

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



ხელნაწერის უფლებით

კახა მახარაძე

მრავალჯერად გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების
სტატისტიკური მახასიათებლების შესწავლა
ტროპოსფეროს სიმადლეებზე

სპეციალობა-ფიზიკა

ანოტაცია

წარდგენილია ფიზიკის დოქტორის
აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად

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) და 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) ფარგლებში.

სამეცნიერო ხელმძღვანელი:

ნუგზარ ღომიძე

ფიზიკის დოქტორი, პროფესორი

უცხოელი შემფასებელი:

ანდრეი დეგტიარევი

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატი,
ვ.ნ. კარაზინის სახელობის ნაციონალური უნივერსიტეტის, კვანტური რადიოფიზიკის, რადიოფიზიკის სკოლის, ბიოსამედიცინო ელექტრონიკისა და კომპიუტერული სისტემების დეპარტამენტი, ასოცირებული პროფესორი

შემფასებლები:

ჟუჟუნა დიასამიძე

ფიზიკის დოქტორი,

ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტი, პროფესორი

ჯემალ ხუბუა

ფიზიკის დოქტორი,

საქართველოს წარმომადგენელი ექსპერიმენტ „ატლასში“, ქართული გუნდის

ლიდერი, პროფესორი

მზია დიასამიძე

ფიზიკის დოქტორი

ბათუმის სახელმწიფო საზღვაო აკადემია, ასოცირებული პროფესორი

სადოქტორო ნაშრომის დაცვა შედგება 2018 წლის 26 თებერვალს, 15:00 საათზე, ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკა-მათემატიკისა და კომპიუტერულ მეცნიერებათა ფაკულტეტის სადისერტაციო საბჭოს მიერ შექმნილ სადისერტაციო კომისიის სხდომაზე.

უნივერსიტეტის II კორპუსი, ტბელ აბუსელიძის აუდიტორია № 234

მისამართი: ბათუმი, ნინოშვილის ქ. N 35, 6010

სადოქტორო ნაშრომის გაცნობა შეიძლება ბათუმის შოთა რუსთაველის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ბიბლიოთეკასა და ვებ-გვერდზე: www.bsu.edu.ge

სადისერტაციო საბჭოს მდივანი,
ასოცირებული პროფესორი

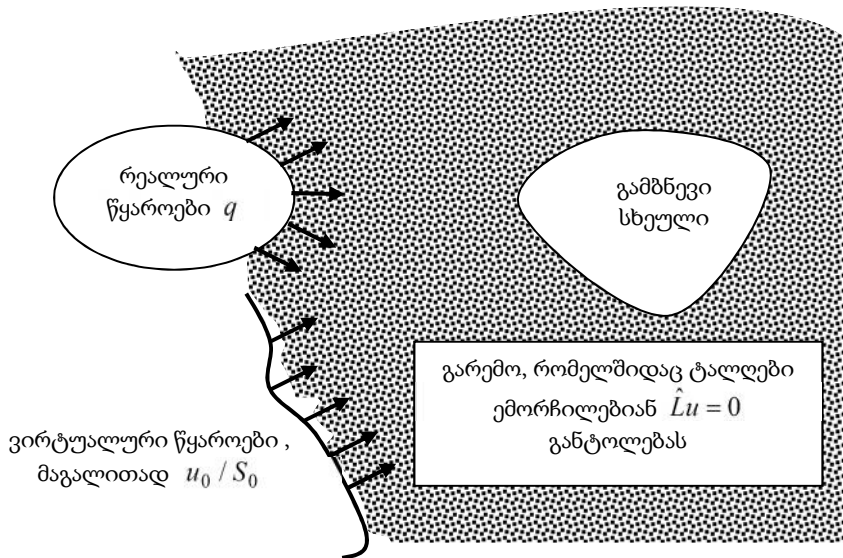
დალი მახარაძე

შესავალი

კვლევის აქტუალობა. ტალღური მოვლენების კლასიფიკაცია ბუნებრივია დაკავშირებულია დინამიკური ამოცანების დასმასთან. ტალღური ამოცანების საკმარისად ფართო კლასი ფორმულირდება შემდეგნაირად: დაუშვათ 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:

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

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:

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

ოპტიკაში მას მეორე რიგის კოჰერენტულობის 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 სქემა, რომლებსაც პირობითად ვუწოდებთ **პირველად სტატისტიკურ სქემებს**. მოკლედ დავახასიათოთ ამ პირველადი სქემების მათემატიკური ნაწილი.

1. ველის ადმგრა შემთხვევითი წყაროებით. ამ კლასის ამოცანები აღიწერება არაერთგვაროვანი განტოლებით:

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

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

2. შემთხვევითი ველების გაბნევა. ამ კლასის ამოცანები აღიწერება ერთგვაროვანი განტოლებით:

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

თუმცა სასაზღვრო პირობები ასახავს u_0 ველის შემთხვევით ხასიათს.

3. გაზნევა შემთხვევითი ფორმის ან (და) მდებარეობის სხეულზე. 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. 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**, რომლებიც უკვე დაკავშირებულნი არიან არა ამოცანის დასმასთან, არამედ მათ გადაწყვეტასთან. მეორადი სქემების მრავალრიცხოვნება ართულებს ტალღური სტატისტიკის საკითხებში ორიენტირებას.

ზემაღალ სიხშირულ (ზს) დიაპაზონში სიგნალების დამუშავების ანალოგური მეთოდები კარგად არის ცნობილი. ანალოგური მეთოდები პირველად გასული საუკუნის 50-იან წლებში იქნა გამოყენებული სპექტრის ხილულ დიაპაზონში, მაგრამ სინათლის ლაზერული წყაროების გამოგონებიდან ისინი უკვე ფართოდ გამოიყენება სპექტროსკოპიაშიც. რაც შეეხება სიგნალების დამუშავების რიცხვით მეთოდებს, რომლებსაც სადოქტორო შრომაში განვიხილავთ, ისინი

ბერვად გვიან შეიქმნა. რიცხვითმა მეთოდებმა გამოყენება ჰპოვა ფოტონების დათვლის ექსპერიმენტებიდან, რომლებსაც ატარებდნენ სხვადასხვა ლაზერული წყაროს სტატისტიკური თვისებების შესწავლისათვის. სიგნალების დამუშავების რიცხვითი მეთოდების საფუძველზე შემუშავებული იქნა მაღალეფექტური რიცხვითი, სწრაფმოქმედი ავტოკორელატორი, რომელიც მუშაობდა რეალურ რეჟიმში, და რომელიც საშუალებას იძლეოდა გაზომვები ჩატრებულიყო 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** ინტერფერომეტრით.

კვლევის მიზანი: სადოქტორო ნაშრომის „**მრავალჯერად გაზნეული 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 გაზნევის პირობებში შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელზე.

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

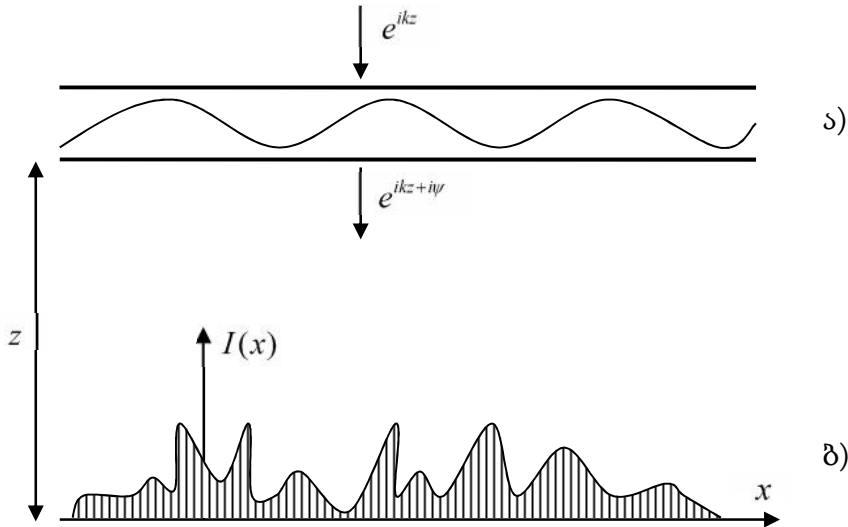
კვლევის ინოვაციურობა მდგომარეობს სხივის ABCD მატრიცული თეორიის, წყაროს მახლობლად შემთხვევითი ფაზური ეკრანის თეორიის, ნაწილობრივ კოჰერენტული ტალღების თეორიის ეფექტური შერწყმით, ურთიერთკოჰერენტულობის ფუნქციისა და სცინტილაციის ინდექსის რაოდენობრივი შეფასების შესაძლებლობაში სუსტი ატმოსფერული ტურბულენტობის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

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

სადოქტორო შრომაში შემოვიფარგლებით მეოთხე ტიპის ამოცანის განხილვით, კერძოდ განვიხილავთ შემთხვევითი ფაზური ეკრანის

მოდელს და შვეისწავლით 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



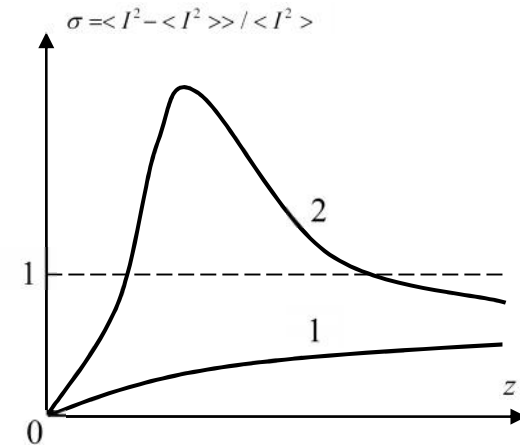
ნახ.2. ფაზური ეკრანის გავლით მიღებული ტალღის $I(x)$ ინტენსივობის განაწილება.

(მაგალითად, ტალღა გადის დიაფრაგმას, ლინზას ან სხვა.).

ფორმალურად ეს ამოცანა მარტივად იხსნება: თუ ცნობილია როგორ იცვლება დეტერმინირებული (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 $\dagger = \langle I^2 - \langle I \rangle^2 \rangle / \langle I \rangle$ (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: $u_0 = e^{ikz+i\epsilon}$, სადაც $\epsilon(x, y)$ - შემთხვევითი ფაზაა. ეკრანზე ფაზის სტატისტიკის ცოდნა განაპირობებს ველის 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 ინტეგრალე-



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

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

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

ბისათვის მიახლოებითი გამოთვლის მეთოდები. კერძო შემთხვევაში, ფაზური ეკრანისათვის „სცინტილაციის ინდექსის“ \dagger -ს გამოთვლა შესაძლებელია ფაზის სუსტი ფლუქტუაციებისას $\langle \epsilon^2 \rangle \ll 1$. ძლიერი

ფლუქტუაციების შემთხვევაში $\langle E^2 \rangle \geq 1$ - კი \dagger -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 $\langle E^2 \rangle \gg 1$. შედეგად მივიღებთ $\dagger(z)$ მრუდებს, რომლის ხარისხობრივი სახე ნაჩვენებია ნახ.3-ზე.

სადოქტორო შრომის პირველ თავში „**აპტიკური სიგნალების სტატისტიკური მახასიათებლები**“ ნაჩვენებია, რომ ძირითადი წრფივი სტატისტიკურ-ტალღური ამოცანები დაიყვანება ოთხ პირველად სქემაზე, რომელთა გადაწყვეტისათვისაც მრავალრიცხოვანი მეორადი სქემები ე.წ. მიახლოებითი მეთოდები ამოცანათა გადაწყვეტის 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 გაბნეული გამოსხივების შესახებ ინფორმაცია შესაძლებელია მივიღოთ რეალური ექსპერიმენტიდან ან რიცხვითი ექსპერიმენტების საფუძველზე.

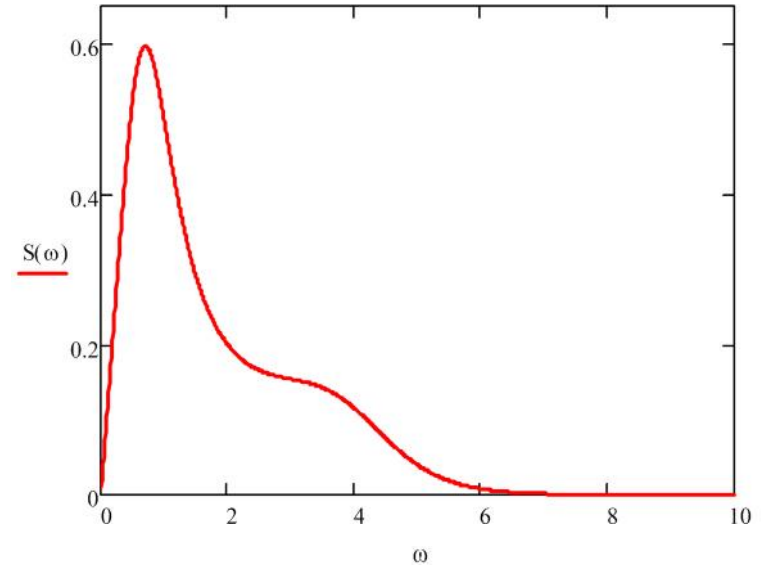
წარმოდგენილი მათემატიკური ფორმალიზმის საფუძველზე, შემთხვევითი ცვლადების სტატისტიკური აღწერის მიზნით, პროცესის ერგოდულობისა და სტაციონარულობის პირობებში მიღებულია კვადრატული დეტექტორის გამოსავალზე სიგნალის განაწილების მათემატიკური სტატისტიკა დეტექტორის შესასვლელზე გაუსური და ლორენცისეული ხმაურის მიწოდებისას. ნაჩვენებია, რომ სიგნალების მახასიათებლები: ნორმირებადი ავტოკორელაციური ფუნქცია $G(\dagger)$:

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

სიგნალის სიმძლავრის სიმკვრივე $S(S)$ (ნახ. 4)

$$S(S) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} s(t)e^{-iSt} dt \right|^2 \right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} G(\dagger) e^{-iS\dagger} d\dagger$$

და მათგან მიღებული ურთიერთშეუღლებული ფუნქციები:



ნახ.4. ლორენცისეული ფორმის სიგნალის სიმძლავრის სიმკვრივის განაწილება სიხშირის მიხედვით

$$g(\dagger) = \frac{\langle s(0)s(\dagger) \rangle}{\langle s^2 \rangle}, \quad -1 < g(\dagger) < 1$$

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

$$Q(S) = \langle \exp(-Ss) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-Ss)W(s)ds, \quad 0 < s < \infty$$

$$\left(-\frac{d}{ds} \right)^n Q(S)|_{s=0} = \langle s^2 \rangle$$

პროცესების რაოდენობრივი შეფასების საფუძველია.

ოპტიკური სიგნალების თვისებები განხილულია იდეალური, სტაბილური, ერთმოდანი ლაზერული წყაროს მაგალითზე:

$$s(t) = s_0 \cos(\Omega_0 t + \phi)$$

ფაზის ფლუქტუაციების არსებობის დაშვება განაპირობებს გამოსხივების სპექტრის გაანალიზებას გიგაჰერცამდე Ω ოპტიკური სიხშირის მიმართ. გაზნევის 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 გაზნევის 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, გაზნეული სიგნალის სპექტრისა და ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციების საფუძველზე წარმოდგენილია პირველი და მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტები, როგორც ექსპერიმენტულად გაზომვადი ფიზიკური სიდიდეები:

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

სადაც, $I(t) = s^+(t)s^-(t)$ - წარმოდგენს სიდიდეს, რომელსაც აღრიცხავს დეტექტორი. კვანტო-მექნიკური თვალსაზრისით გამომდინარეობს, რომ დეტექტორი, რომელიც მუშაობს ფოტონის რეგისტრაციაზე (ფოტომამრავლისა და ფოტოდოდის საშუალებით), აღრიცხავს სწორედ ამ სიდიდეს. $s^+(t)$ და $s^-(t)$ წარმოდგენს სიგნალის კომპონენტებს, რომლებიც შეესაბამება შესაბამისად დადებით და უარყოფით სიხშირეებს და განისაზღვრება ფურიეს მწკრივის საშუალებით:

$$s(t) = \sum_{\Omega > 0} a_{\Omega}^* e^{-i\Omega t} + \sum_{\Omega \geq 0} a_{\Omega} e^{-i\Omega t} = s^+(t) + s^-(t), \quad a_{\Omega} = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s(t) e^{-i\Omega t} dt = a_{-\Omega}^*.$$

$g^{(1)}(\tau)$ 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 და რომელიც საშუალებას იძლევა პირველი რიგის სპექტრალური მახასიათებლები გამოთვლილი იქნას მეორე რიგის უმარტივესი სპექტრალური მახასიათებლით:

$$\langle I(t)I(t+\tau) \rangle = g^{(2)}(\tau) \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 \left(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \right)$$

ანალოგიური გამოთვლები ჩატარებულია კონკრეტული ამოცანისათვის, როდესაც გაზნეული ველი და პირველადი წყაროს ველი სივრცის ერთი და იგივე წერტილიდან გამოსხივდება:

$$s^+(t) = s_0 \exp[-i(\Omega_0 t + \phi_0(t))] + f(t) s_1 \exp[-i(\Omega_1 t + \phi_1(t))]$$

და გამოთვლილი იქნა ინტენსივობის კორელაციური ფუნქცია, რომელიც $g^{(1)}(\tau)$ და $g^{(2)}(\tau)$ მომენტების ფუნქციაა:

$$g^{(1)}(\tau) = \langle f(0)f(\tau) \rangle$$

$$g^{(2)}(\tau) = \langle f^2(0)f^2(\tau) \rangle$$

ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციის გამოსახულებაში:

$$\langle I(0)I(\tau) \rangle = (s_0^2 + s_1^2)^2 + s_1^4 [g^{(2)}(\tau) - 1] + 2s_0^2 s_1^2 g^{(1)}(\tau) \langle \cos(\Delta\Omega \cdot \tau + \Delta\phi(0) - \Delta\phi(\tau)) \rangle$$

დოპლერის სპექტრის დომინანტად გადაქცევა ინტენსივობის ფლუქტუაციის სპექტრთან მიმართებაში ზრდის სიგნალი/ხმაური თანაფარდობის მნიშვნელობას დეტექტორის გამოსავალზე.

რეალურ ექსპერიმენტში გაზომვადი სიდიდე არის გასაშუალოებული ინტენსივობა, ამდენად მყისი ინტენსივობის მნიშვნელობა შესაძლოა ანალიზურად იქნას დადგენილი. ნებისმიერი ველი ინტეგრირების ზღვარში, 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 ლორენცული ($|g_L^{(1)}(\tau)|^2 = \exp(-2\Gamma\tau)$) და გაუსური ($|g^{(1)}(\tau)|^2 = \exp(-\tau^2/\tau_c^2)$) ფორმისათვის:

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

$$g^{(2)}(t;T) = 1 + \frac{\exp[-r^2(t^2 + T^2)]}{r^2 T^2} sh(2r^2 t T) + \frac{1}{r T^2} \{ (t+T) erf[r(t+T)] + (t-T) erf[r(t-T)] - 2t erf(r t) \},$$

გამონაგარიშებული იქნა დროითი ინტეგრირების გავლენა სიგნალების კორელაციურ ფუნქციაზე გაუსური სიგნალისათვის, როცა სპექტრალური ხაზების განაწილებას ჰქონდა ლორენცული ფორმა:

$$Q(s, s') = \frac{Q(s)Q(s')}{1 - \frac{Q(s)Q(s')}{P(s)P(s')} |g_L^{(1)}(t)|^2},$$

სადაც:

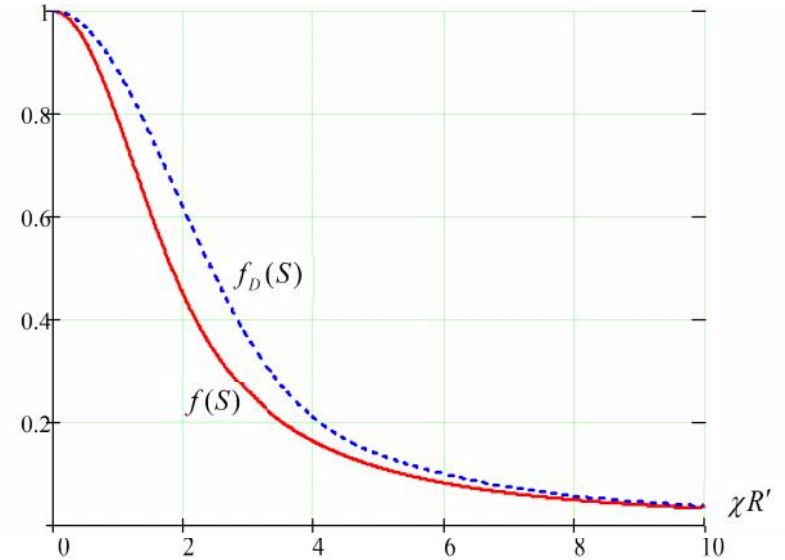
$$Q(s) = \exp(\Gamma T) \left\{ ch((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s < I >)^{1/2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma T}{((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s < I >)^{1/2}} + \frac{((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s < I >)^{1/2}}{\Gamma T} \right) sh((\Gamma T)^2 + 2(\Gamma T)s < I >)^{1/2} \right\}^{-1},$$

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

გამოთვლები ჩატარებული იქნა როგორც სკალარული ველის დროითი სტატისტიკის განსასაზღვრავად, ასევე ველის სივრცითი სტრუქტურის განსაზღვრის მიზნით ($\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \psi^+(\vec{r}) \psi^-(\vec{r}') \rangle$, $\Gamma^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle I(\vec{r}) I(\vec{r}') \rangle$). R რადიუსის მქონე წრიული წყაროს სივრცითი კორელაციური ფუნქციისათვის მიღებულია გამოსახულება:

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

ამ სიდიდეს ლიტერატურაში კოჰერენტულობის კომპლექსური ხარისხის სახელწოდებით მოიხსენებენ. კოჰერენტული სინათლე ნაწილობრივ



ნახ.5. დეტექტორის ფართობის გავლენა ფლუქტუაციების ინტენსივობის სპექტრზე $f(S)$ (უწყვეტი, წითელი წირი) და დოპლერის სპექტრზე $f_D(S)$ (წყვეტილი, ლურჯი წირი) გაუსური სინათლისათვის.

კოჰერენტული ხდება. ეს ეფექტი არის სწორედ გამოყენებული მაიკელსონის ვარსკვლავურ ინტერფერომეტრში.

გაუსური სინათლისათვის შეფასებული იქნა დეტექტორის ფართობის გავლენა ფლუქტუაციების ინტენსივობის სპექტრზე და დოპლერის სპექტრზე (ნახ.5):

$$f(S) = \sum_{R=0}^{\infty} \left[\frac{(2R+2)!}{[(R+1)!]^2 (R+2)!} \right]^2 (-1)^R \left(\frac{1}{2} t R' \right)^{2R}$$

$$f_D(S) = \frac{4}{f R'^4} \int_0^{R'} \int_0^{R'} r_1 r_2 dr_1 dr_2 \int_0^{2\pi} dW \frac{J_1(t \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos W})}{t \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos W}}$$

სადაც: $t = k_0 R / Z$, R - წრიული წყაროს რადიუსია, ხოლო R' - დეტექტორის ფოტოკათოდის ზედაპირის რადიუსია.

„მკვდარი დროის“ ეფექტზე დაყრდნობით ნაჩვენები იქნა, რომ ფოტოკათოდზე სიგნალის ზემოქმედებით ელექტრონების ემისიის ალბათობის პუასონისეული განაწილება მახინჯდება:

$$\left(\frac{rI}{n!}\right)^n \exp(-rI) \rightarrow \left(\frac{rI}{n!}\right)^n \exp(-rI) \left\{ 1 + n(rI - n + 1) \frac{\dagger_D}{T} + 0 \cdot \left(\frac{\dagger_D}{T}\right)^2 \right\}$$

გამოთვლილია გაუსური სინათლისათვის განაწილების ერთგანზომილებიანი გამოსახულება და ნაჩვენები იქნა, რომ გაზომვადი სრული ავტოკორელაციური ფუნქცია მკვდარი დროის ეფექტის შედეგად დაკავშირებულია მესამე რიგის კორელაციურ ფუნქციასთან:

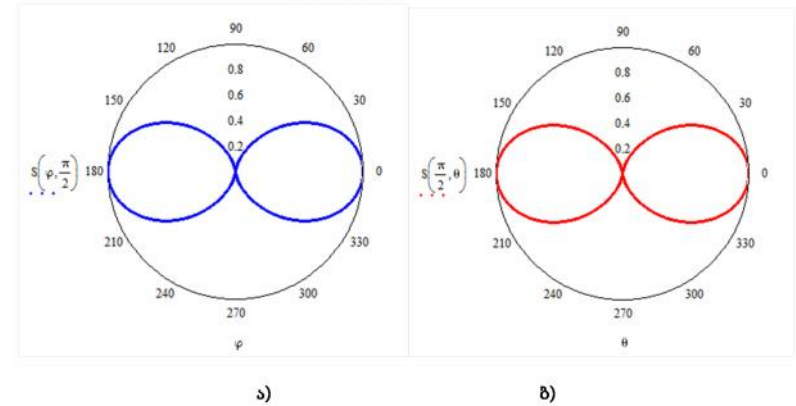
$$g_k^{(2)}(\dagger) = 1 - \left(\frac{1+k}{1+n_0}\right) |g_k^{(1)}(\dagger)|^2 - \left(\frac{\dagger_D}{T}\right) \frac{n_0(1+k)}{(1+n_0)^2} |g_k^{(1)}(\dagger)|^2 \times \\ \times \left\{ 2 + 2n_0 - k + (k - 2n_0) |g_k^{(1)}(\dagger)|^2 \right\}.$$

ამ განტოლებიდან ჩანს, რომ ზოგად შემთხვევაში, როცა მკვდარი დროის ეფექტი თანამაშობს მნიშვნელოვან როლს, წარმოიქმნება კორელაციური ფუნქციის დამახინჯება $g_k^{(2)}(\dagger)$, რაც განპირობებულია $g_k^{(1)}(\dagger)$ -ს მეოთხე ხარისხის პროპორციული წევრებით. თუმცა მცირე n_0 - სათვის ეს ეფექტი მცირე იქნება.

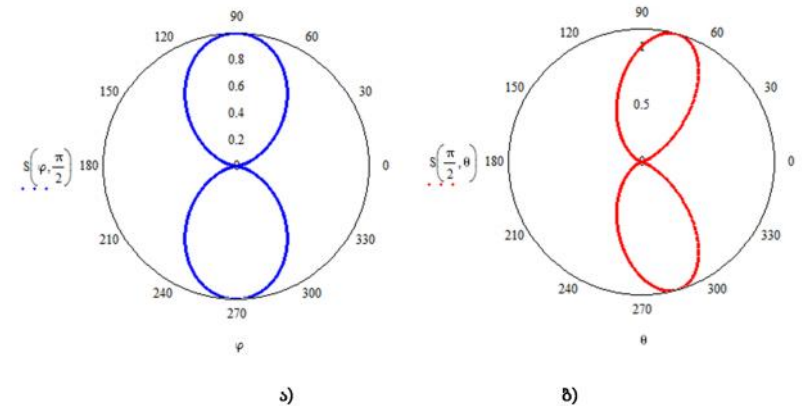
პრაქტიკაში მკვდარი დროის ეფექტი კორელატორის მუშაობის მნიშვნელოვანი შეზღუდვების საფუძველი არ შეიძლება გახდეს, მაგრამ, თუ აუცილებელია გაიზომოს მაგალითად სპექტრალური ხაზების სიგანე, რომელთა სიხშირული დიაპაზონი რამოდენიმე მეგაჰერცის სიზუსტით უნდა ავითვალოთ, აუცილებელია გათვალისწინებული იქნას ამ ეფექტის გავლენა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

დისერტაციის მეორე თავში „ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევის ინდიკატორების შესწავლა“ განხილულია სხვადასხვა პოლარიზაციის მქონე ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევა მოძრავი პლაზმის „ჩაყინულ“ არაერთგვაროვნებებზე. როგორც კერძო შემთხვევა, დიფუზორის როლში განხილულია ბრტყელპარალელური დიელექტრიკული ფენა და შესწავლილია გაბნეული ზედაპირული ტალღების გაბნევის ინდიკატორები.

დიფუზორი წარმოადგენს ბრტყელ პარალელური დიელექტრიკულ ფირფიტას $2l$ სისქით, $V_0 \approx V \gg 1$ დიელექტრიკული შეღწევადობით.



ნახ.6. ლაზერული კონის გაბნევის დიაგრამა დიფუზორის ზედაპირზე მცირე სიჩქარით ($\omega \gg Vh$) მოძრავი პლაზმის „ჩაყინულ“ არაერთგვაროვნებებზე. ა) $\theta = \pi/2$ სიბრტყეში ბ) $\varphi = \pi/2$



ნახ.7. 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.

x დერძი მიმართულია ბრტყელპარალელური ფირფიტის სიბრტყის პერპენდიკულარულად $-l \ll x \ll l$. ფირფიტას გარს აკრავს ცივი ტურბულენტური პლაზმა, რომელიც მოძრაობს \vec{V} სიჩქარით Z დერძის გასწვრივ, დიელექტრიკული ფენა უსასრულოდ განრთხმულია Y და Z დერძების გასწვრივ, ხოლო დიელექტრიკული ფენის ზედაპირზე

ვრცელდება ელექტრომაგნიტური ტალღები. შეფასებულია ზედაპირული TE პოლარიზაციის ლაზერული კონის გავრცელების თავისებურებები ბრტყელ პარალელური დიფუზორის გასწვრივ.

მაქსველის განტოლებათა სისტემისა, მინკოვსკის მატერიალური თანაფარდობების და სასაზღვრო პირობების:

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

გამოყენებით, შედგენილია ალგებრულ განტოლებათა სისტემა. საიდანაც განსაზღვრულია დისპერსიული განტოლებები ზედაპირული ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის.

გრინის ფუნქციის მეთოდის გამოყენებით ტურბულენტური პლაზმის მოძრაობის მცირე სიჩქარეებისა ($S \gg Vh$) და სინქრონიზმის შემთხვევაში ($S \gg Vh$) მიღებულია გაბნეული ველის სინთრული სპექტრის ზოგადი გამოსახულება და მის საფუძველზე გადაღებულია გაბნევის დიაგრამა ტურბულენტური პლაზმის მოძრაობის, როგორც მცირე სიჩქარეების (ნახ.6), ასევე სინქრონიზმის შემთხვევაში (ნახ.7). 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 შემფოთება ძლიერ იზრდება და გაბნევის წერტილში გარდამავალი ხდება გაბნევის კონვექტური შესაკრები. მეორადი დიპოლები საკუთარი ღერძების გასწვრივ არ ასხივებენ.

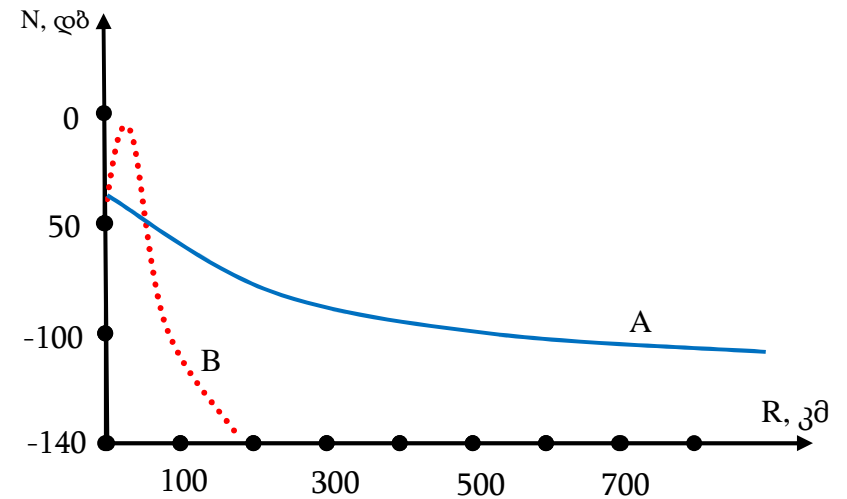
დისერტაციის მესამე თავი „ლაზერული სხივის გავრცელების შესწავლა ტროპოსფეროს ელექტრული პარამეტრების საფუძველზე“ ეძღვნება ლაზერული კონის გავრცელების თავისებურებების შესწავლას ტროპოსფეროში მეტეოროლოგიური და ელექტრული პარამეტრების ურთიერთკავშირის საფუძველზე. განხილულია ატმოსფერული მოვლენების წარმოქმნის ფიზიკური საფუძვლები 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 მირითადი კანონზომიერებები ცნობილი გახდა ა.ნ. კოლმოგოროვისა და ა.მ. ოზუხოვის შრომების საფუძველზე.

ტროპოსფეროს 600-700 კმ სიმაღლეებზე სანტიმეტრული, დეციმეტრული და მეტრული დიაპაზონის ტალღების სიმძლავრის ცვლილება მანძილის მიხედვით ექსპერიმენტულად შესწავლილია 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

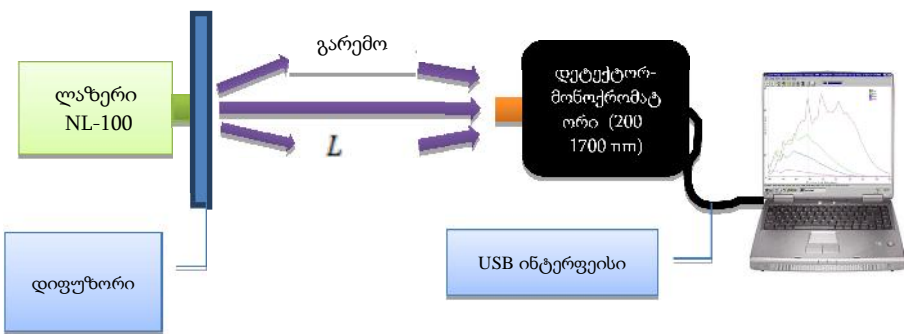


ნახ. 8. სიგნალის სიმძლავრის დამოკიდებულება სიმაღლეზე. A უწყვეტი გრაფიკი შეესაბამება სიგნალის გავრცელებას შორეულ ტროპოსფეროში, B წვეტილი გრაფიკი კი - დიფრაქციას.

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.

შესწავლილია 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. შედეგი კარგ თანხვედრაშია თეორიასთან (ნახ.8).

დისერტაციის მეოთხე თავში „შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელი“ შესწავლილია ლაზერული კონის სტატისტიკური მახასიათებლები ოპტიკურად მკვრივი შემთხვევითი ფაზური ეკრანის მოდელის საფუძველზე. წარმოდგენილი მოდელი პრინციპში აერთიანებს ფაზური ეკრანის რთულ მოდელს, რიტოვის თეორიას და სხივის მატრიცულ თეორიას. მიღებული გამოსახულებები დაფუძნებულია კოლოგოროვის სპექტრზე იმ პირობებში, რომ ის ადვილად შეიძლება გამოყენებული იქნას სხვა სპექტრალური მოდელებისათვისაც შიგა და გარე მასშტაბების გათვალისწინებით.



ნახ. 9. 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.

განხილულია შემთხვევა, როცა ლაზერული სხივი ფაზურ ეკრანს მართობულად ეცემა. ფაზური ეკრანი მცირე სისქისაა, გაბნეული გამოსხივება რეგისტრირდება შორეულ ზონაში ფოტოდეტექტორის საშუალებით. ფოტოდეტექტორის ღერძი „ კუთხეს ადგენს ლაზერული სხივის მიმართულებასთან (ნახ.9).

სინათლის ტალღის ელექტრული ველის დადებითი-სიხშირული ნაწილი, რომელიც გაივლის ფაზურ ეკრანს შეიძლება ჩავწეროთ გამოსახულებით:

$$\langle \bar{r}, 0; t \rangle = E_0 \exp \left\{ i \left[W(\bar{r}, t) - \bar{S}_0 t \right] - \frac{r^2}{W_0^2} \right\},$$

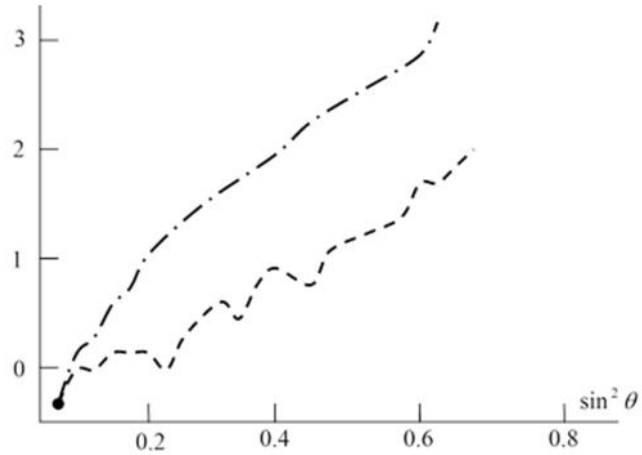
სადაც $W(\bar{r}, t)$ - სივრცით კოორდინატებზე დამოკიდებული შემთხვევითი ფაზათა ძვრაა და განპირობებულია ფაზური ეკრანით. $(\bar{r}, \{, z)$ ცილინდრული კოორდინატებია. ფაზური ეკრანი განლაგებულია $z = 0$ სიბრტყეში. W_0 - ნაკადის ინტენსივობის გაუსური განაწილების სიგანა და ის ახასიათებს განათებული არის ზომას.

შემთხვევითი ფაზური ეკრანიდან გაბნეული ლაზერული გამოსხივების პირველი და მეორე რიგის მომენტებისათვის შესაბამისად ვღებულობთ:

$$\langle I(r; t) \rangle = f^2 W_0^2 |E_0|^2 \int_0^\infty dr r J_0(kr \sin \theta) \exp \left\{ \left[-\zeta^2 (1 - \dots(r)) \right] - \frac{r^2}{W_0^2} \right\}.$$

$$\frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = 2 - \frac{2l^2}{W_0^2} + \frac{l^2 \zeta^2}{4W_0^2} \exp \left[\frac{k^2 l^2 \sin^2 \theta}{4\zeta^2} \right].$$

როცა $l/W_0 \rightarrow 0$, $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 = 2$, რაც გაუსური სტატისტიკისათვის არის დამახასიათებელი. როცა $l \ll W_0$, მაშინ განაწილება მნიშვნელოვნად განსხვავდება გაუსურისაგან და ამ გარემოებას ζ^2 -ის არსებობა, რომელიც დაშვების თანახმად საკმაოდ დიდია. და ბოლოს, როცა $l \ll W_0$ მეორე რიგის მომენტი 2-ზე მეტი შეიძლება იყოს თუ ζ^2 საკმარისად დიდი სიდიდეა. უფრო მეტიც ეს ეფექტი კიდევ უფრო გაიზრდება „ -ს გაზრდით.



ნახ. 10. 25 მკმ სისქის თხევადკრისტალური ფაზური ეკრანის მიერ გაზნეული სინათლის ინტენსივობის პირველი და მეორე მომენტების კუთხური განაწილება, როცა თხევადკრისტალურ ფაზურ ეკრანზე ელექტროპიროდინამიკური ტურბულენტობა შექმნილია 20 ვ ძაბვის პირობებში. ექსპერიმენტისას განათებული არის ფართობის ზომა $W_0 = 10.5$ მკმ, თხევადი კრისტალის სისქე $l = 2, 6$ მკმ,

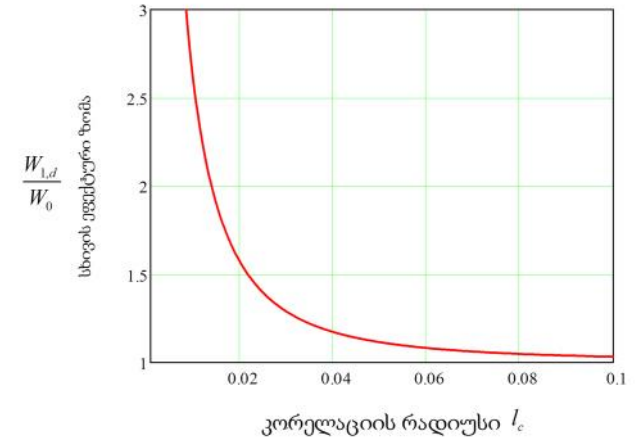
$$\bar{\phi}^2 \sim 36.$$

ინტენსივობების დამოკიდებულებები W_0 და „ პარამეტრებზე შემოწმებული იქნა ექსპერიმენტულად სინათლის გაზნევის შესწავლისას თხელი (25 მკმ) თხევადი კრისტალის ზედაპირიდან, რომელზედაც შექმნილი იქნა ელექტროპიროდინამიკური ტურბულენტობა (ნახ.10). გარკვეულ პირობებში ასეთი სისტემა იქცევა როგორც ოპტიკურად მკვრივი ფაზური ეკრანი.

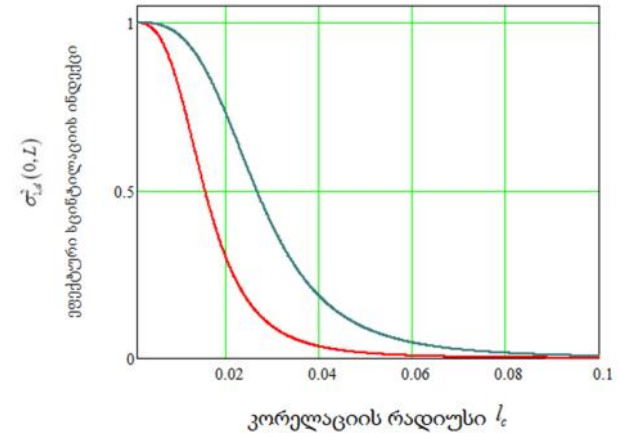
ანალიზურად მიღებული იქნა მეორე რიგის ნორმირებული კორელაციური ფუნქციის გამოსახულება:

$$g^{(2)}(r; \dagger) = \left(1 - \frac{\ell^2}{W_0^2}\right) \left(1 + |g^{(1)}(r; \dagger)|^2\right) + \frac{F(\dagger) \bar{W}^2 \ell^2}{W_0^2} \exp \left[\frac{k^2 \ell^2 \dagger (\dagger) \sin^2 \theta}{2 \bar{W}^2 [1 + \dagger (\dagger)]} \right]$$

არაგაუსური წვერი იწვევს მხოლოდ სპექტრის ფორმის დამახინჯებას, მაგრამ ამავე დროს იზრდება კორელაციის დრო ფაზის ფლუქტუაციის მახასიათებელი დროის რიგამდე.



ნახ. 11. 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.



ნახ.12. 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.

დიფუზორის გავლით ლაზერული სხივის ეფექტური ნორმირებული რადიუსის $W_{1,d}/W_0$ ($W_0 = 2.5$ სმ) დამოკიდებულება კორელაციის რადიუსზე l_c მოცემულია ნახ. 11-ზე.

ნახ.12-ზე მოცემულია ეფექტური სცინტილაციის ინდექსი, როგორც კორელაციის რადიუსის ფუნქცია, დიფუზორიდან სხვადასხვა მანძილისათვის ($L = 200$ მ - წითელი წირი, $L = 500$ მ - ლურჯი წირი). აღსანიშნავია, რომ ბაიკალ-პლონუსის შრომაში წარმოდგენილი შედეგიც, რომელიც მიღებული იქნა გაუსური მოდელისათვის, პრაქტიკულად იგივეა.

ამრიგად, სადოქტორო შრომაში მიღებული ძირითადი შედეგები შეიძლება ასე ჩამოვყალიბოთ:

- კლასიფიცირებულია ძირითადი წრფივი სტატისტიკურ-ტალღური ამოცანები.
- განხილულია ოპტიკური სიგნალების თვისებები იდეალური, სტაბილური, ერთმოდინანი ლაზერული წყაროს მაგალითზე, ნაჩვენებია, რომ ფაზის ფლუქტუაციების არსებობის დაშვება განაპირობებს გამოსხივების სპექტრის გაგანიერებას გიგაჰერცამდე ოპტიკური სიხშირის მიმართ.
- გამოთვლილია ინტენსივობის კორელაციური ფუნქცია და ნაჩვენებია, რომ ინტენსივობის კორელაციური ფუნქციის გამოსახულებაში დოპლერის სპექტრის დომინანტად გადაქცევა ინტენსივობის ფლუქტუაციის სპექტრთან მიმართებაში ზრდის სიგნალი/ხმაური თანაფარდობის მნიშვნელობას დეტექტორის გამოსავალზე.
- გამოთვლილი იქნა R რადიუსის მქონე წრიული წყაროს სივრცითი კორელაციური ფუნქცია. „მკვდარი დროის“ ეფექტზე დაყრდნობით და 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.

- მიღებულია დისპერსიული განტოლებები შემწელებელი, გამზნევი ბრტყელ-პარალელური დიელექტრიკული დიფუზორის ზედაპირზე ტურბულენტური, მოძრავი პლაზმის არაერთგვაროვნებზე გაბნეული ზედაპირული TE და TM პოლარიზაციის ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის.
- 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 შემფოთება ძლიერ იზრდება და გაბნევის წერტილში გარდამავალი ხდება გაბნევის კონვექტური შესაკრები. მეორადი დიპოლები საკუთარი ღერძების გასწვრივ არ ასხივებენ.
- ექსპერიმენტულ მონაცემებზე დაყრდნობით შეფასებულია ტროპოსფეროს გარდატეხის მაჩვენებელი ლაზერის სხივის გავრცელებისას, ტროპოსფეროს მეტეოროლოგიური და ელექტრული პარამეტრების ფარდობითი სიდიდის მიხედვით. ნაჩვენებია, რომ ტალღის სიგრძის გაზრდასთან ერთად მეტრულ დიაპაზონში, სიგნალის სიმძლავრე მცირდება, ხოლო სანტიმეტრულ დიაპაზონში, პირიქით. შედეგი კარგ თანხვედრაშია თეორიასთან.
- 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 კუთხის გამოსახულებები მიღებულია დეტექტორის სიბრტყეში. ნაჩვენებია, რომ ლაზერის კონის ზომა, კორელაციის რადიუსი და გამოსხივების საშუალო ინტენსივობა რიკლინის და სხვ. შრომაში მიღებულ შედეგს ემთხვევა. თუმცა, ატმოსფეროს ტურბულენტობის

გათვალისწინებისას მიღებული შედეგები რამდენადმე განსხვავდება კლასიკური შედეგებისაგან. კოჰერენტულობის რადიუსისათვის მიღებული შედეგები კარგ თანხვედრაშია ბელენკის და სხვ. შრომაში მიღებულ შედეგებთან.

- შესწავლილია დიფუზორის გავლენა სცინტილაციაზე. სწრაფი დეტექტორის შემთხვევაში მიღებულია სცინტილაციის ინდექსი ლაზერული კონის თავისუფალ სივრცეში გავრცელების შემთხვევაში, აგრეთვე სუსტი ტურბულენტობის ატმოსფეროში. ძლიერი დიფუზორის შემთხვევაში მოდელი აჩვენებს, რომ სცინტილაციის ინდექსი ახლოსაა 1-თან და ეთანხმება ახმანოვის და სხვ. შრომის შედეგებს. ატმოსფერული ეფექტების გათვალისწინებისას დიფუზორის გავლენა სცინტილაციის ეფექტზე მიმღები დეტექტორის სიბრტყეში თანხვედრაშია ანდრიუსისა და სხვ. შრომაში მიღებულ შედეგებთან.

სადოქტორო ნაშრომში მიღებული

შედეგები ასახულია შემდეგ

სამეცნიერო სტატიებში:

1. ლომიძე 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.
2. 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
3. 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
4. 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>
5. 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.
6. 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.
7. 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. [Solar.waset.org/1307-6892/10007581](http://www.solar.waset.org/1307-6892/10007581).
8. 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
9. 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>
 10. 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.
 11. 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.
 12. 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).
 13. 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).

Batumi Shota Rustaveli State University
Faculty Physics Mathematics and Computer Sciences
Department of Physics

with the write manuscript

Kakha Makharadze

**Studies of Statistical Characteristics of Multiple Scattering of
Electromagnetic Waves on Troposphere Heights**

Spetiality - Physics

Annotation

**Presented for Getting the
Academic Degree of Physics**

Batumi - 2018

Scientific leader:

Nugzar Gomidze

Candidate of Physical and Mathematical Sciences,
Professor of Batumi Shota Rustaveli State University

The International evaluators:

Andrey Degtyarev

Candidate of Physical and Mathematical Sciences,
V. N. Karazin Kharkiv National University.
Department of quantum radiophysics, School of radiophysics,
biomedical electronics and computer systems. Associate Professor

The evaluators:

Zhuzhuna Diasamidze

Doctor of Physics,
Batumi Shota Rustaveli State University, Professor

Jemal Khubua

Doctor of Physics,
Georgian team leader at experiment „Atlas”, Profesor

Mzia Diasamidze

Doctor of Physics
Batumi Maritime State Academy, Profesor

Protection will be held in 2018, “26” February, 15:00 at the Shota Rustaveli State University, Department of Physics, Mathematics and Computer Science Dissertation Council:

Address: Georgia, Batumi, Ninoshvili str. 35, 6010

Shota Rustaveli Tbel Abuseridze Auditory №235, University Building II

The thesis will be available in the Batumi Shota Rustaveli State University Library and on the Web-page: www.bsu.edu.ge

The secretary of the Dissertation Boards,
Associate Professor

Dali Makharadze

Introduction

Actuality: Classification of wave phenomena is naturally associated with the task of dynamic objectives. The widespread class of wave objectives is formulated as follows: Say that the body (or body system) surrounded with S surface is placed in a homogeneous or inhomogeneous media in which the waves of different natures (electromagnetic, acoustic, elastic, spin, etc.) are propagated. Mark the corresponding linear, differential or integral-differential wave operator with \hat{L} . In the area of the wave equation that is free from wave sources will have the following expression:

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

Where, u is a wave field which can be scalar or vector. If it is vector, the operator \hat{L} will be a tensor.

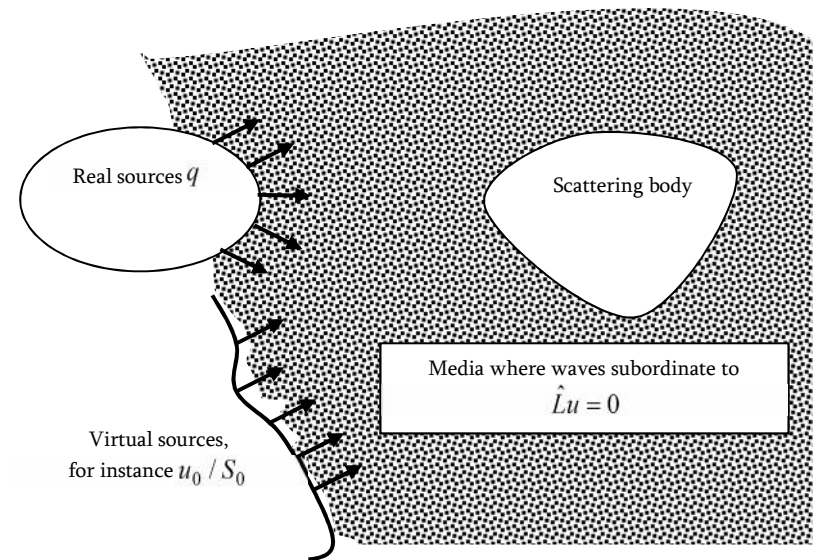


Fig.1. Typical task in the wave theory

The primary wave is created either by real q sources or by virtual sources (Fig. 1). For example, the initial wave may be u , which is a flat wave in most

cases, while the search object may be the scattered field. In addition to the sources and the scattering body shape, the determined boundary condition is required for the surface of the scattering body and the condition of the radiation (i.e. the condition in the infinity). In the determined task we would have the primary u_0 field on the S surface. The primary field statistics are determined only by the second order moment [2,3]:

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

In optics it is called a second-order coherent function. We may have higher order moments of the primary field. Naturally, the full statistical description of the u field is accepted through the density of the n ($n = 1,2,\dots$) order of probability. In the conditions of the established task, random may be:

A) real q sources; B) virtual sources (u_0/S_0); C) Form and condition of the S border; D) environmental feature, i.e. \hat{L} - operator itself.

That's why we can introduce four basic statistical schemes that we conditionally call the **first statistical schemes**. Let's describe the mathematical part of these primary schemes briefly.

1. **Starting the field with accidental sources.** The tasks of this class will be drawn to the inhomogeneous equation:

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

In this case, the random values are indicated with tilde. These are the q sources and the u field itself. In the simple case, the boundary conditions on the S surface and the field condition in the infinity may not be taken into consideration (the simplest case).

2. **Scattering random fields.** The tasks of this class will be described with homogeneous equations:

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

However, the boundary conditions reflect the random nature of the u_0 field.

3. **Scattering on the random background or (and) on the body of location.** In this case, the boundary conditions are determined on the S accidental surface. As for the wave equation, it may be inhomogeneous in the

case of ($L\tilde{u} = q$) real sources or – homogeneous ($L\tilde{u} = 0$), but with inhomogeneous boundary conditions.

4. **Propagation of waves in randomly inhomogeneous media.** In this case we are dealing with accidental \hat{L} - with operator who describes the wave propagation in the media.

Thus, practically all statistical wave objectives are reduced to these four primary schemes. Of course, it is permissible to deal with the mixed type of objectives, but the latter cannot actually be explained due to mathematical difficulties.

Putting the task is not yet to determine the appropriate methods, as a rule, these methods are represented by approximate methods. In fact, the fluctuations of some parameters or function can be large and small, slow or vice versa, rapid and sharply expressed. Correlation can be strong or weak, etc. Such variation of the physical nature of the objectives causes the implementation of different methods and approaches. It is here where many **secondary schemes** are created from, that are already related not to putting the objective, but with its solution. The number of the secondary schemes makes it difficult to focus on wave statistics.

Analogical methods of signal processing in the superhigh frequency (SHF) range are well known. Analogical methods were first used in the visible range of the spectrum in the 50s of the last century. But analogical methods have already been widely used in spectroscopy since the laser sources of light were invented. As for the numerical methods of signal processing that we consider in the given paperwork, they were created much later. Numerical methods have been used after Photons counting experiments which were conducted for studying statistical properties of different laser sources. Based on numerical methods of signal processing, we have made a high-efficiency, numerical, rapid autocorrelator that worked in real mode and allowed measurements to be measured in a wide frequency range of 1 – 10⁸GHz. The purpose of the autocorrelator was to expand the frequency range of lower than MHz. This problem has not been solved long ago by the **Fabry–Pérot** interferometer.

Goal of the research: the goal of the doctoral thesis "**Studies of Statistical Characteristics of Multiple Scattering**" is to study the regulations of the changes of the characteristics of ultra-high frequency optical signals using both quantitative and qualitative terms, on the basis of changes statistical parameters of turbulent media on the random phase screen model.

The **task of the research** of the Doctoral thesis is an analytical assessment of statistical moments of laser radiation scattered from optically dense random phase screen, numerical modeling and comparison with known experimental results.

The **innovation of the research** lies in the weak atmospheric turbulence in the possibility of quantitative evaluation of the function of mutual coherence and the scintillation index, with an effective combination of partially coherent wave theory of the random phase screen theory near the source of ABCD matrix theory.

The **object of the research** is the randomly inhomogeneous atmosphere with weak turbulence, as well as optically dense turbulent media.

In the dissertation work we are considering the fourth type of objective. We discuss here the random phase screen model and study the distribution of statistical moments of scattered laser radiation.

Let's say, on the $z = 0$ plane the primary u_0 field statistics are given, i.e. its moments (coherence function) are given. It is necessary to find out how these functions are changing away from the $z = 0$ plane, if on the way the field is transformed (for example, the wave is going through a diaphragm, lens or other).

Formally this task is solved easily: If it is known how the determined (totally coherent) wave changes, then it is enough to make an ensemble averaging of the determined solution of u_0 field. But this method, as a rule, reduced to difficultly calculating integrals. For example, when calculating the relative fluctuations of intensities $\dagger \approx \langle I^2 - \langle I \rangle^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ (the same as the "flicking index") it is necessary to calculate the eight-fold integral, which is practically impossible to be calculated even in the case of simplified model. The simplified marginal model implies that a flat wave e^{ikz} falls on the layer, directly on the other side of the screen $u_0 = e^{ikz+i\mathbb{E}}$ where $\mathbb{E}(x, y)$ is the random phase. Knowledge of phase statistics on the screen determines the field statistics on $z = 0$ flatness. The "system" which "transforms" the field out of the screen is just a free space in the given case. As a result of diffraction, the wave, which passes through the chaotic phase screen, is experiencing fluctuations (Fig. 2, B). However, the intensity of the phase screen is permanent (Fig. 2, A.).

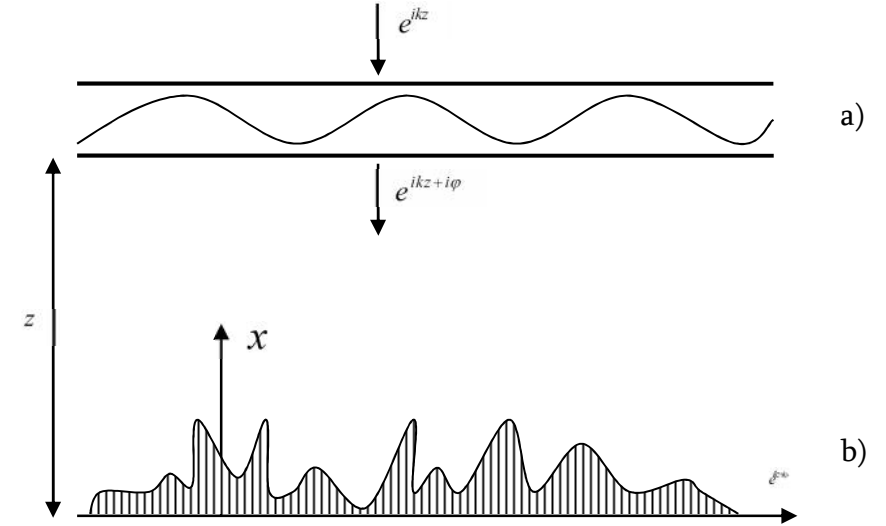


Fig 2. Distribution of wave $I(x)$ intensity via phase screen

Fortunately, for the well-established objectives in physical terms, approximate calculation methods for complex and multiple integrations can be found.

In the private case, the "flickering index" S for the phase screen can be calculated during the weak phase fluctuations $\langle \mathbb{E}^2 \rangle \ll 1$ of the phase. In case of strong fluctuations $\langle \mathbb{E}^2 \rangle \geq 1$ - to calculate S , on small z distances, we can apply an **excitation method** (considering that the fluctuations of the intensity are small beyond the screen) and for the longer distances we can apply a method of normalization of the field. The normal law of probability distribution implies that in the long z distances in the point of observation, many non-correlated waves take place from different parts of the screen. From these districts in the middle district - in the so called, focus area, we can find the asymptotics of the field during the presence of large fluctuations in the phase. i.e. when $\langle \mathbb{E}^2 \rangle \gg 1$. As a result we will get $S(z)$ curves the qualitative image of which is shown at Fig.3.

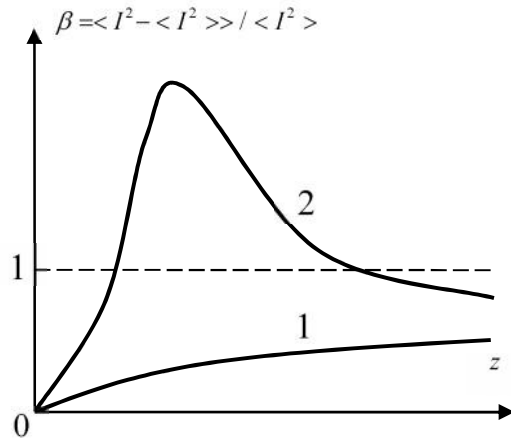


Fig 3. Qualitative flow of flickering index to the other side of the phase screen.

- 1- Weak fluctuations $\langle \psi^2 \rangle \approx 0$
- 2- Strong fluctuations $\langle \psi^2 \rangle \gg 1$

Basic linear statistical-wave tasks will be reduced to four primary schemes, for solving which, many secondary schemes, the so-called approximate methods allow a variety of solutions to solve problems, but at the same time, they create a chaos in terms of general adequate theory of solving statistical tasks. The fact is that there is no universal analytical model, so the information about the scattered radiation can be obtained from real experiments or numerical experiments.

On the basis of mathematical formalism to make statistical description of random variables, in terms of the ergodicity and the stationary conditions of the process, we have obtained mathematical statistics of signal distribution at the entrance of the square detector output during Gaussian and Lorenz noise. It is shown here that, the characteristics of signals: normal auto-correlation functionality $G(\ddagger)$:

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

signal strength density $S(\mathfrak{S})$:

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

the first and second statistical moments (fig.4):

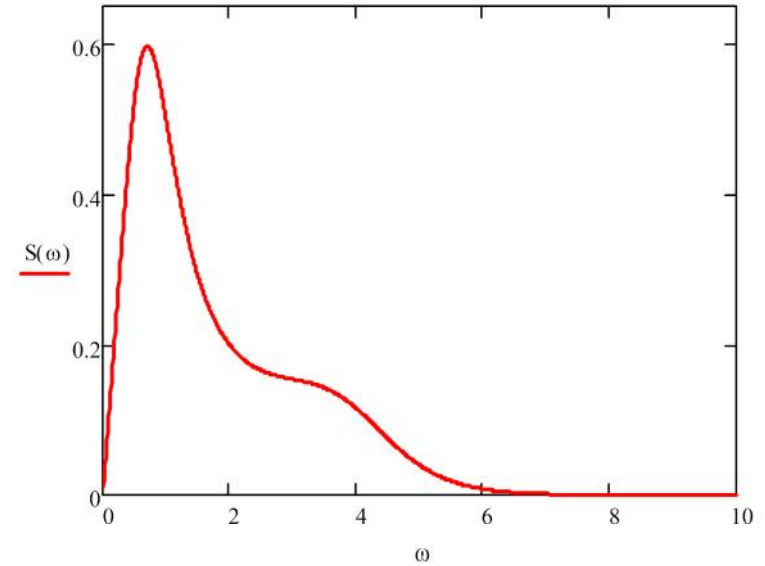


Fig.4. Spectrum for Lorent's signal

$$g(\ddagger) = \frac{\langle s(0)s(\ddagger) \rangle}{\langle s^2 \rangle}, \quad -1 < g(\ddagger) < 1$$

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

$$Q(S) = \langle \exp(-Ss) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-Ss)W(s)ds, \quad 0 < s < \infty$$

$$\left(-\frac{d}{ds} \right)^n Q(S) \Big|_{S=0} = \langle s^2 \rangle$$

The optical signal features are discussed on the example of an ideal, stable, single-mode laser source:

$$s(t) = s_0 \cos(\check{S}_0 t + \{ \})$$

It is shown here that the availability of phase fluctuations causes the broadening of radiation spectrum to the GHz \check{S}_0 towards the optical frequency. In the process of scattering the modulation takes place, the random statistics of the phase screen causes the creation of Doppler effect - displacement towards the optical frequency. The signal power spectrum or auto-correlation function cannot provide complete information about the process of scattering, but these values are subject to experimental measurement, therefore, the theoretical and experimental measurement of these parameters may become the basis for creating an adequate theoretical model. From this perspective, the first and second order statistical moments are presented as experimental measurable physical values on the basis of the correlation functions of the scattered signal and intensity:

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

Where, $I(t) = s^+(t)s^-(t)$ - represents a magnitude that is recorded by a detector. In the quantum-mechanical point of view, we can say that the detector, which works on photon registration (through photo multiplier and photodiode), records this value. $s^+(t)$ and $s^-(t)$ represents the signal components that correspond to positive and negative frequencies and are determined by the Fourier series:

$$s(t) = \sum_{S>0} a_S^* e^{-iS t} + \sum_{S \geq 0} a_S e^{-iS t} = s^+(t) + s^-(t), \quad a_S = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s(t) e^{-iS t} = a_{-S}^*.$$

In the third paragraph of the doctoral work, the focus is on measuring the magnitude of the detection of signals It is noteworthy that from $g^{(1)}(\dagger)$ and $g^{(2)}(\dagger)$ statistical moments only the second order statistical moment $g^{(2)}(\dagger)$ is to be measured on the detector. That's why, the matter of finding the connection between $g^{(2)}(\dagger)$ and $g^{(1)}(\dagger)$ statistical moments is an urgent issue. This connection was found for statistically independent random variables on the basis of probability theory and was brought to the expression that is a well-

known Siegert's ratio and which allows the first-range spectral characteristics to be calculated by the simplest spectral characteristics of the second order:

$$\langle I(t)I(t+\dagger) \rangle = g^{(2)}(\dagger) = \langle I \rangle^2 \left(1 + |g^{(1)}(\dagger)|^2 \right)$$

Similar calculations were conducted for a specific task when the scattered field:

$$s^+(t) = s_0 \exp[-i(\check{S}_0 t + \{_0(t)\})] + f(t) s_1 \exp[-i(\check{S}_1 t + \{_1(t)\})]$$

and primary source field were radiated from the same point of space and the intensity correlation function was calculated, which is the function of $g^{(1)}(\dagger)$ and $g^{(2)}(\dagger)$ moments:

$$g^{(1)}(\dagger) = \langle f(0)f(\dagger) \rangle$$

$$g^{(2)}(\dagger) = \langle f^2(0)f^2(\dagger) \rangle$$

It was shown here that making Doppler spectrum dominant in the expression of correlation function of intensity, increases the significance of the signal / noise ratio on the detector's output in connection with the fluctuation spectrum of intensity.

It is shown here that since the measurable value in the actual experiment is the averaged intensity, so the value of the instant intensity can be analytically established. Any field becomes coherent in the integration limit, when $T \rightarrow \infty$. Thus, the condition of laser radiation coherence is its intense scattering. We have obtained the expression $g^{(2)}(t;T)$ for $g^{(1)}(\dagger)$ Lorenz ($|g_L^{(1)}(\dagger)|^2 = \exp(-2\Gamma\dagger)$) and Gaussian ($|g_G^{(1)}(\dagger)|^2 = \exp(-r^2\dagger^2)$) forms:

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

$$g^{(2)}(t;T) = 1 + \frac{\exp[-r^2(\dagger^2 + T^2)]}{r^2 T^2} sh(2r^2\dagger T) +$$

$$+ \frac{1}{r T^2} \{ (\dagger + T) erf[r(\dagger + T)] + (\dagger - T) erf[r(\dagger + T)] - 2\dagger erf(r\dagger) \},$$

We have calculated the effect of time integrity on the signal correlation function for Gaussian signal, when the distribution of spectral lines had the Lorenz form:

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

where:

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

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

Computations were conducted to determine the time statistics of the scalar field, as well as to determine the field spatial structure ($\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \langle \vec{r} \rangle \langle \vec{r}' \rangle \rangle$, $\Gamma^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \langle I(\vec{r}) I(\vec{r}') \rangle \rangle$). The spatial correlation function of a circular source with R radius was also calculated:

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

This value is referred to as a complex degree of coherence in literature. Coherence light becomes partially coherent. This effect is used in Michelson's astronomical interferometer.

For Gaussian light, we have evaluated the impact of the detector area on the fluctuation intensity spectrum and on the Doppler spectrum:

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

$$f_D(S) = \frac{4}{f R'^4} \int_0^{R'} \int_0^{R'} r_1 r_2 dr_1 dr_2 \int_0^{2\pi} d\omega \frac{J_1(\dagger \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \omega})}{\dagger \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \omega}}$$

where $\dagger = k_0 R / Z$, R - Is the radius of circular source, R' - is the radius of the surface of photocathode of the detector (fig.5).

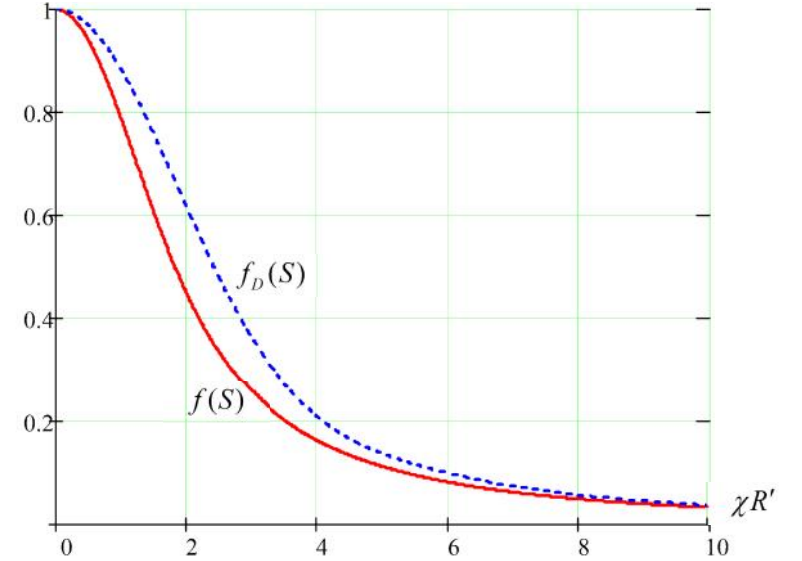


Fig.5. he influence of the detector surface on the intensity spectrum of the fluctuation $f(S)$ (dot line) and on the Doppler's spectrum $f_D(S)$ (line) for the Gaussian light.

Based on the "Dead Time" effect, it is shown that Poisson distribution of the probability of the electron emission of the signal on photocathode is distorted:

$$\left(\frac{rI}{n!} \right)^n \exp(-rI) \rightarrow \left(\frac{rI}{n!} \right)^n \exp(-rI) \left\{ 1 + n(rI - n + 1) \frac{\dagger_D}{T} + 0 \cdot \left(\frac{\dagger_D}{T} \right)^2 \right\}$$

We have calculated a single dimensional image of the distribution of Gaussian light and it was shown that measurable full auto-correlative function is connected to the third order correlation function as a result of a dead-time effect:

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

From this equation it is evident that, in general case, when the effect of dead time plays an important role, the distortion of the correctional futures is created $g_k^{(2)}(\ddagger)$, that is caused by the fourth-rate proportionate members of $g_k^{(1)}(\ddagger)$. However, this effect will be small for little \bar{n}_0 .

The effect of dead time in practice may not be the basis for the correlational work, but if it is necessary to measure the width of the spectral lines, whose frequency range must be calculated with the accuracy of several MHz, it is necessary to take into account the effect of this effect on the correlation function.

In the **second chapter of the thesis "Study of scattering indicatrix of surface-level electromagnetic waves"** is discussed to disperse the surface electromagnetic waves with different polarization on the "frozen" inhomogeneities of the movable plasma. As a private occasion, in the role of diffusor we have discussed the flat-parallel dielectric layer and analyzed scattering indicatrix of the scattered surface waves.

The diffusor is a flat parallel dielectric plate with a thickness of $2l$, and $V_0 \approx V \gg 1$ dielectric penetration.

The x axis is directed perpendicular to flat-parallel plate flatness $-l \ll x \ll l$. The plate is surrounded by cold turbulent plasma that moves along the Z axis with the \vec{V} speed, the dielectric layer is infinitely prostrated along Y and Z axles, while the electromagnetic waves are distributed on the surface of the dielectric layer. The peculiarities of laser beam of surface TE polarization are estimated along the flat parallel diffusor.

By using Maxwell Equation System, Minkovsky's Material Ratios and Border Conditions:

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

We have drawn up algebraic equation system. From which dispersive equations are defined for surface electromagnetic waves.

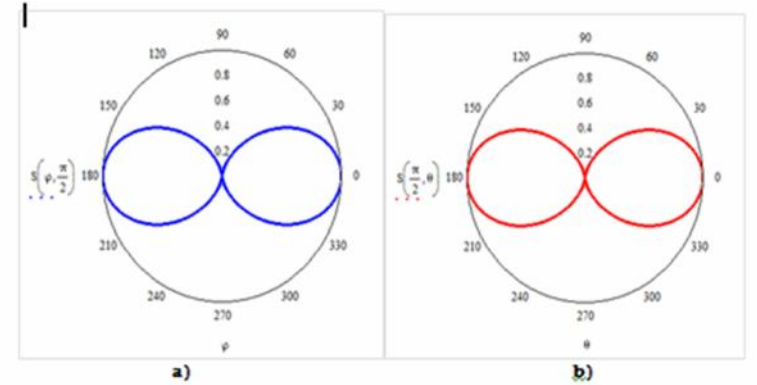


Fig 6 Diagram of laser beam scattering on the "frozen" inhomogeneities of the plasma moving with little speed ($\omega \gg Vh$) on diffusor surface a) in $\theta = \pi/2$ plane b) in $\phi = \pi/2$ plane.

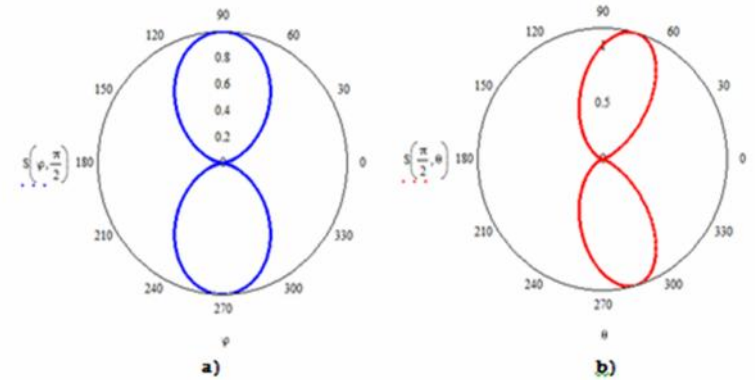


Fig. 7. Diagram of laser beam scattering on the "frozen" inhomogeneities ($\omega \approx Vh$ case of synchronization) of the plasma moving with great speed. a) in $\theta = \pi/2$ plane b) in $\phi = \pi/2$ plane

In the case of small speeds ($\check{S} \gg Vh$) and synchronization ($\check{S} \approx Vh$) of the turbulent plasma motion applying the Greene function method we have obtained general picture of the frequency spectrum of the scattered field and on its basis we have drawn the scattering diagram showing the turbulent plasma motion in case of both, small velocities (drawing 6) and synchronism (Fig. 7). It is shown here that, in case of small speeds, the surface wave of TE polarization is practically going on in the whole area, where, in case of

synchronization, the unusual image of the diagram is determined by the fact that the excitation of the field concentration influenced by the surface wave strongly increases and the convective synchronization becomes transitional in the scattering point. Secondary dipoles do not emit along their own axes.

The third chapter of the thesis “The study of the propagation of laser beam on the basis of the electrical parameters of the troposphere” is dedicated to the study of the characteristics of the laser beam propagation on the basis of the interaction between meteorological and electrical parameters in the troposphere. Physical grounds for atmospheric phenomena are discussed here and their impact on the propagation of laser beam (irradiation of the beam, scattering on the inhomogeneities of the troposphere, absorption, scattering on hydrometeors).

Multiple scattering of waves in the troposphere is caused by refractive processes. Change of gradient of the refractive index in different layers of atmosphere determines the specific form of refraction (negative refraction, decreased refraction, normal refraction, elevated refraction, superrefraction).

Here is discussed the connection of internal and external scales of the characteristics of inhomogeneities during the propagation of electromagnetic

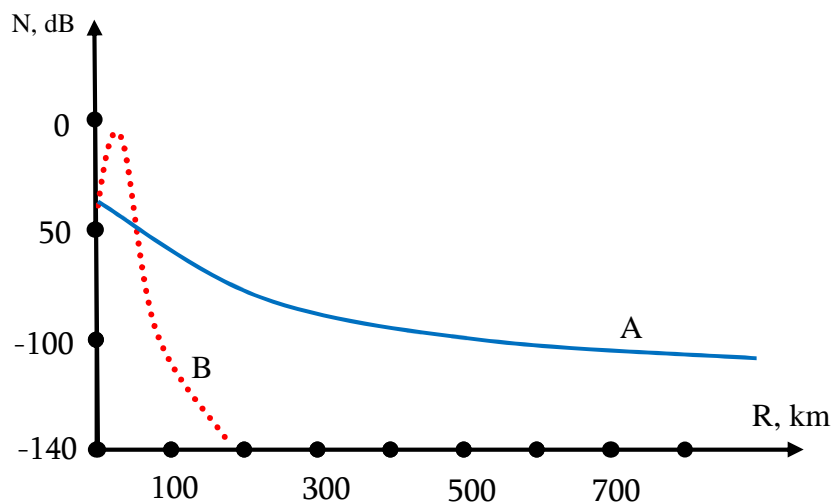


Fig.8 Dependence of signal strength on height. A continuous diagram corresponds to the propagation of the signal in the distant troposphere and the B interrupted diagram corresponds to the diffraction

waves in the troposphere with electrical characteristics of the turbulent environment. The main regularities of the turbulent movement became known on the basis of the works by A. N. Kologorov and A. M. Obukhov.

The change of the capacity of the waves of centimetric, decimetric and metric range at 600-700 km altitudes of the troposphere is experimentally studied in terms of distance in the present work. The results show that the value of the primary signal exceeds the tens of thousands of decibels greater than the values of the scattered field. The propagation of the signal in the distant tropospheric range is characterized by a short time delay. The duration of this delay is of a set of seconds and is strongly dependent on the wavelength. The longer the wavelength is, the smaller is the length of the signal delay. This regularity is also well coincided with a theoretical outcome that describes the scattering of the signals from each other's chaotically moving inhomogeneities.

The signal capacity dependence on the surface of the Earth is studied in the distant tropospheric zone. It is shown that along with the wavelength increase in the metric range, the power of the signal is reduced, and in the centimeter range, it is on the contrary. The result is in good coincidence with the theory (fig. 8).

In the **fourth chapter of the thesis "Random Phase Screen Model"** we have studied the statistical characteristics of the laser beam based on optically dense random phase screen model. The present model in principle combines the complex model of the phase screen, the Ritov's theory and the matrix theory of the beam. The obtained images are based on the Kolmogorov spectrum in the conditions that it can be easily used for other spectral models as well, including internal and external scales.

Here is considered a case when the laser beam is perpendicular to the phase screen. The phase screen is of a small thickness, scattered radiation is registered in the distant zone through the photo detector. The photo detector axis makes „ angle of the laser beam (fig. 9).

The positive-frequency part of the electric field of the light wave that passes the phase screen can be written by the following expression:

$$\langle^+ (\vec{r}, 0; t) = E_0 \exp \left\{ i \left[w(\vec{r}, t) - \check{S}_0 t \right] - \frac{r^2}{W_0^2} \right\},$$

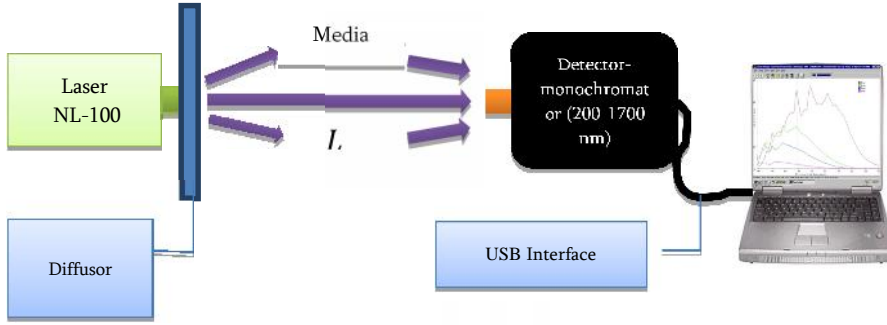


fig 9. An experimental device scheme for studying partially coherent laser beam in the free space or in the turbulent media. $L \gg L_f$, L_f - is the distance from diffusor to the detector, the L_f - the focal length of the optical system

Where $w(\vec{r}, t)$ is the random phase shift dependent on the spatial coordinates and are conditioned by the phase screen. $(\vec{r}, \{, z)$ are cylinder coordinates. The phase screen is located in the $z = 0$ plane. W_0 - is the width of the Gaussian distribution of the intensity of flow and it is characterized to the size of the illuminated area.

Based on the first and second orders of the laser radiation scattered from the random phase screen, we receive:

$$\langle I(\theta; t) \rangle = f^2 W_0^2 |E_0|^2 \int_0^\infty dr r J_0(kr \sin \theta) \exp \left\{ \left[-\zeta^2 (1 - \dots(r)) \right] - \frac{r^2}{W_0^2} \right\}.$$

$$\frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = 2 - \frac{2l^2}{W_0^2} + \frac{l^2 \zeta^2}{4W_0^2} \exp \left[\frac{k^2 l^2 \sin^2 \theta}{4\zeta^2} \right].$$

When $l/W_0 \rightarrow 0$, $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 = 2$, that is characterized to a Gaussian statistics. When $l \ll W_0$ the distribution is significantly different from Gaussian and the existence of ζ^2 circumstance, which is quite large in terms of access. Finally, when $l \ll W_0$ the second order moment may be more than 2 if ζ^2 is a big enough value. Moreover, this effect will increase even more by increasing θ .

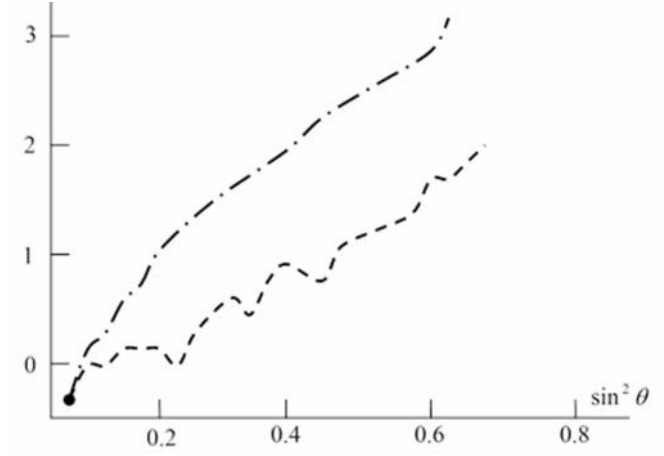


Fig. 10. The angular distribution of the first and second moments of light intensity scattered by a 25mkm thick liquid phase screen when the electrohydrodynamic turbulence on the liquid crystal screen is created in the 20V voltage conditions. During the experiment the size of the area $W_0 = 10.5$ mkm is illuminated, the thickness of the liquid crystal $l = 2, 6$ mkm, $\bar{\phi}^2 \sim 36$.

Intensity dependencies W_0 and θ parameters have been tested experimentally while studying light scattering from the thin (25km) liquid crystalline surface on which electro hydrodynamic turbulence (fig.10) was created. Under certain conditions, such a system behaves as an optically dense phase screen.

An analysis of the second order of correlation function was analyzed as following:

$$g^{(2)}(\theta; \dagger) = \left(1 - \frac{\ell^2}{W_0^2} \right) \left(1 + |g^{(1)}(\theta; \dagger)|^2 \right) + \frac{F(\dagger) \bar{W}^2 \ell^2}{W_0^2} \exp \left[\frac{k^2 \ell^2 \dagger (\dagger) \sin^2 \theta}{2\bar{W}^2 [1 + \dagger (\dagger)]} \right]$$

The non-Gaussian member only causes distortion of the shape of the spectrum, but at the same time increases the correlation time up to the time order characterized to phase fluctuation.

The dependence of the effective normal radius $W_{1,d}/W_0$ ($W_0 = 2.5$ cm) of the laser beam on the correlation radius l_c via diffusor is shown on the Fig. 11.

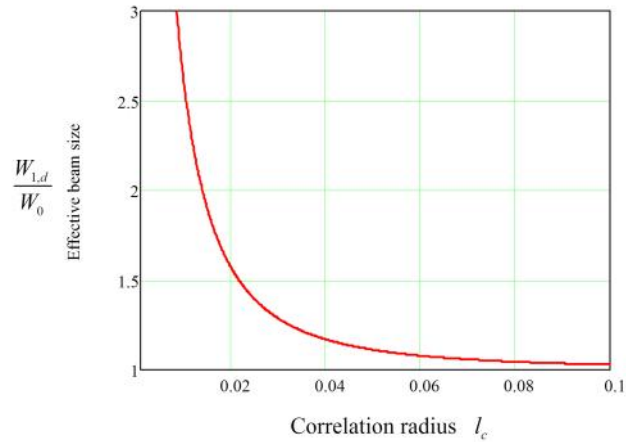


Fig. 11. Dependence of the effective normal radius $W_{1,d}/W_0$ vs correlation radius l_c , when: $W_0 = 2.5$ cm, $W_0 = 2.5$ mkm, $L = 500$ m.

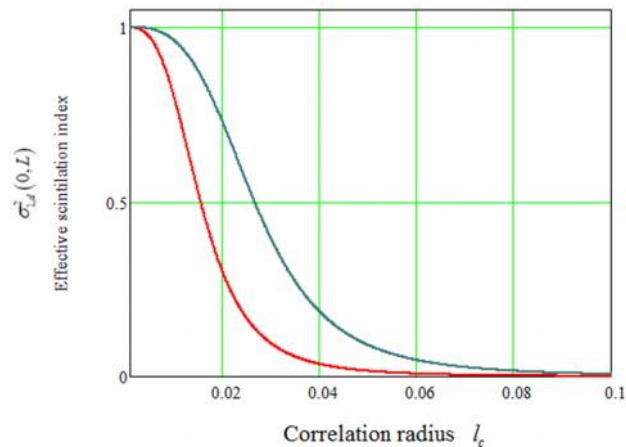


Fig.12. Effective scintillation index vs correlation radius l_c , for different distant from diffusor ($L = 200$ m – red line, $L = 500$ m – green line), when: $W_0 = 2.5$ cm, $W_0 = 2.5$ mkm,

Fig.12 provides an effective scintillation index as the function of the correlation radius for different length from diffusor ($L=200$ m – red line, $L=500$ m – green line). It is mentioned, that the scintillation index by Baikal-Plonus is practically same.

Thus, the major consequences of doctoral thesis can be summarized as follows:

- Main linear statistical-wave tasks are classified.
- Features of optical signals are modeled on an ideal, stable, single-laser source, indicating that the phase fluctuations allow for the formation of the radiation spectrum to the GHz towards optical frequency.
- The correlation function of the intensity is calculated which shows that the doppler spectrum dominance in the expression of the correlation function of intensity increases the value of the signal/noise ratio to the detector's outlet.
- Spatial correlation function of a circular source with a R radius was calculated. Based on the “Dead Time” effect, it is shown that the exposure of the probability of the emission of electrons is affected by distortion of the signal. A single-dimensional image of distribution for Gaussian light was calculated and it was shown that measurable full auto-correlation function is associated with a third line correlation function as a result of dead-time effect.
- Dispersive equations are obtained on the surface of delaying, scattering, flat-parallel dielectric diffuser for TE and TM polarization electromagnetic waves scattered on turbulent, movable plasma inhomogeneities.
- The general image of the frequency spectrum of the scattered field has been obtained and the diagram shows the turbulent plasma motion as small speeds as well as synchronization. It is shown that, in case of small speeds, the surface wave of polarization scattering TE is practically going on in the whole area, where, in case of synchronization, the unusual image of the diagram is determined by the fact that excitation of the field concentration influenced by the surface wave strongly increases and the convective synchronization in the scattering point becomes transitional. Secondary dipoles do not emit along their own axes.

- Based on the experimental data, the refractive index of the troposphere during laser beam propagation has been evaluated according to the relative value of the meteorological and electrical parameters of the troposphere. It is shown that along with the wavelength increase in the metric range, the power of the signal is reduced, and in the centimeter range - on the contrary. The result is in good standing with the theory.
- It is shown that during the propagation of the laser beam in the free space classical results are obtained on the basis of the function of the mutual coherence.
- The effective function of mutual coherence, consequently, the laser beam size, intensity, correlation radius and the expressions of the angle of fluctuations are obtained in the plane of the detector. It is shown that the laser beam size, the correlation radius and the average intensity of the radiation coincide with the results of Riklin's or other's works. However, the results obtained in the turbulence of the atmosphere somewhat differ from the classical results. The results obtained for the coherence radius are in good standing with the results obtained in Belenk's and other's works.
- The effect of diffusion on the scintillation has been studied. In case of fast detectors, the scintillation index is obtained in the free space of laser beam, as well as in the weak turbulence atmosphere. In case of a strong diffuser, the model shows that the index is close to 1 and agrees with Akhmanov's and other's works. While considering the atmospheric effects, the influence of diffuser on the effect of scintillation in the receiving detector space is in compliance with the results obtained in Andrius' and other's works.

**The obtained results of the Doctoral Thesis are reflected
in the following scientific articles:**

1. Gomidze N., Surmanidze I., **Makharadze K.**, Abuladze N., Kavtaradze L., Multielement antennas in the wireless connection system. RSU Works, "Natural Sciences and Medicine" series. P. 225-229, 2008 (in Georgian)
2. 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
3. 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
4. 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>
5. 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.
6. 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.
7. 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](http://www.scolar.waset.org/1307-6892/10007581).
8. 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
9. 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>
 10. 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.
 11. 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.
 12. 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).
 13. 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).