება იყოს მცირე, ხოლო β^{-1} დიდი ერთის რიგის. ყველა ამ შემთხვევებში მიიღება განსხვავებული კვაზიგეოსტროფული მოდელები.

§ 2. გეოსტროფული და სტატისკური მიახლოება

განვიხილოთ მეტეოროლოგიისა და ოკეანოლოგიისათვის საინტერესო შემთხვევა, როდესაც $\varepsilon < 1$ და $\beta^{-1} = O(1)$. შემდგომი ანალიზისათვის გამოყენებულ უნდა იქნეს თითოეული პარამეტრის სიმცირე. ჩავთვალოთ, რომ $\frac{\varepsilon z_0}{L}$ არის ერთის რიგის, როცა $\varepsilon \rightarrow 0$. ეს გამოყოფს არსებული სიტუაციიდან გეოსტროფულ მოძრაობას, რომლისთვისაც პლანეტარული და უარღობითი გრიგადური გრადიენტი ერთი და იმავე რიგის სიდიდეა. წარმოვადგინოთ პორიზონტალური სიჩქარე მსკრივის სახით:

$$U(x, y, z, t) = U_0(x, y, z, t) \pm \varepsilon U_1(x, y, z, t),$$

სადაც $U_0 = O(1)$ და არ შეიცავს ε -ს, ხოლო $\frac{L}{z_0}$; $\frac{F}{\varepsilon}$, $\frac{\sigma}{\varepsilon}$ პარამეტრებზე შეიძლება იყოს დამოკიდებული არაგზადი სახით. თუ ყოველივეს ჩავსვამთ მოძრაობის განტოლებებში, ε -ის ერთნაირი ხარისხის შემცველი წევრების კოეფიციენტები ერთმანეთის ტოლი უნდა იყოს და განტოლება უნდა დაკმაყოფილებდეს ε -ის ნებისმიერი ხარისხისათვის. ერთის რიგის წევრებიდან ვღებულობთ:

$$\frac{\partial U_0}{\partial t} + U_0 \frac{\partial U_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial U_0}{\partial y} - v_1 - v_0 \left(\frac{L}{z_0 \varepsilon} \right) y \operatorname{ctg} \theta_0 = - \frac{\partial P_1}{\partial x} - \frac{L y}{\varepsilon z_0} \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial P_0}{\partial x};$$

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} + U_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y} + u_1 + U_0 \left(\frac{L}{\varepsilon z_0} \right) y \operatorname{ctg} \theta_0 = \frac{\partial P_1}{\partial y}.$$

მარცხენა მხარეში $\frac{L}{\varepsilon z_0}$ -ის პრეპორციული წევრები შეზღუდის კორიოლისის პარამეტრის განედის მიხედვით ცვლილების გათვალისწინებით, ანალოგიური წევრი მარჯვენა მხარეში დაკავშირებულია ლაზრ ცვლადებში გრძელის მიხედვით. თუ $\operatorname{tg} \theta_0$ არის მცირე მნიშვნელობის, მაშინ აღნიშნული წევრები შეიძლება უგულებელვყოთ. ამ შემთხვევაში განტოლებები აღწერენ იმპულსის შენახვის კანონს, კორიოლისის პარამეტრის მერიდონალური მიმართულებით წრფივად ცვლილებით. უნდა შევნიშნოთ, რომ $\operatorname{tg} \theta_0$ -ის სიმცირის მოთხოვნა არის მეტად დიდი, რამდენადაც β სიმტკიცის სამართლიანობა იმდებდა ვინცო არცთუ ეკვატორის მახლობლობაში. ამრიგად, ბრტყელი დედამიწის მოდელი, სადაც სტერულითა გათვალისწინებულია მხოლოდ f პარამეტრის ცვლილება, მიუღებელია იმპულსის ბალანსის აღწერისათვის E -ის მიმართ მეორე მიახლოებაში, რომლისთვისაც გვაქვს:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{L}{\varepsilon z_0} v_0 \operatorname{tg} \theta_0 + \frac{L}{\varepsilon z_0} y \operatorname{tg} \theta_0 \frac{\partial U_0}{\partial x} + \frac{1}{f_y} \frac{\partial}{\partial z} (P_{st} w_1) = 0. \quad (2.2.4)$$

გრიგალის განტოლება $\varepsilon z_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} - \frac{\partial U_0}{\partial y}$ მიიღება მოძრაობის განტოლებების გადითვარევისას მიღებული x და y და შედეგის გამოკლებით; რაც მოგვცემს:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \Omega}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \Omega}{\partial y} + \beta v_0 = \frac{L}{\epsilon z_0} t_y \theta_0 \frac{\partial P_0}{\partial x} + \frac{L}{\epsilon z_0} y t_y \theta_0 \frac{\partial^2 P_0}{\partial x \partial y} - \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right), \quad /2.2.5/$$

უწყვეტობის /2.2.1/ განტოლების გამოყენებით მივიღებთ:

$$\frac{d\theta_0}{dt} (-\Omega + \beta y) = \frac{1}{f_y} \frac{\partial}{\partial z} (f_y w_1), \quad /2.2.6/$$

სადაც

$$\frac{d\theta_0}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y}$$

ეს განტოლება ემთხვევა პირველ მიახლოებაში მიღებულ გრიგალის განტოლებას სათანადო სიშუსტით. რადგან u_0 და v_0 უშუალოდ გამოთსახება ρ -ში, ამიტომ

$$-\Omega = \frac{\partial^2 P_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_0}{\partial y^2} = \nabla^2 P_0.$$

თორია რომ ჩაკეტოს, საჭიროა w_1 გამოისახოს P_0 -ის საშუალებით. ეს ზოგადად თხილუმს თერმოდინამიკური განტოლების გამოყენებას, მაგრამ თუ სიხვე ერთგვაროვანია, f_y მუდმივია და f იკონსტანტ უდრის ნულს, აქედან გამოზდინარეობს, რომ P_0 არ არის დამოკიდებული z -ზე და, მაშინ u_0 და v_0 -იც არ იქნება დამოკიდებული z -ზე. მოვახდინოთ ძირითადი განტოლების ინტეგრება $z=0$ -დან $z=1$ -მდე. მივიღებთ:

$$\frac{d}{dt} (-\Omega + \beta y) = w_1 \Big|_{z=1} - w_1 \Big|_{z=0}$$

თუ მხედველობაში მივიღოთ, რომ ღვედამიწის ზედაპირი ან ოკეანის ფსკერი შეიძლება არ იყოს სწორი სიბრტყე, ხოლო ზედა საზღვარი წარმოადგენს თავისუფად ზედაპირს, მაშინ ჭორმულა რთულდება

უმატება წევრები $Z_0 = \frac{h\beta}{2}$ სიდიდის გამოვლისწინებით.

ამრიგად ვარკვევთ, რომ პირველ თიანბლებასში ერთგვაროვანი გარემოსაშვის დედაბინის სტერულობა გამოვლინდება f პარამეტრის ცვლილებაში განედის მიხედვით.

ახლა განვსაზღვროთ სტატისტიკური წონასწორობის პირობა, რომელ-
მანაც მჭიდროდ არის დაკავშირებული ვერტიკალური სიჩქარე.

დავუშვათ, $t=0$ მომენტში ატმოსფერო იმყოფება წყნარ მდგომარეობაში, ე. ი. ისეთ მდგომარეობაში, როცა მუდმივი წნევისა და სიმკვრივის ზედაპირი ემთხვევა $Z = 0$ -ს. განვიხილოთ A ნაწილაკის გადაადგილება ვერტიკალურად ზემოთ იმ დონეზე, სადაც არის ნაწილაკი B . დავუშვათ, რომ გადაადგილება წარმოებს ნელა, ისე, რომ A ნაწილაკის წნევა ასწრებს გაუტოლდეს სიხების (პაუ-
რის) წნევას / ამისათვის საკმარისია გადაადგილების სიჩქარე იყოს მცირე ბგერის სიჩქარესთან შედარებით/. ამავ დროს, ვუშვებთ, რომ გადაადგილების სიჩქარე იმდენად დიდია, რომ სიხბოგაცვლა მცირეა და ახალ დონეზე გადასვლა ხდება ადიაბატურად / ე. ი. მუდმივი ენტროპიის დროს/. აქედან გამოიძინარეობს, რომ ასეთი გადაადგილების დროს ინახება

$$\frac{d\Theta}{dt} = 0,$$

ანუ მდგომარეობის განტოლების გამოყენებით

$$P = \frac{P_0}{R\Theta} \left(\frac{P}{P_0}\right)^{1/\gamma}$$

სადაც $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$ /პაუერისაშვის/

A ნაწილაკის სიმკვრივე $Z + dZ$ დონეზე იცვლება სიდიდით

$$\Delta P_A = \frac{1}{\gamma} \frac{P_0}{R\Theta} \left(\frac{P}{P_0}\right)^{1/\gamma} \frac{\partial P}{\partial Z} \frac{dZ}{P}$$

ახალი მნიშვნელობა იმავე დონეზე იქნება

$$P_A + \Delta P_A = P A(Z) + \frac{1}{\gamma} \frac{P}{P} \frac{\partial P}{\partial Z} dZ$$

მეორე მხრივ, სიმკვრივე B წერტილში შეიძლება გამოისახოს

შემდეგნაირად:

$$P_B = P_A(z) + \frac{\partial P}{\partial z} dz.$$

ამრიგად, სიმკვრივის მთლიანი ცვლილება გადაადგილების დროს იქნება:

$$(P_A + \Delta P_A) - P_B = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\rho}{P} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial P}{\partial z} \right) dz.$$

სიმკვრივის ეს ცვლილება იწვევს დამაბრუნებელი ძალის /ერთეულვolumen-ის მასისაშვიც/ წარმოშობას

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{P} (P_A + \Delta P_A - P_B) &= \rho \left(\frac{1}{\rho P} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial z} \right) dz = \\ &= \frac{\rho}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} dz. \end{aligned} \quad /2.2.7/$$

ამრიგად, თუ $\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$, ძალა იქნება დამაბრუნებელი და მდგომარეობა მდგრადი და, პირიქით. $\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}$ -ს უწოდებენ ნაწილობრივ მდგრადობის მახასიათებელს. რამდენადაც დამაბრუნებელი ძალა შერევის პროპორციულია, ამდენად, წონასწორობის მდებარეობის მიმართ ნაწილობრივ რხევა წარმოებს სიბშირით

$$N = \left(\frac{\rho}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)^{1/2} \quad /2.2.8/$$

რომელსაც ეწოდება ბრენტ-ვინსაღის სიბშირე.

ახლა განვიხილოთ სინოპტიკური მასშტაბების კვაზიგეოსტროფიული მოძრაობა და მივიღოთ პოტენციალური გრივადის განტოლება. ვინაიდან სამართლიანია დამოკიდებულება

$$\ln \Theta_* = \frac{1}{\gamma} \ln P_* - \ln P_* + const.,$$

ამიტომ

$$p = P(z) + \int_{P_0}^P \frac{1}{P} f_0 \frac{1}{P} P'$$

გამოყენებით მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \ln \Theta_* &= \left(\frac{1}{\delta} \ln P_{\delta} - \ln P_{\delta} \right) + \frac{1}{\delta} \ln \left(1 + \varepsilon \frac{f_0^2 L^2 P}{P_{\delta} / P_{\delta}} \right) - \\ &- \ln (1 + \varepsilon F P) = \frac{1}{\delta} \ln P_{\delta}(z) - \ln P_{\delta} + \\ &+ \frac{1}{\delta} \varepsilon \frac{f_0^2 L^2 P}{P_{\delta} / P_{\delta}} - \varepsilon F P + o(\varepsilon^2 F). \end{aligned} \quad 12.2.9/$$

წარმოვადგინოთ Θ_* , როგორც ურუნური და მისგან მცირე შეშფოთების მნიშვნელობათა χ -ში, ე. ი.

$$\Theta_* = \Theta_{\delta}(z) \left[1 + \varepsilon F \Theta(x, y, z, t) \right], \quad 12.2.9'/$$

სადაც

$$\ln \Theta_{\delta}(z) = \frac{1}{\delta} \ln P_{\delta}(z) - \ln P_{\delta} + \text{const.}$$

აირიგად,

$$\Theta = \Theta_0 + \varepsilon \Theta_1 + \dots$$

მაშინ 12.2.8 /-ის ძალით გვექნება:

$$\Theta_0 = -P_0 + \frac{1}{\delta} \left(\frac{P_{\delta} - P_0}{P_{\delta}} \right) \cdot P_0$$

გამოვიყენოთ დამოკიდებულებები

$$P_0 = -\frac{1}{S_{\delta}} \frac{\partial}{\partial z} (S_{\delta} P_0)$$

და

$$\delta \frac{\partial P_{\delta}}{\partial z} = -\frac{\partial P_{\delta}}{\partial z},$$

მივიღებთ, რომ

$$\Theta_0 = \frac{\partial P_0}{\partial z} - P_0 \frac{1}{\Theta_{\delta}} \frac{\partial \Theta_{\delta}}{\partial z}$$

რამდენადაც

$$\frac{1}{\Theta_{\delta}} \frac{\partial \Theta_{\delta}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \frac{\ln \Theta_{\delta}}{\partial z} = o(\varepsilon)$$

იბეწება მიიღება, რომ

$$\Theta_0 = \frac{\Theta P_0}{\rho z} \quad /2.2.10/$$

ეს არის გეოსტროფული დამოკიდებულება სამართლიანი $\delta \ll 1$ შემთხვევისათვის. ჩავსვათ /2.2.9¹/ პოტენციალური ტემპერატურის შემდეგ გამოსახულებაში

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\Theta}{c_p T} \left(\frac{K}{f} \nabla^2 T + Q \right).$$

მივიღებთ:

$$\frac{d\Theta}{dt} + \frac{w}{f F \Theta_x} \frac{\partial \Theta_x}{\partial z} (1 + \epsilon F \Theta) = \frac{\Theta_x}{\Theta_y} \left(\frac{H_x}{c_p T_x} \right) \frac{g \phi}{U^2 f_0};$$

სადაც

$$H_x = \frac{K}{f_x} \nabla^2 T + Q$$

არის სიბოროს მოდერის სიჩქარე ალბუდ არეში. განვსაზღვროთ უგანზომილებო H_x - შემდეგი სახით:

$$H_x = H_x \frac{g \phi}{c_p T f_0 U^2}$$

გამოვიყენოთ w გამწკრივება, მივიღებთ:

$$\frac{d\Theta_0}{dt} + W_1 S = H \quad /2.2.11/$$

სადაც სტრატოფიკაციის პარამეტრი განისაზღვრება შემდეგნაირად:

$$S(z) = \frac{F^{-1}}{\Theta_y} \frac{\partial \Theta_x}{\partial z} = \frac{\alpha_x^2 \phi^2}{f_0^2 U^2}$$

სინოპტიკური მასშტაბების მოძრაობისათვის $S(z)$ წარმოადგენს ერთის რიგის სიდიდეს, ასევე F -სა და $\frac{1}{\Theta_y} \frac{\partial \Theta_x}{\partial z}$ რიგი არის ϵ რიგის ტოლი.

განვსაზღვროთ /2.2.11/-დან

$$W_1 = \left(H - \frac{d\Theta_0}{dt} \right) \frac{1}{S}$$

და განვსაზღვროთ

$$\frac{d\Theta_0}{dt} (\alpha^2 + \beta y) = \frac{1}{f_y} \frac{\partial}{\partial z} (f_y W_1) - \text{დან ვიპოვოთ } W_1$$

თანპრობებში გრიგადური მიღის დეფორმაციით

$$\begin{aligned} \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} S_A^2 W_1 &= \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} \left[S_A^2 \left(\frac{H}{S_A} - \frac{1}{S} \cdot \frac{d_0 \Theta_0}{dt} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_A}{S} H \right) - \frac{1}{S_A} \frac{d_0}{dt} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_0}{S} \Theta_0 \right) \right] + \\ &+ S_A^{-1} \left(\frac{\partial u_0}{\partial z} \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial z} \frac{\partial \Theta_0}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad /2.2.12/$$

გეოსტროფული დამოკიდებულების გამოყენებით მივიღებთ:

$$\frac{d_0}{dt} \left[\Omega + \beta y + \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_A}{S} \Theta_0 \right) \right] = \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_A}{S} H \right). \quad /2.2.12^1/$$

სიძვრის მოდერის არარსებობის დროს ეს განტოლება გადადის შემდეგის კანონში:

$$\frac{d_0}{dt} \left[\Omega + \beta y + \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_A}{S} \Theta_0 \right) \right] = 0 \quad /2.2.13/$$

ჩვენი მიზნობის გამოყენებით შეიძლება ყველა დამოკიდებულება გამოვსახოთ $P_0 = \Psi$ -თ, მაგალითად,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \right. \\ \left. + \beta y + \frac{1}{S_A} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S_A}{S} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad /2.2.14/$$

თუ გამოვიყენებთ როსბის დეფორმაციის რაჟიუსს,

$$L_D = \frac{N_A \cdot D}{f_0}$$

და შევნიშნავთ, რომ

$$\frac{L \Delta}{R} \ll 1,$$

მაშინ /2.2.13/ განტოლება აღწერს კვაზიგეოსტროფული მოძრაობის პოტენციალური ვარიანტის ცვლილებას. იქნება რა ცნობილი წნევა /ანდა ψ), u_0 , v_0 , f_0 , Θ_0 და ω შეიძლება განისაზღვროს უშუალოდ შესაბამისი ფორმულების გამოყენებით, შესატყვისი სასამღვრო პირობების დაყვის შემთხვევაში.

სასამღვრო პირობები ზოგადად გამომდინარეობს ურტელის თეორეტიდან, $H=0$ პირობებში, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ინახება პოტენციალური ტემპერატურა, ასე რომ, ამ შემთხვევაში $\chi = \Theta_x$ და პოტენციალური ტემპერატურა განზომილ სიდიდეში იქნება

$$\Pi_x = \frac{\omega_{x0} \nabla \Theta_x}{f_x},$$

სადაც

$$\omega_{x0} = (f_0 + \beta y_x + \alpha x_x) k + i \alpha x_x + j (z_x + f_0 c t g \Theta_0)$$

ერთეულივანი k, j, i ვექტორები მიმართულია აღმოსავლეთით, ჩრდილოეთით და ვერტიკალურად ზემოთ, შესაბამისად. გავიშვადინებთ

Θ_x მსკრივად წარმოდგენა და გადავწეროთ Π_x მნიშვნელობა შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} \Pi_x = & \left[\frac{f_0 / \sigma}{f_y (1 + \epsilon F \sigma)} \right] \left\{ [1 + \epsilon (\alpha x + \beta y)] \left[\frac{\partial \Theta_x}{\partial z} + \right. \right. \\ & + \epsilon F \frac{\partial}{\partial z} (\Theta \Theta_x) \left. \right] + \epsilon F \left[\epsilon \alpha \frac{\partial \Theta}{\partial x} + \epsilon F \frac{\partial \Theta}{\partial y} + \right. \\ & \left. + \epsilon \sigma c t g \Theta_0 \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right] \left. \right\} \end{aligned}$$

/2.2.15/

თუ /2.2.14/-ში შევინარჩუნებთ მხოლოდ ნევრებს, რომელთა რიცხია $O(\varepsilon^2, \varepsilon F, \varepsilon \frac{\partial \Theta_0}{\partial z})$, მაშინ შენახვის განტოლება

$$\frac{d}{dt} \Pi_x = 0$$

ღებულობს სახეს:

$$\frac{d_0}{dt} (\alpha + \beta y) + \frac{F \Theta_0}{S_0 \frac{\partial \Theta_0}{\partial z}} \frac{d_0}{dt} \left(\frac{\partial \Theta_0}{\partial z} \right) + \frac{F_0 w_1}{\partial \Theta_0 \partial z} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{S_0} \frac{\partial \Theta_0}{\partial z} \right) = 0, \quad 12.2.16/$$

ანდა აღინაშნავთ მიახლოებაში

$$\frac{d_0}{dt} (\alpha + \beta y) + \frac{1}{S_0} \frac{d_0}{dt} \left(\frac{\partial \Theta_0}{\partial z} \right) - \frac{F_0}{S_0^2} \frac{d_0}{dt} \left(\Theta_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{S_0} \right) \right) = 0,$$

და ბოლოს ამ განტოლებების გაერთიანებით ვწერთ:

$$\frac{d_0}{dt} (\alpha + \beta y + \frac{1}{S_0} \frac{\partial}{\partial z} \frac{F_0}{S_0} \Theta_0) = 0. \quad 12.2.17/$$

აჭმოსფეროში სინოპტიკური მოძრაობების აღმწერად გვევლინება კვაზიგეოსტროფიული გრიგადის შენახვის განტოლება, კონსერვაციული და აინვარიანტული მიახლოებაში. გარდა ამისა, შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ψ სინოტიკის მიახლოება, რომლის შენახვა დაემატება ნის სფეროლოზის ერთხილით ეფექტივი პირველი მიახლოებით არის ის, რომ პოტენციული გრიგადს ემატება χ -ზე წრფივად დამოკიდებული შესატყვისი განპირობებული პლანეტარული გრიგადით.

ამრიგად, მიღებულ განტოლებათა სისტემა კვაზიგეოსტროფიული მიახლოებაში გამოიყენება აეროჰიდროდინამიკური პროცესების შესწავლისთვის, ე.წ. "ამერიკული" სკოლის მიხედვით. ცხადია, პრინციპული განსხვავება "საბჭოთა" სკოლის განმარტებებით მიღებულ განტოლებებში არ არის. განსხვავება, არის მხოლოდ ჩანერის ჯორმაში, რაშიცაა დაკრძალული შემდეგი პარაგრაფების შესწავლის დროს.

შ ა ვ ი III

ტალღური მოძრაობა ტროპოსფეროში და ჰიდროთერ-
მოდინამიკის განრევივებულ განტოლებათა ამოხსნა

§ 1. ზოგადი მეთოდი

დუდაშინის ატმოსფეროში მიმდინარე მრავალსახა მოძრაობები შე-
იძლება განხილულ იქნეს, როგორც ერთმანეთში დაწყობილი ტალღების
სისტემა, რომელთაც სხვადასხვა სიგრძე, ამპლიტუდა და სიჩქარე
აქვთ. ტალღური მოძრაობა ატმოსფეროში შეიძლება გამოწვეულ იქნეს
"გარეგანი" ფაქტორებით /მზიარის მიზიდულობის გავლენა, მთის მას-
ივის და სხვა./ ასეთ რხევებს ატმოსფეროში ეწოდება იძულებითი რხე-
ვები, ხოლო რხევებს, რომლებიც არ არიან დაკავშირებული გარეგან
ფაქტორებთან და არსებობენ საკმარისად დიდხანს, ეწოდება შინაგანი
რხევები. ეს რხევები შეიძლება დაიყოს სამი ძირითად კლასად:
ფართომასშტაბიანი, გრავიტაციული და აკუსტიკური.

ამინდის პროგრესის შედეგად მნიშვნელობა
აქვს ფართომასშტაბიანი ტალღების მოძრაობას და ევოლუციას. ამ
ტალღების სიგრძე ათეული კმ-დან რამდენიმე 1000 კმ-ია, სიჩქარე -
ათეული მ/წმ-მდე, პერიოდი-რამდენიმე 60-100 წმ, ამპლიტუდა მნიშვნე-
ლოვანი სიდიდისა და წნევისაღვის შედეგად 20-30 მ/ბარს. ეს
ტალღები დაიკვირვება მხოლოდ მიზრუნავი დუდაშინისაღვის და ხშირად
ინერციულ სინოპტიკურ ტალღებს უწოდებენ /რუსების ზარევინი/.

გრავიტაციული ტალღები გამოწვეულია დუდაშინის გრავიტაციულ-
დი ვეღის არსებობით. ისინი წარმოიქმნება სიმკვრივის სიმალღის მი-
ხედვით ცვლილებებისას. რხევა და შერევა ნაწილაკებისა ხდება ვერტ-
იკალურ სიბრტყეში. რხევის პერიოდი არის 330 წმ., სიჩქარე -
ათეული მ/წმ-დან ასეულ მ/წმ-მდე. ამპლიტუდა არ არის დიდი, მაგ-
რამ ტალღების ზედების მოხვენტში შეიძლება მიაღწიოს, მაგალითად,

ქარის სიჩქარისათვის 5-10 მ/წმ-ს.

აკუსტიკური, ანუ კუმშვის ტალღები გამოწვეულია გარემოს შეკუმშვით ან გაიშვითადავით. პერიოდი არ აღემატება 300 წმ-ს. სიჩქარე 300 მ/წმ ამპლიტუდა არ არის დიდი და წნევისათვის სულ შეადგენს რამდენიმე მემბარს. ეს ტალღები ჩვეულებრივი ბგერითი ტალღებია.

სანამ ცალკეულ ტალღებს განვიხილავდეთ, მოკლე შევხებით ტალღური მოძრაობის ზოგად მექანიკას და მათემატიკურ აპარატს. მოძრაობი პარამონული ტალღები აღიწერება შემდეგი განტოლებით /11,29/;

$$F = A \sin(m x + n y + q z - \sigma t + \alpha) =$$

$$= A \sin(m_j x_j - \sigma t + d) = \begin{cases} \operatorname{Re} A e^{i(m_j x_j - \sigma t)} \\ \sum_n A e^{i(m_j x_j - \sigma t)} \end{cases} \quad /3.1.1/$$

სადაც $\alpha = \frac{\sigma t}{2}$ ან 0-ს, შესაბამისად, უნდა ავიღოთ ნამდვილი ან წარმოსახვითი ნაწილი მარჯვენა ნაწილში ჟუსტისისა; L არის ტალღური შეშფოთება განსახილველი ელემენტებისათვის რაიმე (x, y, z) წერტილში t მომენტისათვის; m, n, q ტალღური რიცხვებია:

A - ამპლიტუდა, σ - სიხშირე, ხოლო C - ფაზური სიჩქარე.

როგორც ნუსი, რეალურ პირობებში დაიკვირვება არა ერთი, არამედ განსხვავებული პარამეტრის მქონე ტალღათა სისტემა. ამ შემთხვევაში ფაზური სიჩქარის ნაცვლად განიხილება ჯგუფური სიჩქარე,

$$C_{ფგ} = \frac{\partial \sigma}{\partial m}$$

რხვევისა და ფარეების შესწავლის მეოქვები არსებობდა რამოკიდებულა იბამე, არის თუ არა ამპლიტუდა მცირე ძირითადი მდგომარეობის შესაბამისი მახასიათებელი სიდიდეების ამპლიტუდასთან შედარებით. თუ ამპლიტუდის აღნიშნულ სიმცირეს ადგილი აქვს, მაშინ ტალღური მოძრაობის მათემატიკური ანალიზი მუდსაყრელია მცო-

რე შეშფოთების მიუხედავად გამოყენებით. ძირითადი ღირსება ამ მიუხედავად არის ის, რომ მისი გამოყენებით შეიძლება არაწრფივ დიფერენციალურ განტოლებათა გაწრფივება. თუ ამპლიტუდა დიდია, მაშინ გაწრფივება შეუძლებელია და ტალღური მოძრაობის გამოკვლევა ხდება უშუალოდ არაწრფივი განტოლებების ამოხსნით. ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ პირველ შემთხვევას. მოვახდინოთ არაწრფივი განტოლების გაწრფივება კერძო მაგალითზე. დავწეროთ მოძრაობის განტოლება ღირძის მიმართ:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v. \quad /3.1.2/$$

ცხადია, ეს განტოლება არაწრფივია. თითოეული განსახილველი ფუნქციის წარმოვადგინოთ ჯამის სახით

$$u = \bar{u} + u' \quad v = \bar{v} + v' ; \quad w = \bar{w} + w' ; \\ \rho = \bar{\rho} + \rho' \quad p = \bar{p} + p' , \quad /3.1.3/$$

სადაც ხაზგასმული ფუნქციები აღწერენ გარემოს ძირითად მდგომარეობას, ხოლო შიგრიხიანი ფუნქციები ახასიათებენ ამ მდგომარეობიდან გადახრა-შეშფოთებას, ასე რომ,

$$\left| \frac{u'}{\bar{u}} \right| \ll 1 ; \quad \left| \frac{v'}{\bar{v}} \right| \ll 1 ; \quad \left| \frac{w'}{\bar{w}} \right| \ll 1 \quad /3.1.4/$$

და ასე შემიძლება.

სიძარფივისათვის გადავიყვანოთ ძირითადი დიფერენციალის მახასიათებელი ფუნქციები ერთზე არ არიან დაშორებული, ხოლო \bar{p} და $\bar{\rho}$ ისეთი ფუნქციებია, რომ ყოველთვის სამართლიანია განტოლება

$$/11/ \quad - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f \bar{v} = 0.$$

ჩვენს ვაშ /3.1.3/ /3.1.2/-ში, გვერდება

$$\frac{\partial(\bar{u}+u')}{\partial t} + (\bar{u}+u') \frac{\partial(\bar{u}+u')}{\partial x} + (\bar{v}+v') \frac{\partial(\bar{u}+u')}{\partial y} +$$

$$+(\bar{w}+w') \frac{\partial(\bar{u}+u')}{\partial z} = - \frac{1}{\bar{p}+p'} \frac{\partial(\bar{p}+p')}{\partial x} + f(\bar{v}+v').$$

ჩვენთვის $|p'| \ll \bar{p}$ ამიტომ $\frac{1}{\bar{p}+p'} \approx \frac{1}{\bar{p}}$

და თუ /3.1.4/ გავიყვანოთ წინ, მივიღებთ

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} +$$

$$+ w' \frac{\partial u'}{\partial z} = - \frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f v' = 0.$$

თუ უგვეღებოთ ვეჯოთ წევრებს, რომლებიც შეიცვალა გადახრების ან მათი წარმოებულების ნაბრუნს, მაშინ

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial u'}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial u'}{\partial z} = - \frac{1}{\bar{p}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f v' \quad /3.1.5/$$

ეს უკვე არის განჩინებული განტოლება.

წინა განტოლებების ამხსნაში - მცირე შეშფოთებების შემთხვევაში, უარაოდ გამოიყენება ფუნქციების წარმოდგენა მარცვრეზბლიანი ფუნქციების სახით [11, 14]. შევნიშნოთ მხოლოდ ის, რომ მარცვრეზბლიანი ფუნქციის წარმოსახვითი ნაწილი შემოყვანილია ძირითადად ფორმალურად. ჩვეულებრივ, გვანჭკოვრება ამხსნის მხოლოდ ნამდვილი ნაწილი. განვიხილოთ განტოლება:

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} \quad /3.1.6/$$

სადაც $\theta^2 = \text{const}$; f_1 , კონ-ნებისმიერი ფუნქციაა. დავუშვათ, საწყის მომენტში, როცა $t = 0$;

$$f_1(x, 0) = \sum_{s=1}^{\infty} A_s e^{i m_s x}$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} = 0 \quad /3.1.7/$$

/3.1.6/ განტოლების ამოხსნა კი ვეძებთ შემდეგი სახით

$$f_1(x, t) = \sum_{s=1}^{\infty} A_s e^{i(m_s x - \sigma_s t)} \quad /3.1.8/$$

განარჩობით და განტოლებაში ჩასმით, სინთირისათვის მივიღებთ ტოლობას:

$$\sigma_s^2 - a^2 m_s^2 = 0,$$

ანუ

$$\sigma_s = \pm a m_s$$

ბაღლის გავრცელების სიჩქარე კი $C = \pm a$.

ჩავსვათ ეს მნიშვნელობა /3.1.8/-ში, მივიღებთ:

$$f_1(x, t) = \sum_{s=1}^{\infty} A_s \left[e^{i m_s (x + a t)} + e^{i m_s (x - a t)} \right]. \quad /3.1.9/$$

ამოვიყენებთ ეილერის ფორმულას

$$e^{i z} = \cos z + i \sin z$$

/3.1.9/ გამოსახულება გადაიწერება ასე:

$$f_1(x, t) = \sum_{s=1}^{\infty} A_s \left\{ [\cos m_s (x + a t) + \cos m_s (x - a t)] + i [\sin m_s (x + a t) + \sin m_s (x - a t)] \right\}$$

ავიღო მხოლოდ ნამდვილი ნაწილი, მაშინ

$$f_1(x, t) = \sum_{s=1}^{\infty} A_s \left[\cos m_s(x + ct) + \cos m_s(x - ct) \right]. \quad /3.1.10/$$

ეს ამოხსნა გვიჩვენებს, რომ $f_1(x, t)$ ფუნქციის მნიშვნელობა განისაზღვრება იმ ტალღების შერჩევითა და ზედღებით, რომლებიც ვრცელდებიან $c = a$ სიჩქარით x ღერძის ორივე მიმართულებით.

თუ განვიხილავთ სამგანზომილებიან ტალღურ განტოლებას

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial z^2} \right).$$

ხაზისი პირობით $t = 0$

$$f_1(x, y, z, 0) = \sum_{s=1}^{\infty} A_s e^{i(m_s x + n_s y + p_s z)},$$

მაშინ ტალღის სიხშირისაშვის მივიღებთ

$$\omega_s = \pm \sqrt{m_s^2 + n_s^2 + p_s^2},$$

ანუ

$$\omega_s = 2\pi a \sqrt{\frac{1}{L_{sx}^2} + \frac{1}{L_{sy}^2} + \frac{1}{L_{sz}^2}},$$

სადაც $L_{sx}, L_{sy}, L_{sz}, S$ ნობრიანი ტალღის სიგრძის პროექციებია x, y, z ღერძებზე.

ზოგიერთ შემთხვევებში ტალღური მოძრაობის განხილვისას, მოძრაობის რაოდენობის პირიზონტალური კომპონენტის ნაცვლად, ხელსაყრელია შემოვიტანოთ ღერძის ფუნქცია და სიჩქარის პოტენციალი განვსაზღვროთ [11] ფორმულით.

$$U = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

პირიზონტალური სიბრტყისაშვის მოძრაობის ჰიდროდინამიკის განტოლების x, y ცვლადებით განარმოებით და შეკრება-გამოკლებით მივიღებთ შემდეგ ძირითად განტოლებებს:

$$\Delta \frac{\partial \psi}{\partial t} = -f \Delta \varphi - \beta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad /3.1.11/$$

$$\Delta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\Delta P' - \beta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + f \Delta \varphi, \quad /3.1.12/$$

სადაც $\beta = \frac{2\omega \cos \varphi_0}{a}$ / a ზედაზღვის რადიუსია/.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ კორიოლისის პარამეტრი f , φ_0 განვიხილავთ მხოლოდ მუდმივად დავშვალთ y -ის ხარისხების მწკრივად /კორინდინატთა სათავიდან მერიდიანის გასწვრივ დაშორების მიხედვით/.

$$\frac{f(y)}{2\omega} = \sin \varphi_0 + \frac{\cos \varphi_0}{1!} \frac{y}{a} + \frac{\sin \varphi_0}{2!} \left(\frac{y}{a} \right)^2 + \dots$$

$$\beta = \frac{df}{dy} = \frac{2\omega}{a} \left[\cos \varphi_0 - \frac{\sin \varphi_0}{1!} \frac{y}{a} + \frac{\cos \varphi_0}{2!} \left(\frac{y}{a} \right)^2 + \dots \right]$$

აქედან გამომდინარე

თუ განსახილველ გარემოში

$\frac{y}{a} \ll 1$, მაშინ f და β შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივებად და შესაბამისად ტოლი იქნება $2\omega \sin \varphi_0$ და $\frac{2\omega \cos \varphi_0}{a}$.

ჩვენი ყოველთვის ვისარგებლებთ აღნიშნული მიახლოებით.

§ 2. ძირითადი ტალღები ტრანსფორში

აჭმოსფეროში წმინდა ტალღური მოძრაობის სახეები შეიძლება დაიყოს, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, სამ ძირითად ტიპად /ნახ.1/: პირველი - გასწვრივი /ა/, მეორე - ვერტიკალური - განივი, სადაც ნაწილაკები მოძრაობენ ზემოთ და ქვემოთ /ბ/, მესამე, როცა ტალღა ვრცელდება პორიზონტალური მიმართულებით, მესამე-პორიზონტალური - განივი /გ/; ნაწილაკები ირხვევიან ტალღის გავრცელების მართობულად, სამხრეთიდან ჩრდილოეთისაკენ და ტალღა გადაადგილდება აღმოსავლეთის მიმართულებით. პირველ ტიპში ნაწილაკების გავრცელების ტრანსვერსორები ძვეს ტალღების გავრცელების პარალელურად და ისინი აღნიშნებიან შემდეგი განტოლებით: [8] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right) p = \frac{\gamma P}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2},$$

რომელიც კარგად ცნობილი ტალღის განტოლებაა. მოცემული განტოლების ამონახსნს აქვს სახე :

$$p = A e^{i\alpha(x - ct)},$$

სადაც A არის ამპლიტუდა, α - მუდმივი ტალღური რიგხვი, ასე-
 თი სახით განსაზღვრული ფუნქცია მოცემული ტალღური განტოლების
 ამონახსნია, როცა

$$\sigma = u \pm \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{1/2}$$

ანდა მდგომარეობის განტოლების გამოყენებით

$$\sigma = u \pm \sqrt{\gamma R T}$$

ეს ტალღები, ცხადია, მგერიით, ანუ "კუმშვის" ტალღებია, რომელ-
 ზივ ვრცელდებიან 1100 კმ/სმ სიჩქარით.

მეორე ტიპის მოძრაობებისათვის მიიღება განტოლება :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) h = gH \left(1 - \frac{P_2}{P_1} \right) \frac{\partial^2 h}{\partial x^2},$$

სადაც h არის სხვადასხვა წნევის მქონე ზედაპირებს შორის მან-
 ძი, H - ღონეების სიმაღლე ჰიდროსტატიკური წონასწორობის დროს.
 განტოლებას აქვს ტალღური ამონახსნი :

$$h = A e^{\alpha(x - \sigma t)}$$

მაშინ, როცა სიჩქარე განისაზღვრება ფორმულით :

$$\sigma = u \pm \left[gH \left(1 - \frac{P_2}{P_1} \right) \right]^{1/2}.$$

ეს ტალღები წარმოადგენს ე. წ. "შინაგან" გრავიტაციულ ტალღებს,
 რომლებიც ვრცელდება 30-300 კმ/სმ სიჩქარით.

ანალოგიურად, მესამე ტიპის მოძრაობებისათვის სამართლია-
 ნია პოტენციალური გრიგალის ძირითადი პროგნოზური განტოლება

$$\frac{d(\alpha + \beta)}{dt} = 0,$$

სადაც α კრივალის სიჩქარის ვექტორია:

თუ განიხილავთ განტოლებაში მოცარობას განვიხილავთ მარტო α ღერძის მიმართულებით, მაშინ გვექნება:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \beta \psi = 0$$

ამ განტოლების ამონახსნს ექნება სახე:

$$\psi = A e^{i\alpha(x - \sigma t)}$$

სადაც

$$\sigma = \omega - \frac{\beta}{\alpha^2}$$

ეს განტოლება ცნობილია, როგორც "როსბის ტალღის განტოლება" და იძლევა განივი ტალღების გავრცელების სიჩქარის განსაზღვრის საშუალებას პორიზონტალური გადაადგილების უპირატესობის გამოვლინებებით. ამ ტალღების გავრცელების სიჩქარე უდრის $15 \frac{m}{s}$, ამითომ მკავალი მუჭურულითავე არაა უკუცხისსაფის ბეშოაღნიშნული განტოლება ძირითადი და გადაბეშვეტია. აღნიშნულიდან გამოიხილნარეობს, რომ შესაძლეაღლია პიღროთეშინანამი,ას ვანტოლებების გამარტივება, რათა ჩამოვამორთოთ ის მოძრაობები, რომლებიც კონკრეტული მიტეოროლოგიური პროცესის განვიშარებაში ძირითად როლს არ ასრულებს.

ღეჭაღურად განვიხილოთ ტალღების ერთი ტიპი - გრავიტაციული ტალღები.

ამ ტალღების ანალიზისათვის განვიხილოთ მარტრეშპიული ერთგვაროვანი უკუშეშვადი ატმოსფეროსი სიბაღლის ფენა. უკუშეშვადობა გამორიღბავს აკუსტიკურ ბგერებს, ასეით ატმოსფეროსათვის საშარღლიანია განტოლებათა შეშეღგი სისტემა [8]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial x} + f v;$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g \frac{\partial h}{\partial y} - f u;$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad /3.2.1/$$

გამოვიყენებთ მცირე შეშფოთების მეთოდს, ე.ი. დავუშვებთ, რომ $u = \bar{u}(y) + u'$; $v = v'$; $h = \bar{h}(y) + h'$ და \bar{u} და \bar{h} დაკავშირებულია ერთმანეთთან გეოსტროფიკულობის პირობით

$$\bar{u} = -\frac{g}{f} \frac{\partial \bar{h}}{\partial y}. \quad /3.2.2/$$

მოვახდინოთ /3.2.1/ სისტემის განწმენვა ზემოთ განხილული მეთოდით, მივიღებთ:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - f v' + g \frac{\partial h'}{\partial x} = 0;$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + f u' + g \frac{\partial h'}{\partial y} = 0; \quad /3.2.3/$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h'}{\partial x} + \bar{h} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0.$$

განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც $f = \cos \alpha \neq 0$ და მოძრაობა წარმოებს \mathcal{X} ღერძის გასწვრივ, ე.ი. გვექნება შემდეგი სისტემა:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + g \frac{\partial h'}{\partial x} = 0;$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} = 0;$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h'}{\partial x} + \bar{h} \frac{\partial u'}{\partial x} = 0.$$

/3.2.4/

ამ სისტემის ამოხსნის გარეშე შემოვისაზღვროთ მხოლოდ ტალღის
გადაადგილების სიჩქარის განსაზღვრით:

$$u' = U e^{i(m_s x - \sigma_s t)};$$

$$v' = V e^{i(m_s x - \sigma_s t)}$$

$$h' = H e^{i(m_s x - \sigma_s t)},$$

/3.2.5/

სადაც U , V , H არის შესაბამისი რხევის ამპლიტუდები. ჩას-
მით მივიღებთ სისტემას:

$$(-\sigma_s + \bar{u} m_s) U + g m_s H = 0;$$

$$(-\sigma_s + \bar{u} m_s) V + 0 = 0$$

$$(-\sigma_s + \bar{u} m_s) H + m_s \bar{h} U = 0$$

ამ სისტემის დეტერმინანტია:

$$\begin{pmatrix} (-\sigma_3 + \bar{u} m_s) & 0 & g m_s \\ 0 & (-\sigma_3 + \bar{u} m_s) & 0 \\ m_s h & 0 & (-\sigma_3 + \bar{u} m_s) \end{pmatrix}$$

გავუტოლობთ რა დეტერმინანტს 0-ს, σ_3 -ს განსამზღვრისადვის მივიღებთ განტოლებას:

$$(-\sigma_3 + \bar{u} m_s) [(-\sigma_3 + \bar{u} m_s)^2 - m_s g \bar{h}] = 0$$

აქედან $\sigma_{1,3} = \bar{u} m_s$ $\sigma_{2,3} = \bar{u} m_s \pm m_s \sqrt{g \bar{h}}$

სიჩქარე კი იქნება:

$$c_1 = \bar{u}; \quad c_{2,3} = \bar{u} \pm \sqrt{g \bar{h}} \quad /3.2.6/$$

C_1 - შეესაბამება ტალღის უბრალო გადატანას ძირითადი ნაკადის მიერ \bar{u} სიჩქარით. $C_{2,3}$ დაკავშირებულია დედამიწის გრავიტაცი-ული ველთან, ატმოსფერო შეიძლება განვიხილოთ, როგორც $\rho = 1,3 \cdot 10^{-3}$ კგ/მ³ სიმკვრივის ერთგვაროვანი ატმოსფერო 8000 მ სიმაღლის, მაშინ

$$\sqrt{g \bar{h}} = 280 \frac{m}{s}.$$

ეს სიდიდე მნიშვნელოვნად აღემატება ძირითადი ნაკადის სიჩქარეს $\bar{u} = 10$ მ/წ წაკანონოვიაში ამ ტალღებს ძნელი წყლის ფა-ღებს უწოდებენ.

როდესაც განვიხილავთ მბრუნავ დედამიწას, ე.ი. კორიოლი-სის ძალის გატენვას, მაშინ $f \neq 0$ და σ_3 - განსამზღვრისადვის მივიღებთ განტოლებას:

$$(-\sigma_s + \bar{u} m_s) [(-\sigma_s + \bar{u} m_s)^2 - m_s^2 g \bar{h} - f^2] = 0$$

და $C_1 = \bar{u}$

$$C_{2,3} = \bar{u} \pm \sqrt{g \bar{h} + \frac{f^2}{m_s^2}} \quad /3.2.7/$$

ჩიხვითი მნიშვნელობის ჩასმა მოგვცემს, რომ

$$\sqrt{g \bar{h} + \frac{f^2}{m_s^2}} = 280,7 \frac{2}{\text{წმ}}$$

ზოგადი შემთხვევის განხილვისას, როცა $f \neq 0$; $\frac{\partial v'}{\partial y} \neq 0$, $\frac{\partial h'}{\partial y} \neq 0$ და ამოხსნას ავიღებთ /3.2.5/-ის სახით, მივიღებთ სისტემას:

$$i(-\sigma_s + \bar{u} m_s) U - f V + i m_s g H = 0;$$

$$f U + i(-\sigma_s + \bar{u} m_s) V + i n_s g H = 0;$$

$$i m_s \bar{h} H + i n_s \bar{h} V + i(-\sigma_s + \bar{u} m_s) H = 0;$$

საიდანაც

$$(-\sigma_s + \bar{u} m_s) \left\{ [(-\sigma_s + \bar{u} m_s)^2 - [g \bar{h} (m_s^2 + n_s^2) + f^2]] \right\} = 0$$

ხოლო

$$C_1 = \bar{u}$$

$$C_{2,3} = \bar{u} \pm \sqrt{g \bar{h} \left(1 + \frac{n_s^2}{m_s^2} \right) + \frac{f^2}{m_s^2}} \quad /3.2.8/$$

ტაღლები, რომლებიც განისაზღვრებიან /3.2.7/ /3.2.8/. დაშოკ-
დებულებით, ცნობილია ინტეგრირალ-გრაფიკული ტაღლების სახეღერსი-

დებიო.

რეალურ ატმოსფეროში, რომელიც წარმოადგენს კუბშივად ბაროკლი-
ნურ გარემოს, არსებობს ტალღების უფრო უარყო სპექტრი, რომელიც
მოიყვას შინაგან აკუსტიკურ და გრავიტაციულ ტალღებს, აგრეთვე,
ე. წ. ორგანზომილებიან ტალღებს. შინაგან აკუსტიკურ-გრავიტაციულ
ტალღებში იგულისხმება სამგანზომილებიანი ტალღები, რომელთა გა-
ვრცელების სიჩქარეს აქვს ვერტიკალური მდგენელიც. ამ შემთხვე-
ვაში განწვრილებულ განტოლებათა ამოხსნაც რთულია. თუ გამოვიყ-
ენებთ /3.2.1/ განტოლებებს, მაშინ შეიძლება ტალღებისათვის შეი-
ძლება ამოხსნის მიღება. დაწვრილებით იმავე განტოლებათა სისტე-
მის ანალიზი, როცა გამოყენებულია კოორდინატთა σ სისტემა, მი-
ცემულია შრომაში [147].

თუ β უფლებთან ერთად ტაქიკვადიანნივებთ რეკიუგის ტაქიკ-
ნას, მაშინ გრივადის განტოლების გამოყენებით გეოსტროფიულ მიან-
ლოებაში მიიღება განტოლება [157, რომელსაც ბაროტროპიული ატმოს-
ფეროსათვის აქვს სახე:

$$\Delta \frac{\partial \phi}{\partial t} + \alpha(x, y) \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial x} + \beta(x, y) \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial y} + \beta(y) \frac{\partial \phi}{\partial x} = F_1 \quad /3.2.9,$$

ბაროკლინური მოდელისათვის აი:

$$\Delta \frac{\partial \phi}{\partial t} + \alpha(x, y) \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial x} + \beta(x, y) \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial y} + \beta(y) \frac{\partial \phi}{\partial x} +$$

$$+ c \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial z} \right) = F_2. \quad /3.2.10/$$

წევრების რიგის შეფასების შემდეგ აღმოჩნდა, რომ F_1 და F_2
გამოსახულებებში ძირითადია ადვექციისა და მისი გადენის შემე-
ვარი წევრები, ე. ი.

$$F_1 = -\frac{1}{f h} (\phi, \Delta \phi) + \frac{f}{h} (h, \phi),$$

სადაც $h = \frac{P_3}{P_0}$, P_3 არის წნევის მნიშვნელობა Z სიმაღლეზე, ხოლო P_0 - წნევის მნიშვნელობა ზღვის დონეზე.

/3.2.9/-ის ამოხსნა ვეძებთ შემდეგი ორგანგომილებიანი ტალღის სახით

$$\phi = \phi_0 - \alpha y + \psi_0 e^{i[m(x - \sigma t) + ny]} \quad /3.2.11/$$

ჩაბმით /3.2.9/ ტალღის გავრცელების სიჩქარისა და მისი მივიღებთ კომპლექსურ მნიშვნელობას:

$$\sigma = \sigma_1 + i \sigma_2,$$

სადაც

$$\sigma_1 = \frac{(m^2 + n^2) [f(am + bn) - \beta m]}{m [(m^2 + n^2)^2 + (am + bn)^2]}, \quad /3.2.12/$$

$$\sigma_2 = \frac{(am + bn) [f(am + bn) - \beta m]}{m [(m^2 + n^2)^2 + (am + bn)^2]},$$

როცა $t=0$; $\phi = \phi_0$ პირობის გამყარისწინებით განვსაზღვრავთ ψ_0 ,

$$\psi_0 = \alpha y e^{-i(m\alpha + ny)},$$

როცა $\phi = \phi_0 - \alpha y + \psi_0 \cos(m\alpha + ny)$

ამოხსნა კი დაიწერება შემდეგი სახით:

$$\phi = \phi_0 - \alpha y \left[1 + e^{\sigma_2 t} (\cos \sigma_1 t - i \sin \sigma_1 t) \right]$$

/3.2.10/-ის ამოხსნა ვეძებთ სახით:

$$\phi = \psi^1 e^{i[m(x - \sigma t) + ny]}$$

და დავუშვათ $F_1 = F_2$, მაშინ σ -საფენის მივიღებთ:

$$\sigma = \sigma_3 + i\sigma_4,$$

სადაც

$$\sigma_3 = \frac{[f(a_n - b_m) + \beta m][m(m^2 + n^2) - f\gamma(\gamma + 1)]}{[m(m^2 + n^2) - f\gamma(\gamma + 1)]^2 + (am^2 + bn^2)^2};$$

$$\sigma_4 = \frac{[f(a_n - b_m) + \beta m](am^2 + bn^2)}{[m(m^2 + n^2) - f\gamma(\gamma + 1)]^2 + (am^2 + bn^2)^2},$$

ამოხსნა კი ჩაიწერება ასე:

$$\phi = \gamma^{\gamma} e^{\sigma_4 t} \int \cos[m(x + \sigma_3 t) + ny] + \sin[m(x - \sigma_3 t) + ny] dt \quad /3.2.12/$$

ამოხსნაში კომპლექსური წევრის არსებობა გამოწვეულია განტოლებათა არაწრფივობით და მისი და β ეფექტის გავლენის გათვალისწინებით.

სიმარტივის საფენის ლუ. დავუშვათ, რომ $a = 1; m = n; t = 10$, მაშინ $\sigma_1 = 0,9$ და $m\sigma_2 t = 0,003$; $t = 15$ წმ, მაშინ $m\sigma_2 t = 0,2$. $t = 1$ საათს, $\sigma_2 = 0,3$, $\sigma_4 = 0,01$. ამრიგად, ტალღის ამპლიტუდა იზრდება, მაგრამ ნულა, $e^{i\sigma_4 t}$ -ს პრეპონციალად, სადაც $1 < 0,1 - 0,3$.

მიღებული შედეგები გასათვალისწინებელია მთავორიან ტერმორი-ატი ტალღური პროცესების შესწავლის პროცესში მათი სხვადასხვა დროით პროგნოზირებისათვის.

მ ა ვ ი

ჰიდროთერმოდინამიკის განტოლებათა
სისტემის გამარტივება

§ 1. მსგავსების მეთოდი

ჰიდროთერმოდინამიკის განტოლებათა სისტემა აღწერს *ქუპონიზა-
ბა*, როგორც პლანეტაზე, მიმდინარე ყველა ტალღურ პროცესს. ცხადია,
ამაზე თუ იმ გეოგრაფიკული მოვლენის შესწავლისას ყველა ტალღური პრო-
ცესის განხილვა არ არის აუცილებელი. მაგალითად, ამინდის პროგნ-
ოზისათვის, აირველ რიგში, საინტერესოა ფართობისა და მდინარის

მდინარის, რომ ესაუ თუ ის მოძრაობა გამოიყოს და ცალკე
იქნეს შესწავლილი მოცემულ პირობებში, უნდა მოხდეს შესაბამის
განტოლებათა სისტემის გამარტივება. ამისათვის არსებობს რამდენიმე
მეთოდი: მსგავსების მეთოდი და მოცემული ელემენტის და
მისი წარმოებულების რიგის შეფასების მეთოდი. რ მოვლენას ეწოდ-
ება მსგავსი, თუ ისინი აღიწერებიან ერთი და იმავე კანონით ან
ერთი მიზეზის მიხედვით გარკვეულ პირობებში გამოიყვანოს. ამ მი-
ზეზის უნდა იქნება მსგავსების პირობის მსგავსება შეიძლება იყოს
გეომეტრიული და დინამიკური.

გეომეტრიული მსგავსებისათვის აუცილებელია მახასიათებ-
ელი სიგრძის შემოტანა, ხოლო დინამიკური მსგავსებისათვის აუცილ-
ებელია მახასიათებელი სიჩქარისა და მახასიათებელი დროის შემოტ-
ანა V^* , T^* . საბოლოო ეს სიდიდე აუცილებელია მოვლენის მსგავს-
ების დახასიათებისათვის.

რამდე ცვლადის ან ფუნქციის მახასიათებელი სიდიდე არის
საშუალო კვადრატული ან საშუალო არითმეტიკული მნიშვნელობა, რომ-
ელიც მიიღება დაკვირვების მასალების დამუშავების საფუძველზე.
მივიღებთ რა მახასიათებელ სიდიდეებად L, V, T -ს შეიძლება ჩავ-

წერეთ შედეგად უგანზომილებო სიდიდეები:

$$\begin{aligned} x_a &= \frac{\partial C}{L} ; & u_a &= \frac{U}{V} & t_a &= \frac{t}{T x} ; \\ y_a &= \frac{y}{L} ; & v_a &= \frac{v}{V} ; \\ z_a &= \frac{z}{L} & w_a &= \frac{w}{V} ; & p_a &= \frac{p}{\Pi} . \end{aligned}$$

გონიდან განტოლებებში წვევა არ შედის აბსოლუტური მნიშვნელობით და მოცემულია გრადიენტის სახით, მისი მახასიათებელი მნიშვნელობის დადგენისათვის უნდა ავიღოთ სხვაობა:

$$p_a - p_{0a} = \frac{p - p_0}{\Delta p} .$$

დავწეროთ ერთ-ერთი განტოლება და მოვახდინოთ უგანზომილებო სიდიდეებში გადასვლა ნავიე-სტოქსის სისტემაში.

დავწეროთ პირველი განტოლება ნავიე-სტოქსის ფორმით /29/:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \\ + 2\omega v \sin \varphi + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \gamma \nabla^2 u & / 4.1.1/ \end{aligned}$$

გადავიღეთ უგანზომილებო სიდიდეებში, გავწინება:

$$\begin{aligned} \frac{V}{T x} \frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{V^2}{L} \left(u_a \frac{\partial u_a}{\partial x_a} + v_a \frac{\partial u_a}{\partial y_a} + w_a \frac{\partial u_a}{\partial z_a} \right) &= g - \\ - \frac{\Delta p}{\rho_a \Pi} \frac{1}{L} \frac{\partial p_a}{\partial x_a} + 2\omega V v_a \sin \varphi + \frac{1}{3} \frac{V}{L^2} \frac{\partial}{\partial x_a} \left(\frac{\partial u_a}{\partial x_a} + \frac{\partial v_a}{\partial y_a} + \frac{\partial w_a}{\partial z_a} \right) & / 4.1.2/ \\ + \frac{\partial v_a}{\partial y_a} + \frac{\partial w_a}{\partial z_a} \Big) + \gamma \frac{V}{L^2} \left(\frac{\partial^2 u_a}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 u_a}{\partial y_a^2} + \frac{\partial^2 u_a}{\partial z_a^2} \right) . \end{aligned}$$

როგორც ვხედავთ /4.1.2/-ის ყველა წევრის კოეფიციენტს აქვს არქარბობის განზომილება და ამ კოეფიციენტებს უწოდებენ მოქმედი ძალების "ნასპებაებს". სიტყვასიტყვით რამ გავიგოთ, ეს აუცილებელია გათვალისწინებულ იქნეს ისე, რომ ამ კოეფიციენტის შებენველ წევრებს, ე. ი. ყველა უგანზომილებო სიდიდეს და მათ წარმოებულებს უნდა ჰქონდეთ 1-ის რიგი. ჩვენი სისტემები ამ პირობას არ აკმაყოფილებენ. ამიტომ ყველა კონკრეტულ პირობაში მოცემული ფიზიკური ამოცანის მიხედვით უნდა განისაზღვროს განტოლებაში ძირითადი წევრი ამ პირობებისათვის. ვინაიდან ატმოსფერო მუდმივ მოძრაობაშია, ამიტომ მისთვის ძირითადია ადვექციის წევრი /დინამიკური წევრი/, გავხადოთ ამ წევრის კოეფიციენტი 1-ის ტოლი. (სხვა შემთხვევაში სხვა წევრს ავიღებდით). გვქონება

$$\frac{L}{VT^*} \frac{\partial U_a}{\partial x_a} + (U_a \frac{\partial U_a}{\partial x_a} + v_a \frac{\partial U_a}{\partial y_a} + w_a \frac{\partial U_a}{\partial z_a}) = \frac{g L}{V^2} -$$

$$- \frac{\Delta P}{\rho_a \pi} \frac{1}{V^2} \frac{\partial P_a}{\partial x_a} + 2\omega \frac{L}{V} v_a \sin \varphi + \frac{1}{3} \frac{1}{LV} \frac{\partial}{\partial x_a} \left(\frac{\partial U_a}{\partial x_a} + \frac{\partial v_a}{\partial y_a} + \frac{\partial w_a}{\partial z_a} \right) + \frac{1}{LV} \left(\frac{\partial^2 U_a}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 U_a}{\partial y_a^2} + \frac{\partial^2 U_a}{\partial z_a^2} \right).$$

/4.1.3/

შემოვიტანოთ აღნიშვნები:

$H_\theta = \frac{T^* V}{L}$	კომპონენტიების რიცხვი /ერთნაირი დრო/
$F_z = \frac{V^2}{g L}$	ფრუდის რიცხვი,
$E_e = \frac{\Delta P}{\pi V^2}$	ვიღერის რიცხვი,
$b_e = \frac{V}{2\omega L}$	

მიუთხილებს მოძრაობის გეოსტროფიული მოძრაობიდან გადახრის ხარისხს /გეოსტროფიულია, თუ წნევა და ქარი აწონასწორებს ერთმანეთს/.

$$R_e = \frac{L V}{\gamma} \quad \text{არის რეინოლდსის რიცხვი .}$$

თუ ანალოგიურ მსჯელობას ჩავატარებთ უწყვეტობის განტოლების-
ათვის, მივიღებთ:

$$M_m = \frac{V}{C} \quad \text{არის მახის რიცხვი, } C \text{ ბგერის გავრცელებ-}$$

ის სიჩქარეა.

იძისათვის, რომ განისაზღვროს პროცენტების მასშტაბი, შემოტ-
ანილია $K_i(R_e) = \frac{V}{fL}$ კიბელის /ან როსპის/ რიცხვი.

f კორიოლისის პარამეტრია.

ზოგადად, მოძრაობა არის ფარმოიასშტაბიანი, თუ მის ზვისებებზე
არსებოთ გავლენას ახდენს დედამიწის ბრუნვა ღერძის გარშემო და
ასეთი მოძრაობებისათვის კიბელის რიცხვი უნდა იყოს $K_i = 0,12$.

თუ მახის რიცხვი არის ასევე $M_m = 0,1-0,2$, ე. ი. მოძრაობის სიჩქა-
რე $V \ll C$ -ზე, მაშინ შესწავლილი გარემოს კუბშვადობა შეიძლება
უგულებლდეს. აღნიშნულ რიცხვებს უწოდებენ მსგავსების პარამე-
ტრებს. მოცემული პროცენტისათვის რომელია განმსაზღვრელი და არა-
განმსაზღვრელი, ეს ირკვევა ამოყანის სასაზღვრო საწყისი პირობ-
ების მიხედვით. მსგავსების კრიტერიუმები იყოფა ორ ჯგუფად. I
ჯგუფი შეიცავს განმსაზღვრელ პარამეტრებს /რომლებიც განიხილვებ-
ულია პროცენტის გარეგანი ზვისებებით, მაგ., გეომეტრიული ზომე-
ბით/ და ფიზიკურ მუდმივებს / g, ω, γ და ა. შ./.

II ჯგუფი შეიცავს ერთს მაინც არაგანმსაზღვრელ პარამეტრს,
რომელიც განპირობებულია პროცენტის შინაგანი ზვისებებით.

მრავალი მეცნიერის სტატისტიკური გამოკვლევის შედეგად
მიღებულ იქნა ძირითადი რიცხვების - მსგავსების კრიტერიუმე-

ბის რიგბვიით მნიშვნელობები. უფრო ზუსტად, ფელიღების დიპაპაგონი. მასგალითად, რიგბვიებისათვის:

$$F_z = 5 \cdot 10^{-6} - \text{დან} - 2,5 - \text{მდე},$$

$$D_e = 4 \cdot 10^{-2} - \text{დან} - 4 \cdot 10^3,$$

$$R_e = 7 \cdot 10^6 - \text{დან} - 10^{12}.$$

რეინოლდის რიგბვის მიხედვით შეიძლება განისაზღვროს პროცესების ტურბულენტური ხასიათი. არსებობს R_e -ის კრიტიკული მნიშვნელობა:

$$Re_{crit} = 1160.$$

თუ $R_e > Re_{crit}$, გვაქვს ტურბულენტური მოძრაობა, წინააღმდეგ შემთხვევაში - ლამინარული.

მსგავსების პრინციპის საფუძველზე შეიძლება გაკეთდეს შემდეგი ძირითადი დასკვნები:

1. შეუძლებელია არსებობდეს ორი ისეთი მოძრაობა, რომლებსაც აქვთ ერთნაირი გეომეტრიული ზომები და სხვადასხვა სიჩქარეები ან პირიქით.

2. სიბლანტი მნიშვნელოვანია მცირეობას შტაბიანი მოძრაობებისათვის.

3. გარემოს კუბიშვადობა მით უფრო მცირეა, რაც მცირეა მოძრაობის სიჩქარე / ბგერის გავრცელების სიჩქარესთან / შედარებით.

4. სიბლანტის ძალიან და კორიოლისის ძალის გავლენა იზრდება მოძრაობის მასშტაბის გაზრდასთან შედარებით.

5. წნევა მით უფრო მცირეა, რაც დიდია მოძრაობის სიჩქარე.

1920-იან წლებში ფრედრიხმა და მისმა მოსწავლეებმა მოახდინეს პილარ-ფერმიდინამიკის განტოლებათა სისტემის გამარტივება მეტეოლოგიკების და მათი ნარმოებულების რიგის შეფასებით. ხოლო 50-იან წლებში იუდინმა შეადგინა ძირითადი მეტეოლოგიკ-

ებნის და მათი წარმოებულების საშუალო კვადრატული მნიშვნელობების ცხრილი, რძელის საშუალებიდან განისაზღვრება ამ ელემენტების რიგი და რძელიც გამოიყენება ყოველდღიურ საქმიანობაში.

§ 2. ელემენტთა ცვლილების რიგის შეფასება

ელემენტის რიგი აღნიშნავს მის მნიშვნელობას დიაპაზონში, რძელშიც მოქცეულია ამ ელემენტის მნიშვნელობის თიხების 99%. ელემენტის რიგი განისაზღვრება ერთეულთა ტექნიკურ სისტემაში 10-ის ხარისხის მიხედვით. რიგს აღნიშნავენ 0 ასოთი. თუ ზედა და ქვედა საზღვარს აქვს სხვადასხვა რიგი, მაშინ მიუთითება ორივეს მნიშვნელობა. მაგალითად, წნევა ზღვის დონეზე მეტყურობს 940-დან 1070 მმ-მდე ანდა 94-დან 107, სმ-მდე. ზედა და ქვედა საზღვრის რიგის მნიშვნელობა ერთნაირია და უდრის $10^{\frac{m}{n}}$ ს, ამიტომ შეიძლება დაწეროთ $0(m) = 10^{\frac{m}{n}}$. ქარის სიჩქარე იცვლება 0-დან 50-60 მ/წმ-მდე, ამიტომ ქარის სიჩქარის რიგი შეადგენს $10^0 - 10^1$.

ა. ა. ჭრნდიშაძის და მისმა მოწაფეებმა ემიგრირებული მონაცემების საფუძველზე შეადგინეს მეტეოროლოგიური ელემენტებისა და მათი წარმოებულების რიგის ცხრილი. ამ ცხრილიდან ჩანს, რომ ჰიდრომეტროლოგიის განტოლებების გამარტივება შეიძლება. პრაქტიკულად, განტოლებების გამარტივებისათვის ხელსაყრელია ვისარგებლოთ მეტეოროლოგიური ელემენტების საშუალო კვადრატული მნიშვნელობების ცხრილით, რძელიც შედგენილია მ. ი. იუდინის მიერ. /ცხრილი 1/.

მოდრაობის განტოლების ანალიზისათვის გამოვიყენოთ გ. ი. იუდინის მიერ მიღებული შედეგები. პირველად განვიხილოთ მო-

ძრავობის განსაზღვრებები, ამასთან, მიიხსნება მისი მნიშვნელობა $\approx \sigma^2/\epsilon_0$ და საშუალო განედისათვის:

$$O(2\omega \sin \varphi) = O(2\omega \cos \varphi) = 1,4 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{წმ}}; \text{ მაშინ}$$

$$O\left(\frac{\partial^4}{\partial t^4}\right) = O\left(\frac{\partial^4}{\partial t^4}\right) = 1,2 \cdot 10^{-4};$$

$$O(2\omega v \sin \varphi) = O(2\omega u \cos \varphi) = 7 \cdot 10^0 \times 1,2 \cdot 10^{-4} = 8,4 \cdot 10^{-4};$$

$$O\left(\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) = O\left(\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) = 5 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6} = 6 \cdot 10^{-6};$$

$$O\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}\right) = O\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}\right) = 10^3 \times 8 \cdot 10^{-7} = 8 \cdot 10^{-4}.$$

ცხრილი 1

მეტიოროლოგიური ელემენტებისა და მათი წარმოუბმლობის საშუალო კვადრატული მნიშვნელობანი

	u, v	p	T	ρ	w	Σ
	7.10	7.10 ¹	3.10 ²	10 ⁻³	10 ⁻²	2.10 ⁻⁵
$\frac{\partial}{\partial t}$	1.2.10 ⁻⁵	8.10 ⁻⁷	7.10 ⁻¹¹	2.10 ⁻¹¹	2.10 ⁻⁸	4.10 ⁻¹¹
$\frac{\partial}{\partial t^2}$	1.2.10 ⁻⁴	8.10 ⁻⁶	7.10 ⁻⁵	3.10 ⁻¹⁰	2.10 ⁻⁷	4.10 ⁻¹⁰
$\frac{\partial^2}{\partial z^2}$	2.10 ⁻³	10 ⁻²	6.10 ⁻⁷	10 ⁻⁷	3.10 ⁻⁶	7.10 ⁻⁹
$\frac{\partial^2}{\partial z^2}$	1.2.10 ⁻⁶	10 ⁻⁷	7.10 ⁻¹¹	10 ⁻¹¹		
$\frac{\partial^2}{\partial z^2}$	3.10 ⁻¹¹	21.510 ⁻¹²	2.10 ⁻¹⁰	8.10 ⁻¹⁷		
$\frac{\partial^2}{\partial z^2}$	8.10 ⁻¹⁰	1.5.10 ⁻¹¹	2.10 ⁻¹⁰	8.10 ⁻¹⁶		
$\frac{\partial^2}{\partial z^2}$	5.10 ⁻⁹	3.10 ⁻¹⁰	3.10 ⁻⁹	6.10 ⁻¹⁵		
$\frac{\partial^2}{\partial z^2}$	5.10 ⁻⁸	3.10 ⁻⁹	3.10 ⁻⁸	6.10 ⁻¹⁴		

1 ცხრილიდან შესაბამისი წევრების განსაზღვრული რიგი ჩავსვათ განტოლებაში /8,12/.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi - 2\omega w \cos \varphi + \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad /4.2.1/$$

მივიღებთ:

$$\begin{array}{cccc} 1 \cdot 2 \cdot 10^{-4} & 0.8 \cdot 10^{-4} & 2 \cdot 10^{-5} & 0.8 \cdot 10^{-3} \\ 1 \cdot 7 \cdot 10^{-6} & & 0.8 \cdot 10^{-3} & 6 \cdot 10^{-6} \end{array}$$

ამ განტოლებაში შედის წევრები რიგით 10^{-3} და 10^{-6} . ცხადია, რომ 10^{-6} რიგის წევრები მცირეა, ვიდრე დანარჩენი წევრები და ამიტომ შეიძლება უგულებელვცვაოთ, მივიღებთ:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi, \quad /4.2.2/$$

ანალოგიურად, მეორე განტოლებისათვის მივიღებთ:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi /4.2.3/$$

მოძრაობის განტოლებები შეიცავს წევრებს რიგით 10^{-3} -დან 10^{-5} -მდე. მიღებული განტოლება, ჩვეულებრივ, გამოიყენება თავის-უფად ატმოსფეროში პირიზონტალური მოძრაობების შესასწავლად.

თითოეული განტოლების ორ წევრს აქვს რიგი $0,8 \cdot 10^{-3}$; ეს წევრები ძირითადი წევრებია. მიღებულ განტოლებებში დანარჩენი წევრებს აქვს ერთი ან ორი რიგით ნაკლები მნიშვნელობა, ამიტომ უბევში მიახლოებით განტოლებები ასეთი სახით ჩაიწერება:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\omega v \sin \varphi$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\omega u \sin \varphi$$

/4.2.4/

აქედან ვლემულობთ გეოსტროფული ქარის კომპონენტების ფორმულ-
ებს :

$$u = -\frac{1}{fP} \frac{\partial P}{\partial y} \quad ; \quad v = \frac{1}{fP} \frac{\partial P}{\partial x} \quad /4.2.4^1/$$

ფაქტობრივად ქარი იშვიათად უდრის გეოსტროფიულს, მაგრამ, რო-
გორც ა. მ. მბუხიძემა /11/ და ი. ა. კობეღია /1/, აჩვენეს, დიდი მა-
სშტაბების ატმოსფერული მოძრაობა უწყვეტად მიინერაჟის გეოსტროფ-
იული მოძრაობისაკენ /ადაბტაცია/, თუ რომელიმე მოშენებისათვის
ქარი და წნევა არ აკმაყოფილებს გეოსტროფიულობას, მაშინ ორივე
ველის ცვლილება ხდება იმ სახით, რომ 1-2 საათის შემდეგ მოძრა-
ობა კვლავ გახდეს გეოსტროფიული. ამასთან, აღმოჩნდება, რომ ა-
დაგუჯუების პროცესში წნევის ველი იცვლება შედარებით სწრაფად,
ვიდრე ქარის ველის მდგომარეობა.

შევნიშნოთ, რომ ქარისა და წნევის ველის ცვლილება იმგვარ-
ად მიმდინარეობს, რომ ქარის მნიშვნელობა რჩება გეოსტროფიულ
წნიშვნელობასთან ახლოს, მაგრამ არასოდეს არ უჭოდება მას.
ამიტომ სწორი იქნება გამოთქმა არა გეოსტროფიული, არამედ
კვანძგეოსტროფიული მოძრაობა.

მოძრაობის მესამე განტოლება გავანალიზოთ 1 ცხრილის მო-
წოდებების თანახმად:

$$O\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right) = 2 \cdot 10^{-7}$$

$$O\left(u \frac{\partial w}{\partial x}\right) = O\left(v \frac{\partial w}{\partial y}\right) = 1.4 \cdot 10^{-7}$$

$$O\left(w \frac{\partial w}{\partial z}\right) = 3 \cdot 10^{-8}$$

$$O\left(\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial z}\right) = 10^{-1}$$

$$O(g) = 10^1$$

$$O\left(\nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) = 6 \cdot 10^{-9}$$

$$O(2\omega u \sin \varphi) = 8 \cdot 4 \cdot 10^{-4}$$

მავნიეროვ უს შედეგები / W/ განტოლებაში:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + 2\omega u \sin \varphi + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$$

$2 \cdot 10^{-7} \quad \underbrace{1.4 \cdot 10^{-7}} \quad 3 \cdot 10^{-8} \quad 10^1 \quad 10^1 \quad 8 \cdot 10^{-3} \quad 6 \cdot 10^{-9}$
 /4.2.5/

განხილულ განტოლებაში ორ წევრს აქვს რიგი 10^1 , დანარჩენი წევრები 10^{-6} -ჯერ მანინე მცირეა, ამიტომ საკმარისი სიზუსტის დაგვიძრ უჭრება გვაქვს დავნიეროვ:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g$$

ე. ი. გამარტივების შედეგად მიიღება სტატიკის ცნობილი განტოლება:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad /4.2.6/$$

სინამდვილეში, ატმოსფერული მოძრაობები ისეთი მასშტაბით გარეხილება, რომ ცალკეულ შემთხვევაში სტატიკურაზა ირღვევა, მაგრამ, როგორც ე. ა. კიბელა უჩვენა, პროცენტებს ანასიათებს ისეთი განსაკუთრებულიზანი, რომ ველი სწრაფად ხდება სტატიკური. ზუიფა, უჭრო სწორი იქნება ვიდაპარაკოთ არა სტატიკურ ატმოსფეროში, არამედ კვაზისტატიკურში.

აუვიღებელია აღინიშნოს, რომ სტატიკის განტოლება და, აქედან გამომდინარე, ბარომეტრული ჯორიულა იქნება მუსტი

მზორღე იმ მუტუორროლოგიური პროცესებისათვის, რომლებიც ამინდის ცვლილებას განსაზღვრავს შედარებით დიდი რაოდენობისათვის /რამდენიმე კმ-ის რიგის/. სხვა მასშტაბის პროცესებისათვის მომხდარი გამარტივება შეიძლება იყოს არასწორი; მაგალითად, ერთი-ორი საათის განმავლობაში გროვა ღრუბელში განვითარებულა ვერტიკალური მოძრაობის სიჩქარეში შეიძლება მიაღწიოს 10 მ/წმ-ს. ამ შემთხვევაში:

$$O\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right) = 3 \cdot 10^{-3},$$

$$O\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right) = 10^0,$$

ე. ი. $\lambda \frac{\partial w}{\partial x}$ -ის რიგი უკვე ახლოსაა მთავარი წევრის რიგთან, ამიტომ სტატიკის განტოლება და ბარომეტრიული ფორმულა ასეთი მოვლენებისათვის გამოუყენებელი იქნება.

ახლა განვსაზღვროთ ჟენა, სადაც შეუძლებელია გადაგდება $\sqrt{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}}$ და $\sqrt{\frac{\partial^2 v}{\partial z^2}}$ ნვერებისა, რომლებიც ჰაერის სიბლანტის ახასი-ათებს.

როგორც ცნობილია, მთელი რიგი მუტუორროლოგიური ელემენტები, გამოსხვიებული ზედაპირის გავლით, იცვლება ვერტიკალური მიმართულებით δ სიღრმის ჟენაში. ამ ჟენის შიგნით ქარის სიჩქარე იცვლება 0-დან რაღაც ν მნიშვნელობამდე ამ ჟენის ზედა საზღვარზე. შემდეგ ამ ჟენის გარეთ სიჩქარის ცვლილება სწრაფად მცირდება. აქედან გამომდინარე, ამ ჟენის შიგნით $O\left(\sqrt{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}}\right) = \frac{\nu}{\delta}$; ხოლო ხაზუნის მახასიათებელ წევრებს, რომლებსაც იმავადიწინებენ მოძრაობის განტოლებაში, აქვს იგივე რიგი $\frac{\nu}{\delta}$. ახლა განვსაზღვროთ δ -ს რიცხვითი მნიშვნელობა, რომლის შიგნით $\sqrt{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}}$ -ის რიგი უდრის $f \nu$ -ს რიგს.

თუ $O\left(\sqrt{\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}}\right) = O(f \nu)$, მაშინ $\frac{\lambda}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = f \nu$, აქედან

გამომდინარეობს, რომ $\delta = \sqrt{\frac{\lambda}{f}}$, რადგან $\eta = 5 \text{ } \sigma^2 / \text{წმ}$
 $f = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ } \text{წმ}$, ამიტომ $\delta = 200 \text{ მ. ლუმიტა}$, ხახუნით გამოწვეული
 ძაღების გავლენა ვრცელდება უფრო მეტ სიმაღლეზე და მცირდება
 500-1000 მეტრზე.

600-1000 მ სისქის ატმოსფეროს ფენას, რომელშიც ხახუნის
 ძაღს და ღებამიწის ბრუნვით გამოწვეულ ვადამხრულ ძაღს აქვს
 ურთხარი რიგი, ეწოდება პლანეტარული სასაზღვრო ფენა.

ახლა მივიხაროთ უწყვეტობის განტოლების ანალიზს. ამისათ-
 ვის ჩავხეოთ იგი გარდაქმნილი სახით და ჩავსვათ მასში შეესაბ-
 ამისი წევრების რიგი აღებული 1 ცხრილიდან:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

$3 \cdot 10^{10} \quad \underbrace{2 \cdot 10^{10}} \quad 10^9 \quad \underbrace{1.2 \cdot 10^{-3}} \quad 3 \cdot 10^{-9} / 4.2.7/$

შევიწარმოთ მხოლოდ 10^{-8} რიგის წევრები, მაშინ, ცხადია,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

თუ შევიწარმოებთ $\rho \frac{\partial w}{\partial z}$ წევრსაც, მივიღებთ უკუმიქრობი
 სიხებისათვის გნობილ უწყვეტობის განტოლებას:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad /4.2.3/$$

რადგან უკუმიქრობა ძალიან დიდ როლს ასრულებს ატმოსფერულ
 პროცესებში, ამიტომ ზოგად შემთხვევაში უწყვეტობის განტოლებას
 აქვს დაახლოებით ურთხარი რიგი. აქედან გამომდინარე, ზოგად
 შემთხვევაში ეს განტოლება უნდა ავიღოთ უცვლელი სახით, ე. ი.
 ρ -ის გათვალისწინებით. მაგრამ, როგორც ი. ა. კიბელაძე /3/,
 აჩვენა, სიხბოს მოდინება შედარებით მინდავრად მოქმედებს ორი
 სასაზღვრო ფენის შიგნით: პლანეტარულ სასაზღვრო ფენასა და

ტროპიკალურ მანქანაში ახლოს მდებარე ფენას შორის, ამიტომ აქ შეიძლება მოვიქცეთ ისევე, როგორც სიბღანტის ძაღის გავლენის გაშვების ნიშნების დროს.

სახელებში, პირველი ამოცანა პირველი მინიმუმით ამოხსნება, სიხარული მოდინების გაშვების ნიშნების გარეშე /ადინამატური მინიმალური/ და შემდეგ ახდენენ დაზუსტებას არადინამატური გაშვების ნიშნებით.

გავიშვების ნიშნებზე რა ყველა გეოგრაფიკული, მივიღებთ პირველადი მოდინების განტოლებებს ისეთი გამარტივებული სახით, როგორცაა ის გამოსაყენებელია სასამართლო ფენის გარეშე მოკლევადიანი პრევიზიისათვის:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + u \frac{\partial U}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} + w \frac{\partial U}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + \nu \nabla^2 U$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - g \rho$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\gamma}{g \rho} \frac{d p}{d t} = 0$$

$$\rho = \rho R T$$

ისეთი სახე აქვს განტოლებათა იმ თირითად სისტემას, რომელიც გამოიყენება მეტეოროლოგიური ელემენტების პრევიზიისათვის ე.წ. საბჭოთა სკოლის რიგგარეშე სქემებით.

შ ა ვ ი ყ

ატმოსფერული მოძრაობების გამოკვლევა μ სიბრტყეში, დედამიწის რელიეფის გავლენის გამოვალ-
ისწინებით

§ 1. "შხელი" წყლის მოდელი

მოდელ რიგ შრომებში /1, 13/ ნაჩვენებია იყო, რომ გეოსტრუქტურული მიანტროპიაში შეიძლება აგებულ აქნეს დინამიკური მოდელები, რომლებიც კარგად აღწერს ატმოსფეროსა და ოკეანის მოძრაობის მნიშვნელოვან მხარეს. 198-1980ი ასეთი მოდელი არის "შხელი" წყლის მოდელი.

ასეთი ფიზიკური მოდელის განხილვა ემყარება ორ მოსაზრებას. ჯერ ერთი, ეს მოდელი საკვიაროსად მარტივია, ამიტომ გეოსტრუქტურული მიანტროპის დარღვევის საკითხი განიხილება შედარებით იოლად, ვიდრე სიმპლექსის მიხედვით სტრატოფიზიკური სიხშირე, როცა მოძრაობების განტოლებებთან ერთად უნდა განვიხილოთ ფერმოდინამიკის განტოლებაც. მეორე მიზანი არის ის, რომ ამ მოდელის შესწავლა საშუალებას იძლევა სტრატოფიზიკური ატმოსფეროს და ოკეანის საფუძვლის ახალი უფრო რთული მოდელების აგებისა.

გავსაკეთოთ რამდენიმე დაშვება:

გინიდავთ მუდმივი სიმპლექსის სიხშირის ფუნქსი, რომლის სიმალღად აშვლის $Z=0$ ფენიდან. იყოს $f(x, y, t)$ მიმართულია $z=0$ ზედაპირის მართობულად, ე. ი. Z ვერტიკალური ღერძის საწინააღმდეგო მიმართულებით. სიხშირის ბრუნვის ღერძი ემხმავება Z ღერძს. ასე რომ, კორიოლისის ანარმეტრი $f=2\omega$, უძრავი ფსკერი მოდელი ზედაპირით $Z=f_0(x, y)$. სიჩქარის კომპონენტები u, v, w ღერძობზე შესაბამისად არის U, V, W . სიხშირის ზედაპირზე წივთა მონტაჟა ნებისმიერად იყოს მოდელი, მაგრამ ჩვენ მიზნებისათ-

ვის სასურველია იგი იყოს მუდმივი, ბოლს, სიხვე იხველება არაბ-
ლანგად /13/.

მიუხედავად იმისა, რომ სიხვის სიღრმე ($h-h_0$) იცვლება სივრცე-
ესა და იროში, ვუშვებთ, რომ სიღრმის მახასიათებელ სიღრმედ შეიჩ-
ეულია საშუალო სიღრმე, რომელიც ტოლია ვერტიკალური მახასიათებე-
ლი სიღრმისა. ასეთივე გზით შევარჩიოთ მოძრაობის ლორწოვანადური
მახასიათებელი სიღრმე, რომელიც L -ით აღვნიშნოთ. "ხველი" წყლ-
ის თეორიის ძირითადი პირობა მდგომარეობს შემდეგში:

$$\sigma = \frac{\phi}{L} \ll 1.$$

თუ სიხვე ბრუნავს დედაშიწასთან ერთად, შეიძლება კორიოლისის
ძალის სიხვის სტრუქტურის გავლენის გამოვადინებება.

ამ შემთხვევაში მასის შენახვის კანონი დადის უკომპენდობის
პირობაზე

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0$$

იგი $O\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right) = O\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right) = \frac{V}{L}$, V არის სიჩქარის მახასიათებელი
სიღრმე; ხოლო

$$O\left(\frac{\partial W}{\partial z}\right) = \frac{W}{\phi}$$

შეიძლება შეფასდეს მოძრაობის განტოლებაში შემავალი ყველა წე-
ვრის იგი მახასიათებელი სიღრმეების მიხედვით:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \left[u \frac{\partial U}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} + w \frac{\partial U}{\partial z} \right] - fV = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{V}{T} \qquad \frac{V^2}{L} \qquad \frac{WV}{\phi} \quad fV \quad \frac{P}{\rho L}$$

სრული წნევა ჩაიწერება ასე:

$$p(x, y, z, t) = -\rho g z + \tilde{p}(x, y, z, t).$$

პირველი ზესაკრები არის პიდროსტატისკური წნევა. რიგის შეფასებ-
ის მიხედვით მოძრაობის განტოლებებიდან გამოიძინარეობს, რომ წნე
ვის რიგის მასშტაბი იქნება:

$$p = \rho V \left(\frac{L}{T}; v; f L \right).$$

გამოვიღეთ იმ მოსაზრებიდან, რომ იმპულსის ბალანსში წნევის
ჰორიზონტალური გრადიენტი გადამწყვეტ როდს ასრულებს. წინააღმ-
ეგ შეიძლებაში, ნაკადის არქარება იყოს ნულის ტოლი. მუ როსბის
რიგები იქნება მცირე $R_0 = 0,1$, მაშინ $O(\delta^2)$ სიზუსტით შეიძლ-
ბა მივიწლოთ, რომ:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g + O(\delta^2)$$

მოვახდინოთ ამ განტოლების ინტეგრება, მივიღებთ:

$$p = -\rho g z + A(x, y, t)$$

სასამღვრო პირობა $p(x, y, h) = p_0$, სადაც p_0 არის მუდმივი
სიდიდე, მაშინ

$$p = \rho g (h - z) + p_0$$

ი. ი.

$$p_0 = -\rho g h + A; \quad A = p_0 + \rho g h.$$

შევნიშნოთ, რომ წნევის ჰორიზონტალური გრადიენტი არ არის
დამოკიდებული z -ზე, ი. ი.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial h}{\partial y}, \quad \text{ნ. 1.1/}$$

ამრიგად, ჰორიზონტალური არქარებაც არ უნდა იყოს დამოკ-
იდებული z -ზე მუ საწყის მდგომარეობაში u, v, ξ -ზე არ არის
დამოკიდებული, მაშინ იგი არ იქნება დამოკიდებული არც
 z -ზე, ერთგვაროვანი სიძინსათვის, როცა

$P_0 = 0, 1$, მოთხოვნა, რომ სიჩქარე არ იყოს დამოკიდებული z -ზე.
 იმპულსის $/x, y/$ ღერძის მიმართ განტოლება არ ჩაიწერება:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -g \frac{\partial h}{\partial x};$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -g \frac{\partial h}{\partial y}; \quad \text{რ.1.2/}$$

u და v -ის z -ზე დამოკიდებულებით, უწყვეტობის განტოლების ინტეგრება მოგვცემს:

$$w(x, y, z, t) = -z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \bar{w}(x, y, t) \quad \text{რ.1.3/}$$

მყარ ზედაპირზე $z = h_B$ სიჩქარის ნორმალური მდგენელი უდრის
 ნულს.

$$w(x, y, h_B, t) = u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y},$$

ამიტომ

$$\bar{w}(x, y, t) = u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} + h_B \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right).$$

ბოლო სიჩქარე

$$w(x, y, z, t) = (h_B - z) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y}$$

შესაბამისად, $z = h$ ზედაპირზე კინემატიკური პირობა მიიღებს
 სახეს:

$$w = \frac{dh}{dt} = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \Big|_{z=h(x,y,t)} \quad \text{რ.1.4/}$$

ანუ $w(x, y, z)$ -ში უშუალო ჩასმით მივიღებთ:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h - h_B) u] + \frac{\partial}{\partial y} [(h - h_B) v] = 0.$$

აღწერილობით სრული სიღრმე $H = h - h_p$. მისი შენახვის განტოლება ასე გადავწეროთ:

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu H) + \frac{\partial}{\partial y}(\nu H) = 0, \quad (5.1.5/)$$

რაც სკვირვალენტურობის განტოლებისა

$$\frac{dH}{dt} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad (5.1.6/)$$

პირველი სახით "უწყვეტობის" განტოლება გვიჩვენებს, რომ თუ სრული ნაკადის ლოკალური დივერგენცია დადებითია, იგი კომპენსირებული უნდა იყოს სიხების ფუნქციის სისქის ლოკალური შემცირებით შავისუფალი ზღე-პირის დაწვის გამო. მეორე სახით ჩაწერილი განტოლება ეკვივალენტურობა პირველისა და გვიჩვენებს, რომ სიხბუსთან ერთად მოძრაობი A სვეტის განივკვეთის გამზდას სიჩქარით

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

უნდა მოჰყვეს მდლიანი სისქის შემცირება, ისე, რომ

$$\frac{1}{H} \frac{dH}{dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = 0$$

და AH მოცულობა რჩებოღეს უცვლელი. ამრიგად, მივიღეთ "მცირე" წყლის მოღდის განტოლებათა სისტემა:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v = -g \frac{\partial h}{\partial x}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u = -g \frac{\partial h}{\partial y}; \quad (5.1.7/)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0.$$

აქ შემცირებულია უცნობების რიცხვი, რადგან ξ -ს არ შეიძლება ცხადად u, v დაჭარბის ფუნქციის / x, y, t /-სა. მივიღოთ ერთი მნიშვნელოვანი შედეგა კიდევ ამ მომენტისა. იმ ფაქტს, რომ W არის ξ -ის წრფივი ფუნქცია,

$$W(x, y, \xi, t) = -\xi \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \bar{w}(x, y, t)$$

მივყავართ მნიშვნელოვან შედეგთან: თუ გამოვიყენებთ განტოლებას

$$\frac{dH}{dt} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad /5.1.8/$$

საიდანაც განვსაზღვრავთ

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{H} \frac{dH}{dt}$$

ხოლო, თუ გოლოშიდან

$$W(x, y, \xi, t) = (h_{13} - \xi) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + u \frac{\partial h_{13}}{\partial x} + v \frac{\partial h_{13}}{\partial y}$$

განვსაზღვრავთ

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{W}{h_{13} - \xi} - \frac{1}{h_{13} - \xi} \left(u \frac{\partial h_{13}}{\partial x} + v \frac{\partial h_{13}}{\partial y} \right)$$

ჩავსვამთ /5.18 /-ში

$$\frac{dH}{dt} + \frac{H}{h_{13} - \xi} W - \frac{H}{h_{13} - \xi} \left(u \frac{\partial h_{13}}{\partial x} + v \frac{\partial h_{13}}{\partial y} \right)$$

აქედან

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{\xi - h_0}{H} \left(\frac{\partial H}{\partial t} + \right. \\ \left. + u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} \right) + u \frac{\partial h_{13}}{\partial x} + v \frac{\partial h_{13}}{\partial y} = 0. \end{aligned}$$

ეს ნიშნავს, რომ $\frac{d}{dt} \left(\frac{z - h_0}{H} \right) = 0$. /5.1.9/

ამრიგად, $\frac{z - h_0}{H}$ ინახება სიხის თანაოული ნაწილადის მოძრაობის დროს $\frac{z - h_0}{H}$ არის უარყოფითი სიმაღლის სიხის ფსკერიდან, რომელიც იცვლება 0-დან ერთმხედვ /შავისფერად გედაპირზე/. ის ფაქტი, რომ u და v არ არის z -ზე დამოკიდებული, ნიშნავს, რომ სიხე ან პერიოდი მოძრაობს როგორც z დერძის პარალელურად მოინტეგრირებული სვეტების ერთიანობა. პირნა

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{z - h_0}{H} \right) = 0$$

ნიშნავს, რომ თანაოული სვეტის გაჭიმვის ან შეკუმშვის დროს სიხის ნაწილადების უარყოფითი მდებარეობა სვეტში არ იცვლება.

თუ /5.1.7/ სისტემის მოძრაობის განტოლებებს გამოვიყენებთ და შემოვიტანთ სიჩქარის გრიგადის ცნებას,

$$w_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

ჩვეულებრივი გზით მიიღება განტოლება:

$$\frac{\partial w_z}{\partial t} + u \frac{\partial w_z}{\partial x} + v \frac{\partial w_z}{\partial y} + (w_z + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0$$

გამოვიყენებთ /5.1.5/ განტოლებებს, მივიღებთ:

$$\frac{dw_z}{dt} - \frac{w_z + f}{H} \frac{dH}{dt} = 0 \quad /5.1.10/$$

ამრიგად, სიბნის თითოეული სვეტის მოძრაობისას ინახება აბსოლუტური პოტენციური გრივადი

$$\frac{\omega + f}{H} = \text{const.}$$

განვიხილოთ ერთი მაგალითი "თბელი" წყლის მოძვლის გამოყენებისა: ღრუშვით, რომ სიბნის ფენის სისქე არის $H_0(x, y)$ წონასწორობის მდგომარეობაში. მაშინ ზოგად შემთხვევაში

$$H(x, y, t) = H_0(x, y) + h(x, y, t)$$

მივჩვენოთ ამპლიტუდის პირობა ნიშნავს, რომ

$$h \ll H_0.$$

თუ ღრუშვით, რომ U და V მივიღოთ ისე, რომ

$$\frac{\partial U_H}{\partial t} \gg U_H \nabla U_H$$

მაშინ 5.1.7/ სისტემის განწმენვა მოგვცემს სისტემას:

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV = -g \frac{\partial h}{\partial x} = -g \frac{\partial h}{\partial x};$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU = -g \frac{\partial h}{\partial y};$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (UH_0) + \frac{\partial}{\partial y} (VH_0) = 0$$

თუ შემოვიტანოთ სრული ნაქადის ვექტორს $U = U\vec{i} + V\vec{j}$, სადაც $U = UH_0$, ხოლო $V = VH_0$ და ვადავწეროთ სისტემას შემდეგი სახით:

ნათ:

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV = -gH_0 \frac{\partial h}{\partial x};$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU = -gH_0 \frac{\partial h}{\partial y};$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

საშანადო გარდაქმნებით მიიღება ერთი განტოლება $h(x, y, t)$ -სათვის, შემდეგ კი h -ს საშუალებით განისაზღვრება u, v, w /13/.

$$\frac{\partial}{\partial t} [c_0^2 \nabla^2 h + f^2 h - \nabla(c_0^2 \nabla h)] - g f \nabla^2 (H_0, h) = 0$$

/5.1. 1/

$$\nabla(A \nabla B) \text{ აუასონის ფორმულია } c_0^2 = g H_0$$

რასბმა ნივთიერებაში მიიღო, რომ ექვამინის ატმოსფეროს სიმაღლე სიბერე ფარდობისაა ბაბიან მოძრაობას ხდის ძირითადი პერიოდისადაც. ასე რომ, დინამიკურ გავლენას მოძრაობაზე ახდენს მხოლოდ პლანეტარული "ბრუნვის" ნორმალური კომპონენტი $f = 2\omega \sin \varphi$ შემდეგში ძირითადი ბაბიანი არის იმის გარკვევა, რომ, რადგან f არის დაბნობის ფუნქცია, ამიტომ განედის წინსვასწვრივ სიბნობის სვეტების შერევა გამოიწვევს პოტენციალური გრიგადის ფენილებას. თუ არ წარმოიქმნება მკომპენსირებული ფენილება Ω -სა ან H -სა, ე.ი. თუ არ წარმოიქმნა ფარდობითი მოძრაობა, შევსებასებთ მანძილს, რომელზედაც უნდა გადამდგინდეს სიბნობის სვეტები, რომ f -ის შესაბამისი ფენილება იყოს იმავე რიგის, რაც ფარდობითი "ბრუნვა"

f ფენილება y მანძილზე გოლია :

$$\Delta f = \frac{1}{z_0} \frac{\partial f}{\partial z} y = \frac{y}{z_0} 2 \omega \sin \varphi,$$

სადაც z_0 დედამიწის რადიუსია.

მოძრაობის მახასიათებელი მანძილის გამოყენებით

$$\Omega = O\left(\frac{V}{L}\right)$$

ამიტომ $\frac{y}{z_0} = o(\epsilon \epsilon_0) ; o(\Delta f) = o(\Omega)$

ეს იმას ნიშნავს, რომ საშუალო განედებში, სადაც $\epsilon = \frac{V}{fL}$ მცირეა, განედის გასწვრივ შედარებით მცირე გადაადგილება მანძილს გამოიწვევს საკმაოდ დიდ ცვლილებას პლანეტარულ ბრუნვაში როსში უფრო მოკლე წავიდა: თუ მოძრაობის მასშტაბი ისეთია, რომ შეიძლება დეკარტის ლოკალური სისტემის გამოყენება, ამასთან, დედამიწის სფერულობა გათვალისწინებულია მხოლოდ f -ის განედის მიხედვით ცვლილებით, მაშინ:

$$f = f_0 + \beta y ; \beta y \ll \delta,$$

სადაც

$$\beta = \frac{2\omega}{z_0} \text{ ან } \theta_0$$

მოქმედობს, რომ ერთგვაროვანი მოედის ფარგლებში "კორიოლისის პარამეტრის განედის მიხედვით ცვლილების დინამიკური ეფექტი / β ეფექტი/ არის სიხის ან პერიოდის სიღრმის ცვლილების დინამიკური ეფექტის ეკვივალენტი"[13].

მოედის, სადაც მოძრაობის გეომეტრიად მიღებულია სიბრტყე და კორიოლისის პარამეტრი y -ის ნრვივი ფუნქცია/მიანხლებით გათვალისწინება: დედამიწის სფერულობისა/ ეწოდება β -სიბრტყის მოედლი.

§ 2. ა/ როსბის ტალღების დინამიკის ანალიზი

დედამიწის ატმოსფეროში არსებული დაბალი სიხშირის რხევების ტიპურ მაგალითს წარმოადგენს როსბის ტალღები, ამიტომ

მის ანალიზს დიდი მნიშვნელობა აქვს ოკეანოლოგიასა და მეტეოლოლოგიასში.

მოძრაობა როსბის ტადლებში აღნიშნება დამოკიდებულებით:

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial h}{\partial y};$$

$$v = \frac{g}{f} \frac{\partial h}{\partial x};$$

ე. ი. განისაზღვრება გეოსტროფიული პირობით. მიუხედავად იმისა, რომ მოძრაობა არ არის მკაცრად გეოსტროფიული და მცირე გადახრაც კი იწვევს რხევებს, მაინც აღნიშნულნი დამოკიდებულებით მიიღება განტოლება:

$$\frac{d(f - \Omega + f)}{dt} = 0, \tag{5.2.1/}$$

ე. ი. ძირითადი განტოლება, რომელიც ავანტიგეოსტროფიული მოძრაობის დინამიკას აღწერს, არის პოტენციალური ვრთვალის შენახვის განტოლება.

შემოვიტანოთ უგანგოშილებო ფედალები L , T , V და \mathcal{N}_0 . რომლებიც ახასიათებენ გეოშეტრიულ ზომას, ღროს, სიჩქარეს და შავისუფალი ზედაპირის შეფუთებას. გვექნება:

$$\begin{aligned} (x, y) &= L(x', y'), \\ t &= T t'; \quad h = \mathcal{N}_0 h'; \\ (u, v) &= V(u, v) \end{aligned} \tag{5.2.2/}$$

სასარგებლოა შემდეგი აღნიშვნა:

$$H = H_0(x, y) + h = \mathcal{D}_2 + h - h_B, \tag{5.2.3/}$$

სადაც $H_0 = \mathcal{D}_2 - h_B(x, y)$.

აუცილებელი პირობაა აღნიშნული მასშტაბები არჩეულ იქნეს სა-
კმარისად ზუსტად ისე, რომ უგანგობილებო ცვლადებს ჰქონდეს ერთის
რიგი და ცვლადების ნებისმიერი კომბინაციის ნამრავლი ზუსტად გა-
ნისამდგვრებოდეს შესაბამისი მასშტაბების ნამრავლით. გამოვიყენოთ
/ს.2.2/ გარდაქმნა და ჩავწეროთ "მხელი" წყლის განტოლებები შემ-
დეგი სახით

$$\frac{V}{T} \frac{\partial u'}{\partial t'} + \frac{V^2}{L} \left\{ u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right\} - f V v' =$$

$$= -g \frac{\rho_0}{L} \frac{\partial z'}{\partial x'},$$

$$\frac{V}{T} \frac{\partial v'}{\partial t'} + \frac{V^2}{L} \left\{ u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right\} + f V u' =$$

$$= -g \frac{\rho_0}{L} \frac{\partial z'}{\partial y'};$$

$$\frac{\rho_0}{T} \frac{\partial z'}{\partial t'} + \frac{V}{L} \left\{ u' \frac{\partial}{\partial x'} (\rho_0 z' - h_B) + v' \frac{\partial}{\partial y'} (\rho_0 z' - h_B) \right\} +$$

$$+ \frac{V}{T} (\rho_2 + \rho_0 z' - h_B) \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) = 0 \quad \text{ს.2.4/}$$

მოვიხსოვოთ ახლა, რომ სიგრძის, დროისა და სიჩქარის მახასიათე-
ბელი სიდიდეები აკმაყოფილებდეს პირობას

$$E = \frac{V}{fL} \quad \epsilon < 1,$$

$$E_T = \frac{1}{fT} \quad \epsilon < 1. \quad \text{/ს.2.5/}$$

ამ შემთხვევაში ფარდობითი არქარება მცირეა კორიოლისის არქარ-
ებთან შედარებით, იმისათვის, რომ L' და T' იყვნენ ნულისაგან
განსხვავებული, წნევის გრადიენტი უნდა იყოს საკმარისად დიდი,
რათა გაანეონასწორონ კორიოლისის არქარება, ამისათვის ρ_0 პარამ-

უბრი შევარჩიოთ ასე:

$$N_0 = \frac{fVL}{g} = \frac{V}{fL} \frac{f^2 L^2}{g}, \quad \text{15.2.6/}$$

რომლის გათვალისწინებით 15.2.3/ გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$H = \mathcal{D}_2 \left[1 + \varepsilon \frac{L^2}{R^2} \zeta' - \frac{h_B}{\mathcal{D}_2} \right], \quad \text{15.2.7/}$$

სადაც R არის \mathcal{D}_2 სიღრმის ფუნის როსბის დეფორმაციის რადიუსი

$$R = \left(\frac{g \mathcal{D}_2}{f} \right)^{1/2}$$

იმაჟლის განტოლებები გავყოთ fV -ზე, მასის შენახვის კი $\frac{V}{L}$, მივიღებთ:

$$\varepsilon_T \frac{\partial u}{\partial t} + \varepsilon \left\{ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right\} - v = - \frac{\partial \zeta}{\partial x};$$

$$\varepsilon_T \frac{\partial v}{\partial t} + \varepsilon \left\{ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right\} + u = - \frac{\partial \zeta}{\partial y};$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon_T F \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \varepsilon F \left\{ u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right\} - \\ & - u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h_B}{\mathcal{D}_2} \right) - v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h_B}{\mathcal{D}_2} \right) + \\ & + \left[\left(1 + \varepsilon F \zeta - \frac{h_B}{\mathcal{D}_2} \right) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad \text{15.2.8/}$$

შესაბამისი განზომილებიანი სიდიდეები აღინიშნება ვარსკვლავით $U_{\neq} = \sqrt{U}$; F პარამეტრი განისაზღვრება შემდეგნაირად:

$$F = \frac{f^2 L^2}{g D_2} = \left(\frac{L}{R} \right)^2 \approx 0(1).$$

როსზის რიცხვები E და E_T არიან ლოკალური და ადვექციური არქარეზის კორიოლისის არქარეზასთან შეფარების სიდიდის ზომა. ჩვენ გვინტერესებს შემთხვევა, როცა E და E_T მცირეა.

დავუშვათ, რომ სიჩქარე V საკმარისად დიდია ისე, რომ არა-წრფივი წევრებიც ისევე საჭიროა, როგორც ლოკალური არქარეზა, g, n .

$$\frac{E_T}{E} = \frac{L}{VT} = 1. \tag{5.2.9/}$$

ახლა შეგვიძლია ვიპოვოთ დამოკიდებულება E -ის ერთნაირი რიგის წევრებს შორის. განვიხილოთ 5.2.8/ განტოლებათა სისტემის ნებისმიერი ამოხსნა, რომელიც ფუნქცია იქნება x, y, t და E -ისა, მაგალითად,

$$U = U(x, y, t, E) \tag{5.2.10/}$$

მცირე E -სათვის U შეიძლება წარმოვადგინოთ E -ის ხარისხების მწკრივად და, რადგან სისტემა შეიცავს E -ს მხოლოდ მთელი ხარისხებით, ამიტომ

$$U(x, y, t, E) = U_0(x, y, t) + E U_1(x, y, t) + \dots \tag{5.2.11/}$$

სხვა ფუნქციებიც ანალოგიურად გამოვსახოთ. ცხადია, რომ განტოლების დასაკმაყოფილებლად E -ის ერთნაირი ხარისხის კოეფიციენ-

ნტეები უნდა იყოს ნული. 0/1/ რიგის ნივრები გვაძლევს.

$$\begin{aligned} u_0 &= - \frac{\partial z}{\partial y} \\ v_0 &= \frac{\partial z}{\partial x} \end{aligned} \quad /5.2.12/$$

ასე, რომ პირველ მიახლოებაში სიჩქარე არის გეოსტროფიული, აქედან გამომდინარეობს, რომ

$$\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0 \quad /5.2.13/$$

თუ $\frac{h_{12}}{b_2}$ არის ერთი რიგის, მაშინ ვღებულობთ:

$$u_0 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h_{12}}{b_2} \right) + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h_{12}}{b_2} \right) = 0 \quad /5.2.14/$$

გვანტერესებს შემთხვევა, როცა როსბის რიგები და $\frac{h_{12}}{b_2}$ ერთი რიგისაა, ე. ი. /5.2.14/ პირობა ირღვევა, ფორმალურად ეს ნიშ-

ნავს:
$$\frac{h_{12}}{b_2} = \varepsilon z_B(x, y), \quad /5.2.15/$$

სადაც h_{12} -ს აქვს ერთი რიგი 0/ε/ რიგის ნივრები გვაძლევინ:

$$\frac{\partial u_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial y} - \nu_1 = - \frac{\partial z_1}{\partial x},$$

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial v_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y} + u_1 = - \frac{\partial z_1}{\partial y} \quad /5.2.16/$$

$$F \left\{ \frac{\partial z_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial z_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial z_0}{\partial y} \right\} - u_0 \frac{\partial z_0}{\partial x} -$$

$$- v_0 \frac{\partial z_0}{\partial y} + \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0.$$

U_1 და U_1' არ არის გეოსტროფული, მათი გეოსტროფულიდან გადაბრა განისაზღვრება $0/\mathcal{L}$ რიგის წნევის ველით, გამოვრიცხოთ წნევა და მივიღებთ განტოლებას:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x} + U_0' \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y} = - \left(\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial U_1'}{\partial y} \right) \quad /5.2.17/$$

ღივრგენდის გამოსაშვლად /5.2.17/ და /5.2.16/-დან გამოვრიცხოთ $\left(\frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial U_1'}{\partial y} \right)$ სიდიდე, გვექნება

$$\frac{d\mathcal{L}}{dt} = F \frac{d\mathcal{L}_0}{dt} - \frac{d\mathcal{L}_0}{dt}, \quad /5.2.18/$$

ანუ

$$\frac{d}{dt} (\mathcal{L} - F\mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_0) = 0. \quad /5.2.19/$$

წინა განტოლებების გამოყენებით შენახვის განტოლება შეიძლება ჩავწეროთ \mathcal{L}_0 -სადვის

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{L}_0}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{L}_0}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right] [\nabla^2 \mathcal{L}_0 - F\mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_0] = 0. \quad /5.2.20/$$

შევნიშნოთ რამდენიმე საჭირო მომენტს:

1. კვანძგეოსტროფული მოძრაობის განსაზღვრის ამოგანა დაწყებამა წნევისსადვის /შავისუფალი გედაჰირის ანალღვის სიდიდისსადვის/ ერთ განტოღებაღე.

2. წნევის განსაზღვრის შემღეგ ქარის სიღქარის მღგენღები განისაზღვრება გეოსტროფული დამოკიდღებღებით.

3. თუ $\frac{\partial \mathcal{L}_0}{\partial t}$ -ს აქვს $0 / \mathcal{L} /$ რღღი რღღი რიღი, მაშინ \mathcal{L}_0

აქვდება მნიშვნელოვნად მცირე ერთხე და გვექვება:

$$u_0 \frac{\partial \xi_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \xi_0}{\partial y} = 0.$$

4. ξ_0 -სათვის განტოლება წარმოადგენს შინახვის განტოლებას

$$\nabla^2 \xi_0 = -\Omega - F \xi_0 + \xi_{\beta} \quad /5.2.21/$$

რამდენადაც ξ_0 არის 0/1/ სიჩქარის ღერის ფუნქცია, ამიტომ შემოვიტანოთ აღნიშვნა

$$\xi_0 = \psi(x, y, t),$$

მაშინ

$$u_0 = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_0 = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

და /5.2.20/ განტოლება გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right] \left[\nabla^2 \psi - F \psi + \xi_{\beta} \right] = 0 \quad /5.2.22/$$

როცა $\frac{\xi}{E_T} \ll 1$, განტოლებაში არ გვექვება არანაირი წევრი, ე. ი. არასტაციონარული წევრები. ამრიგად, ეს განტოლება სამარტლიანია შეფარდების ნებისმიერი სიღრმისათვის, სადა ამ პარამეტრები E და E_T მცირეა, ძირითად წარმოებულის წინ იქნება სხვა კოეფიციენტები, სახეღობა,

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{E_T}{E} \frac{\partial}{\partial t}$$

/5.2.22/. განტოლებაში შედის პარამეტრი F , ე. ი. $\frac{L}{R}$

$\mu < R$, მათგან მოძრაობის მასშტაბზე h იცვლება უმნიშვნელოდ, $\mu > R$, მათგან უარდობითი გრიგალი უმნიშვნელოა და დინების სი-
 ჩქარე შეიძლება ჩაგვაღწეოთ პირიზოცალურად ერთგვაროვანი. ამრი-
 ან. შესაბამის დეფორმაციის რაოდენობის არის მასშტაბი, რომელიც
 უარდობითი გრიგალი და მდებარეობის ამაღლება ერთნაირ გავლენას
 ახდენს პოტენციალური გრიგალის მნიშვნელობაზე.

სიდიდე h_0 არის რელიეფის გავლენით განპირობებული პოტ-
 ენციალური გრიგალი, როცა იგი მცირეა, ფენის სისქე შეიძლება
 ჩანიშნავს მუდმივად.

როსში სწავლობდა ერთგვაროვანი სიხშირის მოძრაობის სფეროზე,
 ე.ი. აღებული იყო დედაბინის ატმოსფეროში უარდობის მასშტაბიანი ტა-
 ლების შესწავლის უმარტივესი მოდელი.

ამრიგად, საშუალო განზომილება. სადაც f მცირეა, განე-
 ბის გასწვრივ შედარებით მცირე გადაადგილება გამოიწვევს პლანეტ-
 არულ გრიგალს, ცვლილებას, რომელიც მნიშვნელოვანი იქნება დინა-
 მიკურად. როსშია დაუშვავ, რომ მოძრაობის მასშტაბი ჩრდილო-სამხ-
 რეთ მიმართულებით იქნება მცირე, ისე, რომ შეიძლება გამოვიყენ-
 თ დეკარტის დეკარტური კოორდინატა სისტემა, ამასთან, დედაბინის
 სფერულმა გათვალისწინებულია მხოლოდ f -ის ცვლილებით. განე-
 ბის მიდამოში შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი წრფივი ფუნქციის
 სახით:

$$f = f_0 + \beta_0 y;$$

სადაც

$$\beta_0 = \frac{2\omega}{r} \cos \varphi_0$$

და

$$H = h_2 + h - h_0,$$

სადაც h არის თავისუფალი მდებარეობის შემოქმედების სიდიდე, წარ-

ამოხსნა ავიღოთ ბრტყელი ტალღის სახით:

$$\varphi = A \cos(kx + \ell y - \omega t),$$

რომლისთვისაც სამარაღიანი იქნება დამოკიდებულება

$$\nabla^2 \varphi - F \varphi = -(k^2 + \ell^2 + F) \varphi.$$

ამრიგად, ბრტყელი ტალღა იქნება ზუსტი ამოხსნა, თუ

$$\sigma = \frac{k}{k^2 + F} (\omega k^2 - \beta), \text{ სადაც } k^2 = k_x^2 + \ell^2.$$

ჯე ლერიის განწვრივ ფაზური სიჩქარე იქნება:

$$C_{\text{ფაზ}} = \frac{\sigma}{k} = \frac{\omega k^2 - \beta}{k^2 + F} = \omega - \frac{\beta + F \omega}{k^2 + F}.$$

თუ $\omega = \pm 1$ / დასავლეთის ნაკადი / $C_{\text{ფაზ}}$ იქნება დადებითი, როცა $k^2 > \beta$ და უარყოფითი, როცა $k^2 < \beta$. ტალღა იქნება უძრავი, როცა $k = k_0 = \beta^{1/2}$, თუ $\omega = -1$ / აღმოსავლეთის ნაკადი /, $C_{\text{ფაზ}}$ იქნება უარყოფითი ნებისმიერი k -სათვის და უძრავი სიხშირის ტალღები არ იარსებებს. ცხადია, რომ როსბის უძრავი ტალღები შეიძლება მხოლოდ $\omega > 0$ შემთხვევაში. განზომილებად ერთეულებში როსბის უძრავი ტალღის სიგრძე იქნება:

$$\lambda_x = L \lambda = L \frac{2\pi}{k_0} = 2\pi \left(\frac{L}{\beta_0} \right)^{1/2}$$

ატმოსფეროსათვის, სადაც ტიპური გონალური ნაკადის სიჩქარე $U = 10$ მ/წმ, $L = 5400$ კმ, თუ β_0 გამოვლილია $\varphi = 45^\circ$ განედისათვის.

ბუნებრივია, შესწავლილ იქნა ის, თუ რა როლს ასრულებს ფაზური და ჯგუფური სიჩქარე იმ ტალღური შექმნაში ალენერაში, რომლის ტალღის სიგრძე იცვლება სივრცესა და დროში, ნარბოვიდ-გინოთ სიხშირის /პარერის/ კვაზიგეოსტროფიული მოძრაობა β სიჩქარე-

ჟოში უსასრულო სიგრძის არხში, რომელიც გვერდებიდან შემოსაზღვრულია $y=0$ და $y=1$ კედლით, თავდაპირველად მასა არხში წყნარ მდგომარეობაშია, შემდეგ $t=0$ მომენტში მასას ანიჭებენ შეშფოთებას ნებისმიერი ფორმით, მხოლოდ $x=0$ წერტილის მიდამოში დოკალიმბულს. ფორმის შეორეობის თანახმად [25, 26], ნებისმიერი საწყისი შეშფოთება შეიფასვს მრავალი ტალღის სიგრძის ტალღას. ცხადია, ასეთ არხში ენერჯიის გავრცელება მხოლოდ x ღერძის გასწვრივ მოხდება. β სიბრტყეში მოძრაობა იმის მარჯვენებელია, რომ განიხილება ენერჯიის განაწილება მხოლოდ გრძელის მიხედვით. მცირე ამპლიტუდის მქონე შეშფოთებისათვის ძირითად განტოლებას აქვს სახე:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi - F\psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad \text{15.2.28/}$$

სასაზღვრო პირობები იქნება:

$$U_0 = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad ; \quad y = 0; 1;$$

საწყისი პირობა:

$$t=0; \quad \psi(x, y, 0) = \psi_0(x, y).$$

დავუშვათ, რომ

$$\psi_0(x, y) = \psi_n(x) \sin n\pi y, \quad \text{15.2.29/}$$

სადაც n ნებისმიერი მთელი რიცხვია. რადგან ამოცანა წრფივია, ამიტომ ჯამური მოძრაობა ზოგადად იქნება წრფივი სუპერპოზიციონალური სხვადასხვა ამოხსნისა.

აღვიღად შემოწმდება, რომ ღერძის ფუნქცია

$$\psi = \varphi_n(x, t) \sin n\pi y,$$

რომელიც აკმაყოფილებს სასაზღვრო პირობებს. იქნება ამოხსნა,

თუ $\varphi_n(x, t)$ აკმაყოფილებს განტოლებას:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial x^2} - \alpha^2 \varphi_n \right) + \beta \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} = 0 \quad /5.2.30/$$

სადაც

$$\alpha^2 = \kappa^2 \nu^2 + F$$

ფორიეს გარდაქმნა განისაზღვრება ინტეგრალით:

$$\hat{\varphi}_n(\kappa, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\kappa x} \varphi_n(x, t) dx \quad /5.2.31/$$

შებრუნებულ გარდაქმნას აქვს სახე:

$$\varphi_n(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\kappa x} \hat{\varphi}_n(\kappa, t) d\kappa \quad /5.2.32/$$

როცა $t=0$, ფორიეს გარდაქმნა მიიღებს სახეს:

$$\hat{\varphi}_n(\kappa, 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\kappa x} \varphi_n(x) dx. \quad /5.2.33/$$

მოვახდინოთ /5.2.33/ განტოლების ოთხკუთხედიანი ინტეგრება

- 00 -დან 00 -მდე, გვექნება:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\kappa x} \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} dx = \frac{i\kappa}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\kappa x} \varphi_n dx = i\kappa \hat{\varphi}_n(\kappa, t)$$

აქ გამოვიყენეთ ის გარემოება, რომ φ_n მიიხსნება ნულის-აკენ, როდესაც $|x| \rightarrow \infty$, რაც ენერგიის სასრულო სინქარით გავრცელების ეკვივალენტურია. ყოველივეს გათვალისწინებით /5.2.30/ განტოლება გარდაიქმნება $\hat{\varphi}_n$ -სათვის ჩვეულებრივ დიფერენციალურ განტოლებად:

$$\frac{\partial \hat{\varphi}_n}{\partial t} - \frac{c k \beta}{k^2 + \alpha^2} \hat{\varphi}_n = 0 \quad /5.2.34/$$

3 განტოლობის ზოგად ამოხსნას აქვს სახე:

$$\hat{\varphi}_n(x, t) = C_n(k) e^{-c \sigma(k) t}, \quad /5.2.35/$$

სადაც

$$\sigma(k) = - \frac{\beta k}{k^2 + \alpha^2} \quad /5.2.36/$$

საწყისი მნიშვნელობის გამოყენებით

$$\hat{\varphi}_n = A_n(k) e^{-c \sigma(k) t} \quad /5.2.37/$$

მაშინ

$$\varphi_n(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k) e^{[kx - \sigma(k)t]} dk \quad /5.2.38/$$

ამრიგად, საძიებელი შეშოთება შედეგება უამრავი რიცხვის ბრტყელი ტალღებისაგან, თითოეულ მათგანს აქვს საკუთარი ტალღური რიცხვი და სიხშირე, რომელიც ამ ტალღის რიცხვის შესაბამისი რთობის ტალღის სიხშირეა. ფორიეს თითოეული მოდის ამპლიტუდა $A_n(k)$ მდლიანად საწყისი მნიშვნელობით განისაზღვრება.

ბ/ დროითი მრავალმასშტაბიანი მუთლი

განვიხილოთ ანტიმის ფორმალური, მაგრამ საკმარისად ეფექტური მიდგომა ნელა ცვალებადი ტალღური ველების შესწავლისათვის. ეს არის ორი სხვადასხვა მასშტაბის დროის გამოყენება: "სწრაფი" დროითი მასშტაბი, ე. ი. დოკალური რხევის პერიოდი, როცა ეს განმარტებაშიც რხევის ამპლიტუდა თითქმის არ იცვლება

და "ნელი" დრო, რომლის ხანგრძლივობისას ტალღური ველის ამპლიტუდა თანდათანობით იცვლება, იმისდა მიხედვით, დამკვირვებლის მიმართ ტალღური პაკეტი როგორ წელა გაივლის. ამრიგად, ψ ცხადად არის დამოკიდებული ორი სახის ცვლადზე:

$$\tilde{t} = t; \quad \tilde{x} = x; \quad \tilde{y} = y;$$

$$T = \Delta t \quad x = \Delta x \quad y = \Delta y; \quad \Delta \ll 1 \quad /5.2.39/$$

სადაც "ნელი" დრო დიდი ასობით არის აღნიშნული; Δ მცირე პარამეტრი, რომელსაც "შენულების" ზომას უწოდებენ

$$\psi = \psi(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}, X, Y, T), \quad /5.2.40/$$

წარმოებულები გამოიხველება ჩვეულებრივად:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \psi}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{t}} + \Delta \frac{\partial \psi}{\partial T};$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{x}} + \Delta \frac{\partial \psi}{\partial X}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{y}} + \Delta \frac{\partial \psi}{\partial Y} \quad /5.2.41/$$

ავიღოთ განტოლება:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} (\nabla^2 \psi - F \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial X} = 0 \quad /5.2.42/$$

და მოვახდინოთ შესაბამისი გაყასვლა ახალი ცვლადებზე, ვაყვარდეთ იგი-ნო Δ -ს ერთმეორი ხარისხის მიყვრება, გვეყვარდება

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left\{ \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{y}^2} - F \psi \right\} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{x}} =$$

$$\begin{aligned}
 &= -\Delta \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{y}^2} - F \psi \right) + 2 \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{x} \partial t} + \right. \right. \\
 &+ \left. \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tilde{y} \partial t} \right) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial X} \Big] - \Delta^2 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial X \partial \tilde{x}} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y \partial \tilde{y}} \right) + \right. \\
 &+ \left. \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} \right) \right] - \Delta^3 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \right. \right. \quad /5.2.43/ \\
 &+ \left. \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} \right) \right]
 \end{aligned}$$

რადგან Δ მცირე პარამეტრია, ამიტომ ψ შეიძლება წარმოვადგინოთ მსკრივის სახით:

$$\psi = \psi_0 + \Delta \psi_1 + \Delta^2 \psi_2 + \dots \quad /5.2.44/$$

მავსვამ წინა განტოლებაში შევრეძბი. Δ -ს ერთნაირი ხარისხიანი შევრეძბი უნდა იყოს ნულის ტოლი. ნულვანი რიგის შევრეძბის კოეფიციენტი მათეუვს განტოლებას:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial \tilde{y}^2} - F \psi_0 \right) + \beta \frac{\partial \psi_0}{\partial \tilde{x}} = 0 \quad /5.2.45/$$

რთმეშიაც შედის მხოლოდ "სწრავი" დროს წარმეუბულები. ამ განტოლებას ეწევა ამოხნა:

$$\psi_0 = \text{Re } A(X, Y, T) e^{i(K\tilde{x} + l\tilde{y} - \omega\tilde{t})} \quad /5.4.46/$$

Δ -რიგი შევრეძბის ნულვან ტოლბა მოგვედმს:

$$\begin{aligned}
 &\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \left\{ \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tilde{y}^2} - F \psi_1 \right\} + \beta \frac{\partial \psi_1}{\partial \tilde{x}} = \\
 &= \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial \tilde{y}^2} - F \psi_0 \right) + 2 \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial \tilde{x} \partial \tilde{t}} \right) + \right.
 \end{aligned}$$

$$+ 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x \partial y} \right) + \beta \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \Big] = (K^2 + F) \left[\frac{\partial A}{\partial T} - \frac{2\epsilon K + \beta}{K^2 + F} \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{2\epsilon l + \beta}{K^2 + F} \frac{\partial A}{\partial y} \right] \times x e^{i(Kx + ly - \omega t)}$$

/5.2.47/

ამ განტოლების ამოხსნის დროს გვხვდება ასეთი სირთულე. მარჯვენა მხარეში ბრტყელი ტალღაა, რომელიც წარმოადგენს ψ -სთვის იერმავაროვანი განტოლების ამოხსნას, ამიტომ ψ -სათვის ამოხსნა მრავალჯერ გაიზრდება \tilde{t} -ს მიმართ და

$$\frac{\Delta \psi_1}{\psi_0} = O(\Delta \tilde{t}) = T$$

/5.2.48/

ამრიგად, $\tilde{t} = O(\Delta^{-1})$ დროისათვის /რომლისთვისაც $T \rightarrow 0$ /

/5.2.44/ დაშლის, მეორე წევრი გახდება სიდიდით პირველი წევრის ტოლი. ჩვენ გვინდა, რომ დროითი ინტეგრალისათვის $\tilde{t} = O(\Delta^{-1})$ აღწეროთ ტალღის ამპლიტუდის ევოლუცია, ამიტომ რეგონანსული გეომეტრიების შემცველი წევრი /5.2.47/-ის მარჯვენა მხარეში უნდა გავუტოლოთ ნულს,

j. n.

$$\frac{\partial A}{\partial T} - \frac{2\epsilon K + \beta}{K^2 + F} \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{2\epsilon l + \beta}{K^2 + F} \frac{\partial A}{\partial y} = 0$$

/5.2.49/

ამ დამოკიდებულებიდან განისაზღვრება A "წელი" ცვლილებაში დამოკიდებულება.

მრავალი დროითი მასშტაბის [137] მეტოქის მთავარი ღირსება მდგომარეობს იმაში, რომ იგი თანდათანობით გამოყოფს სივრცესა და დროში ლოკალური დინამიკის აღწერას დიდი მასშტაბის "წელი" ცვლილების აღწერის ამოფანადან.

აღსანიშნავია, რომ როსბის ცალკეული ბრტყელი ტალღა არის

კვანძის გეოგრაფიული პოტენციალური გრიგადის განტოლების ამოხსნა, მაგრამ როსბის ტალღების სუპერპოზიციისათვის ეს არ არის სწორი. ტალღებს შორის სწრაფი ურთიერთქმედების შედეგად ერთი ტალღის სი-
 ჩქარას ველი გავლენას ახდენს მეორე ტალღის გრიგადის ადვანსი-
 ზე, რასაც მოჰყვება ტალღებს შორის ენერჯიის გაცვლა. ეს არანრ-
 თივობა აღიწერება განტოლებაში ნაკობიანის არსებობით, საინტეგრ-
 სოა არანრთივი ურთიერთქმედების ბუნების გამოკვეცვა $\beta \gg \{ \text{შემო-}$
 $\text{ხვევისათვის, ე. ი. როცა პირველ მიახლოებაში შეიძლება როსბის}$
 $\text{ტალღების შეკრება. როცა } \beta \gg \lambda - \text{ზე მახასიათებელი დრო განზო-}$
 $\text{მად ერთიულებაში } (\beta_0 L)^{-1} \text{ გაცილებით მცირეა ადვანსიის } \frac{L}{V} - \text{დრო-}$
 $\text{ზე, ამიტომ, თუ შემოვიტანთ დროს}$

$$t_x = \frac{L}{V} t,$$

ანდა $\mathcal{E} = \beta t$, მაშინ ძირითადი განტოლება ასე ჩაიწერება:

$$\frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} \left[\nabla^2 \psi - F\psi \right] + \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{\beta} \left[\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi \right]$$

დენის ფუნქცია წარმოვაღგინოთ შემდეგი მწკრივის სახით:

$$\psi(x, y, \mathcal{E}, \beta) = \psi_0(x, y, \mathcal{E}) + \frac{1}{\beta} \psi_1(x, y, \mathcal{E}) +$$

ამ გამოსახულების $\beta^{-2.50/}$ განტოლებაში ჩასმით და β^{-1} რთ-
 ნიერი ხარისხების წევრების გაერთიანებით მიიღება განტოლებ-
 ბი ψ_0 , ψ_1 , და ψ_2 მაგალითად, $0/1/$ რიგიანი წევრები გვაძ-
 დევენ:

$$\frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} (\nabla^2 \psi_0 - F\psi_0) + \frac{\partial \psi_0}{\partial x} = 0.$$

ამ განტოლების ამოხსნა წარმოვაღგინოთ როსბის ტალღების შემდ-
 ევი ჯამის სახით

$$\psi_0 = \sum_{j=1}^{\infty} \alpha_j \cos \theta_j.$$

თითოეული ტალღის ჭაბა ტოლია:

$$Q_j = K_j x + L_j y - \sigma_j \epsilon + \varphi_j$$

დისპერსიული თანაფარდობა რისთვის წრფივი ტალღებისათვის კი

$$\sigma_j = \frac{K_j}{K_j^2 + L_j^2 + F}$$

არაწრფივი ურთიერთქმედება იქნება ψ_1 და ψ_2 -ისათვის m -ური და n -ური ტალღების ურთიერთქმედებით. ψ_j -სათვის განტოლების მარჯვენა მხარეში წარმოიშობა წევრი, რომლის რხევის ფაზა იქნება ამ ტალღების ფაზის ჯამი და სხვაობა. ამ წევრებს ექნებათ ტალღური ვექტორი:

$$K_{mn} = K_m \pm K_n$$

სინშირე კი

$$\omega_{mn} = \omega_m \pm \omega_n$$

მიღებული შედეგები სამართლიანია მხოლოდ მაშინ, თუ იძულებითი სინშირე ω_{mn} არის ტოლი რისთვის ტალღის საკუთარი რხევის სინშირისა. წინააღმდეგ შემთხვევაში გვექნება რეზონანსი, ე. ი. ორი ტალღა ურთიერთქმედების შედეგად ქმნის მესამე ტალღას ტალღური ვექტორით და სინშირით, რომელიც დაკავშირებულია თავისუფალი წრფივი რხევების პარამეტრებთან. ასეთ ურთიერთქმედებას, რომელიც გამოიწვევს უსასრულოდ დიდ შემოჭრებას - გამოძახილს, ეწოდება რეზონანსული ურთიერთქმედება. ცხადია, მათ აქვთ დიდი მნიშვნელობა, ვინაიდან ყველა არარეზონანსული ურთიერთქმედება \pm -ს დიდი მნიშვნელობისათვის შექმნის "ფორურ ხმაურს" იძულებითი რხევებით, რომლის ამპლიტუდა იქნება მცირე იმ ამპლიტუდასთან შედარებით, რომელსაც რეზონანსული ურთიერთქმედება გამოიწვევს.

ამრიგად, განწმენვებული განტოლების ამოხსნა ბრტყელი ტალღის სახით იძლევა ტალღური ველის რეალისტურ აღწერას მხოლოდ $0(t) \ll C(\rho_{\text{დროისათვის}})$. არანრწვივი თეორია $\rho \gg 1$ შემთხვევაში აღწერს თიქტის წრფივ ტალღებს შორის ენერგიის გაცვალს.

§ 3. კვამისტაცინარული გრძელი ბარაკინური ტალღების რელიეფთან ურთიერაქმელება

მადე რიგ შრომებში /13, 25/, სადაც განიხილება ატმოსფერული ნაკადების რელიეფთან ურთიერაქმელება, მითხელებულია ის გარემოება, რომ მარტვივი ფიზიკური მოდელებივ კი საკმარისად კარგად აღწერს, ლოკალიზირებული რელიეფისათვის, რისბის ტიპის განტოლებების მდგრად წონასწორულ ამოხსნებს.

გამოვიყენოთ წინა პარაგრაფებში შემოტანილი აღწინშვნები, მივიღოთ ძირითადი განტოლება კვამიგეოსტროფიულ მიანბლებაში ფარდობითი გეოპოტენციადისათვის. ვიხილავთ უწყვეტად განფენად ბრუნავ ატმოსფეროს ჰორიზონტალურად შემოსაბლვრულ არეს. ცნობილია, რომ თერმოდინამიკის პირველი კანონი მოგადად მოიფება განტოლებით /13/ :

$$\rho \frac{d\epsilon}{dt} = -\rho \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + K \nabla^2 T + \mathcal{K} + \rho Q, \quad (5.3.1)$$

სადაც e არის შინაგანი ენერგია ერთეულვან მასაზე გათვლილი, K -სითბოგამტარებლობის კოეფიციენტი; \mathcal{K} -სითბოს რაოდენობა დაკავშირებული ბლანტ დისიპაციასთან; Q -გარეშე წყაროს სითბოს მოდენის სიჩქარე; ρ ვენს შემთხვევაში მიიღება, რომ $\mathcal{K} = 0$. შემოვიტანოთ ენტროპია შემდეგი სახით:

$$T ds = de + p d\left(\frac{1}{\rho}\right),$$

და რადგან

$$\frac{ds}{dT} = \frac{c_p}{T}$$

სადაც Θ აოგენციალური ტემპერატურაა, რ.3.1/ გადაინერება
 ასე:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\Theta}{c_p T} \left(\frac{K}{\rho} \nabla^2 T + Q \right) \quad \text{რ.3.2/}$$

წარმოვადგინოთ Θ . ფუნქციის და მცირე გადახრის მნიშვნელობათა
 უპიის სახით

$$\Theta_* = \Theta_s(z) \left[1 + \varepsilon F \Theta(x, y, z, t) \right],$$

სადაც ε - რისბი-კობელის რიცხვია, ხოლო

$$F = \frac{f^2 L^2}{g D}$$

/ * - მიუთითებს განზომილ სიდიდეებს

$$\ln \Theta_s(z) = \frac{1}{\alpha} \ln p_s(z) - \ln p_g(z) + \text{const.}$$

$\alpha = \frac{c_p}{c_v}$ $p_g(z)$ $p_s(z)$ არის მოცემული z -სა-
 ზვის აორიზონტალური აორიზინატების მიხედვით გასაშუალებული
 მნიშვნელობები, ამიტომ

$$p = p_g(z) + \tilde{p}(x, y, z, t);$$

$$p = p_g(z) + \tilde{p}(x, y, z, t) \quad \text{რ.3.3/}$$

რაცვით Θ_* მნიშვნელობა რ.3.2/-ში, მივიღებთ,

$$\frac{d\Theta}{dt} + \frac{w}{\varepsilon F \Theta_s} \frac{\partial \Theta_s}{\partial z} (1 + \varepsilon F \Theta) = \frac{\Theta_*}{\Theta_s} \left(\frac{H_*}{c_p T_*} \right) \frac{g D}{V^2 \rho}, \quad \text{რ.3.4/}$$

სადაც

$$H_{*} = \frac{k}{\rho} \nabla^2 T_{*} + Q$$

თანხმობით:

$$\frac{H}{H_{*}} = \frac{g \delta}{c_p T_{*} f_0 V^2}$$

სტრუქტურული ფუნქციონალი W და Θ ზომის სახით:

$$W = W_0 + \epsilon W_1 + \epsilon^2 W_2 + \dots$$

$$\Theta = \Theta_0 + \epsilon \Theta_1 + \epsilon^2 \Theta_2 + \dots$$

ამდენად, ცხადია, რომ $W_0 = 0$, ϵ -ს უზღოვრესი რიგის წევრების გათვალისწინებით /5.3.4/ გადაწერება შეუძლებელია სახით:

$$\frac{d\Theta_0}{dt} - W_1 \rho = H \quad /5.3.5/$$

სადაც

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \quad N^2(z) = \frac{f_0^2 \delta^2}{f^2 L^2} -$$

სტრატოფიკაციის პარამეტრია, ხოლო

$$N_s^2 = \frac{g}{\Theta} \frac{d\Theta_s}{dz}$$

ბრუნებლ-ფიქსაციის სიხშირე და განსაზღვრავს ატმოსფერული შარბის ვერტიკალური მდგრადობის ხასიათს. როცა პროფესიების მახასიათებელი დრო არის $\frac{L}{V}$ რიგის, მაშინ H მნიშვნელობა იმდენად მცირეა, რომ შეიძლება უგულებელდევყო.

პოტენციური გრივადინაობის სხმარდლიანია განტოლება, რომელიც მოყვანილია პირველი თავის პირველი პარაგრაფში /2.2.17/.

$$\frac{d\Theta}{dt} (\alpha_0 + \beta y) = \frac{1}{f_s} \frac{\partial}{\partial z} (f_s W_1) \quad /5.3.6/$$

განსამზღვრეთ Ψ_1 /5.3.5/-დან და ჩავსვათ /5.3.6/-ში.

$$\frac{d\phi}{dt} (\zeta_0 + \beta y + \frac{1}{\rho_y} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\rho_s}{\rho} \Theta_0) = 0 \quad /5.3.7/$$

შემოვიტანოთ დენის ფუნქცია, განსამზღვრული ასე:

$$u_0 = - \frac{\partial \psi}{\partial y};$$

$$v_0 = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \Theta_0 = \frac{\partial \psi}{\partial z},$$

რომლის გამოვალისწინებით /5.3.7/ გადაინერგება შემდეგნაირად:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\rho_y} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_s}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \beta y \right] = 0 \quad /5.3.8/$$

ახლა განვიხილოთ ნაკადის დინების სანწყისი მდგომარეობა, რომლის სიჩქარის ველი ზონალურია, ე. ი.

$$\psi = \bar{\psi}(y, z)$$

$$u_0 = - \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}; \quad v_0 = \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x},$$

შემოვიტანოთ სიდიდე

$$\psi_x = \bar{\psi}(y, z) + \epsilon \psi(x, y, z, t), \quad /5.3.9/$$

სადაც

$$\bar{\psi}(y, z) = - \int^y u(y', z') dy'$$

ჩავსვათ /5.3.9/, /5.3.8/ განტოლებაში, მივიღებთ:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial y} + \epsilon \mathcal{L}(\psi, \psi) = 0, \quad /5.3.10/$$

სადაც

$$q = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S}{S'} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right),$$

$$Q_1 = \frac{\partial^2 \bar{\Psi}}{\partial y^2} + \beta y + \frac{1}{S'} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S}{S'} \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial z} \right).$$

ვინაიდან ვიხილავთ β სიბრტყის მიანხლოებას, ამიტომ აუცილებელია სასაზღვრო პირობები y ღერძის მიმართ, აგრძე,

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad \text{როცა } y=0; y=1. \quad \text{15.3.11/}$$

და

$$W_1 = - \frac{1}{S} \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \quad \text{15.3.12/}$$

მეორე მხრივ, ცნობილია დამოკიდებულება /15.29/, რომ

$$W_1 = u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y}, \quad \text{15.3.13/}$$

სადაც $h = \frac{H(x,y)}{D}$, $H(x,y)$ რელიეფია, ხოლო u და v გაწინამდევრება გეოსტროფული დამოკიდებულებით. /53.12/-ის 15.3.10/-ში ჩასმით მივიღებთ ქვედა სასაზღვრო პირობას:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + S u \frac{\partial h}{\partial x} + E y \left(\Psi \frac{\partial \Psi}{\partial z} + S \right) = 0 \quad \text{15.3.14/}$$

რამდენადაც მიღებულია, რომ ნაკადი არ არის შეზღუდული ვრცელი z სიბრტყეში, მოვითხოვთ, რომ შეფერვების ენერგია მცირდება საკანონის სინქრაფით, როცა $z \rightarrow \infty$, იმისათვის,

რომ უზრუნველყოფილი იქნეს ზოგიერთი ინტეგრალის კრებადობა, რომლებიც მიიღება ანალიზის დროს.

შემოვიხატოთ ფორმული ნაკადის იმ კონფიგურაციებით, რომლებიც უზრუნველყოფს თიქების რეზონანსულ ვრძივ ტალღებს, ე. ი. ვუშვებთ, რომ, როცა $E = k = 0$ ნ.ვ.10/ განტოლებას ექნება შემდეგი ამოხსნა:

$$\psi = \phi(y, z) e^{iK(x - ct)}$$

ასე რომ, $C(K) < 1$, როცა $K \rightarrow 0$. ფაქტობრივად, თავდაპირველად ვუშვებთ, რომ რეზონანსული პირობა $c(t) = 0$ კომპლექსურდება და შემდეგში ვაჩვენებთ იმ მოდიფიკაციებს, რომლებიც აღიქვამება, როცა $C(t) \neq 0$. ამგვარად, მოვიხსნებთ, რომ სტრუქტურული ამოხსნა არსებობდეს

$$L\phi = 0 \quad - \text{საფუნის პირობით}$$

$$\phi = 0, \quad y = 0, 1 \quad \text{და}$$

$$u\phi_z - u_z\phi = 0, \quad \text{როცა } z = 0,$$

$$\text{სადაც } L = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{S^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S^2}{S} \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{Q_1 y}{u}$$

იშისათვის, რომ თავიდან ავიცილოთ კრიტიკულ ფუნქციონალ-კავშირებული გარეუბრებები, ჩვენ ვიღებთ ყველა სფეროში

$$u(y, z) \neq 0.$$

სუსტი არაწრფივი ტალღებისათვის წინასწორება არაწრფივობასა და დისპერსიას შორის მიიღწევა იმ შემთხვევაში, როცა E არის მცირე, ასევე შემთხვევაში ტალღების დროში ფციონალბა მიმდინარეობს $T = Et$ მასშტაბით.

შემდეგში, რამდენადაც სინტეზა იმყოფება რეზონანსულ

მივამოწმოთ, რომ ψ ამტკიცებს განტოლებას $\Delta \psi = 0$ და $\psi = 0$ საზღვარზე.

შევიხილოთ ψ და $\Delta \psi$ და ვიხილოთ, რომ $\Delta \psi = 0$ და $\psi = 0$ საზღვარზე.

$$\psi = \psi^0 + \epsilon \psi^{(1)} + \dots$$

სადაც ψ^0 აკმაყოფილებს $\Delta \psi^0 = 0$ და $\psi^0 = 0$ საზღვარზე.

$$\psi^0 = A(x, y) \phi(z).$$

შევიხილოთ $\Delta \psi^{(1)}$ და ვიხილოთ, რომ $\Delta \psi^{(1)} = 0$ და $\psi^{(1)} = 0$ საზღვარზე.

$$\Delta \psi^{(1)} = -M \psi^{(0)} - U \psi^{(0)} - Y(\psi^{(0)}, M \psi^{(0)}),$$

15.3.15/

სადაც

$$M = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{S^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{S^2}{S} \frac{\partial}{\partial z} \right).$$

სამანაწილად განვიხილოთ $\Delta \psi^{(1)} = 0$ და $\psi^{(1)} = 0$ საზღვარზე:

$$\text{როცა } y = 0; z, \quad \psi^{(0)} = 0.$$

15.3.16/

$$\text{როცა } z = 0, \quad \Delta \psi^{(1)} = -\psi^{(0)} - S U \psi^{(0)} - Y(\psi^{(0)}, \psi^{(0)})$$

მივამოწმოთ, რომ $\Delta \psi^{(1)} = 0$ და $\psi^{(1)} = 0$ საზღვარზე.

$$\begin{aligned} S^2 (f_{yy} - g_{zz}) &= [S^2 (f g_y - g f_y)]_y + \\ &+ [\frac{S^2}{S} (f g_z - g f_z)]_z, \end{aligned}$$

სამანაწილად განვიხილოთ $\Delta \psi^{(1)} = 0$ და $\psi^{(1)} = 0$ საზღვარზე:

$$A_{yy} + \beta_1 A A_{xx} + \gamma A_{xxx} = -f'(x),$$

15.3.17/

სადაც

$$\beta_1 = \sigma \int_0^\infty dx \int_0^1 dy S_{,3} \left(\frac{\mathcal{H}_y}{u} \right)_y \frac{\phi^3}{u},$$

$$\gamma = -\sigma \int_0^\infty dx \int_0^1 dy S_{,3} \phi^2;$$

$$\sigma = \int_0^\infty dx \int_0^1 dy S_{,3} \frac{\mathcal{H}_y}{u^2} \cdot \phi^2;$$

$$f(x) = S_{,3}(0) \sigma \int_0^1 dy \phi(y, 0) h(x, y),$$

15.3.18/

$$\mathcal{H} = \mathcal{A} + \bar{\mathcal{F}}_2 \frac{\tilde{\sigma}(z)}{S}$$

$\tilde{\sigma}(z)$ არის დირაკის ფუნქცია.

თუ წრფივი სისტემა რამდენადმე გამოდის რეზონანსული მიტო-
ბარეობიდან $C(0) = \epsilon \alpha$ არამიღვადი სიჩქარის გრძელი ტალღებ-
ის შიდაგად, მაშინ განტოლება 15.3.17/ შეიცვლება შემდეგი გა-
ნტოლებით:

$$A_{tt} + \alpha A_{xx} + \beta_1 A A_{xx} + \gamma A_{,xxx} = -f'(xc) \quad 15.3.19/$$

განტოლებები 15.3.17/ და 15.3.19/ წარმოადგენენ კარტივესა და
ჟრინის არაერთგვაროვან საბუშევილი განტოლებას, რომლებიც შეშ-
ჯოლების არარსებობის შემთხვევაში სრულიად იწვევრება.

ამ განტოლების ამონახას, საკმარისად იკვლითვედრო სა-
წყისი პირობებისათვის, აქვს შემდეგი სახე 125/:

$$A = a \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{a \beta_1}{12 \gamma} \right)^{1/2} (xc - ct + d) \right] \quad 15.3.20/$$

მართლაც, თუ ერთგვაროვანი განტოლების ამოხსნას მოვიძებნით

$$A_0 = a \operatorname{sech}^2 [k(x - ct + d)]$$

სახით, მაშინ უშუალოდ ჩასმით მივიღებთ, რომ

$$C = \alpha + \frac{\alpha \beta_1}{3}$$

პირობის შესრულებით /5.3.19/ განტოლების ამოხსნას ეძებთა /5.3.20/ სახე.

განვიხილოთ კონკრეტული მაგალითი: იზოთერმული პირობები მცირე პორიზირებული და ვერტიკალური გადანაცვლებით, ე. ი.

$$\rho_f = e^{-z}; \quad \beta = \cos \epsilon$$

$$u = u_0 + \beta \tilde{u}(y, z)$$

დავუშვათ, რომ $k \ll 1$, მაშინ

$$\phi = \sin n\pi y + o(k). \quad /5.3.21/$$

ძირითადი განტოლება ბიილებს სახეს:

$$(u - c) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{\beta} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \left(\tilde{\beta} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \phi = 0$$

გარემოს ბაროტროპიულობის დაშვებით, გვეძებთ:

$$(u - c) \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + (\tilde{\beta} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}) \phi = 0$$

გხადია, რომ

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \beta \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} = o(\beta)$$

ამიტომ

$$(u - c) \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \tilde{\beta} \phi + o(\beta) = 0.$$

/5.3.21/-ის გათვალისწინებით გვეძებთ:

$$-n^2 \tilde{\gamma}^2 (u_0 - c) + \tilde{\beta} + o(\tilde{\beta}) = 0,$$

ი.ი.

$$c = u_0 - \frac{\tilde{\beta}^2}{n^2 \tilde{\gamma}^2} + o(\tilde{\beta})$$

პირიბა იმისა, რომ სისტემა იყოს თიხქმის რეზონანსურ მდგომარეობაში, იქნება:

$$u_0 = \varepsilon \alpha + \frac{\tilde{\beta}}{n^2 \tilde{\gamma}^2}, \quad u_0 - \frac{\tilde{\beta}}{n^2 \tilde{\gamma}^2} = \varepsilon \alpha$$

ახლა განვიხილოთ /5.3.19/ განტოლების ცალკეული ამოხსნა, როდესაც რელიეფს აქვს კონკრეტული ფორმა და მისი გავლენა იწყება $t=0$ მომენტიდან.

სარმოვიდგინოთ $A(\tau, x)$ ფუნქცია β_1 , -ს მიხარა მნიკრივის სახით

$$A = A^0 + \beta_1 A^{(1)} + \beta_1^2 A^{(2)} +$$

ასით /5.3.19/ განტოლებაში, A^0 -თვის მოგვეძებს:

$$A_{\tau\tau}^0 + \alpha A_{xx}^0 + \beta A_{xxx}^0 = f'(x), \quad /5.3.22/$$

ამ განტოლების ორივე მხარეში მოვახდინოთ ფურიეს გარდაქმნა

$$\varphi(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) e^{-ikx} dx = F(\varphi),$$

სადაც

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(k) e^{ikx} dk$$

არის პირველადი ფუნქცია.

გნობილია, რომ

$$F(\varphi^{(m)}) = (ik)^m F(\varphi).$$

ყოველივეს გათვალისწინება მოგვცემს:

$$A^0(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(\kappa)}{c(\kappa)} (1 - e^{-\kappa c(\kappa)t}) e^{i\kappa x} dx, \quad 15.3.23/$$

სადღაც $c(\kappa) = \alpha - \gamma \kappa^2$

არის წრფივი ფაზური სიჩქარე. A^0 -ის რთლი დამოკიდებულება რელიეფზე $f(x)$ სახეზე და მასზე, უფროს მუ არა $c(\kappa)$ ნულს.

1/ როცა $\alpha \gamma < 0$

მაშინ $c \neq 0$, რითან-ღებვის დომიდან გამომდინარე /17/

$$A^0(x, t) \rightarrow A_g^0(x)$$

ეს გამომდინარეობს ფურიეს გარდაქმნის გამოყენებიდან, მუ $\varphi(t)$ უწყვეტია და

$$F[\varphi(x, t)] \rightarrow F[\varphi(x)]$$

როცა $t = t_0$, მაშინ

$$\varphi(x, t) \rightarrow \varphi(x)$$

აქ $A_g^0(x)$ არის დოკალირებული იმ პირობით, მუ $f(x)$ -ც დოკალირებულია. როცა $f(x)$ -ს აქვს საფეხურობიანი სტრუქტურა

$f(\infty) = \Delta$ და $f(-\infty) = 0$, მაშინ კვლავ ფურიეს გარდაქმნის გამოყენება მოგვცემს უტოლობას

$$|e^{-i\kappa x} - e^{i\kappa x}| \leq |e^{i\kappa x}| + |e^{-i\kappa x}| \leq 2$$

და, მუ

$$\lim_{l \rightarrow \infty} f(-\infty) = 0; \quad \lim_{l \rightarrow \infty} f(l) = \Delta,$$

გვექვება:

$$f(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \lim_{l \rightarrow \infty} f(l) \frac{e^{i\kappa l} - e^{-i\kappa l}}{i\kappa} \approx \frac{\Delta}{2\pi i \kappa}$$

ხოლო /5.3.23/ გათვალისწინებით მივიღებთ

$$A^0 = \frac{\Delta}{\alpha} [H(x) - H(x - \alpha t)]$$

როცა $t \rightarrow \infty$. ამ ლოკალიზებამ აქვს ძალია მაშინ, როცა რელიევის ორივე მხარეს საფუძვლებიანი ხასიათი გლუვდება.

2/ როცა $\alpha \gamma > 0$,

მაშინ რეზონანსური ტალღის სიგრძისათვის

$$K_2 = \pm \left(\frac{\alpha}{\gamma} \right)^{1/2}$$

$C(\kappa)$ ხდება ნული, ეს ნიშნავს, რომ ტალღათა ჯგუფის გადაადგილება ვითარდება დაბრკოლების ერთ მხარეს და ადგილმდებარეობა მიუთითებს ჯგუფური სიჩქარის ნიშნით. რამდენადაც $C_g(\kappa) = -2\alpha$, როცა $\alpha < 0$, მაშინ ტალღათა ჯგუფი წარმოიშობა დაბრკოლების მარჯვნიდან. ამ შემთხვევაში დიდი t -სათვის გვექნება

$$A^0 = a_2 e^{i\kappa x} [H(x) - H(x - C_g(\kappa)t)]$$

სუსტი არანერვტი შესწორება მიიღება, თუ $f(\kappa)$ -ს გამოსახულება შეიცვლება $\frac{A^0}{2}$ -სათვის. გამწკრივების მეორე წევრი იძლევა შემდეგი სახის ასახვას:

$$A^{(1)} = \frac{a^2}{\alpha(\alpha - C_g)} [\alpha H(x - C_g t) - C_g H(x - \alpha t) - (\alpha - C_g) H(x)]$$

რამდენადაც α და C_g -ს აქვთ ყოველთვის საწინააღმდეგო მნიშვნელობები, ამიტომ ადგილი ექნება ერთი ნიშნის შემფრთხვებას ნაკადის ქვედა და ზედა ნაწილში.

აღსანიშნავია, რომ ლოკალიზებული სტაციონარული ამოხსნები /5.3.19/ განტოლების გამოყენებით აკმაყოფილებს შემდეგ გამოსახულებას.

$$\alpha A_S + \frac{\beta_1}{2} A_S^2 + \gamma A_{Sxx} = f(x). \quad /5.3.24/$$

მართლაც, როცა A არ არის დამოკიდებული t -ზე, /5.3.19/ გა-
გვითვლება ასე ჩაიწერება:

$$\alpha A_x + \beta_1 A A_x + \gamma A_x x x = f'(x),$$

ანუ $(\alpha A + \frac{\beta_1}{2} A^2 + \gamma A_x x x)' = f'(x)$

აქედან მიიღება /5.3.24/, რომელიც $\alpha \gamma < 0$ შემთხვევისათვის იძი-
ვს ამოხსნების სიმრავლეს ცალკეული შემთხვევებისათვის.

წარმოვადგინოთ A_S მწკრივის სახით:

$$A_S = \sum_{n=0}^{\infty} A_S^{(n)}(x),$$

სადაც

$$O(A_S^{(n)}) = O(f^{(n)})$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ შესაბამისი სოლიტონური ამოხსნის
შერჩევით, შეიძლება მოინახოს კრიტიკული ამოხსნა. იმ შემთხვე-
ვაში, როცა $A_S^{(0)} = 0$, გვექნება ზემოთ განხილული ლოკალიზებული
მდგომარეობის სუსტად არაწრფივი ვარიანტი. მაშინ, როცა $A_S^{(0)} \neq 0$
გამოიკვეთება დიდი ამპლიტუდის მდგომარეობა, როდესაც $A_S^{(0)}$
დააკმაყოფილებს სტაციონარულ ურთავსოვან კარტევიკა-დუ-ფრისის
განტოლების შემდეგი სახელ ამოხსნას

$$A_S^{(0)} = - \frac{3\alpha}{\beta_1} \operatorname{sech}^2 \left[\left(- \frac{\alpha}{4\gamma} \right)^{1/2} (x+d) \right]$$

მუდმივი d განისაზღვრება $A_S^{(0)}$ ამოხსნადობის პირობიდან. მოვ-
ახდინოთ /5.3.19/ განტოლების შემდეგი გარდაქმნა, წარმოვიდგო-

ნო $A = A_S + \phi_x$

ცხადია, $A_t = A_{S_t} + \phi_{x_t}$ და $A_x = A_{S_x} + \phi_{x_x}$

საშაინდო ჩასმით და გარდაქმნებით /5.3.19/ მიიღება სახეს:

$$\phi_{xxxx} + \frac{\alpha}{\delta} \phi_{xx} + \frac{\beta_1}{\delta} A_s \phi_{xc} = -\frac{1}{\delta} \phi_{\xi} - \frac{\beta_1}{2\delta} \phi_{xc}^2,$$

ანუ

$$L \phi_{xc} = -\frac{1}{\delta} \phi_{\xi} - \frac{\beta_1}{2\delta} \phi_{xc}^2$$

სადაც

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left(\frac{\alpha}{\delta} + \frac{\beta_1}{\delta} A_s \right).$$

ამ ამოცანის ნორმალური მოდა $\bar{\phi} = \text{Re} [\phi(xc) e^{i\sigma t}]$

განისაზღვრება საკუთარი მნიშვნელობის ამოცანით და მტკიცდება, რომ, თუ

$$\frac{\alpha}{\delta} + \frac{\beta_1}{\delta} A_s(xc) > 0.$$

პირობა

$$\frac{\alpha \beta_1}{\delta} < 4$$

ნარმოადგენს ამოცანის მდგრადობის საკმარის პირობას. რამდენადაც სამართლიანია განტოლება

$$A_{xxxx}^{(1)} + \left(\frac{\alpha}{\delta} + \frac{\beta_1}{\delta} A_s^{(0)} \right) A_s^{(1)} = f(x)$$

და

$$I(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f'(xc) A_s^0 dx = 0$$

ამიტომ, განივადისწინება რა $f(x)$ ფუნქციის ნაირსახეობა, ძნელი არ არის ჩვეულება იმისა, რომ იარსებებს α_n ფუნქცია სიმრავლე, ამასთან, თითოეულს შეესაბამება ცალკეულ მდგარ რელიეფთან "მიმდებარი" ერთეულგვანი ტალღები. ალვენიშნით, რომ თუ $f(x)$ ღუწი ფუნქციაა, $\alpha=0$ იქნება ფუნქცი. მაგალითად, თუ

$$f(x) = \alpha_s \sec h^4 x,$$

როცა $\alpha = -4\gamma$ ადვილად დაგინებენ დღებით, რომ

$$A_3 = \alpha \operatorname{sech}^4 x$$

არის ამონახსნი, აუ

$$\frac{\alpha \beta_1}{\gamma} = 6 \left[1 \pm \left(1 + \frac{8\beta_1 \alpha_3}{9\alpha^2} \right)^{1/2} \right]$$

15.3.25/

მარტლაც,

$$A_{5x} = \left(\frac{\alpha}{c h^2 x} \right)' = -2\alpha \frac{S h x}{c h^3 x}$$

$$A_{5x} = 2\alpha \frac{3S h^2 x - c h^2 x}{c h^4 x};$$

გნობილია, რომ $S h^2 x = c h^2 - 1$ -ს, ამიტომ

$$\frac{\alpha^2}{c h^2 x} + \frac{\beta_1}{2} \frac{\alpha^2}{c h^4 x} + 2\alpha \gamma \frac{c h^3 x - 3}{c h^4 x} = \frac{\alpha_3}{c h^4 x}$$

$$\frac{\alpha + 4\alpha\gamma}{c h^2 x} + \frac{\beta_1 \alpha^2 - 12\alpha\gamma}{2c h^4 x} = \frac{2\alpha_3}{c h^4 x}$$

პირიზით $\alpha = 4\gamma$, ამიტომ

$$\alpha^2 + 4\alpha\gamma = 0.$$

ეს კი გვაძლევს მუდღეო ბოლომას:

$$\beta_1 \alpha^2 - 12\alpha\gamma - 2\alpha_3 = 0,$$

საიდანაც $\gamma = -\frac{\alpha^2}{4}$ - ის გათვალისწინებით მიიღება 15.3.25/

დამოკიდებულება. ვინაიდან 15.3.25/-ში ვესქვევება გამოსახულებას იქნება ნამდვილი, როცა

$$\frac{8\beta_1 \alpha_3}{9\alpha^2} > 0,$$

ამიგორც ეს პირობა განაპირობებს ამოხსნათა სიმრავლის არსებობას.

ახლა ვნახოთ, როგორ აღინიშნება ცადკული ტაღლა მიმარტული რეღეღეფისაჲკენ $f(x)$ -ის მიცირე ღისჲპერსიისა და ამჲლიტუნის ღროს. მივიღოთ, რომ $|Y| < 1$; $f(x) = o(x)$; $\frac{0}{0} = o(x)$, სადაც ϵ ნელი ღროის მასშტაბია; წარმოვიღგინოთ A ასიმჲტოტური მნჲრის სახით:

$$A = A^{(1)} + A^{(2)} + \dots$$

$A^{(1)} = O(|Y^n|)$, მაჲინ 15.3.19/ განტოღებების წასმიტ პირველი რიგის მიახლოებაჲში მივიღებთ ამოხსნას:

$$A^{(1)} = \frac{f(x)}{\alpha} + G(x - \alpha t, \epsilon)$$

ჟუნჲგია G განისაზღვრება $A^{(2)}$ გამოსახუღებაჲში სეკულარული ნეგრის გამორიცხვით; აღმოჩნდა, რომ G ჟუნჲგია აჲმაჲოფიღებს ჲარტვეგა-ღე-ფრისის ერთგვაროვან განტოღებას $\alpha = 0$ -ს პირობით. $A^{(2)}$ ჲი მოიღება ჟემღეგი სახით:

$$A^{(2)} = A_S^{(2)}(x) - \frac{\beta_1}{\alpha^2} f(x) G(x - \alpha t, \epsilon) - \frac{\beta_1}{\alpha^2} G(x - \sigma t, \epsilon) \int_{-\infty}^{\infty} f(x') dx';$$

სადაც

$$A_S^{(2)} = -\frac{\beta_1}{2\alpha^3} f^2(x) - \frac{\gamma f' G_c}{\alpha^2}$$

და წარმოადგენს სტაგინონარულ მღგომარეობის მიმარტ არანრეღვიობის ჟენწორებას, ხოლო დანარჩენი ნეგრები რეღეღეფისა და ჟემჲრთებების ურთიერტჲემღების ჟემღებს.

რელიგიის ქმედების საბოლოო შედეგს წარმოადგენს ფაშური წან-
აცვლება კარტივევა-დე-ფრისის განტოლების ამოხსნაში. წანაცვლე-
ბის სიძლიერე პროპორციულია რელიგიის განივი კვეთისა /იხ. ნახ. 2/.

§ 4. სოლიტონური ტიპის ორგანიზაციული ტაღებში

წინა პარაგრაფში მიღებული შედეგები შეიძლება გავრცელდეს
კონკრეტული მთავრებისათვის. როგორცაა კავშირითი, კდღე-
ანი მთები /ა. შ. შ./ ანდეს' სამხრეთ აფერიკაში და სხვა. ცნობი-
ლია, რომ რელიგიის ატმოსფერული მასალების გარემოქმედვისას იწვ-
ვს ტაღების წარმოქმნას და ასრულებს ე. წ. "ბლოკინგის" როლს.
"ბლოკინგი", როგორც ეს მიღებულია სინოპტიკურ მეტეოროლოგიაში,
გამოიყენება ატმოსფეროს მიუღ სისქეში ეკვივალენტურ-ბაროტროპი-
ული სტრუქტურის ხანგრძლივსიცოცხლიანი ანტიციკლონის აღსანიშ-
ნავად. მრავალ შრომაში /6, 7, 8/, სადაც განხილულია ატმოსფერო-
ლი ნაკადების რელიეფთან ურთიერთქმედება, მიითხელება, რომ
ურთიერთქმედება იწყება სინუსოიდური შეშფოთებით და ჯამური
ეფექტი გლობალური მასშტაბისაა. მეორე მხრივ, სინოპტიკური
პრაქტიკა გვიჩვენებს, რომ დიდი მნიშვნელობა აქვს ლკალურ
ან რეგიონალურ ბლოკინგებსაც. შრომებში /8, 25/ მიღებული იყ
ქარის სიჩქარის მდგენლების მნიშვნელობა და დენის ფუნქციის

გამოსახულება შემდეგი სახით:

$$u = -\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial y} ; \quad v = \frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5.4.1)$$

სადაც $h = \frac{P_2}{P_0}$, P_2 არის მთის ზედაპირზე წნევის მნიშვნელობა, $P_0 = 1000$ მმ - წნევის სტანდარტული სიღრმე. ამჟენციური გრიგალი-საშვის და ბრტყელი დივერგენციისაშვის მიღებულია მნიშვნელობა:

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{1}{h} \nabla^2 \psi - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial \ln h}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \ln h}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \\ &= \frac{1}{h} (\nabla^2 \psi + a \psi_x + b \psi_y) \end{aligned} \quad (5.4.2)$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \frac{1}{h} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = \\ &= \frac{1}{h} (\ln h, \psi), \end{aligned}$$

სადაც $a = -\frac{\partial \ln h}{\partial x}$; $b = -\frac{\partial \ln h}{\partial y}$ მთის გავლენის მახასიათებელი პარამეტრებია. ძირითადი განტოლება წინა პარაგრაფის /5.3.8/ ფორმულის მიხედვით ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi + a \psi_x + b \psi_y + c \frac{\partial}{\partial z} \zeta^2 \psi_z) + \beta \psi_x = \frac{g}{f} F \quad (5.4.3)$$

$$F = \mathcal{A}_\Omega + \frac{f^2}{c, 2} \frac{R}{g} \frac{\partial}{\partial z} \zeta \mathcal{A}_T ; \quad c = \frac{f^2}{c, 2} ;$$

\mathcal{A}_Ω არის სირქარის გრიგალის ადვექცია, \mathcal{A}_T - გემპერატორის ადვექცია, C_1 - მგერის სირქარე.

/8/ შრომაში მოცემულია /5.4.3/ განტოლების ანალიზური ამოხსნა ბაროტროპიული ატმოსფეროსაშვის $\mathcal{X}, 0$ არეში. ამ ამოხსნას პოლარ კოორდინატებში აქვს სახე:

$$\psi = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(r, \theta) e^{-\frac{r}{2}(\alpha \cos \theta + \beta \sin \theta)} \times$$

$$\times r \int_{t\theta}^{\infty} \frac{J_1(2\sqrt{t t'})}{2t\sqrt{t t'}} e^{-\frac{r\alpha\beta}{2t'}} - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\alpha\beta} t' dt' d\theta r dr \quad (5.4.4)$$

სადაც J_1 ბესელის პირველი რიგის ფუნქციაა.

ნახაზზე 113. მოცემულია გავლენის ფუნქციის გრაფიკი / x, y / სიბრტყეში $t=1$ საათისამთის, საიდანაც ჩანს, რომ გავლენის ფუნქციას აქვს არასიმეტრიული ფორმა /რელიეფის გავლენის გარეშე ფუნქცია სიმეტრიულია/, რაც გამოწვეულია რელიეფის გავლენის გამოვლინებით.

შარნივაძეძინოთ ბუნის ფუნქცია კვლავ /5.3.9/ ფორმულით, მაჩვენებლების შეშეშე სიჩქარის ძრეძალის ძანფრეშა ძეშსფრე-ფრე შიხაღრეშაში ჩანწრეშა შეშეშეშე სახით:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right) \psi + a_y \psi_x = \varepsilon \left[\nabla^2 \psi + a \psi_x + b \psi_y \right] +$$

$$+ c \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + E(L_n z, \psi) - \frac{g^2}{Rf} \zeta(\psi, \psi_z) = 0, \quad (5.4.5)$$

$$\text{სადაც } \nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + c \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right),$$

$$a_y = \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + b \psi_y + \beta z y + c \frac{\partial}{\partial z} \left(z^2 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$$

$J_1(\alpha, \beta)$ - იაკობიანია.

სასამდგრო პირობები:

1. როცა $y = 0; 1$ $\frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$

2. როცა $x = \frac{1}{2}(x, y)$ - მთის ზედაპირის განტოლება

$$W = u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{1}{2} (\xi, \psi) \quad 15.4.6/$$

უპრეცედიტად, რომ $E = 0$ 15.4.5/ განტოლება მარტოპიკული ატმოსფეროსათვის მიიღებს სახეს.

$$\nabla^2 \psi_t + \alpha \psi_{tx} + \beta \psi_{ty} + \beta \psi_c = 0 \quad 15.4.7/$$

15.4.7/ განტოლების ამოხსნა ვეძებთ სახით:

$$\psi(x, y, t) = \psi^{(1)}(x, y) \cdot \psi^{(2)}(t)$$

ჩასმით მივიღებთ:

$$\frac{\psi_t^{(2)}}{\psi^{(2)}} = \frac{\beta \psi_{xc}^{(1)}}{\nabla^2 \psi^{(1)} + \alpha \psi_{x'}^{(1)} + \beta \psi_y^{(1)}} = \text{const} = C_0$$

აქედან $\psi^{(2)} = e^{C_0 t}$

მაშინ

$$C_0 (\nabla^2 \psi + \alpha \psi_x + \beta \psi_y) - \beta \psi_c = 0.$$

$$\nabla^2 \psi + \alpha \psi_x + \beta \psi_y = 0$$

$$\alpha = \alpha - \frac{\beta}{C_0} - k_1 x - k_2 y$$

მივიღებთ: $\psi(x, y) = e$

$$(k_1^2 + k_2^2) e^{-k_1 x - k_2 y} - (\alpha k_1 + \beta k_2) e^{-k_1 x - k_2 y} = 0$$

ეს სამართლიანი იქნება, როცა $k_1 = \alpha$ და $k_2 = \beta$

ამიტომ ამოხსნა ჩაიწერება ასეთი სახით:

$$\psi(x, y, t) = e^{-(a - \frac{\beta}{c_0})x - by - c_0 t} \quad /5.4.8/$$

/5.4.8/ ჭორმულის მიხედვით აგებულ იქნა გრადიენტები $t=1, 2, 3$: საათისათვის, როცა კავკასიონის მთაგრეხილი წარმოდგენილ იქნა ოთქუბუდის ჭორმიით. (25) შრომიდან ჩანს, რომ არსებობს ტალღები, ნარმოშობილი ლოკალური რელიეფის ძაველით.

ამრიგად, მიიღება იგივე შედეგი, რაც შრომაში /27/, მხოლოდ შესუსტებული ამპლიტუდით.

ბაროკლინური შემთხვევის ანალიზისათვის მივიღოთ, რომ ζ -ის მიმართ ნაკადი არ არის შემოსამღვრელი, მოვიხსოვოთ მხოლოდ, რომ შემფოთების ენერგია, როცა $\zeta \rightarrow 0$, ქრება საკმარისად მალე, მაშინ /5.4.5/ განტოლება, როცა $\xi = 0$, გვაძლევს საშუალებას ამოხსნა ვეძებოთ ფვლამა განვადკვებების წესით:

$$\psi = \text{Re } e^{(mx + ny - \sigma t)} \phi(\zeta) \quad /5.4.9/$$

$\phi(\sigma)$ ახასიათებს ვერტიკალურ სტრუქტურას, ამიტომ

$$c \frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^2 \frac{d\phi}{d\zeta} \right) = -\lambda \phi \quad /5.4.10/$$

სადაც

$$\lambda = m^2 + n^2 - \frac{m\beta}{c}$$

ჩასმით /5.4.3/ ტალღის სიჩქარისათვის მივიღებთ

$$C_3 = u + \frac{Qy}{\zeta^2 - i(am + bn) - p^2} \quad /5.4.11/$$

სადაც $\zeta^2 = m^2 + n^2$; $e^{\lambda} = c \frac{\partial}{\partial \zeta} \zeta^2 \frac{\partial}{\partial \zeta}$

თუ მინს მახასიათებელ პარამეტრებსა და ტალღურ რიგებებს შორის არსებობს დამოკიდებულება

$$am + b_n = 0, \tag{15.4.12/}$$

მაშინ

$$C_3 = U + \frac{Q_y (X^2 - P^2)}{(X^2 + P^2) - (am + bn)^2}, \tag{15.4.13/}$$

2.0. არ იქნება კომპლექსური.

15.4.10/ განტოლების ამოხსნა პირობით $\psi(1) = \phi_0$ და $\phi_0'(\varphi) = 0$

მოინახება შემდეგნაირად: გადავიწეროთ 15.4.10/ განტოლება შემდეგი სახით:

$$X^2 \phi'' + 2X \phi' - \lambda \phi = 0,$$

რადგან პირველი კოეფიციენტი შეიძლება იყოს 0-იც, ამიტომ პირობა $\phi(0) = 0$ შეიძლება დაკმაყოფილდეს მღვრული ფორმით

ღ.მ $\phi(X) \rightarrow 0$ შემოვიტანოთ ცვლადი t განსამღვრული შემდეგნაირად: $X = e^t$, მაშინ

$$\frac{d\phi}{dX} = \frac{d\phi}{dt} e^{-t}$$

ჩასმა მოგვცემს განტოლებას:

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{d\phi}{dt} - \lambda \phi = 0.$$

ამოხსნას ექნება სახე:

$$\phi(X) = \phi_0 e^{\frac{1 - \sqrt{1 + 4\lambda}}{2} \ln X},$$

სადაც

$$\gamma = \frac{\lambda}{c},$$

15.4.14/

რადგან ζ^2 ყოველთვის დადებითია /0-1/ ინტეგრაციაში, ამიტომ შეიძლება ვთქვათ, რომ არსებობს უამრავი რიგები საკუთრივ ამოხსნებისა. თითოეულს შეესაბამება ერთი ნამდვილი რიგები γ_n . როცა $\chi = 0$ არის ბაროტროპული მოდა. ამ მოდისათვის ტალღის სიჩქარე /5.4.12/ გამოვალისწინებით იქნება:

$$C = u + \frac{Q_y \zeta^2}{\zeta^2 - (am + b_n)^2}, \quad /5.4.15/$$

ი.ი. ემხვევა როსბის ტალღის სიჩქარეს, როცა $a = b = 0$.

თუ მასის პორიზონტალური გადატანა უდრის 0-ს,

$$\int_0^1 u_0 d\zeta = \int_0^1 v_0 d\zeta = 0.$$

მიიღება ბაროკლინური მოდა $\chi \pm 0$ -ისათვის, მაგრამ მათი განსაზღვრა საკმარისად რთულია; ზოგადად მიიღება კომპლექსური სიხშირე, რაც მიუთითებს ამოხსნის არამდგრადობაზე. აქ შეიძლება დავუშვათ, რომ აღნიშნული ტალღები არსებობენ ატმოსფეროს ვიწრო ფენაში და სწრაფად ქრებიან სიმაღლის მიხედვით.

საინტერესოა აღინიშნოს, რომ ამოხსნაში ყველგან ფიგურირებს /5.4.12/ დამოკიდებულება, რომლის შესრულება უზრუნველყოფს სიჩქარის არაკომპლექსურობას. მნიშვნელოვანია ის ფაქტი, რომ არსებობს თუ არა სტაციონარული ნეიტრალური ტიპის ტალღები ბუნებაში, რომლის პერიოდი რამდენიმე დღე-ღამეა. გაანალიზებულ იქნა ღრუბლების თანამგზავრული სურათები მიღებული თანამგზავრ "მეტეორისაგან" კავკასიის რეგიონისათვის და მთელ რიგ შემთხვევებში დაიკვირვება კვაზისტაციონარული ტალღები 1-1,5 დღე-ღამის პერიოდით დაწყებული(სურათ.4.) და რამდენიმე კვირის პერიოდით დამთავრებული: მაგალითისათვის საკმარისია დავასახელოთ 1987 წლის 2-25 ოქტომბერი და 1988 წლის ივლისი, როცა

მიხედვით კავკასიონში იყო სტალინის მიერ შემოქმედებული პოლიტიკა; კავკასიონში შემოქმედებული პოლიტიკა, რასაც მიჰყვება ამიერიდან პირველადი მკვლევარი ტან-
რეგულაცია და მიხედვით ალბანეთში ამ პირველადი მკვლევარი
რეგულაცია,

§ 5. ატომის ენერჯიული რესურსების გამოყენება
კორიორაციის პარამეტრის ცვლილებისა და
დენდროფის რეგულაციის გავლენის გამოვლი-
ნების მიზნით

სინთეტიკური პარამეტრიდან ცნობილია, რომ მიძღვრილი ნაღ-
ებები და სხვა ატომის ენერჯიული რესურსები მთავარიდან რაიმეხარისხში და-
დაკვირვება უმთავრესად ისეთი პარამეტრული-ცვლილებების
რეგულაციის რესურსების ალბანურიდან დინამიკის გამოვლინებას სდევს
თან;

რამდენადაც ატომის ენერჯიული რესურსის კინეტიკური ენერჯია
ძირითადად ატომის ენერჯიული რესურსების, სადაც დადაკვირვება მი-
ღვრის მიხედვით რაიმეხარისხში - პარამეტრები, ცვლილებები
და მათთან დაკავშირებული რეგულაციის დინამიკები, ამიტომ ბუნებრი-
ვი ვიდეორეგულაცია, რომ ტრადიციული მიხედვით ძირითადი ნაწილი გ-
ნერჯიული რესურსის გამოვლინების სწორედ ატომის ენერჯიული რესურსების
მიხედვით, ატომის ენერჯიული რესურსების სტრუქტურული რესურსებისა .
და ქარის მიხედვით, რაც გავლენას ახდენს ტრადიციული პარამეტრების

ვერტიკალურ გავრცელებამდე. აღნიშნული მოვლენები განსაკუთრებით მკვეთრად გამოვლინდება მთაგორიან ტერიტორიაში, როგორცაა კავკასია. კავკასიის მრავალსახა რელიეფი, მღვდებთან სიახლოვე, სიმაღლის მკვეთრი ცვლილება და სხვა, განაპირობებს სხვადასხვა სახის კლიმატურ პირობებს კავკასიის ტერიტორიაში.

ტალღები, რომლებიც ორგანოების წარმოქმნაში, მნიშვნელოვანია და გააჩნია მთელი რიგი განსაკუთრებული მახასიათებლები, რომელთა შესწავლა დაამუშავებს არა მარტო ზოგად ცირკულაციურ მიქსანიზმს, არამედ მთელ რიგ შემთხვევებში ხელს შეუწყობს ამინდის პროგნოზის დაზუსტებას შესაბამის ტერიტორიაში.

იშისათვის, რომ შევსწავლოთ მათს მასივების გავლენა ატმოსფერული ჰაერის მოძრაობაზე: გამოვიყენოთ განტოლებები /14,15/

$$\nabla^2 \phi_x + \alpha(x, y) \phi_{xx} + \beta(x, y) \phi_{yy} + \gamma \phi_{zc} = F, \quad 15.5.1/$$

ბაროტროპიული ატმოსფეროსათვის და

$$\nabla^2 \phi_x + \alpha(x, y) \phi_{xx} + \beta(x, y) \phi_{yy} + \gamma \phi_{zc} + c \frac{\partial}{\partial z} \zeta^2 \phi_{zz} = F_2 \quad 15.5.2/$$

ბაროკლინიური ატმოსფეროსათვის, სადაც

$$F_1 = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial c} (\phi, \nabla^2 \phi) - \frac{f}{2} (z, \phi)$$

$$c = \frac{\partial}{\partial c} \frac{f^2}{c, z}$$

იშის გამო, რომ ეს განტოლებები შეიცავენ როგორც დუნი, ასევე კენტი რიგის წარმოებულნიან წევრებს, ცხადია, "წმინდა" ტალღური ამოხსნა არ არსებობს. ანალიზის ჩატარებისათვის განვიხილოთ ამოხსნა ბრტყელი ტალღის სახით:

$$\phi = \phi_0 + \mathcal{N} e^{i(max + ny - \omega t)}$$

ჩასმით მივიღებთ:

$$x(i\rho^2 + am + bn) + i(\beta m + f(fb + \beta)) = 0,$$

სადაც $\rho^2 = m^2 + n^2$, ფაზური სიჩქარე არის კომპლექსური

$$x = i \frac{fan - m(fb + \beta)}{\rho^2 + am + bn} = x_1 + i x_2 \quad /5.5.3/$$

სადაც

$$x_1 = \frac{\rho^2 [fan - m(fb + \beta)]}{\rho^4 + (am + bn)^2},$$

$$x_2 = \frac{(am + bn) [fan - m(fb + \beta)]}{\rho^4 + (am + bn)^2} \quad /5.5.4/$$

ტალღებისათვის, რომლებსაც შეიძლება პირობით ეწოდოს ნეიტრალური ტიპის $x_2 = 0$, ე. ი.

$$am + bn = 0 \quad /5.5.5/$$

ამრიგად, მიიღება შედეგი, რომელიც შეიძლება გამოვიყენოთ პრაქტიკაში, /5.5.5/ პირობის შესრულებისას შეიძლება არსებობდეს ორგანოზომილებიაში ნეიტრალური ტიპის ტალღები. მათი მერიდიანისა და პარალელის გასწვრივ მახასიათებელი სიგრძის შეჭარბება პროპორციულია მთების საშუალო დახრისა იმავე მიმართულებით.

სტაციონარული ტალღის არსებობისათვის აუცილებელია და საკმარისია, რომ

$$fan - m(fb + \beta) = 0,$$

ანუ

$$\frac{n}{m} = \frac{1}{a} \left(f + \frac{\beta}{f} \right). \quad /5.5.6/$$

/5.5.5/ და /5.5.6/ შედარება გვიჩვენებს, რომ f უკავშირდება ნეიტრალური ტიპის ტალღებზე, მაგრამ არსებობთა

სტაციონარული ტალღებისათვის. რადგან $\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\omega \varphi}{Z_0 \sin \varphi}$; φ - არის გორაკიანი განუდი, Z_0 - დენადიწის საშუალო რადიუსი, მიღებული ფორმულებიდან ვამოძის შემდეგი დასკვნები:

ა/ $\frac{L_x}{L_y}$ ტალღის სიგრძეების შეფარდება რელიევის საშუალო დახრასთან ნეიტრალური და სტაციონარული ტალღებისათვის არის შებრუნებული.

ბ/ განუდის მიხედვით სტაციონარული ტალღის სიგრძის შეფარდება მერიდიანულ სიგრძესთან უკუპროპორციულია მუდების საშუალო დახრასთან მერიდიანის გასწვრივ, გაძლიერებული β ეფექტის მის დახრასთან პარალელის მიმართ.

შევაყვასო ტალღის სიგრძეები სამი დიდი მის მასივისათვის. ისარგებლეთ ცხრილი №2-ით.

ცხრ. №2

მის მასივის პარამეტრები

მის მასივი	P_z (აა)	h (ა)	$\frac{\Delta x}{\Delta z}$	$\frac{\Delta y}{\Delta z}$	$a (\frac{1}{\theta})$	$b (\frac{1}{\theta})$
კავკასიონი	600	4000	1500	160	$0,68 \cdot 10^{-6}$	$6,4 \cdot 10^{-6}$
ქღმრავანი მუ- ეზი	600	4000	700	3200	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$0,32 \cdot 10^{-6}$
ანდე	600	4000	5500	6600	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$0,22 \cdot 10^{-6}$

ცხრილში მოცემული მუდების მასივისათვის შევაყვასო შეფარდება $\frac{L_y}{L_x}$, ვინაიდან β ეფექტი კავკასიონისათვის მცირეა, ამიტომ $\alpha = 0,11\beta$, ე. ი. კავკასიის გასწვრივ სტაციონარული ტალღები განუდილია განუდის წრის გასწვრივ, გრუხილი მიდის დასავლეთიდან აღმოსავლეთისაკენ. ქღმრავანი მისისათვის $L_y = 4,5 L_x$

ანუბინსათვის $L_y = 11,8 L_x$, სტაციონარული ტალღები კდღვანი მთის და ანდეს ზემოთ გაჭიმულია მერიდიანის გასწვრივ. გრეხილი მი-
 ღის ჩრდილოეთიდან სამხრეთისაკენ. ასეთი ტალღები დაიკვირვება
 ბუნებაში. მაგალითისათვის გაანალიზებულ იქნა ღრუბლთა თანა-
 მგზავრული სურათები საკმარისად დიდი დროითი პერიოდისათვის
 კავკასიის ტერიტორიაზე, რომლებიც მიღებული იყო თანამგზავრ
 "მეტეორიდან". მთელ რიგ შემთხვევებში დაიკვირვება სტაციონარ-
 რული ტალღები /2-25 ოქტომბერი 1987 წ., ივნისი 1988 წელი/.
 საერთო მეტეოროლოგიური სიტუაცია ამ შემთხვევაში იყო აღმოსა-
 ვლეთის პროცესები, დაბალი წნევის არე, ოზონისში ქარის სიჩქ-
 არე 5-7 მ/წმ, სამხრეთ-დასავლეთის მიმართულებით.

საკმარისად კარგი სურათია მიღებული "გლობალური ექს-
 პერიმენტის დროს" სამხრეთ ნახევარში ოროგრაფიის და β -ფიქ-
 ტის ურთარული მოქმედებისა, ნახ.5. მოცემული ქარის სიჩქარის
 მერიდიანული ტალღა, ტალღის სიგრძე მერიდიანის გასწვრივ იყო
 6600 კმ.

ზემოთ მოყვანილი ამოხსნა ბრტყელი ტალღის შემთხვევაში
 შეიძლება გავრცელდეს ბაროკლინური ატმოსფეროსათვის. /3.2.10/
 განტოლებისათვის ვეძებთ ამოხსნა შემდეგი სახით:

$$\phi = \phi_0 + \sqrt{\zeta} e^{i(mx + ny - \omega t)} \quad /5.5.7/$$

ეს შეესაბამება ე. წ. ავტობაროტროპულ მოდელს. ω -სათვის მივი-
 ღებთ კომპლექსურ გამოსახულებას:

$$\omega = \omega_3 + i \omega_4$$

სადაც

$$\omega_3 = \frac{[f\alpha n - m(f\beta + \beta)] [f^2 - c^2(\gamma + 1)]}{[f^2 - c^2(\gamma + 1)]^2 + (\alpha m + \beta n)^2} \quad /5.5.8/$$

$$\alpha_4 = \frac{[f a_n - m(f\beta + \beta)] [a_m + b_n]^2}{[f^2 - c^2(\gamma + 1)]^2 + (a_m + b_n)^2} \quad /5.5.9/$$

→ -ს მნიშვნელობა საჭიროა განისაზღვროს სასაზღვრო პირობიდან

$$\gamma \phi_{\xi\xi} + \alpha \phi_{\xi} = \frac{R}{\xi} A_T + \frac{c^2}{f^2} (l_n \xi, \phi) \Big|_{\xi = \xi(\alpha, \gamma)} \quad /5.5.10/$$

განვიხილოთ ორი ვარიანტი:

ა/ სასაზღვრო პირობაში დავტოვოთ წევრი, განსაზღვრილი მხოლოდ მთის გველენით, ანუ უგულვებელყოთ ტემპერატურის ადვექციის გველენა, ე. ი.

$$\gamma \phi_{\xi\xi} + \alpha \phi_{\xi} = \frac{c^2}{f^2} (l_n \xi, \phi) = \frac{c^2}{f^2} (\alpha n - b_m) \phi, \quad /5.5.11/$$

სადაც $\alpha = 0, 1, 2$; ჩავსვათ აქ /5.5.7/, მივიღებთ, რომ $\gamma = -\alpha$

ბ/ თუ სასაზღვრო პირობებში გვექნება ტემპერატურის ადვექციის, მაინც ჩასმით მივიღებთ, რომ $\gamma = -\alpha$. მიღებული ფორმულიდან გამოიმდინარეობს, რომ ავტობაროტროპიულობის მახასიათებელი დამოკიდებულია მთის პარამეტრებზე.

თუ შესრულებდა პირობა $\alpha n - b_m = 0$, მაშინ γ აღმოჩნდება ისეთივე, როგორც მთების გაუთვალისწინებლობისას. ნეიტრალური ტიპისა და სტაბილური ტალღების არსებობის პირობა იგივეა, როგორც $\gamma = 0$ - ბაროტროპიული ატმოსფეროსათვის.

ავიღოთ /5.5.7/ სახის ამოხსნა ზონალური ნაკადის მახასიათებელი ნიშნით, ე. ი.

$$\phi = \phi_0 + U_1 y + \mathcal{N} \sqrt{\gamma} e^{i(m x + n y - \omega t)} \quad , \quad /5.5.12/$$

სადაც $U = f \psi$. ჩავსვამთ შერევა განტოლებაში:

$$\nabla^2 \phi_{\pm} + \alpha \phi_{\pm x} + \beta \phi_{\pm y} + \gamma \phi_{\pm z} + c \frac{\partial}{\partial t} \phi_{\pm} = \frac{1}{f^2} (\nabla^2 \phi, \phi) + \frac{R}{c^2} f \frac{\partial}{\partial t} (\psi, \psi)$$

სასამზღვრო პირობას /5.5.11/ სახით. $\partial \phi$ -სადვის მიიღება სპეციფიკური განტოლება:

$$\partial \rho^2 - c' \partial (\alpha m + \beta n) + \beta m - c' \gamma \partial (\gamma + 1) = \frac{m}{f^2} \rho^2 U - \frac{f}{c^2} m U \gamma (\gamma + 1) \quad c' = \frac{1}{f^2}$$

ეს შესრულებდა პირობა $\alpha m + \beta n = 0$, სიჩქარისადვის $C_y = \frac{\partial \rho}{m}$ მივიღებთ:

$$C_y [\rho^2 - c' \gamma (\gamma + 1)] = \beta + \left[\frac{\rho^2 U}{f^2} - \frac{f}{c'^2} \gamma (\gamma + 1) \right] \quad /5.5.13/$$

ანუ

$$C_y = \frac{U}{f^2} - \frac{\beta}{\rho^2 - c' \gamma (\gamma + 1)}$$

ჩავსვამთ /5.5.13/, /5.5.11/-ში, მივიღებთ:

$$C_y = \frac{\gamma}{\gamma - \alpha} + \frac{\frac{c'^2}{f} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{b}}{\gamma - \alpha} \quad /5.5.14/$$

/5.5.14/ და /5.5.13/ შეიძლება განისაზღვროს C_y და γ -ში.

γ -სადვის მიიღება კვადრატული განტოლება:

$$\begin{aligned} & \gamma^2 \left[c'^2 \frac{c_1}{f} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{b} + \frac{U c_1 d}{\gamma} \right] + \gamma \left[c'^2 \frac{c_1}{f} \frac{\alpha^2 + \beta^2}{b} + \right. \\ & \left. + \frac{U c_1 d}{\gamma} + \beta \right] + \left[c'^2 \frac{c_1}{f} \rho^2 \frac{\alpha^2 + \beta^2}{b} + \right. \\ & \left. + \frac{U \rho^2 d}{\gamma} + \alpha f \beta \right] = 0. \end{aligned} \quad /5.5.15/$$

კავკასიის საფრთხის მივიღებთ $\psi_1^{59} = 3,4$; $\psi_2^{59} = 9,4$.

კლდოვანი მთის საფრთხის $\psi_1^{59} = 3,8$; $\psi_2^{59} = -4,8$.

ფრევი ψ_2 უმაღლესი რეგულირება, ვინაიდან $\psi_2 < -1$. ამრიგად, განხილულ მოდელში მთის გავლენის გამოვადის წინდებით ნეიტრალური ტალღები ძალიან სწრაფად ქრებიან სიმაღლის მიხედვით. ეს შეიძლება აიხსნას, როგორც ნეიტრალური ტიპის ტალღების არსებობა ატმოსფეროს მცირე სისქის ფენებში. აქედან გამომდინარე, თეორიული გზით მიიღება შედეგი, რომ ატმოსფერული პროცესები /შეშფოთებები/ კავკასიაზე წანაცვლებული /წაგრძელებულია/ პარადღის გასწვრივ, ხოლო კლდოვანი მთაგრეხილის საფრთხის - მერიდიანის გასწვრივ. ეს შედეგები ცნობილი იყო სინოპტიკური პროექტივიდან.

§ 6. სასარგებლო პოტენციალური ენერჯია და გეოსტროფიული მოძრაობის განტოლება

კვაზიგეოსტროფიული გრიგადის განტოლებას აქვს სახე:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right] \left[\nabla^2 \psi + \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{f}{f} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \beta y \right] = 0$$

რამდენიც შესაბამის სასაზღვრო და საწყისი პირობებით ქონის ჩაკეტილ სისტემას მოძრაობის მახასიათებლების განსაზღვრისათვის. ამასთან, სისტემის ენერჯიის ცვლილების აღმწერი დამოკიდებულება შეიძლება მიღებულ იქნეს უშუალოდ პოტენციალური გრიგადის განტოლებიდან. გამოვიყვანოთ ენერჯიის განტოლება ატმოსფეროში სინოპტიკური მოძრაობისათვის. გავამრავლოთ

15.6.1/ $f \psi$ - ზე, გვექნება:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{S_y}{2} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{S^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} = 0 \quad 15.6.2/$$

სადაც ვექტორი \vec{S} -ს აქვს სახე:

$$\begin{aligned} \vec{S} = & \vec{i} \left(-S_y \psi \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial x} - \frac{S_y \rho \psi^2}{2} - S_y U_0 \psi \Pi_0 \right) + \\ & + \vec{j} \left(-S_y \psi \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial y} - S_y U_0 \Pi_0 \right) + \\ & + \vec{k} \left(-\frac{S_y}{S^2} \psi \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial z} \right). \end{aligned} \quad 15.6.3/$$

ხოლო U_0 , U_0 და Π_0 მიიღება შემდეგი ფორმულებით:

$$\begin{aligned} U_0 = & - \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad U_0 = - \frac{\partial \psi}{\partial x}; \\ \Pi_0 = & \nabla^2 \psi + \frac{1}{S_y^2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{S_y}{S} \frac{\partial \psi}{\partial z} \end{aligned} \quad 15.6.4/$$

განვიხილოთ მოძრაობა R გარემოში, რომელიც $z=0$ -ზე შემოსაზღვრულია მყარი საშლერით, სადაც სრულდება სასაშლერო პირობა, რომელსაც $S_y \psi$ გამრავლების შემდეგ აქვს სახე:

$$\begin{aligned} \frac{S_y}{S} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial z} = & - \frac{\partial}{\partial x} \left[S_y U_0 \left(S^{-1} \frac{\partial \psi}{\partial z} + k_B \right) \right] - \\ - \frac{\partial}{\partial y} \left[S_y U_0 \left(S^{-1} \frac{\partial \psi}{\partial z} + k_B \right) \right] - & \frac{E_y}{2} \frac{1}{S} \psi \nabla^2 \psi. \end{aligned} \quad 15.6.5/$$

R -გარემოს გვერდით ვერტიკალური ზედაპირი შეიძლება იყოს ჩაკეტილი ან არაჩაკეტილი, ცხადია, სასაშლერო პირობაც შეესაბამება უნდა დაიწეროს, ატმოსფეროსაშვის აიღება განედური სარტყელი, რომლის შიგნით მთელი ველი \mathcal{L} -ის მიმართ არის პერპენდიკული $\frac{292036}{L} z_0$ პერიოდით. განსახილველი სარტყელი y ღერძის მიმართ უნდა იყოს სასრული, რათა \int სიბრტყის თიხალებს

ქონდებს აზრი. თიხბლოების იდეა არაცხადად მოითხოვს, რომ დინამიკური პროცესი იყოს ჩაკეტილი, ე.ი. სუსტად შეიცვალოს ამ სარტყლის გარე პროცესების გავლენით. ეს არაცხადი მოთხოვნა მათემატიკურად ასე იწერება:

$$U_1 = U_0 \quad \text{როცა } y = y_1 \quad \text{და } y = y_2. \quad /5.6.6/$$

მოვანდინოთ /5.6.2/ ინტეგრება R - მოცულობაში, სამღვარზე აღნიშნული პირობების დაგვიტ. გვექნება:

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_0}{\partial t} \iiint_R \frac{\rho_0}{2} \left[\nabla^2 \psi + \frac{1}{s} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] dx dy dz = \dots \\ & = \iint_A dx dy \left. \frac{\rho_0 \psi}{s} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial z} \right|_{z=z_T} - \frac{E_0^{1/2}}{2} \iint_A dx dy \frac{\rho_0}{s} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right]_{z=0} \end{aligned}$$

სადაც z_T არის ზედა სამღვარი, A კი განივკვეთის ფართი, მარცხენა მხარეში გვაქვს სკალარული სიდიდე:

$$E = \frac{\rho_0}{2} \left[\nabla^2 \psi + \frac{1}{s} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] = \frac{\rho_0}{2} (U_0^2 + U_\infty^2 + \frac{U_0^2}{s}). \quad /5.6.8/$$

შესაყრები $\frac{\rho_0 (U_0^2 + U_\infty^2)}{2}$, ცხადია, არის კინეტიკური ენერჯია ჰაერის ერთეულვანი მოცულობისათვის. კინეტიკური ენერჯიაში ვერტიკალური სიჩქარის ნაწილი $O(\nu^2 E^2)$ რიგის სიდიდეა და შედარებით მცირეა. დანარჩენ ნევერს ეწოდება სასარგებლო პოტენციალური ენერჯია და მისი ფიზიკური არსი შეიძლება აიხსნას შემდეგნაირად: განვიხილოთ მშვიდი წყნარი ატმოსფერო მუდმივი სიმკვრივისა და წნევის პორიზონტალური ზედაპირებით. ასეთი წონასწორული მდგომარეობის პოტენციალური ენერჯია შეიძლება განვიხილოთ, როგორც მინიმალური საწყისი სიდიდე, ვინაიდან თავისთავად აღნიშნულ

პირობებში ეს პოტენციალური ენერგია ვერ გადავა კინეტიკურში. შემიღებ განვიხილოთ ატომსფეროს შეშფოთებულ - აღრეული მდგომარეობა, რომელიც წონასწორობის მდგომარეობიდან გადახრებით ხასიათდება. მაგალითად, წაწილაკი გადაადგილდა ვერტიკალურად δZ_x მანძილზე $-\delta Z_x(x_x, y_x, z_x)$, მაშინ ერთეული მოცულობაზე მოქმედ წონასწორობაში დამაბრუნებელი ძალა იქნება:

$$F_{z_x} = \int_V \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \theta}{\partial z_x} \delta Z_x \quad /5.6.9/$$

პოტენციალური ენერგიის ცვლილება /ნაზრდი/ კი

$$G_{z_x} = \int_V \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \theta}{\partial z_x} \frac{\partial z_x}{2} \quad /5.6.10/$$

δZ_x შეიძლება ასე წარმოვადგინოთ:

$$\delta Z_x = \frac{\partial \theta}{\partial z_x} \delta z_x + o(\epsilon^2) \quad /5.6.11/$$

ამრიგად,

$$G_x = \frac{\rho_0}{2} g \Theta_0 \frac{\partial z_x}{\partial \theta} \quad /5.6.12/$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ პირველ მიახლოებაში

$$\frac{\partial \theta}{\partial z_x} = \epsilon F \Theta, \quad /5.6.13/$$

გვექნება

$$G_x = \frac{\rho_0}{2 \rho_0} \mu^2 \Theta_0^2 = \mu^2 G \quad /5.6.14/$$

ამრიგად, მისალწვევი-სასარგებლო პოტენციალური ენერგია წარმოადგენს Θ - პერიოდულ წონასწორობის ზედაპირიდან გადახრ-

ის ფუნქციას. ეს სრული ენერგიის ის ნაწილია, რომელიც შეიძლება გარდაიქმნეს კინეტიკურ ენერგიად. ე. ი. კვამიგოუსტროფულ მინიმალურ ენერგიას სრული ენერგია ტოლია პორიზონტალური მოძრაობის კინეტიკური და სასარგებლო პოტენციალურ ენერგიასა და ჯამისა. განზომილ ენერგიებს შორის ფორმულა:

$$E = \frac{\rho_g}{2} \left[u_x^2 + v_x^2 + \frac{g}{N^2} \left(\frac{\delta \theta_x}{\delta y} \right)^2 \right], \quad \text{რ. 6.15/}$$

უგანზომილებოში კი

$$E = \frac{E_x}{u^2} = \frac{\rho_g}{2} \left(u_0^2 + v_0^2 + \frac{\theta_0^2}{2} \right). \quad \text{რ. 6.16/}$$

ენერგიის განტოლების თანახმად, კინეტიკური და სასარგებლო პოტენციალური ენერგიის ფორმულების სიმკვარე რაკეტის R გარემოში დამოკიდებულია ორ შეესაყრეზე - დინამიკის ენერგიაზე და წნევის ძალის მიერ შესრულებულ მუშაობაზე. ცხადია, თუ არ არის დინამიკის და მუშაობა შესრულებული არის ზედა საზღვარზე Z_T , მაშინ კინეტიკური და სასარგებლო პოტენციალური ენერგიასა და ჯამი იწინდება.

ზემოთ აღნიშნული ორ ენერგიის დიდი რაოდენობის შეესაყრე, ატმოსფეროს ზოგად გირკულაციაში. განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ატმოსფეროს მასების კინეტიკური ენერგია /კ ე /, გრავიტაციული-პოტენციალური ენერგია /პ ე /, შინაგანი ენერგია /მ ე /, პირობითი კინეტიკური ნონასწორობის პირობებში ატმოსფეროს ვერტიკალური სვეტის /პ ე / პირობითი ენერგია /მ ე /-სა, ამიტომ სასარგებლო გავაერთიანოთ პოტენციალური ენერგია შინაგანთან და შემოვიტანოთ ფორმულაში მთლიანი პოტენციალური ენერგიისა /მ ე / ჯერ კიდევ 1903 წელს იქნა გამოთვლილი მარკულისის მიერ /16,31/ .

ნაკვეთები ორ, რომ მხოლოდ /მ ე /-ის ნაწილი შეიძლება გარდაიქმნას /კ ე /-ად, იმ ნაწილს, რომელიც გარდაიქმნება /კ ე /-ად,

მან უნოდა შესაძლო /სასარგებლო/ პოტენციალური ენერგია, ამრიგად, მდლიანი პოტენციური ენერგია იყოფა ორად: მისაღწევით-სასარგებლო პოტენციალური ენერგია /ს ა ე/ და მიუღწეველი უსარგებლო პოტენციალური ენერგია /უ ა ე/. შექცევად ადინამატურ პროცესებში პანერის თითოეული ნაწილაკი ინახავს /ა ე/-ს მდლიანი პოტენციალური ენერგიის /ა ე/-დ გადასვლის დროს, ამიტომ ინახება პოტენციალური ტემპერატურის სტატისტიკური განაწილება. ატომსფეროს ისეთ პიპოთეზურ მდგომარეობას შორის, რომლებსაც პოტენციალური ტემპერატურის ისეთივე სტატისტიკური განაწილება აქვთ, როგორც რეალურ მდგომარეობას, არის ერთადერთი, რომელიც ხასიათდება /მ ა ე/-ის მინიმალური მნიშვნელობით, მას ჩვეულებრივ მიიჩნევენ ეტალონად, ლორენცის განმარტების თანახმად, უპიკ/ ატომსფეროს ნებისმიერი მდგომარეობისათვის განისაზღვრება, როგორც ეტალონური მდგომარეობის შესაბამისი /მ ა ე/, ხოლო მისაღწევით პოტენციალური ენერგია /ს ა ე/ მდლიანის პოტენციალური ენერგიის ნაჭარბი /უ ა ე/-ზე.

შექცევადი ადინამატური პროცესები, რომლებსაც თავ სდევს /ს ა ე/-ის გადასვლა /ა ე/-ში არ ცვლის ეტალონურ მდგომარეობას და, ცხადია, არ ახდენს გავლენას / უ ა ე /-ზე. ამის გამო, /მ ა ე/-ის /ა.ე/-ში გადასვლის სიჩქარე ეკვივალენტურია /ს.პ.ი/-ის ენერგიის გადასვლისა /ა ე/-ში /ს ა ე/ არის /მ ა ე/ იმ ნაწილის ზომა, რომელსაც აქვს უნარი გარდაიქმნას კინეტიკურ ენერგიაში, სწორედ აქედან წარმოიშვა ტერმინი "სასარგებლო პოტენციალური ენერგია".

მისაღწევის პოტენციალური ენერგიის განსაზღვრა მოიხსობს ეტალონური მდგომარეობის ცოდნასაც: ლიტერატურაში მითითებულია ასეთი მდგომარეობის შერჩევის მეთოდები, ამასთან, ყველა უარდნობა სხვადასხვა ფიზიკურ წინაპირობას. ეტალონური მდგომარეობა

ისაბვის იზობარული, იზოთერმული და იზოგოპოტენციალური ზედ-
აპირები ემხვევიან ერთმანეთს.

ეს მდგომარეობა კარგად აღიწერება წნევისთან დაკავშირებულ
კოორდინატთა სისტემაში, სადაც ξ კოორდინატის ნაცვლად აიღება
ე. წ. ფილიპის $\epsilon = \frac{P}{P_0}$ კოორდინატი, სადაც P არის წნევა ნებ-
ისმიერ სიმაღლეზე და P_0 წნევის მნიშვნელობა დედასიწის ზედაპირ-
ზე.

განმარტების თანახმად, ერთეულიდან განიცავდის პაერის
ფერტიკალური სვეტის პოტენციალური და შინაგანი ენერგია განი-
საზღვრება ფორმულებით:

$$PE = R \int_0^{\infty} g \xi^2 d\xi ; \quad YE = C_V \int_0^{\infty} \xi^2 T d\xi$$

მთლიანი პოტენციალური ენერგია

$$TPE = PE + YE = C_p \int_0^{\infty} \xi^2 T d\xi$$

პოტენციალური ტემპერატურის გამოყენებით კი

$$TPE = \frac{C_p}{g P_0^k} \int_0^{P_0} \Theta P^k dP , \quad /5.6.17/$$

სადაც

$$k = \frac{R}{C_p}$$

ატმოსფეროსაბვის ლორენცმა გამოიყვანა /ს 3 ე/-ს საანგარიშო
ფორმულა შემდეგი სახით: /32/

$$A = \frac{C_p}{g P_{k+1}^k} \int_{P_1}^{\infty} (P^{k+1} - P_1^{k+1}) d\Theta dS , \quad /5.6.18/$$

სადაც ρ_1 იზობარული ზედაპირია, რთივდებდაც გადავიდა ატმოსფერული მასა P მდგომარეობიდან, პიდროსტატისკური მდგომარეობის ადინამბატურად მილწევის შიმიდეგ. მიღებული ფორმულები მოიხზოვს ც კო-რდინატთა სისტემის გამოყენებას. ამიგომ შესაბამისი / ს პ ც/ ში-უძღებელია მკატომი იქნეს განსამღვრული. დამუშავებულია მხედი რი-გი მიახლოებითი ფორმულები, რთილებსაც საფუძვლად უდევს ლორენცის აპროქსიმაცია:

$$A = \frac{1}{2} C_p \delta_s (\delta_s - \tilde{\delta}) \tilde{T}^{-1} \tilde{T}'^2, \quad /5.6.19/$$

სადაც $\tilde{\delta}$ არის ტემპერატურის მშრალი ადინამბატური გრადიენტი; / ~ / ნიშნავს მთელ იზობარულ / ანდა მიახლოებით პირიზონტალურ / ზედაპირის მიმართ გასამუადებას, რი შტრიხი ნიშნავს საშუალო მნიშვნელობიდან გადახრას.

ვან-მიგიბი მიილო / ს პ ც / -ს, გამოსამველელი შიმიდევი მიახლო-ებიითი ფორმულა:

$$A = \int_A \frac{C_p \delta}{2} T''^2 dm, \quad /5.6.20/$$

სადაც ინტეგრალური აიღება ატმოსფეროს მთელი მასისამთვის. დიდი მნიშვნელობა აქვს / ს პ ც / განსამღვრას სინოპტიკური პროცესები-სამთვის, ვინაიდან დინამოსტიკური შიფრამებიდან შესაძლებელია გა-დასვლა პროგნოზურ მიდგომამდე. მაგალითად, ცნობილია, რთ ამიერ-კავკასიაში გამბატონებულია რთხი ძირითადი შიშოვრა: დასავლეთის, აღმოსავლეთის, ფრონტალური შიერების სამხრეთიდან და მაღალი წნე-ვის - ანტიციკლონი. თუ განსამღვრავთ თიშოული შიშოვრის მის-ალწევ პოტენციფილურ ენერგიის სიდიდეს, შიიძლება გადაივრას ში-ბრუნებული ამოყანა. წინასწარ განსამღვრული, მისალწევი პოტენ-

ციალური ენერჯიის მინიშვნელობით ვიწინასწარმეტყველებთ, აუ რომე-
ლი შემოჭრასა მოსალოდნელი გარკვეული ენერჯიისკული ადრასაშობით.

თიხოკული ტიპისათვის შეიძლება აირჩეს სინოპტიკური სიტუაცი-
ონა და შესაბამისი რუკებიდან აღეზუდ იქნეს ძირითადი მეტეოროლოგ-
იური ელემენტების მინიშვნელობები საბეციალურად მომზადებული ბაღის
კვანძეწერტილებში, მაგალითად, /21X15/ - ბიჯით 300 კმ. /AT500-
მბ-იან ღონეზე. /

შრომაში /33/ დამტკიცებულია, რომ გარკვეული პირობებში იწ-
ხება ე.წ. სრული ენერჯია, რომელსაც ბაროტროპიული ატმოსფეროსა-
თვის აქვს სახე:

$$E_{Lh} = \frac{u^2 + v^2}{2} - \phi_{\beta}$$

გამოთხველება მინიშვნელობა $\frac{u^2 + v^2}{2}$ ღელს და ხვად, აგრ
ეხვე / ϕ_{β} / ღელს და / ϕ_{β} / ხვად, განისაზღვრება მათ შორის სხვა-
ობა გარკვეული სიზუსტით განსაზღვრავს სასარგებლო პოტენციალურ
ენერჯიას, რომელიც გარდაიქმნება მოძრაობის ენერჯიად.

მომაველში აუვიღებელია გამოყენებულ იქნეს მრავადღონიანი
რიცხვითი პროგნოზების სქემები /ს ა ე/ გამოთვლილი მინიშვნელობის
სიზუსტის განსაზღვრისათვის, რაც უზრუნველყოფს ზემოთ მიხითებული
სინოპტიკური სიტუაციების პროგნოზის დაზუსტებას.

მ ა ვ ი

§ 1. აჭმოსყურთს დაჭუჭყთანების პრკგნოზირება და პრკბღებები

შანამიდეროვე ეკოლოგიურ პრკბღებებში ერთ-ერთი ძირითადი: ად-გილი უჭირავს აჭმოსყურთს სისუჭუშავებს და მის პრკგნოზირებას სივ-რცესა და ღრუში. ღლეისაშვის ახალი ეტაპი დანიყო აჭმოსყურთს და-ჭუჭყთანების შესწავლაში, კერძოდ, მავნე მინარევეების ნყაროს ადგი-ლებში კონტენტრაციის კრიტერიუმის ლორიულ შეუქსალებასთან ერთად ზებება გაჭუჭყთანების მოკლევადიანი პრკგნოზირება.

ახალი მიმარტულება ჰაერის დაჭუჭყთანების მებუროლოგიურ-მსპეტეჭში დაკავშირებულთა იმ პირებების პრკგნოზირებასთან, რობ-ლის ღრუსაფ ჭეიძებება მიღებულ იუნეს მინარევეების მაცქიმაღური კონტენტრაციის აჭმოსყურთს მიწისპირა ჭუნაში.

დაჭუჭყთანების პრკგნოზისა და რეგულირების საკითხი მჭიდრ-ოვ არის დაკავშირებულთი ერთბანუშთან. რეგულირების საკითხი ჯერ-ჯერობით არ არის საკმარისად დამუშავებულთი, მაგრამ აღსანიშნა-ვიზ მისი დიდი რული, ვინაშიდან უკანასკნელ წლებში მრავად ქბაღ-ში და სამრეწველო ტენტრში მავნე მინარევეების კონტენტრაციის მებ-ად დიდი და ბევრად სჭარბობს სასამღვრო დასამებებ მინიშვნელებას.

ჰაერის დაჭუჭყთანების პრკგნოზის მებოღები გამოიყენება რპე-რატული პრაცტიკაში, როგორც საბჭოთა კავშირში, ასევე მებდ რიგ სასამღვარგარეობის ქვეყნებში.

გოგიერთ ქვეყანაში ამ მიზნისაშვის უკვე იყენებენ ჰაერის დაჭუჭყთანების კონტროლის ავტომატიზებულ სისტემებს.

ჰაერის დაჭუჭყთანების საშიში მდგომარეობის ძირითად კრ-ტერიუმად გამოიყენება მავნე მინარევეების დასამებები სასამღვრო კონტენტრაციის /დასა/.

/6.1.1/ განტოლება აღწერს საშუალო კონცენტრაციის სივრცულ განაწილებას და დროის მიხედვით მის ცვლილებას. ამ დავალსაზრისით იგი შეიძლება განხილულ იქნეს, როგორც პრეგრესიული.

მაგად შეიშხვევაში ტურბულენტურ ნაკადში შერევის კოეფიციენტი წარმოადგენს მთლიან რიგის ტენზორს. /6.1.1/ განტოლება ჩაწერილია პირბრით, რად ტენზორის მთავარი ღერძები შეიშხვევა საკოორდინაციო ღერძებს, ამიტომ არადინამიკური მდგენელები ქრებიან და წულისა-გან განსხვავებულია მხოლოდ დინამიკური კომპონენტები.

$$K_{xx} = K_x ; K_{yy} = K_y ; K_{zz} = K_z$$

პრაქტიკული განწყობებისას /6.1.1/ განტოლება მარტივდება. მაგ. შე y ღერძს მივმარჯვებ ქარის საშუალო სიჩქარის თანაბრებებით, მაშინ $U=0$. ატმოსფეროში ვერტიკალური სიჩქარე, პირბრით-ალური გადაადგილების სიჩქარესთან შედარებით, მცირეა და ამიტომ $W=0$ მსუბუქი მინარეგებისათვის. მთლიან მინარეგების შეიშხვევაში W არის დაღვევის სიჩქარე /რომელიც განტოლებაში შევა მიწის ნიშნით/. ქარის შეიშხვევაში შეიძლება K_{xx} -იან, წვერის უგულბეღყოფა, და განვიხილოდ დიფუზია მარტო y ღერძის გასწვრივ. იმ დროის განმავლობაში, რომელიც მინარეგის გადატანის $\frac{x}{U}$ -დროს შესადარია დიფუზიის პრეგესი სტაციონარული ხეობა. მინარეგის კონცენტრაციის დროში ცვლილება ატმოსფეროში არის არასტაციონარული პრეგესი და ხშირად შეიძლება $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ -ის გამოკრიცვა. დავუშვებთ, რად იგი უდრის 0-ს და მივიღებთ, რად მხოლოდ კოეფიციენტები არიან დროის ცნობილი ფუნქციები. $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ -ს გათვალისწინება მნიშვნელოვანია, მხოლოდ განსაკუთრებულ შეიშხვევაში, მაგალითად, მინარეგის ექსტრემალური მნიშვნელობის განსაზღვრისას, მიწისპირა წყაროდან ძაღვი სუსტი ქარის და მცო-

რე ინტენსივობის ტურბულენტულობის დროს.

სწავლივთ ალნიშნულის გათვალისწინებით საწყის განტოლებად ლაპლასის ატმოსფერული დიფუზიის განტოლებას

$$u \frac{\partial \varphi}{\partial x} - v \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \alpha \varphi. \quad /6.1.2/$$

როდესაც გვაქვს წყარო კოორდინატებით $x = y = 0$; $z = H$, მაშინ სასამღვრო პირობად მიიღება /19/.

$$u \varphi = M \delta(y) \delta(z - H), \quad \text{როცა } x = 0, \quad /6.1.3/$$

სადაც M - წყაროდან გამოსული ნივთიერებაა ურთულევად დროში,

δ - არის დელტა ფუნქცია. პრეგნობური ამოცანების შემთხვევაში, M განიხილება როგორც t ფუნქცია. სასამღვრო პირობად მიიღება, რომ უსასრულობაში კონცენტრაცია ხდება ნულის ტოლი, როცა წერტილი უსასრულოდ შორდება წყაროს.

$$\varphi \rightarrow 0 \quad \text{როცა } |y| \rightarrow \infty$$

$$\varphi \rightarrow 0 \quad \text{როცა } |z| \rightarrow \infty$$

როცა მინარვეი წყლის ზედაპირზე მოძრაობს, იმის გამო, რომ წყლის დიდი ნაწილი შეანჯქავს მინარვეს, კონცენტრაცია უშუალოდ წყლის ზედაპირზე უდრის 0-ს.

$$\varphi = 0 \quad \text{როცა } w = 0$$

იმის გამო, რომ მინარვეები ზედაპირის ზედაპირზე, როგორც წესი არ ძრებიან და ტურბულენტული შერევის გამო კვლავ ატმოსფეროში ხვედებიან, ამიტომ საკმაოდ სიღრმეში მიიღება, რომ

მინარევის ტურბულენტური ნაკადი მცირეა, ე. ი.

$$K_{\frac{1}{2}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} = 0, \quad \text{როცა } x = 0.$$

სხვა სასამღვრო პირობები უნდა დაზუსტდეს კონკრეტული ამოცანის განხილვისას.

ატმოსფეროს დიფუზიის განტოლების განხილვიდან გამომდინარეობს, რომ წყაროს ფიქსირებისას მინარევის შენარჩუნება ატმოსფეროში, დედამინის ზედაპირზე და მისი კონცენტრაციის ცვლილება განსამღვრება ქარის სიჩქარითა და ტურბულენტური შერევით. დაჭრუჭიანების პროგნოზირებისას თირითად ინტერესს წარმოადგენს მინარევის მოსალოდნელი კონცენტრაციის განსამღვრა. დედამინის ზედაპირის მახლობლობაში, ატმოსფეროს ცხოვრებისუნარიან ფენაში. აქედან გამომდინარე, გასაკუთრებით შესასწავლია მიწისპირა ფენა $h=50 - 100$ მ სიღრმე. ამ ფენის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელია ის, რომ მასში ინახება სიმბოლო ნაკადი და მოძრაობის რაოდენობა სიმალდის მიხედვით. ამავდ დროს, მინიშნულვანად იცვლება ქარის სიჩქარე, ტემპერატურა - ტურბულენტურობა და ატმოსფეროს მდგრადობა.

მიწისპირა ფენის გარდა გამოიყოფა აგრეთვე ატმოსფეროს სასამღვრო ფენა-სიღრმე $H_0 = 1$ კმ, რომლის ფარგლებში მკვეთრად გამოვლინდება გამოშხიხივებელი ზედაპირის გავლენა მეტეოროლოგიურ სიდიდეებზე. ერთ-ერთი განმარტება ამ ფენისა ემყარება იმას, რომ H_0 -სიმაღლეზე ქარის სიჩქარე უტოლდება გეოსტროფიულ მნიშვნელობას, რომელიც ატმოსფერული წნევის პოროგრაფიული გრადიენტით არის განპირობებული. მეტად მნიშვნელოვანია შერევის კოეფიციენტი $K_{\frac{1}{2}}$ და ქარის სიჩქარის U განსამღვრა, როგორც h , ასევე H_0 ფენაში.

შექმნილია მრავალი მოდელი, ამ მოდელების ერთ-ერთი

მთავარი შედეგი ის არის რომ $\alpha = h$ ღონეზე K_2 იზრდება სიმაღლის პროპორციულად ($K_2 = K_1 \frac{\alpha}{\alpha_1}$), რამდენადაც ამ ფენაში ხახუნის დაძაბულობა $\sigma = \rho K_2 \frac{\gamma \alpha}{\rho \alpha}$ და სიძბოს ნაკადიც $\rho - \rho C_p K_2 \frac{\gamma T}{\rho \alpha}$ რჩება იან მუდმივი, ამიტომ $K_2 = K_1 \frac{\alpha}{\alpha_1}$ დამოკიდებულებიდან განომი-
ნარეობს, რომ U და T არიან α -ის ღგარითმული ფუნქციები.

ფენაში კონიოლისის ძალის გავლენით და ხახუნის დაძაბულობის სიმაღლის მიხედვით, ცვიილებიას, უარის სიჩუარის პროფილი განსხვავდება ღგარითმული ხახუნითიდან. ლუბიგა, საკუარისი სიძუსტი მუიძლება /განსაკუთრებით დილის საათებში/, რომ ეს კანონი ძალაში რჩება სასამღვრო ფენაშიც. ყოველივე ეს დამოკიდებულია ატმოსფეროს მდგრადობის პირობებზე. უშუალოდ დედამიწის გედაპირთან შეიძლება მივილოთ როგორც სასამღვრო მნიშვნელობა $K=1$ კაერის მოღუკული დიფუზიის კოეფიციენტის ტოლად.

ამრიგად, მინარევის კონცენტრაციის გამოსაძვლეად შეიძლება მივილოთ: /20/

$$U = U_1 \frac{e_n \frac{\alpha}{\alpha_1}}{e_n \frac{\alpha_1}{\alpha_1}}$$

$$K_{\alpha} = 1 + K_1 \frac{\alpha}{\alpha_1} \quad \text{როცა } \alpha \leq h, \quad /6.1.4/$$

$$K_{\alpha} = 1 + K_1 \frac{h}{\alpha_1} \quad \text{როცა } \alpha > h$$

სადაც α_1 არის დედამიწის გედაპირის "მოსილობის" სიმაღლე. ეს დამოკიდებულებანი საზარდილიანია ე.წ. ნორმალური მეტეოროლოგიური პირობებისათვის, რომლებიც ხშირია ბუნებაში. K_{α} და h -ის განსამღვრისათვის ანომალური პირობებში მიღებულია K_{α} -ის მნიშვნელობის პოვნა მსგავსების მოსამჩრებიდან და იმ დამუბებიდან, რომ $\alpha > h$ სიმაღლისათვის არსებობს ტურბულენტობის გარე მასშტაბი, ე.ი. მიწისპირა ფენისათვის გვაქვს:

$$K_1 = \frac{\alpha \cdot U_1}{\ln \frac{z_1}{z_0}} L' \gamma \left(\frac{z_1}{L'} \right). \quad /6.1.5/$$

აქ

$$L' = \frac{0,1 T_3 U}{g \delta T} \frac{\ln \frac{z_3}{z_2}}{\ln \frac{z_1}{z_0}} \quad /6.1.6/$$

აირის ობჟუკოვ-მონინის მასშტაბი

$$\gamma_0(x) = \begin{cases} x(1 + 0,54/x^{0,8}) & \text{როცა } x < 0 \\ \frac{x}{1 + 0,9x} & \text{როცა } 0 < x < 1 \\ 0,53 & \text{როცა } x \geq 1 \end{cases}$$

δT არის ტემპერატურის სხვაობა z_3 და z_2 სიმაღლეზე, α - კონსტანტის მუდმივა, T_3 - ჰაერის ტემპერატურა. β - ისაფის გვერდობა:

$$\beta = 0,05 \frac{K_1}{z, \omega_z},$$

სადაც ω_z არის დედამინის ბრუნვის კუბური სიჩქარის ვერტიკალური მდგენელი. ჩვეულებრივ, როცა $z_1 = 1$ მ კონვექციური პირობებში $U = 0,1 - 0,2$ მ/წმ და $\beta = 50 - 100$ მ, ხოლო ინვერსიული ტემპერატურისაფვის K_1 და β მინიმუმეღვრამე მცირე სიღრმეებია. არსებობს K_2 -ის განსაზღვრის სხვა მეთოდებიც, რომლებიც ეყრდნობა ობჟუკოვ-მონინის მეთოდის /19/. მათ განხილვას. აქ არ შევხებები. შერევის კოეფიციენტის განსაზღვრისაფვის აუცილებელია ტემპერატურის განაწილების ცოდნა ორ ღრმეზე მაინც, მაწისპირა ფენაში. ასევე დაკვირვებები წარმოებს მხო-

ლოდ 70 სადგურზე საბჭოთა კავშირში, ამიტომ, ჩვეულებრივ, მეტეო-
როლოგიური სადგურებისთვის შემოაქვთ მდგრადობის სხვადასხვა კლას-
სიფიკაცია, რომელიც კონკრეტულ პირობებში გამოიყენება.

ბ/ პროგნოზური განტოლების ინტეგრება

ჩაკო ვიცით K_z და U -ს შორის დამოკიდებულება $K_z = K_0 U$,
შეიძლება საწყისი განტოლების /6.1.2/ ინტეგრება. /6.1.2/-ის
ამოხსნა წერტილოვანში წყაროს მთლიან საშუალებით $q'(x, z)$ მო-
იძება დამოკიდებულებით /20/

$$q(x, y, z) = \frac{q'(x, z)}{\sqrt{2\pi K_0 x}} e^{-\frac{y^2}{4K_0 x}} \quad /6.1.7/$$

სადაც q' აკმაყოფილებს განტოლებას

$$U \frac{\partial q'}{\partial x} - W \frac{\partial q'}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial q'}{\partial z}) - \alpha q' \quad /6.1.8/$$

და საწყის პირობას: $U q' = M \delta(z-H)$, როცა $x = 0$.

როცა K_z და U -ს შორის დამოკიდებულება მოიგება z -ის
ხარისხობრივი ფუნქციით, ამოხსნა ანალიტიკურია.

ა/ მსუბუქი მიწარევის შემთხვევა: მსუბუქი მიწარევისას
 $\omega = \alpha = 0$, როცა

$$U = U_1 z^n \quad K_z = K_1 z \quad /6.1.9/$$

მიწისპირა კონვერტაცია $z = 0$ მოიგება /20/-ის მიხედვით შემ-
დეგი სახით

$$q = \frac{M}{2(1+n)K_1 \sqrt{2\pi K_1 x}} e^{-\frac{U_1 M^{1+n}}{(1+n)^2 K_1 x} - \frac{y^2}{4K_0 x}} \quad /6.1.10/$$

\mathcal{X} - ღერძის გასწვრივ კონცენტრაციის განაწილების მახასიათებელი მვისებაა მისი მაქსიმუმის არსებობა წყაროდან \mathcal{X}_m მანძილზე. q_m და \mathcal{X}_m განისაზღვრებიან პირობით: $\frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial \mathcal{X}}{\partial y} = 0$.

$$q_m = \frac{0,116 (H^{n+2}) M}{u_1 H^{1+n} \sqrt{1+n}} \sqrt{\frac{K_1}{K_0 u_1}} \quad /6.1.11/$$

$$\mathcal{X}_m = \frac{q}{3} \frac{u_1 H^{1+n}}{K_1 (1+n)^2} \quad /6.1.12/$$

შევნიშნოთ, რომ q_m დამოკიდებულია $M, H, K, u_1, K_0/$ ხოლო \mathcal{X}_m, u_1, t და $H/$ როდესაც წყარო უსასრულო წრფივი სახისაა, ან-აღოგური გზით q_m და $\mathcal{X}_m /6.7.7/-$ ის გაშვებისწინებით მივიღებთ:

$$q_m^1 = \frac{(1+n) M}{2 u_1 H^{1+n}} \quad /6.1.12/$$

$$\mathcal{X}_m^1 = \frac{u_1 H^{1+n}}{K_1 (1+n)^2} \quad /6.1.13/$$

/6.1.13/ და /6.1.12/ შედარებით, კერძოდ, შეიძლება მივიჩნიოთ, რომ \mathcal{X}_m მნიშვნელობა წერტილოვანი წყაროსათვის შეადგენს წრფივი წყაროს მნიშვნელობის $2/3$ -ს.

კონცენტრაციის მანძილის მიხედვით ფიქციურ ბასისათვის არსებითად არის დამოკიდებული \mathcal{Z} ღონეზე. \mathcal{Z} - ის გამრდიხ q მაქსიმუმი წაინაგვლებს წყაროსაკენ. $\mathcal{Z} = H$ ნარევის გამოტყორცნის ღონეზე კონცენტრაცია \mathcal{X} -ის გამრდიხ მონოტონურად ეცემა. უფრო მაღალ ღონეზე კვლავ დაიკვირვება მაქსიმუმი \mathcal{X} -ის რაღაც მნიშვნელობისათვის.

ამრიგად, თუ ცნობილი იქნება ქარის სიჩქარის მოსალოდნელი მნიშვნელობა, ატმოსფეროს მდგრადობის მაჩვენებელი და გამოჩნობოლქვის სიმძლავრე, შეიძლება მიეცეს ნარევის კონცენტრაციის პროგნოზი.

ზოგად შემთხვევაში საწყისი განტოლების რიცხვითი

ინტეგრება ხდება და პარამეტრები შერჩევით განისაზღვრება.

ბ/ მძიმე მინარევის შემთხვევა: მძიმე მინარევის განაწილების განსაკუთრებულია მნიშვნელოვნად დამოკიდებულია მათი დადებითი საკუთარ სიჩქარეზე, რომელიც თავის მხრივ დამოკიდებულია აეროზოლის ზომებსა და სიბკვერივეზე. სტერული ფორმის ნაწილაკის ვარდნის სიჩქარე განისაზღვრება სტაქსის ფორმულით:

$$W = 1,3 \cdot 10^{-2} \rho z^2 \quad /6.1.14/$$

სადაც ρ სიმკვრივეა, ხოლო z - რადიუსი.

აქ ρ იზომება გ/სმ³-ში z კმ-ში. ატმოსფეროში გვხვდება აეროზოლები ზომების დიდ სპექტრში: მიკრონის მეთაასედიდან ასევე მიკრონამდე. მძიმე მინარევის კონცენტრაციის პროგნოზი მინისპირა ფენაში შედარებით არამალარი წყაროდან მიახლოებაში შეიძლება განხორციელდეს როგორც მსუბუქი მინარევის ამოცანის ანალიზური ამოხსნის საფუძველზე, როცა ქარის სიჩქარე სიმაღლის მიხედვით ხარისხობრივი კანონით იცვლება და შერევის კოეფიციენტი

$$q = \frac{M H^{\omega(1+n)} e^{-\frac{U_1 H^{1+n}}{(1+n)^2 K_1 z} - \frac{y^2}{4K_0 z}}}{2(1+n)^{1+2\omega} \Gamma(1+\omega) (K_1 z)^{1+\omega} \sqrt{5K_1 z}} \quad /6.1.15/$$

სადაც $\omega = \frac{\omega}{K_1(1+n)}$, მაქსიმალური მნიშვნელობა კი,

$$q_m = \frac{0,063 (1+n)^2 M}{U_1 H^{1,5(1+n)}} \sqrt{\frac{K_1}{U_1 K_0} \frac{(1,5+\omega)^{1,5+\omega}}{\Gamma(1+\omega) e^{\omega}}}$$

$$x_m = \frac{U_1 H^{1+n}}{(1+n)^2 (1,5+\omega) K_1} \quad /6.1.16/$$

როგორც მძიმე, ასევე მსუბუქი მინარვევისსაფვის \mathcal{X}_m არ არის დამოკიდებული K_0 -ზე, H -ის ზრდით \mathcal{Y}_m -ის მნიშვნელობა მცირდება, ხოლო \mathcal{X}_m -ის იზრდება. \mathcal{Y} სიღრმის ω -ზე დამოკიდებულებით ცვლილებიას აღმოჩნდა მახასიათებელი ფვისება მძიმე მინარვევის, რომ იგი, ნაწილობრივ, წყაროსთან ახლოს დაიდებება. მცირე მანძილებზე ω -ს გაზრდით \mathcal{Y} -ს კონცენტრაცია იზრდება, დიდი \mathcal{X} -ებისაფვის მცირდება და მით სწრაფად, რაც იზრდება \mathcal{X} . ω -ს ურთი რა იმავე მნიშვნელობისას მინარვევის რაღევეს ხაზისხი დამოკიდებულება ტურბულენტობის ინტენსივობაზე. ძლიერი ტურბულენტობის შემთხვევაში ω -ს გაცვლენ გამოიმუყავნდება საკმარისად დიდი \mathcal{X} -ისაფვის. თანახმად /20/-ისა, მძიმე და მსუბუქი მინარვევის მინისპირა კონცენტრაციის \mathcal{Y}_m და \mathcal{Y}_H მნიშვნელობის სიმაღლის წყაროდან \mathcal{X} დაშორებასა და მათ მათსიმაღურ მნიშვნელობებს შორის არსებობს თანაფარდობა:

$$\mathcal{Y}_m = \mathcal{Y} \mathcal{K} \left(\frac{\omega}{K_1}, \frac{K_1 \mathcal{X}}{\omega_1}, H \right); \quad \mathcal{Y}_{\omega m} = \mathcal{Y}_m \mathcal{K}_m \left(\frac{\omega}{K_1}, H \right) / 6.1.17/$$

\mathcal{K} და \mathcal{K}_m მნიშვნელობები ზოგად შემთხვევაში განისაზღვრება .
/6.1.2/ განტოლების შესაბამისი რიგბითი ამოხსნებით. მსუბუქი და მძიმე მინარვევის კონცენტრაციებს შორის განსხვავება ძირითადად განპირობებულია $\frac{\omega}{K_1}$ მნიშვნელობით.

გამოფვილი და გამოძილი კონცენტრაციის შედარებისას მნიშვნელოვანია იმ დროის ხანგრძლივობა, რომელსაც მიეკუთვნება დიფუზიის განტოლების ამოხსნით განსაზღვრული კონცენტრაცია და ნიშნის ალების დრო ექსპერიმენტული განსაზღვრის შემთხვევაში. ეს მნიშვნელოვანია იმიტომ, რომ დაჭყვყიანების მოქმედების შედეგად გარემოზე განსაზღვრება არა მარტო კონცენტრაციით, არამედ გემოქმედების ხანგრძლივობითაც. მინარვევის ფვისებებით და მათი

ჭეშმუჭედების ხანგრძლივობით ისაზღვრება შესაბამისი დასაშვები სასაზღვრო კონცენტრაცია. ჭეშმუჭედების დრო შესწავლილ უნდა იქნეს საწყისი განტოლების ამოხსნით, სათანადო კოეფიციენტების საშუალო მინიშნულობის გათვალისწინებით. ეს დაკავშირებულია მინიშნულევან სიძნელესთან, აქ გამოიყენება სხვადასხვა განაწილების კანონები.

ატმოსფეროში მინარევების განაწილების აღწერისათვის ტურბულენტული დიფუზიის განტოლების ამოხსნასთან ერთად, უარყოფითი კონცენტრაციის გაუსის განაწილება, მიღებული სტატისტიკური საფუძველი. მინარევის კონცენტრაცია / x, y, z / ნერტივში, კოორდინატთა სათავეში მოთავსებული ნერტივლვანი წყაროს პრპორციულია

$$P_y = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}}$$

სადაც σ_y^2 - მინარევის განაწილების დისპერსიაა y -ღერძის მიმართულებით.

ამერიკელი მეცნიერების მიერ დამტკიცებულ იქნა, რომ ატმოსფეროს მიტრანპორტისასთან დაშოკილებად მინარევის პირიზონტალური დისპერსია იზრდება თიქმის წყაროდან დაშორების პრპორციულად. აღნიშნულია აგრეთვე, რომ ატმოსფეროს მდგრადი მდგომარეობის შემთხვევაში წყაროდან განსაზღვრულ მანძილზე თიქმის ქრება მინარევის ფაქტორის ვერტიკალური ზრდა.

გასაშუალების შედეგად, ზრბულიენჯური რიფუზიის განტოლების ამოხსნის საფუძველზე მიიღება მძიმი; მინარევისსათვის ფრმულა, როცა $w \neq 0$. ამ შემთხვევაში შეიძლება მძიმი და მსუბუქი მინარევებისთვის მიხდეს საანგარიშო ფორმულების დაკავშირება

$$\bar{v}_{wm} = \bar{v}_m F' ; \quad \bar{x}_{wm} = \bar{x}_m \partial e' ; \quad /6.1.18/$$

სადაც \bar{X}_{ω_m} და \bar{X}_m არის მანძილი, რომელზედაც კონვენტრაცია
 ღებულობს \bar{X}_{ω_m} და \bar{X}_m მნიშვნელობებს შესაბამისად, $F' > 1$ და $z' < 1$.
 ამრიგად, კონვენტრაციის გამოსახველად აუცილებელია φ_0 -ის
 ცოდნა, როცა ქარის მიმართულების დისპერსია T' დროში, გასაშ-
 უალოებულია T' დროის ინტერვალში და წარმოადგენს ტურბულენტური
 ველის სტრუქტურულ მახასიათებელს ეილერული გაგებით. T' დაკ-
 ავირებულია t_0 დროსთან /რომლის განმავლობაში ხდება ნიშნის
 აღება/ და $\frac{x}{u}$ დროსთან, რომელშიც ხდება გადატანა მანძილზე.
 ანალიზი აჩვენებს, რომ მიახლოებით შეიძლება დაიწეროს:

$$T' = t_0 + \frac{x}{u} \quad /6.1.19/$$

დროში გასაშუალებული ქარის მიმართულებით მნიშვნელობიდან
 კუთხით გადახრის $\omega(\varphi)$ აღბათობა მოიცილება გაუსის განაწილე-
 ბით.

$$\omega(\varphi) = \frac{1}{\varphi_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\varphi^2}{2\varphi_0^2}}$$

სადაც φ_0 არის დისპერსია დროში. ლოკრის მიხედვით ქარის
 მიმართულების განსამდგინისათვის გამოიყურება დროის ორი ინტერ-
 ვალი: გარეგანი T' და შინაგანი T' . შინაგანი დროის ხან-
 გრძლივობად მიიღება 2,5 წუთი, გარეგანის - 21 წუთი და მეტი.
 დისპერსია კი განისაზღვრება ფორმულით:

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\varphi_i - \bar{\varphi})^2 n_i}{N}}$$

სადაც φ_i და $\bar{\varphi}$ არის ქარის მიმართულების საშუალო მნიშვნე-
 ლობები შინაგანი და გარეგანი დროის ინტერვალისათვის,

n_2 - ქარის განსამღვრელი მიმართულების განმეორადობა, \mathcal{N} - შემ-
ახვევების საერთო რიცხვი.

აქვე უნდა აღვნიშნოთ, ის გარემოება, რომ საკვამლე ან საც-
ვნიტიდან მიღებიდან ატმოსფეროში მოხვედრილ სხვადასხვა ზომის
ბინარევეებს გააჩნიათ აღმასვლის საწყისი სიჩქარე და ხშირად გა-
რემომდგომი გარემოს ტემპერატურაზე მეტი ტემპერატურა აქვს. არს-
ებობს ამ პირობების სქემატიზაციის მრავალი მიდგომა. ძირითადია
ის, რომ ხშირად შეიძლება მტვრის ფაქტის მნიშვნელოვანი ზემო-
ქვედა უზუსტოდ მიღის გასწვრივ. სუსტი ქარის შემთხვევაში ეს
ქარგად ჩანს, ბოლი მიღის ვერტიკალურად ზემოთ და რაღაც დონეზე
ხდება მისი ჰორიზონტალური მიმართულებით განაწილება, ამიტომ
საჭიროა საწყისი აღმასვლის ΔH ცოდნა და რეალური წყაროს ნაგ-
ვლად განვიხილოთ პირობითი წყარო, რაღაც H_2 სიმაღლეზე ($H_2 =$
 $= H + \Delta H$), ჩვეულებრივ, უნდა იქნება ატმოსფერო სიმაღლეს, ე. ი. ამო-
ცანა დაიყვანება ΔH -ის განსამღვრაზე ქარის სიჩქარესთან
და სხვა ფაქტორებთან კავშირში. ერთ-ერთ მარტივ ფორმულას
აქვს სახე:

$$\Delta H = \frac{e R_0 W_0}{u},$$

სადაც R_0 მიღის რადიუსია, $a = 3,0 - 3,58$ მუდმივია, W_0 - მი-
წამჭვების ნალექის საწყისი სიჩქარე. უნდა აღვნიშნოს, რომ
დღესაც პრინციპული სირთულეა ΔH -ის არჩევა. აქ მხედველობა-
ში არის მისაღები, რომ გამოწადების წყაროს გარშემო იქმნე-
ბა ვერტიკალური სიჩქარის ველი, რომელიც სუსტდება წყაროდან
დაშორებთ და რომელსაც შეუძლია ბინარევეს ზემოთ გადაადგილ-
ება. სიჩქარის ეს ველი შეიძლება შედარებით ჭუსტად განისაზ-
ღვროს მოძრაობის და სიხტის მოდენის განტოლებათა რიცხვითი

ინტეგრების საფუძვლიდან, რაც ყოველთვის არ არის შესაძლებელი, მიხედვით, თუ ქარის სიჩქარის ვერტიკალური განაწილება გვაქვს.

გოგონი შეიძლება შეიქმნას აქვეყნიერი ტენიანობის ტენიანობის ინტეგრის ან ქარის სიჩქარე არის შიგნის ანგარიშ /სინუსარე/. ჯონიულიდან ჩანს, რომ $U = 0$, კონტინენტის ფიქტიური წყაროს სიბაზლი უსასრულო იმდენია. ეს ქონის პრინციპულ სიძველეს დასაშვები გამოწვევის შეფასებაში, ასევე გასაშვადისწინებელია ნისლი და ბურუსი, რელიეფი, ატმოსფეროს ტენიანობის ტენიანობის განაწილება და სხვა.

§ 2. ა/ რელიეფის გავლენა

ცხვენობა გვიჩვენებს, რომ უბნის შეიქმნება სიბურვილიერობისადადგობის, მიტალურგის და სხვა საწარმოთა დენებში აღებებს ამხედვინ დაბლობ ადგილი მიწინარეებსა და წყალსაცავებთან ახლოს. ამასთან, საცხვენობის მისივე განლაგებულის ამხედვინ ადგილი. ადგილიერობის უსაზღვრობა იწვევს მოძრაობის ხასიათის და ტურბულენტობის ცვლილებას, რაც თავისთავად იწვევს წყაროდან კონტინენტის განაწილების დარღვევას.

მიერე სიბაზლის რელიეფის შეიქმნებაში მიწინარეების ტურბულენტური დინამია ავლავ შეისწავლება /6.1.2/ განტოლებით, მხოლოდ ჩანერილი მრუდენიერი არისაფის. კოეფიციენტები ამ შეიქმნებაში არიან კოორდინატთა რთული ფუნქციები, მაგრამ დასვენება იმისა, რომ ღერძის გასწვრივ ასაგები ზედაპირი ერთვება-რთვანია, ამარტივებს ამოცანას. ეს გვაძლავს საშუალებას U და K_y -ს შორის გამოვიყენოთ დამოკიდებულება

$$K_y = K U$$

ქონვეთიაციის განსაზღვრისათვის ვისარგებლოთ ნერტილოვანი წყაროს განტოლებით /21/:

ვერტიკალური კოორდინატი წარმოადგება შეფენილი სახით

$$z' = z - h(x)$$

სადაც $z = h(x)$ აღწერს საგები ზედაპირის საზღვარს. უწყვეტობის განტოლება აიღეთა შემდეგი სახით

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

დაშვებით, რომ $u = u[z - h(x)]$; $K_z = K_2 [z - h(x)]$

მიიღება:

$$w = u \frac{dh(x)}{dx}$$

მახინ /6.1.8/ განტოლება პირობით $\alpha = 0$ მიიღებს სახეს:

$$u \frac{\partial z'}{\partial x} + (w - u \frac{dh(x)}{dx}) \frac{\partial z'}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z'} K_2 \frac{\partial z'}{\partial z'}$$

ეს ნიშნავს, რომ მცირე რეღიუფი ვერ ახდენს არსებით გავლენას მინარევის გავრცელებაზე. აქედან გამომდინარეობს პრაქტიკული დასკვნა, რომ რეღიუფის გავლენა თავს იჩენს მაშინ, როცა K_2 რამოკიდებულია არა მარტო $(z - h(x))$ -ზე, არამედ z კოორდინატებზე

დღეისათვის შესრულებულია მრავალი მნიშვნელოვანი შრომა ოროგრაფიის გავლენისა ჰაერის ნაკადზე /20, 21/. ეს გამოკვლევები ძირითადად ეხებიან ჭარბობასშტაბურ პროცესებს და განსახილველ ამოცანაში უშუალოდ შეუძლებელია გამოყენება.

ამრიგად, ძირითადი ამოცანის ამოხსნა უნდა განხორციელდეს მასში შემავალი კოეფიციენტების მნიშვნელობების ერთდროულად განსაზღვრით. მიღებულია მრავალი მთხრობითი შეფასება მინარევის გავრცელებაზე რეღიუფის გავლენისა. ჩვენ განვიხილ-

ავთ შედარებით დედალურად სტატისტიკურად ბრტყულ ამოცანას ქ. მბინ-
ლისს გარეობით ნარევის გავრცელებას მავალითგე.

სამეცნიერო-ტექნიკურმა პრგრესმა და ენერჯის მოხმარების
მაღალმა ტემპებმა განვითარებული მრეწველობის მიქონე ქვეყნებში,
აქტიუალური განხდა გარეობა დაფვის, კერძოდ, ატმოსფეროს მავნე
მიწარევებისა და გამონამოლქვებისაგან გაჭუჭყთანების პრბღღმა.

მიუხედავად იმისა, რამ დედამიწის მრავალ ადგილას საპაერო
აუში გაჭუჭყთანებულია მავნე გამონამოლქვებით, საბჭოთა მეცნი-
ერები მანრე არ შეღიან, თიქოს მსოფლიოს გლობალური ეკოლოგიუ-
რი კრიზისი დაუგა. ამასთან, ითვალისწინებენ რა ადამიანის ბუ-
ნებრივ მხარე ზემოქმედებას, გვაფრთხილებენ, რამ ბიოსფეროს მდ-
გომარეობის შემდგომი გაუარესება სავსებით დაუშვებელია.

საბჭოთა კავშირში ბუნებრივ სიმდიდრეთა დაფვისა და რადი-
ონალური გამოყენების საკითხს განსაკუთრებული ყურადღება მიექცა
ამ რრი ათეული წლის წინათ, მას შემდეგ, რაც მოკავშირე რესპუბ-
ლიკებმა შეიმუშავეს კანონი ბუნების დაფვის შესახებ. გარეობა
დაფვის აუცილებლობა მავისი ასახვა ალვა ჩვენი ქვეყნის ძირ-
თან კანონშიც.

გნობილი საბჭოთა მეცნიერი ბერლიანდი იმ საკითხთან ფარო
წრის განხილვისას, რბღებრივ ზემოთ აღნიშნული პრბღღების თანამ-
ეღროვე მდგომარეობას ახასიათებს, აღნიშნავს, რამ საპაერო აუ-
ბის მავნე ნივთიერებებით /მიმარეულით/ გაჭუჭყთანების ხარ-
სხი დამოკიდებულია არა მხოლოდ ტექნოლოგიურ და კონსტრუქციულ .
პარამეტრებზე /მავალითად: წყაროს სიმალდე და სიმძლავრე, გამონ-
ნამოლქვის ტემპერატურა და სხვა/, არამედ ისევე ფაქტორებზეც,
როგორცაა ქარის სიქარე, ატმოსფეროს სტრატოფეროსა, ადგილი-
ებმარეობის კორგრაფია და სხვა, ამიტომ ბოლო ხანებში დიდი
მნიშვნელობა ენიჭება გარეობა გაჭუჭყთანების მეტეოროლოგიური

ასპექტების შესწავლა.

გნობილია, რომ გამოწამობა და სხვა დანაშაულები მასა გამოთქყორცნება ატმოსფეროს ქვედა ფენებში, შევიდეს ლკაღური ცირკულაციის გავლენით, რომელიც აღძრულია ფარდობითი სტაბილური მოძრაობის ფრენი მიდამოების ფორმული და რეგრესიული არაერთგვაროვნების ხარჯზე, გამოწამობა ტრანსფორმირდება ატმოსფეროს მეზოძვეტოლოლოგიურ სასამღვრო ფენაში /ასე ვუწოდებ ატმოსფეროს სასამღვრო ფენას, რომლის პერიოდული მასშტაბი ხასიათდება 10-100 კმ რიგით და რომელიც ნაწილობრივად უკლებლად და რეგრესიულიად არაერთგვაროვანი მდამოკრის გაცვივრივ პარის მასის მოძრაობისას.

ჩვენს მიზანს წარმოადგენს ატმოსფეროს სასამღვრო ფენის და განსაკუთრებით მისი დაბალი ფენების, კერძოდ, მიწისპირა ფენის გაჭვივების შესწავლა, რადგან ძირითადად ამ ფენაში მიმდინარეობს ადამიანის მოღვაწეობა.

ავტომანქანების მიერ ქაღალის დაჭვივების პრეგნოზირებისას მხედველობაში მისაღება იმ გარემოება, რომ მათი რაოდენობა დღის საათებში მკვეთრად იზრდება. დღის განმავლობაში უნდა დაგრძვდეს მატრიცული კონცენტრაცია, მიუხედავად იმისა, რომ ატმოსფეროს ინვერსიული სტრატოფიკაცია კონცენტრაციის დაგრძვებას ხელს უწყობს ლამით. მანქანების გამოწამობის კონცენტრაცია ქარის მხარეს და სანინააღმდეგ მიმართულებით განისაზღვრება შესაბამისი ფორმული:

$$q = \frac{0,07 \cdot \lambda}{(0,5 + u_0)(2 + \sqrt{x^2 + z^2}}$$

$$q = \frac{0,07 \cdot \lambda}{z(0,5 + u_0)}$$

სადა λ - მანქანების რიცხვი სმ-ში, u_0 - ქარის სიჩქარე მანქანის საბურავის სიმაღლეზე, z - ქარის სიმაღლე /მეტრებში/, x და z - დაცირვების წერტილის კოორდინატები /მეტრებში/.

6. თბილისი სელეგარეობის მტკვრის გასწვრივ და მასში ატმოსფერო-
 კოსმოსური სხივების წყაროები გაფანტულია მთელ ტერიტორიაზე. ამის
 შედეგად იქმნება გარკვეული ზოგადი ზონი: პირის აუზის გასწვრივ-
 ანუ მთელ ქალაქში და ნარევიების საშუალო კონცენტრაციები
 $/\text{მტკვრი, } SO_2, CO, NO_2$ ქალაქის სხვადასხვა ნივთიერებებში, პრაქ-
 ტიკულად არ განსხვავდება იგივე ანუ ნარევიებისაგან. მასგან მტკვრით-
 კონცენტრაციები განსხვავდება /ქარის სიჩქარე, ჰორიზონტალური მდგრადობა,
 ზოგადი სინოპტიკური მდგრადობა და სხვა/ მიწის მახლობლად ნა-
 რევიების კონცენტრაცია და აგრეთვე მისი განაწილება სიმაღლის მი-
 ხედვით და პირიზონტალურად შეიძლება შეიცვალოს ზარბაზნის
 ში.

რგორც ვხედავთ, ატმოსფეროში მდგრადი ნარევი გადაიტა-
 ნება პირის ნაკადების საშუალო სიჩქარით \vec{C} პირიზონტალურად
 და W სიჩქარით ვერტიკალურად და არცაა მტკვრით კონცენტრაციის ცვლ-
 ის განსხვავდება. განვივი მიმართულებების ნაკადისაკენ გადატანის გან-
 ტობას ტურბულენტურ ატმოსფეროში ზოგად მდგრადობაში აქვს სა-
 ხე:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = - \left(U \frac{\partial q}{\partial x} + V \frac{\partial q}{\partial y} \right) - (W - \bar{V}_g) \frac{\partial q}{\partial z} + \\
 + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial q}{\partial z} + K_g \left(\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} \right) - \frac{q}{\tau},$$

სადა q ნარევის მოცულობითი კონცენტრაციაა /გამსწვრივანებუ-
 ლი ნივთიერებების/, U და V ქარის სიჩქარის \vec{C} ვექტორის გე-
 გომეტრია პირიზონტალურად X და Y ღერძების გასწვრივ, W -ვერტი-
 კალური სიჩქარე, \bar{V}_g -სიჩქარე ნაწილაკების დატვირთვა სიმძო-
 მის ძალის განსხვავებით /მხლოდ მყარი და მხვადი ნარევიებისათვის
 ნულისაგან განსხვავება/, K -ტურბულენტობის კოეფიციენტი ვერტი-
 კალური მიმართულებით, K_g ტურბულენტობის პირიზონტალური კო-

ჟიგინტი, \mathcal{E} -ნარევის რელაქსაციის დრო. /მარჯვენა მხარის უკანასკნელი წევრი აღწერს ნარევის გარეცხვას ნაღველებით/.

მივმართოთ \mathcal{C} ღერძი უპირატესი ქარის მიმართულებით /აბილი-სში მტკვრის გასწვრივ ჩრდილოეთ იასაღრეთიდან სამხრეთ აღმოსავლეთისაკენ/ და არ განვიხილოთ ჰორიზონტალური ცვლა. /შევნიშნოთ რთი მისი გავლენა უძებესად არსებობისა ნარევის გავრცელების \mathcal{C} -ღერძის გასწვრივ/ და ნარევის გარეცხვა ნაღველებით. ავწეროთ ჩვენნი ძირითადი ამოცანისათვის გადატანის დიფუზიის განტოლება ტურბულენტურ ატმოსფეროში შემდეგი სახით:

$$u \frac{\partial \mathcal{C}}{\partial x} + (w - \bar{v}_g) \frac{\partial \mathcal{C}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial \mathcal{C}}{\partial z} \quad /6.2.1/$$

/6.2.1/ განტოლებაში შემავალი ქარის სიჩქარის მდებარეობები და ტურბულენტურობის კოეფიციენტი K ატმოსფეროს საზღვრულ ფენებში არსებითად დამოკიდებულია სიმაღლისაგან, ე. ი.

$$u = u(z) \quad K = K(z).$$

ამ ფუნქციის სახის დადგენისათვის გამოყენებულ იქნა მოდული, რომელიც დაწვრილებით განხილულია /20/ ნაშრომში. დედამიწასთან ან ღო ფენებში /რამდენიმე ათეული მეტრი სისქით /ქარის სიჩქარის გავრცელება სიმაღლის მიხედვით აღიწერება ლგარითმიული ორ-მული:

$$C(z) = \frac{u_*}{\alpha} \ln \frac{z + z_0}{z_0};$$
$$u(z) = C(z) \cos \alpha_0, \quad /6.2.2/$$

სადაც U_x დინამიური სიჩქარეა, Z_0 - ხორკლიანობის პარამეტრი, α , კუთხეა დედათიწის ზედაპირზე ქარის გადახრასა და გეოსტროფიულ ქარს შორის, $z=0, 38$ კორმანის მუდმივია. ტურბულენტურობის კოეფიციენტი შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად, დამოკიდებული სიმაღლისაგან /საბღერის მაღალ ფენებში/

$$K_z(z) = \rho K = \rho n z^2 \quad \text{როცა } z \geq h$$

ტურბულენტურობის კოეფიციენტი მიწისპირა ფენებში სიმაღლის წრფივი ფუნქციაა:

$$K(z) = \rho U_* (z + z_0), \quad z < h \quad /6.2.3/$$

/6.2.3/ ფორმულის გამოვლისწინებით:

$$K_R = \rho U_* (h + z_0) \quad z \geq h, \quad /6.2.4/$$

სადაც h მიწისპირა ფენის სიმაღლეა, U_* -ს დამოკიდებულება მიწისაგან აღიწერება ფორმულით:

$$U(z) = C_g \left[1 + \sqrt{z} \sin \alpha_0 \exp(-\alpha z') \cos \left(\alpha_0 + \frac{3}{4} \pi - \alpha z' \right) \right], \quad /6.2.5/$$

სადაც $z' = z - h$ მიწისპირა ფენის წერტილის სიმაღლეა, C_g - გეოსტროფიული ქარის სიჩქარე, $\alpha = \sqrt{\frac{\omega \sin \varphi}{K_R}}$, დედათიწის სადღეღამისო ბრუნვის კუთხური სიჩქარეა $\omega = 7,9 \cdot 10^{-5} \text{ წმ}^{-1}$. φ - ადგილის განვლი ქარის სიჩქარის მიმართულებისა და ხაზუნის დაძაბულობის ტურბულენტურობის დამახვევის პირობიდან $z = h$ გამომდინარეობს თანაფარება:

$$C(h) = C_g (\cos \alpha_0 - \sin \alpha_0). \quad /6.2.6/$$

ეს თანაფარდობა გამოყენებულ იქნა წინა ფორმულაში შემავალი ხა-
ხუნის U_x სიჩქარის განსაზღვრისათვის. /6.2.2/ ფორმულისა და
/6.2.6/ თანაფარდობის შედარებიდან ჩანს, რომ

$$U_x = \frac{\partial C_g (\cos \alpha_0 - \sin \alpha_0)}{\ln \frac{h + Z_0}{Z_0}}, \quad /6.2.7/$$

/6.2.2/; /6.2.5/; /6.2.7/ ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ $U(Z)$
და $K(Z)$ -ის ვერტიკალური პროფილები საზღვრის ფენებში გან-
საზღვრულია, თუ ცნობილია C_g გეოსტროფიული ქარის სიჩქარე /გა-
ნისაზღვრება სინოპტიკური რუკებით ან ატმოსფეროს მოცემული ზონ-
დირებით/. ქარის გადახრის კუთხე α_0 დედამიწის მახლობლად იშო-
ბარისაგან, ხორკლიანობის პარამეტრი Z_0 და მიწისპირა ფენის h .
სიმაღლით (საბო უკანასკნელი აარამეფრის დამოკიდებულება ევპამინის
ზედაპირის უსწორმასწორობაზე, კერძოდ, ქალაქის შენობების საშ-
უალო სიმაღლეზე და აგრეთვე C_g -ზე და მიწისპირა ატმოსფეროს
თერმულ მდგომარეობაზე/. შევნიშნოთ, რომ h -თან ერთად შეიძლ-
ება გამოვიყენოთ ქარის სიჩქარე C_1 , გამოზომილი სიმაღლეზე.
/მაგ., ჭლუგერის სიმაღლეზე $Z = 10$ მ/. /6.2.2/ ფორმულიდან მივი-
ღებთ:

$$U_x = \frac{\partial C_1}{\ln \frac{Z_1 + Z_0}{Z_0}} \quad /6.2.8/$$

/6.2.7/ და /6.2.8/ განტოლებიდან მიიღება დამოკიდებულება:

$$\ln \frac{h + Z_0}{Z_0} = \frac{C_g}{C_1} (\cos \alpha_0 - \sin \alpha_0) \ln \frac{Z_1 + Z_0}{Z_0}, \quad /6.2.9/$$

აიშედიც საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ h ცნობილი C_g ,
 α_0 და Z_0 -ით.

ჰაერის სიჩქარის ვერტიკალური მდგენლისათვის მივიღებ ფორ-

მუღა

$$N(\xi) = W_0 + \beta \xi, \quad /6.2.10/$$

სადაც W_0 დედათინის ზედაპირზე ვერტიკალური სიჩქარეა, $\xi=0$, β პარამეტრი /განზომილებით cm^{-1} / აბსსიათებს W -ს ცვლილებას სიმაღლით. ეს პარამეტრები დაღებიითა $\beta > 0$ / ციკლონებში და ჩავარდნილ ადგილებში, სადაც შეიმჩნევა ჰაერის გამოსასვლელი თოსიანობა და უარყოფითია $\beta < 0$ / ანტიციკლონებში და ამალღობი ადგილებში/სადაც ჰაერი ასრულებს ქვეთოვ ჩანობავად მოძრაობას/. W_0 სიჩქარე აბსსიათებს ჰაერის ამალღების სიჩქარეს მთების ან ამალღებუი ადგილების გასწვრივ.

მტკვრის გასწვრივ მოძრაობისას $W_0 = 0$ ვერტიკალური სიჩქარე შეიძლება ავიროთ ნოის ტოლად, რადგანაც ამ მიმართულებით არ გვხვდება ადგილის მნიშვნელოვანი შერალღება ან ჩავარდნა

ბ/ სასამღვრო მნიშვნელოებები

/6.2.1/ წარმოადგენს ξ -ის მიმართ მეორე რიგის განტოლებას, ხოლო \mathcal{L} -ის მიმართ პირველი რიგისას. აუცილებელია ჩამოვყადიბოთ ორი სასამღვრო პირობა სიმაღლის მიხედვით და ერთი პორიზონტალის მიხედვით. სიმაღლის მიხედვით პირობა ისეება დედათინის ზედაპირზე $\xi=0$ და სასამღვრო ფუნის ზედა საამღვარზე.

მუ გადაადგილება ხდება \mathcal{L} ღერძის გასწვრივ ზედაპირის მახლობლობაში ნარევის კონცენტრაცია ჯერ იზრდება, მიაღწევს მაქსიმუმს ქალაქის ცენტრალურ ნაწილში და შემდეგ მცირდება. ნარევის კონცენტრაციის დამოკიდებულება \mathcal{L} -თან, როცა $\xi=0$ აღინიერება ექსპონენციური ფორმულით:

$$q(x, 0) = q_0' + (q_0 - q_0') \exp\left(\frac{x - x_0}{\delta}\right), \quad -\infty < x \leq x_0 \quad /6.2.11/$$

$$q(x, 0) = q_0'' + (q_{00} - q_0'') \exp\left(\frac{x - x_{00}}{\delta}\right), \quad x_{00} \leq x < \infty,$$

სადაც q_{00} ნარევის კონცენტრაციაა ქალაქის ცენტრში. (ე.ი. როცა $x = x_{00}$ ნარევის კონცენტრაციაა ცენტრიდან დიდ მანძილზე უქარო მხარეს, ხშირად, ჩრდილო დასავლეთით/ ლუბრისკაჲ ეს მანძილი ტოლია 0, პრაქტიკულად ქალაქის საზღვართან. x_0' -ს ვიღებთ იმ მანძილს, სადაც ნარევის q_{00} კონცენტრაცია 100-ჯერ ნაკლებია

$$q(x_0', 0) = \frac{q_{00}}{100} \approx q_0$$

q_0'' - ნარევის კონცენტრაციაა დიდ მანძილზე / ლუბრისკაჲ 0 /, ქალაქის ცენტრიდან ქარიან მხარეს / უფრო ხშირად სამხრეთ აღმოსავლეთით/. პრაქტიკულად ქალაქის საზღვრად. x_0'' ქარიან მხარეს აიღება მანძილი, სადაც

$$q(x_0'', 0) = \frac{q_{00}}{100} \approx q_0''$$

ღ) ანარეგული აბასიათებს q -ს შემცირების სიჩქარეს x -ის გაზრდის დროს.

დაკვირვებები გვიჩვენებს, რომ ანთროპოგენური წარმოშობის ნარევები ვრცელდება, როგორც წესი, ვერტიკალურად სასაზღვრო ფენაშივე. ამრიგად, როცა $H = H$, კონცენტრაცია ნარევსა შიიძლება ჩაითვალოს ნულის ტოლად.

$$q(x, H) = 0, \quad /6.2.12/$$

მესამე სასაზღვრო პირობა აბასიათებს ნარევის კონცენტრაციის

გავრცელებას სიმაღლეზე \mathcal{X} -ის რთმედიმე ფიქსირებული მნიშვნელობის დროს. ყველაზე ბუნებრივად ეს პირობა ისმება ქადაქის ცენტრიდან დიდ მანძილზე, ქარის მხარეს, სადაც ჯერ კიდევ არ იგრძნობა ანთროპოგენური ნარევის გავლენა. აქ ნარევის კონცენტრაციის დამოკიდებულება სიმაღლეზე გამოისახება ექსპონენციალური კანონით:

$$q(x_0, z) = q_0' \exp\left(-\frac{z}{\beta}\right), \quad /6.2.13/$$

სადაც β პარამეტრი ახასიათებს კონცენტრაციის სიჩქარის კლებას სიმაღლის მიხედვით.

ა/ რიცხვითი ინტეგრების მეთოდი

იმის გამო, რომ განტოლების ამოხსნა ანალიზური სახით შეუძლებელია, დასმული ამოცანის ამოსახსნელად გამოიყენება რიცხვითი მეთოდი. ამ მიზნით /6.2.1/ განტოლება დაიყვანება სასრულსხვაობიან განტოლებაზე. შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$U_{ij} \frac{q_{i+1,j} - q_{i,j}}{\Delta x} + \frac{(w_j - \bar{v}_j)(q_{i+1,j+1} - q_{i+1,j-1})}{z_{j+1} - z_{j-1}} =$$

$$\frac{K_{j+1/2} \frac{q_{i+1,j+1} - q_{i+1,j}}{z_{j+1} - z_j} - K_{j-1/2} \frac{q_{i+1,j} - q_{i+1,j-1}}{z_j - z_{j-1}}}{z_{j+1/2} - z_{j-1/2}}$$

i, j ბიჯის ნომერია \mathcal{X} -ით, ხოლო j, z -ით/

ჩვენ ერთად უკანასკნელი ტოლობა შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{u_{ij}}{\Delta x} + \frac{K_{j+1/2}}{(z_{j+1} - z_j)(z_{j+1/2} - z_{j-1/2})} + \frac{K_{j-1/2}}{(z_j - z_{j-1})(z_{j+1/2} - z_{j-1/2})} \right] q_{i+1,j} \\ & - \left[\frac{K_{j-1/2}}{(z_{j+1} - z_j)(z_{j+1/2} - z_{j-1/2})} - \frac{w_j - \bar{v}_j}{(z_{j+1} - z_{j-1})} \right] q_{i+1,j+1} \\ & - \left[\frac{K_{j-1/2}}{(z_j - z_{j-1})(z_{j+1/2} - z_{j-1/2})} + \frac{w_j - \bar{v}_j}{(z_{j+1} - z_{j-1})} \right] q_{i+1,j-1} = \\ & = \frac{u_{ij}}{\Delta x} q_{ij} \end{aligned}$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$a_j = \frac{K_{j+1/2}}{(z_j - z_{j-1})(z_{j+1/2} - z_{j-1/2})} + \frac{w_j - \bar{v}_j}{z_{j+1} - z_{j-1}};$$

$$b_j = \frac{K_{j+1/2}}{(z_{j+1} - z_j)(z_{j+1/2} - z_{j-1/2})} -$$

$$- \frac{w_j - \bar{v}_j}{z_{j+1} - z_{j-1}} ;$$

$$C_j = \frac{d + \frac{1}{2}}{(z_{j+1} - z_j)(z_{j+\frac{1}{2}} - z_{j-\frac{1}{2}})} + \frac{K_j - \frac{1}{2}}{(z_j - z_{j-1})(z_{j+\frac{1}{2}} - z_{j-\frac{1}{2}})} +$$

$$+ \frac{u_{i,j}}{\Delta x} ;$$

$$f_{i,j} = \frac{u_{i,j}}{\Delta x} q_{i,j}$$

ჩავსვათ რა ამ გამოსახულებას /6.2.4/-ში, მივიღებთ:

$$-a_j q_{i+1,j-1} + c_i q_{i+1,j} - b_j q_{i+1,j+1} = f_{i,j} \quad /6.2.15/$$

/6.2.15/ განვრღებთ ამოიხსნება გარბენის ნეოლოიდ.

განვიხილოთ შემდეგი უკიდურესი შემთხვევები:

$j=0$, მივიღებთ:

$$c_0 q_0 - b_0 q_1 = f_0 \quad /6.2.15^1/$$

2. $j=N$, ვაპყვს:

$$-a_N q_{N-1} + c_N q_N - b_N q_{N+1} = f_{N} \quad /6.2.16/$$

ბავყოთ /6.2.15¹/ განტოლება C_0 -ზე, გვექნება:

$$q_0 - \frac{b_0}{c_0} q_1 = \frac{f_0}{c_0}$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$\frac{b_0}{c_0} = \alpha, \quad \frac{f_0}{c_0} = \beta$$

მაშინ $q_0 - \alpha_1 q_1 = \beta_1,$

$$q_0 = \alpha_1 q_1 + \beta_1.$$

მოვძებნოთ /6.2.16/-ის ამოხსნა კონკრეტული შემთხვევისათვის, როცა $\mathcal{A} = I$.

$$- a_1 q_0 + c_1 q_1 - b_1 q_2 = f_1$$

$$- a_1 (\alpha_1 q_1 + \beta_1) + c_1 q_1 - b_1 q_2 = f_1$$

აქედან

$$q_1 = \frac{f_1 + a_1 \beta_1 + b_1 q_2}{c_1 - \alpha_1 a_1}.$$

შემოვიღოთ /6.2.15/-ში შემდეგი აღნიშვნები:

$$\alpha_{i+1} = \frac{b_i}{c_i - a_i \alpha}, \quad \beta_{i+1} = \frac{f_i - a_i \beta_i}{c_i - a_i \alpha_i} \quad /6.2.17/$$

მაშინ მუშა ფორმულა ჩაინერება ასე:

$$q_i = \alpha_i + q_{i+1} + \beta_{i+1} \quad /6.2.18/$$

დ/ რიგბჯინი გადვლების შედეგები

/6.2.1/ განტოლების ამოხსნა /6.2.11/ და /6.2.13/ სა-
საზღვრო პირობებში და კოეფიციენტებში მოცემული ფორმულებით

/6.2.3/, /6.2.4/ და /6.2.18/ განხორციელდა რიცხვითი მეთოდების დახმარებით. გათვლები შესრულდა ელექტროგამომრეცხველ მანქანაზე EC-10.22. ავიღოთ პარამეტრების საფუძვლის მნიშვნელობები, რომლებიც საერთოა ყველა ვარიანტისათვის. განვიღოთ $\gamma = 50$ /მბილისი/ სასაზღვრო ფენის სისქე, რომელშიც დაქვემდებარებულია ანთროპოგენური წარმოშობის ნარევი $H = 1600$ მ. ქალაქის სიგრძეა /ნაკვეთის განვითარება/ სხვაობა $x_0'' - x_0'$ -ს შორის 100 კმ-ია. ქალაქის ცენტრის კოორდინატები $\phi = \frac{x_0'' - x_0'}{10} = 10,5$ ქალაქის საზღვრებში კონცენტრაცია /6.2.11/ ფორმულის მიხედვით არის:

$$q(x_0', 0) = q_0' + (q_{00} - q_0') \exp \frac{x_0' - x_0''}{2b} \approx q_0'$$

და

$$q(x_0'', 0) = q_0'' + (q_{00} - q_0'') \exp \frac{x_0'' - x_0'}{2b} \approx q_0''$$

რადგან $\exp \frac{x_0' - x_0''}{2b} \approx 1$ გათვლებში დავუშვათ, რომ $q_0' = q_0'' = \frac{q_{00}}{100}$ - სხვა დანარჩენი პარამეტრები ($C, \alpha_0, \beta, \gamma, h$) გვადინა, დამოკიდებულია მატეოროლოგიურ პირობებზე.

ქვემოთ მოყვანილი გათვლები შესრულებულია პარამეტრების მნიშვნელობებისათვის, რომლებიც იცვლებიან ფართო საზღვრებში. $C_0 = 5$ -დან - 40 მ/წმ-მდე, $\alpha_0 = 15$ -დან 40 -მდე, $\beta = 0,01$ -დან 2 მ-მდე, $\gamma = 10^{-5}$ -დან 10^{-3} წმ ციკლონებში და - 10^{-5} -დან - 10^{-3} სმ⁻¹ ანტიციკლონებში. პარამეტრების ეს მნიშვნელობები პრაქტიკულად მოიცავენ, რეალურ პირობებში, ყველა პირობას, რომლებიც ახასიათებენ ტურბულენტობას, ქარის სიჩქარეს და ვერტიკალურ დენებს. ისინი არსებით გავლენას ახდენენ ქალაქის გაფრთხილებას ანთროპოგენური წარმოშობის ნარევი და წაბო კონცენტრაციის გავრცელებაზე სიმაღლის მიხედვით.

შევჩერდეთ ზოგიერთი მაგალითის ანალიზზე, რომლებიც საშუალებას იძლევა შევაფასოთ მბილისის ატმოსფეროს გაჭუჭყიანების ფაქტორების გავლენა. ყველა გაფვლა ჩატარებულია უზომო /ნორმირებული/ კონცენტრაციისათვის.

$$V_H = \frac{q}{q_{100}}$$

თუ $q = q_{100}$, მაშინ ნორმირებული კონცენტრაცია $x = x_0$ და $z = 0$ ყოველთვის ტოლია 1-ის.

$$V_H(x_{100}, 0) = 1$$

სარამებრების მიღებული მნიშვნელობებისათვის ტურბულენტობის კოეფიციენტი $z = h$ ღონეზე, შეფასებულია /6.2.4/ და /6.2.7/ ფორმულებით, ტოლია 10 და 40 მ/წმ, როცა C_g ტოლია 10 და 40 მ/წმ-ის, შესაბამისად. რამდენადაც ქარის დიდი სიჩქარეების დროს უფრო ვიზარდება ტურბულენტური ცვლა, ამიტომ ფიზიკურად ცხადია, რომ ნარევის კონცენტრაცია მთლიან შენახვევაში ($C_g = 40 \frac{g}{m^3}$) უნდა შემცირდეს სიმაღლესთან ერთად უფრო ნელა, ვიდრე პირველ შენახვევაში ($C_g = 10 \frac{g}{m^3}$). ვასკვნით: მყურის კონცენტრაცია 15 მეტრ სიმაღლეზე მცირდება მიწის პირზე, $z=0$ შედარებით 3-ჯერ, როცა $C_g = 40$ მ/წმ და 6,5-ჯერ, როცა $C_g = 10$ მ/წმ, ხოლო 70 მ სიმაღლეზე შესაბამისად 8,5-ჯერ და 25-ჯერ. ნარევის კონცენტრაციის უფრო ჩქარი შემცირებისას ქარის ნაკლები სიჩქარის დროს, ნორმირებული კონცენტრაცია 2 ნებისმიერ სიმაღლეზე, როცა $C_g = 10$ მ/წმ-ზე ნაკლებია, ვიდრე, როცა $C_g = 40$ მ/წმ. 35 მ სიმაღლეზე თიქშის 3-ჯერ და 100 მ სიმაღლეზე - 3,5-ჯერ, 200 მ სიმაღლეზე დაახლოებით 4-5-ჯერ.

შევნიშნოთ, რომ ტურბულენტური გავრცელების გავლენით იცვლება არა მარტო ნარევის კონცენტრაციის განაწილება სიმაღლის

მიხედვით, არამედ მისი მნიშვნელობები ღებამიწის ზედაპირზე / $\gamma_{\text{ორთე}}, 1,0$ / და სახელდობრ: რაც უფრო ინტენსიურია ტურბულენტური გაცვლა, მით უფრო მცირეა /ნარევების უცნობი გამონაბოლქვის დროს/ გაყუჭყყიანების იცვლიერებების კონცენტრაცია და ღამიწის ზედაპირის მახლქბლომაში. ამის გამო, ჟაქტობრნივი/არა-ნორმიერბული/ კონცენტრაცია $1 = 1,4$ ჟენაში ღებამიწის ზედაპირიდან გარვეული 2^* სიმაღლეზე გაცვლის დროს მცირეა, ვიდრე ნაკლებად განვიშარბული ვერტიკალური შერევისა. 2^* ჟენის ზედა ჟენებში შანაშარდობა ჟაქტობრნივი კონცენტრაციებს შორის ძლიერი და სუსტი გაცვლის დროს ისეა, როგორც ნორმიერბული კონცენტრაციებს შორის. ეს შენიშვნა სამარბლიანია ყველა გაბხილულ შემხვევაში.

ანალიზიდან ჩანს, რომ უფრო მსხვილი ნარევის კონცენტრაცია / $\bar{V}_2 = 1,5$ მ/წმ/. მცირდება სიმაღლის მიხედვით უფრო ჩქარა, ვიდრე უფრო წვრილი / $\bar{V}_2 = 0,2$ მ/წმ/.

$2 = 2$ მ მნიშვნელობებისათვის 10_2 -ის კონცენტრაცია შებარბით ნელ-ნელა მცირდება სინაღლის მიხედვით, ვიდრე $2_0 = 0,01$ მ. ეს იმიტ აიხსნება, რომ პირველ შემხვევაში უფრო განვიშარბულია ტურბულენტური გაცვლა. $2 = 1$ დონეზე ტურბულენტობის კოეფიციენტი $K_2 = 13,0$ მ²/წმ. როცა $2_0 = 2$ მ, $K_0 = 5,7$ მ²/წმ. $2 = 15$ მ დონეზე 10_2 -ის კონცენტრაცია, როცა $1 = 10^3$ წმ⁻¹ 2-ჯერ მეტია, ვიდრე $1 = 10^5$ წმ⁻¹. $2 = 75$ მ დონეზე 4-ჯერ და $2 = 150$ მ-ზე 7-ჯერ. ამ შემხვევაში ტურბულენტური გაცვლა ერბანირია, ტურბულენტობის კოეფიციენტი ორცვე შემხვევაში ტოლია $K_0 = 10$ მ²/წმ ნარევის კონცენტრაციის განაწილებადე. ვერტიკალური სიჩქარე ისევე არსებით გაცვლენას ახდენს, როგორც ტურბულენტური გაცვლა. ამასთან, ვერტიკალური სიჩქარის გამრდა ნინ უსწრებს: ნარევის გადატანას ზევით, მისი კონცენტრაციის მომატებას ზევით, სასამღვრო ჟენაში და ჟაქტობრნივი

კონცენტრაციის შეზღუდვას ღებავების ზედაპირის ახლოს. რამდენადაც
 ფიზიკური C_1, C_2, C_3 -ების ტურბულენტური გაცვლა უფრო ინ-
 ტენსიურია. რაც მიიჩნევა α - მოცემულ მაგალითში $K = 19 \text{ მ}^2/\text{წმ}$, როცა
 $\alpha = 15$ და $K = 10 \text{ მ}^2/\text{წმ}$, როცა $\alpha = 30$. ამიტომ q_m კონცენტრაცია
 მიიღობა სიმაღლის მიხედვით უფრო ნელა, რაც უფრო მიიჩნევა α
 ხოლო ნორმირებული კონცენტრაციის ნებისმიერ სიმაღლეზე მიიჩნე
 α -ების მეთია. ვიდრე დიდისადაც / მოცემულ მაგალითში მტვრის
 კონცენტრაცია $\alpha = 15$ -ების 50 მ სიმაღლეზე 2-ჯერ და 200 მ-ზე
 45-ჯერ მეთია, ვიდრე $\alpha = 30$ /.

ზოგადი დასკვნა, რომელიც შეგვიძლია გავაკეთოთ როგორც გან-
 ხილული მაგალითის საფუძველზე, ასევე გამოცდის შედეგების საფუ-
 ძველზე, / რომლებიც არ არის ამ თავში შეტანილი/, დაიყვანება
 იმაზე, რომ ტურბულენტური გაცვლა და ვერტიკალური სიჩქარე ძლიერ
 გადამწყვეტია ვადაც ახლებენ როგორც გაჭუჭყიანების დონეზე და-
 დი ქადაქების ატმოსფეროს მიწის ზედაპირზე, ასევე ნარევის კონ-
 ცენტრაციის განაწილებაზე სიმაღლის მიხედვით და ქადაქის გაჭუ-
 ჭყიანების დონეზე ყველა სასამღვრო ფენაში.

ე/ ქადაქის გაჭუჭყიანების გამოკვლევების მოკლე
 მიმოხილვა ადგილის რელიეფის გამოვლის ნიშნებში

ატმოსფერული დიფუზიის კანონზომიერების გამოკვლევის დროს
 ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი ამოცანა დაკავშირებულია ნარევის განაწ-
 ილების განსაკუთრებული მენაწვლადაც რაღაც რელიეფის პირობ-
 ებში. ამჟამად განიხილავ ყურადღება ქადაქის გაჭუჭყიანებაზე და
 დამიწის ზედაპირზე. ზომების გაცდენის გამოვლის ნიშნების პრამ-
 ლემაზე. ზედაპირის ზომის არაერთგვაროვნება არსებითად გაცდ-
 ენას ახლებენ ქადაქის ნაკადის დინამიკურ და ტურბულენტურ განა-

წილებამდე და, ამდენად, ცვლის სწორ ზედსაპირთან შედარებით *ტყა-*
რის ნარევის კონცენტრაციის ვერს.

როგორც ცნობილია, ატმოსფეროს მდგომარეობა მთიან და ბორცვი-
იან ადგილებში დიდად არის დამოკიდებული ზედსაპირის უსწორმასწო-
რობამდე. ეს, პირველ რიგში, ეხება ჰაერის ნაკადის კინემატიკას.
ასე, მაგალითად, თუ სწორ ადგილებში ვერტიკალური სიჩქარეები
შეადგენენ რამდენიმე სანტიმეტრს წამში, მთიან ადგილებში ისი-
ნი შეიძლება იყვნენ უფრო დიდი 2-3 რიგით.

სავსებით ცხადია, როდ, როცა ჰაერის მასა ასეთი სიჩქარით
აკრებებს მნიშვნელოვან ამალღებებს და ეშვება დაბლა, მისი ზერ-
მოდინამიკური მახასიათებლები განიცდიან სწრაფ და მნიშვნელო-
ვან ცვლილებას.

ბერლიანდის შრომებში მოყვანილია რიგი გათვლები ბორცვი-
იანი ადგილების მახასიათებლებისათვის. ასეთი გამოკვლევების
ღირებულება იმაში მდგომარეობს, როდ ისინი საშუალებას იძლე-
ვიან განვიხილოთ ექსპერიმენტის რიტყვიანი შედეგების შემოწმი-
ბა დაკვირვების შედეგებთან შედარებით.

ა მ რ ც ა ნ ი ს დ ა ს მ ა

როგორც ზემოთ იყო ნაჩვენები, ჰაერის ვერტიკალური სიჩქა-
რისათვის ვისარგებლოთ ჟორმულით:

$$W(z) = W_0 + \beta z \quad , \quad /6.2.19/$$

სადაც W_0 ვერტიკალური სიჩქარეა $z = 0$ ზედსაპირზე. სიჩქარე ახ-
სისათვის ჰაერის მაღლა ასვლას მთების კადლებზე და შემალღებულ
ადგილებზე. როგორც ცნობილია, ჰაერის მასებმა მთების გავლენით
შეიძლება შეიცვალოს გადაადგილების მიმართულება. ამ დროს მი-
დინარეობს ჰაერის ნაკადის დეფორმაცია ვერტიკალურად და ჰორ-

იზონტალურად, რაც იწვევს ჰაერის მასების ფენისებების ცვლილებას. რადგანაც ჰაერის ფენტრალური ნაწილი განლაგებულია დიდ ქვაბულში შემოსამღვრული მდებრე, ამიტომ ვერტიკალური სირქარე W_0 , რომელიც ახასიათებს ჰაერის მალა ასვლის სირქარეს კლდეების გასწვრივ ან შემალღებამდე, განსხვავებულია ნულისაგან. W_0 გამოსახულების მისალღებად ვისარგებლოთ მინის ზედაპირზე ჰაერის გარშემოცვის პირობით /8.21/ :

$$W_0 = u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad /6.2.20/$$

სადაც $\zeta = \zeta(x, y)$ მთის ქედის სიმალღეა პორიზონტალის სიბრტყეში. მთის კლდეების გასწვრივ W იცვლება მთის ძირში $W_0 = 0$. შემდეგ ის იზრდება და აღწევს მაქსიმუმს გარკვეულ დონეზე, ამის შემდეგ ის იწყებს შემცირებას, მთის მწვერვალზე ხდება ნულის ტოლი /რადგანაც მიმდინარეობს ნიშნის შეცვლა/, როცა W_0 დადის მთის საწინააღმდეგო მხარეს. მაშასადამე, გვაქვს ζ_m დონე, რომელზედაც W_0 -ის სიდიდე მაქსიმალურია. რადგანაც x ღერძი მიმართულია უპირატესად ქარის მხარეს /ქ. მბილისში მტკვრის გასწვრივ ჩრდილო-დასავლეთიდან სამხრეთ-აღმოსავლეთისაკენ/ და პერპენდიკულარულად მტკვრისა, ე. ი. პერპენდიკულარულია ყველაზე მალალი მთის ქედისა /მარცხენა მხარეს/, ამიტომ /6.2.2/ ჭორბულა ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$W_0 = \frac{\Delta \zeta}{\Delta y} v \quad /6.2.21/$$

/6.2.21/ ჭორბულის გათვალისწინებრით /სადაც $\Delta \zeta$ სიმალღეებს შორის სხვაობაა, Δy მათ შორის მანძილი y ღერძის გასწვრივ/ და, თუ გათვალისწინებრით ატრეობენ, რომ $v \frac{\Delta \zeta}{\Delta y} > 0$, გამოსახულება

ჰაერის ვერტიკალური სიჩქარისათვის იღებს სახეს:

$$W(z) = v(z) \frac{\Delta z}{\Delta y} \quad /6.2.22/$$

როდესაც შეიმჩნევა ჰაერის ღრნა ქაღალის ცენტრიდან მახათას მონაკვეთი, მაშინ $W_0 > 0$, ხოლო ჰაერი მოძრაობს მამადავითის ქედისაკენ /ფუნქციონირი/, მაშინ $W_0 < 0$. ქარის v სიჩქარის მდგენელები ატმოსფეროს სასაზღვრო ფენებში არსებობსა და ამოკიდებულია სიმაღლეზე, ე. ი. $v = v(z)$. ამ ფუნქციის სახის დადგენისათვის გამოყენებულ იქნა მოდელი დაწერილებით აანხილული /21/-ში. მიწის პირას ქარის განაწილების სიჩქარე სიმაღლის მიხედვით აღიწერება ფორმულით:

$$W(z) = C(z) \sin \alpha_0 \quad /6.2.23/$$

ხოლო v -ს განსაზღვრისათვის საზღვრის შრის ზედა ნაწილში გამოყენებულ იქნა გამოსახულება:

$$v(z) = C_0 \sqrt{z} \sin \alpha_0 \exp(\alpha z' \sin(\alpha_0 + \frac{3}{4}\pi - \alpha z')) \quad /6.2.24/$$

ყველა კოეფიციენტი შეიძლება ფორმულებში /6.2.23/ და /6.2.24/ განსაზღვრულია.

გათვლების შედეგები

/6.2.22/ ფორმულაში შენავალი Δz და Δy -თვის მიღებულ იქნა შემდეგი მნიშვნელობები $\Delta z = 7_2 - 7_1$, სადაც, 7_2 - მახათას მთის სიმაღლეა / $7_2 = 620$ მ/ და 7_1 მუტოუსადგურის სიმაღლეა / $7_1 = 400$ მ/ მღვის დონიდან. მუტოუსადგურსა და მახათას მთას შორის მანძილი $\Delta y = 3000$ მ. ვისარგებლებთ ამ მნიშვნელობებით

და Δ_2 და Δ_3 -თვის ამოცხსნით წინა თავში ჩამოყალიბებულ ამოცხსნას, შეგვიძლია თავადი ვადევნოთ ნარევის კონცენტრაციის განაწილებას სიმალდის მიხედვით W_0 -გან დამოკიდებულებით.

შევგრძელოთ ზოგიერთ მაგალითზე, რომლებიც საშუალებას გვაძლავს შევაფასოთ ჩვენ მიერ განხილული ატომსტერეოს გაჭუჭყიანების ფაქტორების გავლენა. ყველა გამოვლა შესრულებულ იქნა უპირობო/ნორმირებული/ კონცენტრაციისათვის W_0 . ქვემოთ მოყვანილია განაწილების გამოვლის შედეგები სიმალდის მიხედვით W_0 ქალაქის ტერიტორიაზე, როცა $\alpha_0 = 30$, $\beta_0 = 0,5$, $k = 100$ მ და C_2 -ს ხუთი მნიშვნელობისათვის. $\beta = 4$ მ ღონეზე W_0 სიჩქარე, როცა $C_2 = 40$ მ/წმ, თიხების 8-ჯერ მეტია, ვიდრე $C_2 = 5$ მ/წმ; 4-ჯერ მეტია $C_2 = 10$ მ/წმ და 2 და 1,3-ჯერ შესაბამისად, როცა $C_2 = 10$ მ/წმ-დან $C_2 = 30$ მ/წმ.

კანონზომიერება სამარტლიანია ყველა ღონეზე, ე.ი. გუბერნატორული ქარის გამრედი იზრდება W_0 -ის მნიშვნელობაზე. $\beta = 8$ მ ღონეზე მტვრის კონცენტრაცია, როცა $C_2 = 20$ მ/წმ და $W_0 = 0,14$ მ/წმ 2-ჯერ მეტია, ვიდრე, როცა $C_2 = 5$ მ/წმ და $W_0 = 0,036$ მ/წმ.

$\beta = 5$ მ ღონეზე მტვრის კონცენტრაცია, როცა $W_0 = 30$ მ/წმ და $W_0 = 0,32$, თიხების 4-ჯერ მეტია, ვიდრე, როცა $C_2 = 5$ მ/წმ და $W_0 = 0,054$ მ/წმ. ხოლო $\beta = 150$ მ ღონეზე კონცენტრაცია, როცა $C_2 = 30$ მ/წმ და $W_0 = 0,036$ მ/წმ თიხების 2-ჯერ მეტია, ვიდრე, როცა $C_2 = 10$ მ/წმ და $W_0 = 0,21$ მ/წმ. ეს იმიტომ აიხსნება, რომ, როცა C_2 ტოლია 5, 10, 20, 30 ტურბულენტობის კოეფიციენტი ღებულობს მნიშვნელობას $\beta = k$ ღონეზე 5, 10, 20, 30 მ²/წმ, ხოლო $W_0 =$

$= 0,067, 0,14, 0,27, 0,40, 0,53$ მ/წმ. შესაბამისად, რამდენადაც ქარის დიდი სიჩქარეების დროს უფრო ძლიერ ვითარდება ტურბულენტური გამოვლა და ვერტიკალური გადაადგილება, ამიტომ ფიზიკურად ცხადია, რომ ნარევის კონცენტრაცია უფრო დიდი მნიშვნელობისათვის უნდა მივიღებოდეს სიმალდისთან ერთად უფრო

ნელა. $\bar{z} = 15$ მ დონეზე $\forall \sigma$ სიჩქარე, როცა $\alpha_0 = 15$, თიქმის 2,5-ჯერ მეტია, ვიდრე, როცა $\alpha_0 = 40$, $\bar{z} = 200$ მ დონეზე, $\forall \sigma$ სიჩქარე $\alpha = 15$ -ის დროს 3-ჯერ მეტია, ვიდრე $\alpha = 40$ -ის დროს, ე. ი. ქარის მიმართულების გადახრასთან ერთად დედამიწის ზედაპირზე იზობარისაგან მცირდება $\forall \sigma$ -ის მნიშვნელობა.

მტვრის კონცენტრაცია $\bar{z} = 8$ მ დონეზე, როცა $\alpha_0 = 15$ და $\forall \sigma = 0,075$ მ/წმ, მეტია თიქმის 2-ჯერ, ვიდრე როცა $\alpha_0 = 40$ და $\forall \sigma = 0,031$ მ/წმ. $\bar{z} = 70$ მ სიმაღლეზე, როცა $\alpha_0 = 15$ და $\forall \sigma = 0,14$ მ/წმ, მტვრის კონცენტრაცია მეტია თიქმის 5-ჯერ; ვიდრე $\forall \sigma = 0,054$ მ/წმ და $\alpha_0 = 40$, ე. ი. \bar{z} კონცენტრაცია $\forall \sigma$ -საგან დამოკიდებულებით მცირდება სიმაღლის მიხედვით ნელ-ნელა, მცირე α_0 -ის დროს.

ზოგადი დასკვნა, რომელიც შეიძლება გაკეთდეს განხილული მაგალითების საფუძველზე, დაიყვანება შემდეგზე. $\forall \sigma$ სიჩქარე, რომელიც ახასიათებს ჰაერის მაღალ ასვლის სიჩქარეს მთების კალთების გასწვრივ ან ამალღებულ ადგილებზე, ახდენს განსაზღვრულ გავლენას ატმოსფეროს ჰაერის გავრცელებამდე მიწის ზედაპირის მახლობლობაში.

§ 3. *ტავუთრთხილღე პლანჯუა ექოამინას*

მედიი თავისი არსებობის მანძილზე ადამიანი ცხოვრობდა ციური ოქანის /პაერის ოქანის/ ფსკერზე, რმეღსაც ატმოსფეროს უწოდებენ და მხოლოდ რამდენიმე ათეული წლის წინ ძეღო მან ჟეჭრიდიყო /აჭრიდიყო/ ამ ოქანის ზედაპირზე და მის საზღვრებს გარეშაც კი გასულიყო. თავისი მოხზონიღების დასაქმყოფიღებლად ადამიანი ყოველთვის ისწრაფდა ირგვილი მყოფ გარემოზე ზემოქმედიღებისათვის. სწორედ ასევე იქცევიან სხვა ცოცხალი არსებებცი, როღსაც პირველიყოფიღა ადამიანიმ არსებობისათვის ბრძოლაში დაიწყო მიწის დამუშავება, იგი გარკვეულ დამოკიდიბუღებამოა აფმოსფეროსთანაც. დედამიწის ზედაპირის თავსებუბრებბის ცვიდიღებასთან ერშად იცვიღებოდა მისი ჟერიშული, ფიშიკუროი და რადიაციული თვისებებიცი. ასეოი ეკოლოგია ანდენს ყვილაზე უშუალო გავდიენას ატმოსფეროზე და მასში მიმიდინარე პროცესებზე.

ცხოველთა უზარმაზარი ჯოგი, რმედიცი ერშას და იმავე ადგიდი იკვიბება /ძოვს/, მთლიანად ანადგურებს მიცნარეულ საფარს, მასვე მიუძღოი უზარმაზარი ტერიტორიოს გაუდაზნოება და მისი კლიმატის შიცივა.

ადამიანის ცვიდიიზაციის აღმავლობის მიხედიოთ /აღმავლობასთან ერშად/, ადამიანთა შესაღებლობანი ზეგავდიენა მოღბდიან გარე სამყაროზე და მათ შორის ატმოსფეროზეცი, მიკვითრად იზრდებოდა, მირეცივიღობის განვითარებბის თანამიდიროვე ეტაპზე მათ მარშლაც გრანდიოზულ მასშტაბებს მიალეიუს. დედამიწის ატმოსფეროზე, ადამიანის მიეი მთედ რიღ ირიბ ბემოქმიეღებაოა

ვამო /მსხვილი წყალსაცავების შექმნა, ახალი მიწების ათვისება, ჯაღაქებისა და გზების რეკონსტრუქცია/, უდიდეს მნიშვნელობას იძენს ატმოსფეროში უზუალო ზემოქმედება, რომელიც მდგრადი რეზონანსი და ენერჯის ძლიერი ნაკადის ფორმირებაში. უკვე შეუძლია ბუნება საკმაოდ გავსაძიო. ის უკვე, რომ სიძლიერე ან ენერჯის გამოწვევები გრძელდებიან /დაცა იყრან/ ატმოსფეროში დიდ ჯაღაქებად, როგორც დავისებური სიძლიერი კუნძულები.

მეორე უდიდესი უკვე გვევლინება ატმოსფეროს დაბინძურება საბრუნველო წარმოების /ანთროპოგენური, გაბინძურება და აერო-ბოლინო, მადალია, მკვირბლი, ამოტყანვი და ნაბირობრუნვი. მუ-მიცა, წყარო ასევე დაბინძურებისა ლაკალია, ისინი ვრცელდებიან დედაბინის მხედ ატმოსფეროში და ატარებენ მუდმივ ხასიათს. ამ ნი-ვთიერებების ძალიერი შედგენილობა ატმოსფეროში ახდენს არსებითი გა-ვლენას მის სიძლიერი რეკონსტრუქცია, კერძოდ, ცალკეულ რეკონსტრუქცია და მხედ ჩვენს პლანეტაზე. . . ურთია, რომ როგორი დიდეს არ უნდა იყოს ენერჯის ამოტყანვი რაობინობა, აერობოლიური ნაწილაკებო და ანთროპოგენური წარმოების ქმნენ, უმნიშვნელოა მუდმად ერთ ბრუნვი ციკლისა და პერიოს მასალად შედარებით. მიუხედა-ვად ამისა, არსებობს მადალინები იმისა, მუ როგორი სერიოზული და უფრო ხშირად არასასურველი მოვლენების გამოწვევა შეუძლია შედარებით მცირე რაობინობის ენერჯის ან დამატებული ნივთიერებების გაბნევას /გამოტყანვას/ ატმოსფეროში. ამის შე-სახებ მკვლედ უნდა ვისაუბრობო.

ატმოსფეროში ადამიანის ზემოქმედების ყველა ხსენებული სახე შეიძლება ჩაითვალოს გაუთვალისწინებელ /წინასწარ განუ-რახავ/ მოქმედებად, რადგანაც იგი გვევლინება როგორც ადამიან-ის მოქმედების ირთი შედეგი, მიმართული სხვა ამოგანების ამოსახსნელად. ამინდში და კლიმატში ან ცალკეულ მის ელემენტ-

ტებზე ასევე ზემოქმედების დაბტკიცება, არსებობდა მეტეოროლოგი-
ის მიღწევასა, რაც იმდროს იმას, რომ სასურველი შედე-
გები შეიძლება მიღწეულ იქნეს გათვალისწინებული მოქმედებით.
/წინასწარ გამიზნული, განზრახული /მეთოდებით. ამან მისცა ძლი-
ერი ბიძგი ფართო სამეცნიერო-კვლევით და ექსპერიმენტული სამუ-
შაობის ჩატარებას, არასასურველი ატმოსფერული მოვლენების ზე-
მოქმედებისა და მოწინააღმდეგე მეთოდური ამოცანების ამოხსნას.
მეტეოროლოგებმა აიღეს მტკიცე სტარტი პრობლემების გადაწყვეტა-
ში, რომელიც დაკავშირებულია ამინდზე მიზანდასახულ მოქმედება-
სთან.

საქართველოს ტერიტორიაზე ატმოსფერული ჰაერის გაფუჭი-
ანებაზე დაკვირვება და მეცნიერული კვლევა მიმდინარეობს საქ-
ართველოს ჰიდრომეტეოროლოგიის რესპუბლიკური სამმართველოსა
და ამიერკავკასიის რეგიონალური სამეცნიერო კვლევითი პროგრამ-
ეტეოროლოგიური ინსტიტუტის შესაბამის ქვეგანაკვეთებში.

გარემოს გაფუჭიანებაზე დაკვირვებათა ცენტრში შექმნი-
ლია დაკვირვების პუნქტების ქსელი, სადაც წარმოებს ყოველდღი-
ური დაკვირვებები /დღეში 3-4-ჯერ/. განისაზღვრება ჰაერში
არსებული მინარევების /როგორც აირფაზი, ასევე ლითონური/კონ-
ცენტრაციები და აიღება მეტეოსადგურის მონაცემები. დაკვირვე-
ბის პუნქტები განლაგებულია საქართველოს დიდ ინდუსტრიულ
ქალაქებში /იხ. ცხრილი 3/.

ცხრილი 3.

ქალაქი	დაკვირვებათა პუნქტების რაოდენობა	მდინარეებში, რომლებშიც ხდება დაკვირვება
1 შბილისი	8	მტვერი/1/, გოგირდოვანი გაზი/2/, ნახშირქაწი/3/, აზოტის ორქაწი/4/, აზოტის ქაწი/5/, ხსნადი სულფატები /6/, ოზონი/7/, ფეროლი/8/, ტყვია /9/, ფორმალდეჰიდი/10/ მანვანუში/11/, ქრომი/12/, ნიკელი/13/, სპილენძი/14/, ტიტანი/15/
2 ქუთაისი	4	1, 2, 3, 4, 5, 6, 8
3 ბათუმი	4	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7
4 სოხუმი	2	1, 2, 3, 4, 5, 6
5 რუსთავი	4	1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, ამილ.იონ/16/
6 კასპი	2	1, 2, 3, 4, 5
7 ტყვარჩელი	3	1, 2, 3, 4, 5
8 ზუსტაფონი	4	1, 2, 3, 4, 5, 6, მანვანუშის ორქაწი /17/
9 გორი	1	1, 2, 3, 4
10 ახალციხე	1989 წლამდე დაკვირვებები წარმოებდა ე. წ.	
11 მარნეული	"არადაბორატორიული" მეთოდით	

1987 წლიდან ცენტრის მუშაობაში დანერგულია ავტომატურად გაჭყვყიანებაზე ინფორმაციის დამუშავების ავტომატიზებული სისტემა. ეგმი-ს საშუალებით ხდება დაკვირვების ყოველდღიური მონაცემების სტატისტიკური დამუშავება, მიიღება საშუალო ზვიური, საშუალო წლიური და საშუალო მრავალწლიური მახასიათებლები, ხდება ნათი არქივაცია.

1987 წლის მონაცემების მიხედვით ქალაქების ჰაერში მაღა-

რი იყო მტვრის, გოგირდოვანი გაზის, ნახშირორჟანგის და ამოტის ორჟასაბის შემიცველობა. მტვრისა და გოგირდოვანი გაზის საშუალო კონცენტრაციამ შეადგინა 3 მგ/მ³ /მღვრული დასაშვები კონცენტრაცია/, ნახშირორჟანგის, ამოტის ორჟანგისამ-1 მგ/მ³.

რაც შეეხება ჰაერის მინარევების საშუალო კონცენტრაციების წლიურ ცვილილებას, 1975-1980 წლებში აღინიშნებოდა ნახშირორჟანგის კონცენტრაციის მკვეთრი, ხოლო მტვრის, ამოტის ორჟანგის და გოგირდოვანი გაზის უმნიშვნელო ზრდა. 1983-1987 წლების მონაცემები მოცემულია ცხრილში 4.

ცხრილი 4

ქალაქი	მინარევი, რომლის საშუალო წლიური კონც. 1983-1987 წწ.		
	გაიზარდა	არ შეცვილია	შემცირდა
1 მბილისი	1, 2, 6, 9, 14	8	3, 4, 5, 10
2 ქუთაისი	1	6	2, 3, 4, 8
3 ბათუმი	6	3	1, 2, 4
4 სოხუმი	2	1, 4	3, 6
5 რუსთავი	1, 4	6	2, 3, 8, 16
6 კასპი	1, 4		2, 3
7 ტყვარჩელი	1, 2, 4		3
8 ზესტაფონი		3, 6	1, 2, 4, 17

ოისტანციური ოპტიკური მეთოდის გამოყენებით /34/ შრომაში განსამღვრულია მბილისის ატმოსფეროს ვაჭუჭყყიანების დონე 1965 წლიდან. გამოყენებულ იქნა მზის პირდაპირი რადიაციის ინტეგრალური ინტენსივობა, წყლის ორჟქელის და ოზონის საერო შემიცველ-

ობა, ზღვის დონიდან რელიეფის სიმაღლე. აღმოჩნდა, რომ 1928-1965 წლებში დაჭვავილობა იზრდება 7,6%-ით ყოველწლიურად; უკანასკნელ წლებში ამ ტენდენციას აქვს ექსპონენციალური ხასიათი.

1959 წლის 23 მარტს შეიქმნა გაეროთანებული ერების ორგანიზაციის საბუნებისმეტყველო მსოფლიო მეთეორიკოსული ორგანიზაცია, რომელიც აერთიანებს 164 სახელმწიფოს და ასრულებს მნიშვნელოვან სამუშაოს დედამიწის ამინდის პროგნოზირების საშუალებით, ატრეფიკი კლიმატის მუცხიერული მენჯავიის მაღალი რაოდენობის, იმასთან დაკავშირებით, რომ ყოველწლიურად იზრდება გარემოს დაცვის საჭიროებები პრობლემები, აღნიშნული ორგანიზაციის დევიზი უკანასკნელ წლებში ხდება "მეთეორიკოსია და საზოგადოების უსაფრთხოება". დღეს ყოველ ჩვენგანს აწუხებს ერთი მუცად მნიშვნელოვანი კითხვა რა გველოდება ჩვენ, დედამიწაზე მცხოვრებთ? რას უნდა ვებრძოლოთ და ბუნების რჩეობრივი სიურპრიზებისაფვის უნდა ვიყოთ მზად მიმავალი?

XX საუკუნე ადამიანის გონების კოლოსალური, ადრე არანახული მიღწევების საუკუნეა. სხვადასხვაგვარი ავტომატური კოსმოსური ხომალდები და თანამგზავრები, ატომური ელექტროსადგურები და გიგანტური მფრინავები, კოსმოსური ორბიტალები და პლანეტების ბედაპირზე დასამწვები უძრავი და მოძრავი სადგურები და ა. შ. თანამედროვე ტექნიკური სისტემათა შექმნის პროცესში სხვადასხვა სახის პრობლემათა გადაწყვეტის დროს უნდა ვახსოვდეს, რომ მრავალი მადგანი დღე ხანია გადაჭრილია ბუნების მიერ და ხშირად უფრო მარტივად, უკეთ და საიმედოდ. მილიონი წლების მანძილზე ბუნება სრულყოფდა თავის ქმნილებებს. დედამიწაზე სიგობების გაჩენისთანავე დამყარდა მზიდრო ურთიერთდაზოკიდებულება ორგანიზმებისა და არაორგანიზმების შორის. ცხოველები და მცენარეები ვითარდებოდა, მრავალფეროვნდებოდა და ეკუთვნოდა

გარენა. ფიქრობენ, რომ 6 კმ-ის 1,5 მილიარდი წლის წინ ატმოსფეროში უანგბადის რაოდენობამ მიაღწია "პასტერის წერტილს", ე. ი. თანამედროვე რაოდენობის 0,01 წაწილს. ეს შეესაბამება პირველად, ორგანიზმის აგების გარენას. თავისუფალი უანგბადის დაგროვებამ კი შესაძლებელი გახდა ოზონის სარტყლის წარმოქმნა, რომელსაც შეუძლო ცოცხალი ორგანიზმის დაცვა უღრანი სფეროში გამოუსხივების დამლეპველი ზემოქმედებისაგან. ამან, თავის მხრივ, გამოიწვია ცოცხალი ორგანიზმებისა და მცენარეუთა მრავალი სახეობის გარენა და კიდევ უფრო ძლიერ შეცვალა ატმოსფეროს შედგენილობა, სადაც თითქმის მთლიანად გაქრა ნახშირჟანგის გაზი და დიდი რაოდენობით გარდა უანგბადი.

ამჟამად ატმოსფერო შეიცავს დაახლოებით 21% უანგბადს, 0,03% ნახშირორჟანგის გაზს, ხოლო დანარჩენი რაოდენობა, ძირითადად, აზოტზე მოდის. ნეონიერების მიერ დაღვენილია, რომ ატმოსფეროს ამგვარი შედგენილობა სტაბილურ, მდგრად მდგომარეობაში იმყოფება 50 მილიონ წელზე მუდმივ ხნის განმავლობაში.

რა ხდება შემდეგ? ჩნდება ადამიანი, რომელიც შრომის იარაღებისა და ცეცხლის გამოყენებით დაიწყო აქტიური ზემოქმედება ბიოსფეროზე. შრომის იარაღმა და გონებამ მისცა ადამიანს საშუალება დასახლებულიყო თითქმის მთელ დედამიწაზე, შეგუებოდა სხვადასხვა გარემოს პირობებს და ემოქმედა ბუნებაზე. მათთანადამე, ბიოსფეროზე დაიწყო ზემოქმედება ბუნებაში ადრე არარსებულმა მათქმარველებმა ძალამ - ანთროპოგენურმა ფაქტორმა. ბუნება არ ასარქურება ადამიანს თავისი სიკეთით და უხადისოდ უხსნიდა თავის განძულობას; ხშირად ბოზოქრობდა, თავს ატეხდა ადამიანს სტიქიურ უბედურებას, რასაც მოჰყვებოდა ხოლო არსებულ ბუნებრივ ნონასწორობის ლკალური, რეგონალური თუ გლობალური დარღვევა.

ცნობილია ცნობის განვიხილავთ სანაპიროებსა და ბუნების ურთიერთობა გარეშე. ადამიანი გონებაში გაბატონდა მოსაზრება /საუბრეებზე ზოგიერთი დღეები/, თითქოს ნსოფიო საკუთრივად ამოუცნობად და ადამიანის მიერ საცხოვრებელ ადგილებში დატოვებული ზოგიერთი "კვადი" მხოლოდ უბნისთვის შეტანილია და სერიოზულ ყურადღებას არ მოითხოვს, ვინაიდან ბუნება ყველაფერს "მოითმენს".

თანდათანობით, ბუნებასთან ბრძოლაში ადამიანი ნებისმიერ შემთხვევაში ხვდება და თავისი საჭიროებების შედეგად მსხვერპლს. გავიხსენოთ კვადის ტყე და გარდაცვალება დიანში. უკანასკნელ საუკუნეში ევროპაში განადგურებულ იქნა ტყის მასივების ორი მესამედი და სხვა. ეს ტყეები ძირითადად ბასილარ ატარებდნენ, მუშაობა შედგომდა შემაჯობებელი ნიშნებიც. აქვე უნდა იქცას შემდეგი: წარსულში ადამიანთა მიერ პატარა მდინარეების ენდოგონის გონივრული გამოყენება, მცენარეთა და ცხოველთა საუკეთესო ჯიშების გამოყვანა, ძვირფას კულტურათა ინტროდუქცია - ყველაფერი ეს იმას მოწოდებს, რომ ადამიანის საჭიროება ჯერ კიდევ არ იცვლება შესამჩნევად უარყოფით შედეგებს ბუნებაში. შემდეგში განვიხილავთ მნიშვნელოვან ნიშნებს, რომლებსაც ატარებდა მდინარეებში რაშეება, ნიდაგის და ატროსტროს დასუსტება. ეს უკვე დაიწყო მსოფლიოს ახდენს გარეულ მუშაობის ცხოველებზე, ადამიანის ჯანმრთელობაზე. გარდა ეგრეთ ნიშნული პრევენციული პატარა მდინარეების, სინკოტები, ტყვიითა და სხვა ნიშნების განვიხილავთ მოსამტევეთ. ამასვე დროს, ბუნება კიდევ ინარჩუნებდა მნიშვნელოვან ნიშნებს და განახლების ბიოლოგიური რესურსების აღწარმოების უნარს.

ჩვენი საუკუნის მეორე ნახევარში ეკონომიკურად განვითარებულ ქვეყნებში უარყოფითად გავლენას ახდენს სანაპიროების ტექნიკური

რეკლამის, რომელიც საზოგადოებას მისცა გარემოცველი გარემოს შეცვლის ჯერ არნახული ტექნიკური საშუალებანი. უნდა აღინიშნოს ისიც, რომ დედაბინის ახლო კონსტრუქციის სივრცის ათვისებასთან დაკავშირებით, საკუთარ ტრასების რეგულაციის კოლსაღური მრედი, მინი-ვინილვინად გაფართოვდა ბუნებასა და ადამიანს შორის აქტიური ურთიერთობის საზღვრები. უმარტივად ტერიტორიაზე ირეხება ტყეები /ცომბირის და ბრამილიის ტყის მასივები/, იქმნება მსხვილი ნაკლებ-საყვები, რომელიც მსოფლიო ფართობში გადამჭარბა ბელგიის სახელმწიფო ფართობს, სწრაფად იმრეება ქალაქები, მათი მოსახლეობა სოფლის მუშაკების ხარჯზე /განსაკუთრებით საბჭოთა კავშირის ტერიტორიაზე/. აჭმოსფეროსა და პიეროსფეროს დაჭყვყყიანება ლეპულაბს გლობალურ ხასიათს. საზოგადოებამ თავის სამეურნეო საქმიანობაში აქტიურად ჩართა უდაბნოები, მღვინის სიღრმეები, მალაქიანი რაიონები, ყინულით დაფარული დედაბინის რივივე კონტინენტი და, ბოლოს, კონსტრუქციის ათვისების დროს შესამჩნევია ტენდენცია: შენობები "უბევინ" სასოფლო-სამეურნეო მიწებს, ვინეო-ღება საძოვრები და ტყეა მასივები /ტყეა ფართობი უკანასკნელ 200 წლის მანძილზე ორჯერ შემცირდა/. ეს მდგომარეობა შემთავ-თებულა ატმოსფეროში თავისუფალი ჟანგბადის გამოყოფის შემცირებისა და ნახშირორქვანა გაზის შეშაქმის შევალსაზრისით. ჭიშ-მარტად გიგანტური გაქანება მიიღო ყოფაცხოვრებაში ფართოდ გამოყენებულმა ქიმიურ ნაერთმა მოხმარებამ, ველ-მინდვრებში შექვე 400 მილიონი ტონა მინერალური და 4 მილიონ ტონამდე სხვადასხვა სახის შეამქმიკატები, რომელიც შეშაქმის ნახევარ-რი ზედაპირული ჩართვადენით ხვდება ნყალსატვებში ანდა შექვეღება ატმოსფეროში, თუ მათი გაბნევა ხდება შეშაქმინა-ვებრად. ქიმიური დაჭყვყყიანების შემოქმედება კი ძალზე მრავ-

ადგურთვანია: მას შეუძლია დაარღვიოს სასაზღვრო და საჭიროების მომინ-
ველებელი ორგანოების ფუნქციები, მიწოდებისგან გამოიყვანოს სხვადა-
სხვა ფორმებში სისტემები და, რაც მთავარია, დაზარალოს ორგანი-
ზაციის პირობითი - რეგულატორული მოქმედება. გავითვალისწინებთ
თი გარემოებასაც, რომ ატომსფეროს დასრულებების ძირითადი კომ-
პონენტები /მცვერის ნაწილაკები/ თავს იყრის დედაშიწის ზედაპირ-
ის უახლოეს ე.წ. "მოხილვების" ფენაში, სადაც პირის მიკროტურბულ-
ენტური მოძრაობის გამო შეიქმნება თიქსის ნულია.

ადამიანის მიერ დედაშიწის ზედაპირის გარდაქმნას - ძირითა-
დად წყალსაცავების, აგრეთვე, სასარგებლო წიაღისეულის ღია წესით
მოპოვების დროს წარმოქმნილი ღრმა და ფართო კარიერების შექმნას
/საკმარისია გავიხსენოთ ენგურ-ხულონის კასკადი და ჭიათურის რა-
იონის სოფლების "გადასახლება"/ თან სდევს დოკუმენტი მასშტაბებ-
ის არასასაზღვრო შედეგები. დადგენილია, რომ პირობებში კური
ნაგებობანი მოკლე ხანში უფრო მეტად ცვიდან მდინარედა სარეგულ-
ურას, ვიდრე ახასი წლებს მანძილზე მის კალაპოტში მი ინარე
ბუნებრივი პროცესები. ძნელი არ არის გავინაგარიშოთ წყალსაც-
ავის ავსების ვადები, მისაღები ენერჯის მნიშვნელობა, მაგრამ
ძნელია შევასწავოთ მომავალი პირობებიში რეჟიმი, ნაპირების
ჩამორთვება ტალღების მიერ, ანდა ნიადაგქვეშა წყლების დონის
ანევის სიმაღლე წყალსაცავის მიმდებარე დიდ ფართობზე და მი-
სი შესაძლო გავლენა ახლომდებარე ტერიტორიის სოფლის მეურნეო-
ბაზე.

ჩვენს ეპოქაში გარემომცველ გარემოში მოძრავ წონასწორო-
ბას ექვსი ენერგეტიკული ფაქტორი განსაზღვრავს, სხვადასხვა
წონითი კოეფიციენტებით. ეს არის მზის ენერჯია, გრავიტაციის
ძაღები, ტექნიკური ძაღები /საუბედუროდ, ბოლო 10 წელში თიქს-
ის გარკვევა, რამაც კატასტროფული მინისძვრები მასაქვირა/

ქიმიური ენერჯია /უმიშავრესად შანჯვისა და ალდგენის პროცესებში:
 ბუნებაში/, ბიოგენური ენერჯია/ ფოტოსინთეზი, ბიომასის პროდუქ-
 ცირება/ და, ბოლოს, მსოფლიო ინფუსტრიის ენერჯია. ამასთან, პი-
 რველი ხუთის გავლენამ 4 მილიარდი წლის განმავლობაში ჩამოყალიბ-
 ბა ბუნებრივი გარემო და ადამიანიც. მსოფლიო ინფუსტრიის ენერჯ-
 ია ვითარდება იროსის ინტორიული სკალის მიხედვით და ამჟამად და-
 იკვირდება მისი სიმძლავრის გაორკვეტების ტენდენცია ყოველ 10-15
 წელიწადში. ამ ენერჯიის გამრდა დაახლოებით 300-ჯერ გამოიწვევს
 პაერის ტემპერატურის 1⁰C მომატებას, რაც, თავის მხრივ, ყინულგ-
 ანი ზედაპირის მიკუთარ ჩველიოჩას გამოიწვევს. მასთანადავთ, იბაზე,
 თუ როგორ მოაწყობს კაცობრიობა წარმოებას უახლოეს 30 წელში,
 დამოკიდებულია გეოლოგიური დროის განმავლობაში ჩამოყალიბებუ-
 ლი წონასწორობის შენარჩუნებასა და შევრევაპ რაროვრევაზე, აპამიან-
 ნია ბევრი რამ გააკეთა იმისათვის, რომ შეესწავლა ბუნების კანო-
 ნებში და ვაბაოწებუღიოთ მასზე, მაგრამ ბუნებაზე დაიკრების თ-
 პოვებასთან ერთად ადამიანი აღმოჩნდება სერიოზულ ეკოლოგიურ საში-
 თიშინებაზე წინააღ და იძულებული გახდება მონახოს ბუნებასთან შერი-
 ტების, მისაპმი მჭრუნველობით მოაწრობის ტებში. კულოვრის ინფროია
 გვასწავლის - შენიშნავდა აკადემიკოსი პ. კაკივა - "დროის მიხ-
 ედვით უანჭასტიკური რეალური ხდება. აპამიანის კლიმატზე ზემო-
 ქმედების უაქტი ხდება რეალური და წარმოიშვა პროექტი არა კლიმ-
 ატის გაუმჯობესებისა, არამედ მისი "გადარჩენის".

აპამიანმა ლევისი ჩარევით მნიშვნელოვნად შეცვალა გარემო,
 მიწების სტიქიური ათვისებით ხდება გაუდაბნობა 1 კმ ჩრქვარით
 წელიწადში. მცენარეული სამოსის შეცვლა და დედამიწის ზედაპირის
 გაშიშვლება იწვევს ადბოლოს ცვლილებას 10-12%, რაც თავისთავად
 ახორციელებს დედამიწის, როგორც პლანეტის, სიმბური რეჟიმის
 ცვლას. მნიშვნელოვან საუკუნის 80-იან წლებში გაჩნდა კლიმატის

პროგნოზი, რომელიც 2000 წლისათვის ჰაერის საშუალო ტემპერატურის გაზრდას ითვალისწინებს ერთი გრადუსით; ორი გრადუსით - 2025 და სამი გრადუსით - 2050 წლისათვის. ერთ-ერთი დამადასტურებელი ფაქტი მოსალოდნელი "დუბაინის დათბობისა" არის C O₂- ატმოსფერული შემცველობის იუდეოვი ზრდა. ნახშირორჟანგა გაზი არის ატმოსფეროს შედგენილობის ისეთი კომპონენტი, რომლის პროცენტული შემცველობა საკუთარის სიჭუსადით იზომება წილების განწველობაში. ამიტომ ეს ერთადერთი შემთხვევაა, როცა ფასდება ადამიანის ბუნებაზე მოქმედების ძალაშტაბურება. ცნობილია, რომ C O₂ -ის დღევანდელი შემცველობა ატმოსფეროში აკავებს დედაბინის სიმბური გამოსხივების 18%, რაც უზრუნველყოფს ჩვენი პლანეტის საშუალო ტემპერატურის მალად ღონეს. გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ უკანასკნელ 10 წელიწადში თბილისის საჰაერო აუზში სხვადასხვა ნივთიერებათა საშუალო კონცენტრაცია პრაქტიკულად ერთსა და იმავე ეოლეზე რჩება. ეს ღონე მკვეთრად არ აღემატება ზღვრულად დასაშვებ მარეწებლებს. გამონაკლისა C O₂, რომელსაც ზრდის ტენდენცია აქვს. ამ ზრდის ტემპის მიხედვით მაქსიმალური კონცენტრაციის დრო შეიძლება იყოს XXI საუკუნის შუა პერიოდი. ამავე პერიოდში მსოფლიოს ხალხის ყურადღება მიქცეულია დედაბინის ორივე პოლუსზე ოზონური ხვრელის აღმოჩენისადმი. მათი დიამეტრი რამდენიმე ასეული კილომეტრია. რა არის მათი გაჩენის მიზეზი? შეიძლება ადამიანის ანთროპოგენური მიზეზებმა, შეიძლება ვუღკანური... ხვრელში ზონის კონცენტრაცია რამდენიმე პროცენტით დაბალია, მისი გავლენა მზის უღრანისტრ რადიაციაზე კი საყოველთაოდ ცნობილია. რა უსიამოვნებას უქადის ეს მოვლენა დედაბინის ცხოვრებთ? პასუხი მომადლის საჭიერა. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ბოლო პერიოდში შეიმჩ-

ნევთა მტონური ხარელებიხს რახურევა, მადგრამ ეხ პრობლემახს არ წყვეტს. ერთი კი ცხადიხს, ადამიანიხს ჩარეკით ბუნეხსიხს პრეცედენტში უარეფრთიხს გავლენიხს ტერიპი გაცილებით ალკალუბა მვითაღვრენიხს ინტენსივობახს. იხს, რაც ხეება ბოლო წლებში დედამიწიხს სხვადასხვა რეგრონში - ზღვრესა და რეკონსტრუქციის, წიხსა და ბარში, გახშირებული ჰიდრომეტეოროლოგიური საშიში მივლენები /დიდმოვლიანობა, გვაევი, მიწყურები, წყადღიღობა, ქარიშხლები, კატასტროფული თხიხს-დურები/, რთივლესა მილიონობით ადამიანიხს სიციცხლე ეწირება, დაკავშირებულა დედამიწიხს გლობალურ პრეცედენტში ადამიანიხს ჩარევახს.

მეუღლებელია არ იმევეს ავიაციისა და რაკეტული ტექნიკის განვითარების როლიხს შესახებ კლამატის ცვლილებაში. 18 ახასი დაკვირვებიხს ანალიზია, რთივლიც ჩატარდა ამერიკიხს შეერთებულ შტატებში, ერთ-ერთ საჰაერო ტრასაზე არევენა, რთი ყრვიდწილურად მოლრებულ დღეა რიცივი იზრდება 20-30 დღიხს. კლიმატზე მიკვეთრი გავლენა რაკეტებისა და დედამიწიხს გარშემო მბრუნავი სხეულებიხსა ჯერჯერობით არ ჩანს.

ალსანიშნავია ჩვენი საუკუნის მსოფლიო ავტომანქანების პარკის კოლსადური ზრდა. თიქმის ყრვიდღლიურ პრესაში არიხს მონაცემები მანქანური ტექნიკური გამონაბოლქვის მავნე შედეგების შესახებ, გამომქმულია სხვადასხვა მოსაზრებები აღნიშნული გამონაბოლქვის შემიცირების მიზნიხს. დადგენილია, რთი გამონაბოლქვი აირებში ნახშირჟანგის შემეცველობა მოცულობით 1,5ჯ-ს არ უნდა აღემატებოდეს /თბილისში ზოგიერთ დღებში 5-6-ჯერ აღემატება/. ამრიგად, ატმოსფეროს ქვედა ფრენებში ნახშირჟანგს ზრდიხს და ჟანგბადს გვართივეს მილიონობით მანქანების პრატეკიკულად უწევვიტი მოორახობა, ხოლო მალად ფრენებში 6-18 კმ-ზე სხვადასხვა

სარკის გიგანტური დაინერგები.

ჩვენ სპეციალური მოსამზრებელი არ ვებნებთ სხვადასხვა სახის რადიაციური დაქვეყნების ზრდას ჩვენს პლანეტაზე. ვითუკვნივ, რომ კაცობრივად შევისუსტდება ატომური ძირის საშინოებისაგან და გონივრული მოქმედებით დაცული ვიქნებით ჩვენთვის დისკუსიო მაგალითებისაგან.

კაცობრივად ესაფიქრება უნერგო ანოდექტების წარმოების გამზრდისათვის, გათხრობისა და ტრანსპორტის განვითარებისათვის, საჭილის მომზადება-შენახვისათვის, კულტურული მოახლოვების თანამედროვე ღონის შესაბამისად დაკმაყოფილებისათვის, ანტიკომ კვლავ უნდა განმარტოს ნაბარხი საწვავის სიმბური გამოყვება, ჰიდროენერგია, ბისა და კაჩის ენერჯია და, აღმათ, ატომური ენერჯია, მავრამ გონივრულად, რათა არ გამარტდეს კ. მარკუსის სიტყვები: "კულტურა, თუ ის სტიქიურად ვითარდება და არამეგნებულად წარმარება, შევის შემიტომ ტოვებს მხოლოდ სიყარვილს".

რადედადაც უფრო მძაფრად შემიტომ მთელ ჩვენს სინამდვილეში ეკოლოგიური პრობლემა და ისინი მტვირთვ არიან ვადაზღარაშენი არა მარტო ტექნოლოგიის საკითხებთან, არამედ ეკონომიკის, პოლიტიკის, მორალის, სამართლის, ესთეტიკის, განათლების საკითხებთან, იმედუნად ვასაკვბო, რომ ნებისმიერი ეკონომიკურად განვითარებადი საზოგადოება ღრუთ განმავლომაში იძულებულია დახარჯოს სულ უფრო მეტი ძალ-ღონე, განახორციელოს სამეურნეო ღონისძიებათა სულ უფრო ფართო წრე, რძილებიც მიმართული იქნება ბუნებრივი პირობების შესანარჩუნებლად. ყოველივე უნდა ვიღონოთ, რომ ჩვენს პლანეტა დედამიწას შევისუსტდად შევძლოთ "სუნაქვა".

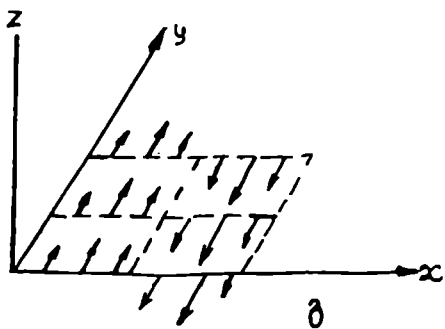
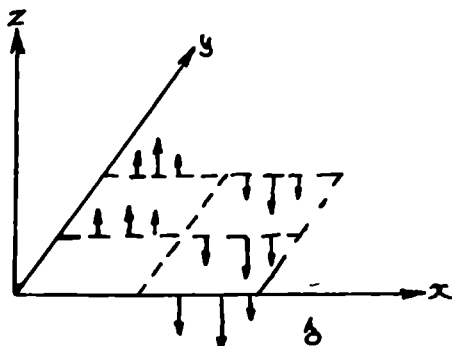
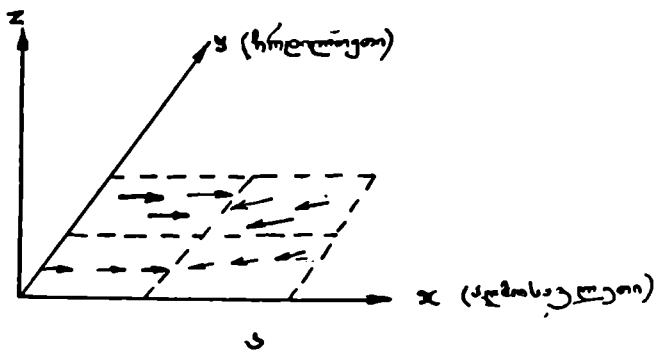
გეოლოგიური შედეგად გამომდინარე, პირველ რიგში, აუფილბლად მიკვარწინა შემიტვიღი ღონისძიების ვაჭარება:

1. ყველა დაწესებულების ხელმძღვანელმა, ვისაც ეხება გარემოს სისუფთავის დაცვის საკითხები /შბილისში 500-მდეა/. პირადი პასუხისმგებლობით უზრუნველყოს გარემოს დაჭურჭყთანების დამცველი საშუალებების მალად დონეზე მიწოდება.

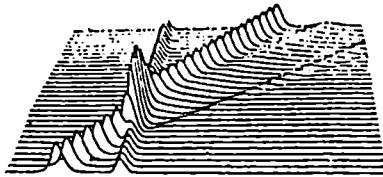
2. ჩამოტეხილი იქნეს ეკოლოგიური დანაშაულისათვის პასუხისმგებლობა. აუცილებელია მათი გამოაშკარავება და დასჯა დანაშაულებათვის მიუხედავად საჩვენებელი სასამართლო პროცესები. ბუნებაზე მიყენებული ზარალი მოქალაქეებმა დაპაიხიროს არა სახელმწიფო, არამედ საკუთარი ბიუჯეტით.

3. ნებისმიერი მიწისთვის დაწყებისას, რამდენიც ეხება ბუნებრივი სიმდიდრის გამოყენებას, მათ დამუშავებას, გარეშე პირების შეცვლას, აუცილებელია ეკოლოგიური ექსპერტიზის ჩატარება წამყვანი სპეციალისტებისა და საბუნებრივების სპეციალისტები უშუალო მონაწილეობით. ვინაიდან ეკოლოგიურ პრობლემას არ გააჩნია სახელმწიფოებრივი სამართლებრივი.

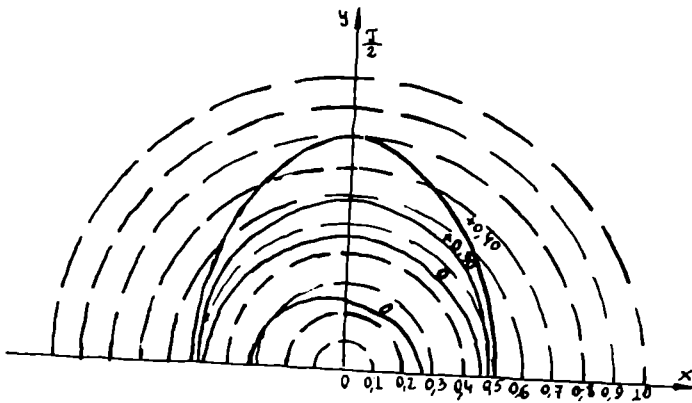
4. თითოეულმა მოქალაქემ შეიძინოს ეკოლოგიური საფრთხის რეალურად აღსაფასებელი და თავისი წვლილი შეიტანოს გარემოს სისუფთავის დაცვის საქმეში.



5ბ. 1

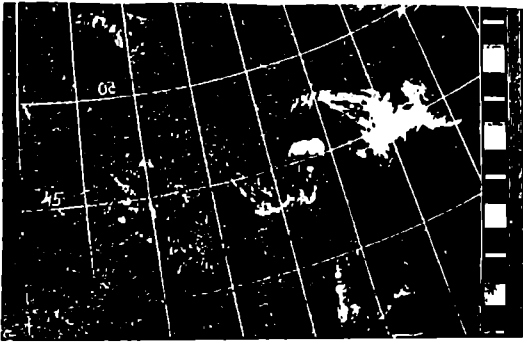


буб. 2

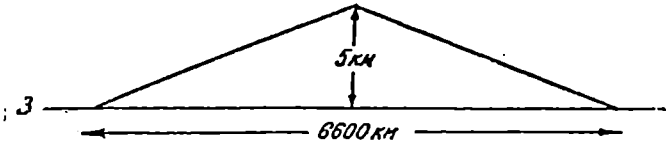
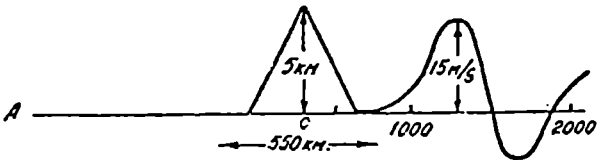


$$t = 1.60$$

буб. 3



505. 4



505. 5

ს ო ბ ო ო ო ო ო ო

1. Кибель И.А. "Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды". М., Издательство техн. лит.
2. Марчук Г.И. "О термогидродинамических процессах большого масштаба в бароклининой атмосфере". Труды института физики атмосферы АН СССР, 1958, с. 119-141.
3. Дымникова В.Ш. "О численном моделировании бароклининой неустойчивости". Известия АН СССР ф.а.и.о., 1959, № 4, № 3, с. 243-250.
4. Галин М.Б. "Об устойчивости атмосферных вихрей планетарного масштаба". Изв. АН СССР, ф.а.и.о., 1959, № 4, с. 570-580.
5. Добрышман Е.М. "Динамика экваториальной атмосферы". Л., Гидрометеоздат, 1980, с. 270.
6. Каменкович В.М., Монян А.С. "Основные положения термогидродинамики океана". В кн. "Физика океана". М., "Наука", 1978, с. 85-112.
7. Ларичев П.С., Резник Г.М. "О двумерных уединенных волнах России". ДАН СССР, 1976, т. 231, № 5, с. 1077-1079.
8. სვეტიცხოველი ბ. ვ. "ამინდის მოკლევალიანი პროგნოზის რიგბვი-
თი მეთოდები," თსუ გამომც., 1978-1981,
სამ ნაწილად.
9. სვეტიცხოველი ბ. ვ. "რელიეფის გავლენა
ატმოსფერულ პროცესებზე" თსუ გამომც., 1984

10. ხვედელიძე ზ. ვ., ჯავახიშვილი შ., "წარსულისა და მომავლის კლიმატი, მსუ გამოცემები - 1988.
11. Белов П.Н. "Численные методы прогноза погоды". Л. Гидрометиздат, 1975, с. 400.
12. Марчук Г.И., Саркисян А.С. "Математическое моделирование циркуляции океана". М., "Наука", 1988, с. 301.
13. Педлоски Дж. "Геофизическая гидродинамика". Ч. I, 2. Изд. "Мир". 1984, с. 803.
14. Хведелидзе З.В. "Влияние орографии и β /эффекта/ на волновые движения в атмосфере". Метеорология и гидрология, 1982, № 10, с. 110-115
15. Хведелидзе З.В. "Исследование атмосферных движений в поле силы Кориолиса при наличии гор". Известия АН СССР. Ф. а. и. о. т. 18, № 3, 1982. с. 227-235
16. მატეველი ზ. ბ., "ზოგადი მეტეოროლოგიის კურსი" /აქრისებრნი გრძობა/, მსუ გამოცემები 1987
17. Справочник по математике (Г. Корн, и Т. Корн, М., 1978, с. 831).
18. Крупномасштабные динамические процессы в атмосфере. Изд. "мир", 1988, с. 425.
19. Берлянд М.Б. "Прогноз и регулирование загрязнения атмосферы" Л., Гидрометиздат, 1985. с. 271.
20. Берлянд М.Б. и др. "Влияние рельефа на распространение примесей от источника". Тр. ИГО, вып. 234, с. 28-44.

21. Хведелидзе З.В., Пичхая Т.Е. "Изучение загрязнения воздуха атмосферы гор Тбилиси с изменением метеорологических элементов". Сообщения АН ГССР, № 3, 1982, с. 543-548.
22. Марчук Г.И., Пененко В.В., Алоян А. Е., Лазриев Г.Д.
"Численное моделирование микроклимата города"
Метеорология и гидрология. 1979, № 8, с. 5-1F
23. ԿՅՅՈՅՅՈ Յ. Վ., ԵՅՅԵՂՍԻՈՅ Զ. Յ., - յՅՈՆԵՐ ԲՅ ԴՅԵԵԴՅԱ, "ԾՄԸ-ԵՅ", ԹԹՈՐՈՆՈ, 1983
24. Добрышман Е.М. "О квазитрехмерных модонах в тропосфере".
Метеорология и гидрология, № 1. 1983, с. 5-15.
25. Хведелидзе З.В. "Взаимодействие длинных атмосферных волн с рельефом". Труды ТГУ. "Физика", 286, 1989, с. 5-15.
26. A. Patoinc and T. Warn, The Interaction of Long, Quasi-Stationary Baroclinic with Topography, January, 1985.
- H. Yang, Evolution of a Rossby Wave Packet in Barotropic
1. with Asymmetric Basic Current, Topography and ζ -Effect.
J. Atmos. Sci., 1987, vol. 44. N 16.
28. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидродинамика.
Ч. I и II, М., 1963, с. 727
29. Динамическая метеорология. Под ред. Лайхтмана Д.Л. Л., Гидрометеоздат, 1976, с. 607
30. Галин М.Б. Поток Элиассона-Шальма и динамика крупномасштабных атмосферных процессов". Метеорология и гидрология. № 1, 1989, с. III-III8.
31. Хведелидзе З.В., Джanelидзе П.Д. "О методах оценки доступной потенциальной энергии в атмосфере и возможности ее использования в целях прогноза. Труды ТГУ, 271, 1987, стр. 105-114.

32. Ван Мигем Ж. Энергетика атмосферы. Гидрометиздат. 1977, стр. 315.
33. Хведелидзе З.В. О сохраняющейся величине в баротропной модели при учете влияния рельефа. Метеорология и гидрология, № 2. 1980. стр. 104-108.
34. Бершвили Д.И. Особенности загрязнения атмосферы над Тбилиси. Сообщения АН ГССР. 1965, 132, № 3, стр. 541-644.
35. Гуния Г.С. Вопросы мониторинга загрязнения атмосферного воздуха на территории Грузинской ССР. Гидрометиздат, 1985, стр. 84.

1 მ ი ს ა ვ ა ო ი	3
შავი I - ჭარბობის პრაქტიკის მიზნების ძირითადი პირობების- მიკრობიოლოგიური მახასიათებლები.	9
შავი II - აერობიკის განვითარება სისხლში მასობრივ- აბსოლუტური სიდიდით	22
§ 1. განვითარების მიხედვით სხვადასხვადასხვა სისხლ- ში	22
§ 2. გეოგრაფიული და სტატისტიკური მახასიათებლები	29
შავი III - ჭარბობის მიზნების გეოგრაფიული და პირობების- მიკრობიოლოგიური განვითარების განვითარება ანალიზი.	40
§ 1. მასობრივი მიხედვით	40
§ 2. ძირითადი ჭარბობის გეოგრაფიული	47
შავი IV - პირობების მიხედვით განვითარება სისხლში მასობრივ- ტიპობრივად	57
§ 1. მასობრივი მიხედვით	57
§ 2. ელემენტარული პრაქტიკის რიგის შეფასება	62
შავი V - ანალიზური მიზნების განვითარება სისხლში, მასობრივ- ტიპობრივად რეგულაციის განვითარების განვითარების მიხედვით.	70
§ 1. "მასობრივი" მიხედვით	70
§ 2. ანალიზური ჭარბობის რეგულაციის ანალიზი	79
ბ/ დროითი მრავალფეროვნების მიხედვით	82

§ 3. კვაზის ფაქონარული გრძელი ბაროკონური ტალღების ურთიერთქმედება რელიეფთან	58
§ 4. სოლიტონური ტიპის ოროგრაფიული ტალღები	114
§ 5. ატმოსფერული მოძრაობების გამოკვეთვა ყორიონისა და პარამეტრის, ცვლილებისა და დედამიწის რელიეფის გავლენის გათვალისწინებით	121
§ 6. სასარგებლო პოტენციური ენერჯია და გეოსტრუქტურული მოძრაობის განტოლება.	128
შავი VI - ატმოსფეროს დაჭუჭყიანების პროგნოზირება და პირობები	137
§ 1. ა/ ჰაერის დაჭუჭყიანების პროგნოზის ფიზიკური საფუძვლები	136
ბ/ პროგნოზური განტოლების ინტეგრება.	145
§ 2. ა/ რელიეფის გავლენა	152
ბ/ სასაზღვრო მნიშვნელობები	160
გ/ რიგბვიით ინტეგრების მეთოდი	162
დ/ რიგბვიით გათვლების შედეგები	165
ე/ ჰაერის დაჭუჭყიანების გამოკვეთების ნაკად მიმოხილვა ადგილის რელიეფის გათვალისწინებით	169
§ 3. გავუფრთხილეთ პლანეტა დედამიწას	175
დ ი ე რ ა ტ უ რ ა	194

ХВЕДЕЛИДЗЕ Зураб Владимирович
ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ В НИЖНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ
И ПРОБЛЕМЫ ЗАГРЯЗНЕНИЯ
(на грузинском языке)

Издательство Тбилисского университета
Тбилиси 1991

გამომცემლობის რედაქტორი ა.ს.ფურუა
კორექტორი ნ.ვენიშხარაძევილი

*ბეჭდვით გამოცემის დასაბუთება 20.12.90. საბუთო
ქაღაღდი 60X84 პირობითი ნაბეჭდი შაბაბი 12,5
სააღრ.-საგამომცემლობაში 6,74 ტირაჟი 300
მეცნიერების № 1336
ფასი 80 კაპ.*

*თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,
თბილისი, 380028, ი.ჭავჭავაძის ქუჩა, 14.
Издательство Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр.И.Чавчавадзе, 14.*

*საქართველოს რესპუბლიკის ბეჭდვითი სიტყვის
რეპროდუქციის თბილისის ი.ჭავჭავაძის სა-
ბეჭდობის ნიგონის ფაბრიკა, გრ.რობაქიძის
ვარდის, №1.*