

სსიპ „ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტი“
ფიზიკა-მათემატიკისა და კომპიუტერულ მეცნიერებათა ფაკულტეტი
ფიზიკის დეპარტამენტი

კახა მახარაძე

**მრავალჯერად გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების
სტატისტიკური მახასიათებლების შესწავლა ტროპოსფეროს
სიმაღლეებზე**

სპეციალობა: ფიზიკა

ფიზიკის დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად წარდგენილი
სადოქტორო დისერტაცია

მეცნიერ-ხელმძღვანელი:
პროფესორი ნუგზარ ლომიძე

ბათუმი - 2018

სადისერტაციო ნაშრომი შესრულებულია ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკა-მათემატიკისა და კომპიუტერულ მეცნიერებათა ფაკულტეტის ფიზიკის დეპარტამენტში. სადისერტაციო ნაშრომის ექსპერიმენტული ნაწილი შესრულებულია შოთა რუსთაველის ეროვნული სამეცნიერო ფონდის მიერ დაფინანსებული საგრანტო პროექტების:

1. „გარემოს რადიო სპექტრალური დიაგნოსტიკა სიგნალისა და გარემოს დისპერსიულ მახასიათებლებს შორის კორელაციური ურთიერთკავშირის საფუძველზე“ (საგრანტო ხელშეკრულება #31/33, მეცნიერ-ხელმძღვანელი ასოც. პროფ. იზოლდა ჯაბნიძე, 2013-2016) ფარგლებში.

2. ოპტიკურად მკვრივი, შემთხვევითი ფაზური ეკრანის ფლუორესცენციული მახასიათებლების რაოდენობრივი და გაბნეული ლაზერული გამოსხივების ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციის სტატისტიკური მომენტების სპექტრალური ანალიზი (საგრანტო ხელშეკრულება №FR-152-9-240-14, მეცნიერ-ხელმძღვანელი სრული პროფ. ნუგზარ ღომიძე, 2015-2018) ფარგლებში.

ნაშრომში მიღებული ძირითადი შედეგების შესახებ გაკეთებულია მოხსენებები საუნივერსიტეტო და საერთაშორისო სამეცნიერო კონფერენციებზე. სადოქტორო შრომაში თეორიული კვლევა შესრულდა საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის პროფესორის გიორგი ჯანდიერის და ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის დეპარტამენტის პროფესორ ჟუჟუნა დიასამიძის კონსულტაციებისა და მითითებების გათვალისწინებით.

ავტორი მადლობას უხდის პროფესორ გიორგი ჯანდიერს და პროფესორ ჟუჟუნა დიასამიძეს გაწეული დახმარებისათვის.

შინაარსი

შესავალი. აქტუალობა. პრობლემის ლიტერატურული დასაბუთება-----	5
თავი 1. ოპტიკური სიგნალების სტატისტიკური მახასიათებლები-----	20
§1.1. სიგნალების მახასიათებლები და სტატისტიკა-----	20
§1.2. ოპტიკური სიგნალები და სტატისტიკური მომენტები-----	26
§1.3. რიცხვითი კორელაცია-----	30
§1.4. სპექტრალური ხაზების სიგანის გაზომვა-----	34
თავი 2. ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევის ინდიკატორების შესწავლა-----	49
§2.1. დისპერსიული განტოლებები-----	49
§2.2. პლაზმის კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებებზე ერთჯერადად გაბნეული ველი-----	56
§2.3. TE პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღების ერთჯერადი გაბნევა პლაზმის არაერთგვაროვნებებზე-----	59
თავი 3. ლაზერული სხივის გავრცელების შესწავლა ტროპოსფეროს ელექტრონული პარამეტრების საფუძველზე -----	67
§3.1. ტროპოსფეროს ელექტრულ და მეტეოროლოგიურ პარამეტრებს შორის კავშირი-----	67
§3.2. რეფრაქცია -----	71
§3.3. ტურბულენტური ნაკადი და არაერთგვაროვნებების მახასიათებელი შიდა და გარე მასშტაბები -----	75
§3.4. შორეულ ტროპოსფერულ ფენებში სიგნალის სიმძლავრის შეფასება. ექსპერიმენტის შედეგები და მისი შედარება თეორიულ მონაცემებთან -----	78
თავი 4. შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელი -----	82
§4.1. ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანი-----	82
§4.2. ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელება ტურბულენტურ ატმოსფეროში --	93
§4.3. თავისუფალ სივრცეში გავრცელება -----	96
§1V.4. ატმოსფერული ეფექტები -----	103
დასკვნები-----	109
ლიტერატურა-----	118

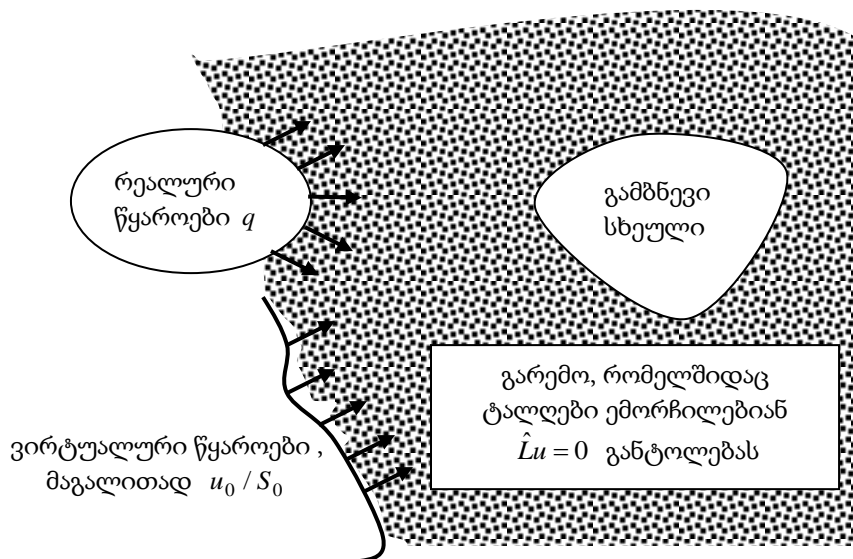
შესავალი. აქტუალობა.

პრობლემის ლიტერატურული დასაბუთება

ტალღური მოვლენების კლასიფიკაცია ბუნებრივია დაკავშირებულია დინამიკური ამოცანების დასმასთან. ტალღური ამოცანების საკმარისად ფართო კლასი ფორმულირდება შემდეგნაირად: დავუშვათ S ზედაპირით შემოფარგლული სხეული (ან სხეულთა სისტემა) მოთავსებულია ერთგვაროვან ან არაერთგვაროვან გარემოში, რომელშიც ვრცელდება ამა თუ იმ ბუნების ტალღები (ელექტრომაგნიტური, აკუსტიკური, დრეკადი, სპინური და ა.შ.). ვთქვათ, წრფივი, დიფერენციალური ან ინტეგრო-დიფერენციალური ტალღური ოპერატორი არის - \hat{L} . ტალღურ განტოლებას იმ არეში, რომელიც თავისუფალია ტალღის წყაროებისაგან, ექნება სახე [63]:

$$\hat{L}u = 0,$$

სადაც u - ტალღური ველია, რომელიც შეიძლება იყოს სკალარული, ან ვექტორული. იმ შემთხვევაში, როცა ის ვექტორულია \hat{L} ოპერატორი ტენზორული სიდიდეა.



ნახ. 1. ტალღურ თეორიაში ამოცანის ტიპური დასმა

პირველადი ტალღა მიიღება ან რეალური q წყაროებით, ან ვირტუალური წყაროებით (ნახ.1). მაგალითად, პირველადი ტალღა შეიძლება იყოს u , რომელიც ხშირ შემთხვევაში ბრტყელი ტალღაა, ხოლო საძიებელი არის - გაბნეული ველი. წყაროების მდებარეობისა და გამბნევი სხეულის ფორმის გარდა საჭიროა განისაზღვროს სასაზღვრო პირობა გამბნევი სხეულის შემომფარგვლელი S ზედაპირისათვის,

აგრეთვე გამოსხივების პირობა (ანუ პირობა უსასრულობაში). დეტერმინირებულ ამოცანაში მოცემული გვექნებოდა პირველადი u_0 ველი S ზედაპირზე. პირველადი ველის სტატისტიკა განისაზღვრება მხოლოდ მეორე რიგის მომენტით [60,66]:

$$\Gamma_u^0(1,2) = \langle u_0(1)u_0^*(2) \rangle.$$

ოპტიკაში მას მეორე რიგის კოჰერენტულობის¹ ფუნქციას უწოდებენ. შესაძლებელია მოცემული გვექნოდეს პირველადი ველის უფრო მაღალი რიგის მომენტებიც. ბუნებრივია, u ველის სრული სტატისტიკური აღწერა ხდება n ($n=1,2,\dots$) – რიგის ალბათობათა სიმკვრივებით. კონკრეტული ამოცანის პირობებში, შემთხვევითი შეიძლება იყოს: ა) რეალური q წყაროები; ბ) ვირტუალური წყაროები (u_0/S_0); გ) S საზღვრის ფორმა და მდებარეობა; დ) გარემოს თვისება, ე.ი. თვით \hat{L} – ოპერატორი. ამიტომ შეიძლება შემოვიღოთ ოთხი ძირითადი სტატისტიკური სქემა², რომლებსაც პირობითად ვუწოდებთ პირველად სტატისტიკურ სქემებს. მოკლედ დავახასიათოთ ამ პირველადი სქემების მათემატიკური ნაწილი.

1. ველის აღძვრა შემთხვევითი წყაროებით [62,65,69]. ამ კლასის ამოცანები აღიწერება არაერთგვაროვანი განტოლებით:

$$\hat{L}\tilde{u} = \tilde{q},$$

მოცემულ შემთხვევაში ტილდათი აღნიშნულია შემთხვევითი სიდიდეები. ესენია: q წყაროები და თვით u ველი. მარტივ შემთხვევაში სასაზღვრო პირობა S ზედაპირზე და ველის პირობა უსასრულობაში შესაძლოა მხედველობაში არ მივიღოთ.

2. შემთხვევითი ველების გაბნევა [50,59]. ამ კლასის ამოცანები აღიწერება ერთგვაროვანი განტოლებით:

$$\hat{L}\tilde{u} = 0,$$

თუმცა სასაზღვრო პირობები ასახავს u_0 ველის შემთხვევით ხასიათს.

¹ ფიზიკაში ტალღების ორი წყარო ითვლება იდეალურ კოჰერენტულად, თუ მათ აქვთ მუდმივი ფაზათა სხვაობა, ერთნაირი სიხშირე და ტალღის ფორმა. კოჰერენტულობას აქვს რამდენიმე განმარტება, ის პრაქტიკულად არის ზღვრული შემთხვევა, რომელიც არასოდეს არ გვხვდება პრაქტიკაში, მაგრამ განსაზღვრავს ტალღური ფიზიკის არსს და რათქმაუნდა, ძალიან მნიშვნელოვანია ქვანტურ ფიზიკაში. ზოგად შემთხვევაში, კოჰერენტულობა აღწერს ერთი ტალღის პარამეტრებს შორის კორელაციის ყველა თვისებას.

² სტატისტიკურ-ტალღური ამოცანები.

3. გაზნევა შემთხვევითი ფორმის ან (და) მდებარეობის სხეულზე [61]. სასაზღვრო პირობები განსაზღვრულია S შემთხვევით ზედაპირზე. რაც შეეხება ტალღურ განტოლებას, ის შეიძლება იყოს არაერთგვაროვანი ($\hat{L}\tilde{u} = q$) დეტერმინირებული რეალური წყაროების შემთხვევაში, ან ერთგვაროვანი ($\hat{L}\tilde{u} = 0$), მაგრამ არაერთგვაროვანი სასაზღვრო პირობებით.

4. ტალღების გავრცელება შემთხვევითად არაერთგვაროვან გარემოში [67-69]. მოცემულ შემთხვევაში საქმე გვაქვს შემთხვევით \hat{L} – ოპერატორთან, რომელიც აღწერს ტალღის გავრცელებას გარემოში.

ამრიგად, მოცემულ ოთხ პირველად სქემაზე დაიყვანება პრაქტიკულად ყველა სტატისტიკური ტალღური ამოცანა. თუმცა დასაშვებია საქმე გვქონდეს შერეული ტიპის ამოცანებთანაც, მაგრამ ეს უკანასკნელნი პრაქტიკულად არ იხსნება მათემატიკური სირთულეების გამო.

ამოცანის დასმა ჯერ კიდევ არ გულისხმობს შესაბამისი მეთოდების განსაზღვრას, როგორც წესი ამ მეთოდებს წარმოადგენენ **მიახლოებითი მეთოდები**. რეალურად ამა თუ იმ პარამეტრის ან ფუნქციის ფლუქტუაციები შეიძლება იყოს დიდი და მცირე, მდორე - ნელი, ან პირიქით სწრაფი და მკვეთრად გამოხატული. კორელაცია შეიძლება იყოს ძლიერი ან სუსტი და ა.შ. ამოცანების ფიზიკური ბუნების ასეთი სხვადასხვაობა განაპირობებს სხვადასხვა მეთოდისა და მიდგომის შემუშავებას. სწორედ ამიტომ ჩნდება მრავალრიცხოვანი **მეორადი სქემები**³, რომლებიც უკვე დაკავშირებულნი არიან არა ამოცანის დასმასთან, არამედ მათ გადაწყვეტასთან. მეორადი სქემების მრავალრიცხოვნება ართულებს ტალღური სტატისტიკის საკითხებში ორიენტირებას.

ატმოსფეროში ბგერის გავრცელებისას ინტენსივობისა და ფაზის ფლუქტუაციების პირველი ექსპერიმენტები შესწავლილი იქნა ვ.ა. კრასილნიკოვის⁴ მიერ, თუმცა მოგვიანებით, კიდევ უფრო გაუჯობესებული მეთოდიკით ისარგებლა კ.მ. ივანოვ-შიცმა⁵ [68]. ეს შედეგები შედარებული იქნა თეორიულ შედეგებთან, რომლებიც მიღებული იყო ტალღების სხივური წარმოდგენის საფუძველზე. აღმოჩნდა,

³ სტატისტიკურ-ტალღური ამოცანების გადაწყვეტის მიახლოებითი მეთოდები.

⁴ ვლადიმერ კრასილნიკოვი (V.A. Krasilnikov, 1912-2000) - ითვლება არაწრფივი აკუსტიკისა და ტურბულენტურ გარემოში ტალღურ პროცესების ერთ-ერთ ფუძემდებლად.

⁵ K.M. Ivanov Shits.

რომ თეორიული შედეგები კარგ თანხვედრაშია ფაზის ფლუქტუაციების ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, მაშინ როდესაც ინტენსივობის ფლუქტუაციისათვის თეორიული შედეგების სამართლიანობა ექსპერიმენტულად არ დადასტურდა. ექსპერიმენტის დროს მანძილი სიგნალის წყაროსა და მიმღებს შორის შეადგენდა 22 მ-ს, რომელიც მოცემულ პირობებში აღმოჩნდა გარდამავალი დისტანცია საშუალო და დიდ მანძილებს შორის. შესაბამისად, ამ არისათვის სხივური თეორია გამოუსადეგარი აღმოჩნდა.

მ.ჯ. შიჰი⁶ იკვლევდა სიგნალების ფლუქტუაციებს ღრმა წყალში. ცდაში ყოველ ფიქსირებულ მანძილზე წყალში იგზავნებოდა ბგერითი იმპულსების თანმიმდევრობა. მან განსაზღვრა წნევის ფარდობითი ინტენსივობის ფლუქტუაციის სიდიდე. აღმოჩნდა, რომ მისი სიდიდე იზრდებოდა $L^{1/2}$ -ის პროპორციულად⁷, მაშინ როდესაც თეორიული შედეგით წნევის ფარდობითი ინტენსივობის ფლუქტუაციის სიდიდე $L^{3/2}$ -ის პროპორციულია. მაშასადამე, შიჰის ექსპერიმენტული მონაცემებიც მკვეთრად განსხვავდებოდა თეორიული შედეგებისაგან, რაც განპირობებული იყო იმით, რომ მის ცდაში გაზომვები ტარდებოდა ფრაუნჰოფერის ზონაში⁸ 50 – 2500 მ მანძილისათვის, როცა იმპულსების სიხშირე $f = 24$ კჰც-ს შეადგენდა, ხოლო არაერთგვაროვნებების მასშტაბი $a = 60$ სმ-ს. ამ პირობებში ტალღური პარამეტრი იცვლებოდა 6-დან – 300-მდე, ე.ი. $4L/(ka^2) \gg 1$. ექსპერიმენტები ტარდებოდა ერთსა და იმავე მანძილზე, სხვადასხვა დროში, შეფასებული იქნა აგრეთვე კორელაციის კოეფიციენტი. აღსანიშნავია, რომ შედეგები მკვეთრად განსხვავებული იყო ერთმანეთისაგან. ამის ერთ-ერთი მიზეზი შესაძლოა ყოფილიყო ის, რომ ცდები ტარდებოდა მოძრავი ხომალდიდან. კორელაციის კოეფიციენტის მკვეთრი ცვალებადობა შეიძლება ახსნილი იქნას წყაროს მოძრაობაზე ძლიერი დამოკიდებულებით. **რ.ფ. შვაჩკომ** [68] შეისწავლა იმპულსური ბგერითი ტალღების ინტენსივობის ფლუქტუაციები ოკეანეში, იმპულსის ხანგრძლივობა და მათი განმეორების პერიოდები შერჩეული იქნა

⁶ M.J. Sheehy - ინგლისელი ფიზიკოსი.

⁷ L - წარმოადგენს მანძილს წყაროსა და მიმღებს შორის.

⁸ შორეული ზონა (fraunhofer zone) - არე წყაროდან, სადაც გამოსხივების ენერჯის ნაკადის სიმკვრივე წყაროდან მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულია.

ისეთნაირად, რომ შესაძლებელი ყოფილიყო გამოსხივებული და მიღებული სიგნალების სპექტრების განცალკევება. შვიაკოს ექსპერიმენტი ორ ნაწილად დაიყო. პირველი ნაწილი მოიცავდა ექსპერიმენტებს ოკეანის ზედაპირის მახლობლად. შედეგებმა აჩვენეს, რომ გარდატეხის მაჩვენებლის ფლუქტუაციის კორელაციის რადიუსი იცვლებოდა 0.11-დან – 2.66-მეტრამდე და არ აღემატებოდა 3 მ-ს. ექსპერიმენტის მეორე ნაწილი ჩატარებული იქნა სარგასის ზღვაზე 300 – 1000 მ სიღრმეზე. მიღებული შედეგები შეესაბამებოდა ორპარამეტრიანი გარემოს მოდელს, საშუალო ხაზოვანი l_0 მასშტაბით, რომელიც 50-60 მ-ის ფარგლებში მერყეობდა.

ოპტიკურ დიაპაზონში ტალღის სიგრძის სიმცირის გამო ტალღური პარამეტრი აკმაყოფილებს პირობას $4L/(ka^2) \ll 1$. ეს პირობა სრულდება საკმაოდ დიდ მანძილზეც, ამიტომ, მოცემულ პირობებში, სხივური თეორიის გამოყენების არეალი საკმაოდ ფართოა. მაგალითად შეიძლება მოვიყვანოთ ვარსკვლავთა სცინტილაციის მოვლენა [14].

ზემოთ აღწერილ შემთხვევებში მხედველობაში მიიღება, რომ ინტენსივობა განიცდის მცირე ფლუქტუაციებს, მაგრამ ნებისმიერი ტალღა, რომელიც გაივლის საკმაოდ დიდ მანძილს შემთხვევითად არაერთგვაროვან გარემოში, მრავალჯერადი გაბნევის შედეგად ძლიერ ფლუქტუირებს, ამიტომ საჭირო გახდა შემუშავებულიყო ახალი მეთოდები, რომლებიც კარგად აღწერენ ინტენსივობის ძლიერ ფლუქტუაციებს მრავალჯერადი გაბნევის პირობებში.

მრავალჯერადი გაბნევის თეორიაში შედარებით ზოგად მეთოდს წარმოადგენს გრინის ფუნქციის მეთოდი⁹, რომელიც კარგადაა აღწერილი ვ.ი. ტატარსკის¹⁰ შრომებში. აუცილებელია აღინიშნოს, რომ ამ მეთოდის გამოყენებისას საჭიროა რიგი მიახლოებითი დაშვებებით სარგებლობა. ეს მიახლოებითი დაშვებები ედება, მაგალითად, ველის პირველი და მეორე რიგის სტატისტიკურ მომენ-

⁹ გრინის ფუნქცია (Green function) - შემთხვევითად არაერთგვაროვან გარემოში ტალღების გავრცელებისას ერთ-ერთ ძირითად ამოცანას წარმოადგენს ტალღის მახასიათებლების გათვლა (მაგალითად ამპლიტუდის) და მისი დაკავშირება არაერთგვაროვანი გარემოს პარამეტრებთან. ამ თვალსაზრისით მნიშვნელოვან როლს ასრულებს გრინის ფუნქცია, რომლის ცხადი სახის ცოდნის შემთხვევაში შესაძლებელია ამ ამოცანის გადაწყვეტა.

¹⁰ ვალერიან ტატარსკი (V.I. Tatarski, 1929-2000). სტატისტიკური რადიოფიზიკის ერთ-ერთი ფუძემდებელი.

ტებს. გარდა ამისა მიახლოებითი ამონახსნი შეიძლება ნაპოვნი იქნას სხვა მეთოდებითაც, მაგალითად, ლოკალური მეთოდით, რომელიც საშუალებას იძლევა ვიპოვოთ არა მხოლოდ ველის პირველი და მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტები, არამედ მივიღოთ დიფერენციალური განტოლებებიც ნებისმიერი რიგის სტატისტიკური მომენტებისათვის. შევნიშნოთ, რომ ლოკალური მეთოდი შეიძლება გამოყენებული იქნას ჩვეულებრივი დიფერენციალური ტალღური განტოლებისათვისაც. ამ მეთოდის საფუძველზე მიღებული განტოლებები სტატისტიკური მომენტებისათვის რატემა უნდა რთული ინტეგრაციული ფორმისაა, სამაგიეროდ სამართლიანია ტალღის სიგრძისა და არაერთგვაროვნების ხაზოვანი ზომის ნებისმიერი თანაფარდობისათვის.

კვლევის მიზანი: სადოქტორო ნაშრომის „მრავალჯერად გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტატისტიკური მახასიათებლების შესწავლა“ მიზანია შესწავლილი იქნას ზემოაღსანიშნული ოპტიკური სიგნალების მახასიათებლების ცვლილებების კანონზომიერებები, როგორც რაოდენობრივი, ასევე თვისობრივი თვალსაზრისით, ტურბულენტური გარემოს სტატისტიკური პარამეტრების ცვლილებების საფუძველზე მრავალჯერადი გაბნევის პირობებში შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელზე.

სადოქტორო თემის **კვლევის ამოცანას** წარმოადგენს ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანიდან გაბნეული ლაზერული გამოსხივების სტატისტიკური მომენტების ანალიზური შეფასება, რიცხვითი მოდელირება და ცნობილ ექსპერიმენტულ შედეგებთან შედარება.

კვლევის ინოვაციურობა მდგომარეობს სხივის ABCD მატრიცული თეორიის, წყაროს მახლობლად შემთხვევითი ფაზური ეკრანის თეორიის, ნაწილობრივ კოჰერენტული ტალღების თეორიის ეფექტური შერწყმით, ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციისა და სცინტილაციის ინდექსის რაოდენობრივი შეფასების შესაძლებლობაში სუსტი ატმოსფერული ტურბულენტობის პირობებში.

კვლევის ობიექტს წარმოადგენს სუსტი ტურბულენტობის მქონე შემთხვევითად არაერთგვაროვანი ატმოსფერო, აგრეთვე ოპტიკურად მკვრივი ტურბულენტური გარემო.

აპრობაცია: სადისერტაციო ნაშრომი შესრულებულია ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკა-მათემატიკისა და კომპიუტერულ მეცნიერებათა ფაკულტეტის ფიზიკის დეპარტამენტში. სადისერტაციო ნაშრომის ექსპერიმენტული ნაწილი შესრულებულია შოთა რუსთაველის ეროვნული სამეცნიერო ფონდის მიერ დაფინანსებული საგრანტო პროექტების: 1. „გარემოს რადიო სპექტრალური დიაგნოსტიკა სიგნალისა და გარემოს დისპერსიულ მახასიათებლებს შორის კორელაციური ურთიერთკავშირის საფუძველზე“ (საგრანტო ხელშეკრულება #31/33, მეცნიერ-ხელმძღვანელი ასოც. პროფ. იზოლდა ჯაბნიძე, 2013-2016) და 2. ოპტიკურად მკვრივი, შემთხვევითი ფაზური ეკრანის ფლორესცენციული მახასიათებლების რაოდენობრივი და გაბნეული ლაზერული გამოსხივების ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციის სტატისტიკური მომენტების სპექტრალური ანალიზი (№FR-152-9-240-14, მეცნიერ-ხელმძღვანელი ნუგზარ ლომიძე, 2015-2018), ფარგლებში.

სადოქტორო დისერტაცია შედგება 4 თავისაგან. უზრუნველყოფილია თითოეული თავის შინაარსობრივი და ლოგიკური ურთიერთკავშირი. მოკლედ მიმოვიხილოთ სადოქტორო დისერტაციის თითოეული თავის შინაარსი.

დისერტაციის პირველ თავში „**ოპტიკური სიგნალების სტატისტიკური მახასიათებლები**“ განხილულია სტატისტიკური თეორიის საჭირო ელემენტები, შემოტანილია აუცილებელი აღნიშვნები, სიდიდეები და ტერმინები, მოცემულია რიცხვითი კორელატორის კონსტრუქციის ალგორითმი, აღწერილია კორელატორის მუშაობის პრინციპი სპექტრალური ხაზების სიგანის ცვლილებისას. განხილულია, როგორც გაუსური ასევე არაგაუსური სტატისტიკის მქონე სიგნალების შემთხვევები. განხილულია აგრეთვე გამბნევი სისტემების შესახებ ექსპერიმენტული და თეორიული შედეგები.

ზემაღალ სიხშირულ (ზს) დიაპაზონში სიგნალების დამუშავების ანალოგური მეთოდები¹¹ კარგად არის ცნობილი. ანალოგური მეთოდები პირველად გასული საუკუნის 50-იან წლებში იქნა გამოყენებული სპექტრის ხილულ დიაპაზონში [22], მაგრამ სინათლის ლაზერული წყაროების გამოგონებიდან ისინი უკვე ფართოდ გამოიყენება სპექტროსკოპიაშიც. რაც შეეხება სიგნალების დამუშავების რიცხვით მეთოდებს, რომლებსაც სადოქტორო შრომის **პირველ თავში** განვიხილავთ, ისინი ბერვად გვიან შეიქმნა. რიცხვითმა მეთოდებმა¹² გამოიყენება ჰჰოვა ფოტონების დათვლის ექსპერიმენტებიდან, რომლებსაც ატარებდნენ სხვადასხვა ლაზერული წყაროს სტატისტიკური თვისებების შესწავლისათვის [49]. სიგნალების დამუშავების რიცხვითი მეთოდების საფუძველზე შემუშავებული იქნა მაღალეფექტური რიცხვითი, სწრაფმოქმედი ავტოკორელატორი, რომელიც მუშაობდა რეალურ რეჟიმში, და რომელიც საშუალებას იძლეოდა გაზომვები ჩატრებულის ფართო სიხშირულ დიაპაზონში $1 - 10^8$ გჰც. ავტოკორელატორის დანიშნულება იყო 1 მგჰც-ზე დაბალი სიხშირული დიაპაზონის გაფართოება. ეს პრობლემა არც თუ დიდი ხნის წინათ გადაიჭრა **ფაბრი-პეროს**¹³ ინტერფერომეტრით [18,48].

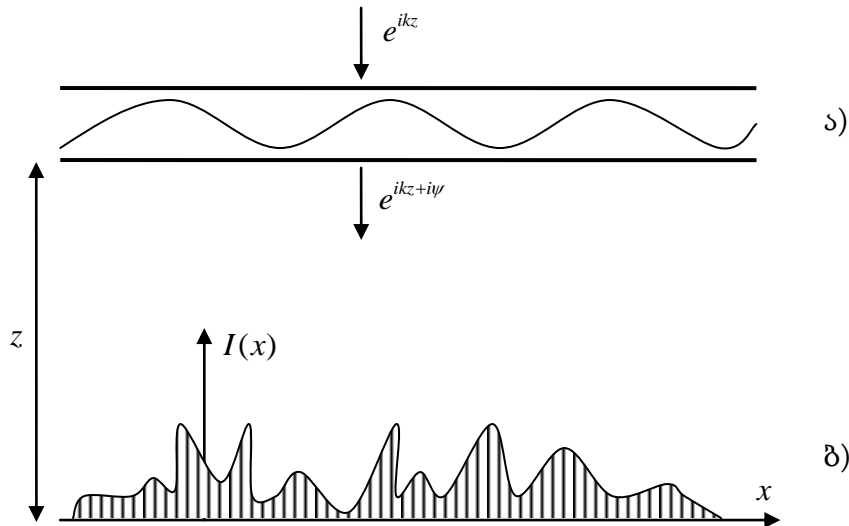
ზემთ განხილული - კლასიფიცირებულ ამოცანებიდან, სადოქტორო შრომაში შემოვიფარგლებით მეოთხე ტიპის ამოცანის განხილვით, კერძოდ განვიხილავთ შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელს და შევისწავლით გაბნეული ლაზერული გამოსხივების სტატისტიკური მომენტების განაწილებას.

ამოცანის დასმა: დავუშვათ, $z = 0$ სიბრტყეზე მოცემულია პირველადი u_0 ველის სტატისტიკა, ე.ი. მოცემულია მისი სტატისტიკური მომენტები (კოჰერენტულობის ფუნქციები). საჭიროა გამოვარკვიოთ როგორ იცვლება ეს ფუნქციები $z = 0$ სიბრტყიდან მოშორებით, თუ გზაზე ველი ამა თუ იმ გარდაქმნას განიცდის (მაგალითად, ტალღა გადის დიაფრაგმას, ლინზას ან სხვა.).

¹¹ ანალოგური მეთოდები (Analog methods) – მდორედ ცვლადი, ნებისმიერი მნიშვნელობის მქონე, უწყვეტი სიგნალების აღმწერი მეთოდები.

¹² რიცხვითი მეთოდები (Digital methods) – რიცხვების გარკვეული თანმიმდევრობით სიგნალების აღმწერი მეთოდები.

¹³ ფრანგმა ფიზიკოსმა ჩარლზ ფაბრემ (Charles Fabry, 1867–1945) თავის კოლეგასთან ალფრედ პეროსთან (Alfred Perot, 1863-1925) ერთად მოახდინა ინტერფერომეტრის კონსტრუირება, რომელიც ფაბრი-პეროს ინტერფერომეტრის (Fabry-Perot interferometer, F-P interferometer) სახელწოდებას ატარებს.



ნახ.2. ფაზური ეკრანის გავლით მიღებული ტალღის $I(x)$ ინტენსივობის განაწილება.

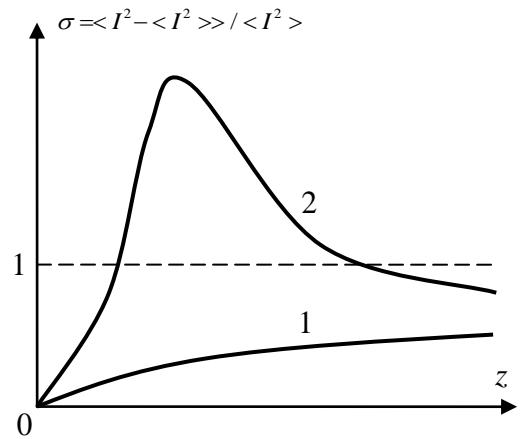
ფორმალურად ეს ამოცანა მარტივად იხსნება: თუ ცნობილია როგორ იცვლება დეტერმინირებული¹⁴ (სრულად

კოჰერენტული) ტალღა, მაშინ საკმარისია ანსამბლით გავასაშუალოოთ u_0 ველის დეტერმინირებული ამონახსნი. მაგრამ ეს გზა, როგორც წესი, რთულად გამოსათვლელ ინტეგრალებამდე დადის. მაგალითად, ინტენსივობათა ფარდობითი ფლუქტუაციების გამოთვლისას

$\sigma = \langle I^2 - \langle I \rangle^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ (იგივეა რაც „სცინტილაციის ინდექსი“) საჭიროა რვაჯერადი ინტეგრალის გამოთვლა, რაც პრაქტიკულად შეუძლებელია

გამარტივებული მოდელის შემთხვევაშიც

კი. გამარტივებული ზღვრული მოდელი გულისხმობს, რომ ფენას ეცემა ბრტყელი ტალღა e^{ikz} . ეკრანის მეორე მხარეს ველი დებულობს სახეს: $u_0 = e^{ikz+i\psi}$, სადაც $\psi(x, y)$ - შემთხვევითი ფაზაა. ეკრანზე ფაზის სტატისტიკის ცოდნა განაპირობებს ველის



ნახ.3. სცინტილაციის ინდექსის ხარისხობრივი სვლა ქაოსური ეკრანის მეორე მხარეს.

1- სუსტი ფლუქტუაციები $\langle \psi^2 \rangle \ll 1$

2 -ძლიერი ფლუქტუაციები $\langle \psi^2 \rangle \gg 1$

¹⁴ დეტერმინირებული (Deterministic) - განსაზღვრული, ცხადი, კონკრეტული, ზუსტი.

სტატისტიკის განსაზღვრას $z = 0$ სიბრტყეზე. „სისტემა“, რომელიც „გარდაქმნის“ ეკრანიდან წამოსულ ველს, მოცემულ შემთხვევაში უბრალოდ თავისუფალი სივრცეა. დიფრაქციის შედეგად ტალღა, რომელიც გადის ქაოსური ფაზური ეკრანის გავლით განიცდის ფლუქტუაციებს (ნახ. 2, ბ). თუმცა თვით ფაზურ ეკრანზე ინტენსივობა მუდმივია (ნახ. 2, ა).

ფიზიკური თვალსაზრისით, კარგად ჩამოყალიბებული ამოცანებისათვის მოიძებნება რთული, მრავალჯერადი ინტეგრაციებისათვის მიახლოებითი გამოთვლის მეთოდები. კერძო შემთხვევაში, ფაზური ეკრანისათვის „სცინტილაციის ინდექსის“ σ -ს გამოთვლა შესაძლებელია ფაზის სუსტი ფლუქტუაციებისას $\langle \psi^2 \rangle \ll 1$. ძლიერი ფლუქტუაციების შემთხვევაში $\langle \psi^2 \rangle \geq 1$ - კი σ -ს გამოსათვლელად მცირე z -მანძილებზე შეიძლება გამოვიყენოთ **შეშფოთების მეთოდი** (მხედველობაში მიიღება, რომ ეკრანის მიღმა ინტენსივობის ფლუქტუაციები მცირეა), ხოლო დიდი z მანძილებისათვის შეიძლება გამოყენებული იქნას **ველის ნორმირების მეთოდი**. ალბათობათა განაწილების ნორმალური კანონი გულისხმობს, რომ დიდი z მანძილებისას დაკვირვების წერტილში ადგილი აქვს ეკრანის სხვადასხვა უბნიდან მრავალი არაკორელირებადი ტალღის წარმოქმნას. ამ უბნიდან შუალედური უბანში - ე.წ. ფოკუსირების უბანში შეიძლება ვიპოვოთ ველის ასიმპტოტიკა ფაზის დიდი ფლუქტუაციების დროს, ე.ი. როცა $\langle \psi^2 \rangle \gg 1$. შედეგად მივიღებთ $\sigma(z)$ მრუდებს, რომლის ხარისხობრივი სახე ნაჩვენებია ნახ.3-ზე.

დისერტაციის მეორე თავში **„ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევის ინდიკატორების შესწავლა“** განხილულია სხვადასხვა პოლარიზაციის მქონე ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევა მოძრავი პლაზმის არაერთგვაროვნებებზე. როგორც კერძო შემთხვევა, დიფუზორის როლში განხილულია ბრტყელპარალელური დიელექტრიკული ფენა და შესწავლილია გაბნეული ზედაპირული ტალღების გაბნევის ინდიკატორები. კერძოდ შესწავლილია ზედაპირული TE პოლარიზაციის¹⁵ ლაზერული კონის გავრცელების თავისებურებები ბრტყელ პარალელური დიფუზორის გასწვრივ.

¹⁵ განივი ელექტრული პოლარიზაცია (TE- Transfer Electric Polarization)

ქაოსურად არაერთგვაროვან გარემოში ტალღის გავრცელებისას ელექტრომაგნიტური ტალღების ენერჯის შთანთქმა მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს გაბნეული გამოსხივების სტატისტიკურ მახასიათებლებზე [1,24,64,66]. ასიმეტრული ამოცანის განხილვისას შთანთქმამ შეიძლება გამოიწვიოს გაბნეული გამოსხივების ინტენსივობის სპექტრის მნიშვნელოვანი დეფორმაცია [2,33,36,40]. პრაქტიკული გამოყენების თვალსაზრისით, საინტერესოა ისეთი შემთხვევის განხილვა, როცა გამოსხივებისას წყარო და მიმღები ანტენები მდებარეობენ ქაოსურად არაერთგვაროვანი შთანთქმადი ფენის სხვადასხვა მხარეს. მაგალითად, შეგვიძლია მოვიყვანოთ ღრუბლების დასხივება ინფრაწითელი სხივებით ან ოკეანის ზედაპირის ზონდირება სხვადასხვა სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღებით [23,32]. ამოცანის ასეთი დასმისას, გაბნეული გამოსხივების ინტენსივობის სპექტრი მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული, როგორც გამბნევი გარემოს თვისებებზე, ასევე ფენის მიმართ წყაროსა და მიმღების ურთიერთმდებარეობაზე. ანალოგიური ამოცანა კომპლექსური გეომეტრიული ობიექტის მეთოდით უკვე გადაწყვეტილია. ამ ტიპის ამოცანების ამოხსნას აქვს დიდი სამეცნიერო და პრაქტიკული ღირებულება, თუმცა ასეთი ამოცანების ამოსახსნელად დღეისათვის არ არსებობს უნივერსალური ანალიზური მეთოდი და ამიტომ გაბნეული გამოსხივების შესახებ ინფორმაცია შესაძლებელია მივიღოთ ან ექსპერიმენტიდან ან რიცხვითი მეთოდების გამოყენებით.

უძრავ ან თანაბრად მოძრავ გარემოში ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივებას ეძღვნება დიდი რაოდენობის შრომები. ამ შრომებში ძირითადად მხედველობაში მიიღება, რომ გარემო რეგულარულია, ე.ი. მასში გავრცელებული ტალღების მახასიათებლები წარმოადგენენ კოორდინატისა და დროის დეტერმინირებულ ფუნქციებს [21]. საინტერესო ეფექტები წარმოიქმნება გარემოს რელატივისტური სიჩქარით მოძრაობისას [13], მაგრამ მაკროსკოპული სხეულების მოძრაობის რეალიზაცია ასეთი სიჩქარით საკმაოდ რთულია.

განსაკუთრებით საინტერესოა ელექტრომაგნიტური ტალღების გამოსხივების შესწავლა არათანაბრად მოძრავ არაერთგვაროვან გარემოებში, როცა გარემოს პარამეტრები ფლუქტუირებენ როგორც სივრცეში, ასევე დროში. ამ საკითხებისადმი დიდი

ინტერესი განპირობებულია, მათი პრაქტიკული გამოყენების თვალსაზრისით, მაგალითად ატმოსფეროსა და ოკეანის ფიზიკაში. განსაკუთრებით საინტერესოა მცირე მასშტაბიანი არაერთგვაროვნებების შემთხვევა, როცა არაერთგვაროვნებების სივრცითი მასშტაბი L მცირეა ზონდირებადი ტალღის λ სიგრძესთან შედარებით, ე.ი. $kL \ll 1$ (k - ტალღური რიცხვია). ამ პარამეტრებს შორის დამოკიდებულება განსაზღვრავს შემთხვევითად არაერთგვაროვან გარემოში ტალღის გავრცელების ამოცანების გადაწყვეტის მიდგომას. მაგალითად, როცა $kL \sim 1$, მაშინ არაერთგვაროვნებები ეფექტურად განაზღვრენ მათზე დაცემულ ტალღას (სინქრონიზმის შემთხვევა [25]), ხოლო როცა $kL \gg 1$, მაშინ ტალღის გავრცელება გარემოში იხსნება გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოებაში. ეს პირობა სრულდება ულტრაბგერებისათვის და სინათლის (ხილული) ტალღების ატმოსფეროში გავრცელებისას, სადაც ტურბულენტური პულსაციების შიგა მასშტაბი 1 სმ-ის რიგისაა. აღსანიშნავია, რომ ტალღის სიგრძის სიმცირე არაერთგვაროვნებების ხაზოვან ზომებთან შედარებით წარმოადგენს მხოლოდ და მხოლოდ აუცილებელ, მაგრამ არა საკმარის პირობას.

ქაოსური ფაზური ეკრანი წარმოადგენს იონოსფეროს ან პლანეტათაშორის პლაზმის მოდელს. ტალღა, რომელიც გადის შემთხვევითად არაერთგვაროვან, იონოსფერულ პლაზმას, ეუფლება შემთხვევით ფაზურ მოდულაციას, რაც იწვევს დედამიწაზე ამპლიტუდის ფლუქტუაციების წარმოქმნას. თუ გავანალიზებთ ამ ფლუქტუაციებს, შეიძლება ვიმსჯელოთ არაერთგვაროვნებების პარამეტრებზე იონოსფეროში [3,27].

დისერტაციის მესამე თავი „ლაზერული სხივის გავრცელების შესწავლა ტროპოსფეროს ელექტრული პარამეტრების საფუძველზე“ ეძღვნება ლაზერული კონის გავრცელების თავისებურებების შესწავლას ტროპოსფეროში მეტეოროლოგიური და ელექტრული პარამეტრების ურთიერთკავშირის საფუძველზე. განხილულია ატმოსფერული მოვლენების წარმოქმნის ფიზიკური საფუძველები და მათი გავლენა ლაზერული სხივის გავრცელებაზე (სხივის გამრუდება, გაბნევა ტროპოსფეროს არაერთგვაროვნებებზე, შთანთქმა, გაბნევა ჰიდრომეტეორებზე).

ტროპოსფეროში ტალღების მრავალჯერადი გაბნევა გამოწვეულია რეფრაქციული პროცესებით. გარდატეხის მაჩვენებლის გრადიენტის ცვლილება, ატმოსფეროს ხსვადასხვა ფენაში, განსაზღვრავს რეფრაქციის კონკრეტულ სახეს (უარყოფითი რეფრაქცია, დაქვეითებული რეფრაქცია, ნორმალური რეფრაქცია, ამალღებული რეფრაქცია, ზერეფრაქცია).

განხილულია ტროპოსფეროში ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებისას არაერთგვაროვნებების მახასიათებელი შიგა და გარე მასშტაბების კავშირი ტურბულენტური გარემოს ელექტრულ მახასიათებლებთან. ტურბულენტური მოძრაობის ძირითადი კანონზომიერებები ცნობილი გახდა ა.ნ. კოლმოგოროვის¹⁶ და ა.მ. ობუხოვის¹⁷ შრომების საფუძველზე [12].

ტროპოსფეროს 600-700 კმ სიმაღლეებზე სანტიმეტრული, დეციმეტრული და მეტრული დიაპაზონის ტალღების სიმძლავრის ცვლილება მანძილის მიხედვით ექსპერიმენტულად შესწავლილია [51] შრომაში. შედეგები აჩვენებს, რომ პირველადი სიგნალის სიმძლავრის მნიშვნელობა რამდენიმე ათეული დეციბელით აღემატება გაბნეული ველის მნიშვნელობებს. სიგნალის გავრცელება შორეულ ტროპოსფერულ დიაპაზონში ხასიათდება მცირე დროითი დაყოვნებით. ამ დაყოვნების ხანგრძლივობა, წამის და წამის მეათედის რიგისაა და ძლიერ არის დამოკიდებული ტალღის სიგრძეზე. რაც უფრო მოკლეა ტალღის სიგრძე, მით უფრო მცირეა სიგნალის დაყოვნების ხანგრძლივობა. ეს კანონზომიერება ასევე კარგ თანხვედრაშია თეორიულ შედეგთან, რომელიც აღწერს სიგნალების გაბნევას ერთმანეთისადმი ქაოსურად მოძრავი არაერთგვაროვნებებიდან [17].

დისერტაციის მეოთხე თავში „შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელი“ შესწავლილია ლაზერული კონის სტატისტიკური მახასიათებლები ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელის [6] საფუძველზე. წარმოდგენილი მოდელი პრინციპში აერთიანებს ფაზური ეკრანის რთულ მოდელს, რიტოვის¹⁸

¹⁶ ანდრეი კოლმოგოროვი (A.N. Kolmogorov, 1903-1987).

¹⁷ ალექსანდრე ობუხოვი (A.M. Obukhov, 1918-1989).

¹⁸ სერგეი რიტოვი (S.M. Ritov, 1908-1996) მისი შრომები ეძღვნება რხევებისა და ტალღების თეორიას სტატისტიკურ რადიოფიზიკასა და ოპტიკაში. იგი ითვლება ელექტროდინამიკაში სითბური ფლუქტუაციების თეორიის ერთ-ერთ ფუძემდებლად.

თეორიას და სხვის ABCD მატრიცულ თეორიას¹⁹. მიღებული გამოსახულებები დაფუძნებულია კოლმოგოროვის სპექტრზე იმ პირობებში, რომ ის ადვილად შეიძლება გამოყენებული იქნას სხვა სპექტრალური მოდელებისათვისაც შიგა და გარე მასშტაბების გათვალისწინებით.

ნაწილობრივ კოჰერენტული ტალღების გავრცელების ამოცანა განსაკუთრებით აქტუალურია ოპტიკაში [8]. დაახლოებით 150 წელია რაც შემოვიდა კოჰერენტულობის ცნება. ხანგრძლივი დროის განმავლობაში კოჰერენტულობა რჩებოდა ხარისხობრივ მახასიათებლად ე.ი. ითვლებოდა, რომ კოჰერენტულობას ადგილი ჰქონდა ან არ ჰქონდა, შესაბამისად ორი შესაძლო მდგომარეობიდან „კი და არა“ ერთ-ერთი სრულდებოდა. ჯერ კიდევ 50-60 წლის წინ საჭირო გახდა კოჰერენტულობის რაოდენობრივი შეფასება, შესაბამისად შეიქმნა ე.წ. ნაწილობრივი კოჰერენტულობის თეორია, რომელიც მოიცავს ნაწილობრივი პოლარიზაციის თეორიასაც.

დღეისათვის ამ საკითხისადმი ინტერესის გაზრდა განაპირობა ნაწილობრივ კოჰერენტული სხვის პრაქტიკულმა გამოყენებამ ლაზერულ კომუნიკაციაში, სადაც ნაწილობრივი კოჰერენტულობა შეიძლება გამოყენებული იქნას სცინტილაციის ინდექსისა და შესაბამისად, ბიტ-ცდომილების²⁰ სიჩქარის შესამცირებლად [11,15,42-43,47,53-55, 57-58].

პირველი მითითება, რომ წყაროს ნაწილობრივი სივრცითი კოჰერენტულობა ამცირებს სცინტილაციას გვხვდება [8] შრომაში. ნაწილობრივ კოჰერენტული გაუსური

¹⁹ ვთქვათ ცნობილია სინათლის სხვის გავრცელების მიმართულება ოპტიკური სისტემისადმი. x_1 და y_1 - განსაზღვრავენ სხვის კოორდინატებს ოპტიკურ სისტემამდე. მაშინ ოპტიკური სისტემის გავლის შემდეგ სხვის შესაბამისი კოორდინატები დაკავშირებულია ოპტიკურ სისტემამდე სხვის კოორდინატებთან მატრიცული განტოლებით:

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ x_1 \end{bmatrix},$$

სადაც $x_1 = \mu \cdot \alpha$, μ - გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელია სხვის დაცემის წერტილში, α - კუთხეა სხვის გავრცელების მიმართულებასა და მთავარ ოპტიკურ ღერძს შორის. მაშინ:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

მატრიცას - ოპტიკური სისტემის მატრიცას, ან კიდევ სხვის გადაცემის მატრიცა ეწოდება. მატრიცის დეტერმინანტი გარდატეხის მაჩვენებლების ფარდობის ტოლია ოპტიკური სისტემის შესასვლელსა და გამოსასვლელზე.

²⁰ ერთბიტიანი ცდომილების გამოვლენის სიხშირე. ის არის ერთ-ერთი მახასიათებელი პარამეტრი, რომლითაც ხდება მონაცემთა გადაცემის არხის ხარისხის (საიმედობის) განსაზღვრა.

წყაროს ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქცია შესწავლილია [35,46] შრომებში. [52] შრომაში შესწავლილია გაუსური სხივის მახასიათებლები, როგორცაა საშუალო ინტენსივობა, სხივის სიგანე, ფაზური ფრონტის სიმრუდის რადიუსი, ტალღის ფრონტის კოჰერენტულობის რადიუსი. ნაწილობრივ სივრცით კოჰერენტული სხივის კოჰერენტულობის რადიუსის ანალიზი წარმოდგენილია [10] შრომაში. [56] შრომაში სხივის ჩვეულებრივი კოჰერენტულობა მოდელირებულია დიფუზორის განთავსებით წყაროს აპერტურაში და აღწერილია ხვრელის გაუსური სქემით.

სუსტი და ძლიერი ტურბულენტობის პირობებში ნაწილობრივ სივრცით კოჰერენტული სხივის ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციის ანალიზური გამოსახულება მიღებული იქნა [45] შრომაში, სადაც გამოყენებულია ჰიუგენს²¹-ფრენელის²² განზოგადოებული პრინციპი [9] და რელეი²³-ზომერფელდის²⁴ განზოგადოებული ამონახსნი. [20] შრომაში გამოყენებულია რიტოვის მეთოდი, სუსტი ტურბულენტობის მქონე ატმოსფეროს პირობებში. [44] შრომაში გამოკვლეულია სცინტილაციური ეფექტი ნაწილობრივ დროითი კოჰერენტული ტალღისათვის. ნაწილობრივ სივრცითი კოჰერენტულობის გავლენა ბიტ-ცდომილებების სიჩქარეზე შესწავლილია [52] შრომაში.

[28-30,34,41] შრომებში №FR-152-9-240-14 გრანტის ფარგლებში მოდერნიზებული ოპტიკური სისტემის (სპექტროფლუორიმეტრის) საშუალებით გადაღებულია ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანიდან (როგორცაა ნავთობპროდუქტები, ორგანული ნაერთები, ფლუორესცენცირებადი თხევადი კრისტალები) - ფლუოროფო-

²¹ ხრისტიან ჰიუგენსი (Kh. Huygens, 1629-1695) – ირლანდიელი ფიზიკოსი. ჰიუგენსის პრინციპის თანახმად, ზედაპირის ყველა ელემენტი, რომელსაც დროის მოცემულ მომენტში ტალღა აღწევს წარმოადგენს ელემენტალური ტალღების ცენტრს.

²² ოგიუსტენ ჯან ფრენელი (O.J. Fresnel, 1788-1827) – ფრანგი ფიზიკოსი, ტალღური ოპტიკის ერთ-ერთი ფუძემდებელი. შექმნა სინათლის დიფრაქციული თეორია ჰიუგენსის პრინციპისა და სინათლის ინტერფერენციის საფუძველზე (ჰიუგენს-ფრენელის პრინციპი).

²³ ჯონ უილიამ რელეი (J.W. Rayleigh, 1842-1919) – ინგლისელი ფიზიკოსი. მისი შრომები ეძღვნება აკუსტიკას, რხევების თეორიას, ოპტიკას, ელექტროობას, და სხვა. მან პირველმა განასხვავა ტალღების ფაზური და ჯგუფური სიჩქარეები ერთმანეთისაგან, მიიღო ტალღის ჯგუფური სიჩქარის ფორმულა (რელეის ფორმულა).

²⁴ არნოლდ ზომერფელდი (A. Sommerfeld, 1868-1951) – გერმანელი ფიზიკოსი. მისი შრომების დიდი ნაწილი ეძღვნება მათემატიკურ ფიზიკას. მან შექმნა ელექტრონების მამუხრუჭებელი გამოსხივების თეორია (1931).

რიდან²⁵ [41] გაბნეული ლაზერული გამოსხივების ექო-სიგნალის ფარდობითი ინტენსივობის სპექტრები. დღეისათვის ნაკლებადაა შესწავლილი ფაქტორები, რომლებიც გავლენას ახდენენ ფლუორესცენცირებად პარამეტრებზე. ნავთობ-პროდუქტები წყლიან გარემოში გვხვდება სხვადასხვა სახით, ემულსიის, ხსნარის ან თხელი ფენის სახით. ბათუმის საზღვაო პორტის აკვატორიაში ნავთობპროდუქტები შეიძლება შეგვხვდეს ხსნარისა და ემულსიის სახით, რაც ართულებს ნავთობპროდუქტების შემადგენლობის განსაზღვრას.

გადავიდეთ თითოეული თავისა და პარაგრაფის დეტალურ განხილვაზე.

²⁵ ფლუორფორი (ანუ ფროროქრომი, ისევე როგორც ქრომოფორი) არის ფლუორესცენტური ქიმიური ნაერთი, რომელიც სინათლის აგზნებით იძლევა ფლუორესცენციულ გამოსხივებას.

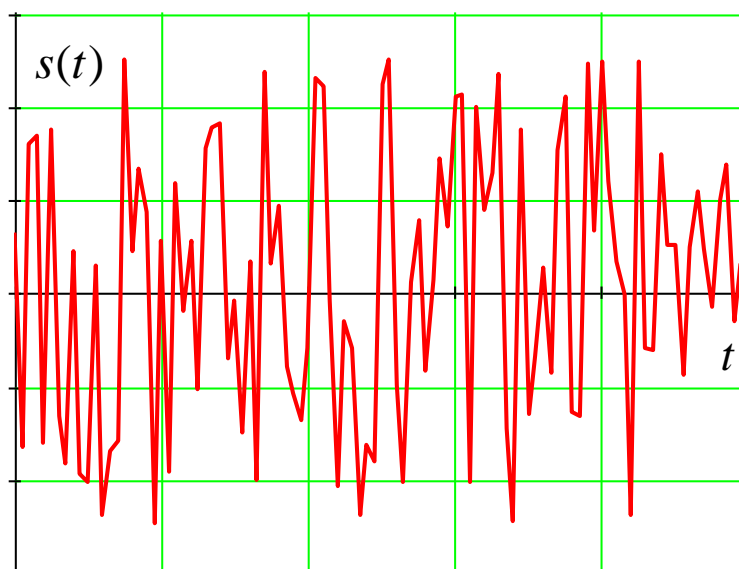
თავი 1.

ოპტიკური სიგნალების სტატისტიკური მახასიათებლები

§1.1. სიგნალების მახასიათებლები და სტატისტიკა

შემოვიტანოთ ცნებები და განმარტებები, აგრეთვე მოკლედ მიმოვიხილოთ მათემატიკური ფორმალიზმი, რომელიც გამოყენებული იქნება შემდგომი მსჯელობისას. განხილოთ დროზე დამოკიდებული ნებისმიერი შემთხვევითი ცვლადის სტატისტიკური აღწერა [18] და შევისწავლოთ ზემოაღნიშნული სიგნალის სპეციფიკური თვისებები დეტექტირებამდე თავისუფალ სივრცეში და ზოგადად გარემოში.

დავუშვათ, რომელიმე ნებისმიერი დროზე დამოკიდებული პროცესი აღიწერება $s(t)$ ფუნქციით (იხ. ნახ. 4).



ნახ. 4. ფლუქტუირებადი სიგნალის განაწილება დროის მიხედვით.

მიუხედავად იმისა, რომ s სიგნალის ფუნქციონალური დამოკიდებულება დროზე შემთხვევითია, გაზომვის შედეგები შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ერთგანზომილებიანი ალბათობათა სიმკვრივის განაწილების ფუნქციით $W(s(t))$, რომელიც განსაზღვრავს ალბათობას იმისა, რომ შემთხვევითი სიდიდე მიიღებს s მნიშვნელობას t დროში. ანალოგიურად, ორგანზომილებიანი განაწილება $W(s(t_1), s(t_2))$ აღწერს ალბათობას იმისა, რომ გაზომვის შედეგად შემთხვევითი ცვლადების ამპლიტუდები

t_1 და t_2 მომენტებში მიიღებს მნიშვნელობებს s_1 და s_2 . მრავალგანზომილებიან შემთხვევაში ალბათობათა სიმკრივის განაწილების ფუნქცია იქნება $W(s(t_i))$ და ის აღწერს შემთხვევითი $s(t)$ ფუნქციის შედარებით სრულყოფილ სტატისტიკას. განვიხილოთ სტატისტიკური მომენტები:

$$\langle s^n(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} s^n W(s) ds, \quad (1.1.1)$$

და კორელაციური ფუნქციები:

$$\left\langle \prod_i s^{n_i}(t_i) \right\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} W(s_i) \prod_i s_i^{n_i} ds_i. \quad (1.1.2)$$

როცა ალბათობათა განაწილება არ არის დამოკიდებული დროზე, ე.ი.:

$$W(s(t_i)) = W(s(t_i + \tau)), \quad (1.1.3)$$

პროცესს ეწოდება **სტაციონარული**²⁶ თუ დაცულია ტოლობა:

$$\langle W(t)W(t + \tau) \rangle = \langle W(0)W(\tau) \rangle, \quad (1.1.4)$$

(1.1.1) და (1.1.2) სიდიდეების ანსამბლით საშუალო ტოლია შესაბამისი სიდიდეების დროით საშუალო სიდიდეების, როცა სრულდება პირობა:

$$\langle f(s) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s)W(s)ds = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(s(t))dt, \quad (1.1.5)$$

სისტემა, რომელშიც $s(t)$ პროცესი მიმდინარეობს - **ერგოდულია**²⁷. (1.1.5) ფორმულა შეიძლება ჩაიწეროს ასეც:

$$\langle f(s) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f W(f)df, \quad (1.1.6)$$

ცვლადის მარტივი ჩანაცვლებით ვღებულობთ:

$$W(f) = W(s) \frac{ds}{df}. \quad (1.1.7)$$

²⁶ სტაციონარული (Stationarity) - შემთხვევითი პროცესი, რომლის მახასიათებლები (ალბათური) არ იცვლება დროის მიხედვით. მნიშვნელოვანი შრომები სტაციონარული შემთხვევითი პროცესების თეორიაში შესრულებული აქვს ა.ი. ხინჩინს, ა.ნ. კოლმოგოროვს, გ. კრამერს და ნ. ვინერს.

²⁷ ერგოდულობის პრინციპი (ergodic principle) მდგომარეობს შემდეგში - სტატისტიკური სისტემის აღმწერი ფიზიკური სიდიდის დროითი საშუალოს მნიშვნელობა ტოლია მისი სტატისტიკურად საშუალო მნიშვნელობის. სტატისტიკურ სისტემებს, რომლებისთვისაც სამართლიანია ერგოდულობის პრინციპი, ეწოდება ერგოდული.

ამრიგად, $(0, 2\pi)$ დიაპაზონში თანაბრად განაწილებული სინუსოიდალური ტალღისათვის, ე.ი. შემთხვევითი ფუნქციისათვის, რომელსაც აქვს შემდეგი სახე:

$$s = A \sin\left(\omega t + \frac{1}{2} \varphi\right), \quad W(\varphi) = \frac{1}{2\pi}, \quad 0 < \varphi < 2\pi,$$

გვაქვს:

$$W(s) = \frac{1}{\pi\sqrt{A^2 - s^2}}. \quad (1.1.8)$$

თუ $f = s^2$ და $W(s)$ - გაუსური განაწილებაა. ე.ი.:

$$W(s) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1.1.9)$$

შესაბამისად:

$$W(f) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi f}} \exp\left(-\frac{f}{2\sigma^2}\right). \quad (1.1.10)$$

კვადრატული დეტექტორის გამოსავალზე სიგნალს აქვს (1.1.10) სახე, როცა ამავე დეტექტორის შესასვლელს მიეწოდება გაუსური სტატისტიკის სიგნალი (1.1.9). განაწილების (1.1.10) ფუნქციას აქვს განსაკუთრებული მნიშვნელობა რადიოლოკაციურ ტექნიკაში. (1.1.7) გარდაქმნა შეიძლება განვაზოგადოთ რამდენიმე შემთხვევითი ფუნქციისათვის:

$$W(s_i) = |J|s(f_i), \quad (1.1.11)$$

სადაც J - იაკობიანის გარდაქმნაა.

განვიხილოთ ავტოკორელაციური ფუნქცია. სისტემა ჩავთვალოთ სტაციონარულად და ერგოდულად:

$$G(\tau) = \langle s(0)s(\tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \langle s(t)s(t+\tau) \rangle dt. \quad (1.1.12)$$

ცხადია, $G(\tau) = G(-\tau)$. შემთხვევითი პროცესისათვის კორელაცია დიდი „შეყოვნებებისას“, როცა $T \rightarrow \infty$ არ გვაქვს. ასე, რომ:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \langle s(0)s(\tau) \rangle = \langle s \rangle^2. \quad (1.1.13)$$

მეორეს მხრივ, როცა $\tau \rightarrow 0$ ავტოკორელაციური ფუნქცია მიისწრაფვის მეორე რიგის ერთგანზომილებიანი განაწილებისაკენ:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \langle s(0)s(\tau) \rangle = \langle s^2 \rangle. \quad (1.1.14)$$

შესაბამის ნორმირებულ ავტოკორელაციურ ფუნქციას ექნება სახე:

$$g(\tau) = \frac{\langle s(0)s(\tau) \rangle}{\langle s^2 \rangle}. \quad (1.1.15)$$

რადგან:

$$\langle (s(0) \pm s(\tau))^2 \rangle = 2\langle s^2 \rangle \pm 2\langle s(0)s(\tau) \rangle, \quad (1.1.16)$$

გვაქვს:

$$\langle s^2 \rangle \geq \langle s(0)s(\tau) \rangle \geq 0, \quad (1.1.17)$$

ამიტომ:

$$-1 < g(\tau) < 1. \quad (1.1.18)$$

სიმარტივისათვის დავუშვათ, რომ $\langle s \rangle = 0$. ნებისმიერი $s(t)$ ფუნქცია შეიძლება გავშალოთ ფურიეს მწკრივად $[-T/2, T/2]$ ინტერვალში, იმ პირობით, რომ:

$$\int_{-T/2}^{T/2} s(t) dt < \infty. \quad (1.1.19)$$

შესაბამისად, შეიძლება დავწეროთ:

$$s(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S_n e^{in\omega t}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (1.1.20)$$

და

$$S_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s(t) e^{-in\omega t} dt. \quad (1.1.21)$$

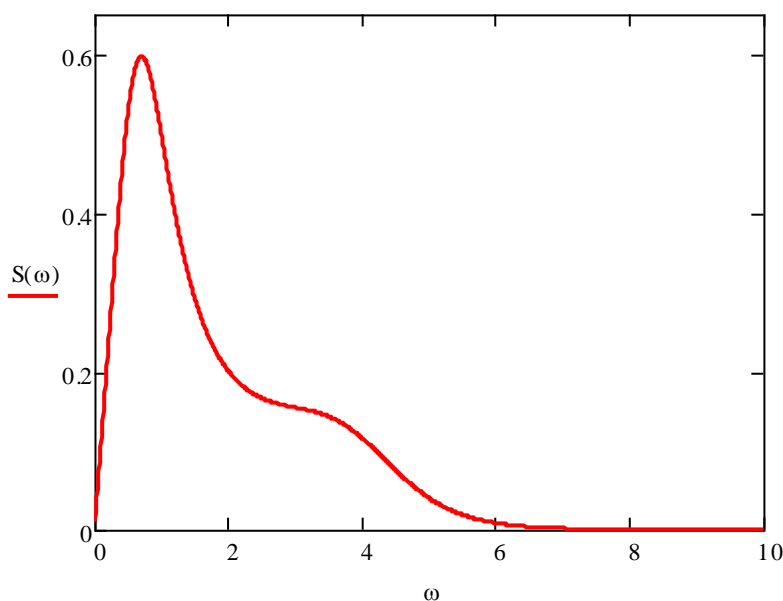
თუ $s(t)$ დროის შემთხვევითი ფუნქციაა, მაშინ ამ ფუნქციის სხვადასხვა რეალიზაციის ფურიე გარდაქმნა T ინტერვალის განმავლობაში, გვაძლევს v_n კოეფიციენტების ერთობლიობას, რომლებიც თავის მხრივ ასევე შემთხვევითი ფუნქციებია. იმ შემთხვევაში, როცა T ინტერვალის ძალიან დიდია ეს კოეფიციენტები არაკორელირებადია, რადგან:

$$\begin{aligned} \lim_{T \rightarrow \infty} T \langle S_n S_m^* \rangle &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} dt \int_{-T/2}^{T/2} dt' G(t-t') e^{i(m-n)\omega t} e^{im\omega(t'-t)} = \\ &= \delta_{mn} \int_{-\infty}^{\infty} G(\tau) e^{-in\omega \tau} d\tau \end{aligned} \quad (1.1.22)$$

როცა $n = m$, ვღებულობთ ვინერ-ხინჩინის თეორემას:

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} s(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} G(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau . \quad (1.1.23)$$

ვინერ²⁸-ხინჩინის²⁹ თეორემა ერთმანეთთან აკავშირებს სიგნალის $S(\omega)$ სიმძლავრის სიმკვრივეს მის ავტოკორელაციურ ფუნქციასთან $G(\tau)$. ამრიგად, სიგნალის სიმძლავრის სპექტრი და მისი ავტოკორელაციური ფუნქცია ერთმანეთთან დაკავშირებულია ფურიე გარდაქმნით. მაგალითად, თუ $s(t)$ -ს აქვს ლორენცისეული ფორმა სპექტრის Γ ნახევარსიგანით, მაშინ მისი ავტოკორელაციური ფუნქცია წარმოადგენს მიღევად ექსპონენტას, $\tau_c = \Gamma^{-1}$ კორელაციის დროთ (ნახ. 5).



ნახ.5. ლორენცისეული ფორმის სიგნალის სიმძლავრის სიმკვრივის განაწილება სიხშირის მიხედვით

მახასიათებელი ფუნქცია ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$F(S) = \langle \exp(iSs) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(iSs) W(s) ds , \quad (1.1.24)$$

²⁸ ნორბერტ ვინერი (N. Wiener, 1894-1964) - კოლუმბიური მათემატიკოსი. მისი შრომები ეძღვნება კიბერნეტიკას, მათემატიკურ ანალიზს, ალბათობის თეორიას, ელექტრულ წრედებს და გამოთვლით ტექნიკას.

²⁹ ალექსანდრე ხინჩინი (A.N. Khinchin, 1894-1959) - საბჭოთა მათემატიკოსი. მისი შრომები ეძღვნება ფუნქციათა თეორიას, რიცხთა თეორიას და ალბათობის თეორიას.

იგი წარმოადგენს ერთგანზომილებიანი განაწილების ფუნქციის ფურიე-გარდაქმნას. მას ხშირად იყენებენ მათემატიკური გამოთვლების გამარტივების მიზნით, მაგრამ, როცა $0 < s < \infty$, მაშინ მოსახერხებელია ვისარგებლოთ შემდეგი ფუნქციით:

$$Q(S) = \langle \exp(-Ss) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-Ss)W(s)ds, \quad (1.1.25)$$

ეს უკანასკნელი კი არის ლაპლასის გარდაქმნა³⁰ $W(s)$ -დან.

(1.1.25)-ის დიფერენცირებით S -ის მიმართ მივიღებთ:

$$\left(-\frac{d}{ds}\right)^n Q_s|_{s=0} = \langle s^n \rangle. \quad (1.1.26)$$

მრავალგანზომილებიანი განაწილების ფუნქცია შეიძლება განვსაზღვროთ (1.1.25)-ის ანალოგიურად:

$$Q(S_i) = \left\langle \exp\left(-\sum_i S_i s_i\right) \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} W(s_i) \prod_i \exp(-S_i s_i) ds_i, \quad (1.1.27)$$

(1.1.27) ფორმულის S_i -ით დიფერენცირებით ვღებულობთ:

$$\prod_i \left(-\frac{d}{ds_i}\right)^{n_i} Q(S_i)|_{s_i=0} = \left\langle \prod_i s_i^{n_i} \right\rangle. \quad (1.1.28)$$

$Q(S)$ ფუნქციის კიდევ ერთი საჭირო თვისება შეიძლება მივიღოთ შემდეგი გზით. დავუშვათ:

$$s = \sum_i U_i, \quad (1.1.29)$$

სადაც U_i - დამოუკიდებელი შემთხვევითი არაუარყოფითი ცვლადებია. მაშინ:

$$Q_s(S) = \int_0^{\infty} W(U_i) \prod_i \exp(-SU_i) dU_i \quad (1.1.30)$$

მაგრამ, რადგან U_i დამოუკიდებელი ცვლადებია, ამიტომ:

$$W(U_i) = \prod_i W_i(U_i). \quad (1.1.31)$$

ამრიგად, (1.1.30) ფორმულა ღებულობს შემდეგ სახეს; მივიღებთ:

$$Q_s(S) = \prod_i \int_0^{\infty} W_i(U_i) \exp(-SU_i) dU_i = \prod_i Q_{U_i}(S). \quad (1.1.32)$$

³⁰ პიერ სიმონ ლაპლასი (P.S. Laplace, 1749-1827) – ფრანგი ასტრონომი, მათემატიკოსი და ფიზიკოსი. ალბათობის თეორიასა და ციური მექანიკაში კლასიკური შრომების ავტორი.

რადგან $Q(S)$ და $W(s)$ ლაპლასის გარდაქმნაში შეუღლებული ფუნქციებია, ამიტომ დამოუკიდებელი ცვლადების ჯამის განაწილება ტოლია ცალკეული შესაბამისი კომპონენტების განაწილებათა ნამრავლის.

§1.2. ოპტიკური სიგნალები და სტატისტიკური მომენტები

დაწვრილებით განვიხილოთ ოპტიკური სიგნალების თვისებები. ელექტრომაგნიტური ტალღის წრფივად პოლარიზებული კომპონენტი სივრცის \vec{r} წერტილში და დროის t მომენტში შეიძლება დავახასიათოთ $s(\vec{r}, t)$ სკალარული სიდიდით. დავუშვათ გარკვეული პერიოდის განმავლობაში დეტექტორის ფართობი უმნიშვნელოა და საჭიროა განისაზღვროს ველის ყოფაქცევა სივრცის მხოლოდ ერთ წერტილში. ამ შემთხვევისათვის სიგნალი არ არის დამოკიდებული \vec{r} კოორდინატზე. პრაქტიკაში ასეთ შემთხვევასთან მიახლოებულია, იდეალური სტაბილური ამპლიტუდის მქონე ერთმოდინანი ლაზერი:

$$s(t) = s_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (1.2.1)$$

რადგან ამპლიტუდური ფლუქტუაციები მცირეა, შესაბამისად s_0 სიდიდე შეიძლება ჩავთვალოთ მუდმივად, ხოლო φ ფაზა დროის შემთხვევითი ფუნქციაა. სწორედ ფაზის ფლუქტუაციები განაპირობებს გამოსხივების სპექტრის გაგანიერებას ω_0 ოპტიკური სიხშირის მიმართ თითქმის რამდენიმე გიგაჰერცამდე. მაგრამ, შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ შემთხვევითად ცვლადი ფაზა დეტექტორების პროცესში უბრალოდ გამოირიცხება, და შესაბამისად სიგნალი ჩვენს შემთხვევაში შეიძლება განხილული იქნას როგორც წმინდა სინუსოიდალური ტალღა. ამრიგად ტიპიურ ექსპერიმენტებში, სინათლის გაბნევის აგზნებულ სპექტრს ω_0 ოპტიკურ სიხშირეზე ექნება δ - ფუნქციის სახე. გაბნევის პროცესში ადგილი აქვს სინათლის მოდულაციას, რის შედეგადაც გაბნეული სინათლის სპექტრი იქნება τ^{-1} რიგის, სადაც τ - არის კორელაციის დრო, ან კოპერენტულობის დრო. სწორედ ეს დრო არის მოდულაციის პერიოდის საზომი. გამბნევი გარემოს ნებისმიერი გადაადგილება, განაპირობებს ω_0 ოპტიკური სიხშირის

მიმართ დოპლერის Δ წანაცვლებას³¹. როგორც დოპლერის Δ წანაცვლება, ასევე სპექტრალური გაგანიერება, შესაბამისად კორელაციის დროც წარმოადგენს გაბნევის პროცესის მახასიათებელ სიდიდეებს, ამიტომ ისინი რათქმაუნდა განსაკუთრებული ინტერესს იწვევს. გაბნევის პროცესის შესახებ სრული და ამომწურავი ინფორმაციის მისაღებად აუცილებელია კორელაციური ფუნქციების (1.1.1) და (1.1.2) ცხადი სახის პოვნა. ცხადია, რომ სიგნალის სიმძლავრის სპექტრი ან ავტოკორელაციური ფუნქცია მოიცავს მხოლოდ ინფორმაციის უმნიშვნელო ნაწილს, რომელსაც თვით სიგნალი ატარებს. ამის მიუხედავად, სწორედ ეს სიდიდეები იზომება ექსპერიმენტულად. ეს კი განპირობებულია ორი გარემოებით: ერთი მხრივ, მრავალგანზომილებიანი $W(s)$ განაწილების ფუნქციის შემთხვევაში ზემოთ დასახელებული სიდიდეები წარმოადგენენ შემთხვევითი სიგნალის უმარტივეს მახასიათებლებს, რომლებიც შეიძლება გამოვთვალოთ თეორიულად და გავზომოთ ექსპერიმენტულად. მეორე მხრივ, გაუსური სტატისტიკის მქონე სიგნალებისათვის (რომლითაც ხშირად სარგებლობენ პრაქტიკაში) ყველა მაღალი რანგის სპექტრალური მახასიათებლები შეიძლება გამოსახული იქნას ავტოკორელაციური ფუნქციის საშუალებით.

განვიხილოთ ოპტიკური სიგნალის სიმძლავრის სპექტრის ცვლილება, ან ავტოკორელაციური ფუნქციის ცვლილება დეტექტორის გამოსავალზე სიგნალის სათანადო დამუშავების გზით. პირველ რიგში აუცილებელია იმის დაზუსტება, თუ კონკრეტულად რა სიდიდეს ზომავს დეტექტორი. ქვანტურ-მექანიკური თვალსაზრისით დეტექტორი, რომელიც იჭერს ფოტონს (ფოტომამრავლისა და ფოტოდოდის საშუალებით), აღრიცხავს სიდიდეს, რომელიც კლასიკური წარმოდგენების საფუძველზე შეიძლება ასე დავწეროთ:

$$I(t) = s^+(t)s^-(t), \quad (1.2.2)$$

სადაც, $s^+(t)$ და $s^-(t)$ წარმოადგენენ სიგნალის კომპონენტებს, რომლებიც შეესაბამებიან დადებით და უარყოფით სიხშირეებს და განისაზღვრება ფურიეს მწკრივის საშუალებით:

$$s(t) = \sum_{\omega>0} a_{\omega}^* e^{-i\omega t} + \sum_{\omega\geq 0} a_{\omega} e^{-i\omega t} = s^+(t) + s^-(t), \quad (1.2.3)$$

³¹ ხრისტიან დოპლერი (Kh. Doppler, 1803-1853) - ავსტრიელი ფიზიკოსი და ასტრონომი. 1842 წელს თეორიულად ახსნა წყაროს ტალღის სიხშირის დამოკიდებულება დამკვირვებლის მოძრაობის სიჩქარესა და მიმართულებაზე წყაროს მიმართ (დოპლერის ეფექტი).

$$a_{\omega} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s(t) e^{-i\omega t} dt = a_{-\omega}^* . \quad (1.2.4)$$

(1.2.3) და (1.2.4) ფორმულები ანალოგიურია (1.1.20) და (1.1.21)-ფორმულების. ცხადია, რომ კოჰერენტული გამოსხივებისას $I(t)$ სიდიდე მუდმივია. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ლაზერული გამოსხივების სპექტრი საკმარისად ვიწროა, შეიძლება დავწეროთ:

$$s^+(t) = s_0 \exp[-i(\omega_0 t + \varphi)] f(t) , \quad (1.2.5)$$

სადაც, $f(t)$ მამოდულირებელი ფუნქცია განისაზღვრება გაბნევის პროცესით. ამრიგად, $I(t)$ გამოსახულება დაცემული გამოსხივების ან ფაზას, ან სიხშირეს ითვალისწინებს. იგი პრაქტიკულად წარმოადგენს ველის მომვლების ამპლიტუდის კვადრატს, თუმცა ჩვეულებრივ მას, როგორც მიღებულია, ინტენსივობას უწოდებენ. ეს არის მარტივი კლასიკური დასაბუთება იმისა, რომ $I(t)$ წარმოადგენს უშუალოდ გაზომვად სიდიდეს.

ნებისმიერი ველი, რომელიც იცვლება შემთხვევითი კანონზომიერებით, შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$s^+ = \frac{1}{2}(s + is') , \quad (1.2.6)$$

$$I = \frac{1}{4}(s^2 + is'^2) , \quad (1.2.7)$$

სადაც:

$$s' = i(s^- + s^+) . \quad (1.2.8)$$

როცა $T \rightarrow \infty$, (1.2.4) გამოსახულებაში (1.1.22) ორთოგონალურობის პირობა³² სრულდება და შედეგად გვექნება:

$$\langle ss' \rangle = 0 . \quad (1.2.9)$$

მაშასადამე, ინტენსივობა წარმოადგენს ორი დამოუკიდებელი ცვლადის კვადრატების ჯამს. თუ s და s' იდენტური სიდიდეებია, მაშინ:

$$W(s) = W(s') , \quad (1.2.10)$$

(1.1.32) ფორმულის გამოყენებით მივიღებთ:

³² ორგონალურობა (ბერძ. orthogonios - მართკუთხა) - წარმოადგენს პერპენდიკულარობის განზოგადოებულ შემთხვევას და გამოიყენება სხვადასხვა მათემატიკური ობიექტის შემთხვევაში. მაგალითად, ორ ვექტორს ეწოდება ორთოგონალური, თუ მათი სკალარული ნამრავლი ნულის ტოლია.

$$W(s) = \int_0^I W(I-f)W(f)df, \quad (1.2.11)$$

სადაც $f = s^2$. კოჰერენტული ველისათვის (1.2.11) ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$W(I) = \delta(I - s_0^2). \quad (1.2.12)$$

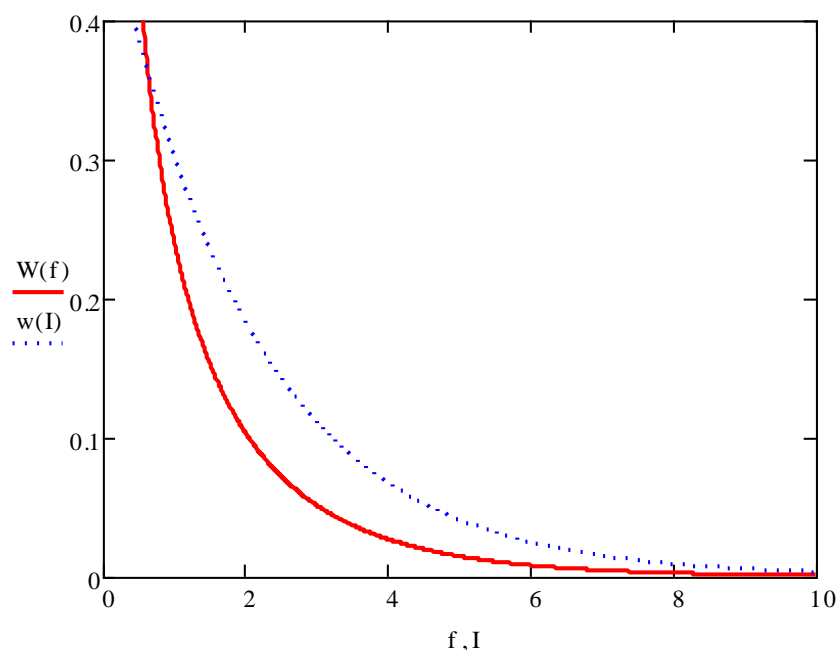
მეორე მხრივ:

$$W(s) = \frac{\exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma^2}\right)}{\sigma\sqrt{2\pi}}, \quad (1.2.13)$$

ამიტომ (1.2.11) ინტეგრალი შეიძლება გამოვთვალოთ (1.1.10)-ფორმულის გამოყენებით:

$$W(I) = \frac{\exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right)}{2\sigma^2}. \quad (1.2.14)$$

საინტერესო შედეგს წარმოადგენს (1.2.14)-ფორმულის შედარება (1.1.10)-ფორმულასთან, რომელიც თავის მხრივ მიღებული იქნა მარტივი კვადრატული დეტექტორისათვის. ნახ.6-ზე აგებულია ორივე გრაფიკი, რაც შედარებითი ანალიზის ჩატარების საშუალებას გვაძლევს. პუნქტორით მოცემულია გაუსური (1.2.14) ფორმულის



ნახ. 6. გაუსური სიგნალის განაწილება კვადრატული დეტექტორის გამოსავალზე.

აგებული გრაფიკი, ხოლო უწყვეტი წირი კი შეესაბამება (1.1.10) ფორმულით აგებულ გრაფიკს.

$W(I)$ განაწილების ნორმირებული პირველი და მეორე რიგის მომენტები შეიძლება ასე დავწეროთ:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle s^+(0)s^-(\tau) \rangle}{\langle I \rangle^2}, \quad (1.2.15)$$

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(0)I(\tau) \rangle}{\langle I \rangle^2}. \quad (1.2.16)$$

§1.3. რიცხვითი კორელაცია

$g^{(1)}(\tau)$ ფუნქცია და მისი ფურიე გარდაქმნა $s(\omega)$, არის სიგნალის ველის სპექტრალური შემადგენლობის შესახებ უმარტივესი ინფორმაციის მატარებელი ფუნქციები, მაგრამ სიგნალის დეტექტირების სპეციფიკიდან გამომდინარე უშუალოდ ამ ფუნქციების გაზომვა შეუძლებელია. ექსპერიმენტულად შეიძლება გაზომილი იქნას მარტივი კორელაციური ფუნქცია $g^{(2)}(\tau)$. ბუნებრივია ამ სიტუაციაში განსაკუთრებულ მნიშვნელობას იძენს კავშირის დადგენა $g^{(2)}(\tau)$ ფუნქციასა და $g^{(1)}(\tau)$ ფუნქციას შორის.

განვიხილოთ, სკალარული $s(t)$ ველის გაშლა ფურიეს მწკრივად:

$$s(t) = \sum_{\omega>0} a_{\omega}^* \exp(-i\omega t) + \sum_{\omega \geq 0} a_{\omega} \exp(i\omega t). \quad (1.3.1)$$

როგორც უკვე ვაჩვენეთ, $s(t)$ შემთხვევითი ფუნქციის სტაციონარულობის პირობიდან გამომდინარე, კოეფიციენტები a_{ω} - არაკორელირებადი ფუნქციებია, მაგრამ თუ დავდებთ შედარებით მკაცრ პირობას, კერძოდ, მოვითხოვთ, რომ ეს კოეფიციენტები იყოს სტატისტიკურად დამოუკიდებელი, მაშინ შეიძლება მივიღოთ რიგი მნიშვნელოვანი შედეგი. (1.3.1) წარმოადგენს სტატისტიკურად დამოუკიდებელი შემთხვევითი ცვლადების ჯამს. ალბათობის თეორიის საფუძველზე, შეიძლება დავადასტუროთ, რომ ამ ცვლადების განაწილებას, იმ საზღვრებში, როცა ცვლადთა რიცხვი შემოუსაზღვრელად იზრდება, ექნება გაუსური სტატისტიკა:

$$W(s) = \frac{\exp\left(-\frac{s^2}{2\langle s^2 \rangle}\right)}{\sqrt{2\pi\langle s^2 \rangle}}. \quad (1.3.2)$$

ზემოთ მოყვანილი ფორმულების საფუძველზე შეიძლება გამოვთვალოთ ინტენსივობის დროითი განაწილების ფუნქცია:

$$I(t) = s^2(t) + s'^2(t). \quad (1.3.3)$$

ინტენსივობის ორგანზომილებიან განაწილებას ექნება შემდეგი სახე:

$$W(I, I') = \frac{1}{\langle I \rangle^2 (1 - |g^{(1)}(\tau)|^2)} \exp\left[-\frac{I + I'}{\langle I \rangle (1 - |g^{(1)}(\tau)|^2)}\right] J_0 \frac{2|g^{(1)}(\tau)|^2 \sqrt{I \cdot I'}}{\langle I \rangle (1 - |g^{(1)}(\tau)|^2)}. \quad (1.3.4)$$

(1.3.4) ტოლობაში J_0 - წარმოადგენს ნულოვანი რიგის ბესელის მოდიფიცირებულ ფუნქციას. (1.3.4) ფორმულის საფუძველზე ანალიზური გამოთვლების შედეგად შესაძლებელია მივიღოთ ინტენსივობის ავტოკორელაციური ფუნქცია:

$$\langle I(t)I(t+\tau) \rangle = g^{(2)}(\tau) = \langle I \rangle^2 (1 + |g^{(1)}(\tau)|^2). \quad (1.3.5)$$

ეს არის ზიგერტის თანაფარდობა³³. მისი მიღება შესაძლებელია უშუალოდ (1.3.1) ტოლობიდან a_{ω} კოეფიციენტის სტატისტიკური დამოუკიდებლობის პირობებში. (1.3.5) ფორმულიდან გამომდინარეობს ერთი მნიშვნელოვანი თვისება, რომ გაუსური ველისათვის მაღალი რიგის სტატისტიკური მახასიათებლები გამოისახება პირველი რიგის კორელაციური ფუნქციით. არ არის აუცილებელი ჩავთვალოთ, რომ ამ ცვლადებს გაუსური განაწილება აქვს, თუმცა იმ შემთხვევაშიც, როცა ისინი არაკორელირებადია და გაუსური განაწილება აქვთ, სტატისტიკურად დამოუკიდებელი ცვლადებია. სინამდვილეში a_{ω} კოეფიციენტები წარმოადგენენ დამოუკიდებელ შემთხვევით ფუნქციებს, თითოეული მათგანი ღებულობს მნიშვნელობას ალბათობით 1/2, ამ შემთხვევაშიც კი $s(t)$ ფუნქცია განისაზღვრება (1.3.1) ტოლობით იქნება გაუსური.

ზიგერტის თანაფარდობის მნიშვნელობა იმითაც განისაზღვრება, რომ იგი საშუალებას იძლევა გამოთვლილ იქნას პირველი რიგის სპექტრალური მახასიათებლები მეორე რიგის კორელაციური ფუნქციით, რომელიც, როგორც უკვე ვაჩვენეთ

³³ Yoshimura T.//JOSA A. 1986. V.3, pp. 1032-1054

წარმოადგენს უმარტივეს სპექტრალურ მახასიათებელს და შეიძლება შეიცვალოს დეტექტირების სპეციფიკის გათვალისწინების საფუძველზე. (1.3.5) გამოსახულებას ცხადია საკმაოდ ფართო გამოყენების დიაპაზონი აქვს, მაგრამ გვხვდება ისეთი შემთხვევებიც (მაგალითად იმ შემთხვევაში, როცა გამზნევი ცენტრების რაოდენობა დიდია), როცა ველს არ გააჩნია გაუსური განაწილება და (1.3.5) გამოსახულება აღარ გამოდგება. გაუსური სტატისტიკის მქონე სიგნალებისაგან განსხვავებით, კავშირი $g^{(1)}(\tau)$ და $g^{(2)}(\tau)$ ფუნქციებს შორის, შეიძლება შეიცავდეს საკმაოდ ღირებულ ინფორმაციას გაზნევის პროცესის მექანიზმის შესახებ. ფორმულები, რომლებიც ამ ორ სიდიდეს აკავშირებს შეიძლება მივიღოთ. სასურველია, იქ სადაც შესაძლებელია, ჩატარდეს დამოუკიდებელი გაზომვები $g^{(1)}(\tau)$ ფუნქციის განსაზღვრის მიზნით.

ვთქვათ, გაზნეული ველი და წყაროს პირველადი ველი (რომლითაც გაზნეული გამოსხივების აგზნება ხორციელდება) სივრცის ერთი და იგივე წერტილიდან გამოსხივდება. მაშინ:

$$s^+(t) = s_0 \exp[-i(\omega_0 t + \phi_0(t))] + f(t) s_1 \exp[-i(\omega_1 t + \phi_1(t))]. \quad (1.3.6)$$

სადაც ინდექსები 0 და 1 შესაბამისად დაცემულ და გაზნეულ ველებს აღნიშნავს, ხოლო $f(t)$ მოდულირებადი სიგნალია, რომელიც გაზნევის სტაციონარული პროცესით აღიწერება. პირველი და მეორე რიგის კორელაციური ფუნქციები, რომლებიც გაზნეული ველის მახასიათებელ პარამეტრებს წარმოადგენენ ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} g^{(1)}(\tau) &= \langle f(0)f(\tau) \rangle, \\ g^{(2)}(\tau) &= \langle f^2(0)f^2(\tau) \rangle. \end{aligned} \quad (1.3.7)$$

სიმარტივისათვის ითვლება, რომ $\langle f^2 \rangle$ ნორმირებულია ერთზე. (1.3.6)-ის თანახმად სიგნალის ინტენსივობა შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$I(t) = s_0^2 + s_1^2 f^2(t) + 2s_0 s_1 \cos(\Delta\omega \cdot t + \Delta\phi(t)), \quad (1.3.8)$$

სადაც

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_0, \quad \Delta\phi = \phi_1 - \phi_0. \quad (1.3.9)$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ ϕ_0 და ϕ_1 ფაზები შემთხვევითია, მაშინ ინტენსივობის კორელაციური ფუნქცია შეიძლება გამოვთვალოთ ფორმულით:

$$\langle I(0)I(\tau) \rangle = (s_0^2 + s_1^2)^2 + s_1^4 [g^{(2)}(\tau) - 1] + 2s_0^2 s_1^2 g^{(1)}(\tau) \langle \cos(\Delta\omega \cdot \tau + \Delta\varphi(0) - \Delta\varphi(\tau)) \rangle. \quad (1.3.10)$$

სიხშირეთა $\Delta\omega$ სხვაობა მიიღება გამზნევი გარემოს, როგორც მთლიანის, შესაძლო მოძრაობის გამო. ეს განაპირობებს დოპლერის წანაცვლებას. იმ შემთხვევაში, როცა $\Delta\omega$ საკმარისად დიდია, სიმძლავრის სპექტრი შეიძლება დავყოთ ორ კომპონენტად. ეს კომპონენტები შეესაბამება $g^{(1)}$ და $g^{(2)}$. პირველი კომპონენტი შეესაბამება ინტენსივობის ფლუქტუაციის სპექტრს, ხოლო მეორე კომპონენტი პროპორციულია გაზნეული ველის ინტენსივობის სპექტრის. იგი ფაქტიურად „დოპლერის სპექტრი“ $\Delta\omega$ სიხშირით. თუ ეს ორი სპექტრი ურთიერთგადაიფარება „დოპლერის სპექტრი“ ყოველთვის შეიძლება გავხადოთ დომინირებადი დაცემული სიგნალის ინტენსივობის მარტივი გაზრდით. ეს პროცედურა ხშირ შემთხვევაში საშუალებას იძლევა აგრეთვე გაზრდილი იქნას სიგნალი/ხმაური თანაფარდობა. მაგალითად, მაშინ, როდესაც გაზომვებში მნიშვნელოვან როლს ასრულებს დეტექტორის ელექტრონული ხმაურის ფონი. (1.3.10) გამოსახულება სამართლიანია გაზნეული სიგნალის ნებისმიერი სტატისტიკის შემთხვევაშიც, ამდენად, მოცემული მეთოდით, ყოველთვის შეიძლება გაზომილი იქნას პირველი რიგის კორელაციური ფუნქცია.

§1.4. სპექტრალური ხაზების სიგანის გაზომვა

სიგნალების დამუშავების მეთოდები შეიძლება კლასიფიცირებული იქნას ასე: სიგნალის დროითი სტრუქტურა და სიგნალის სპექტრი (სიხშირული სტრუქტურა). ამასთან შეიძლება გამოყენებული იქნას ერთი არხი ან მრავალი პარალელურად ჩართული არხი.

განვიხილოთ ერთარხიანი დეტექტორი. ტერმინი ერთი არხი უნდა გავიგოთ შემდეგნაირად: სიგნალის ყოველი დეტექტირებისას ირჩევა ინფორმაციის რომელიმე მცირე ნაწილი, რისთვისაც შეიძლება გამოყენებული იქნას სპექტროანალიზატორი ან სკანირებადი ელექტრონული ფილტრი. სიგნალის პირველი დეტექტირებისას გამოიყოფა ერთი სიხშირული კომპონენტი, მომდევნო დეტექტირებისას კი სხვა სიხშირული კომპონენტი და ა.შ. პროცესი გაგრძელდება მანამ, სანამ დეტექტორი არ გაივლის სრულად საჭირო სიხშირულ დიაპაზონს. ეს პროცესი შემდეგ მეორდება, იმისათვის, რომ გაზომილი იქნას შესაბამისი საშუალო მნიშვნელობა და მივიღოთ სიმძლავრის სპექტრი:

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} i(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \right\rangle.$$

სიგნალების დამუშავების ექვივალენტური მეთოდია დროითი სტრუქტურის ანალიზი.

კორელატორის ეფექტურობა დამოკიდებულია ორ ფაქტორზე: პირველი თვით აპარატურული ფაქტორია, როგორცაა სივრცითი და დროითი ინტეგრირება და „მკვდარი დროის“³⁴ ეფექტი (იხ. გვ.45) და მეორე სტატისტიკური ფაქტორები, რომლებიც განსაზღვრავენ ნებისმიერი რეალური ექსპერიმენტის ხანგრძლივობას. სწორედ ამ ორი ფაქტორის ზეგავლენას განვიხილავთ ავტოკორელაციური სისტემის ეფექტურობაზე სპექტრალური ხაზების სიგანის გაზომვისას. მათემატიკური სიმარტივისათვის განვიხილოთ მხოლოდ გაუსური სტატისტიკის სიგნალები და შევადაროთ ისინი ლორენცისეული სტატისტიკის სიგნალებს. მნიშვნელოვანია განსაზღვრუ-

³⁴ „მკვდარი დრო“ - დრო, რომელიც საჭიროა სიგნალის აღდგენისათვის.

ლი იქნას სიგნალის სივრცითი და დროითი ინტეგრირების გავლენა რეალური კორელაციის ფუნქციის გაზომვის სიზუსტეზე.

რეალურ ექსპერიმენტებში იზომება გასაშუალოებული ინტენსივობა:

$$E(t;T) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} I(t') dt', \quad (1.4.1)$$

$$\langle E \rangle = \langle I \rangle. \quad (1.4.2)$$

ზღვარზე გადასვლის შედეგად, როცა $T \rightarrow 0$ გასაშუალოებული და მყისი ინტენსივობების მნიშვნელობები ერთმანეთს ემთხვევა, ხოლო, როცა $T \rightarrow \infty$ ადგილი აქვს სიგნალის ფლუქტუაციების დაგლუვებას და ინტეგრირების შედეგად, გასაშუალოებული ინტენსივობა მიისწრაფვის მუდმივი ზღვარისაკენ. ამრიგად, ზღვარში, როცა $T \rightarrow \infty$, ველი კოჰერენტული ხდება. სიგნალის ფლუქტუაციის მახასიათებელი დრო განისაზღვრება კოჰერენტულობის τ_c დროთი³⁵, მაშინ ეს მტკიცებულება შეიძლება წარმოვადგინოთ მათემატიკური ფორმით:

$$P(E) \rightarrow P(I), \quad T \ll \tau_c, \quad (1.4.3)$$

$$P(E) \rightarrow \delta(I - \langle I \rangle), \quad T \gg \tau_c. \quad (1.4.4)$$

სიგნალის სტატისტიკური მახასიათებლების ცვლილებების ცოდნა საშუალებას გვაძლევს შევაფასოთ τ_c . ნებისმიერი სინათლის წყარო შეიძლება წარმოვადგინოთ კოჰერენტული წყაროს სახით, თუ შევარჩევთ შესაბამის საინტეგრაციო საზღვრებს.

ლაზერული წყაროს გამოყენებით ექსპერიმენტებში აუცილებელია, შესრულდეს ორი პირობა: გაზნევა საკმარისად ინტენსიურია და არ არის აუცილებელი, რომ ლაზერული გამოსხივების სპექტრალური სიმკვრივე იყოს დიდი სიდიდე და როცა გამზნევი გარემოს მიერ წარმოქმნილი სვლათა სხვაობა არ არის დიდი τ_c კოჰერენტულობის დროსთან შედარებით.

გასაშუალოებული ინტენსივობის ავტოკორელაციური ფუნქცია შეიძლება ჩაწერილი იქნას შემდეგი სახით:

$$g^{(2)}(t;T) = \frac{1}{T^2} \int_{t-T/2}^{t+T/2} dt' \int_{t-T/2+\tau}^{t+T/2+\tau} dt'' g^{(1)}(t' - t''). \quad (1.4.5)$$

³⁵ კოჰერენტულობის დრო - დრო, რომლის განმავლობაშიდაც სხივი კოჰერენტულად შეიძლება ჩაითვალოს.

გაუსური სტატისტიკის მქონე ოპტიკური სიგნალისათვის ეს გამოსახულება დებულობს შემდეგ სახეს:

$$g^{(2)}(t;T) = 1 + \frac{1}{T^2} \int_{t-T/2}^{t+T/2} dt' \int_{t-T/2+\tau}^{t+T/2+\tau} dt'' |g^{(1)}(t'-t'')|^2. \quad (1.4.6)$$

ვთქვათ, სიგნალის სპექტრს აქვს ლორენცისეული ფორმა:

$$|g_L^{(1)}(\tau)|^2 = \exp(-2\Gamma\tau), \quad (1.4.7)$$

(1.4.7) გავითვალისწინოთ (1.4.6)-ში და მოვახდინოთ ინტეგრირება, მივიღებთ:

$$g^{(2)}(t;T) = 1 + \frac{sh^2(\Gamma\tau)}{(\Gamma\tau)^2} \exp(-2\Gamma\tau), \quad \tau > T, \quad (1.4.8)$$

შევადაროთ მიღებული გამოსახულება ზიგერტის (1.3.13) გამოსახულებას, ვპოულობთ, რომ კორელაციური ფუნქციის დამოკიდებულება τ -ზე პრაქტიკულად არ იცვლება.

ახლა დავუშვათ, რომ სიგნალის სპექტრს აქვს გაუსური ფორმა:

$$|g^{(1)}(\tau)|^2 = \exp(-\alpha^2\tau^2), \quad (1.4.9)$$

შესაბამისად, ვღებულობთ:

$$g^{(2)}(t;T) = 1 + \frac{\exp[-\alpha^2(\tau^2 + T^2)]}{\alpha^2 T^2} sh(2\alpha^2\tau T) + \frac{1}{\alpha T^2} \{(\tau+T)erf[\alpha(\tau+T)] + (\tau-T)erf[\alpha(\tau-T)] - 2\tau erf(\alpha\tau)\} \quad (1.4.10)$$

მაშასადამე, მოცემულ შემთხვევაში კორელაციური ფუნქციის გრაფიკული ფორმა მნიშვნელოვნად იცვლება. ამდენად სიგნალის სპექტრის ლორენცისეულ შემთხვევაში მიღებული გამოსახულება (1.4.8), უნდა განვიხილოთ, როგორც გამონაკლისი.

სიგნალების კორელაციურ ფუნქციაზე დროთი ინტეგრირების გავლენის განსაზღვრა რთული გამოსათვლელია. თუმცა, სიგნალის სტატისტიკისათვის ისეთი კორელაციური ფუნქციის შერჩევით, რომელიც ითვალისწინებს გაუსური სიგნალის სპექტრალური ხაზების განაწილებას ლორენცისეული ფორმით, ვღებულობთ:

$$Q(s, s') = \frac{Q(s)Q(s')}{1 - \frac{Q(s)Q(s')}{P(s)P(s')} |g_L^{(1)}(\tau)|^2}, \quad (1.4.11)$$

სადაც:

$$Q(s) = \exp(\Gamma T) \left\{ ch((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma T}{((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2}} + \frac{((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2}}{\Gamma T} \right) sh((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (1.4.12)$$

$$P(s) = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma T}{((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2}} - \frac{((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2}}{\Gamma T} \right) \times \right. \\ \left. \times sh((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s \langle I \rangle)^{1/2} - \right\}^{-1}$$

როცა $s \rightarrow 0$, მაშინ:

$$P(s) \rightarrow \infty \text{ და } \frac{dP}{ds} \rightarrow P^2.$$

შესაბამისად კორელაციური ფუნქცია შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$g_k^{(2)}(\tau) = \frac{\sum_{n=k+1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(-\frac{\partial}{\partial s'} \right)^n \left(-\frac{\partial}{\partial s} \right) Q(s, s') \Big|_{s=0, s'=1}}{\langle n_k \rangle \bar{n}}. \quad (1.4.13)$$

გამოთვლებისას სირთულეების თავიდან აცილების მიზნით ფოტოკათოდის კვანტური გამოსავალი³⁶ ჩავთვალოთ ერთის ტოლად, ისე, რომ $\bar{n} = \langle I \rangle$.

შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ:

$$-\frac{dQ(s, s')}{ds} \Big|_{s=0} = \bar{n} Q(s') \left[1 + \frac{sh(\Gamma T)}{\Gamma T \cdot P(s')} |G_L^{(1)}(\tau)|^2 \right]. \quad (1.4.14)$$

(1.4.13)-დან ვღებულობთ:

$$g_k^{(2)}(\tau; T) = 1 + \left[\frac{sh(\Gamma T)}{\Gamma T \langle n_k \rangle} \sum_{n=k+1}^{\infty} \left(-\frac{\partial}{\partial s'} \right)^n \frac{Q(s')}{P(s')} \right] |g_L^{(1)}(\tau)|^2. \quad (1.4.15)$$

ამრიგად, სიგნალების კორელაციური ფუნქციის ფორმა ინტეგრირების პროცესში არ იცვლება, თუ სიგნალს აქვს სპექტრის ლორენცისეული ფორმა.

ზემოთ, ვიხილავდით სკალარული ველის დროით სტატისტიკას. შესაძლოა ანალოგიური გამოთვლები ვაწარმოოთ ველის სივრცითი სტრუქტურის განსაზღვრის

³⁶ კვანტური გამოსავალი (Quantum Yield) – ფოტოელექტრული ემისიის რაოდენობრივი მახასიათებელი. რიცხობრივად უდრის ფოტოკათოდიდან ამოსული ელექტრონების რიცხვს, ფოტოკათოდზე დაცემული ერთ ფოტონის დაცემისას. კვანტური გამოსავალი დამოკიდებულია ფოტოკათოდის ნივთიერების გვარობაზე, ზედაპირის მდგომარეობაზე და ფოტონების ენერგიაზე.

მიზნით. $\xi(\vec{r}, t)$ ველი ისევე, როგორც დროზე დამოკიდებულებისას, ასევე \vec{r} სივრცით კოორდინატზე შეიძლება დამოკიდებული იყოს როგორც დეტერმინირებული, ასევე შემთხვევითი კანონზომიერებით. შემოვიღოთ სივრცითი კორელაციური ფუნქცია, ან კოჰერენტულობის ფუნქცია შემდეგი სახით:

$$\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \xi^+(\vec{r}) \xi^-(\vec{r}') \rangle, \quad (1.4.16)$$

$$\Gamma^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle I(\vec{r}) I(\vec{r}') \rangle. \quad (1.4.17)$$

თუ, მაგალითად \vec{r} და \vec{r}' წარმოადგენენ ბრტყელი ტალღების ფრონტის წერტილებს, რომლებსაც ასხივებს იდეალური კოჰერენტული წყარო I_0 ინტენსივობით, მაშინ:

$$\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = I_0 = const. \quad (1.4.18)$$

მეორე მხრივ, იდენტური ურთიერთდამოუკიდებელი მეორადი წყაროებისათვის, შეიძლება გამოყენებული იქნას მარტივი მოდელი:

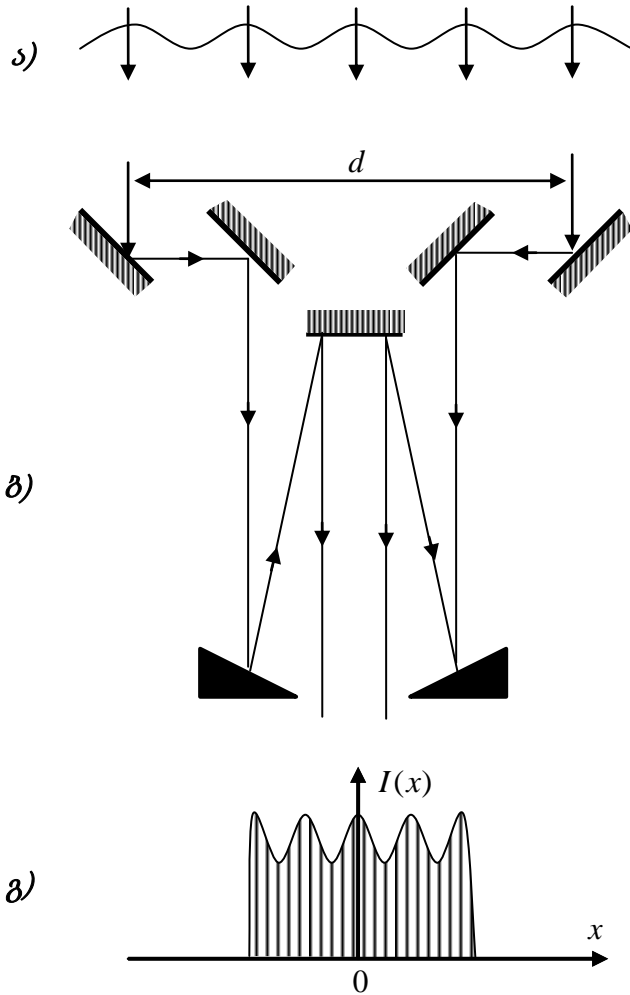
$$\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle I_0 \rangle \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (1.4.19)$$

სადაც I_0 - არის თითოეული მეორადი წყაროს გამოსხივების ინტენსივობა. სივრცითი კორელაციური ფუნქციები იცვლება სინათლის გავრცელების პროცესში, ამასთან ცვლილების ხასიათი რათქმაუნდა აღიწერება მაქსველის განტოლებებით. ჩვენ არ შევჩერდებით ამ თეორიის განვითარებაზე და შემოვიფარგლებით ჩვენთვის მნიშვნელოვანი პრობლემის განხილვით. ჩვენი ამოცანის მიზანია გავარკვიოთ სიგნალის კოჰერენტულობა წყაროდან Z მანძილზე განლაგებულ წერტილებში.

შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ R რადიუსის მქონე წრიული წყაროს შემთხვევაში სივრცითი კორელაციური ფუნქცია განისაზღვრება განტოლებით:

$$\frac{\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}')}{\langle I \rangle} = \frac{2J_1 \frac{k_0 R}{Z} |\vec{r} - \vec{r}'|}{\frac{k_0 R}{Z} |\vec{r} - \vec{r}'|} \exp \frac{ik_0 (\vec{r}^2 - \vec{r}'^2)}{2Z}, \quad (1.4.20)$$

სადაც k_0 - ტალღური ვექტორია. ამ სიდიდეს ხშირად უწოდებენ კოჰერენტულობის კომპლექსურ ხარისხს. ცხადია, თავდაპირველად კოჰერენტული სინათლე ნაწილობრივ კოჰერენტული ხდება. ეს კარგად ცნობილი ეფექტი არის სწორედ გამოყენებული მაიკელსონის ვარსკვლავურ ინტერფერომეტრში.



ნახ.7. მაიკელსონის ინტერფერომეტრის სქემა.

ინტერფერომეტრები რიგ შემთხვევაში არა მხოლოდ რაოდენობრივი შეფასების, არამედ ხშირად ოპტიკური ველის კოჰერენტულობის ფუნქციის დანახვის საშუალებასაც იძლევიან.

კოჰერენტულობის დროითი ფუნქცია გამოსხივების სპექტრთან დაკავშირებულია ფურიეს გარდაქმნით და იგი გამოსხივების ფორმის შესწავლის საშუალებას იძლევა. ასეთ შემთხვევას ადგილი აქვს სპექტრალური ანალიზისთვის განკუთვნილ ინტერფერომეტრებში. რაც შეეხება კოჰერენტულობის სივრცით ფუნქციას, მოკაშკაშე ობიექტებისათვის ის დაკავშირებულია

$J(\rho')$ –განათებულობასთან ფურიე–გარდაქმნით ვან ციტერტ³⁷–ცერნიკის³⁸ თეორემით³⁹. ამიტომ კოჰერენტულობის სივრცითი ფუნქციის გაზომვით პრინციპში შესაძლებელია აღვადგინოთ $J(\rho')$ განაწილების სახე, ე.ი. აღვადგინოთ მოკაშკაშე ობიექტების ფორმა ან უკიდურეს შემთხვევაში, კუთხური ზომები. ასეთ შემთხვევას ადგილი აქვს მაიკელსონის ინტერფერომეტრში (ნახ.7), სადაც ვარსკვლავიდან გამოსხივებულ ორ ნაწილობრივ კორელირებად კონის ინტერფერენციაზე წარმოებს დაკვირვება.

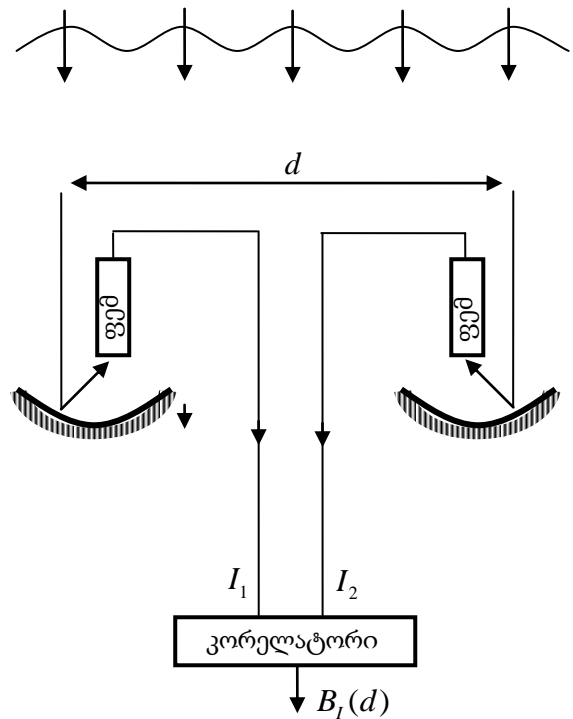
³⁷ პიტერ ჰენდრიკ ვან ციტერტი (Pieter Hendrik van Cittert, 1889-1959) - ჰოლანდიური ფიზიკოსი და მეცნიერების ისტორიკოსი. მისი დამსახურებაა ვან ციტერტ-ცერნიკის თეორემის მტკიცება და ურტრეხტის უნივერსიტეტის დაარსება.

³⁸ ფრიც ცერნიკე (F. Zernicke, 1888-1966) - ჰოლანდიელი ფიზიკოსი. შეიმუშავა მიკროსკოპის ფაზოკონტრასტული მეთოდები და შექმნა ფაზოკონტრასტული მიკროსკოპი (1953).

³⁹ თანამედროვე ოპტიკის ერთ-ერთი ყველაზე მნიშვნელოვანი თეორემა. ის აღწერს სინათლის სხივის გავრცელებისას განივი კორელაციური ფუნქციის ევოლუციას. ამ თეორემის თანახმად, ნაწილობრივ კოჰერენტული ტალღის კორელაციის განივი რადიუსი სხივის გავრცელებისას იზრდება, რაც იხსნება დიფრაქციული პროცესებით.

ინტერფერენციული სურათი დამოკიდებულია იმ ველებს შორის კოჰერენტულობის ხარისხზე, რომლებიც ინტერფერომეტრის d მანძილით დაშორებული სარკეებიდან აირეკლება. თუ სარკეებს შორის მანძილი დაცემული ტალღის კოჰერენტულობის რადიუსზე ნაკლებია $d < l$, მაშინ ინტერფერომეტრში დაიმზირება მკვეთრი – კონტრასტული სურათი, ხოლო როცა $d \geq l$, მაშინ ეს სურათი განრთხმული და არამკვეთრია. $l \sim 1/k\theta$, სადაც $\theta = a/z$ – ვარსკვლავის კუთხური ზომაა. თუ დავაფიქსირებთ სარკეებს შორის იმ d_0 მანძილს, რომელზეც ქრება ინტერფერენციული სურათი, მაშინ შესაძლებელია ვარსკვლავის კუთხური ზომის შეფასება: $\theta \sim 1/kd_0$. ინტერფერენციული სურათის ანალიზი პრინციპში კოჰერენტულობის $\Gamma_u(\vec{\rho})$ – ფუნქციის გამოთვლას გულისხმობს, რაც შესაძლებელი იქნება $J(\vec{\rho}')$ – განაწილების ფუნქციის ცოდნის შემთხვევაში.

მაიკელსონის ვარსკვლავური ინტერფერომეტრის საშუალებით ველის სივრცითი კოჰერენტულობის ფუნქციის გაზომვართულია, რადგან ინტერფერომეტრი ძლიერ მგრძობიარეა ინტერფერირებადი ტალღების ფაზებისადმი. მცირე ატმოსფერული ფლუქტუაციები ველის ფაზებზე და ტალღის ფრონტზე ძლიერ ვიბრაციულ გავლენას ახდენს და ინტერფერომეტრის ორივე სარკეზე მიიღება განრთხმული გამოსახულება, რაც ართულებს d მანძილის განსაზღვრასაც. ეს სირთულეები იხსნება ინტენსივობის ინტერფერომეტრთან მუშაობისას. ინტენსივობის ინტერფე-

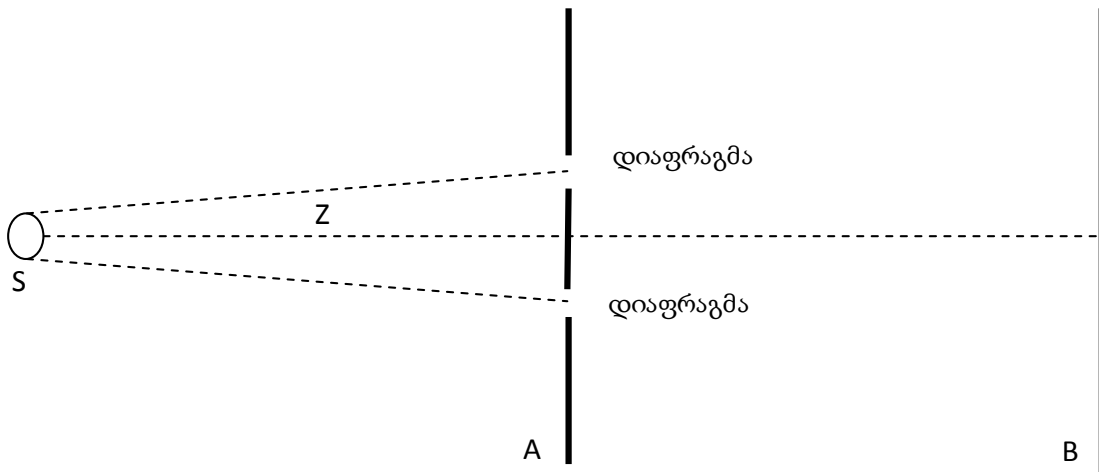


ნახ.8. ბრაუნ–ტვისის ინტენსივობის ინტერფერომეტრის სქემა.

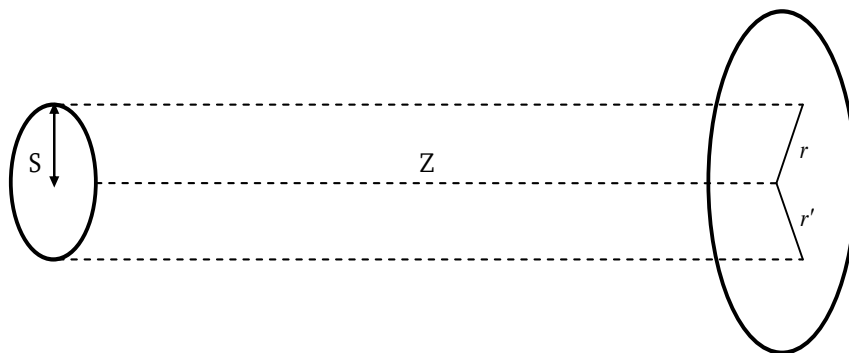
რომეტი შემოთავაზებული იქნა ბრაუნის⁴⁰ და ტვისის⁴¹ მიერ (ნახ.8.). ამ დანადგარით იზომება კორელაციის სივრცითი ფუნქცია არა თვით u ტალღისათვის, არამედ მისი ინტენსივობის ფლუქტუაციისათვის:

$$B_I(\vec{\rho}) = \langle I_1 I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle .$$

ცხადია ეს სიდიდე იზომება უკვე არა ოპტიკური, არამედ ელექტრული მეთოდებით, კერძოდ კი კორელატორის საშუალებით. კორელატორი ამყარებს კორელაციურ კავშირს I_1 და I_2 – ინტენსივობების სიგნალებს შორის. ეს ინტენსივობები გაზომილია ერთმანეთისაგან d მანძილით დაშორებულ ორ მახლობელ წერტილებ-



ნახ.9. იანგის ინტერფერენციული ექსპერიმენტი



ნახ.10. სივრცითი კოჰერენტულობის პონის გეომეტრიული სქემა

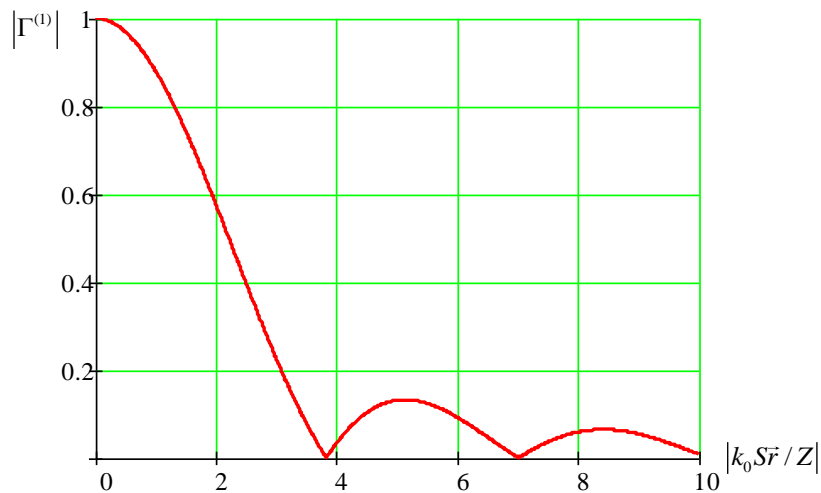
⁴⁰ რობერტ ჰანბერი ბრაუნი (K.F. Braun, 1916-2002) – ბრიტანელი ასტრონომი და ფიზიკოსი. მან მნიშვნელოვანი წვლილი შეიტანა რადარების განვითარებასა და ასტრონომიაში.

⁴¹ რიჩარდ ტვისი (Richard Twiss, 1920-2005) – ბრიტანელი ასტრონომი. ის ცნობილია ჰ. ბრაუნთან შესრულებული შრომებით. მათ შექმნეს ინტენსივობის ინტერფერომეტრი. მათი შრომები ეწინააღმდეგებოდა შეხედულებებს კვანტური ინტერფერენციის შესახებ.

ში. ერთი შეხედვით ამ ინტერფერომეტრის დასახელება – ინტენსივობის ინტერფერომეტრი, შეიძლება მთლად ზუსტად არ მოგვეჩვენოს. ის არის ინტენსივობის კორელატორი, ე.ი. ხელსაწყო, რომელიც ზომავს სინათლის წყაროს ინტენსივობის ფლუქტუაციის კორელაციას.

ვარსკვლავის სინათლის ველი წარმოადგენს დიდი რაოდენობით დამოუკიდებელი წყაროების ველთა სუპერპოზიციას და ემორჩილება გაუსის კანონს. გაუსური u ველისათვის კი ინტენსივობის კორელაცია დამოკიდებულია $\Gamma_u(\rho)$ – კოჰერენტულობის ფუნქციასთან მარტივი თანაფარდობით $B_1(\vec{\rho}) = |\Gamma_u(\vec{\rho})|^2$. ამრიგად არა მხოლოდ კოჰერენტულობის ფუნქცია, არამედ ინტენსივობის კორელაციის ფუნქციაც შეიძლება გამოყენებული იქნას ველის ტალღური ბუნების შესასწავლად.

იანგის⁴² ინტერფერენციული ცდები წარმოადგენს (1.4.20) განტოლების კარგ ილუსტრაციას (ნახ.9, ნახ.10). ინტერფერენციული სურათი B ეკრანზე ჩანს მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა A ეკრანზე ხვრელები მცირე ზომისაა და ასრულებენ მეორადი წყაროების როლს, რომლებიც მოთავსებულია Z მანძილზე არაკოჰერენტული წყაროდან:



ნახ.11. სივრცითი კორელაციური ფუნქციის დამოკიდებულება წყაროდან მანძილზე. S ფართობის მქონე წრიული წყაროს შემთხვევა.

⁴² ტომას იანგი (Tomas Young, 1773-1829) - ინგლისელი ფიზიკოსი. სინათლის ტალღური თეორიის ერთ-ერთი ფუძემდებელი.

$$|\vec{r} - \vec{r}'| < \frac{Z}{k_0 R}.$$

უკანასკნელი პირობა მიუთითებს იმაზე, რომ სინათლე რომელიც გამოსხივდება ამ ორი ხვრელით არის მნიშვნელოვანი ხარისხით კოჰერენტული და შესაძლებელია ინტერფერენციის მოვლენის განხორციელება. ნახ.11-ზე ნაჩვენებია (1.4.20) ფორმულით მოცემული შესაბამისი დამოკიდებულება. პირველი ნული მდებარეობს იქ, სადაც სრულება პირობა:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \frac{1,22Z\lambda_0}{2R}. \quad (1.4.21)$$

ეს მნიშვნელობა კი შეიძლება გამოყენებული იქნას იმ ფართობის გამოსათვლელად, რომლის ფარგლებშიც სინათლე შეიძლება ჩაითვალოს კოჰერენტულად:

$$S = \pi \left(\frac{1,22Z\lambda_0}{2R} \right)^2. \quad (1.4.22)$$

სივრცით კორელაციას მნიშვნელოვანი როლი აკისრია სპექტროსკოპიის მეთოდის, კერძოდ ოპტიკური წანაცვლების მეთოდის რეალიზაციისას. რეალურ ქსპერიმენტებში ფოტოკათოდის ფართობი ყოველთვის სასრულია. ცხადია, თუ ეს ფართობი მეტია S - ზე, მაშინ ადგილი ექნება სიგნალის სივრცით გასაშუალოებას.

იმისათვის, რომ გავითვალისწინოთ, როგორც სივრცითი, ასევე დროითი გასაშუალოება, საჭიროა განვაზოგადოთ (1.4.5) ფორმულა და მივიღოთ მხედველობაში დეტექტორის სასრული ფართობი შემდეგი სახით:

$$E(\vec{r}, t; S, T) = \frac{1}{ST} \int_{t-T/2}^{t+T/2} dt' \int_S d^2\vec{r}' I(\vec{r}', t'). \quad (1.4.23)$$

გაუსური სტატისტიკის მქონე სინათლის სიგნალის კორელაციური ფუნქციის გამოსახულებისათვის ვღებულობთ:

$$g^{(2)}(\tau; S, T) = 1 + \frac{1}{S^2 T^2} \int_{-T/2}^{T/2} dt \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} dt' \int_S d^2 r \int_S d^2 r' |g^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}', t - t')|^2. \quad (1.4.24)$$

სივრცით არაკოჰერენტული წყაროს მოდელისათვის (1.4.19)-ფორმულაში შეიძლება დავუშვათ, რომ სინათლეს ახასიათებს ურთიერთ „სპექტრალური სისუფთავე“⁴³. ასე, რომ სივრცითი და დროითი კოორდინატები შეიძლება ასე წარმოვადგინოთ:

$$g^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') = g^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}') g^{(1)}(t - t'), \quad (1.4.25)$$

$$g^{(2)}(\tau; S, T) = 1 + \frac{1}{S^2} [g^{(2)}(\tau; 0, T) - 1] \iint_S d^2 r d^2 r' |g^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}')|^2. \quad (1.4.26)$$

ჩვენ უკვე ვაჩვენეთ, რომ გაუსური სიგნალისათვის, რომლის სპექტრიც წარმოდგენილია ლორენცისეული ფორმით, $g^{(2)}(\tau; 0, T)$ ისევე არის დამოკიდებული τ -ზე, როგორც $g^{(2)}(\tau; 0, 0)$. ამ შემთხვევაში არც სივრცითი ინტეგრირება არ გამოიწვევს არავითარ დამახინჯებას. (1.4.20) ფორმულაში ცილინდრული კოორდინატების გამოყენება საშუალებას იძლევა (1.4.26)-ის მარჯვენა მხარეში მეორე შესაკრები გარდავექმნათ შემდეგი სახით:

$$f(S) = \frac{1}{S^2} \iint_S d^2 r d^2 r' |g^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}')|^2. \quad (1.4.27)$$

$$f(S) = \sum_{R=0}^{\infty} \left[\frac{(2R+2)!}{[(R+1)!]^2 (R+2)!} \right]^2 (-1)^R \left(\frac{1}{2} \chi R' \right)^{2R}, \quad (1.4.28)$$

სადაც $\chi = k_0 R / Z$, ხოლო R' - დეტექტორის ფოტოკათოდის ზედაპირის რადიუსია, ითვლება, რომ ზედაპირი არის წრიული. პრაქტიკაში, როგორც R , ასევე R' განისაზღვრება დიაგრამის ზომით. ამრიგად, თუ კოჰერენტულობის პირობა $\chi R \ll 1$ დარღვეულია, მაშინ $f(S)$ სიდიდე დეტექტორის ფართობის უკუპროპორციულია. ანალოგიურად, სპექტრში „დოპლერის“ წვერი სიგნალის სივრცითი გასაშუალოების შედეგად მცირდება $f_D(S)$ -ჯერ:

$$f_D(S) = \frac{4}{\pi R'^4} \int_0^{R'} \int_0^{R'} r_1 r_2 dr_1 dr_2 \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{J_1(\chi \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \varphi})}{\chi \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \varphi}}. \quad (1.4.29)$$

ეს ინტეგრალი შეიძლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

⁴³ სპექტრალური სისუფთავე - წარმოადგენს სინათლის ფიზიკურ პარამეტრს, რომელიც განსაზღვრავს: რაც უფრო ფართოა სინათლის ტალღის სპექტრის სიგანე, მით უფრო მცირეა მისი ოპტიკური სისუფთავე და შესაბამისად სიკაშკაშე.

$$f_D(S) = \frac{4}{(\chi R')^2} [1 - J_0^2(\chi R') - J_1^2(\chi R)]. \quad (1.4.30)$$

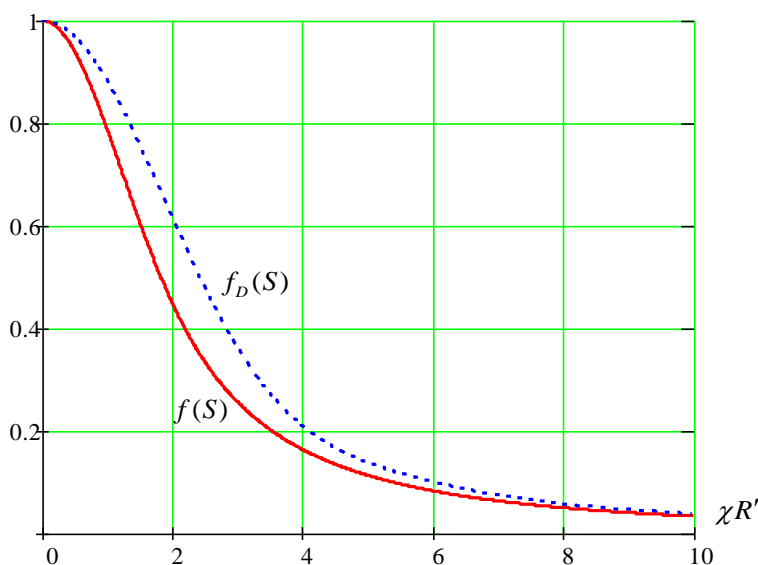
საიდანაც ჩანს, რომ ის მცირდება რამდენადმე ნელა ვიდრე $f(S)$ (ნახ.12).

ზიგერტის განზოგადოებული თანაფარდობა ამ შემთხვევაში შეიძლება ჩაწერილი იქნას შემდეგი სახით:

$$g^{(2)}(\tau; S, T) = 1 + f(S) \frac{sh^2(\Gamma T)}{\Gamma T} \exp(-2\Gamma \tau), \quad (1.4.31)$$

სადაც $f(S)$ განისაზღვრება (1.4.28)-ე გამოსახულებით.

შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ გაუსური სიგნალის ავტოკორელაციური ფუნქცია სპექტრის ლორენცისეული ფორმით ასევე არ მახინჯდება სივრცითი და დროითი



ნახ.12. დეტექტორის ფართობის გავლენა ფლუქტუაციების ინტენსივობის სპექტრზე $f(S)$ (უწყვეტი, წითელი წირი) და დოპლერის სპექტრზე $f_D(S)$ (წყვეტილი, ლურჯი წირი) გაუსური სინათლისათვის.

ინტეგრირებისას, თუმცა მოცემულ შემთხვევაში პროპორციულობის კოეფიციენტი რთული სახით არის დამოკიდებული S, T პარამეტრებზე, ამიტომ, აუცილებელი ხდება მათი შეფასება განხორციელდეს რიცხვითი მეთოდების საფუძველზე. როგორც უკვე აღვნიშნეთ, კორელაციური ფუნქციის გაზომვისას, გრაფიკული ფორმის დამახინჯებას ადგილი აქვს მაშინაც, როცა სიგნალის დროით და სივრცით გასაშუალოება არ ხდება, ამიტომაც გაზომვებს არა აქვს აზრი იმ გამონაკლისის გარდა,

როცა $\bar{n} \ll 1$ და $k = 0$, ამ უკანასკნელ შემთხვევაში კი კორელაციური ფუნქცია განისაზღვრება (1.4.31) ფორმულით.

დეტექტორულ სისტემაში ყოველი ფოტონის რეგისტრაციის შემდეგ არსებობს დროის მომენტი τ_D , რომლის განმავლობაშიც ფოტოელექტრონის მომდევნო აქტი არ შეიძლება დარეგისტრირებული იქნას. დროის ამ მნიშვნელობას „მკვდარი დრო“ ეწოდება. მკვდარი დროის ეფექტს განსაკუთრებული როლი აკისრია კორელატორის სპექტრალური დიაპაზონის მხოლოდ მაღალ სიხშირეებზე. მკვდარი დროის ეფექტს დეტალურად არ გნვიხილავთ, ის საკმაოდ კარგად არის ცნობილი ლიტერატურაში და წარმოადგენს ბირთვულ ფიზიკაში, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში და ფოტონების თვლის ტექნიკაში მომუშავე ფიზიკოსების, სპეციალისტების განსაკუთრებულ ინტერესს. შემოვიფარგლებით მხოლოდ ზოგიერთი შედეგებით, რომლებიც მნიშვნელოვანია რიცხვითი ავტოკორელატორის მუშაობის პრინციპის კუთხით.

ცნობილია, რომ დეტექტორის ფოტოკათოდზე I ინტენსივობის მქონე სიგნალის ზემოქმედებით ელექტრონების ემისიის ალბათობის პუასონისეული განაწილების გრაფიკული ფორმა მახინჯდება მკვდარი დროის ეფექტის გამო და ღებულობს სახეს:

$$\left(\frac{\alpha I}{n!}\right)^n \exp(-\alpha I) \rightarrow \left(\frac{\alpha I}{n!}\right)^n \exp(-\alpha I) \left\{ 1 + n(\alpha I - n + 1) \frac{\tau_D}{T} + 0 \cdot \left(\frac{\tau_D}{T}\right)^2 \right\}. \quad (1.4.32)$$

ეს ფორმულა გამოყვანილია იმ დაშვებით, რომ $\tau_D \ll T \ll \tau_c$ და $S \ll S_c$. აქედან ვღებულობთ:

$$n^{(r)} = n_0^{(r)} - r^n \left(\frac{\tau_D}{T}\right) [(r-1)n_0^{(r)} + n_0^{(r+1)}], \quad (1.4.33)$$

სადაც

$$n_0^{(r)} = \langle n_0(n_0 - 1) \dots (n_0 - r + 1) \rangle = \frac{\langle I^r \rangle}{\langle I \rangle^r}, \quad (1.4.34)$$

$n_0^{(r)}$ - წარმოადგენს ფოტომთვლელის ნამდვილი განაწილების ფაქტორიალურ მომენტებს, ხოლო n_0 - კი ათვლილი სინათლის ნამდვილი საშუალო სიჩქარეა. ამრიგად, კოჰერენტული სინათლისათვის:

$$\bar{n} = \bar{n}_0 - \bar{n}_0^2 \left(\frac{\tau_D}{T} \right), \quad \tau_D \ll T, \quad (1.4.35)$$

$$\bar{n} = \bar{n}_0 - 2\bar{n}_0^2 \left(\frac{\tau_D}{T} \right), \quad \tau_D \ll T \ll \tau_c. \quad (1.4.36)$$

როგორც მოსალოდნელი იყო საშუალო სიჩქარე მცირდება სასრული „მკვდარი დროის“ ეფექტის არსებობის გამო. (1.4.32) ფორმულის გამოყენებით, შეიძლება გამოვთვალოთ გაუსური სინათლისათვის განაწილების ერთგანზომილებიანი ფუნქცია:

$$p(n; T) = \frac{\bar{n}_0^n}{(1 + \bar{n}_0)^{n+1}} \left\{ 1 - n \left[(n-1) - (n+1) \frac{\bar{n}_0}{1 + \bar{n}_0} \right] \left(\frac{\tau_D}{T} \right) \right\}. \quad (1.4.37)$$

განმარტების თანახმად:

$$\bar{n}_k = \sum_{n=k+1}^{\infty} p(n; T) = \left(\frac{\bar{n}_0}{1 + \bar{n}_0} \right)^{k+1} \left[1 - \frac{k(k+1)}{1 + \bar{n}_0} \left(\frac{\tau_D}{T} \right) \right]. \quad (1.4.38)$$

(1.4.32) თანაფარდობა შეიძლება ჩაწერილი იქნას ზოგად შემთხვევაში. ორგანზომილებიანი შემთხვევისათვის:

$$p(n, m; T) = \int_0^{\infty} dI \int_0^{\infty} dI' \frac{(\alpha I)^n}{n!} \frac{(\alpha I')^m}{m!} \exp[-\alpha(I + I')] P(I, I') \times \left\{ 1 + \frac{\tau_D}{T} [n(\alpha I - n + 1) + m(\alpha I' - m + 1)] \right\}. \quad (1.4.39)$$

(1.4.39)-დან ჩანს, რომ გაზომვადი სრული ავტოკორელაციური ფუნქცია მკვდარი დროის ეფექტის შედეგად დაკავშირებულია მესამე რიგის კორელაციურ ფუნქციასთან. იმისათვის, რომ გამოვითვალოთ სიგნალების კორელაციური ფუნქცია მიზანშეწონილია შევასრულოთ შემდეგი ოპერაცია:

$$\begin{aligned} \bar{n} \bar{n}_k g_k^{(1)}(\tau) &= \bar{n} - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} n p(n, m; T) = \\ &= \bar{n} - \sum_{n=0}^k \left\{ - \frac{\partial}{\partial R} \left(- \frac{\partial}{\partial R'} \right)^m \frac{Q(R, R')}{m!} + \frac{\tau_D}{T} \left[\frac{\partial^2}{\partial R^2} \left(- \frac{\partial}{\partial R'} \right)^m \frac{Q(R, R')}{m!} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{m}{m!} \frac{\partial}{\partial R} \left(- \frac{\partial}{\partial R'} \right)^{m+1} Q(R, R') + \frac{m(m-1)}{m!} \frac{\partial}{\partial R} \left(- \frac{\partial}{\partial R'} \right)^m Q(R, R') \right] \right\} \Bigg|_{\substack{s=0 \\ s'=\alpha}}. \end{aligned} \quad (1.4.40)$$

გაუსური სინათლის შემთხვევაში შესაძლოა გამოყენებული იქნას (1.4.39) გამოსახულება და საბოლოოდ მივიღებთ:

$$g_k^{(2)}(\tau) = 1 - \left(\frac{1+k}{1+\bar{n}_0} \right) |g_k^{(1)}(\tau)|^2 - \left(\frac{\tau_D}{T} \right) \frac{\bar{n}_0(1+k)}{(1+n_0)^2} |g_k^{(1)}(\tau)|^2 \times \left\{ 2 + 2\bar{n}_0 - k + (k - 2\bar{n}_0) |g_k^{(1)}(\tau)|^2 \right\} \quad (1.4.41)$$

ამ განტოლებიდან ჩანს, რომ ზოგად შემთხვევაში, როცა მკვდარი დროის ეფექტი თამაშობს მნიშვნელოვან როლს, ადგილი აქვს $g_k^{(2)}(\tau)$ კორელაციური ფუნქციის გრაფიკული ფორმის დამახინჯებას, რაც განპირობებულია $g_k^{(1)}(\tau)$ მეოთხე ხარისხის პროპორციული წევრებით. თუმცა მცირე \bar{n}_0 -სათვის ეს ეფექტი მცირე იქნება.

პრაქტიკაში „მკვდარი დროის“ ეფექტი კორელატორის მუშაობის მნიშვნელოვანი შეზღუდვების საფუძველი არ შეიძლება გახდეს, მაგრამ, თუ აუცილებელია გაიზომოს მაგალითად სპექტრალური ხაზების სიგანე, რომელთა სიხშირული დიაპაზონი რამდენიმე მეგაჰერცის სიზუსტით უნდა ავითვალოთ, აუცილებელია გათვალისწინებული იქნას ამ ეფექტის გავლენა კორელაციურ ფუნქციაზე.

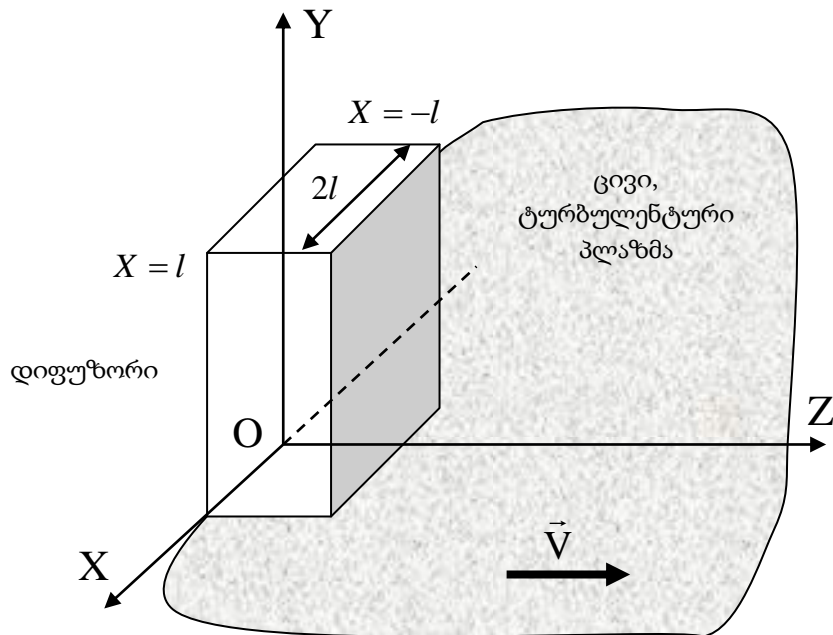
თავი II

ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევის ინდიკატრისების შესწავლა

§21. დისპერსიული განტოლებები

როგორც ცნობილია ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელები-სას დიელექტრიკული დიფუზორის ან რომელიმე სხვა შემნელებელი სისტემის გასწვრივ, როცა შემნელებელი სისტემა მოთავსებულია ერთგვაროვან გარემოში ველი დიელექტრიკული ფირფიტის გარეთ ექსპონენციალურად სწრაფად მცირდება, მაგრამ თუკი გარემოში არსებობენ არაერთგვაროვნებები, მაშინ ზედაპირული ტალღა ნაწი-ლობრივ გაიბნევა მათზე. იმ შემთხვევაში, როცა გარემო წარმოადგენს პლაზმას და მისი არაერთგვაროვნებები მოძრაობენ საკმარისად დიდი სიჩქარით, მაშინ გაბნეული ველის ინტენსივობა შეიძლება მნიშვნელოვნად გაიზარდოს უძრავ არაერთგვაროვნე-ბებზე გაბნევასთან შედარებით ამასთან გაბნევის კუთხური დიაგრამა ღებულობს უჩვეულო სახეს.

ასეთი ტიპის ამოცანები იხსნება სასაზღვრო პირობების გამოყენებით.



ნახ. 13. ლაზერული სხივის გავრცელება დიელექტრიკული დიფუზორის გავლით ცივ, ტურბულენტურ პლაზმაში.

განვიხილოთ გამბნევი სისტემის უმარტივესი მოდელი ბრტყელ პარალელური დიელექტრიკული ფირფიტის სახით და დავუშვათ, რომ დიფუზორის სისქე არის $2l$, ხოლო დიელექტრიკული შეღწევადობა კი $\epsilon_0 \approx \epsilon \gg 1$. დავუშვათ, რომ x ღერძი მიმართულია ბრტყელპარალელური ფირფიტის სიბრტყის პერპენდიკულარულად $-l \ll x \ll l$, ფირფიტას გარს აკრავს ცივი ტურბულენტური პლაზმა, რომელიც მოძრაობს \vec{V} სიჩქარით z ღერძის გასწვრივ, დიელექტრიკული ფენა უსასრულოდ განრთხმულია y და z ღერძების გასწვრივ, ხოლო დიელექტრიკული ფენის ზედაპირზე ვრცელდება ელექტრომაგნიტური ტალღები (ნახ.13).

ელექტრომაგნიტური ტალღები დიფუზორში შეიძლება დავყოთ ორ ჯგუფად განივი-ელექტრული - TE პოლარიზაციის და განივი-მაგნიტური ანუ TM პოლარიზაციის მქონე ტალღებად. TE - პოლარიზაციის ტალღაში ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორი პოლარიზებულია xoz სიბრტყეში ე. ი. $E_y = 0$, ხოლო TM პოლარიზაციის ტალღაში კი ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორი მიმართულია xoz სიბრტყის მართობულად ე. ი. $E_y \neq 0$.

განვიხილოთ TE პოლარიზაციის მქონე ელექტრომაგნიტური ტალღები და დავწეროთ მაქსველის განტოლებები შემდეგი სახით:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.1.1)$$

$\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}$ და \vec{B} ვექტორები ერთმანეთთან დაკავშირებული არიან მინკოვსკის მატერიალური თანაფარდობებით:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \approx \vec{H}, \quad (2.1.2)$$

თვით დიელექტრიკულ ფენაში დიელექტრიკული შეღწევადობა მუდმივი სიდიდეა $\epsilon = \epsilon_0 = \text{const}$, ხოლო დიელექტრიკის გარეთ:

$$\epsilon = \epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega_p = \frac{4\pi e^2 N}{m}$$

სადაც ω_p - პლაზმური სიხშირეა, e - ელექტრონის მუხტის სიდიდეა, ხოლო m - ელექტრონის მასაა, მაგნიტური შეღწევადობა დაახლოებით ერთის ტოლად შეიძლება ჩავთვალოთ $\mu \approx 1$.

მაქსველის განტოლებებიდან ვღებულობთ:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.1.3)$$

TE პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღისათვის, როგორც დიელექტრიკში ასევე პლაზმაში $\operatorname{div} \vec{E} = 0$, ამიტომ (2.1.3)-ფორმულიდან ვღებულობთ:

$$\Delta \vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1.4)$$

(2.1.4) ტალღური განტოლების ამონახსნი ვეძებთ შემდეგი სახით:

$$\vec{E} = \vec{E}(x, z, t) = E(x) e^{i\omega t - ihz} \vec{Y}_0. \quad (2.1.5)$$

ველი არ არის დამოკიდებული y კოორდინატზე, დავწეროთ (2.1.4) განტოლება ერთგანზომილებიან შემთხვევაში, როცა $|x| < 1$:

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + \alpha^2 E(x) = 0, \quad (2.1.6)$$

სადაც $\alpha = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_0 - h^2}$ - z ღერძის გასწვრივ მიმართული განივი ტალღური ვექტორია რადგან დიელექტრიკი შემოსაზღვრულია ორივე მხრიდან x ღერძის გასწვრივ, ამიტომ (2.1.6) ერთგანზომილებიანი ტალღური განტოლების ამონახსნი უნდა მოვძებნოთ შემდეგი სახით:

$$E(x) = A_1 \cos(\alpha x) + A_2 \sin(\alpha x), \quad (2.1.7)$$

სადაც მუდმივი კოეფიციენტები A_1 და A_2 განისაზღვრება საწყისი პირობებიდან TE ტალღის გავრცელების ფაზური სიჩქარე განისაზღვრება ფორმულით $v_{ph} = \frac{\omega}{h}$,
 $h = (k_0^2 \varepsilon_0 - \alpha^2)^{1/2}$.

ახლა განვიხილოთ ტალღა $|x| > l$ არეში ამ შემთხვევაში განტოლება ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორისათვის შეიძლება გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + \beta^2 E(x) = 0, \quad (2.1.8)$$

სადაც $\beta = \sqrt{h^2 - k_0^2 \varepsilon_p}$ - განივი ტალღური ვექტორია პლაზმაში, რადგან პლაზმა დიელექტრიკისაგან განსხვავებით შემოუსაზღვრელია ამიტომ (2.1.8) განტოლების ამონახსნი უმჯობესია ვეძებოთ შემდეგი სახით:

$$E(x) = B_1 e^{-\beta|x|} + B_2 e^{\beta|x|}. \quad (2.1.9)$$

ამ შემთხვევაშიც მუდმივი კოეფიციენტები B_1 და B_2 განისაზღვრება საწყისი პირობებიდან, ინდექსი „1“ და ნიშანი „-“ შეესაბამება ველს ფირფიტის გარეთ ($|x > l|$), ხოლო ინდექსი „2“ და ნიშანი „+“ კი ველს დიელექტრიკული ფირფიტის შიგნით ($|x| < l$).

ცხადია სასაზღვრო პირობები უნდა შესრულდეს მაშინ, როცა $|x| = l$:

$$E(x)|_{x_1} = E(x)|_{x_2}, \quad \left. \frac{dE(x)}{dx} \right|_{x_1} = \left. \frac{dE(x)}{dx} \right|_{x_2}. \quad (2.1.10)$$

გავითვალისწინოთ (2.1.7) და (2.1.9) ფორმულები, მივიღებთ:

$$\text{როცა } x = l \Rightarrow \begin{cases} A_1 \cos(\alpha l) + A_2 \sin(\alpha l) = B_1 \exp(-\beta l) \\ A_1 \alpha \sin(\alpha l) - A_2 \alpha \cos(\alpha l) = \beta B_1 \exp(-\beta l) \end{cases}$$

$$\text{როცა } x = -l \Rightarrow \begin{cases} A_1 \cos(\alpha l) - A_2 \sin(\alpha l) = B_2 \exp(-\beta l) \\ -A_1 \alpha \sin(\alpha l) - A_2 \alpha \cos(\alpha l) = -\beta B_2 \exp(-\beta l) \end{cases}$$

მიღებული ალგებრული განტოლებათა სისტემიდან განსაზღვრება A_1 , A_2 , B_1 და B_2 მუდმივი კოეფიციენტები. ამისათვის კი საჭიროა სისტემის დეტერმინანტის ნულთან ტოლობა:

$$\begin{pmatrix} \cos(\alpha l) & \sin(\alpha l) & -\exp(-\beta l) & 0 \\ \sin(\alpha l) & -\alpha \cos(\alpha l) & -\beta \exp(-\beta l) & 0 \\ \cos(\alpha l) & -\sin(\alpha l) & 0 & -\beta \exp(-\beta l) \\ -\alpha \sin(\alpha l) & -\alpha \cos(\alpha l) & 0 & -\beta \exp(-\beta l) \end{pmatrix} = 0,$$

აქედან:

$$\alpha \beta (\sin^2(\alpha l) - \cos^2(\alpha l)) = (\alpha^2 - \beta^2) \sin(\alpha l) \cos(\alpha l)$$

გავყოთ განტოლების ორივე მხარე $\sin(\alpha l) \cos(\alpha l)$, მივიღებთ:

$$\operatorname{tg}(\alpha l) - \operatorname{ctg}(\alpha l) = \frac{\beta}{\alpha} - \frac{\alpha}{\beta}.$$

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნას $\operatorname{tg}(\alpha l) = \xi$, მაშინ უკანასკნელი განტოლება დაიყვანება პარაბოლურ განტოლებაზე:

$$\xi^2 - \left(\frac{\beta}{\alpha} - \frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \xi - 1 = 0,$$

რომელსაც ორი ფესვი გააჩნია:

$$\operatorname{tg}(\alpha l) = \frac{\beta}{\alpha}, \quad \operatorname{ctg}(\alpha l) = -\frac{\alpha}{\beta}. \quad (2.1.11)$$

(2.1.11) განტოლებები წარმოადგენენ TE პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღის შესაბამის დისპერსიულ განტოლებებს. პირველი განტოლება შეესატყვისება ლუწ ტალღებს, ხოლო მეორე კი კენტ ტალღებს, მარტივი გამოთვლებით ვრწმუნდებით, რომ ლუწი ტალღების გავრცელებისას $A_2 = 0$, $B_1 = B_2$, ხოლო კენტი ტალღების გავრცელებისას კი $A_1 = 0$, $B_1 = -B_2$.

TM პოლარიზაციის შემთხვევა რამდენადმე რთულია, რადგან მოძრავ იზოტროპულ პლაზმაში ადგილი აქვს დისპერსიას, პლაზმის დიელექტრიკული შეღწევადობა ამ შემთხვევაში აღიწერება ε_{ijk} ტენზორით, რომელიც დამოკიდებულია ω და \vec{k} სიდიდეებზე და დამოკიდებულია ტალღის გავრცელების მიმართულებაზე. განვიხილოთ ცივი არადაჯახებადი პლაზმა, რომლის დიელექტრიკული შეღწევადობის ტენზორიც მოიცემა გამოსახულებით:

$$\varepsilon_{ijk}(\vec{k}, \vec{\beta}, \omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \delta_{ij} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{c}{\omega} \frac{k_i \beta_j - k_j \beta_i}{\left(1 - \frac{c}{\omega}(\vec{k} \vec{\beta})\right)} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\left(1 - \frac{c^2}{\omega^2} k^2\right) \beta_i \beta_j}{\left(1 - \frac{c}{\omega}(\vec{k} \vec{\beta})\right)^2}. \quad (2.1.12)$$

დიელექტრიკული შეღწევადობის კომპონენტების გამოთვლით შეიძლება დავამტკიცოთ, რომ (2.1.12) ტენზორი ერმიტულია ე. ი. $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}^*$. (2.1.12) ფორმულის მეშვეობით შეიძლება მივიღოთ დისპერსიული განტოლება TM პოლარიზაციის ტალღისათვის.

ჯერ განვიხილოთ TM ტალღა მუდმივი დიელექტრიკული შეღწევადობის მქონე დიელექტრიკში ($|x| < l$). ვთქვათ მაგნიტური ველის მიმართულება ემთხვევა y ღერძის მიმართულებას, ხოლო ელექტრული ველის ვექტორი მდებარეობს xoz სიბრტყეში. ტალღის მიმართულება განისაზღვრება ტალღური ვექტორით:

$$\vec{k} = k_z \vec{Z}_0 + k_x \vec{X}_0, \quad k^2 = k_x^2 + k_z^2. \quad (2.1.13)$$

ამ პირობებში ვექტორული ნამრავლები:

$$[\vec{k} \vec{E}] = (0, k_z E_x - k_x E_z, 0), \quad [\vec{k} \vec{H}] = (-k_z H_y, 0, k_x H_y),$$

მაქსველის განტოლებებიდან:

$$[\vec{k}\vec{E}] = \frac{\omega}{c} \vec{H}, \quad [\vec{k}\vec{H}] = -\frac{\omega}{c} \vec{D}. \quad (2.1.14)$$

მივიღებთ განტოლებათა სისტემას TM პოლარიზაციის ტალღისათვის:

$$k_z E_x - k_x E_z = -\frac{\omega}{c} H_y, \quad (2.1.15)$$

$$k_z H_y = \frac{\omega}{c} D_x, \quad (2.1.16)$$

$$k_x H_y = \frac{\omega}{c} D_z, \quad (2.1.17)$$

მაგნიტური ველის ამონახსნი TE პოლარიზაციის ტალღის მსგავსად უნდა იყოს ოსცილირებადი ე. ი.:

$$\vec{H}(x, z, t) = \begin{Bmatrix} A_1 \cos(\alpha x) \\ A_2 \sin(\alpha x) \end{Bmatrix} \exp(i\omega t - ihz) \vec{Y}_0.$$

სადაც $k_z = h$, $k_x = i\alpha$, მაშინ (2.1.16) და (2.1.17) ფორმულებიდან მივიღებთ:

$$E_{x1} = -\frac{h}{k_0 \varepsilon} \begin{Bmatrix} A_1 \cos(\alpha x) \\ A_2 \sin(\alpha x) \end{Bmatrix} \exp(i\omega t - ihz), \quad (2.1.18)$$

$$E_{z1} = -\frac{i\alpha}{k_0 \varepsilon} \begin{Bmatrix} -A_1 \sin(\alpha x) \\ A_2 \cos(\alpha x) \end{Bmatrix} \exp(i\omega t - ihz), \quad (2.1.19)$$

$$H_{y1} = \begin{Bmatrix} A_1 \cos(\alpha x) \\ A_2 \sin(\alpha x) \end{Bmatrix} \exp(i\omega t - ihz). \quad (2.1.20)$$

ფორფიტის გარეთ (2.1.15) – (2.1.17) ფორმულები რთულ სახეს ღებულობს, რადგან დამოკიდებულება \vec{E} და \vec{D} ვექტორებს შორის ჩაიწერება ფორმულით:

$$D_i(\vec{k}, \omega) = \varepsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) E_j(\vec{k}, \omega).$$

(2.1.16) და (2.1.17) განტოლებების ერთობლივი ამოხსნა ელექტრული ველის კომპონენტებისათვის გვაძლევს:

$$E_x = \frac{i\beta \varepsilon_{xz} - h \varepsilon_{zz}}{k_0 (\varepsilon_{xz}^2 - \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz})} H_y, \quad (2.1.21)$$

$$E_z = \frac{h \varepsilon_{xz} - i\beta \varepsilon_{zz}}{k_0 (\varepsilon_{xz}^2 - \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz})} H_y,$$

სადაც $k_x = -i\beta$, $k_z = h$. (2.1.12) დიელექტრიკული შეღწევადობის კომპონენტების გამოთვლით და მათი (2.1.21) ფორმულაში გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$E_{x2} = \frac{B_1 \left(h(\omega - Vh)^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega} [h\omega - \beta^2(h\omega + V)] \right) e^{i\omega t - ihz - (\beta(x - Vt))}}{k_0 \left(-\frac{\omega_p^4}{\omega^4} \beta^2 V^2 - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \left[(\omega - Vh)^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} (\omega^2 - k_0^2 V^2 - \beta^2 V^2) \right] \right)}, \quad (2.1.22)$$

$$E_{x2} = \frac{iB_1 \left[\frac{\omega_p^2}{\omega} - (\omega - Vh) \right] (\omega - Vh) e^{i\omega t - ihz - (\beta(x - Vt))}}{k_0 \left(-\frac{\omega_p^4}{\omega^4} \beta^2 V^2 - \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \left[(\omega - Vh)^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} (\omega^2 - k_0^2 V^2 - \beta^2 V^2) \right] \right)}. \quad (2.1.23)$$

$$H_{2y} = B_1 e^{i\omega t - ihz - |\beta|x}. \quad (2.1.24)$$

ელექტრული და მაგნიტური ველის მდგენელების ტანგენციალური კომპონენტების უწყვეტობა და პირიქით ნორმალური კომპონენტების წყვეტა საშუალებას იძლევა ვისარგებლოთ სასაზღვრო პირობებით:

$$\begin{aligned} E_{z1} &= E_{z2}, \\ H_{y1} - H_{y2} &= -\frac{(\vec{Z}_0 \vec{V})}{c} [\varepsilon E_{x1} - E_{x2}]. \end{aligned} \quad (2.1.25)$$

ინდექსი „1“ შეესაბამება ველს დიელექტრიკში, ხოლო ინდექსი „2“ კი ველს დიელექტრიკის გარეთ. (2.1.25) სასაზღვრო პირობებში (2.1.21) – (2.1.23) ფორმულებში ველის კომპონენტების გათვალისწინებით და განტოლებათა სისტემის ამოხსნით მივიღებთ TM ზედაპირული ტალღის დისპერსიულ განტოლებებს [25]:

$$\frac{\alpha}{\beta} \begin{cases} tg(\alpha l) \\ ctg(\alpha l) \end{cases} = \pm \frac{\varepsilon}{1 - \frac{\omega_p^2(1 - \beta^2)}{(\omega - Vh)^2}}. \quad (2.1.26)$$

ზედა პირველი სტრიქონი, შეესაბამება ლუწ ტალღას, ხოლო მეორე - ქვედა სტრიქონი კი - კენტ ტალღას, დისპერსიული განტოლებები, როგორც ვხედავთ შეიცავს პლაზმის მოძრაობის სიჩქარეს, რაც განპირობებულია იმით, რომ TM ტალღის პოლარიზაციული სტრუქტურა მგრძობიარეა პლაზმის მოძრაობისადმი, ე.ი. ზედაპირული ტალღა წარიტაცება მოძრავი პლაზმის მიერ. სწორედ ამით აიხსნება გაბნეული ველის დიაგრამის დამახინჯება. მსგავს ფაქტს ბუნებრივია ადგილი არ ექნება TE პოლარიზაციის ტალღის შემთხვევაში, რადგან (2.1.11) დისპერსიული განტოლება არ შეიცავს პლაზმის მოძრაობის სიჩქარეს. ამრიგად, მოძრავ, ცივ, არადაჯახებად

პლაზმაში, TM პოლარიზაციის ტალღისაგან განსხვავებით TE პოლარიზაციის ტალღისათვის ადგილი არ აქვს ტალღის „წატაცების“ ეფექტს მოძრავი პლაზმის მიერ.

§2. პლაზმის კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებებზე ერთჯერადად გაბნეული ველი

ტურბულენტური პლაზმის რეალურ ნაკადში ზედაპირული ტალღა გაიბნევა პლაზმის კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებებზე. განვიხილოთ ზედაპირული TEM ტალღის გაბნევა დაუჯახებად ტურბულენტურ პლაზმაში განლაგებულ დიელექტრიკულ ფირფიტაზე.

დავუშვათ, ელექტრომაგნიტური ველის არარსებობისას ელექტრონების კონცენტრაცია პლაზმაში არის:

$$N(\vec{r}, t) = N_0 + N_1(\vec{r}, t), \quad (2.2.1)$$

$N_0 = const$ - ელექტრონების კონცენტრაციის საშუალო მნიშვნელობაა გამბნევი მოცულობის შიგნით, ხოლო $N_1(\vec{r}, t)$ - კონცენტრაციის შემთხვევითი გადახრაა საშუალო მნიშვნელობიდან. ვგულისმობთ, რომ ფლუქტუაციები სუსტია:

$$N_1(\vec{r}, t) \ll N_0. \quad (2.2.2)$$

აღსანიშნავია, რომ მხედველობაში არ ვღებულობთ კონვექტურ დენებს, რომელთა წარმოქმნაც დაკავშირებულია პლაზმაში ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელების შედეგად გამოწვეულ დამუტული ნაწილაკების მოწესრიგებულ მოძრაობასთან. შემდგომ გამოთვლებში გავითვალისწინებთ მხოლოდ პლაზმის კონცენტრაციის ფლუქტუაციებს.

ელექტრომაგნიტური ველის არარსებობისას გარემო ერთგვაროვანია და სწორედ ტალღა იწვევს ელექტრონების კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებების წარმოქმნას, რადგანაც გარეშე ველის ზემოქმედებით ელექტრონები ასრულებენ მცირე რხევებს, ამიტომ გვექნება:

$$\begin{aligned} n(\vec{r}, t) &= n_0(\vec{r}, t) + n_1(\vec{r}, t), \\ \vec{v}(\vec{r}, t) &= \vec{v}_0(\vec{r}, t) + \vec{v}_1(\vec{r}, t), \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

სადაც n_0 და \vec{v}_0 - პლაზმაზე დაცემული ტალღის მიერ გამოწვეული კონცენტრაციისა და სიჩქარის შემფოთებებია, ხოლო n_1 და \vec{v}_1 ფლუქტუაციებით გამოწვეული კონცენტრაციისა და სიჩქარის მცირე ნამატებია.

წარმოვადგინოთ ელექტრული და მაგნიტური ველის კომპონენტები საშუალო და შემფოთებული ნაწილების ჯამის სახით და შემოვიფარგლოთ მცირე შემფოთების თეორიით ერთჯერადი გაბნევის მიახლოებაში:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_1(\vec{r}, t), \quad (2.2.4)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}, t) + \vec{H}_1(\vec{r}, t), \quad (2.2.5)$$

$$\vec{E}_1 \ll \vec{E}_0, \quad \vec{H}_1 \ll \vec{H}_0. \quad (2.2.6)$$

(2.1.1) - (2.1.4) ფორმულებისა და მუხტის უწყვეტობის განტოლების გამოყენებით ნულოვან მიახლოებაში მივიღებთ:

$$\Delta \vec{E}_0 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_0}{\partial t^2} = \frac{4\pi e}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{V} n_0 + \vec{v} N_0), \quad (2.2.7)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_0}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{v}_0 = \frac{e}{m} \left(\vec{E}_0 + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{H}_0] \right), \quad (2.2.8)$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \text{div} (N_0 \vec{v} + n_0 \vec{V}) = 0. \quad (2.2.9)$$

(11.2.7), (11.2.8) და (11.2.9) განტოლებების ამონახსნები ელექტრული ველის დაძაბულობის ვექტორის, ელექტრონების სიჩქარისა და კონცენტრაციისათვის ვეძებოთ ბრტყელი მონოქრომატული (2.1.7) ტალღის სახით. მივიღებთ:

$$\vec{v}_0(\vec{k}, \omega) = \frac{e}{m} \frac{1}{i\omega} \left[\vec{E}_0 + \frac{\vec{k}}{\omega - Vh} (\vec{V} \vec{E}_0) \right], \quad (2.2.10)$$

$$n_0(\vec{k}, \omega) = \frac{N_0 e}{m} \frac{1}{i\omega} \frac{1}{\omega - Vh} \left[(\vec{k} \vec{E}_0) + \frac{k^2}{\omega - Vh} (\vec{V} \vec{E}_0) \right]. \quad (2.2.11)$$

გაბნეული ტალღისათვის კი მივიღებთ:

$$\Delta \vec{E}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial t^2} = \frac{4\pi e}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{V} n_1 + \vec{v}_0 N_1 + \vec{v}_1 N_0), \quad (2.2.12)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{v}_1 = \frac{e}{m} \left(\vec{E}_1 + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{H}_1] \right), \quad (2.2.13)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \text{div}(N_0 \vec{v}_1 + n_1 \vec{V} + N_1 \vec{v}_0) = 0. \quad (2.2.14)$$

(2.2.10) განტოლების ინტეგრირებით მივიღებთ:

$$\vec{v}_1 = \frac{e}{m} \int_{-\infty}^t dt \left(\vec{E}_1 + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{H}_1] \right). \quad (2.2.15)$$

შემდგომი გამოთვლებისას გაბნეული ველის გამოსახულების შემცველ წევრებს არ გავითვალისწინებთ, რადგან პლაზმის მოძრაობის სიჩქარე გაცილებით მცირეა ტალღის გავრცელების სიჩქარესთან შედარებით, ამიტომ შეიძლება გამოვიყენოთ „ჩაყინული“ ტურბულენტობის მიახლოება. „ჩაყინული“ არაერთგვაროვნებებისათვის (2.2.14) ასე გადაიწერება:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \vec{V} \frac{\partial n_1}{\partial \vec{r}} = -N_1 (\vec{r} - \vec{V}t) \frac{\partial \vec{v}_0}{\partial \vec{r}} - \vec{v}_0 \frac{\partial N_1 (\vec{r} - \vec{V}t)}{\partial \vec{r}}. \quad (2.2.16)$$

(2.2.16)-ის მარჯვენა მხარე აღვნიშნოთ $\vec{\Sigma}(\vec{r}, t)$ -თი და დავწეროთ მახასიათებელ განტოლებათა სისტემა:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = 1, \quad \frac{d\vec{r}}{d\tau} = \vec{V}, \quad \frac{dn_1}{d\tau} = \vec{\Sigma}(\vec{r}, t). \quad (2.2.17)$$

აქედან ვღებულობთ:

$$\tau = t - t_0, \quad \vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{V}(t - t_0), \quad n_1(\vec{r}_0, t_0) = \int dt \Sigma(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0+\vec{v}(t-t_0)}.$$

უკანასკნელში ველის კონკრეტული მნიშვნელობის გათვალისწინება გვადლევს:

$$n_1(\vec{k}, \omega) = -\frac{e}{m} \frac{1}{\omega(\omega - Vh)} \left(\vec{E}_0 + \frac{\vec{k}}{\omega - Vh} (\vec{V} \vec{E}_0) \right) \times \left(iN_1 (\vec{r} - \vec{V}t) \vec{k} - \frac{\partial N_1 (\vec{r} - \vec{V}t)}{\partial \vec{r}} \right) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_0+\vec{v}(t-t_0)}, \quad (2.2.18)$$

თუ გვეცოდინება (2.2.12)-(2.2.14) განტოლებათა სისტემაში შემავალი შეშფოთებული სიჩქარისა და კონცენტრაციის კონკრეტული მნიშვნელობები შეიძლება შევისწავლოთ ზედაპირული TE და TM პოლარიზაციის ტალღების გაბნევის საკითხი ბრტყელ-პარალელური დიელექტრიკული ფირფიტის ზედაპირზე.

§3. TE პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღების ერთჯერადი გაბნევა პლაზმის არაერთგვაროვნებებზე

განვიხილოთ TE პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევა პლაზმის არაერთგვაროვნებებზე (2.2.10) – (2.2.14) განტოლებები ამ შემთხვევაში გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\vec{v}_0 = \frac{e}{m} \frac{1}{i\omega} \vec{E}_0, \quad (2.3.1)$$

$$n_0 = 0, \quad (2.3.2)$$

$$n_1 = \frac{e}{m} \frac{1}{\omega(\omega - Vh)} E_0 \frac{\partial N_1}{\partial y}. \quad (2.3.3)$$

(2.3.1) – (2.3.3) გავითვალისწინოთ (2.2.12) - ში მივიღებთ გაბნეული TE პოლარიზაციის ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღის განტოლებას:

$$\Delta \vec{E}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial t^2} = \frac{4\pi e}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{V}n_1 + \vec{v}_0 N_1) = \vec{\mathcal{N}}. \quad (2.3.4)$$

თუ $E_0 \sim \exp(i\omega t)$, მაშინ:

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \frac{e}{m} \left[-\frac{i}{\omega} \vec{E}_0 \frac{\partial N_1}{\partial t} + N_1 \vec{E}_0 + \frac{\vec{V}}{\omega(\omega - Vh)} E_0 \left(i\omega \frac{\partial N_1}{\partial y} + \frac{\partial^2 N_1}{\partial t \partial y} \right) \right].$$

(2.3.4) განტოლების ამონახსნი წარმოვადგინოთ გრინის ფუნქციით:

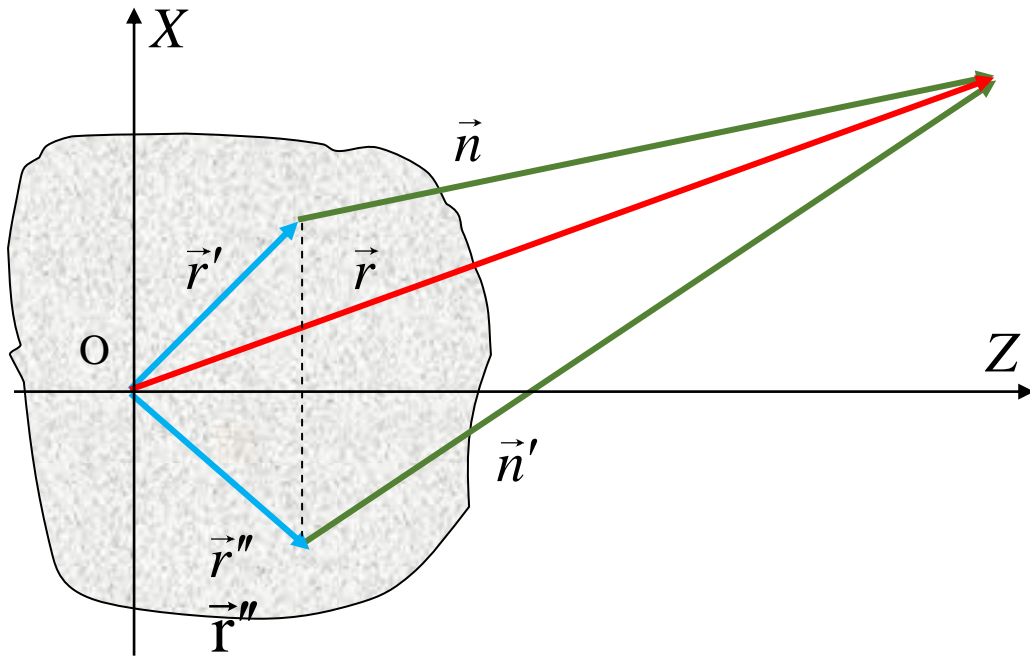
$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' dt' \vec{G}(\vec{r}, t, \vec{r}', t') g(\vec{r}', t'). \quad (2.3.5)$$

ამრიგად, იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ გაბნეული ველი საჭიროა ვიპოვოთ გრინის ფუნქციის ცხადი სახე. გრინის ფუნქციის ცხადი სახის განსაზღვრა შეუძლებელია მიახლოებითი დაშვებების გათვალისწინების გარეშე. ეს დაშვებებია: 1. ვთქვათ ელექტრომაგნიტური ველის წყაროს წარმოადგენს ელექტრული დიპოლი, რომელიც მოთავსებულია დიელექტრიკული ფირფიტის შემონაფენებს შორის $\vec{r} = \vec{r}'$ წერტილში და ორიენტირებულია y ღერძის გასწვრივ 2. ჩავთვალოთ, რომ არეკვლა დიელექტრიკული ფენის ქვედა სიბრტყიდან არ გვაქვს, ხოლო ზედა სიბრტყიდან კი - არეკვლა არის აბსოლუტური. ამ დაშვებების გათვალისწინება შეიძლება მხოლოდ ისეთი დიელექტრიკული ფენისათვის, რომლისთვისაც ε დიდი სიდიდეა, მაშინ

გრინის ფუნქცია პრაქტიკულად ნახევარსიბრტყისათვის შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით [25]:

$$\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{i\omega}{c^2} \left\{ [\vec{n} [\vec{Y}_0 \vec{n}]] \frac{e^{-ik_0 R}}{R} - [\vec{n}' [\vec{Y}_0 \vec{n}']] \frac{e^{-ik_0 R'}}{R'} \right\}. \quad (2.3.6)$$

გრინის ფუნქციის გამოსახულების მარჯვენა მხარეში ორივე შესაკრები აკმაყოფილებს გამოსხივების პირობებს $x = 0$ სასაზღვრო სიბრტყეზე, ხოლო თვით გრინის ფუნქცია კი



ნახ.14. პლაზმის არაერთგვაროვნებებზე გაბნეული გამოსხივების, როგორც მეორადი წერტილოვანი წყაროების ჯამური ეფექტი ფრაუნჰოფერის ზონაში დაკვირვების წერტილში.

აკმაყოფილებს სასაზღვრო პირობას $\vec{G}(\vec{r} = \vec{r}') = 0$. ნახ.14-ზე \vec{r} და t წარმოადგენს დაკვირვების წერტილის რადიუს-ვექტორსა კოორდინატა სათავის მიმართ და დაკვირვების დროის მომენტს, ხოლო \vec{r}' და t' - კი წერტილოვანი მესხეული წყაროს რადიუს-ვექტორი და დროის მომენტი, $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ - მანძილია დაკვირვების წერტილიდან ნამდვილ წერტილოვან წყარომდე, ხოლო $R = |\vec{r} - \vec{r}''|$ - მანძილია დაკვირვების წერტილიდან ნამდვილი წყაროს სარკისებურ ანარეკლამდე - წარმოსახვით წყარომდე. \vec{n} - ერთეულოვანი ვექტორი მიმართულია დაკვირვების წერტილიდან ნამდვილ წერტილოვან წყარომდე, ხოლო \vec{n}' - ერთეულოვანი ვექტორი მიმართულია დაკვირვების წერტილიდან წარმოსახვით წერტილოვან წყარომდე.

(2.1.26) დისპერსიული განტოლება გვიჩვენებს, რომ გამოსხივებას არაერთგვაროვნებებზე აქვს დისკრეტული ხასიათი. ამიტომ არაერთგვაროვნებები უნდა განვიხილოთ როგორც დისკრეტული წყაროები. გრინის ფუნქციის გადაყვანა მონოქრომატულიდან დისკრეტულ სახეზე შეიძლება განვახორციელოთ ფორმულით:

$$\vec{G}(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{i\omega(t-t')} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}', \omega),$$

გავითვალისწინოთ, რომ:

$$\int d\omega \omega e^{i\omega\left(t-t'-\frac{R}{c_0}\right)} = \frac{d}{dt} \int d\omega e^{i\omega\left(t-t'-\frac{R}{c_0}\right)} = \delta'\left(t - \frac{|R|}{c} - t'\right). \quad (2.3.7)$$

ნახევარსივრცისათვის იმპულსური გრინის ფუნქცია ასე ჩაიწერება:

$$\vec{G}(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = \frac{[\vec{n}[\vec{Y}_0\vec{n}]]}{c^2 R} \delta'\left(t - \frac{|R|}{c} - t'\right) - \frac{[\vec{n}'[\vec{Y}_0\vec{n}']]}{c^2 R'} \delta'\left(t - \frac{|R|}{c} - t'\right). \quad (2.3.8)$$

მიღებული გრინის ფუნქციის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ნამდვილი წყაროს მიერ გამოწვეული ტალღური შეშფოთება, რომელიც \vec{r}' წერტილში აღიძვრება, \vec{r} წერტილს აღწევს $\Delta t = t' + R/c$ დროში, ხოლო წარმოსახვითი წყაროს შეშფოთება, რომელიც აღიძვრება \vec{r}'' წერტილში, \vec{r} წერტილს აღწევს $\Delta t = t'' + R'/c$ დროში, ამრიგად, დაკვირვების წერტილში გაბნეული ველი წარმოადგენს \vec{r}' და \vec{r}'' წერტილებში გაბნეულ ტალღათა სუპერპოზიციას.

რადგანაც ფრაუნჰოფერის ზონაში $\vec{r} \gg \vec{r}', \vec{r}''$, ამიტომ $\vec{n} = \vec{n}'$ და (2.3.8)

განტოლების მნიშვნელში შეიძლება დავუშვათ, რომ: $|\vec{R}| = |\vec{R}'|$. (2.3.8) გავითვალისწინოთ (2.3.5)-ში და გავაინტეგრავთ მიღებული გამოსახულება t' -ით, მაშინ მოძრავ პლაზმაში კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებებზე გაბნეული ტალღისათვის მივიღებთ [38]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 = & \frac{4\pi e^2}{mc^2} \frac{e^{i\omega t}}{R} \int d\vec{r}' \left(e^{-i\vec{k}_0 \vec{R}} - e^{-i\vec{k}_0 \vec{R}'} \right) E_0(\vec{r}, t) \times \\ & \times \left\{ [\vec{n}[\vec{Y}_0\vec{n}]] \left(i\omega N_1 - \frac{i}{\omega} \frac{\partial N_1}{\partial z'} \right) + [\vec{n}[\vec{Z}_0\vec{n}]] \frac{V}{\omega(\omega - Vh)} \times \right. \\ & \left. \times \left(i\omega \frac{\partial N_1}{\partial y'} + \frac{\partial^2 N_1}{\partial t' \partial y'} \right) \exp(-\beta x' - ihz') \right\}, \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

(2.3.9)-ფორმულაში შემავალი კერძო წარმოებულების გამოსათვლელად ვისარგებლოთ ფურიეს გარდაქმნით, მარტივი გარდაქმნების შედეგად (2.3.9)-ფორმულაში საბოლოოდ მიიღებს სახეს:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 = & \frac{4\pi e^2}{mc^2} \frac{e^{i\omega t}}{R} \vec{E}_0 \int d\vec{r}' M(\vec{r}') N_1(\vec{r}') e^{-\beta x' - ihz'} \times \\ & \times \left(e^{-ik_0 \vec{R}} - e^{-ik_0 \vec{R}'} \right) \left\{ \left[\vec{n} \left[\vec{Y}_0 \vec{n} \right] \right] \left(1 + \frac{V}{\omega} \left(\left(\vec{Z}_0 \vec{n} \right) k_0 - h \right) \right) \right. \\ & \left. - \left[\vec{n} \left[\vec{Z}_0 \vec{n} \right] \right] \frac{\left(\vec{Y}_0 \vec{n} \right) V k_0}{\omega - Vh} \left(1 - \frac{V}{\omega} \left(\left(\vec{Z}_0 \vec{n} \right) k_0 - h \right) \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

სადაც $N_1(\vec{r}') = N_1(\vec{r}' - \vec{V}(t - R/c))$. მოძრავი პლაზმის შემთხვევაში პლაზმის არაერთგვაროვნებები „წარიტაცება“ დიელექტრიკული გარემოს მიერ, რაც იწვევს გაბნევის დიაგრამის დამახინჯებას.

გამოვთვალოთ გაბნეული ველის დროითი კორელაციური ფუნქცია. დავუშვათ, რომ $N(\vec{r}, t)$ ფლუქტუაციები სტატისტიკურად ერთგვაროვანი და იზოტროპულია, რაც იმას ნიშნავს, რომ სივრცე-დროითი კორელაციური ფუნქცია დამოკიდებულია სივრცითი და დროითი ცვლადების სხვაობაზე:

$$\Phi_N(\vec{r}', \vec{r}'', t', t'') = \langle N_1(\vec{r}', t') N_1^*(\vec{r}'', t'') \rangle = \Phi_N(\vec{\rho}, \tau)$$

სივრცით არაერთგვაროვნებებს აქვთ ხაზოვანი ზომა, რომელიც არ აღემატება კორელაციის ℓ_N რადიუსს, ხოლო დროითი შუალედი, რომელიც შეესაბამება \vec{r}' და \vec{r}'' წერტილებიდან დაკვირვების წერტილში შემფოთების დაგვიანების დრო არ აღემატება ℓ_N/c სიდიდეს, ℓ_N/c - წარმოადგენს დროის შუალედს რომლის განმავლობაშიც ტალღა გადის ერთ არაერთგვაროვნებას, მოძრავ პლაზმაში ჩვენ განვიხილავთ „ჩაყინულ“ არაერთგვაროვნებებს, რომელთა სივრცე-დროითი კორელაციური ფუნქცია დამოკიდებულია კოორდინატა სხვაობაზე $\vec{\rho} = \vec{r}' - \vec{r}'' - \vec{V}\tau$:

$$\Phi_N(\vec{\rho}, \tau) = \Phi_N(\vec{r}' - \vec{r}'' - \vec{V}\tau).$$

შესაბამისად პლაზმის „ჩაყინულ“ არაერთგვაროვნებებზე გაბნეული ველის დროითი კორელაციური ფუნქცია დამოკიდებულია დროთა სხვაობაზე $\tau = t' - t''$:

$$\Gamma(\tau) = \langle \vec{E}_1(t') \vec{E}_1^*(t' - \tau) \rangle.$$

ფრაუნჰოფერის მიახლოებაში:

$$|\vec{r}' - \vec{r}| - |\vec{r} - \vec{r}''| = -\frac{(\vec{r} - \vec{R})}{|\vec{r} - \vec{R}|} \bar{\rho} + \dots$$

გაბნეული ველის კორელაციური ტენზორისათვის მივიღებთ [36-38]:

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) = & \left(\frac{4\pi e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{E_0^2}{r^2} e^{i\omega\tau} \int d\vec{\rho} d\vec{R} M(\vec{R}) \Phi_N(\vec{\rho} - \vec{V}\tau) e^{-2\vec{\beta}\vec{R}} e^{-i\vec{h}\vec{\rho}} e^{ik_0(\vec{n}\vec{\rho})} \times \\ & \times \left[1 - e^{-ik_0(\vec{n}\vec{X}_0)[2(\vec{R}\vec{X}_0) - (\vec{\rho}\vec{X}_0)]} - e^{-ik_0(\vec{n}\vec{X}_0)[2(\vec{R}\vec{X}_0) + (\vec{\rho}\vec{X}_0)]} + e^{-ik_0(\vec{n}\vec{X}_0)(\vec{\rho}\vec{X}_0)} \right] \times \\ & \times \left\{ \left[\vec{n} [\vec{Y}_0\vec{n}] \right]^2 \left(1 + \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right)^2 + \left[\vec{n} [\vec{Z}_0\vec{n}] \right]^2 \frac{(\vec{Y}_0\vec{n})^2 V^2 k_0^2}{(\omega - Vh)^2} \left(1 - \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right)^2 - \right. \\ & \left. - 2 \left[\vec{n} [\vec{Y}_0\vec{n}] \right] \left[\vec{n} [\vec{Z}_0\vec{n}] \right] \frac{(\vec{Y}_0\vec{n}) V k_0}{\omega - Vh} \left(1 + \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right) \left(1 - \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right) \right\} \end{aligned}$$

გაბნეული ველის სიხშირული სპექტრი შეიძლება გამოვთვალოთ ფორმულით:

$$\Gamma(\Omega) = \int \Gamma(\tau) e^{-i\Omega\tau} \quad (2.3.11)$$

შესაბამისად:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega) = & Q(h, \omega, \Omega) \frac{E_0^2}{r^2} \left\{ \left[\vec{n} [\vec{Y}_0\vec{n}] \right]^2 \left(1 + \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right)^2 + \right. \\ & + \left[\vec{n} [\vec{Z}_0\vec{n}] \right]^2 \frac{(\vec{Y}_0\vec{n})^2 V^2 k_0^2}{(\omega - Vh)^2} \left(1 - \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right)^2 - 2 \left[\vec{n} [\vec{Y}_0\vec{n}] \right] \left[\vec{n} [\vec{Z}_0\vec{n}] \right] \times \\ & \times \left. \frac{(\vec{Y}_0\vec{n}) V k_0}{\omega - Vh} \left(1 - \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right) \left(1 + \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0\vec{n}) k_0 - h \right) \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

სადაც

$$\begin{aligned} Q(h, \omega, \Omega) = & (2\pi)^4 \left(\frac{4\pi e^2}{mc^2} \right)^2 \delta(\Omega - \omega + (h\vec{Z}_0 - k_0\vec{n})\vec{V}) \int d\vec{R} e^{-2(\vec{\beta}\vec{R})} M^2(\vec{R}) \times \\ & \times \left[\Phi_N(h\vec{Z}_0 - k_0\vec{n}) - 2 \cos[2k_0 C(\vec{X}_0\vec{R})] \Phi_N(h\vec{Z}_0 - k_0\vec{n} + k_0\vec{X}_0(\vec{X}_0\vec{n})) \right. \\ & \left. + \Phi_N(h\vec{Z}_0 - k_0\vec{n} + 2k_0\vec{X}_0(\vec{X}_0\vec{n})) \right]. \end{aligned} \quad (2.3.13)$$

(2.3.12) ზოგადი განტოლების საფუძველზე განვიხილოთ ორი კერძო შემთხვევა: 1) მცირე სიჩქარეების შემთხვევა და 2) სინქრონიზაციის შემთხვევა.

1) მცირე სიჩქარეების შემთხვევა

ამ შემთხვევაში ვგულისხმობთ, რომ დიფუზორის ზედაპირზე პლაზმა მოძრაობს მცირე \vec{V} სიჩქარით. პლაზმის მცირე სიჩქარით მოძრაობისას, როცა $\omega \gg Vh$, (11.3.12) - ში შეიძლება უგულებელვყოთ ყველა წევრი, რომელიც \vec{V} სიჩქარის პროპორციულია. შედეგად მივიღებთ [25]:

$$\Gamma(\Omega) = Q(h, \omega, \Omega) \frac{E_0^2}{r^2} \left[\vec{n} \left[\vec{Y}_0 \vec{n} \right] \right]^2. \quad (2.3.14)$$

გაბნეული ველის სიხშირე იცვლება მიმართულების შეცვლასთან ერთად დოპლერის კანონის შესაბამისად. პლაზმის მცირე სიჩქარის შემთხვევაში გაბნევის კუთხური დიაგრამა ახლოსაა დიპოლურთან, მეორადი დიპოლური გამომსხივებელი წყაროების ღერძები მიმართულია ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღის ელექტრული ვექტორის - y ღერძის გასწვრივ.

(2.3.14) დიაგრამა როგორც აღვნიშნეთ ახლოსაა დიპოლურთან, მაგრამ იგი განიცდის დამახინჯებას (2.3.13) ფორმულაში ინტეგრალური მამრავლის არსებობის გამო, თუმცა ეს დამახინჯებები მცირემასშტაბიანი არაერთგვაროვნებების შემთხვევაში, როცა $hl \ll 1$ (l - არაერთგვაროვნებების მახასიათებელი მასშტაბია), ხარისხობრივად ვერ ცვლის გაბნევის დიაგრამას. ამრიგად:

$$\Gamma(\Omega) \sim \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi.$$

განვიხილოთ დიაგრამის ჭრილები სამ სიბრტყეში:

$$\text{როცა } \theta = \pi/2 \quad \Rightarrow \quad \Gamma(\Omega) \sim \cos^2 \varphi, \quad (\text{ნახ. 15 ა}),$$

$$\text{როცა } \varphi = 0 \quad \Rightarrow \quad \Gamma(\Omega) \sim \cos^2 \theta, \quad (\text{ნახ. 15 ბ}),$$

$$\text{როცა } \theta = 0, \varphi = \pi/2 \quad \Rightarrow \quad \Gamma(\Omega) \sim 1.$$

როგორც ვხედავთ გაბნევა ხდება მთელს სივცეში.

2) სინქრონიზაციის შემთხვევა

პლაზმის დიდი სიჩქარით მოძრაობისას ყველაზე საინტერესო შემთხვევას წარმოადგენს სინქრონიზაციის შემთხვევა, როცა $\omega \equiv Vh$. ამ შემთხვევაში (2.3.12) ფორმულაში უნდა დავტოვოთ $\omega - Vh$ შემცველი წევრების ყველაზე მაღალი ხარისხის წევრები გვექნება [25]:

$$\Gamma(\Omega) = Q(h, \omega, \Omega) \frac{E_0^2}{r^2} \left[\vec{n} \left[\vec{Z}_0 \vec{n} \right] \right]^2 \frac{(\vec{Y}_0 \vec{n})^2 V^2 k_0^2}{(\omega - Vh)^2} \left(1 - \frac{V}{\omega} \left((\vec{Z}_0 \vec{n}) k_0 - h \right) \right)^2. \quad (2.3.15)$$

გამარტივების შედეგად მივიღებთ:

$$\Gamma(\Omega) \sim (a_1 + a_2 \cos \theta + a_3 \cos^2 \theta) \sin^4 \theta \sin^2 \varphi,$$

სადაც a_1 , a_2 და a_3 გაბნევის კუთხეებზე დამოუკიდებელი მუდმივი სიდიდეებია.

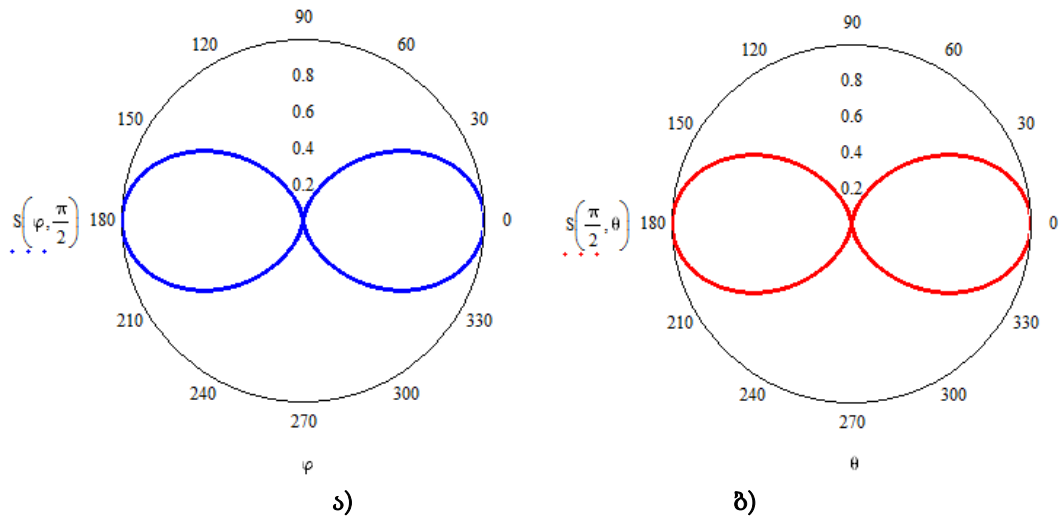
ვთქვათ $a_1 = a_2 = a_3 = 1$, მაშინ:

$$\text{როცა } \theta = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \Gamma(\Omega) \sim \sin^2 \varphi, \text{ (ნახ. 16 ა),}$$

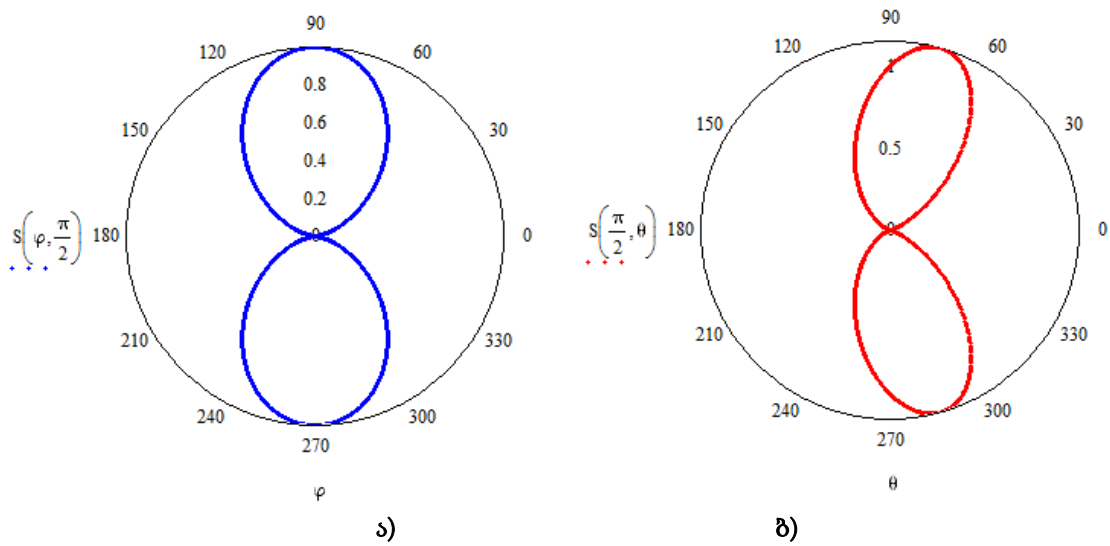
$$\text{როცა } \varphi = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \Gamma(\Omega) \sim \cos^2 \theta \sin^4 \theta, \text{ (ნახ. 16 ბ),}$$

$$\text{როცა } \theta = 0, \varphi = 0 \Rightarrow \Gamma(\Omega) \sim 0.$$

ამ შემთხვევაში დიაგრამის არაჩვეულებრივი სახე განპირობებულია იმით, რომ ზედაპირული ტალღის ზემოქმედებით ველის კონცენტრაციის შეშფოთება ძლიერ იზრდება და გაბნევის წერტილში გარდამავალი ხდება გაბნევის კონვექტური შესაკრები. კონვექტური დენი მიმართულია $\vec{V} \parallel \vec{Z}_0$ ($n \in XOZ$), ამიტომ გაბნევა z ღერძის გასწვრივ არ გვაქვს, მეორადი დიპოლები საკუთარი ღერძების გასწვრივ არ ასხივებენ, გაბნევა არ გვაქვს აგრეთვე მთელს xoz სიბრტყეში, რადგან ბრეგის პირობის თანახმად გაბნევა მიმდინარეობს სივრცით ჰარმონიკებზე N_1 , რომელთა ტალღური ვექტორიც $\vec{\chi} = h\vec{Z}_0 - k_0\vec{n}$ მდებარეობს xoz და არ არის დამოკიდებული y კოორდინატზე.



ნახ.15. ლაზერული კონის გაბნევის დიაგრამა დიფუზორის ზედაპირზე მცირე სიჩქარით ($\omega \gg Vh$) მოძრავი პლაზმის „გაყინულ“ არაერთგვაროვნებებზე. ა) $\theta = \pi / 2$ სიბრტყეში ბ) $\varphi = \pi / 2$ სიბრტყეში.



ნახ.16. ლაზერული კონის გაბნევის დიაგრამა დიფუზორის ზედაპირზე დიდი სიჩქარით მოძრავი პლაზმის „ჩაყინულ“ არაერთგვაროვნებებზე ($\omega \cong Vh$ - სინქრონიზმის შემთხვევა). ა) $\theta = \pi / 2$ სიბრტყეში ბ) $\varphi = \pi / 2$ სიბრტყეში.

თავი III.

ლაზერული სხივის გავრცელების შესწავლა ტროპოსფეროს ელექტრონული პარამეტრების საფუძველზე

§3.1. ტროპოსფეროს ელექტრულ და მეტეოროლოგიურ პარამეტრებს შორის კავშირი

ლაზერული კონის გავრცელება ტროპოსფეროში აღიწერება ატმოსფეროს მდგომარეობით და მასში მიმდინარე პროცესებით. ატმოსფეროს მდგომარეობა განისაზღვრება ისეთი ფიზიკური მახასიათებლებით, როგორებიცაა ტემპერატურა, ტენიანობა, წნევა. ისინი წარმოადგენენ ტროპოსფეროს მეტეოროლოგიურ პარამეტრებს და მათ მეტეოელემენტები ეწოდებათ.

ატმოსფერული მოვლენები ერთის მხრივ განპირობებულია ტროპოსფერის გათბობით, რის შედეგადაც ატმოსფეროში ადგილი აქვს ჰაერის მოძრაობას ვერტიკალური მიმართულებით, მეორეს მხრივ ტემპერატურის სხვაობის გამო, დედამიწის სხვადასხვა წერტილში ადგილი აქვს აგრეთვე ჰაერის მასების ცირკულაციას, ასევე ჰორიზონტალური მიმართულებით. ყველა ეს პროცესი განაპირობებს წყლის ორთქლის კონდენსაციას, ღრუბლების და ნალექების წარმოქმნას და ა.შ. ზემოთხსენებულ კანონზომიერ მოძრაობებთან ერთად ადგილი აქვს აგრეთვე ჰაერის უწესრიგო ტურბულენტურ მოძრაობასაც, რომელიც რიგ შემთხვევაში ძლიერ და რიგ შემთხვევაში სუსტ ხასიათს ატარებს.

ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებაზე ატმოსფერული მოვლენების ჯამური გავლენის გათვალისწინება საკმარისად რთულია. ამ ეფექტებს მიეკუთვნებან:

- 1) გავრცელების მიმართულების გამრუდება.
- 2) გაბნევა ტროპოსფეროს არაერთგვაროვნებებზე.
- 3) შთანთქმა.
- 4) გაბნევა ჰიდრომეტეორებზე.

ყველა ამ ეფექტის ერთდროული შესწავლა პრინციპში შეუძლებელია, ამიტომ ტროპოსფეროში ლაზერის სხივის გავრცელებისას თითოეული ეფექტი

მიზანშეწონილია განხილულ იქნას ცალ-ცალკე და დადგენილ იქნას მისი გამომწვევი მიზეზები.

მეტეოროლოგიური პირობებისადმი ლაზერის სხივის გავრცელების ხასიათის განხილვისას უპირველეს ყოვლისა საჭიროა, ტროპოსფეროს ელექტრულ და მეტეოროლოგიურ პარამეტრებს შორის კავშირის დადგენა. როგორც უკვე აღვნიშნეთ ტროპოსფერო შედგება გაზების მინარევებისაგან. თითოეულ მინარევს გააჩნია თავისი ელექტრული პარამეტრები, დიელექტრიკული შეღწევადობა და ზოგად შემთხვევაში გამტარებლობა. რადიოტალღების მთელი დიაპაზონისათვის ულტრამოკლე ტალღების გარდა, ტროპოსფეროს შემადგენლობაში მყოფი გაზების გამტარებლობა ნულის ტოლია. სანტიმეტრული და უფრო მოკლე სიგრძის მქონე რადიოტალღების შემთხვევაში მჟღავნდება ნივთიერების დისპერსია, კერძოდ ვლინდება ტროპოსფეროს ელექტრული პარამეტრების სიხშირეზე დამოკიდებულება, სწორედ ამიტომ ტროპოსფეროს გაზების გამტარებლობა ნულისაგან განსხვავებული ხდება.

ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებისას ატმოსფერულ გაზებში, ელექტრული ველის გავლენით ტალღები განიცდიან პოლარიზაციას. \vec{P} პოლარიზაციის ვექტორი განისაზღვრება როგორც ერთეულოვანი მოცულობის დიპოლური მომენტი. იგი პროპორციულია ელექტრული ველის დაძაბულობის:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (3.1.1)$$

სადაც χ - ნივთიერების ელექტრული ამთვისებლობაა. იგი დიელექტრიკული შეღწევადობის რეალურ ნაწილთან დაკავშირებულია ტოლობით:

$$\chi = \epsilon_{Re} - 1. \quad (3.1.2)$$

ნივთიერების მოლეკულური თეორიის თანახმად აირის ამთვისებლობა დამოკიდებულია ტემპერატურაზე და წნევაზე:

$$\chi = \frac{aP}{T}. \quad (3.1.3)$$

თუ მოლეკულებს გააჩნიათ მუდმივი დიპოლური მომენტი, მაშინ:

$$\chi = \frac{bP}{T^2}. \quad (3.1.4)$$

a და b მუდმივები განისაზღვრება ცდებით. მინარევის ამთვისებლობა ემორჩილება ადიტიურობის კანონს ე.ი აირთა მინარევების ამთვისებლობა ტოლია ცალკეული მინარევების ამთვისებლობათა ჯამის. ეს უკანასკნელი კი თავის მხრივ, პარციალური წნევების პროპორციულია. ტროპოსფეროს შემადგენლობაში მყოფი აირების მოლეკულებს, წყლის ორთქლის მოლეკულებისა გარდა, არ გააჩნიათ მუდმივი ელექტრული დიპოლური მომენტი. წყლის ორთქლის მოლეკულას კი ცვლადი დიპოლური მომენტის გარდა გააჩნია, აგრეთვე, მუდმივი მდგენელიც, რომელიც არ არის განპირობებული ველის არსებობით. ამიტომ ტროპოსფეროს ამთვისებლობა შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგი ფორმულით:

$$\chi = \varepsilon_R - 1 = \frac{AP}{T} + \frac{BP_0}{T^2}. \quad (3.1.5)$$

სადაც P არის ყველა აირის ჯამური წნევა, ხოლო P_0 მხოლოდ წყლის ორთქლის წნევა. წყლის ორთქლის წნევას ზომავენ ბარელებით ან მილიბარელებით, 1 მბ=0,001 ფიზიკური ატმოსფერო. A და B მუდმივები განისაზღვრება ექსპერიმენტულად. მრავალჯერადი ექსპერიმენტული გაზომვების შედეგად დადგენილი იქნა, რომ:

$$\begin{aligned} A &= 155,2 \cdot 10^{-6}, \\ B &= 7,45 \cdot 10^{-1}. \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

ტროპოსფეროს დიელექტრიკული შეღწევადობა დამოკიდებულია მეტეოროლოგიურ პარამეტრებზე T, P, P_0 , რომლებიც წარმოადგენენ სივრცის კოორდინატების ფუნქციებს. გამოთვლები გვიჩვენებენ, რომ ტროპოსფეროს დიელექტრიკული შეღწევადობა ε_R ყველა დიაპაზონის რადიოტალღებისათვის, მოკლე დიაპაზონის ტალღების გარდა, უმნიშვნელოდ განსხვავდება ერთისაგან. მართლაც:

$$\chi = n^2 - 1 = (n-1)(n+1) \approx 2(n-1),$$

აქედან ვღებულობთ:

$$(n-1) \cdot 10^6 = \frac{77,6}{T} \left(P + \frac{4800P_0}{T} \right). \quad (3.1.7)$$

მეტეოროლოგიური გაზომვების შედეგად ვღებულობთ φ ფარდობით ტენიანობას, რომელიც წარმოადგენს წყლის ორთქლის P_0 -წნევის ფარდობას გაჯერებული ორთქლის P წნევასთან იმავე ტემპერატურაზე:

$$\varphi = \frac{P_0}{P(T)}, \quad (3.1.8)$$

აქედან $P_0 = \varphi P(T)$. გავითვალისწინოთ ეს ფორმულა (3.1.7)-ში და მივიღოთ მხედველობაში ჰაერის კუთრი ტენიანობა q , რომელიც განისაზღვრება წყლის ორთქლის სიმკვრივის ფარდობით ჰაერის სიმკვრივესთან, ჰაერის ერთ კილოგრამ-ზე:

$$q = \frac{m_0}{m} \cdot \frac{P_0}{P} = 0.621 \frac{P_0}{P}. \quad (3.1.9)$$

სადაც, $m_0 = 18$ - წლის ორთქლის ფარდობითი მოლეკულური წონაა, ხოლო $m = 29$ ჰაერის საშუალო მოლეკულური წონაა. (3.1.9)-დან ვპოულობთ წყლის ორთქლის პარციალურ წნევას:

$$P_0 = 1.61 P q. \quad (3.1.10)$$

აღსანიშნავია, რომ ჰაერის კუთრი ტენიანობა 10^{-2} -ის რიგის ტოლი სიდიდეა. ლაზერული სხივის ტროპოსფეროში გავრცელებისას ადგილი აქვს ატმოსფერული მოვლენების ჯამურ ზემოქმედებას სიგნალზე. ამ ეფექტებს მიეკუთვნება: ლაზერის სხივი მიმართულების გამრუდება; ლაზერის სხივის გაბნევა ტროპოსფეროს არაერთგვაროვნებებზე; შთანთქმა და გაბნევა ჰიდრომეტეორებზე. ლაზერის სხივზე ჯამური ეფექტის ერთდროულად შესწავლა პრაქტიკულად შეუძლებელია.

§3.2. რეფრაქცია

ტროპოსფეროში ადგილი აქვს რეფრაქციის მოვლენას, რომელიც შეიძლება ავხსნათ დიელექტრიკული შეღწევადობის ცვლილებით სიმაღლის მიხედვით. დედამიწის ზედაპირზე $\mu = \mu_0 \approx 1$. სხვადასხვა კლიმატურ და მეტეოროლოგიურ პირობებში გარდატეხის მაჩვენებელი ღებულობს მნიშვნელობებს შემდეგ ფარგლებში: $\mu \in (1,00026 - 1,00046)$.

მეორე მხრივ, 8-10 კმ სიმაღლეზე, როგორც ექსპერიმენტი აჩვენებს გარდატეხის მაჩვენებელი მუდმივია და ტოლია 1,00011. რეფრაქციის ყველა გამოვლინება განპირობებულია სწორედ გარდატეხის მაჩვენებლის უმნიშვნელო ცვლილებებით სიმაღლის მიხედვით. მეტეოროლოგიური პირობების მიხედვით ტროპოსფეროს ქვედა ფენებში T, P და P_0 შეიძლება იცვლებოდეს საკმაოდ რთული კანონზომიერებით სიმაღლისა და დროის ცვლილებასთან ერთად. ამას თავის მხრივ მიყვავართ გარდატეხის მაჩვენებლის რთულ ხასიათთან, შესაბამისად გარდატეხის მაჩვენებელი სიმაღლისა და დროის რთული ფუნქციაა.

რეფრაქციის მოვლენა ატმოსფეროში მიზანშეწონილია განხილული იქნას გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოებაში. ე.ი ამ მოვლენის საფუძველს წარმოადგენს ოპტიკური სხივების გარდატეხის კანონი. თუმცადა სხივური თეორიის მისადაგება რადიოტალღებთან, რომელთა ტალღის სიგრძეც გაცილებით აღემატება ოპტიკურს, საჭიროებს გარკვეულ დასაბუთებას. როგორც დისერტაციის მეორე თავში ვნახეთ, ტალღის სიგრძის დამოკლება განაპირობებს მიმართულების დიაგრამის გაწელვას გავრცელების მიმართულების გასწვრივ და თანდათან ის ღებულობს სხივის ფორმას, ხოლო სფერული ნაწილები უფრო და უფრო ბრტყელი ხდება. ოპტიკური ტალღები ყოველთვის ბრტყელი ტალღებია. ბრტყელი ტალღების არეკვლის კოეფიციენტი იქნება, მით უფრო მცირე რაც უფრო უმნიშვნელოდ განსხვავდება გარემოთა ელექტრონული პარამეტრები ერთმანეთისაგან. ცხადია გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოება გულისხმობს რომ გარემოს გარდატეხის ფარდობითი მაჩვენებელი უნდა იყოს ძალიან მცირე და აკმაყოფილებდეს ტოლობას:

$$\frac{1}{\mu} \left| \frac{d\mu}{dl} \right| \lambda \ll 1, \quad (3.2.1)$$

სადაც l მანძილია ნებისმიერი მიმართულებით. ტალღის სიგრძე გარემოში დაკავშირებულია ვაკუუმში ტალღის სიგრძესთან თანაფარდობით:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\mu}.$$

(3.2.1) გადავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{1}{\mu^2} \left| \frac{d\mu}{dl} \right| \lambda_0 \ll 1. \quad (3.2.2)$$

ამრიგად იმისათვის, რომ არეკვლას ადგილი არ ჰქონდეს, აუცილებელია (3.2.2) პირობის შესრულება. ამ პირობას გეომეტრიული ოპტიკის გამოყენების პირობა ეწოდება. ეს პირობა მნიშვნელოვანია რადიოტალღების არაერთგვაროვან გარემოში გავრცელების განხილვისას, რადგან მისგან გამომდინარეობს, რომ გეომეტრიული ოპტიკა გამოუსადეგარია გარემოსათვის, რომლისთვისაც $\mu = 0$. ასეთ გარემოს წარმოადგენს იონოსფერო. ტროპოსფეროში $\mu \approx 1$, შესაბამისად გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოების მეთოდის გამოყენება დამოკიდებულია, თუ რამდენად მდორედ იცვლება სივრცეში გარდატეხის მაჩვენებელი. ამრიგად, ერთგვაროვან გარემოში, სადაც $\mu = const$ ბრტყელი ტალღა შეიძლება აღვწეროთ გამოსახულებით:

$$E = E_0 e^{i(\alpha x - kt)} = E_0 e^{i(\alpha x - k_0 \mu t)},$$

სადაც:

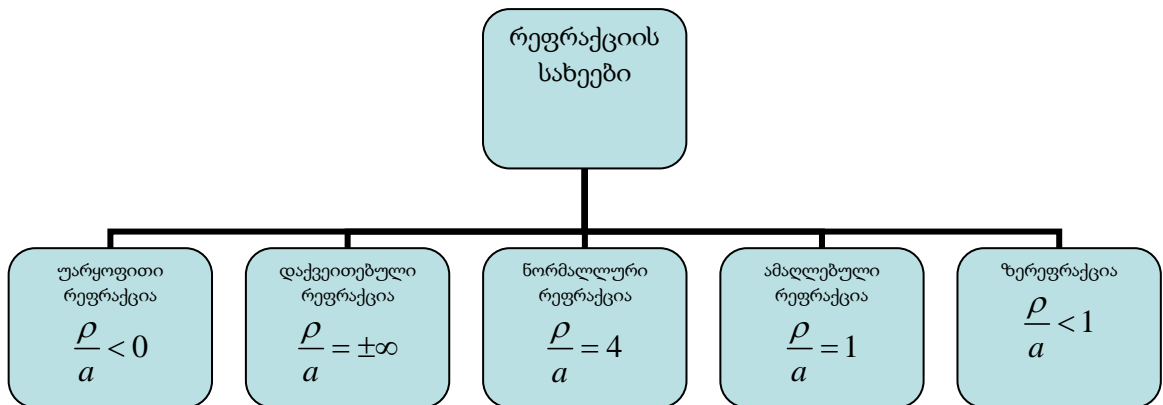
$$k = k_0 \mu = \frac{2\pi}{\lambda_0}.$$

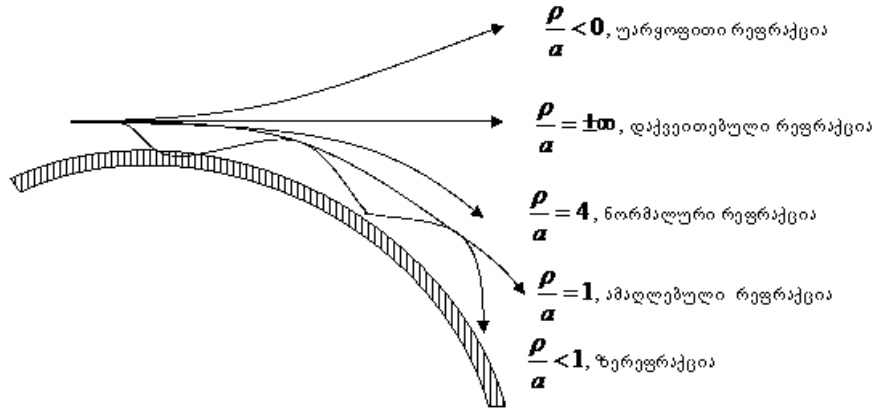
ფაზის ცვლილება l მონაკვეთზე ტოლია $k\mu l$. არაერთგვაროვან გარემოში გარდატეხის მაჩვენებელი μ წარმოადგენს სივრცის კოორდინატების ფუნქციას, თუმცა ტრაექტორიის მცირე უბანზე შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $\mu(l)$ მდორედ იცვლება. შესაბამისად ფაზის ცვლილება იქნება: $k\mu(l)\Delta l$. ფაზის ცვლილება მთელ მრუდწირულ ტრაექტორიაზე განისაზღვრება ინტეგრალური თანაფარდობით $\int \mu(l) dl$. გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოებაში ტალღის გამოსახულება შეიძლება ასე ჩავწეროთ:

$$E = E_0 e^{i[\omega t - k \int \mu(l) dl]} \quad (3.2.3)$$

გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოებაში ველის გამოსახულება ცნობილია და არაერთგვაროვან გარემოში ტალღების გავრცელების საკითხი დაიყვანება ტალღის მიმართულებისა და სხივის განტოლების განსაზღვრაზე.

ექსპერიმენტული გაზომვების თვალსაზრისით მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს ρ სიმკვრივის შეფარდება a პარამეტრთან, რომელიც განისაზღვრება ფორმულით (3.1.3). ატმოსფეროს ხსვადასხვა ფენაში ρ/a ფარდობა განსაზღვრავს რეფრაქციის კონკრეტულ სახეს. ქვემოთ დიაგრამის სახით მოცემულია რეფრაქციის სახეები, ხოლო ნახ.17-ზე ნაჩვენებია სხივის ტრაექტორია რეფრაქციის კონკრეტული სახისას. სხივის ტრაექტორია პრაქტიკულად წრფეა დაქვეითებული რეფრაქციისას, ე.ი., როცა: $\rho/a = \pm\infty$.





ნახ.17. სხივის გავრცელება ტროპოსფეროში რეფრაქციის სახეების მიხედვით.

ცხრილი 1-ზე მოცემულია ექსპერიმენტულ მონაცემები, რომელთა შეფასებითაც შესაძლებელია რაოდენობრივად აღწერილი იქნას კლასიფიცირებული რეფრაქციული მოვლენები ატმოსფეროს სხვადასხვა სიმაღლეზე.

ცხრილი 1.

ატმოსფეროს ძირითადი რაოდენობრივი მახასიათებლები რეფრაქციის სახეების მიხედვით

რეფრაქციის სახეები	$\frac{\rho+1}{a}$ $\frac{\rho}{a}$	$\frac{\rho}{a}$	$\frac{d\mu}{dz} \left(\frac{1}{m} \right)$	$\left(\frac{d\mu}{dz} + \frac{1}{a} \right) \cdot 10^6 = M$	$\frac{d\mu}{dz}$	სიმაღლე დედამიწის ზედაპირიდან a (კმ)
ნორმალური რეფრაქცია	$\frac{3}{4}$	1;4	$-4 \cdot 10^{-9}$	0.118	8.47	8470
დაქვეითებული რეფრაქცია	$\frac{3}{4}; 1$	1;4	$-4 \cdot 10^{-9}; 0$	0.118; 0.157	6.37; 8.47	6370; 8470
უარყოფითი რეფრაქცია	1; ∞	$-\infty; 0$	0; ∞	0.157; ∞	0; 6.37	6370; 0
ამაღლებული რეფრაქცია	$\frac{3}{4}; 0$	1;4	$-1.57 \cdot 10^{-7}; -4 \cdot 10^{-7}$	0.118; 0	8.47; ∞	8470; 0
ზერეფრაქცია	$-\infty; 0$	0; 1	$-1.57 \cdot 10^{-7}; \infty$	0; ∞	$-\infty; 0$	$-\infty; 0$

§3.3. ტურბულენტური ნაკადი და არაერთგვაროვნების მახასიათებელი შიგა და გარე მასშტაბები

შევისწავლოთ ტროპოსფეროს ტურბულენტური ნაკადის გავლენა სიგნალის გავრცელებაზე. ულტრამოკლე ტალღების გავრცელება ატმოსფეროში მეტეოროლოგიური პირობების იგნორირების შემთხვევაში ზერეფრაქციულ ეფექტებს იწვევს. იმისათვის, რომ შევისწავლოთ ტროპოსფეროს შორეულ ზონაში რადიოტალღების გავრცელება, ისე რომ ეს არ იყოს განპირობებული ზერეფრაქციული ეფექტებით, საჭიროა გამოვიყენოთ მკვეთრად მიმართული გადამცემი და მიმღები ანტენური სისტემები, რომლებიც ხასიათდებიან საკმარისად მაღალი მგრძობიარობით. ველის დამაბულობის მნიშვნელობა ჰორიზონტს მიღმა მნიშვნელოვნად აღემატება ველის დამაბულობის სიდიდეს დიფრაქციული ველისათვის, ამის მიზეზი არის ტალღების გაბნევა ატმოსფეროს არაერთგვაროვნებებზე, რომლებიც უწყვეტად წარმოიქმნება ჰაერის ტურბულენტური ნაკადის მუდმივი არსებობის გამო.

როგორც ცნობილია სითხეებისა და აირების მოძრაობა შეიძლება იყოს ლამინარული ან ტურბულენტური. ლამინარული მოძრაობა ხასიათდება მოწესრიგებულობით, კერძოდ ლამინარული დინებისას სითხისა და აირის ფენები ერთმანეთის მიმართ განსაზღვრული სიჩქარით მოძრაობენ. ტურბულენტური მოძრაობა კი ხასიათდება ნაკადის სიჩქარის არარეგულარული ცვლილებებით. სივრცის ყოველ წერტილში ნაკადის სიჩქარე მუდმივად პულსირებს. იგი შემთხვევითი სიდიდეა. ამასთან, პულსირება ხდება რომელიღაც საშუალო მნიშვნელობის მიმართ, თანაც ისე რომ პულსირებული სიდიდის მნიშვნელობა საშუალოსთან შეფარდებით არ არის მცირე.

სითხისა და აირის მოძრაობის ხასიათის განსაზღვრა შესაძლებელია რეინოლდსის რიცხვის საფუძველზე. რეინოლდსის რიცხვი Re ეწოდება უგანზომილებო სიდიდეს, რომელიც ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$Re = \frac{\rho V_L L}{\eta},$$

სადაც L - არის გარემოს მახასიათებელი ხაზოვანი მასშტაბი, V_L - ნაკადის სიჩქარე, ρ - ტროპოსფეროს სიმკვრივეა, η - სიბლანტე. თუ კი Re მცირე სიდიდეა, რომელიდაც $Re < Re_{kr}$ კრიტიკულ მნიშვნელობასთან შედარებით (ეს უკანასკნელი განისაზღვრება ექსპერიმენტით), მაშინ მოძრაობა ლამინარულია, პირიქით თუ $Re > Re_{kr}$ - მოძრაობა ტურბულენტურია. იმის გამო, რომ აირების სიმკვრივე ρ მინიმალურია, აირთა ნაკადის მოძრაობა უპირატესად ტურბულენტურ ხასიათს ატარებს. ნაკადის მოძრაობის სიჩქარის გაზრდით რეინოლდსის რიცხვი იზრდება. სანამ ეს რიცხვი მცირეა, ნაკადის ცალკეულ წერტილში წარმოქმნილი სიჩქარის ფლუქტუაციები სწრაფად მიიღევა, მაგრამ როგორც კი რეინოლდსის რიცხვი საგრძნობი ხდება, წარმოქმნილი სიჩქარის ფლუქტუაციები რომელიდაც $l < L$ ხაზოვან შიგა მასშტაბში უკვე აღარ მიიღევა და დებულობს გრიგალურ ხასიათს, L ხაზოვანი მასშტაბის მქონე ტურბულენტური ნაკადის მოძრაობის გამო. როდესაც რეინოლდსის რიცხვი დიდი სიდიდეა გრიგალის მოძრაობა კარგავს მდგრადობას და წარმოიქმნება მეორე რიგის გრიგალი l - ზე მცირე მასშტაბით. წარმოქმნილი მეორადი გრიგალის მოძრაობა იზრდება პირველი გრიგალური ნაკადის მოძრაობასთან ერთად, სანამ ის არ გახდება მდგრადი. ტურბულენტური ნაკადის წარმოქმნასთან ერთად თანდათან წარმოიქმნება გრიგალები უფრო და უფრო მცირე მასშტაბით და V_0 სიჩქარით. ე.ი Re ხდება კრიტიკულ მნიშვნელობაზე ნაკლები:

$$Re = \frac{\rho V_0 l_0}{\eta} < Re_{kr}.$$

ამრიგად ტურბულენტური ნაკადის წარმოქმნის შემდეგ L მასშტაბის მქონე მოცულობაში წარმოიქმნება გრიგალების დიდი რიცხვი, რომელთა მასშტაბებიც მოთავსებულია $l_0 < l < L$ შუალედში. l_0 -ს ტურბულენტური ნაკადის შიგა მახასიათებელი მასშტაბი ეწოდება, ხოლო L -ს ტურბულენტური ნაკადის გარე მახასიათებელ მასშტაბს უწოდებენ. L შეიძლება იყოს რამოდენიმე ათეული მეტრის რიგის, l_0 - კი რამდენიმე მილიმეტრის რიგისაა.

კავშირი ტურბულენტური გრიგალების l მასშტაბსა და ნაკადის V_i სიჩქარეს შორის შეიძლება დავამყაროთ ენერგეტიკული მოსაზრებებიდან გამომდინარე.

ტურბულენტური ნაკადის მოძრაობასთან ერთად გრიგალის ენერგია გადაეცემა უფრო მცირე გრიგალებს თითქმის ენერგიის დანაკარგის გარეშე. ეს გადაცემა ხორციელდება გარკვეული l_0 შიგა მახასიათებელი მასშტაბის მქონე გრიგალების დონემდე. l მასშტაბის გრიგალების მოძრაობა პროპორციულია V_l^2 სიჩქარის. დრო, რომლის განმავლობაშიც წარმოიქმნება ამ მასშტაბის გრიგალები პროპორციულია l/V_l სიდიდის, ხოლო ენერგია პროპორციულია სიდიდის:

$$\frac{V_l^2}{l/V_l} = \frac{V_l}{l},$$

$$T \approx \frac{V_l^2}{l}, \quad V_l \sim (Tl)^{1/3}.$$

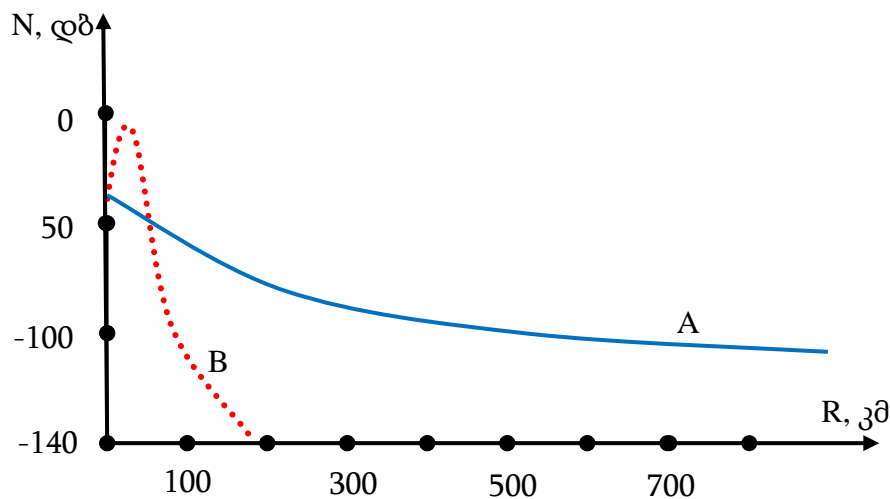
სადაც $T = const$.

ამრიგად, ტურბულენტური ნაკადის სიჩქარე აკმაყოფილებს უკანასკნელ პირობას. ეს კანონი აღმოჩენილი იქნა კოლმოგოროვისა და ოზუხოვის მიერ [12]. ჰაერში სხვადასხვა მასშტაბის ტურბულენტური ნაკადის შესწავლის გზით. ტურბულენტური ნაკადი განაპირობებს სივრცის ნებისმიერ წერტილში არა მხოლოდ წნევისა და ტემპერატურის ფლუქტუაციებს, რაც იწვევს თავის მხრივ დიელექტრიკული შეღწევადობის ცვლილებას, არამედ ტროპოსფეროს გარდატეხის მაჩვენებლისა და დიელექტრიკული შეღწევადობის პულსაციებსაც, გარდატეხის მაჩვენებლის ფლუქტუაციები 10^{-6} რიგისაა, რაც იმას ნიშნავს, რომ ტროპოსფეროს ფიქსირებულ წერტილში დროის მოცემულ მომენტში გარდატეხის მაჩვენებელი განსხვავდება გარემოს საშუალო გარდატეხის მაჩვენებლისაგან სწორედ ამ სიდიდით. ამ არეებს უწოდებენ არაერთგვაროვნებებს. არაერთგვაროვნებათა მასშტაბები და ზომები განისაზღვრება ტურბულენტური ნაკადის მოძრაობის სიჩქარით და შიგა და გარე ხაზოვანი მასშტაბებით. შედარებით მარტივია შვეისწავლოთ დიელექტრიკული შეღწევადობის გავლენა ტალღების გავრცელებაზე, როცა $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ წარმოადგენს სივრცითი კოორდინატების შემთხვევით ფუნქციას.

§3.4. შორეულ ტროპოსფერულ ფენებში სიგნალის სიმძლავრის შეფასება. ექსპერიმენტის შედეგები და მისი შედარება თეორიულ მონაცემებთან

როდესაც საუბარია ტროპოსფეროში სიგნალის შორეულ გავრცელებაზე, მხედველობაში ღებულობენ ველის დაძაბულობის გარკვეულ მნიშვნელობებს სანტიმეტრულ, დეციმეტრულ, მეტრულ და მოკლექტალღურ დიაპაზონში. დაკვირვებები წარმოებს ჰორიზონტს მიღმა 600-700 კმ დაშორებით [50]. აღსანიშნავია, რომ პირველადი სიგნალის სიმძლავრის მნიშვნელობა რამდენიმე ათეული დეციბელით აღემატება გაბნეული ველის მნიშვნელობებს. დასკვნის სახით მოვიყვანთ ზოგიერთ ექსპერიმენტული დაკვირვების შედეგებს შორეულ ტროპოსფეროში და შევადარებთ თეორიულ შედეგებთან.

შორეულ მანძილზე სიგნალის გადაცემა შესაძლებელი გახდა დიდი სიმძლავრის გადამცემების საშუალებით და რაც მთავარია მკვეთრად მიმართული გადამცემი და მიმღები ანტენური სისტემების გამოყენებით. მაგალითად, სანტიმეტრული დიაპაზონის სიგნალების შორეულ მანძილზე გადასაცემად და პირიქით მისაღებად ხშირ შემთხვევაში იყენებენ პარაბოლურ ანტენებს, რომლის პარაბოლოიდის დიამეტრი 20 მ-ის ტოლია. მიმართულების დიაგრამის სიგანე ასეთი ანტენებისთვის 1° -ზე მცირეა. ველის დაძაბულობის სიმძლავრე შორეულ ტროპოს-



ნახ. 18. სიგნალის სიმძლავრის დამოკიდებულება სიმაღლეზე. A უწყვეტი გრაფიკი შეესაბამება სიგნალის გავრცელებას შორეულ ტროპოსფეროში, B წყვეტილი გრაფიკი კი - დიფრაქციას.

ფერულ ზონაში მნიშვნელოვნად მცირეა. ნახ.18-ზე ნაჩვენებია ექსპერიმენტული მრუდი სიგნალის სიმძლავრისათვის, რომელიც მოცემულია ტოლობით:

$$N = \frac{101g S}{S_{Tav}} \text{ დბ,}$$

სადაც S ტროპოსფეროს შორეულ დიაპაზონში ენერჯის ნაკადის სიმკვრივის ექსპერიმენტული მნიშვნელობის საშუალო სიდიდეა სხვადასხვა მანძილზე (მრუდი A). $|N|$ მიუთითებს თუ რამდენად მცირეა გადამცემი მოწყობილობის მიერ მიღებული სიგნალის სიმძლავრე, ამავე მოწყობილობის მიერ თავისუფალ სივრცეში გადაცემული სიგნალის სიმძლავრესთან შედარებით. გაზომვები ჩატარებული იქნა $\lambda = 10$ სმ ტალღის სიგრძის შემთხვევაში. ამავე ნახაზზე შედარებისთვის მოყვანილია ანალიზური მრუდი (მრუდი B), რომელიც ჩაწერილია ფორმულით:

$$N = \frac{101g S_{Dif}}{S_{Tav}} \text{ დბ.}$$

S_{Dif} - წარმოადგენს დიფრაქციული ველის ენერჯის სიმკვრივეს, როდესაც $a_t = (4/3)a$ (მრუდი B). დიფრაქციის როლის შესწავლის მიზნით განვიხილოთ სიგნალის საშუალო სიმძლავრის დამოკიდებულება მიმღები ანტენის სიმაღლეზე აწევისადმი. შევადარებულა ექსპერიმენტული მონაცემები 3,2 სმ ტალღის სიგრძის მქონე სიგნალისათვის და შეფასებულია 59 მ და 1,2 მ სიმაღლეებზე აწეული ანტენების მიერ გამოსხივებული რადიოსიგნალების სიმძლავრეთა მნიშვნელობები შორეულ ტროპოსფერულ დიაპაზონში.

ამ მონაცემების საფუძველზე შეიძლება დავასკვნათ, რომ სიგნალის შორეული ტროპოსფერული გავრცელება ნამდვილად არ არის განპირობებული ტალღების დიფრაქციით. სიგნალის ენერჯის საშუალო w სიმკვრივე სწრაფად მცირდება R მანძილის მიხედვით, კერძოდ იცვლება კანონით:

$$w \sim \frac{1}{R^6}.$$

როგორც ვხედავთ, სიგნალის სიმძლავრე მანძილის მეექვსე ხარისხის უკუპროპორციულად იცვლება. ასეთი კანონზომიერების ახსნა შესაძლებელია

დიელექტრიკული შეღწევადობის ინტენსივობის სიმაღლეზე ცვლილების დამოკიდებულების ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზის საფუძველზე.

დიელექტრიკული შეღწევადობის ფლუქტუაციის გასაზომად აგებული იქნა სპეციალური ხელსაწყო – თვითმფრინავი რეფრაქტომეტრი, მაგრამ ამ ხელსაწყოს გაზომვის შედეგები ჯერჯერობით არასაკმარისია. დღეისათვის არსებული მონაცემების საფუძველზე თუ ვიმსჯელებთ დიელექტრიკული შეღწევადობის ინტენსივობის მნიშვნელობა პროპორციულია:

$$C \sim 10^{-7} (1/\theta^3),$$

თუ გავითვალისწინებთ ამ მნიშვნელობას ზემოთ მოცემულ ფორმულებში, გაბნეული ველის სიმძლავრის სიმკვრივისათვის მივიღებთ:

$$w_{sc} \approx w_{Tav} \frac{16}{R^2} \int_V \sigma dv,$$

სადაც σ გაბნევის კოეფიციენტი და:

$$\sigma = \frac{k^4 \pi}{2} \sin^2 \gamma \cdot 0,033 C^2 \left(2k \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{\frac{11}{3}} = 7,5 \cdot 10^{-3} \sin^2 \gamma C^2 \frac{1}{\sqrt[3]{\lambda}} \left(\frac{1}{\sin \theta} \right)^{\frac{11}{3}}.$$

მივიღეთ, რომ R - მანძილის გაზრდით ენერჯის ნაკადის სიდიდე, თითქმის იგივეა რასაც ექსპერიმენტის შედეგად ვღებულობთ. ეს ალბათ იმით აიხსნება, რომ შემოთავაზებული ფორმულა წარმოადგენს C -ს შეფასების საკმაოდ უხეშ დაშვებას, ამიტომ უნდა ჩავთვალოთ რომ თეორიის ექსპერიმენტთან შედარება ჯერჯერობით არასაკმარისი დასკვნების საფუძველს გვაძლევს.

შორეულ ტროპოსფერულ ზონაში გავრცელებისას სიგნალის სიმძლავრე მცირდება ტალღის სიგრძის ზრდასთან ერთად მეტრულ დიაპაზონში, ხოლო სანტიმეტრულ დიაპაზონში, პირიქით ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად. ეს შედეგი კარგ თანხვედრაშია თეორიასთან.

სიგნალის გავრცელება შორეულ ტროპოსფერულ დიაპაზონში ხასიათდება მცირე დროითი დაყოვნებით. ამ დაყოვნების ხანგრძლივობა წმ-ის და წმ-ის მეათედის რიგისაა და ძლიერ არის დამოკიდებული ტალღის სიგრძეზე. რაც უფრო მოკლეა ტალღის სიგრძე, მით უფრო მცირეა სიგნალის დაყოვნების

ხანგრძლივობა. ეს კანონზომიერება ასევე კარგ თანხვედრაშია თეორიულ შედეგთან, რომელიც აღწერს სიგნალების გაბნევას ერთმანეთისადმი ქაოსურად მოძრავ არაერთგვაროვნებებზე [17].

ექსპერიმენტულად შესწავლილი იქნა აგრეთვე $\lambda = 150$ სმ ტალღის სიგრძის სიგნალის პარამეტრები $R = 200$ კმ სიმაღლეზე. ამ სიგნალის ჩაწერა მოცემულ სიმაღლეზე ხორციელდება 5 წუთის განმავლობაში.

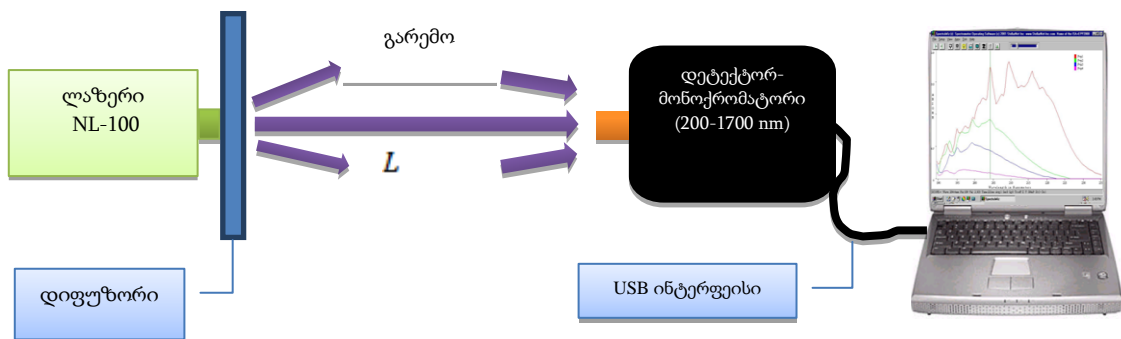
და ბოლოს უნდა აღვნიშნოთ, რომ ტროპოსფეროს მეტეომდგომარეობა მნიშვნელოვანწილად დამოკიდებულია მთელ რიგ სხვა ფაქტორებზე, ამიტომ საკითხი შორეულ ტროპოსფერულ დიაპაზონში სიგნალის გავრცელებაზე მეტეოროლოგიური პირობების დამოკიდებულებისას საჭიროებს ექსპერიმენტულ სრულყოფას.

თავი IV. შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელი

§4.1. ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანი

შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მაგალითზე შეიძლება აიხსნას ვარსკვლავთა ციმციმი და ბევრი მნიშვნელოვანი ატმოსფერული მოვლენა. უკანასკნელ პერიოდში განსაკუთრებული ყურადღება ეთმობა ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანის თვისებების შესწავლას მბრუნავი გაუმჭვირვალე დისკისა და დინამიკური გაბნევის მოდელის საფუძველზე. დინამიკური გაბნევა წარმოიქმნება თხევადი კრისტალების თხელი ფირფიტებიდან, როცა შემთხვევითი ფაზური ეკრანის როლში გვევლინება თხევადი კრისტალის თხელი ფენა. შრომების დიდი ნაწილი ეძღვნება კონკრეტულ პრობლემას, მაგალითად გაბნევას ხორკლიანი ზედაპირიდან, თუმცა გაბნეული სინათლის სტატისტიკური და სპექტრალური მახასიათებლების ზოგადი თეორიული საფუძვლები არაგაუსური სტატისტიკის სინათლისათვის ბოლომდე დამუშავებული არის. სიგნალები ასეთი სტატისტიკით გვაქვს იმ შემთხვევაში, როცა არაერთგვაროვნებების მახასიათებელი მასშტაბის ხაზოვანი ზომა განათებული არის ზომის რიგისა.

განვიხილოთ ექსპერიმენტის მარტივი სქემა. ვთქვათ, ლაზერული სხივი ფაზურ ეკრანს მართობულად ეცემა [19,31]. ფაზური ეკრანი მცირე სისქისაა, გაბნეული



ნახ. 19. ექსპერიმენტული დანადგარის სქემა ნაწილობრივ კოჰერენტული ლაზერული სხივის თავისუფალ სივრცეში ან ტურბულენტურ გარემოში გავრცელების შესასწავლად. $L \gg L_f$, L_f არის მანძილი დიფუზორიდან დეტექტორამდე, L_f - ოპტიკური სისტემის ფოკუსური მანძილია.

გამოსხივება რეგისტრირდება შორეულ ზონაში ფოტოდეტექტორის საშუალებით. ფოტოდეტექტორის ღერძი θ კუთხეს ადგენს ლაზერული სხივის მიმართულებასთან სინათლის ტალღის ელექტრული ველის დადებითი-სიხშირული ნაწილი, რომელიც გაივლის ფაზურ ეკრანს შეიძლება ჩავწეროთ გამოსახულებით:

$$\xi^+(\vec{r}, 0; t) = E_0 \exp \left\{ i \left[\varphi(\vec{r}, t) - \omega_0 t \right] - \frac{r^2}{W_0^2} \right\}, \quad (4.1.1)$$

სადაც $\varphi(\vec{r}, t)$ - სივრცით კოორდინატებზე დამოკიდებული შემთხვევითი ფაზათა ძვრია, განპირობებული ეკრანით. (4.1.1) გამოსახულება ჩაწერილია ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში, კოორდინატებით (\vec{r}, ϕ, z) . ფაზური ეკრანი განლაგებულია $z = 0$ სიბრტყეში. W_0 - ნაკადის ინტენსივობის გაუსური განაწილების სიგანეა და ის ახასიათებს განათებული ფართის ზომას. **ჰელმჰოლცის ფორმულის**⁴⁴ თანახმად ველი სივრცის $\vec{R} \equiv (\vec{r}, \phi, z)$ წერტილში განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$\xi^+(\vec{R}; t) = E_0 \exp[-i\omega_0 t] \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \vec{r}' \exp \left\{ i \vec{k} \cdot (\vec{r}' - \vec{R}) \right\} \exp[i\varphi(\vec{r}, t)] \exp \left(-\frac{r'^2}{W_0^2} \right), \quad (4.1.2)$$

სადაც \vec{k} - სინათლის ტალღური ვექტორია, ხოლო ინტეგრირება ხორციელდება განათებული ფართის მიხედვით. ვისარგებლოთ გარდაქმნით:

$$|\vec{r}' - \vec{R}| = \sqrt{r^2 + z^2 + r'^2 - 2(\vec{r}\vec{r}')} \approx \sqrt{r^2 + z^2} \left(1 - \frac{(\vec{r}\vec{r}')}{r^2 + z^2} \right), \quad (4.1.3)$$

ეს გარაქმნა სამართლიანია შორეულ ზონაში, როცა წყარომდე მანძილი გაცილებით დიდია ვიდრე თვით წყაროს ხაზოვანი ზომა, მაშასადამე:

$$\begin{aligned} \xi^+(\vec{R}; t) \cong E_0 \exp(-i\omega_0 t) \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \vec{r}' \exp \left[i \vec{k} \cdot \vec{R} (1 - |r'| \sin \theta \cos \psi') \right] \times \\ \times \exp[i\varphi(\vec{r}, t)] \exp \left(-\frac{r'^2}{W_0^2} \right), \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

სადაც $\psi' - \vec{r}$ - ვექტორის პოლარული კუთხეა.

⁴⁴ გერმან ლუდვიგ ფერდინანდ ჰელმჰოლცი (G.L. Helmholtz, 1821-1894) - გერმანელი ფიზიკოსი. დაამუშავა ქიმიური პროცესების თერმოდინამიკური თეორია. საფუძველი ჩაუყარა სითხის გრიგალური მოძრაობისა და ანომალური დისპერსიის თეორიებს.

გამოვთვალოთ ველის სტატისტიკური და სპექტრალური მახასიათებლები. პირველ რიგში გამოვიკვლიოთ φ ფაზური ფუნქციის თვისებები. გამოთვლების გამარტივების მიზნით, ჩავთვალოთ, რომ φ -ს აქვს გაუსური სტატისტიკა. სინათლის გავრცელებისას შემთხვევითად არაერთგვაროვან გარემოებში, როგორებიცაა მაგალითად, ატმოსფერო, ან თხევადი კრისტალი, რთულია მივიჩნიოთ φ -ს სტატისტიკა გაუსურად, მაგრამ შემდგომი ანალიზური გამოთვლების გამარტივების მიზნით, მოცემულ ეტაპზე ჩავთვალოთ, რომ φ -ს სტატისტიკა გაუსურია:

$$\langle \exp \left[-i \sum_i \varphi_i \right] \rangle = \exp \left[-\frac{1}{2} \left\langle \left(\sum_i \varphi_i \right)^2 \right\rangle \right], \quad (4.1.4)$$

კონკრეტულ შემთხვევაში, დავუშვათ, რომ ფაზის ფუნქციის სივრცითი კორელაციის სტრუქტურა ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\langle \varphi(0;t)\varphi(\vec{r};t) \rangle}{\langle \varphi^2 \rangle}. \quad (4.1.5)$$

იგი გამოთვლებში წარმოდგენილი სახით არ გხვდება, რადგან დაშვების თანახმად ეკრანზე ფაზის ძვრა დიდია:

$$\langle \varphi^2 \rangle = \overline{\varphi^2} \gg 1. \quad (4.1.6)$$

დავუშვათ, რომ $r \ll l$, სადაც l - კორელაციის რადიუსია. ამ შემთხვევაში $\rho(\vec{r})$ შეიძლება გავშალოთ მწკრივად:

$$\rho(\vec{r}) \cong 1 - \frac{r^2}{l^2}, \quad r \ll l. \quad (4.1.7)$$

სპექტრალური მახასიათებლების გამოთვლისას ჩვენ ასევე ჩავთვლით, რომ ადგილი აქვს ურთიერთ „სპექტრალურ სისუფთავეს“:

$$\langle \varphi(\vec{r};t)\varphi(\vec{r}';t') \rangle = \langle \varphi^2 \rangle \rho(\vec{r} - \vec{r}') \frac{\langle \varphi(\vec{r};0)\varphi(\vec{r};t-t') \rangle}{\langle \varphi^2 \rangle}. \quad (4.1.8)$$

უკანასკნელი წარმოადგენს ფაზის დროით კორელაციურ ფუნქციას სტაციონარული პროცესისათვის. სიდიდეები $\overline{\varphi^2}$, l და W_0 – წარმოადგენენ განსახილველი მოდელის სამ ძირითად პარამეტრს. (4.1.6) მოთხოვნის გარდა, ჩავთვალოთ აგრეთვე, რომ სრულდება პირობა:

$$\overline{\varphi^2} \gg \frac{l^2}{W_0^2}. \quad (4.1.9)$$

(4.1.9) პირობა სამართლიანი იქნება მაშინაც, როცა ფაზის ფლუქტუაციის მასშტაბი იმავე რიგისაა რაც განათებული არის ხაზოვანი ზომაა. მაშასადამე, შეიძლება ვთვათ, რომ ქვემოთ მიღებული შედეგები სამართლიანი იქნება ველის არაგაუსური სტატისტიკის შემთხვევაშიც.

შორეულ ზონაში სინათლის საშუალო ინტენსივობა შეიძლება ვიპოვოთ (4.1.3) და (4.1.4) ფორმულების საფუძველზე:

$$\begin{aligned} \langle I(\theta; t) \rangle = \langle I \rangle = & \left| E_0 \right|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r' d^2 r'' \exp[ik \sin \theta (r' \cos \psi' - r'' \cos \psi'')] \times \\ & \times \exp[-\bar{\phi}^2 (1 - \rho(r' - r''))] \exp\left[-\frac{r'^2 - r''^2}{W_0^2}\right]. \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

გადავიდეთ ახალ კოორდინატებზე, რომლებიც განისაზღვრებიან ძველი კოორდინატების ჯამითა და სხვაობით. ინტეგრირების შედეგად მივიღებთ გამოსახულებას:

$$\langle I(\theta; t) \rangle = \pi^2 W_0^2 \left| E_0 \right|^2 \int_0^\infty dr r J_0(kr \sin \theta) \exp\left\{\left[-\bar{\phi}^2 (1 - \rho(r))\right] - \frac{r^2}{W_0^2}\right\}. \quad (4.1.11)$$

ანალოგიურად შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ ინტენსივობის ფლუქტუაციის განაწილების მეორე მომენტს აქვს სახე:

$$\begin{aligned} \langle I^2 \rangle = & W_0^2 \left| E_0 \right|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 r' d^2 r'' d^2 r''' \exp\left[2ikr'' \sin \theta \cos \beta - \frac{r'^2 + r''^2 + r'''^2}{W_0^2}\right] \times \\ & \times \exp\left[-\bar{\phi}^2 (2 - \rho(r'' + r''') - \rho(r'' - r''') - \rho(r' + r'')) \rho(r' - r'') + \right. \\ & \left. + \rho(r' + r''') + \rho(r' - r''')\right)]. \end{aligned} \quad (4.1.12)$$

სადაც β – წარმოადგენს \vec{r}'' ვექტორის პოლარულ კუთხეს.

ზოგად შემთხვევაში (4.1.11) და (4.1.12) ინტეგრალები რთული ამოსახსნელია $\rho(r)$ კორელაციური ფუნქციის ყველაზე მარტივ შემთხვევაშიაც კი, რადგან ინტეგრალქვეშა გამოსახულებაში იგი ექსპონენტის ხარისხში იმყოფება. თუმცა იმ შემთხვევაში, როცა $\bar{\phi}^2 \gg 1$ ინტეგრალის გამოთვლა შესაძლოა განხორციელდეს უღელტეხილის მეთოდით⁴⁵.

⁴⁵ მეთოდი, რომელიც გამოიყენება $\int_{\gamma} \Phi(x) e^{2\phi(x)} dx$ სახის ინტეგრალების აპროქსიმირებისათვის, სადაც λ - რომელიდაც დიდი რიცხვია, ხოლო $\Phi(x)$, $\phi(x)$ მეროვორფული ფუნქციებია, γ საინტეგრაციო კონტური შეიძლება იყოს უსასრულო. ამ მეთოდს ხშირად ლაპლასის განზოგადოებულ მეთოდსაც უწოდებენ.

განვიხილოთ ფუნქცია:

$$f = \exp[\bar{\varphi}^2 \rho(r)]. \quad (4.1.13)$$

გავითვალისწინოთ, რომ $\rho(r)$ ჩვეულებრივ მდორე ფუნქციაა, რომელიც მცირდება 1-დან (როცა $r=0$), 0-მდე (როცა $r \rightarrow \infty$). მაშასადამე f საკმარისად სწრაფად მცირდება მაქსიმალური მნიშვნელობიდან $\exp[\bar{\varphi}^2]$ -დან ($r=0$) 1-მდე ($r \rightarrow \infty$). f – ფუნქციის ყველაზე სწრაფი ცვლილება ხდება მცირე r -ის შემთხვევაში, ამიტომ $\rho(r)$ ფუნქციისათვის შეიძლება გამოყენებული იქნას მიახლოებითი ტოლობა:

$$f \approx \exp(\bar{\varphi}^2) \exp\left[-\frac{\bar{\varphi}^2 r^2}{l^2}\right], \quad (4.1.14)$$

$f(r)$ ფუნქციას აქვს სიგანე $l/\sqrt{\bar{\varphi}^2}$. შესაბამისად (4.1.11) და (4.1.12) ინტეგრალების ანალიზური გამოთვლებისას შეიძლება ვისარგებლოთ მიახლოებითი ტოლობით:

$$\exp[\bar{\varphi}^2 \rho(r)] \approx 1 + [\exp(\bar{\varphi}^2) - 1] \exp\left[-\frac{\bar{\varphi}^2 r^2}{l^2}\right]. \quad (4.1.15)$$

ეს აპროქსიმაცია სამართლიანია იმ არეში, სადაც f მნიშვნელოვნად არის დამოკიდებული r -ზე, გარდა ამისა, აქვს მართებული ასიმპტოტიკა ზღვარში $r \rightarrow \infty$. (4.1.15) ჩავსვათ (4.1.11)-ში, ინტეგრირების შედეგად მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \langle I \rangle = & \pi^2 W_0^2 |E_0|^2 \left\{ W_0^2 \exp(-\bar{\varphi}^2) \exp\left(-\frac{1}{2} k^2 W_0^2 \sin^2 \theta\right) + \right. \\ & \left. + \frac{1 - \exp(-\bar{\varphi}^2)}{\frac{1}{W_0^2} + \frac{2\bar{\varphi}^2}{l^2}} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{k^2 \sin^2 \theta}{\frac{1}{W_0^2} + \frac{2\bar{\varphi}^2}{l^2}}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.1.16)$$

მარჯვენა მხარის პირველი წევრი შეესაბამება დიფრაქციას „აპერტურაზე“, ე.ი. ჩვენს შემთხვევაში კი ის შეესაბამება დიფრაქციას ლაზერული სხივის ნიმუშზე დაცემისას. მეორე წევრი კი მთლიანად განპირობებულია ფაზის ფლუქტუაციებით. $\bar{\varphi}^2$ -ის დიდი მნიშვნელობებისათვის შეიძლება უგულებელვყოთ $\exp(-\bar{\varphi}^2)$ შემცველი წევრები. (4.1.9) ტოლობის გამოყენებით (4.1.16)-დან მივიღებთ:

$$\langle I \rangle = \frac{\pi^2 W_0^2 l^2 |E_0|^2}{2\bar{\varphi}^2} \exp\left[-\frac{k^2 l^2 \sin^2 \theta}{4\bar{\varphi}^2}\right]. \quad (4.1.17)$$

ზემოთ ხსენებულ მიახლოებაში შეიძლება გამოთვლილი იქნას ასევე (4.1.12) ინტეგრალიც, რომელიც განსაზღვრავს გამოსხივების მეორე მომენტს. საკმაოდ შრომატევადი გარდაქმნის შედეგად ვღებულობთ:

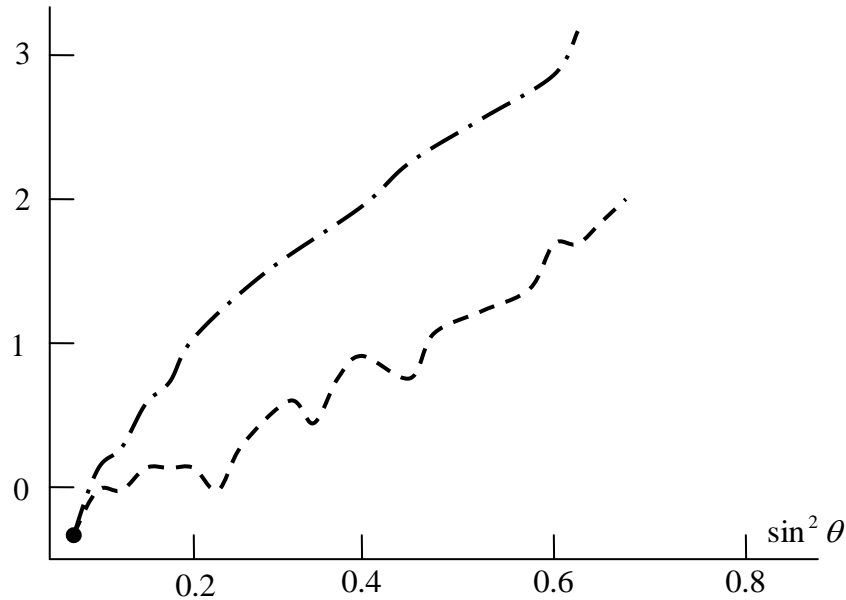
$$\frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = 2 - \frac{2l^2}{W_0^2} + \frac{l^2 \bar{\varphi}^2}{4W_0^2} \exp \left[\frac{k^2 l^2 \sin^2 \theta}{4\bar{\varphi}^2} \right]. \quad (4.1.18)$$

ეს გამოსახულება, როცა $l/W_0 \rightarrow 0$, მიისწრაფვის 2-ისაკენ ზღვრულ შემთხვევაში, რაც გაუსური სტატისტიკისათვის არის დამახასიათებელი. თუ სრულდება პირობა, $l \ll W_0$, მაშინ განაწილება მნიშვნელოვნად განსხვავდება გაუსურისაგან და ამ გარემოებას განაპირობებს (4.1.18)-ის მარჯვენა მხარეში ბოლო შესაკრების მნიშვნელში $\bar{\varphi}^2$ -ის არსებობა, რომელიც დაშვების თანახმად საკმაოდ დიდია. როცა $l \ll W_0$, მეორე მომენტი 2-ზე მეტი შეიძლება იყოს თუ $\bar{\varphi}^2$ საკმარისად დიდი სიდიდეა. უფრო, მეტიც ეს ეფექტი კიდევ უფრო გაიზრდება θ -ს გაზრდით. (4.1.17) საშუალო ინტენსივობა კი პირიქით საწინააღმდეგო თვისებებით გამოირჩევა, რადგანაც ექსპონენტის გამოსახულებაში ფიგურირებს „-“ ნიშანი.

(4.1.17) და (4.1.18) ინტენსივობების დამოკიდებულებები W_0 და θ პარამეტრებზე შემოწმებული იქნა ექსპერიმენტულად სინათლის გაბნევის შესწავლისას თხელი (25 მკმ) თხევადი კრისტალის ზედაპირიდან, რომელზედაც შექმნილი იქნა ელექტროპიროდინამიკური ტურბულენტობა (ნახ.20). გარკვეულ პირობებში ასეთი სისტემა იქცევა როგორც ოპტიკურად მკვრივი ფაზური ეკრანი. თუმცა გაბნეული სინათლის მცირე დეპოლარიზაციის არსებობა ფაზური ფლუქტუაციების გარდა განაპირობებს აგრეთვე ამპლიტუდური ფლუქტუაციების წარმოქმნას. ამპლიტუდური ფლუქტუაციების არსებობამ შეიძლება განაპირობოს უმნიშვნელო გადახრა ინტენსივობის კუთხური დამოკიდებულებიდან. სწორედ ეს გადახრები განისაზღვრება (4.1.17) და (4.1.18) ფორმულებით. ნიმუშის სასრულ სისქეზე დამოკიდებულება ვლინდება ინტენსივობის W_0 პარამეტრზე დამოკიდებულებისას. დიდი W_0 პარამეტრისათვის ეს ეფექტი მცირეა და შეიძლება უგულებელვყოთ, თუმცა, როცა W_0 და ნიმუშის სისქე ერთი და იგივე რიგის სიდიდეებია შესაძლოა ადგილი ქონდეს ტალღური ფრონტის მნიშვნელოვან დამახინჯებას. (4.1.17) და (4.1.18) გამოსახულებები შეიძლება

გამოყენებული იქნას კორელაციის მახასიათებელი l პარამეტრის ექსპერიმენტული გაზომვებისას.

უფრო მაღალი ხარისხის მომენტების გამოთვლა ზემოთ აღწერილი მეთოდით, გაცილებით რთულდება. თუმცა „მიკროფართობის“ მოდელისათვის განხილულ



ნახ. 20. 25 მკმ სისქის თხევადკრისტალური ფაზური ეკრანის მიერ გაზნეული სინათლის ინტენსივობის პირველი და მეორე მომენტების კუთხური განაწილება, როცა თხევადკრისტალურ ფაზურ ეკრანზე ელექტროჰიდროდინამიკური ტურბულენტობა შექმნილია 20 ვ ძაბვის პირობებში. ექსპერიმენტისას განათებული არის ფართობის ზომა $W_0 = 10.5$ მკმ, თხევადი კრისტალის სისქე $l = 2, 6$ მკმ, $\bar{\varphi}^2 \sim 36$.

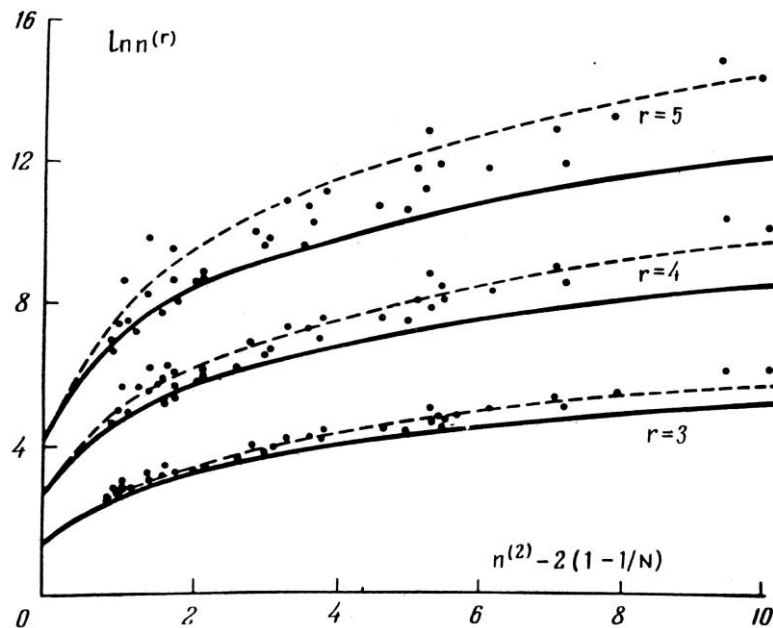
მიახლოებაში შესაძლებელია მიღებული იქნას უფრო ზოგადი შედეგები. დავუშვათ, რომ განათებული არე შედგება N რაოდენობის R არისაგან. R მიკროფართობები შორეულ ტალღურ ზონაში სტატისტიკურად დამოუკიდებელ წვლილს იძლევა. ეს მოდელი $\exp(-\bar{\varphi}^2)$ წევრების უგულვებელყოფის საშუალებას იძლევა, მაშასადამე:

$$\xi^+(\theta; t) = \sum_{j=1}^N a_j(\theta, t) \exp(i\psi_j), \quad (4.1.19)$$

$$a_j^2(\theta, t) = |E_0|^2 \int_R \int_R \exp[ik|\vec{r} - \vec{r}'| \sin \theta \cos \beta + \varphi_j(\vec{r}; t) - \varphi_j(\vec{r}'; t)] d^2 r d^2 r', \quad (4.1.20)$$

სადაც β - კუთხე შეესაბამება $|\vec{r} - \vec{r}'|$ პოლარულ ვექტორს.

ამრიგად, წარმოდგენილი სინათლის გაბნევის შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელი სამართლიანია მცირე განათებული არის შემთხვევაში. გაბნეული ტალღის ფრონტის დახრის კუთხე განისაზღვრება სიდიდით $\sqrt{\overline{\phi^2}}/kl$, რომელიც ახლოსაა (4.1.17) ფორმულით განსაზღვრული საშუალო ინტენსივობის განაწილების კუთხური სიგანის მნიშვნელობასთან. როდესაც განათებულ არეში ტალღურ ფრონტზე „წახნაგების“ რაოდენობა საკმარისად დიდია, მაშინ სინათლის განაწილების სტრუქტურა ექვემდებარება გასაშუალოებას, მაგრამ როცა „წახნაგების“ რიცხვი მცირეა, მაშინ დაცემული სინათლე შეიძლება გაიბნეს მკაცრად განსაზღვრულ



ნახ.21. მაღალი რიგის სტატისტიკური მომენტების დამოკიდებულება მეორე რიგის მომენტზე. თეორიული შედეგების შედარება ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. ექსპერიმენტული მონაცემები გრაფიკზე მოცემულია წერტილოვანი სახით.

მხოლოდ რამდენიმე მიმართულებით. ეს ეფექტი სინამდვილეშიც დამზერადი ხდება ექსპერიმენტულად. საინტერესოა, რომ თხევად კრისტალურ სისტემებში ეს ეფექტი შეიძლება შევნიშნოთ შეუიარაღებელი თვალით მაშინაც კი, როცა ნიმუშის განათება ხორციელდება ვარვარების ნათურით. როგორც ჩანს ეს გარემოება დამოკიდებულია იმაზე, რომ ნიმუშის თხელი სტრუქტურის სხვადასხვა არიდან სინათლის კონის სვლათა სხვაობა არის სულ რაღაც რამდენიმე ტალღის სიგრძის ტოლი ე.ი. პრაქტიკულად არის თეთრი სინათლის კოჰერენტულობის სიგრძის რიგის.

ნახ.21-ზე აგებულია n -ური რიგის მომენტის დამოკიდებულება მეორე რიგის მომენტზე. შედარებულია ექსპერიმენტულ შედეგებთან და ვხედავთ, რომ იგი კარგ თანხვედრაშია თეორიულ შედეგებთან [49].

შემთხვევითი ფაზური ეკრანიდან გაბნეული სინათლის (4.1.8) სპექტრი შეიძლება ჩავწეროთ შემდეგი სახით [48]:

$$\begin{aligned} \langle \varphi(\vec{r}; t) \varphi(\vec{r}'; t') \rangle = & \pi^2 |E_0|^2 W_0^2 \int_0^\infty dr'' r'' J_0(kr'' \sin \theta) \exp\left(-\frac{r^2}{2W_0^2}\right) \times \\ & \times \exp\left(-\bar{\varphi}^2\right) \left[1 - \rho(r'') \frac{\langle \varphi(\vec{r}; 0) \varphi(\vec{r}; \tau) \rangle}{\langle \varphi^2 \rangle} \right]. \end{aligned} \quad (4.1.21)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა:

$$\sigma(\tau) = \frac{\langle \varphi(\vec{r}; 0) \varphi(\vec{r}; \tau) \rangle}{\langle \varphi^2 \rangle}. \quad (4.1.22)$$

(4.1.21) ინტეგრალში ძირითად წვლილს იძლევა მცირე არეები r'' . დავუშვათ, რომ $\bar{\varphi}^2$ იმდენად დიდია, რომ დაცულია პირობა:

$$\sigma(\tau) \bar{\varphi}^2 \gg 1. \quad (4.1.23)$$

მაგალითად, თხევადი კრისტალისათვის ეს პირობა სრულდება, როცა $\sigma(\tau) \gg 0,03$, რადგან $\bar{\varphi}^2 \sim 36$. ვისარგებლოთ მიახლოებითი გარდაქმნით:

$$\exp\left(\sigma(\tau) \bar{\varphi}^2\right) \approx 1 + (e^{\sigma(\tau) \bar{\varphi}^2} - 1) \exp\left[-\frac{\bar{\varphi}^2 \sigma(\tau) r^2}{l^2}\right]. \quad (4.1.24)$$

(4.1.24) გავითვალისწინოთ (4.1.21)-ში და მხედველობაში მივიღოთ, რომ:

$$\frac{\bar{\varphi}^2 \sigma(\tau)}{l^2} \gg \frac{1}{W_0^2}, \quad (4.1.25)$$

შეიძლება გამოვთვალოთ ველის სპექტრი:

$$g^{(1)}(\theta; \tau) = \frac{\exp\left[\bar{\varphi}^2 (\sigma(\tau) - 1)\right]}{\sigma(\tau)} \exp\left(-\frac{k^2 l^2 \sin^2 \theta}{4\bar{\varphi}^2}\right) \left(\frac{1}{\sigma(\tau)} - 1\right). \quad (4.1.26)$$

რადგან $\bar{\varphi}^2 \gg 1$, ამიტომ პირველი ექსპონენციალური მამრავლის დახმარებით $g^{(1)}(\theta; \tau)$ ფუნქციის ყოფაქცევა განისაზღვრება ფაზური სპექტრის ფორმით, მხოლოდ $\tau = 0$ არისათვის. ცხადია:

$$4\bar{\varphi}^2 \gg k^2 l^2 \sin^2 \theta \left(\frac{1}{\sigma(\tau)} - 1\right),$$

ასე, რომ (4.1.26) ტოლობის მეორე ექსპონენტა 1-ის რიგისაა. ამ პირობებში $\tau = 0$ -ის მახლობლად $\sigma(\tau)$ მწკრივად გაშლა და შემდეგ გათვალისწინება (4.1.26)-ში გვაძლევს:

$$g^{(1)}(\theta; \tau) \approx \exp\left[-\frac{\bar{\phi}^2 \tau^2}{\tau_c^2}\right], \quad \text{როცა } \sigma(\tau) = -\frac{\tau^2}{\tau_c^2}, \quad (4.1.27)$$

$$g^{(1)}(\theta; \tau) \approx \exp\left[-\frac{\bar{\phi}^2 |\tau|}{\tau_c}\right], \quad \text{როცა } \sigma(\tau) = -\frac{|\tau|}{\tau_c}. \quad (4.1.28)$$

ამრიგად, ფაზის სპექტრის გაუსური და ლორენცისეული ფორმის შემთხვევაში შესაბამისად გაბნეული სინათლის სპექტრსაც ასეთივე ფორმა გააჩნია, თუმცა კორელაციის დრო მნიშვნელოვნად იცვლება $\bar{\phi}^2$ მამრავლის არსებობის გამო.

აღსანიშნავია, რომ რადგან $g^{(1)}(\theta; \tau)$ მნიშვნელოვანია, როცა $\tau \ll \tau_c$, ამიტომ (4.1.27) და (4.1.28) მიახლოებები სავსებით მართებულია.

მოცემულ პირობებში გამოვთვალოთ ინტესივობის სპექტრი:

$$\begin{aligned} \langle I(\theta; t)I(\theta; t + \tau) \rangle &= \pi^2 W_0^2 |E_0|^4 \int_0^\infty d^2 r' d^2 r'' d^2 r''' \times \\ &\times \exp\left[2ikr'' \sin \theta \cos \beta - \frac{r'^2 + r''^2 + r'''^2}{W_0^2}\right] \times \\ &\times \exp\left\{-\bar{\phi}^2 [2 - \rho(r'' + r''') - \rho(r'' - r''') - \sigma(\tau)]\right\} \times \\ &\times [\rho(r' + r'') + \rho(r' - r'') - \rho(r' + r''') - \rho(r' - r''')]. \end{aligned} \quad (4.1.29)$$

ზემოთ შემოღებული მიახლოების გათვალისწინებით, საკმაოდ გრძელი გამოთვლების შემდეგ ვღებულობთ გამოსახულებას მეორე რიგის ნორმირებული კორელაციური ფუნქციისათვის:

$$g^{(2)}(\theta; \tau) = \left(1 - \frac{l^2}{W_0^2}\right) \left(1 + |g^{(1)}(\theta; \tau)|^2\right) + \frac{F(\tau) \bar{\phi}^2 l^2}{W_0^2} \exp\left[\frac{k^2 l^2 \sigma(\tau) \sin^2 \theta}{2 \bar{\phi}^2 [1 + \sigma(\tau)]}\right]. \quad (4.1.30)$$

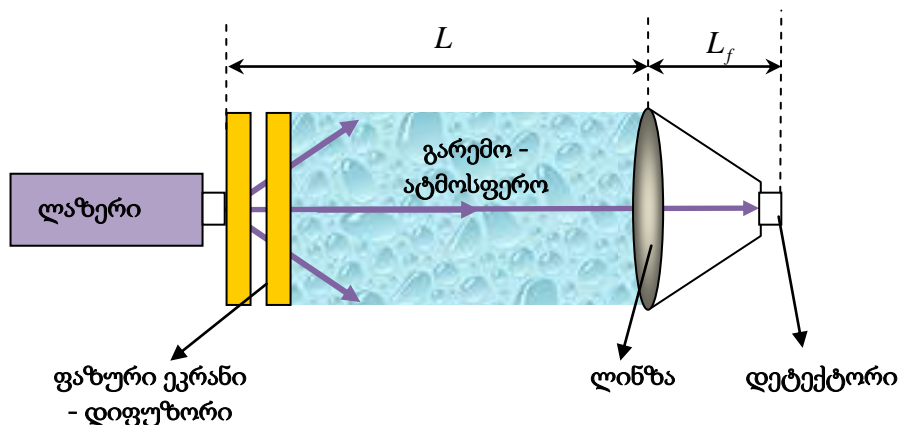
როცა $\tau = 0$, მაშინ $F(0) = 1/4$ და (4.1.30) გამოსახულება გადადის (4.1.18) გამოსახულებაში. τ -ს ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის $F(\tau)$ გამოთვლა საკმაოდ რთულია. „მიკროფართობის“ მოდელზე დაყრდნობით გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ გაუსური მამრავლი და კუთხური დამოკიდებულება, რომლებიც (4.1.30) ტოლობით განისაზღვრება.

ამრიგად, არაგაუსური წევრი იწვევს მხოლოდ სპექტრის ფორმის დამახინჯებას, მაგრამ ამავე დროს იზრდება კორელაციის დრო ფაზის ფლუქტუაციის მახასიათებელი დროის რიგამდე. ცნობილია, რომ ფაზის სპექტრის პირდაპირი გაზომვა შესაძლებელია მხოლოდ არაგაუსური სტატისტიკის პირობებში. თუ გავზომავთ $g^{(1)}(\theta; \tau)$ -ს (4.1.30)-ის საფუძველზე გაუსური სტატისტიკის პირობებში, მივიღებთ არასწორ შედეგს გაზომვის პროცესის ფლუქტუაციის მახასიათებელი დროისათვის, რაც $\bar{\phi}^2$ -ის დიდი მნიშვნელობითა იქნება განპირობებული.

§4.2. ნაწილობრივ კოჰერენტული ლაზერული სხივის გავრცელება ტურბულენტურ ატმოსფეროში

სხივის მატრიცული თეორიისა და წყაროს მახლობლად შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელის საფუძველზე მივიღოთ გაუსური სხივის ანალიზური გამოსახულება ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციისა და სცინტილაციის ინდექსისათვის სუსტი ატმოსფერული ტურბულენტობის პირობებში.

შევისწავლოთ ფაზური ეკრანით ინდუცირებული ნაწილობრივ კოჰერენტული ტალღების სცინტილაციის ინდექსის დამოკიდებულება დიფუზორის კორელაციურ რადიუსზე და დიფუზორიდან მანძილზე სუსტი ატმოსფერული ტურბულენტობის პირობებში.



ნახ. 22. ნაწილობრივ კოჰერენტული ლაზერული სხივის გავრცელება ატმოსფეროში.

ნაწილობრივ კოჰერენტული ლაზერული სხივის გავრცელების სქემატური დიაგრამა მოცემულია ნახ. 22-ზე.

ადვილი საჩვენებელია, რომ ატმოსფეროს გავლით გავრცელებული ნაწილობრივ კოჰერენტული ლაზერული სხივი არის TEM_{00} განივი ელექტრომაგნიტური ტალდა, რომელიც აღიწერება შემდეგი პარამეტრებით:

$$\lambda_0 = 1 - \frac{L}{F_0}, \quad \Lambda_0 = \frac{2L}{kW_0^2}. \quad (4.2.1)$$

სადაც k - ლაზერის ტალღური რიცხვია, L - ლაზერული სხივის გავრცელების მანძილი დიფუზორიდან შემკრებ ლინზამდე, F_0 - ტალღის წინა ფრონტის სიმრუდის რადიუსია, ხოლო W_0 - ლაზერის გამოსასვლელზე სხივის გამოსასვლელი ხვრელის რადიუსია.

ჩავთვალოთ, რომ დიფუზორი ემორჩილება გაუსურ სტატისტიკას [6]:

$$\Phi_s(\chi) = \frac{\langle \mu^2 \rangle l_c^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{1}{4}l_c^2\chi^2\right). \quad (4.2.2)$$

სადაც χ - ატმოსფერული ტალღური რიცხვია, $\langle \mu^2 \rangle$ - ფაზური ეკრანის ფლუქტუაციებით განპირობებული გარდატეხის მაჩვენებლის საშუალო მნიშვნელობაა; l_c - განივი კორელაციის რადიუსია, რომელიც დაკავშირებულია გაუსური ფაზური ეკრანის σ_g^2 ფლუქტუაციებთან თანაფარდობით [52]:

$$l_c^2 = 2\sigma_g^2. \quad (4.2.3)$$

დიფუზორი არ ცვლის სხივის ზომას, მაგრამ მისგან გამოსული სხივის გაბნევის ეფექტი შეიძლება შევაფასოთ ნაწილობრივ კოჰერენტული ლაზერული სხივის სცინტილაციის ინდექსით. შემოვიტანოთ ხვრელის ეფექტური რადიუსის ცნება:

$$\frac{1}{F_{after\ screen}} = \frac{1}{F_0} + \frac{1}{F_R}. \quad (4.2.4)$$

სადაც F_R - ხვრელის ფაზური ფრონტის რადიუსია. შემოვიტანოთ უგანზომილებო სიდიდე:

$$\eta_c = \frac{L}{kl_c^2}. \quad (4.2.5)$$

ეს სიდიდე ერთმანეთთან აკავშირებს ფაზური ეკრანის ოპტიკურ ძალას ფრენელის პირველი რადიუსთან. სხვის ვუწოდოთ „ეფექტური“, ხოლო მის მახასიათებელ პარამეტრს კი - „სცინტილაციის ინდექსი“. მეორე რიგის სტატისტიკის შემთხვევაში სხვის „ეფექტური“ ნაწილი არ ატარებს რაიმე ფიზიკურ არსს, ჩვენ შეგვიძლია ვაჩვენოთ, რომ სცინტილაციის ინდექსი წარმოადგენს სწორედ სხვის მრავალჯერადი გაბნევის შედეგს. უფრო დეტალურად მას განვიხილავთ ამ თავის მესამე პარაგრაფში (იხ. §4.3).

შემოვიტანოთ λ_1 და Λ_1 პარამეტრები ლაზერის სხვისათვის, რომელიც ეცემა შემკრებ ლინზას. ლინზაზე დაცემული სხვის რადიუსი ავლნიშნით W_1 , ხოლო სხვის წინა ფრონტის სიმრუდის რადიუსი კი ავლნიშნით F_1 -ით:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{\Lambda_0^2 + \lambda_0^2}, \quad \Lambda_1 = \frac{\Lambda_0}{\Lambda_0^2 + \lambda_0^2}, \quad (4.2.6)$$

გაუსური ლინზის გავლის შემდეგ სხვი მიმდებ დეტექტორზე რეგისტრირდება. მიმდებ დეტექტორზე სხვის რადიუსი ავლნიშნით W_G , ხოლო მიმდებზე სხვის წინა ფრონტის სიმრუდის რადიუსი კი - F_G -თი. მანძილი ლინზიდან დეტექტორის სიბრტყემდე ავლნიშნით - L_f . სხვი W_2 - რადიუსით და წინა ფრონტის სიმრუდის F_2 რადიუსით (4.2.6) ფორმულების საფუძველზე შეიძლება ასე ჩავწეროთ:

$$\lambda_2 = \frac{L}{L_f} \left[\frac{\lambda_1 + \frac{2L}{kW_G^2}}{\left(\frac{L}{L_f} - \frac{L}{F_G} + 1 - \Lambda_1\right)^2 + \left(\lambda_1 + \frac{2L}{kW_G^2}\right)^2} \right], \quad (4.2.7)$$

$$\Lambda_2 = \frac{L}{L_f} \left[\frac{\frac{L}{L_f} - \frac{L}{F_G} + 1 - \Lambda_1}{\left(\frac{L}{L_f} - \frac{L}{F_G} + 1 - \Lambda_1\right)^2 + \left(\Lambda_1 + \frac{2L}{kW_G^2}\right)^2} \right]. \quad (4.2.8)$$

როცა $\Lambda_2 = 0$. ABCD სხვიური მატრიცა ოპტიკური სისტემის სიბრტყეში არის:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.2.9)$$

ოპტიკური სისტემის დეტექტორის სიბრტყეში ამ მატრიცას აქვს შემდეგი სახე:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & L_f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ i \frac{2}{kW_G^2} - \frac{1}{F_G} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} 1 + \left(i \frac{2}{kW_G^2} - \frac{1}{F_G} \right) L & L + L \left(1 + \left(i \frac{2}{kW_G^2} - \frac{1}{F_G} \right) L \right) \\ i \frac{2}{kW_G^2} - \frac{1}{F_G} & 1 + \left(i \frac{2}{kW_G^2} - \frac{1}{F_G} \right) L \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.2.10)$$

§4.3. თავისუფალ სივრცეში გავრცელება

შემკრები გაუსური ლინზის სიბრტყეში სინათლის ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქცია შეიძლება ასე გამოვსახოთ [7]:

$$\begin{aligned} \Gamma_d(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L) &= \Gamma_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L) \times \\ &\times \exp \left\{ -4\pi^2 k^2 \Delta z \int_0^\infty \chi \Phi_s(\chi) \left(1 - e^{-\frac{\lambda_1 L \chi^2}{k}} \right) J_0(\chi |\Lambda_1 \vec{p} - 2i\lambda_1 \vec{r}|) d\chi \right\} = \\ &= \Gamma_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L) \exp \left[\sigma_d^2(\vec{r}_1, L) + \sigma_d^2(\vec{r}_2, L) \right] \exp[-T_d] \exp \left[-\frac{1}{2} \Delta_d(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L) \right]. \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

სადაც $\Gamma_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L)$ არის ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქცია ფაზური ეკრანის არარსებობისას და განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$\Gamma_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L) = \frac{W_0^2}{W_1^2} \exp \left(-\frac{2r^2}{W_1^2} - \frac{\rho^2}{2W_1^2} - i \frac{k}{F_1} (\vec{p}\vec{r}) \right), \quad (4.3.2)$$

მოცემულ შემთხვევაში:

$$\vec{r} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad \vec{\rho} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2, \quad r = |\vec{r}|, \quad \rho = |\vec{\rho}|.$$

(4.3.1)-ში ყველა ექსპონენციალური მამრავლი განპირობებულია ფაზური ეკრანის ფლუქტუაციებით და განისაზღვრება (4.2.9) სხივური მატრიცით. ფაზური ეკრანისათვის გაუსური სპექტრის გამოყენება საშუალებას გვაძლევს ანალიზურად გამოვსახოთ ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის რადიალური კომპონენტი $\sigma_d^2(r, L)$:

$$\sigma_d^2(r, L) = \frac{\sqrt{\pi} k^2 \langle \mu \rangle^2 l_c \Delta z}{2(1 + 4\lambda_1 \eta_c)} \left[\exp \left(\frac{4\lambda_1^2 r^2}{l_c^2 (1 + 4\lambda_1 \eta_c)} \right) - 1 \right], \quad (4.3.3)$$

სადაც Δz - არის ეკრანის სისქე. ვისარგებლოთ ნორმირების პირობით და ჩავთვალოთ, რომ :

$$\frac{\sqrt{\pi} k^2 \langle \mu \rangle^2 l_c \Delta z}{2(1+4\lambda_1 \eta_c)} = 1. \quad (4.3.4)$$

(4.3.3)-ში ექსპონენტის არგუმენტი მცირე სიდიდეა. გავშალოთ მწკრივად მცირე არგუმენტით აპროქსიმაციის შედეგად გამოსახულება ღებულობს მარტივ სახეს:

$$\sigma_d^2(r, L) = \left(\frac{2\lambda_1^2 r^2}{l_c^2 (1+4\lambda_1 \eta_c)} \right). \quad (4.3.5)$$

ანალოგიურად, გასწვრივი კომპონენტი T_d , (4.3.4) ნორმალიზაციის შემდეგ და მცირე არგუმენტით აპროქსიმირების შედეგად ღებულობს სახეს:

$$T_d = 4\lambda_1 \eta_c. \quad (4.3.6)$$

სტრუქტურული ფუნქცია $\text{Re}[\Delta_d(\rho, L)]$ მიღებულია [35] შრომაში. თუ ვისარგებლებთ შესაბამისი გამოსახულებით, მოცემულ პირობებში, ჩვენი პარამეტრებისათვის ვღებულობთ:

$$\text{Re}[\Delta_d(\rho, L)] = 2 \left(\frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1^2}{1+4\lambda_1 \eta_c} \right) \frac{\rho^2}{l_c^2}. \quad (4.3.7)$$

(4.3.1), (4.3.5), (4.3.7) ფორმულების კომბინაცია გვაძლევს ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციისათვის საბოლოო გამოსახულებას:

$$\begin{aligned} \Gamma_d(r_1, r_2, L) = & \left(\frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1^2}{1+4\lambda_1 \eta_c} \right) \exp \left[-\frac{(2r^2 + \rho^2/2)}{W_1^2 (1+4\lambda_1 \eta_c)} \right] \times \\ & \times \exp \left[-\left(\frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1^2}{1+4\lambda_1 \eta_c} \right) \frac{\rho^2}{l_c^2} \right] \exp \left[\frac{ik}{L} \left(\frac{1 - \Lambda_1 + 4\lambda_1 q_c}{1+4\lambda_1 \eta_c} \right) (\vec{r}\vec{p}) \right], \end{aligned} \quad (4.3.8)$$

მისი მიღებისას ვისარგებლეთ მიახლოებითი გამოსახულებით:

$$e^{-T} \approx \frac{1}{1+T}. \quad (4.3.9)$$

შესაბამისად, ლაზერული სხივის ეფექტური ზომა ფაზური ეკრანის გავლით მიიღება (4.3.8) გამოსახულებიდან:

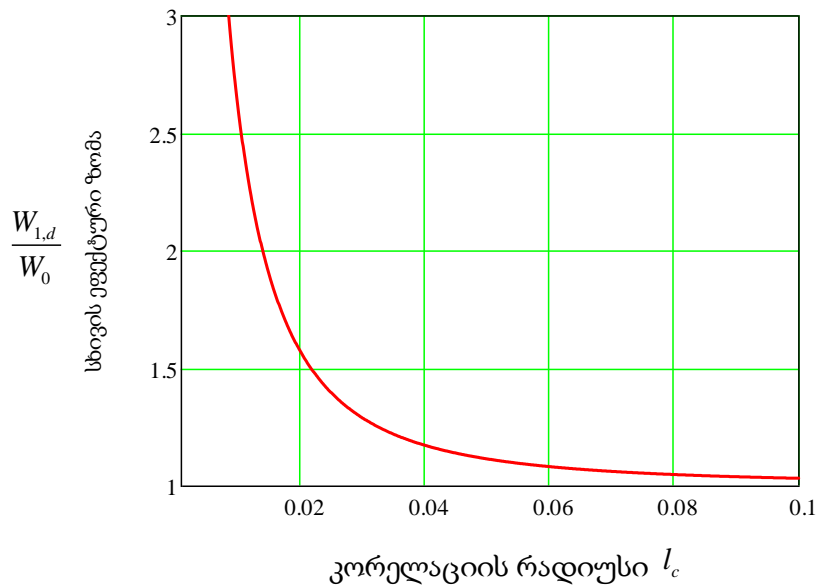
$$W_{1,d} \cong W_1 (1+T)^{1/2} = W_1 (1+4\lambda_1 \eta_c)^{1/2}. \quad (4.3.10)$$

გამოსახულებები (4.3.7) და (4.3.8) პრაქტიკულად იგივეა, რაც მიღებული იყო [46] შრომაში.

ნახ.23 გვიჩვენებს დიფუზორის გავლით ლაზერული სხივის ეფექტური ნორმირებული რადიუსის $W_{1,d} / W_0$ (ნორმირებულია სხივის საწყის რადიუსზე $W_0 = 2.5$ სმ) დამოკიდებულებას კორელაციის რადიუსზე l_c , როცა ტალღის სიგრძე $\lambda = 0.5$ მკმ. გამოსხივების საშუალო ინტენსივობისათვის გამოსახულება შეიძლება მივიღოთ (4.3.8)-დან, თუ ჩავთვლით, რომ $\bar{r}_1 = \bar{r}_2 = \bar{r}$ და გამოვიყენებთ (4.3.9) მიახლოებას:

$$\langle I_{1,d}(r, L) \rangle \cong \frac{W_0^2}{W_1^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{W_1^2}\right) \exp(2\sigma_d^2(r, L)) \exp(-T_d) = \frac{W_0^2}{W_{1,d}^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{W_{1,d}^2}\right). \quad (4.3.11)$$

(4.3.11) ფორმულა ასევე თანხვედრაშია [52] შრომაში მიღებულ შედეგებთან.



ნახ. 23. დიფუზორის გავლით თავისუფალ სივრცეში გავრცელებული ლაზერული სხივის ეფექტური ნორმირებული $W_{1,d} / W_0$ რადიუსის დამოკიდებულება კორელაციის რადიუსზე l_c , როცა: $W_0 = 2.5$ სმ, $\lambda = 0.5$ მკმ, $L = 500$ მ.

[6]-შრომაში მიღებული შედეგების გამოყენებით შეიძლება გამოვთვალოთ ლაზერის სხივის ლაქის საშუალო ზომა დეტექტორის სიბრტყეში. შრომაში მიღებული შედეგის ადაპტირებას ვახდენთ ნაწილობრივ კოჰერენტული სინათლისათვის, როცა სხივის გავრცელების პარამეტრი არის:

$$\rho_{1,d} = \sqrt{\frac{(1+4\lambda_1\eta_c)l_c^2}{\lambda_1^2 + \Lambda_1^2}}. \quad (4.3.12)$$

(4.3.10) გამოსახულების გამოყენებით, სხივის ლაქის ზომა შეიძლება შემდეგნაირად ჩავწეროთ:

$$\rho_{1,d} = \frac{W_{1,d}}{W_0} l_c. \quad (4.3.13)$$

ეს მარტივი კავშირი გვიჩვენებს რომ სხივის ლაქის ზომა დეტექტორის სიბრტყეში პროპორციულია ფაზური ეკრანის ძალის და უკუპროპორციულია ლაზერის სხივის ენერგიის.

ძლიერი დიფუზორის შემთხვევაში $l_c \rightarrow 0$, შესაბამისად (4.3.12) გამოსახულება შეიძლება გავშალოთ მწკრივად მცირე არგუმენტით და შემოვიფარგლოთ პირველი ორი წევრით, მივიღებთ:

$$\rho_{1,d} = \frac{\sqrt{2}L\lambda}{\pi W_0}. \quad (4.3.14)$$

ფლუქტუაციების მოსვლის კუთხის ცვლილება (გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოების თანახმად) დამოკიდებულია (4.3.7) სტრუქტურულ ფუნქციაზე:

$$\sigma_{\beta,d}^2 = \frac{\Delta_d(D_G, L)}{(kD_G)^2} = \frac{\lambda}{\pi l_c^2} \left(\frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1^2}{1+4\lambda_1 q_c} \right) = \frac{\lambda W_0^2}{\pi l_c W_{1,d}^2}, \quad (4.3.15)$$

სადაც $D_G = 8W_G$ ოპტიკური სისტემის ხვრელის დიამეტრია, რომელსაც ლაზერის წყარო ქმნის.

გამოვთვალოთ სცინტილაციის ინდექსი $\sigma_{1,d}^2(r, L)$ დიფუზორის გავლით სხივის თავისუფალ სივრცეში გავრცელებისას. განვიხილოთ მხოლოდ სწრაფი დეტექტორის შემთხვევა. ამ შემთხვევაში წყაროს კორელაციის დრო:

$$\tau_s \cong \frac{1}{B},$$

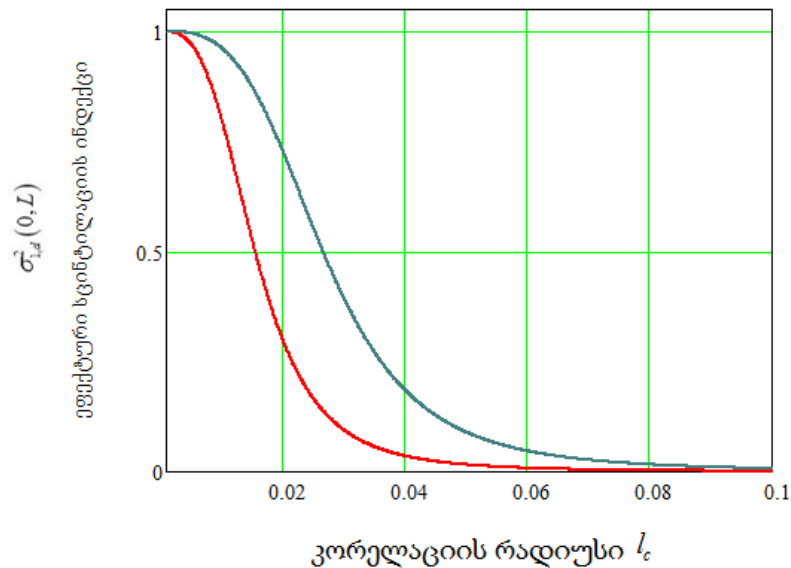
სადაც B არის წყაროს სიხშირული ზოლის სიგანე. τ_s - დრო გაცილებით დიდია ვიდრე დეტექტორის ინტეგრაციის დროის ინტერვალი τ_d . ე.ი. $\tau_s \gg \tau_d$. ნელი დეტექტორის შემთხვევაში კი $\tau_s \ll \tau_d$ და სცინტილაციის ინდექსი უმნიშვნელოდაა დამოკიდებული კორელაციის l_c რადიუსზე.

თუ ვისარგებლებთ [7] ნაშრომის შედეგებით, მაშინ $\sigma_{1,d}^2(r, L)$ -ისათვის (4.2.2) გაუსური სპექტრული მოდელის შემთხვევაში, ზემოთ განხილული აპროქსიმაციისა და ნორმირების გათვალისწინებით, სცინტილაციის ინდექსის სხივური კომპონენტისათვის ($r = 0$) მივიღებთ:

$$\sigma_{1,d}^2(0, L) = 1 - \frac{\frac{l_c^4}{16}(1+4\lambda_1\eta_c)^2}{\frac{l_c^4}{16}(1+4\lambda_1\eta_c)^2 + \left(\frac{L\Lambda_1}{k}\right)^2} = \frac{\left(\frac{L\Lambda_1}{k}\right)^2}{\frac{l_c^4}{16} \frac{W_{1,d}}{W_1} + \left(\frac{L\Lambda_1}{k}\right)^2}. \quad (4.3.16)$$

$\sigma_{1,d}^2(0, L)$ ანალიზური გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ სუსტი დიფუზორის შემთხვევაში სცინტილაციის ინდექსი უახლოვდება 0-ს, მაშინ როცა დიფუზორისთვის, რომლის კორელაციის რადიუსი ფრენელის პირველი ზონის რადიუსის რიგისაა, სცინტილაციის ინდექსი იზრდება 1-მდე, როგორც ეს ნაჩვენებია [46] შრომაში.

ნახ.24-ზე მოცემულია ეფექტური სცინტილაციის ინდექსი, როგორც კორელაციის რადიუსის ფუნქცია დიფუზორიდან შემკრებ ლინზამდე სხვადასხვა მანძილისათვის. კერძოდ, $L = 200$ მ ნახაზზე შეესაბამება წითელი წირი, ხოლო $L = 500$ მ კი მწვანე წირი. ეს შედეგები პრაქტიკულად ემთხვევა [9] შრომაში მიღებულ შედეგებს.



ნახ.24. ეფექტური სცინტილაციის ინდექსის დამოკიდებულება კორელაციის რადიუსზე l_c , დიფუზორიდან შემკრებ ლინზამდე სხვადასხვა მანძილისათვის: $L = 200$ მ (წითელი წირი), $L = 500$ მ (მწვანე წირი), როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ.

ფოტოდეტექტორის სიბრტყეში, ფაზური ეკრანის r_1 და r_2 წერტილებში, ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის მოდული ეფუძნება სხივურ მატრიცას (4.2.10) და ღებულობს ფორმას:

$$\Gamma_d(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L + L_f) = \Gamma_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L + L_f) \times \exp[\sigma_d^2(\vec{r}_1, L + L_f) + \sigma_d^2(\vec{r}_2, L + L_f)] \exp[-T_d] \exp\left[-\frac{1}{2} \Delta_d(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L + L_f)\right]. \quad (4.3.17)$$

სადაც მარჯვენა მხარის პირველი მამრავლი მოიცემა გამოსახულებით:

$$\Gamma_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, L + L_f) = \frac{W_0^2}{W_2^2} \exp\left(\frac{2r^2}{W_2^2} - \frac{\rho^2}{2W_2^2} - i \frac{k}{F_2} (\vec{p}\vec{r})\right). \quad (4.3.18)$$

(4.1.5) სპექტრის საფუძველზე რადიალური კომპონენტი იქნება:

$$\sigma_d^2(r, L + L_f) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} k^2 \langle \mu^2 \rangle l_c \Delta z \frac{\lambda_1 + \frac{2L}{kW_G^2}}{\lambda_1 + \Omega_G + 4\eta_c \left(\Lambda_1^2 + \lambda_1 \frac{2L}{kW_G^2} \right)} \times \left\{ \exp\left[\frac{4L^2 \Lambda_1^2 r^2}{L_f^2 \left(\lambda_1 + \frac{2L}{kW_G^2} \right) l_c^2 \left[\lambda_1 + \frac{2L}{kW_G^2} + 4\eta_c \left(\Lambda_1^2 + \lambda_1 \frac{2L}{kW_G^2} \right) \right]} \right] - 1 \right\}. \quad (4.3.19)$$

მოვახდინოთ (4.3.19) ფორმულის ნორმირება ერთზე:

$$\frac{1}{2} \sqrt{\pi} k^2 \langle \mu^2 \rangle l_c \Delta z \frac{\lambda_1 + \Omega_G}{\lambda_1 + \Omega_G + 4\eta_c (\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G)} = 1. \quad (4.3.20)$$

და გავშალოთ მწკრივად მცირე არგუმენტის მიხედვით, მივიღებთ:

$$\sigma_d^2(r, L + L_f) \cong \frac{2L^2 \Lambda_1^2 r^2}{L_f^2 l_c^2 (\lambda_1 + \Omega_G) \left[\lambda_1 + \Omega_G + 4\eta_c (\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G) \right]}. \quad (4.3.21)$$

ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის გასწვრივი კომპონენტისათვის (4.3.17)-დან (4.3.20) ნორმირების პირობის გათვალისწინებით და მცირე არგუმენტით აპროქსიმაციის შედეგად ვღებულობთ:

$$T_d = 4\eta_c \left(\frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G}{\lambda_1 + \Omega_G} \right). \quad (4.3.22)$$

[6] შრომის მიხედვით სტრუქტურული ფუნქციის რეალური ნაწილი გამოსახულების სიბრტყეში აპროქსიმაციის შედეგად ღებულობს სახეს:

$$\operatorname{Re}\left[\Delta_d(r_1, r_2, L + L_f)\right] \cong \frac{2L^2(\lambda_1^2 + \Lambda_1^2)\rho^2}{L_f^2 l_c^2 (\lambda_1 + \Omega_G) [\lambda_1 + \Omega_G + 4(\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G)\eta_c]}. \quad (4.3.23)$$

(4.3.21) – (4.3.23) ფორმულები, (4.3.17) განტოლებასთან ერთად საშუალებას გვაძლევს ვიპოვოთ ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის მოდული:

$$\begin{aligned} |\Gamma_d(r_1, r_2, L + L_f)| &= \Gamma_0(r_1, r_2, L + L_f) \exp\left[\frac{2L^2 \Lambda_1^2 (r_1^2 + r_2^2)}{L_f^2 (\lambda_1 + \Omega_G) l_c^2 [\lambda_1 + \Omega_G + 4\eta_c (\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G)]}\right] \times \\ &\times \exp\left[-4\eta_c \left(\frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G}{\lambda_1 + \Omega_G}\right)\right] \exp\left[-\frac{L^2 (\lambda_1^2 + \Lambda_1^2) \rho^2}{L_f^2 l_c^2 (\lambda_1 + \Omega_G) [\lambda_1 + \Omega_G + 4(\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G)\eta_c]}\right]. \end{aligned} \quad (4.3.24)$$

განხილული შემთხვევის ანალოგიურად, დეტექტორის სიბრტყეში (4.3.24)-დან ადვილად მიიღება გამოსახულებები ლაზერული სხივის კონისა და ლაქის საშუალო ზომისათვის:

$$W_{2,d} = W_2 \left(1 + 4\eta_c \frac{\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G}{\lambda_1 + \Omega_G}\right)^{1/2}, \quad (4.3.25)$$

$$\rho_{2,d} = \sqrt{\frac{L_f^2 l_c^2 (\lambda_1 + \Omega_G) [\lambda_1 + \Omega_G + 4\eta_c (\Lambda_1^2 + \lambda_1 \Omega_G)]}{L^2 (\lambda_1^2 + \Lambda_1^2)}}. \quad (4.3.26)$$

ამრიგად, საშუალო ინტენსივობის გამოსახულებისათვის (4.3.11)-დან ვღებულობთ:

$$\langle I_d(r, L + L_f) \rangle = CF \times \langle I_d(r, L) \rangle = \left(\frac{\pi W_G^2}{\lambda F_G}\right)^2 \frac{W_0^2}{W_{1,d}^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{W_{1,d}^2}\right). \quad (4.3.27)$$

სადაც CF არის გაუსური ლინზის ფაქტორი, რომელსაც კონცენტრაციის ფაქტორს უწოდებენ და გამოისახება ფორმულით [43]:

$$CF = \left(\frac{\pi W_G^2}{\lambda F_G}\right)^2. \quad (4.3.27)$$

§4. ატმოსფერული ეფექტები

ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის არსებობას ძირითადად განაპირობებს ფაზის ფლუქტუაციები. ჩავთვალოთ, რომ ატმოსფერული ფლუქტუაციები ურთიერთ დამოუკიდებელი შემთხვევითი პროცესებია. ატმოსფერული ფლუქტუაციების გათვალისწინების შემთხვევაში ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქცია შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\Gamma_{d,a}(r_1, r_2, L) = \Gamma_d(r_1, r_2, L) \Gamma_a(r_1, r_2, L). \quad (4.4.1)$$

სადაც $\Gamma_d(r_1, r_2, L)$ - გამოისახება (4.3.8) ფორმულით, ხოლო $\Gamma_a(r_1, r_2, L)$ - კოეფიციენტი კი ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციით. ზღვრულ შემთხვევაში სუსტი ფაზური ეკრანისათვის, როცა $l_c \rightarrow \infty$, გვაქვს:

$$\Gamma_a(r_1, r_2, L) = \exp[\sigma_a^2(r_1, L) + \sigma_a^2(r_2, L)] \exp[-T_a] \exp\left[-\frac{1}{2} \Delta_a(r_1, r_2, L)\right]. \quad (4.4.2)$$

კოლმოგოროვის სპექტრული კანონის თანახმად:

$$\sigma_a^2(r, L) \cong 1.105 \sigma_1^2 \lambda_1^{5/6} \frac{r^2}{W_1^2}, \quad r < W_1. \quad (4.4.3)$$

$$T_a = 1.33 \sigma_1^2 \lambda^{5/6}. \quad (4.4.4)$$

სადაც σ_1^2 - არის რიტოვის დისპერსია. თუ უგულებელვყოფთ ფაზის უმნიშვნელო გავლენას სტრუქტურული ფუნქციისათვის, მივიღებთ:

$$\text{Re}[\Delta_a(r_1, r_2, L)] = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3}. \quad (4.4.5)$$

მოცემულ შემთხვევაში ρ_0 გაუსური კონის ტალღის სივრცითი კოჰერენტულობის რადიუსია [7]:

$$\rho_0 = \left[\frac{8}{3(a + 0.618 \lambda_1^{11/6})} \right]^{3/5} (1.46 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}. \quad (4.4.6)$$

$$a = \begin{cases} \frac{1 - \Lambda_1^{8/3}}{1 - \Lambda_1} & \Lambda_1 \geq 0 \\ \frac{1 + |\Lambda_1|^{8/3}}{1 - \Lambda_1} & \Lambda_1 < 0 \end{cases}.$$

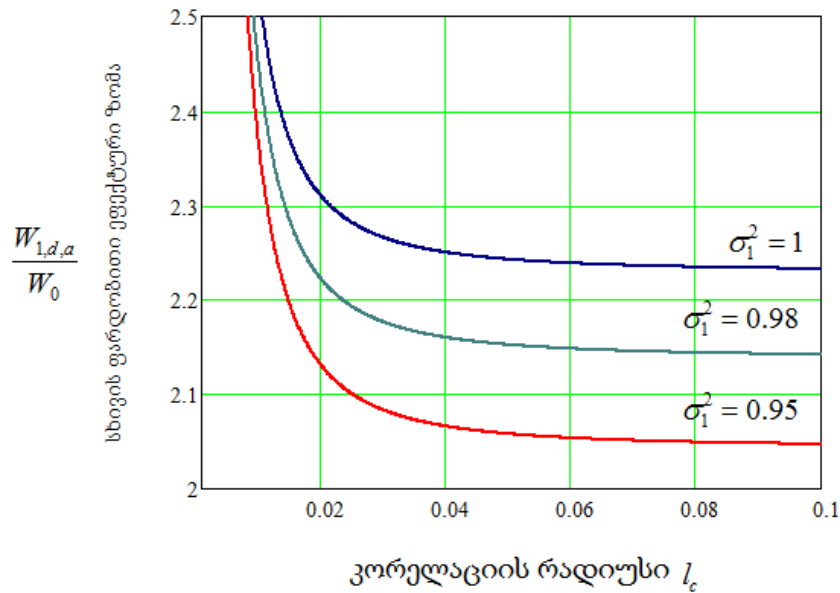
C_n^2 - გარდატეხის მაჩვენებლის სტრუქტურის პარამეტრია ($[C_n] = \text{მ}^{-3}$). (4.4.3)–(4.4.5) (4.3.8) და (4.3.13) ფორმულებიდან, შეიძლება ვიპოვოთ ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის გამოსახულება დეტექტორის სიბრტყეში:

$$|\Gamma_{d,a}(r_1, r_2, L)| = \Gamma_0(r_1, r_2, L) \exp \left[\left(\frac{2\lambda_1^2}{l_c(1+4\lambda_1\eta_c)} + \frac{1.105\sigma_1^2\lambda_1^{5/6}}{W_1^2} \right) (r_1^2 + r_2^2) \right] \times \exp \left[- (4\eta_c\lambda_1 + 1.33\sigma_1^2\lambda_1^{5/6}) \right] \exp \left[- \left(\frac{(\lambda_1^2 + \Lambda_1^2)\rho^2}{(1+4\lambda_1\eta_c)l_c^2} \right) + \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \right]. \quad (4.4.7)$$

უკანასკნელი ფორმულიდან შეიძლება შევავსოთ სხივის ზომა:

$$W_{1,d,a} = W_1 (1 + 4\eta_c\lambda_1 + 1.33\sigma_1^2\lambda_1^{5/6})^{1/2}, \quad (4.4.8)$$

რომელიც ანალოგიურია [52] შრომაში მიღებული შედეგის.



ნახ. 25. სხივის ფარდობითი ეფექტური ზომის ცვლილება კორელაციის რადიუსის მიხედვით ატმოსფეროში, დისპერსიის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის $\sigma_1^2 = 0.95$ (წითელი წირი), $\sigma_1^2 = 0.98$ (მწვანე წირი), $\sigma_1^2 = 1$ (ლურჯი წირი), როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ, $L = 500$ მ.

ნახ.25-ზე მოცემულია სხივის ნორმირებული ეფექტური ზომა $W_{1,d,a} / W_0$, როგორც კორელაციის რადიუსის ფუნქცია. ნორმირება ჩატარებულია სხივის საწყისი რადიუსის მიხედვით - W_0 . მრუდი აგებულია დისპერსიის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის,

როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ, $L = 500$ მ. შედეგი ემთხვევა [52] შრომაში მიღებულ შედეგს.

როცა $l_c > 0.01$, მაშინ გრაფიკიდან ჩანს სხივის ზომის შეფასებისას ფაზური ეკრანისა და გაუსის მოდელებით მიღებული შედეგები მნიშვნელოვან სხვაობას იძლევა. ეს განსხვავება საგრძნობია როცა $l_c \approx 0.06 - 0.07$. ამიტომ, ზომიერი და სუსტი დიფუზორისათვის ($l_c > 0.01$) გაუსის მოდელი სათანადოდ ვერ აღწერს სხივის ეფექტურ ზომას. ცდომილება დაახლოებით 0.12% შეადგენს.

(4.4.7)-დან გამოვთვალოთ ლაქის საშუალო ზომა, როცა:

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3} \approx \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2,$$

მაშინ:

$$\rho_{1,d,a} = \left(\frac{\lambda_1^2 + \Lambda_1^2}{l_c^2 (1 + 4\lambda_1 \eta_c)} + \frac{1}{\rho_0^2}\right)^{-1/2}. \quad (4.4.9)$$

უკანასკნელი გამოსახულება ექვივალენტურია (4.3.10)-ის:

$$\rho_{1,d,a} = \frac{l_c W_{1,d}}{W_0} \left(1 + \frac{W_{1,d} l_c^2}{W_0 \rho_0^2}\right)^{-1/2}. \quad (4.4.10)$$

უკანასკნელ ტოლობაში მარჯვენა მხარეს, პირველი წევრი გამოწვეულია დიფუზორით (იხ. (4.3.13)), ხოლო მეორე კი - ატმოსფერული შეშფოთებებით. ნახ.26-ზე წარმოდგენილია (4.4.9) გამოსახულებით განსაზღვრული ლაქის ეფექტური საშუალო ზომის დამოკიდებულება η_c პარამეტრზე (უწყვეტი წირი), როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ, $L = 500$ მ, $C_n^2 = 10^{-14}$ მ^{2/3}. შედარებისათვის წყვეტილი წირით მოცემულია [46] შრომაში მიღებული შესაბამისი შედეგი.

სხივის საშუალო განათებულობა ასევე მიიღება ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციიდან, კერძოდ (4.4.6)-დან, როცა $r_1 = r_2 = r$:

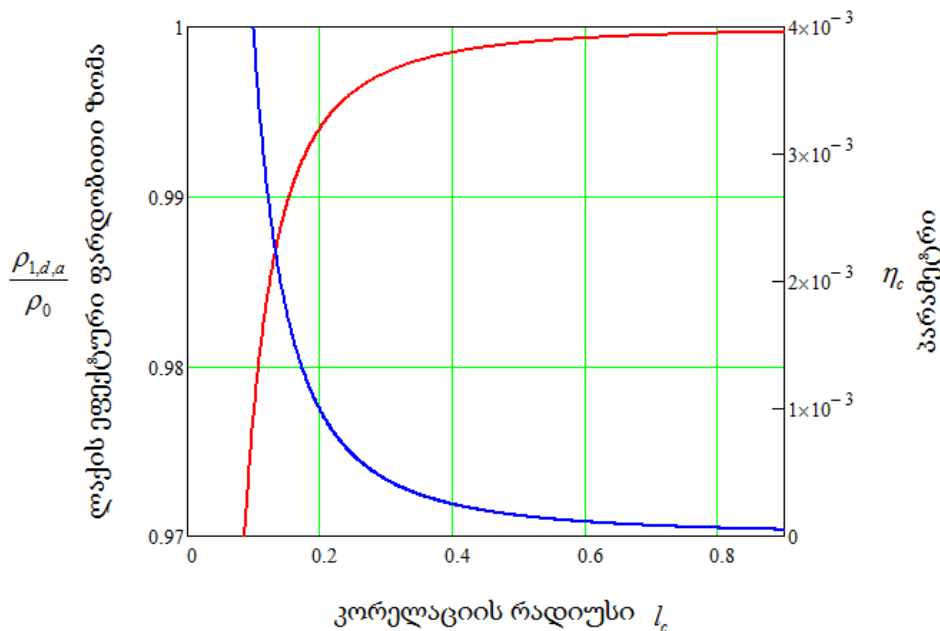
$$\langle I_{1,d,a}(r, L) \rangle = \langle I_{1,d}(r, L) \rangle \exp\left(\frac{2,21\sigma_1^2 \lambda^{5/6}}{W_1^2}\right). \quad (4.4.11)$$

სადაც $\langle I_{1,d}(r, L) \rangle$ განისაზღვრება (4.3.11) ფორმულით.

გავანალიზოთ დიფუზორის გავლენა სცინტილაციის ინდექსზე სუსტი ატმოსფერული ტურბულენტობის პირობებში ნელი დეტექტორის შემთხვევაში. როგორც წესი, არსებობს კორელაცია შემფოთებებს შორის, რომლებსაც იწვევს ერთი მხრივ თვით დიფუზორი, ხოლო მეორე მხრივ კი ატმოსფერული ეფექტები. მაგრამ, ნელი დეტექტორის შემთხვევაში დიფუზორით გამოწვეული სცინტილაციები მნიშვნელოვნად მცირეა, შესაბამისად მცირეა კორელაცია ატმოსფერულ სცინტილაციებთან. ამრიგად, ერთადერთი წევრი, რომელიც სცინტილაციის ინდექსზე გავლენას ახდენს არის $\sigma_a^2(L, 0)$, რომელიც ასე გამოისახება:

$$\sigma_a^2(L, 0) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty k \Phi_n(k) \exp\left(-\frac{\lambda_e L k^2 \xi}{k}\right) \left[1 - \cos\left(\frac{L k^2}{k} \xi (1 - \bar{\Lambda}_e \xi)\right)\right] dk d\xi, \quad (4.4.13)$$

კოლმოგოროვის სპექტრისთვის $\sigma_a^2(L, 0)$ მიახლოებითი მაჩვენებელი შეიძლება გამოვთვალოთ [7] შრომაში განხილული მეთოდით:



ნახ.26. ლაქის ფარდობითი რადიუსის $\rho_{1,d,a} / \rho_0$ (წითელი წირი) და η_c პარამეტრის (ლურჯი წირი) დამოკიდებულება კორელაციის l_c რადიუსზე. როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ, $L = 500$ მ, $C_n^2 = 10^{-14}$ მ⁻²³.

$$\sigma_a^2(L, 0) = 3.86\sigma_1^2 \left\{ 0,40 \left[(1 + 2\Lambda_e)^2 + 4\lambda_e^2 \right]^{5/12} \cos \left[\frac{5}{6} \tan^{-1} \left(\frac{1 + 2\Lambda_e}{2\Lambda_e} \right) \right] - \frac{11}{16} \lambda_e^{5/6} \right\}. \quad (4.4.14)$$

დიფუზორი მოქმედებს, როგორც l_c ზომის ურთიერთდამოუკიდებელი „უჯრების“ ერთობლიობა, რომლებიც ცვლიან სხივის კონის ზომას და ფაზური ფრონტის სიმრუდის რადიუსს სხივის გავრცელების მანძილის მიხედვით (4.3.10). დიფუზორის დამოუკიდებელი „უჯრების“ კომპლაციური (ჯამური) მოქმედება სხივზე შეიძლება ანალიზურად მივიღოთ თავისუფალ სივრცისათვის ურთიერთკოჰერენტულობის ფაზური მდგენელიდან (4.3.8), ე.ი.:

$$\frac{1}{F_e} = -\frac{1}{L} \left(1 - \frac{\Lambda_1}{1 + 4\lambda_1\eta_c} \right). \quad (4.4.15)$$

F_e - ფოკუსური მანძილი იცვლება $-L$ -დან (ძლიერი დიფუზორის შემთხვევა) L -მდე (სუსტი დიფუზორის შემთხვევა). (4.4.15)-ფორმულიდან და შესაბამისად, $W_{1,d}$ -ს თვისებების გათვალისწინებით, (4.3.10)-დან შეიძლება განვსაზღვროთ დეტექტორის სიბრტყის ეფექტური პარამეტრები:

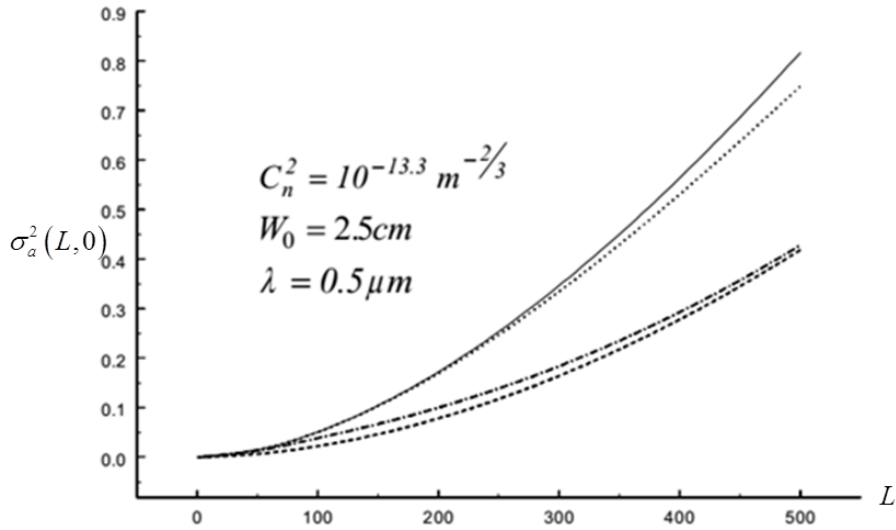
$$\lambda_e = \frac{2L}{kW_e^2} = \frac{\lambda_1}{1 + 4\lambda_1\eta_c}, \quad \Lambda_e = 1 + \frac{L}{F_e} = 1 - \frac{\Lambda_1}{1 + 4\lambda_1\eta_c}. \quad (4.4.16)$$

ძლიერი დიფუზორის შემთხვევაში ეფექტური პარამეტრები უახლოვდება ნულს, ხოლო სხივის კონა იძენს სფერული ტალღის თვისებებს დიფუზორიდან მცირე მანძილზე, მაშინ როცა, დიფუზორის არარსებობისას λ_e და Λ_e ემთხვევა (4.4.16)-ით მოცემულ პარამეტრებს.

ნახ.27-ზე შედარებულია ატმოსფეროს გავლით გავრცელებული სხივის სცინტილაციის ინდექსი გაუსური კონისათვის დიფუზორის არარსებობისას (უწყვეტი წირი), (4.4.15) მახასიათებლით განსაზღვრულ სიდიდესთან (წყვეტილი წირი) კორელაციის სხვადასხვა l_c რადიუსისათვის, როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ, $C_n^2 = 10^{-13,3}$ მ^{-2/3}.

ნახაზიდან ჩანს, რომ l_c -ს მცირე მნიშვნელობისათვის სცინტილაციის ინდექსი მცირდება, თუმცა იგი მნიშვნელოვანი ხდება როცა $l_c \sim 10^{-3}$ რიგისაა და შეიძლება ჩაითვალოს, რომ შეესაბამება სიმპლავრის დანაკარგების ოპტიმალურ შემთხვევას.

სწრაფი დეტექტორისა და ძლიერი/ზომიერი დიფუზორის შემთხვევაში, აუცილებელია გათვალისწინებული იქნას დეტექტორის სცინტილაციის ინდექსი ვაკუუმში და რა თქმა უნდა მისი კორექცია ატმოსფეროსთან.



ნახ. 27. სხივის სცინტილაციის ინდექსის დამოკიდებულება სხივის გავრცელების მანძილზე, სხვადასხვა კორექციის რადიუსისათვის. როცა: $W_0 = 2,5$ სმ, $\lambda = 0,5$ მკმ, $C_n^2 = 10^{-13,3} \text{ მ}^{-2/3}$. დიფუზორის არარსებობას შეესაბამება უწყვეტი წირი, ხოლო კორექციის სხვადასხვა მნიშვნელობებს შეესაბამება წყვეტილი წირები. ნახაზზე წარმოდგენილია კორექციის რადიუსის მნიშვნელობები: $l_c = 0,01$, $l_c = 0,001$, $l_c = 0,0001$

დასკვნები

ამრიგად, სადოქტორო შრომაში მიღებული შედეგები შეიძლება ასე ჩამოვაყალიბოთ:

- 1) კლასიფიცირებულია ძირითადი წრფივი სტატისტიკურ-ტალღური ამოცანები. სტატისტიკურ-ტალღური ამოცანები დაიყვანება ოთხ პირველად სქემაზე, რომელთა გადაწყვეტისათვისაც მრავალრიცხოვანი მეორადი სქემები ე.წ. მიახლოებითი მეთოდები ამოცანათა ამოხსნის მრავალფეროვანი გზების საშუალებას იძლევა, მაგრამ ამავე დროს ქმნის ერთგვარ ქაოსს სტატისტიკური ამოცანების გადაწყვეტის ზოგადი ადეკვატური თეორიის შექმნის კუთხით. ფაქტია, რომ არ არსებობს ერთიანი უნივერსალური ანალიზური მოდელი, ამიტომ ხაზგასმულია, რომ გაბნეული გამოსხივების შესახებ ინფორმაცია შესაძლებელია მივიღოთ რეალური ექსპერიმენტებიდან ან რიცხვითი ექსპერიმენტების საფუძველზე.
- 2) წარმოდგენილი მათემატიკური ფორმალიზმის საფუძველზე, შემთხვევითი ცვლადების სტატისტიკური აღწერის მიზნით, პროცესის ერგოდულობისა და სტაციონარულობის პირობებში მიღებულია კვადრატული დეტექტორის გამოსავალზე სიგნალის განაწილების მათემატიკური სტატისტიკა დეტექტორის შესასვლელზე გაუსური და ლორენცისეული ხმაურის მიწოდებისას. ნაჩვენებია, რომ სიგნალების მახასიათებლები: ნორმირებადი ავტოკორელაციური ფუნქცია $G(\tau)$, სიგნალის სიმძლავრის სიმკვრივე $S(\omega)$ და მათგან წარმოებული ურთიერთშეუღლებული ფუნქციები პროცესების რაოდენობრივი შეფასების საფუძველია.
- 3) განხილულია ოპტიკური სიგნალების თვისებები იდეალური, სტაბილური, ერთმოდინანი ლაზერული წყაროს მაგალითზე, ნაჩვენებია, რომ ფაზის ფლუქტუაციების არსებობის დაშვება განაპირობებს გამოსხივების სპექტრის გაგანიერებას გიგაჰერცამდე ω_0 ოპტიკური სიხშირის მიმართ. გაბნევის პროცესში ადგილი აქვს

მოდულაციას, ფაზური ეკრანის შემთხვევითი სტატისტიკა განაპირობებს დოპლერის ეფექტის-წანაცვლების წარმოქმნას ოპტიკური სიხშირის მიმართ. სიგნალის სიმძლავრის სპექტრი ან ავტოკორელაციური ფუნქცია ვერ იძლევა ამომწურავ და სრულყოფილ ინფორმაციას გაბნევის პროცესის შესახებ, მაგრამ სწორედ ეს სიდიდეები ექვემდებარება ექსპერიმენტულ გაზომვას, ამიტომ ამ პარამეტრების თეორიული და ექსპერიმენტული გაზომვა შესაძლოა გახდეს ადეკვატური თეორიული მოდელის შექმნის საფუძველი. სწორედ ამ თვალსაზრისით, გაბნეული სიგნალის სპექტრისა და ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციების საფუძველზე წარმოდგენილია პირველი და მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტები, როგორც ექსპერიმენტულად გაზომვადი ფიზიკური სიდიდეები.

- 4) ყურადღება გამახვილებულია სიგნალების დეტექტირებისას გაზომვად სიდიდეებზე. ხაზგასმულია, რომ $g^{(1)}(\tau)$ და $g^{(2)}(\tau)$ სტატისტიკურ მომენტთაგან დეტექტორზე გაზომვას ექვემდებარება მხოლოდ მეორე რიგის $g^{(2)}(\tau)$ სტატისტიკური მომენტი. ამიტომ აქტუალობას იძენს ამოცანა $g^{(2)}(\tau)$ და $g^{(1)}(\tau)$ სტატისტიკურ მომენტებს შორის კავშირის პოვნის შესახებ. ეს კავშირი სტატისტიკურად დამოუკიდებელი შემთხვევითი ცვლადებისათვის ნაპოვნი იქნა ალბათობის თეორიის საფუძველზე და დაყვანილი იქნა გამოსახულებაზე, რომელიც კარგად ცნობილი ზიგერტის თანაფარდობას წარმოადგენს იგი საშუალებას იძლევა პირველი რიგის სპექტრალური მახასიათებლები გამოთვლილი იქნას მეორე რიგის უმარტივესი სპექტრალური მახასიათებლით. ანალოგიური გამოთვლები ჩატარებული იქნა კონკრეტული ამოცანისათვის, როდესაც გაბნეული ველი და პირველადი წყაროს ველი სივრცის ერთი და იგივე წერტილიდან გამოსხივდება; გამოთვლილი იქნა ინტენსივობის კორელაციური ფუნქცია, რომელიც $g^{(1)}(\tau)$ და $g^{(2)}(\tau)$

მომენტების ფუნქციაა. ნაჩვენებია, რომ ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციის გამოსახულებაში დოპლერის სპექტრის დომინანტად გადაქცევა ინტენსივობის ფლუქტუაციის სპექტრთან მიმართებაში ზრდის სიგნალი/ხმაური თანაფარდობის მნიშვნელობას დეტექტორის გამოსავალზე.

- 5) შესწავლილია სიგნალის დროითი სტრუქტურა და მისი სპექტრი. ნაჩვენებია, რომ რადგანაც რეალურ ექსპერიმენტში გაზომვადი სიდიდე არის გასაშუალოებული ინტენსივობა, ამდენად მყისი ინტენსივობის მნიშვნელობა შესაძლოა ანალიზურად იქნას დადგენილი. ნებისმიერი ველი ინტეგრირების ზღვრულ შემთხვევაში, როცა $T \rightarrow \infty$ კოჰერენტული ხდება. ამდენად ლაზერული გამოსხივების კოჰერენტულობის პირობას მისი ინტენსიური გაზნევა წარმოადგენს. მიღებული იქნა $g^{(2)}(t;T)$ -ს გამოსახულება $g^{(1)}(\tau)$ -ს ლორენცისეული და გაუსური ფორმისათვის. გამომანგარიშებული იქნა დროითი ინტეგრირების გავლენა სიგნალების კორელაციურ ფუნქციაზე გაუსური სიგნალისათვის, როცა სპექტრალური ხაზების განაწილებას ჰქონდა ლორენცისეული ფორმა. გამოთვლები ჩატარებული იქნა როგორც სკალარული ველის დროითი სტატისტიკის განსასაზღვრავად, ასევე ველის სივრცითი სტრუქტურის განსაზღვრის მიზნით. გამოთვლილი იქნა R რადიუსის მქონე წრიული წყაროს სივრცითი კორელაციური ფუნქცია. მაიკელსონისა და ბრაუნ-ტვისის ინტერფერომეტრების განხილვის პარალელურად, იუნგის ინტერფერენციული ექსპერიმენტისა და სივრცითი კოჰერენტულობის პოვნის გეომეტრიული სქემის საფუძველზე შეფასებული იქნა კოჰერენტულობის ხარისხი. ნაჩვენებია, რომ სივრცით კორელაციას მნიშვნელოვანი როლი აკისრია სპექტროსკოპიაში. გრაფიკულად შეფასებულია არაკოჰერენტული წყაროს კოჰერენტულობის ხარისხი შორეულ ზონაში. გაუსური სინათლისათვის შეფასებული იქნა დეტექტორის ფართობის გავლენა

ფლუქტუაციების ინტენსივობის სპექტრზე და დოპლერის სპექტრზე. „მკვდარი დროის“ ეფექტზე დაყრდნობით ნაჩვენებია, რომ ფოტოკათოდზე სიგნალის ზემოქმედებით ელექტრონების ემისიის ალბათობის პუასონისეული განაწილება განიცდის დამახინჯებას. გამოთვლილი იქნა გაუსური სინათლისათვის განაწილების ერთგანზომილებიანი გამოსახულება და ნაჩვენებია იქნა, რომ გაზომვადი სრული ავტოკორელაციური ფუნქცია მკვდარი დროის ეფექტის შედეგად დაკავშირებულია მესამე რიგის კორელაციურ ფუნქციასთან.

- 6) მიღებულია დისპერსიული განტოლებები შემნელებელი, გამბნევი ბრტყელ-პარალელური დიელექტრიკული დიფუზორის ზედაპირზე ტურბულენტური, მოძრავი პლაზმის არაერთგვაროვნებზე გაბნეული ზედაპირული TE და TM პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის. დისპერსიული განტოლებები მიღებულია ლუწი და კენტი ტალღებისათვის. ნაჩვენებია, რომ TM ტალღის პოლარიზაციული სტრუქტურა მგრძნობიარეა პლაზმის მოძრაობისადმი, რადგან ის წარიტაცება მოძრავი პლაზმის მიერ და ეს ფაქტი განაპირობებს სწორედ გაბნეული ველის დიაგრამის დამახინჯებას. მსგავს ფაქტს ბუნებრივია ადგილი არა აქვს TE პოლარიზაციის ტალღის შემთხვევაში, რადგან შესაბამისი დისპერსიული განტოლება არ შეიცავს პლაზმის მოძრაობის სიჩქარეს.
- 7) შეფასებულია პლაზმის კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებებზე გაბნეული განივი ელექტრომაგნიტური ველის კონცენტრაციის ფლუქტუაციები ერთჯერადი გაბნევის მიახლოებაში. ნაჩვენებია, რომ სიჩქარისა და კონცენტრაციის ფლუქტუაციების ცხადი სახის გამოსახულების პოვნით შეიძლება გამოკვლეული იქნას ბრტყელ-პარალელური დიელექტრიკული ფირფიტის ზედაპირზე გაბნეული ზედაპირული TE და TM პოლარიზაციის ტალღები.

- 8) განხილულია TE პოლარიზაციის ზედაპირული ტალღის გაბნევა მოძრავი პლაზმის „ჩაყინულ“ არაერთგვაროვნებებზე, გრინის ფუნქციის მეთოდის გამოყენებით ტურბულენტური პლაზმის მოძრაობის მცირე სიჩქარეებისა ($\omega \gg Vh$) და სინქრონიზმის შემთხვევაში ($\omega \cong Vh$). მიღებულია გაბნეული ველის სიხშირული სპექტრის ზოგადი გამოსახულება და მის საფუძველზე გადაღებულია გაბნევის დიაგრამა ტურბულენტური პლაზმის მოძრაობის, როგორც მცირე სიჩქარეების, ასევე სინქრონიზმის შემთხვევაში. ნაჩვენებია, რომ მცირე სიჩქარეების შემთხვევაში TE პოლარიზაციის ზედაპირული ტალღის გაბნევა პრაქტიკულად მიმდინარეობს მთელს სივრცეში, მაშინ როდესაც სინქრონიზმის შემთხვევაში დიაგრამის არაჩვეულებრივი სახე განპირობებულია იმით, რომ ზედაპირული ტალღის ზემოქმედებით ველის კონცენტრაციის შეშფოთება ძლიერ იზრდება და გაბნევის წერტილში გარდამავალი ხდება გაბნევის კონვექტური შესაკრები. მეორადი დიპოლები საკუთარი ღერძების გასწვრივ არ ასხივებენ.
- 9) ნაჩვენებია, რომ ლაზერული სხივის ტროპოსფეროში გავრცელებისას ადგილი აქვს ატმოსფერული მოვლენების ჯამურ ზემოქმედებას სიგნალზე. ამ ეფექტებს მიეკუთვნება: ლაზერის სხივის მიმართულების გამრუდება; ლაზერის სხივის გაბნევა ტროპოსფეროს არაერთგვაროვნებებზე; შთანთქმა და გაბნევა ჰიდრომეტეორებზე. ლაზერის სხივზე ჯამური ეფექტის ერთდროულად შესწავლა პრაქტიკულად შეუძლებელია. მიღებულია კავშირი ტროპოსფეროს მეტეოროლოგიურ და ელექტრულ პარამეტრებს შორის
- 10) ექსპერიმენტულ მონაცემებზე დაყრდნობით შეფასებულია ტროპოსფეროს გარდატეხის მაჩვენებელი ლაზერის სხივის გავრცელებისას, ტროპოსფეროს მეტეოროლოგიური და ელექტრული პარამეტრების ფარდობითი სიდიდის მიხედვით. კლასიფიცირებულია რეფრაქციის სახეები და განხილულია მათი გავლენა სხივის სვლაზე.

- 11) განხილულია ტურბულენტობის წარმოქმნის ფიზიკური საფუძვლები კოლმოგოროვ-ობუხოვის კანონის საფუძველზე, რაოდენობრივად შეფასებადი სიდიდეების საშუალებით (რეინოლდსის რიცხვი, ტურბულენტობის მახასიათებელი შიგა და გარე მასშტაბები).
- 12) განხილულია შორეულ ტროპოსფერულ ზონაში გავრცელებისას სიგნალის სიმძლავრის დამოკიდებულება დედამიწის ზედაპირიდან სიმაღლეზე. ნაჩვენებია, რომ ტალღის სიგრძის გაზრდასთან ერთად მეტრულ დიაპაზონში, სიგნალის სიმძლავრე მცირდება, ხოლო სანტიმეტრულ დიაპაზონში, პირიქით ტალღის სიგრძის შემცირებასთან. შედეგი კარგ თანხვედრაშია თეორიასთან.
- 13) შესწავლილია ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანის თვისებები. წარმოდგენილია ექსპერიმენტული დანადგარის სქემა. გამოთვლილია შემთხვევითი ოპტიკურად მკვრივი ფაზური ეკრანიდან გაბნეული ლაზერული გამოსხივების ინტენსივობის საშუალო მნიშვნელობა, ინტენსივობის განაწილების მეორე რიგის მომენტი შორეულ ზონაში. რიცხვითი ექსპერიმენტის საფუძველზე შესწავლილი იქნა მათი კუთხური განაწილება მიკროფართობის მქონე თხევადკრისტალური ნივთიერებისათვის. ასევე რიცხვითი ექსპერიმენტის საფუძველზე შესწავლილი იქნა მაღალი რიგის სტატისტიკური მომენტების დამოკიდებულება მეორე რიგის მომენტზე და შედარებული იქნა რეალური ექსპერიმენტის შედეგებთან. ნაჩვენებია, რომ გარკვეულ პირობებში ($\exp(\bar{\beta}^2) = 2$) ადგილი აქვს თეორიული და ექსპერიმენტული შედეგების კარგ თანხვედრას. მიღებულია ინტენსივობის კუთხური სპექტრის ზოგადი გამოსახულება, მეორე რიგის ნორმირებული კორელაციური ფუნქციის გამოსახულება. ნაჩვენებია, რომ არაგაუსური წევრი იწვევს მხოლოდ სპექტრის ფორმის დამახინჯებას, მაგრამ ამავე დროს იზრდება კორელაციის დრო, რომელიც ფაზის ფლუქტუაციის მახასიათებელი დროის რიგისაა. დადგენილი იქნა, რომ ფაზის

სპექტრის პირდაპირი გაზომვა შესაძლებელია მხოლოდ არაგაუსური სტატისტიკის პირობებში.

- 14) კორექტირებულია კომპლექსური ფაზის მოდელი და განხილულია გაუსური კანონზომიერების მქონე ლაზერული კონის გავრცელება. ტალღის ნაწილობრივი კოჰერენტულობა, რომელიც განპირობებულია გაუსური სპექტრის მქონე დიფუზორით, მოდელირებულია ფოკუსირების ეფექტით. ნაჩვენებია, რომ თავისუფალ სივრცეში ლაზერის კონის გავრცელებისას ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის საფუძველზე მიიღება კლასიკური შედეგები. ურთიერთკოჰერენტულობის ეფექტური ფუნქცია, შესაბამისად ლაზერის კონის ზომა, ინტენსივობა, კორელაციის რადიუსი და ფლუქტუაციების მოსვლის კუთხე მიღებულია ხედვის სიბრტყეში და მიმღები დეტექტორის სიბრტყეში. ნაჩვენებია, რომ ლაზერის კონის ზომა, კორელაციის რადიუსი და გამოსხივების საშუალო ინტენსივობა ისეთივეა, რომელიც მიღებულია [52] რიკლინის და სხვ. შრომაში. თუმცა, ატმოსფეროს ტურბულენტობის გათვალისწინებისას მიღებული შედეგები რამდენადმე განსხვავდება კლასიკური შედეგებისაგან. განხილული მოდელი ეფუძნება ატმოსფერული ეფექტების კვლევის ერთობლივ შედეგს კოლმოგოროვის სპექტრის საფუძველზე. მიღებული კოჰერენტულობის რადიუსისათვის შედეგები კარგ თანხვედრაშია [10] ბელენკის და სხვ. შრომაში მიღებულ შედეგებთან.

- 15) შესწავლილია დიფუზორის გავლენა სცინტილაციაზე. სწრაფი დეტექტორის შემთხვევაში მიღებულია სცინტილაციის ინდექსი ლაზერული კონის თავისუფალ სივრცეში გავრცელების შემთხვევაში, აგრეთვე სუსტი ტურბულენტობის მქონე ატმოსფეროში. ძლიერი დიფუზორის შემთხვევაში მოდელი აჩვენებს, რომ სცინტილაციის ინდექსი ახლოსაა 1-თან და ეთანხმება [59] ახმანოვის და სხვ. შრომის შედეგებს. ატმოსფერული ეფექტების გათვალისწინებისას

დიფუზორის გავლენა სცინტილაციის ეფექტზე მიმღები დეტექტორის სიბრტყეში თანხვედრაშია [6] ანდრიუსისა და სხვ. შრომაში მიღებულ შედეგებთან. სცინტილაციის მართვის შესაძლებლობა დიფუზორის გამაძლიერებლის რეგულირების გზით პრინციპში ნაჩვენებია ნახ.6-ზე.

- 16) მიღებული იქნა დიფუზორის გავლით გავრცელებული ლაზერის კონის ეფექტური პარამეტრები. ისინი მიღებულია თავისუფალი სივრცისათვის მეორე რიგის ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციის საფუძველზე და შეიძლება გამოყენებული იქნას ატმოსფეროში 4-ე რიგის სტატისტიკის მქონე სცინტილაციური ინდექსის შესაფასებლად. ფაზური ეკრანის მოცემული მოდელის ძირითადი უპირატესობა განპირობებულია ამ მოდელის მოქნილობით რთული ოპტიკური სისტემებისადმი და სხვადასხვა ატმოსფერული ეფექტებისადმი. ხაზგასმულია, რომ ჯერ კიდევ შესწავლის სტადიაშია სცინტილაციური ინდექსის ცვლილება სწრაფი დეტექტორისათვის ტურბულენტურ ატმოსფეროში. მონაცემთა მაღალი სიჩქარეები და სცინტილაციის რეგულირების შესაძლებლობა, რა თქმა უნდა, მნიშვნელოვანია ლაზერული სისტემებისათვის. აღსანიშნავია, რომ ნაწილობრივ კოჰერენტულობის მოდელი შეიძლება გამოყენებული იქნას ძლიერი ფლუქტუაციების მქონე ატმოსფეროს შემხთხვევაშიც, მაგრამ ეს საკითხი უკვე მომავლის ამოცანაა და მოცემული სადოქოტრო თემის ფარგლებში არ განიხილება.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. აბუსელიძე რ., აბულაძე ნ., ქავთარაძე ლ. ანტენურ სისტემებზე გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტატისტიკური მახასიათებლების შესწავლა. სტუდენტთა სამეცნიერო კონფერენცია, რსუ, 2007.
2. ღომიძე ნ., ნაკაშიძე ო., სურმანიძე ზ. რადიოიმპულსის გავრცელება იზოტროპულ, დაჯახებად პლაზმაში. ჟურნალი „აღმამენებელი“, №7, თბილისი, 2009.
3. ღომიძე ნ., ხაჯიშვილი მ., ქორიძე ლ. ხმაურით მოდულირებული FM-რხევები. ლექტორ-მასწავლებელთა და ახალგაზრდა მეცნიერთა კონფერენცია. სდასუ, 2010.
4. ღომიძე ნ.ხ., ხაჯიშვილი მ.რ., ჯაბნიძე ი.ნ. რადიოიმპულსის მომვლების ფორმის ცვლილება დისპერსიულ გარემოში. რსუ შრომები. სერია: საბუნებისმეტყველო მეცნიერებანი და მდიცინა, ტ. 15, ბათუმი, 2009.
5. ღომიძე ნ., სურმანიძე ი., მახარაძე კ., აბულაძე ნ., ქათარაძე ლ. მრავალელემენტებიანი ანტენები უკაბელო კავშირის სისტემაში. რსუ-ს შრომები, „საბუნებისმეტყველო მეცნიერებებისა და მედიცინის“ სერია. გვ. 225-229, 2008.
6. Andrews L. C., Phillips R. C. Laser beam propagation through random media (SPIE Opt. Eng. Press, Bellingham, 1998)
7. Andrews L. C., Phillips R. C., Hopen C. Y. Laser beam scintillation with applications (SPIE Opt. Eng. Press, 2003).
8. Banakh V. A., Buldakov V.M., Mironov V. L. “Intensity fluctuations of a partially coherent light beam in a turbulent atmosphere”, Opt. Spectrosk., 54, 1054-1059(1983).
9. Baykal Y., Plonus M.A. “Intensity fluctuations due to a spatially partially coherent source in atmospheric turbulence as predicted by Rytov’s method”, J. Opt. Soc. Am. A, Vol.2, 12, 2124 – 2132(1985).
10. Belenkii M. S., Kon A.I., Mironov V.L. Turbulent distortions of the spatial coherence of a laser beam, Kvantovaya Electron. (Moscow), 4, 517-523 (1977).
11. Bernhardt, P., et al., “Ionospheric applications of the scintillation and tomography receiver in space mission when used with the DORIS radio beacon network,” J. Geod, 80, 2006.
12. Björn B. The Kolmogorov–Obukhov Statistical Theory of Turbulence. Journal of Nonlinear Science. August 2013, Volume 23, Issue 4, pp 657–688 .
13. Bolotovskii S.M., Stoliarov S.M. The Eynshtejnovsky collection. Moscow, 1976.

14. Butler H.E. Aberration of stellar scintillation. Proc. Roy. Irish. Acad., 1951, #6, p.321.
15. Chapin, E., et al., "Impact of the ionosphere on an L-band space based radar," Radar, 2006 IEEE Conf., 24–27, 2006 .
16. Cumming, I. and J. Bennett, "Digital processing of SEASAT SAR data," Internal Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE, Washington, D. C., April 1979.
17. Dale E. Gary. Solar and Space Wether Radiophysics. Kluwer Academic Publisher, 2008.
18. Davenport W.B., Root W.L., An introduction to the theory of random signals and noise. McGraw-Hill, 1958.
19. Davitadze Z., Gomidze N., **Makharadze K.** Control Laser Spectrofluorimeter with Microcontrollers. Journal of Advanced Materials Research Vol. 590 (2012), pp. 201-205. www.scientific.net/AMR.590.206
20. Fante L. "Intensity fluctuations of an optical wave in a turbulent medium, effect of source coherence", Opt. Acta,28, 1203-1207 (1981).
21. Felsen L.B., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. New Jersey, 1973.
22. Forester A.T., Gudmunsen R.A., Johnson P.O. Phys. Rev., 99, p. 1961, 1955.
23. Gobadze M.N., Gomidze N.Kh. Angle-of-arrival fluctuations of radio waves scattered by turbulent collision magnetized plasma layer. 4th International youth scientific and technical conference "Modern problems of a radio engineering and telecommunications PT-2008", Sevastopol, Ukraine, 2009. http://www.rt.sebastopol.ua/conf2009stud/prog_rt_2009.rar
24. Gödecke K. Messungen der atmosphärische Turbulenz. – Ann. Hydrogr., 1935, #10, p.400.
25. Gomidze N. Kh. Radiation and scattering of electromagnetic waves in randomly inhomogeneous mediums. Ph.D. thesis, Tbilisi State University, 1997 (in Russian).
26. Gomidze N., Jabnidze I., **Makharadze K.**, Khajishvili M., Shashikadze Z., Surmanidze Z., Surmanidze I. Numerical Analyses of Fluorescence Characteristics of Watery Media via Laser Spectroscopy Method. Journal of Advanced Materials Research Vol. 590 (2012), pp. 206-211. www.scientific.net/AMR.590.201
27. Gomidze N., Khajishvili M., **Makharadze K.**, Jabnidze I. Some Features of Radio-Spectral Diagnostics of Random Media via PM and PRM Oscillations. Journal of Applied Mechanics and Materials, ISSN: 1660-9336, published by Trans Tech Publications inc. Switzerland, Vol.420 (2013), pp. 305-310. <http://www.scientific.net/AMM.420.305>
28. Gomidze N.Kh, Shashikadze Z.Kh., **Makharadze K.A.**, Khajishvili M.R. About fluorescence excitation spectrums. 6th International Conference on Advanced

- Optoelectronics and Lasers. Conference Proceedings. 9-13 September (2013), Sudak, Ukraine, pp. 317-319.
29. Gomidze N.Kh., Khajishvili M.R., **Makharadze K.A.**, Jabnidze I.N. , Surmanidze Z.J. *About Statistical Moments of Scattered Laser Radiation from Random Phase Screen.* International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering. ISSN 2250-2459 (ISO 9001:2008 Certified), Vol. 6, Issue 4, pp.237-245, 2016. www.ijetae.com.
30. Gomidze N.Kh., **Makharadze K.A.**, Jabnidze I.N. *Experiments for the Purpose of Studying Space-time Evolution of Various Forms of Pulse Signals in the Collisional Cold Plasma.* International Journal of Physical and Mathematical Science, Vol: 11, No:8, pp.318-323, 2017. scolar.waset.org/1307-6892/10007581.
31. Gomidze N.Kh., **Makharadze K.A.**, Khajishvili M.R., Jabnidze I.N., Shashikadze Z.Kh. *Some Issues of Fluorescence Characteristics Aqueous Media via Diagnosis of Laser Spectroscopy Method.* International Journal of Engineering, Science and Innovative Technology. ISSN No: 2319-5967 (ISO 9001:2008 Certified, Impact Factor of IJESIT is 1.753), №3, issue 3, pp.142-152, 2014. http://www.ijesit.com/Volume%203/Issue%203/IJESIT201403_17.pdf
32. Gomidze N.Kh., **Maxaradze K.A.**, Xajishvili M.R., Surmanidze I.S., Davitadze M.I. *The wave structure functions of multiply scattered electromagnetic waves by anisotropic layer of collisional magnetized turbulent plasma.* XXIX General Assembly of the International Union of Radio Science. Chicago, Illinois, USA, CD-file BP16.2, 2008. <http://ursi-test.intec.ugent.be/files/URSIGA08/start.pdf>
33. Gomidze N.Kh., Khajishvili M.R., **Makharadze K.A.**, Jabnidze I.N. *Spatial-Frequency Evaluation of Radio Impulses on the Collisional Ionospheric Part.* 2015 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), pp.486-489, September 7-11, 2015, Torino, Italy.
34. Gomidze N.Kh., **Makharadze K.A.**, Khajishvili M.R., Shashikadze Z.Kh. *About Numerical Analyses of Sea Water with Laser Spectroscopy Method.* 2011 XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium, 30TH 2011 (5 VOLS), pp. 1620-1624, ISBN 978-1-4244-5117-3.
35. Goodman J. W. *Statistical optics*, (John Wiley & Sons, 1985) .
36. Jandieri G.V., Davitadze M.I., Jabnidze I.N., Gobadze M.N., Bzhalava T.N., Gomidze N.Kh., Jandieri V.G. *Evolution of the angular spectrum of scattered electromagnetic waves by the absorptive inhomogeneous slab.* 2005 International Symposium on Antennas

- and Propagation (ISAP2005). ISBN: 89-86522-78-0. Seoul, Korea, August 3–5, vol.2, pp. 817-820, 2005.
37. Jandieri G.V., Gomidze N.Kh. To the question on attenuation of the wave of the average field on fluctuations of speed of the randomly inhomogeneous media. GEN, Vol. 404, №2, pp. 15-26, 1994 (in Russian).
38. Jandieri G.V., Gomidze N.Kh., Jabnidze I.N., Davitadze M.I., Gobadze M.N., Jandieri V.G. Statistical characteristics of the angular spectrum scattered electromagnetic waves in a randomly inhomogeneous absorptive layer. Proceedings of XXVIII General Assembly of International Union of Radio Science (URSI). ISSN 1024-4330. New Delhi. India Abstract. pp. 89-92, 2005.
39. Juan Carlos Stockert, Alfonso Blázquez-Castro (2017). "Chapter 3 Dyes and Fluorochromes". Fluorescence Microscopy in Life Sciences. Bentham Science Publishers. pp. 61–95. ISBN 978-1-68108-519-7. Retrieved 24 December 2017.
40. Khajishvili M.R. Gomidze N.Kh., **Makharadze K.A.**, Jabnidze I.N. About diagram of direction of linear multielement antenna system radiated in the far zone. International Journal Science and Technology (Impact Factor 1.025, accepted to print).
41. Khajishvili M.R. Gomidze N.Kh., **Makharadze K.A.**, Jabnidze I.N. *Evaluation Bandwidth of Optical Signal via Statistical Moments of Phase Screen*. International Journal Science and Technology (accepted to print 2017).
42. Khwaja, A., L. Ferro-Famil, and E. Pottier, "SAR raw data simulation using inverse SAR image formation algorithms," in Proc. IGARSS, 2006, 4191–4194.
43. Knepp, D., L. Nickisch, "Multiple phase screen calculation of wide bandwidth propagation," Radio Sci., 44, RS0A09, doi:10.1029/2008RS004054, 2009 .
44. Korotkova O., Andrews L.C. "Speckle propagation through atmospheric turbulence: effects of partial coherence of the target", (SPIE pr., 2002)
45. Leader J. C. "Intensity fluctuations resulting from a spatially partially coherent light propagating through atmospheric turbulence", J. Opt. Soc. Am. A, Vol.69, 1, 73 – 84 (1979).
46. Mandel L., Wolf E. Optical Coherence and Quantum Optics (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
47. Olsen, N., T. Sabaka, and L. Tøffner-Clausen, "Determination of the IGRF 2000 model," Earth Planets Space, 52, 1175–1182, 2000 .
48. Pike E.R. Nuovo- Cuento, 1, 277, 1969.

49. Pike E.R., Jakeman E. Photon statistics and photon correlation spectroscopy. Adv. Quantum Electron, Academic Press, 1973.
50. Radar Astronomy . Ed. Evans J.V. Hagfors T. (MIT Lincoln Lab.), N.Y., McGraw-Hill Book Co., 1968.
51. Radio Astronomy Contributing to American Competitiveness. Compiled by the staff of the National Radio Astronomy Observatory (NRAO). The NRAO is operated by Associated Universities, Inc., under Cooperative Agreement with the National Science Foundation. 2006.
52. Ricklin J. C., Davidson F. M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: Implications for free space laser communication, (JOSA A, to appear).
53. Rino, C., “A power law phase screen model for ionospheric scintillation,1 Weak scatter,” Radio Sci, 14, 1135-1145, 1979.
54. Rino, C., E. Fremouw, “The angle dependence of singly scattered wavefields,” J. Atmos. Terr. Phys., 39, 859-868, 1977 .
55. Rogers, N., P. Cannon, “The synthetic aperture radar trans- ionospheric radio propagation simulator (SAR-TIRPS),” IRST2009 Conf., 28-30 April 2009, Edinburgh, pp. 112-116.
56. Schell A.C., The multiple Plate Antenna (Doctoral Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, 1961).
57. Secan, J., R. Bussey, E. Fremouw, S.A. Basu, “An improved model of equat. scint.,” Radio Sci., 30, (3), 607–617, 1995 .
58. Xu, Z.-W., J. Wu, Z.-S. Wu, “A survey of ionospheric effects on space-based radar,” Waves in Random and Complex Media, (14) 2, S189 - S273, 2004 .
59. Harger R.O., Syntetic Aperture Radar Systems: Theory and Design, N.Y.—L., Academic Press, 1970.
60. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. Москва, «Наука», 1981.
61. Басе Ф.Г., Фукс И.М., Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, М., “Наука”, 1972.
62. Борн М., Вольф Эч. Основы оптики, М., “Наука”, 1970.
63. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория Волн. М.: Наука, 1989
64. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. т.8 Москва, наука 1982.

65. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуации в электродинамике, М., “Наука”, 1967.
66. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2 «Случайные поля». М.: «Наука», 1978.
67. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере, М., “Наука”, 1967.
68. Чернов Л.А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями, М., Изд-во АН СССР, 1958.
69. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн, М., “Сов. Радио”, М., 1970.