

საქართველოს მენეჯერებათა ასოციაციის  
კიბერნეტიკის ინსტიტუტი

ხელნაწერის უფლებით

ანა ფურცელაძე

სინათლის დეკლარაცია არასტაციონარულ  
ანიზოტროპულ გარემოში და აკოსტიკური ცდა  
პოლარიზაციულ კოლობრაფიაში

(01.04.03 – რადიოფიზიკა)

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატის სამეცნიერო  
ხარისხის მოსაპოვებლად წარმოდგენილი დისერტაცია

სამეცნიერო ხელმძღვანელები:

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი  
პროფესორი შ. ყაყიჩაშვილი,

ფიზიკა – მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატი  
ვ. ტარასაშვილი.

შესავალი - - - - -	3
თავი I. ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივება – მისი მიღების ხერხები და ანალიზი	
<b>§1.1.</b> პოლარიზებული სინათლის აღწერის ელემენტები - - - - -	14
1.1.1. ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდის მოდიფიკაცია - -	18
<b>§1.2.</b> პოლარიზებული სინათლის გავრცელება არასტაციონარულ ანიზოტროპულ ოპტიკურ სისტემაში	
1.2.1. ოპტიკური სისტემა რეალური ორმაგი სხივტებით - - - - -	22
1.2.2. არასტაციონარული სისტემა კომპლექსური ორმაგი სხივტებით - - - - -	29
თავი II. არასტაციონარული ანიზოტროპული ოპტიკური სისტემის მიერ ფორმირებული ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის პოლარიზაციის ხარისხი	
<b>§2.1.</b> პოლარიზაციის ხარისხი, როცა მადეპოლარიზებული სისტემის $\Delta n$ დროითი არგუმენტის რეალური ფუნქციაა - - - - -	34
2.1.1. მაგალითი - - - - -	39
<b>§2.2.</b> პოლარიზაციის ხარისხი, როცა მადეპოლარიზებული სისტემის $\Delta n$ დროითი არგუმენტის კომპლექსური ფუნქციაა - - - - -	44
2.2.1. მაგალითი - - - - -	47
თავი III აბსტრეტიორული ცდა პოლარიზაციულ პოლოგრაფიაში	
<b>§3.1.</b> ნაწერა და აღწარმოება სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით - - - - -	56
<b>§3.2.</b> ნაწერა და აღწარმოება სრულად არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით - - - - -	69
<b>§3.3.</b> ექსპერიმენტული დადასტურება - - - - -	79
დასკვნა - - - - -	82
ლიტერატურა - - - - -	84

## შ ე ს ა ვ ა ლ ი

პოლოგრაფია - ელექტრომაგნიტური ველის ტალღური ფრონტის სრული ნაწერისა და აღწარმოების მეთოდი-მიეკუთვნება თანამედროვე ფიზიკის იმ მიმართულებათა რიცხვს, როგორცაა ლაზერული ფიზიკა, კოჰერენტული და მატრიცული ოპტიკა, ფურიერ-გარდაქმნები და ა.შ. მათ რეკლუციური გარდატეხა მოახდინეს ოპტიკის განვითარებაში და აქციეს ის მეცნიერების დარგად, რომელიც მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს ფუნდამენტური კვლევებისა და გამოყენებითი ფიზიკის სფეროს ყველა უბანზე [1].

დენის გაბორმა, გამომდინარე სინათლის ტალღის დიფრაქციისა და ინტერფერენციის ძირითადი კანონებიდან, 1948 წელს შექმნა ოპტიკური გამოსახულების მიღების ახალი ორსაფეხურიანი მეთოდი - პოლოგრაფია (სრული ნაწერა), რომლის მეშვეობითაც შესაძლებელია შექმგრძნობიარე ფირფიტაზე (მატარებელზე) დაფიქსირდეს და შემდგომ ეტაპზე აღდგეს ობიექტის მიერ გაბნეული ტალღური ფრონტის როგორც ამპლიტუდა, ასევე ფაზა [2,3]. გაბორმა მოგვცა მეთოდის არა მხოლოდ მათემატიკური ახსნა, არამედ მისი ექსპერიმენტული დადასტურებაც.

შემდგომი პროგრესი ოპტიკური პოლოგრაფიის სფეროში დაკავშირებულია ლაზერული ტექნიკის განვითარებასთან. 1962 წელს ე.დ. ლეიტისა და ი.უპატნიეჟის მიერ მიღებული იქნა პირველი ლაზერული, არაპარაქსიალური პოლოგრამები გაბნეულ სინათლეში, რითაც საფუძველი ნაქყარა თანამედროვე პოლოგრაფიას [4,5]. ამავე წელს ლიპმანისა და ბრეგის იდეების განსოგადებისა და შერწყმის საფუძველზე ი. დენისიუკმა შეიმუშავა ამრეკლი პოლოგრამების მიღების მეთოდი [6,7]. ი. დენისიუკმა აწვინა აგრეთვე, რომ სამგანსომილებიან პოლოგრამას უნარი შესწევს საობიექტო ტალღის

კომპლექსურ ამპლიტუდასთან ერთად ადადგინოს მისი სპექტრული შემადგენლობაც. ასევე მის მიერვე იყო ნაჩვენები, რომ ტალღურ ველს სამგანზომილებიან პოლოგრაფიულ გარემოში გაანინია თვისება ადადგონოს არა მხოლოდ მდგარი ტალღის ინტენსიობა, არამედ მორბენალი ტალღებისაც, რომლებიც წარმოიქმნებიან სხვადასხვა სიგრძის ტალღების ინტერფერენციის შედეგად [8].

პოლოგრაფიის თეორიის შექმნაში დიდი წვლილი შეიტანა ამერიკელი მეცნიერის ვან პირდენის შრომებმა, ამ უკანასკნელმა აღმოაჩინა სამგანზომილებიანი პოლოგრამის თვისება— განახორციელოს ინტეგრალური ოპერაციები მეხსიერების სისტემებში, ანალოგიურად ასოციატური მეხსიერებისა [9].

პოლოგრაფიული მეთოდი შესაძლებლობას იძლევა გადაიჭრას ამოცანები, რომლებიც ადრე ხელმიუწვდომელი იყო ოპტიკისათვის. კერძოდ, პოლოგრაფიული მეთოდის ორეტაპობრივი ხასიათი საშუალებას გვაძლევს აქტიურად ნავერთოთ გამოსახულების ფორმირების პროცესში; რიგ შემთხვევაში არ წარმოადგენს აუცილებლობას ამ ორი ეტაპის დროითი და სივრცული განცალკავებაც კი, ასე მაგალითად, დინამიურ პოლოგრაფიაში, რომელიც აღმოცენდა პოლოგრაფიისა და არაწრფივი ოპტიკის მიჯნაზე, პოლოგრამა არსებობს—სანამ ხდება შუქმგრძნობიარე მატარებლის დასხივება. ნაწერისა და აღდგენის პროცესები მიმდინარეობს პრაქტიკულად ერთდროულად [10-13]. ციფრულ და კომპიუტერულ პოლოგრაფიაში კი სინათლის სხივი საერთოდ არ მონაწილეობს პოლოგრამის მიღების ეტაპზე ინფორმაცია მატარებელზე წერტილ-წერტილ აისახება სხვადასხვა მანიპულატორების მეშვეობით [14,15].

პოლოგრაფიული მეთოდი საშუალებას იძლევა არა მხოლოდ შეეინახოს ინფორმაცია საგნის გამოსახულებაზე, არამედ ვაწარმოოთ

ობიექტის მიერ გაბნეული ტალღური ფრონტის აპოსტერიორული დამუშავება, ასევე განვახორციელოთ ნებისმიერი წინასწარ მოცემული მასშტაბური გარდაქმნა, ფილტრაცია და შედარება დროისა და სივრცის სასურველ ინტერვალში (პოლოგრაფიული ინტერფერომეტრია) და ა.შ. [16,17].

‘ხემოთ აღწერილი პოლოგრაფიული მეთოდები ეფუძნება ელექტრომაგნიტური ველის სკალარულ თეორიას; მათი მეშვეობით შესაძლებელია ნაწერა და აღდგენა ობიექტის მიერ გაბნეული ველის მხოლოდ სკალარული მახასიათებლების – ფაზა, ამპლიტუდა, სიხშირე. უმნიშვნელოვანესი ვექტორული მახასიათებელი – ხაობიექტო ველის პოლარიზაციის მდგომარეობა–მათი მეშვეობით შექმგრძნობიარე მატარებელზე არ აისახება; არ ფიქსირდება ინტერფერენციული სურათი საობიექტო და საყრდენი ტალღების ურთიერთმართობულად პოლარიზებულ კომპონენტებს შორის; შედეგად მატარებელზე არ სდება ობიექტის ველის ადექვატური ასახვა. შემოთავაზებული სქემითი მეთოდებით [18-20] პრობლემის გადაწყვეტა ვერ ხერხდება გამოსახულების აღდგენის ეტაპზე პრინციპულად აღმოუფხვრელი დამახინჯებების გამო.

ოპტიკური პოლოგრაფიის შემდგომ განვითარებასა და სამოყალიბებაში უმნიშვნელოვანეს ეტაპს წარმოადგენს პროფ. შ. ყაყინაშვილის მიერ აღმოჩენილი პოლარიზაციულ-პოლოგრაფიული ნაწერისა და აღწარმოების მეთოდი (1971 წელი) [21]. ქართველი მეცნიერის მიერ პირველად იქნა სრულად გადაჭრილი ელექტრომაგნიტური ტალღის უკლებლივ ყველა მახასიათებლის, (როგორც სკალარული ასევე ვექტორული), შექმგრძნობიარე მატარებელზე რეგისტრაციისა და შემდგომ ეტაპზე მისი სრულად აღდგენის პრობლემა.

შ. ყაყისაშვილმა პირველმა მიაქცია ყურადღება იმ ფაქტს, რომ საობიექტო და საყრდენი ტალღების ურთიერთობითი კონსტრუქციული პოლარიზებულ კომპონენტებს შორის ინტერფერენციისას ამპლიტუდური მოდულაციის არ არსებობა არ ნიშნავს პოლოგრაფიული ინფორმაციის დაკარგვას; ტალღების გადაფარვის უბანზე ფორმირდება ჯამური ველი, სივრცულად ცვლადი პოლარიზაციის მდგომარეობით. ზოგად შემთხვევაში ნებისმიერი პოლარიზაციის მქონე საობიექტო და საყრდენი ტალღების შეკრებისას პოლოგრამის სიბრტყეში ველის განაწილებას აქვს ვექტორული ხასიათი, რომელიც სკალარული რეგისტრაციის პროცესში არავითარი ფორმით არ აისახება. აქედან გამომდინარე აუცილებლობას წარმოადგენს პოლოგრაფიულად შექმერძნობიარე გარემოდ გამოყენებული იქნას მატარებელი, რომელიც პოლარიზებული სინათლის მოქმედებით შეიძენს ინდუცირებულ ანიზოტროპიას, რაც ახასიათებს ჯამური ველის პოლარიზაციის მდგომარეობას [22].

ამრიგად, პოლარიზაციულ-პოლოგრაფიული ნაწერის ამოცანის გადაწყვეტის ძირითადი არსი, რომელიც შემოგვთავაზა მეცნიერმა, მდგომარეობს შემდეგში: პოლარიზაციულად მგრძნობიარე არეობთან ურთიერთქმედებისას პოლოგრამის ნაწერის ეტაპზე, ელექტრომაგნიტურ ტალღას შესწევს უნარი წარმოქმნას ობიექტის ვექტორული ველის სტრუქტურა, სივრცულად ცვლადი ანიზოტროპიისა და გიროტროპიის ხასით. აღნიშნული სტრუქტურა მისი შემდგომი განათებისას პოლარიზებული სინათლით, აღადგენს ობიექტის საწყისი ველის არა მხოლოდ ფაზასა და ამპლიტუდას, არამედ პოლარიზაციის მდგომარეობასაც. მეთოდი რეგისტრირებულია როგორც აღმოჩენა [23]. ამით, პრაქტიკულად დასრულდა პოლოგრაფიის საფუძვლების შექმნა.

პოლარიზაციული პოლოგრამის თეორიული აღწერისათვის შ.ყაყისაშვილმა შემომავა შესაბამისი მათემატიკური აპარატი.

სინათლის პოლარიზაციის მდგომარეობისა და ოპტიკური სისტემის აღწერისათვის არჩეული იქნა ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდი, დაფუძნებული სინათლის ნაკადის პოლარიზაციის მდგომარეობის ამსახველი ვექტორის წარმოდგენასა და ოპტიკური სისტემის აღმწერი მატრიცის წარმოდგენაზე [24]. არსებული მათემატიკური აპარატის საფუძველზე შეიქმნა პოლარიზაციულად მგრძნობიარე არეებში გამოსახულების პოლოგრაფიული ნაწერისა და აღღგენის თეორია და პოლარიზაციულ-პოლოგრაფიული მეთოდი [25,26]. მეთოდის ასეთი სრულყოფა წარმოანენს სრულიად ახალ შესაძლებლობებს ელექტრომაგნიტური ველის რეგისტრაციისა და გარდაქმნის პროცესებში. მისი საშუალებით შესაძლებელი გახდა გადაგვეჭრა ამოცანები, რომელთა გადაწყვეტა შეუძლებელია სკალარული პოლოგრაფიის მეთოდებით. პოლარიზაციულ პოლოგრაფიაში ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს ამოცანას წარმოადგენს საობიექტო ველის პოლარიზაციის მდგომარეობისა და ხარისხის აღღგენა პოლოგრაფიულ ექსპერიმენტში; ეს ამოცანა მეტად აქტუალურია, რამდენადაც რეალურ შემთხვევებში ელექტრომაგნიტური ტალღები თითქმის ყოველთვის ნაწილობრივად პოლარიზებულია და ძირითად ინფორმაციულ დატვირთვას პოლარიზებული გამოსხივების გამოყენების ყველა სფეროში ატარებს პოლარიზაციის ხარისხი [26].

როგორც ცნობილია, ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლე ელექტრომაგნიტური ტალღების პოლარიზაციის უზოგადესი შემთხვევაა. არაპოლარიზებული (ბუნებრივი) – ერთი უკიდურესი შემთხვევა; ელიფსურად პოლარიზებული – მეორე. მიუხედავად იმისა, რომ ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის მიღება არაა დაკავშირებული დიდ სიძნელეებთან (მეველებრივ, იგი მიიღება არაპოლარიზებული სინათლისაგან არეკვლის ან გაბნევის დროს), მისი მათემატიკური აღწერა, თუნდაც რაიმე მოდელის ფარგლებში საკმაოდ

რთულია, განსაკუთრებით, არასტაციონარული ველების შემთხვევაში [27]. ეს უკანასკნელი აქტუალურია არასტაციონარული მაგნეტიკური ობიექტების მიერ გაბნეული ტალღური ველის ანალიზის ამოცანებში [27, 28].

ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის ელექტრომაგნიტური ველის სისტემური ანალიზისათვის არსებული მეთოდები ძირითადად დაფუძნებული არიან კოპერენტულობის მატრიცაზე [27,28]. ამ მატრიცის ელემენტების - ე.წ. “მეორე რიგის” კორელაციური ფუნქციების საფუძველზე შესაძლებელია ნატარდეს სტაციონარული ველების სრული ანალიზი. ანალოგიური კორელაციური ფუნქციები შეიძლება გამოყენებული იქნას არასტაციონარული ველებისთვისაც, მაგრამ, მაშინ ეს ფუნქციები უნდა განისაზღვროს სიდიდეებით, რომლებიც გასაშუალებდნენ არიან მთელ ანსამბლში და არა დროში, რაც მითხვეს საკმაოდ რთულ მათემატიკურ აპარატს. ამასთან თითქმის არ არის ექსპერიმენტები, რომლებიც არასტაციონარული ველების კოპერენტულობის ეფექტებს შეეხებოდეს [27]. გარდა ამისა, კოპერენტულობის მატრიცა, რომელიც უშუალოდ სტოქსის პარამეტრებთან არის დაკავშირებული არ ითვალისწინებს ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის ფორმირების კონკრეტულ მექანიზმს და იმ შემთხვევაში, როცა დაცემული ტალღა სრულად პოლარიზებულია— ინდუცირებული ველის აბსოლუტურ ფაზაზე ინფორმაციის მისაღებად ეს უკანასკნელი გამოუსადეგარია [29]. დასმული ამოცანის გადაწყვეტა შესაძლებელი გახდა ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდის მოდიფიცირებით ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივებისათვის, რომელიც განახორციელა შ. ეაქისანშვილმა [30]. ამ უკანასკნელში ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლე წარმოდგენილია ორი ურთიერთ ორთოგონალური პოლარიზაციის არაკოპერენტული კომპონენტის ერთობლიობის სახით.

შემოტანილია ურთიერთ არაკომპერენტული კომპონენტების ამპლიტუდური შეჯამების ფორმალური ოპერაცია და შესაბამისი სიმბოლოების ხმარების წესები. ჯონსის მეთოდის მოდიფიკაციის შემდეგ შესაძლებელი გახდა აღწერილიყო სინათლის ველის პოლარიზაციის მდგომარეობა არასტაციონარულ, ანიზოტროპულ არეებში [31]. აღნიშნულ ასპექტში პრინციპულ ინტერესს წარმოადგენს უსოგადეხი შემთხვევა-კომპლექსური ორმაგი სხივტეხის მქონე არასტაციონარული მადეპოლარიზებული სისტემის (მოწყობილობის) მიერ ფორმირებული გამოსხივების პოლარიზაციის მდგომარეობის აღწერა და ხარისხის განსაზღვრა [32].

როგორც ზემოთ აღინიშნა, პოლოგრაფიული მეთოდით შესაძლებელია აპოსტერიორულად გაიზომოს აღდგენილი ველის სხვადახვა მახასიათებლები გარკვეულ მომენტში დაფიქსირებული პოლოგრამის საშუალებით. პოლოგრამაზე ასახულ ობიექტის მიერ გაბნეულ ველსა და თავად ობიექტს შორის არსებული ანალოგია საშუალებას გვაძლევს გაეაფართოვოთ აპოსტერიორული ცდის კონცეფცია: შესაძლებელია თუ არა პოლოგრამაზე იმ ოპტიკური ექსპერიმენტების ანალოგიური ექსპერიმენტების ნატარება, რომლებიც უშუალოდ ობიექტზე შეიძლება განხორციელდეს პოლოგრამიდან აღდგენილი ინფორმაციის დაკარგვისა და დამახინჯების გარეშე. გაეაანალიზოთ რამდენად ღრმაა ინფორმაციული ანალოგია ობიექტსა და მის პოლოგრამას შორის. წინამდებარე ნაშრომში ნაჩვენებია, რომ ამ ამოცანის გადაჭრა შესაძლებელია მხოლოდ არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით [33].

ზემოთ ფორმირებული ამოცანები განსაზღვრავენ მოცემული სადისერტაციო ნაშრომის მიზანს.

ხადისერტაციო ნაშრომის მიზანია:

- I. არასტაციონარულ ანიზოტროპულ გარემოში გაერცვლებული სინათლის ველის პოლარიზაციის მდგომარეობის თეორიული ნაღიზი.
- II. არასტაციონარული მადეპოლარიზებელი სისტემის მიერ ფორმირებული, ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის განსახდერა.
- III. პოლოგრამის ტალღური ველის ანიზოტროპული მასსიათებლების მიმართ აპოსტერიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზების თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევა.

დასაცავად წარმოდგენილია შემდეგი ძირითადი საკითხები:

1. თეორიული მდგომა, რომელიც საშუალებას გვაძლევს მოდელური არასტაციონარული მადეპოლარიზებელი ოპტიკური სისტემა განვიხილოთ როგორც ანიზოტროპული არე, რომლის ანიზოტროპიის ღერძის ორიენტაცია  $\rho$  და ორმაგი სხივების კომპლექსური კოეფიციენტი  $\Delta n$  დროში ცვალებადი ფუნქციებია. ამ შემთხვევაში ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივება წარმოდგენილია როგორც ერთობლიობა კოპერენტული და არაკოპერენტული კომპონენტებისა;
2. არასტაციონარული მადეპოლარიზებელი სისტემის ფუნქციონირების ანალიზი: სისტემის მიერ ფორმირებული ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის განსახდერისათვის მიღებული ანალიტიკური გამოსახულება და მისი ზოგადი სახე, როცა  $\Delta n(t)$  და  $\rho(t)$ , ოპტიკური სიხშირის შესადარისი ( $10^{-8}$ - $10^{-12}$ ), დროში სწრაფად ცვლადი ფუნქციებია.
3. არასტაციონარული ოპტიკური სისტემის მიერ ფორმირებული სინათლის ველის პოლარიზაციის ხარისხის გამოსახულება ცხადი

სახით, როცა  $\Delta n$ ,  $\Delta n$  და  $\rho$  დროის შემდეგი სახის ფუნქციებია:  $\Delta n$ ,  $\Delta n(t)$ –სინუსოიდალური;  $\rho(t)$ –წრფივი;

4. თეორიული ანალიზის საფუძველზე მიღებული პირობები, როცა მადეპოლარიზებული ოპტიკური სისტემა იწვევს დაცემული სინათლის ველის სრულ დეპოლარიზაციას;

5. პოლოგრამის ტალღური ველის ანიზოტროპული მახასიათებლების მიმართ აპოსტერიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზების შესაძლებლობა მარეგისტრირებელი არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენების შემთხვევაში და ამ კონცეფციის რეალიზების შეუძლებლობა სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენების დროს.

### ნაშრომის სამეცნიერო და პრაქტიკული მნიშვნელობა:

დისერტაციაში განხორციელებული არასტაციონარული ველის მოდელური წარმოდგენა შესაძლებლობას გვაძლევს ჯონსის კვქტორულ-მატრიცული აპარატი გამოვიყენოთ ნებისმიერი არასტაციონარული მადეპოლარიზებული ოპტიკური სისტემებისათვის (მოწყობილობებისათვის), აღვწეროთ ამგვარი სისტემისა და თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული გამოსხივების ურთიერთქმედების შედეგად ფორმირებული ნაწილობრივ პოლარიზებული ველის პოლარიზაციის მდგომარეობა და განვსაზღვროთ პოლარიზაციის ხარისხი, ამასთან მთლიანად შეეინარსუნოთ ჯონსის მეთოდის გამოყენების სქემა, მისი ძირითადი ღირსება–სიმარტივე და უნივერსალობა;

მადეპოლარიზებული ოპტიკური სისტემისათვის იმ პირობების განსაზღვრა, როცა სისტემა გავრცელებული სინათლის

დეპოლარიზაციას იწვევს, მნიშვნელოვანია გამოყენებითი ოპტიკის მთელ რიგ ამოცანებში: მაგალითად, დაცემული გამოსხივების ანისოტროპულ მოლეკულებზე გაბნევის შემთხვევაში დეპოლარიზაციის ხიდიდის განსაზღვრა იძლევა ინფორმაციას მათ ხივრცულ აღნაგობაზე, ამასთან სხვა მოლეკულურ-ოპტიკურ გასომეებთან ერთად საშუალებას გვაძლევს ვიპოვოთ მოლეკულების პოლარიზების უნარი [34], განვსაზღვროთ ნივთიერებაში სითბური და სხნარებში კონცენტრაციების ფლუქტუაციები, მივიღოთ ინფორმაცია ულტრა- და ჰიპერულტრა ბგერითი ტალღების გაფრცველების შესახებ და მათ ფაზურ გარდაქმნებზე [35].

ხინათლის დეპოლარიზაციის განსაზღვრა ფოტოლუმინესცენციის დროს საშუალებას იძლევა მივიღოთ ინფორმაცია მშთანთქმელი და გამომსხივებელი ცენტრების ურთიერთქმედებაზე [35], ასევე ნაწილაკებს შორის ენერგიის გადაცემის თაობაზე [36].

ობიექტსა და მის პოლოგრაფიულ გამოსახულებას შორის სრული ანალოგიის არსებობა, მათ მიერ ფორმირებული ველების ვექტორული მახასიათებლების თვალსაზრისით, ადასტურებს პოლოგრამაზე ოპტიკური ექსპერიმენტების ნატარების შესაძლებლობას, რომლებიც სავსებით ანალოგიურია უშუალოდ ობიექტზე ნატარებული ექსპერიმენტების;

არაგასაშუალებული ინფორმაციის პოლოგრამაზე რეგისტრაციის შესაძლებლობას გააჩნია გარკვეული ევრისტიკული მნიშვნელობა, რამაც შეიძლება ნათელი მოჰყინოს სინათლისა და ნივთიერების ურთიერთქმედების ქტატისტიკურ და ფლუქტუაციურ მექანიზმებს ელემენტარულ დონეზე;

პრაქტიკულ ასპექტში—არგუმენტირებულია აღწერილი მეთოდის გამოყენება ნებისმიერი სახის მაპოლარიზებული ოპტიკური სისტემების კომპირებისათვის; პოლოგრაფიული გადაღებით შეიძლება გამრავლდეს

უნიკალური მოწყობილობები, რომლებიც ფუნქციონალურად  
იდენტიურია თვით ამ მოწყობილობებთან.

|

ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივება—მისი მიღების  
ხერხები და ანალიზი

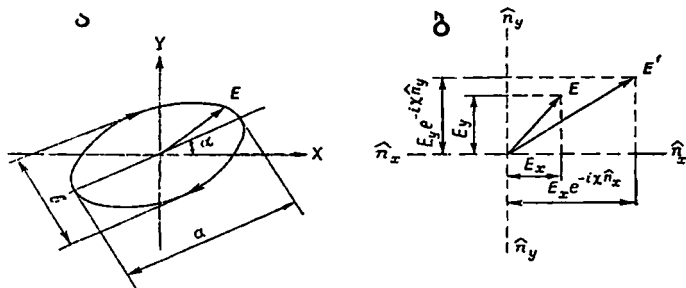
§ 1.1 პოლარიზებული სინათლის აღწერის ელემენტები

როგორც ცნობილია, ელექტრომაგნიტური ტალღების, კერძოდ, სინათლის ველის პოლარიზაციის აღწერისათვის მიღებულია ელექტრული ვექტორის პროექციის დროში (ველილების განხილვა ტალღის გავრცელების პერპენდიკულარულ სიბრტყეში [37]. ზოგადად ელექტრული ვექტორის ბოლო სივრცის ნებისმიერ წერტილში მოძრაობს პერიოდულად და აღწერს ელიფსს, რომელიც განსაკუთრებულ შემთხვევებში გადადის წრეწირში ან სწორ ხაზში. პოლარიზაციის ელიფსი შეიძლება დავახასიათოთ სამი პარამეტრით—პროექციის ახიმუჯით  $\alpha$  (კუთხე ელიფსის დიდ ღერძსა და ლაბორატორიულ კოორდინატთა სისტემის  $x$  ღერძს შორის), ელიფსურობით  $\varepsilon = \frac{b}{a}$  (ელიფსის პატარა ღერძის დიდ ღერძთან შეფარდება) და ელექტრული ვექტორის ბრუნვის მიმართულებით (მარცხნივ და მარჯვნივ) (სურათი 1.ა).

წრფივად პოლარიზებულ სინათლეს გააჩნია უსასრულო რაოდენობა პროექციის ახიმუჯის შესაძლო შემთხვევებისა და ნულის ტოლი ელიფსურობა. ცირკულარულად (წრიულად) პოლარიზებულ სინათლეს ელიფსურობა ერთის ტოლი და ბრუნვის ორი შესაძლო მიმართულება —მარჯვნივ და მარცხნივ.

1.ბ. სურათზე წარმოდგენილია პოლარიზაციის ელიფსის გარდაქმნა ერთეულოვანი სისქის ანიზოტროპულ ფირფიტაში სინათლის გავლის შემდეგ. ფირფიტის ანიზოტროპიის ღერძები აღწერილია გარდატეხის ორი კომპლექსური კოეფიციენტით  $\hat{n}_x$  და

$\hat{n}_y (\hat{n} = n(1-i\tau))$ , სადაც  $n$  გარდატეხის კოეფიციენტის ნამდვილი ნაწილია, ხოლო  $\tau$ -ექსტინქციის კოეფიციენტი, დაკავშირებული სინათლის შთანთქმასთან გარემოში [25]. ფირფიტაზე დაცემული სინათლის ელექტრული  $E$  ვექტორის კომპონენტები -  $E_x$  და  $E_y$  განიცდიან შეკონტინებას, რაც აღიწერება  $E_x e^{-i\kappa\hat{n}_x}$  და  $E_y e^{-i\kappa\hat{n}_y}$  გამოსახულებებით. ამ პროექციებს შეესაბამება ფირფიტაში გასული სინათლის ჯამური ვექტორი  $E'$ .



ნახ. 1. ელიფსურად პოლარიზებული სხივის პროექციული სურათი (ა) და ელიფსურად პოლარიზებული სხივის ელექტრული ვექტორის გარდაქმნა ანიზოტროპული ფირფიტის მიერ (ბ).

პოლარიზებული ტალღა, ბრტყელი ფრონტით, გავრცელებული ლაბორატორიულ კოორდინატთა სისტემის  $Z$  დერძის გასწვრივ, შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ორ ელემენტარულ სხივის სახით რომელსაც ჯონსის სრულ ვექტორს უწოდებენ [24]

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \exp i(\omega t - \kappa z) \begin{pmatrix} A_x \exp i\delta_x \\ A_y \exp i\delta_y \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

სადაც  $\omega = 2\pi/T$ ;  $\kappa = 2\pi/\lambda$  ( $T$  რხევის პერიოდი;  $\lambda$ —ტალღის სიგრძე);  $E_x$  და  $E_y$  ველექტრული ვექტორის კომპონენტებია შესაბამის დერძებზე;  $A_x, A_y$ —ამპლიტუდები;  $\delta_x, \delta_y$ —ამ კომპონენტების საწყისი ფაზები.

ოპტიკური მოწყობილობის აღსაწერად, რომელშიც კოპერენტული პოლარიზებული სინათლე ვრცელდება, არსებულია მატრიცული წარმოდგენა, განვითარებული აგრეთვე ჯონსის მიერ [24,38-42]. მოწყობილობა აღიწერება  $2 \times 2$  მატრიცით და საშუალებას იძლევა მოწყობილობასთან სინათლის ურთიერთქმედების შედეგი განისაზღვროს ჯონსის ვექტორისა და შესაბამისი ჯონსის მატრიცის გამრავლებით. ოპტიკური მოწყობილობების ერთობლივი მოქმედების შედეგის აღწერისათვის მარჯვნივ იწერება დაცემული სინათლის ჯონსის ვექტორი, შემდეგ მარჯვნიდან მარცხნივ სინათლის მიერ გაკლილი მოწყობილობების მატრიცები ისე, რომ ყველაზე ბოლო მოწყობილობის მატრიცა აღმოჩნდეს მარცხნივ.

კომპლექსური გარდატეხის მქონე ანიზოტროპული სტრუქტურისათვის (ორმაგი სხივტეხა და დიქროიზმი) ჯონსის მატრიცას აქვს სახე [26]:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos^2 \rho e^{-ixd\hat{n}_x} + \sin^2 \rho e^{-ixd\hat{n}_y} & \cos \rho \sin \rho (e^{-ixd\hat{n}_x} - e^{-ixd\hat{n}_y}) \\ \cos \rho \sin \rho (e^{-ixd\hat{n}_x} - e^{-ixd\hat{n}_y}) & \sin^2 \rho e^{-ixd\hat{n}_x} + \cos^2 \rho e^{-ixd\hat{n}_y} \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

სადაც  $\hat{n}_+$  და  $\hat{n}_-$  — გარდატეხის კომპლექსური მანვენების კომპონენტებია შესაბამის დერძებზე;  $d$  — არის ხისქე;  $\rho$  — ანიზოტროპიის დერძის ორიენტაციის კუთხე.

კომპლექსური წრიული ორმაგი სხივტეხის მქონე გიროტროპული მოწყობილობისათვის, როცა წრიულ ორმაგ სხივტეხასთან ერთად არე ხასიათდება წრიული შთანთქმით, ჯონსის მატრიცას აქვს სახე [26]:

$$M_G = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_+d\right) + \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_-d\right) & i \left[ \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_+d\right) - \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_-d\right) \right] \\ -i \left[ \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_+d\right) - \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_-d\right) \right] & \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_+d\right) + \exp\left(-\frac{i\kappa}{2}n_-d\right) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

სადაც  $\hat{n}_+$  და  $\hat{n}_-$  კომპლექსური წრიული ორმაგი სხივტეხის კოეფიციენტებია შესაბამისად მარჯვენა და მარცხენა ცირკულარულად პოლარიზებული სინათლისათვის.

ჯონსის მატრიცა შეერეული, ანიზოტროპულ-გიროტროპული სტრუქტურისათვის შეიძლება მიღებულ იქნას შესაბამისი ჯონსის მატრიცების გადამრავლებით:

$$M_{IG} = M_I M_G \quad \text{ან} \quad M_{GI} = M_G M_I,$$

წრფივ მიახლოებაში ჯონსის მატრიცა დებულობს შემდეგ სახეს [26]:

$$M_{IG} \approx \exp\left[\frac{-ikd}{2}(\hat{n}_+ + \hat{n}_+)\right] \times \exp\left[\frac{-ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+)\right] \times \begin{pmatrix} 1 - \cos 2\rho \times \frac{ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+) & -\sin 2\rho \times \frac{ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+) - \frac{ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+) \\ -\sin 2\rho \times \frac{ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+) + \frac{ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+) & 1 + \cos 2\rho \times \frac{ikd}{2}(\hat{n}_+ - \hat{n}_+) \end{pmatrix}. \quad (14)$$



ჯონსის მატრიცები უმეტესი სტანდარტული მოწყობილობებისათვის მოყვანილია ნაშრომებში [43,44].

ჯონსის მეთოდს დიდი უპირატესობა აქვს სხვა მეთოდებთან შედარებით. ის კომპაქტური და მოსახერხებელია, რაც განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია იმ ამოცანებში, სადაც კონებს შორის ფაზური თანაფარდობის გათვალისწინებაა აუცილებელი; აგრეთვე, სრულად პოლარიზებული ტალღების შეჯამებისა და სხვადასხვა მოწყობილობების ერთობლიობაში გასული სინათლის პოლარიზაციის აღწერის ამოცანებში [44]. ჯონსის მიერ შემოთავაზებული მეთოდის მნიშვნელოვანი შეხედულებას წარმოადგენს მისი გამოყენება მხოლოდ სრულად პოლარიზებული სინათლისათვის. მეთოდის ეს მნიშვნელოვანი შეხედულება გადაჭრილ იქნა ამ მეთოდის მოდიფიკაციის შემდეგ ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლისათვის [30, 31].

1.1.1. ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდის მოდიფიკაცია. როგორც ცნობილია, ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივება შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ან პოლარიზებული და არაპოლარიზებული კომპონენტების ერთობლიობის სახით, ან არი ერთიერთ არაკოპერენტული ორთოგონალური პოლარიზაციის კომპონენტების ერთობლიობის სახით, რომელთა ინტენსივობები მაქსიმალურად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან [44]. შესაბამისად, პოლარიზაციის ხარისხი შეიძლება განისაზღვროს შემდეგი თანაფარდობებიდან ერთ-ერთით:

$$V = \frac{I_a}{I_a + I_b}, \quad V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.5)$$

სადაც  $I_a$  და  $I_b$  პოლარიზებული და არაპოლარიზებული კომპონენტების ინტენსივობებია;  $I_{\max}$  და  $I_{\min}$  - ინტენსივობის ექსტრემალური მნიშვნელობები.

არაპოლარიზებული ხინათლისათვის პოლარიზაციის ხარისხი ნულის ტოლია, სრულად პოლარიზებულიათვის - ერთის და ღებულობს შუალედურ მნიშვნელობას ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივების შემთხვევაში.

ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდის მოდიფიკაციას საფუძვლად დაედო ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივების წარმოდგენა ორი ურთიერთ ორთოგონალური პოლარიზაციის არაკოპერენტული კომპონენტის ერთობლიობის სახით, რომლებიც სახიათდებიან ტოლი ელიფსურობით, ელიფსის დიდი ღერძების ორთოგონალური ორიენტაციით და ბრუნვის ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით; შემოტანილი იქნა ამპლიტუდათა არაკოპერენტული შეჯამების ფორმალური ოპერაცია, განსაზღვრული იქნა შესაბამის ნიშნაკთან ოპერირების წესები და ჯონსის ვექტორი წარმოდგენილი იქნა სახით, რომელსაც მოდიფიცირებული ჯონსის ვექტორი ეწოდა:

$$E = E_{\pm} \exp(i(\omega t + \varphi)) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{\mp} \exp(i(\omega t + \psi \mp \frac{\pi}{2})) \begin{pmatrix} \pm i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix},$$

სადაც  $\varepsilon = \frac{E_{\pm}}{E_{\mp}} = \frac{E_{\mp}}{E_{\pm}}$ ,  $0 \leq \varepsilon \leq 1$ ;  $\oplus$  ნიშნაკი აღნიშნავს ამპლიტუდათა

არაკოპერენტულ შეჯამებას და ამასთან აღვილი აქვს შემდეგ წესებს:

$$I^{\circ} \quad E = E_{\pm} \oplus E_{\mp} = E_{\mp} \oplus E_{\pm}$$

$$2^{\circ} \quad E = \sum_{i=1}^n E_i; E_i = E_{A_i} \oplus E_{B_i}; E_A = \sum_{i=1}^n E_{A_i}; E_B = \sum_{i=1}^n E_{B_i},$$

$$3^{\circ} \quad E_{\theta} = S(\theta)E = S(\theta)E_A \oplus S(\theta)E_B,$$

$$4^{\circ} \quad E' = S(-\theta)MS(\theta)E = S(-\theta)MS(\theta)E_A \oplus S(-\theta)MS(\theta)E_B,$$

$$5^{\circ} \quad \operatorname{Re}(E(x, y, z, t)) = p \cos \omega t + q \sin \omega t,$$

$$p = \operatorname{Re} E_A \oplus \operatorname{Re} E_B = p_A \oplus p_B,$$

$$q = \operatorname{Im} E_A \oplus \operatorname{Im} E_B = q_A \oplus q_B,$$

$$f(p) = f(p_A) + f(p_B),$$

$$f(q) = f(q_A) + f(q_B),$$

$$6^{\circ} \quad I = E^* E = (E_A \oplus E_B)^* (E_A \oplus E_B) = E_A^* E_A + E_B^* E_B.$$

ამ წესებში, მიღებული შეთანხმებით,  $E_A$  ერთი ბაზისიდან არის, ხოლო  $E_B$  - მისი ორთოგონალური და არაკომპერენტულიდან;  $S(\theta)$  და  $S(-\theta)$  მობრუნების პირდაპირი და შებრუნებული მატრიცებია [44];  $M$ -მაპოლარიზებული მოწყობილობის ჯონსის მატრიცა;  $f$  -  $p$  და  $q$  კომპონენტების ბიწრფივი ფორმა; “+” ნიშნაკით აღნიშნულია ჯონსის ერმიტულად შეუღლებული ვექტორი.

არაპოლარიზებული სინათლის შემთხვევაში, მოდიფიცირებული ჯონსის ვექტორი შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ნებისმიერი ორი არაკომპერენტული წინასწარ მოცემული ორთოგონალური პოლარიზაციის კომპონენტების ჯამის სახით, რომელთათვისაც

$$E_{1,2} = E_{B,1}; E_{A,1} = E_{B,2};$$

$$E = E_{A,x} \exp i(\omega t + \varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_{A,y} \exp i\left(\omega t + \psi \mp \frac{\pi}{2}\right) \begin{pmatrix} \pm i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix},$$

$$I = 2(E_{A,x}^2 + E_{A,y}^2); \quad V = 0;$$

ელიფსურად სრულად პოლარიზებული სინათლის შემთხვევაში:

$$E = E_{A,x} \exp i(\omega t + \varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix},$$

$$I = E_{A,x}^2 + E_{A,y}^2; \quad V = 1.$$

ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივებით ინდუცირებული ანიზოტროპია და გიროტროპია აგრეთვე შეიძლება აღიწეროს ჯონსის მატრიცით, რომელიც აგებულია ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივების ურთიერთ ორთოგონალური კომპონენტებით ინდუცირებული ანიზოტროპიის და გიროტროპიის სტრუქტურების შესაბამისი მატრიცებით, მათი გამოყენების შემდეგი წესებით [45] :

$$1^{\circ} \quad M = M_A M_B;$$

$$2^{\circ} \quad M = \prod_{i=1}^n \prod_{j=1}^n M_{A_i} M_{B_j}; \quad M_A = \prod_{i=1}^n M_{A_i}; \quad M_B = \prod_{j=1}^n M_{B_j};$$

$$3^{\circ} \quad M(\theta) = S(-\theta) M S(\theta).$$

ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდის ამგვარმა მოდიფიკაციამ საშუალება მოგვცა აღგვეწერა არასტაკინარულ ანიზოტროპულ ოპტიკურ სისტემაში (გარემოში) გავრცელებული,

თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლის დეპოლარიზაცია, მისი გამოყენების ფორმალური სქემის სრული შენარსუნებით [31, 32].

§1.2 პოლარიზებული სინათლის გავრცელება არასტაციონარულ ანიზოტროპულ ოპტიკურ სისტემებში.

როგორც ცნობილია, ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივების მიღების ორი ძირითადი ხერხი არსებობს [46]:

- ა) არაპოლარიზებული გამოსხივების გავრცელება ოპტიკურ, სპექტრულ და მაპოლარიზებულ ფილტრებში;
- ბ) სრულად პოლარიზებული გამოსხივების გავრცელება მადეპოლარიზებულ ოპტიკურ სისტემებში.

მოკვლეულ ნაშრომში ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივების მიღება განიხილება, როგორც თავდაპირველად სრულად პოლარიზებულ სინათლეზე არასტაციონარული ანიზოტროპული ოპტიკური სისტემის შემოქმედების შედეგი. კერძოდ, ჩვენ ვიხილავთ მოდელურ არასტაციონარულ სისტემებს წარმოდგენილებს ორმაგი სხივბრუნვის ანიზოტროპული არეების სახით, რომელთა გარდატეხის მანქანებელი (როგორც რეალური ასევე კომპლექსური) და ანიზოტროპიის ღერძის ორიენტაციის კუთხე დროში ცვლადი ფუნქციებია.

1.2.1. არასტაციონარული სისტემა რეალური ორმაგი სხივბრუნვით.

განვიხილოთ  $d$  სისქის მქონე ანიზოტროპული არე ორმაგი სხივბრუნვის კოეფიციენტით  $\Delta n = n_x - n_y$  ( $n_x, n_y$  გარდატეხის მანქანების რეალური კოეფიციენტებია შესაბამის ღერძებზე) და ანიზოტროპიის

დერძის ორიენტაციით  $\rho$ . ამ შემთხვევაში არის აღმწერი ჯონსის მატრიცა შეიძლება ჩაწერილი იქნას შემდეგი სახით [26] :

$$M = \begin{pmatrix} \cos^2 \rho e^{-ixdn_x} + \sin^2 \rho e^{-ixdn_y} & \cos \rho \sin \rho (e^{-ixdn_x} - e^{-ixdn_y}) \\ \cos \rho \sin \rho (e^{-ixdn_x} - e^{-ixdn_y}) & \sin^2 \rho e^{-ixdn_x} + \sin^2 \rho e^{-ixdn_y} \end{pmatrix} =$$

$$= \exp \frac{-ikd}{2} (n_x + n_y) \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

სადაც

$$m_{11} = \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) - i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \cos^2 \rho,$$

$$m_{12} = m_{21} = -i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \sin^2 \rho,$$

$$m_{22} = m_{11}^* = \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) + i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \cos^2 \rho.$$

დავუშვათ, ანიზოტროპულ არეში, რომელიც აღწერილია (1.6)-ით, გადის, ლაბორატორიულ კოორდინატთა სისტემის Z დერძის გასწვრივ გაკრცელებული,  $\omega_0$  სიხშირის ელიფსურად სრულად პოლარიზებული ტალღა E, რომლის ელიფსის დიდი დერძი ორიენტირებულია X დერძის გასწვრივ :

$$E = E_x \exp i(\omega_0 t - \kappa_0 Z) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix}, \quad 0 \leq \varepsilon = \frac{z}{E_x} \leq 1. \quad (1.7)$$

ამ შემთხვევაში, მოწყობილობაში გავლის შედეგად გამოსასვლელზე ფორმირებული ველი შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$E' = ME = E_0 \exp(-i\kappa_0 z) \exp i \left( \omega_0 t - \frac{\kappa_0 d}{2} (n_x + n_y) \right) \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

თუ მატრიცის  $m_{ij}$  ელემენტები დროში უცვლელია, მაშინ მათი გადამრავლება  $E$  ვექტორის კომპონენტებზე გავლენას არ ახდენს გამავალი სინათლის კოჰერენტულობაზე და  $E'$  შეიძლება წარმოდგენილი იქნას შემდეგი სახით:

$$E' = E_A + E_B, \quad (1.9)$$

სადაც

$$E_A = E_x \exp i \left( \omega_0 t - \kappa_0 z - \frac{\kappa_0 d}{2} (n_x + n_y) \right) \begin{pmatrix} m_{11} \\ \pm i\varepsilon m_{22} \end{pmatrix},$$

$$E_B = E_x \exp i \left( \omega_0 t - \kappa_0 z - \frac{\kappa_0 d}{2} (n_x + n_y) \right) \begin{pmatrix} \pm i\varepsilon m_{12} \\ m_{21} \end{pmatrix}.$$

თუ  $\Delta n$  და  $\rho$  ოპტიკური სიხშირის შესადარისი ( $10^{-8}$ - $10^{-12}$ ) დროის სწრაფი ფუნქციებია, ხოლო  $n_x + n_y$  საკმარისი სიზუსტით შეიძლება

ნავთვალთ მუდმივ სიდიდედ, მაშინ  $\Delta t$ -ის და  $\rho$ -ს დროში ცვლილება განაპირობებს  $m_n$  ელემენტების არასტაციონარულობას, ამასთან თუ ამ ელემენტებს შორის ადგილი აქვს წრფივ ფუნქციონალურ კავშირს, მაშინ მათი გადამრავლება  $E$  ვექტორის კომპონენტებზე გავლენას არ ახდენს გამავალი სინათლის კოპერენტულობაზე, ხოლო თუ მატრიცის ელემენტებს შორის ასეთი კავშირი არ არის, მაშინ გადამრავლებისას წარმოიქმნება დროში დამოუკიდებლად ცვლადი კომპონენტები, რაც მათი ვექტორული შეჯამების სურათის არაშეთანხმებლად ფლუქტუაციას გვაძლევს. თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლე დეპოლარიზაციასა და დემონოქრომატიზაციას განიცდის და  $E_x$  და  $E_y$  კომპონენტებს შორის წვეულებრივი შეჯამების ნიშნაკის დასმა არ შეიძლება [31].

ამგვარი ანალიზისათვის თავდაპირველად გამოყენებული იყო ფუნქციონალური მსახდერელი-იაკობიანი [47], რომელიც ძირითადად მრავალცვლადიანი ფუნქციებისათვის არის მოსახერხებელი. წყნ ვიხილავთ ერთცვლადიან ფუნქციებს, ამიტომ მიზანშეწონილად მივიჩნევთ, რომ ვისარგებლოთ ვრონსკიანით (განზოგადებული კომპლექსური ფუნქციებისათვის), რომელიც ასეთ შემთხვევებში უფრო სრულყოფილია, როგორც წრფივი ფუნქციონალური მსახდერელი [48]. ვრონსკიანის თანახმად, თუ შესაბამისი მსახდერელი  $W$  იგივეურად ნულის ტოლია, მაშინ გასაანალიზებელ ფუნქციებს შორის წრფივი ფუნქციონალური კავშირი არსებობს, ხოლო თუ იგივეურად არ არის ნულის ტოლი - ასეთი კავშირი არ არსებობს.

$m_{11}(t)$  და  $m_{22}(t)$  ელემენტებისათვის :

$$W[\text{Rem}_{11}(t), \text{Rem}_{22}(t)] = \begin{vmatrix} (\text{Rem}_{11}(t))' & (\text{Rem}_{22}(t))' \\ \text{Rem}_{11}(t) & \text{Rem}_{22}(t) \end{vmatrix} = 0,$$

$$W[\text{Im}m_{11}(t), \text{Im}m_{22}(t)] = \left| \frac{(\text{Im}m_{11}(t))' (\text{Im}m_{22}(t))'}{\text{Im}m_{11}(t) \text{Im}m_{22}(t)} \right| = 0. \quad (1.10)$$

$m_{12}(t)$  და  $m_{21}(t)$  ელემენტებისათვის:

$$W[\text{Re}m_{12}(t), \text{Re}m_{21}(t)] = W[\text{Im}m_{12}(t), \text{Im}m_{21}(t)] = 0. \quad (1.11)$$

$m_{11}(t), m_{12}(t)$  და  $m_{22}(t), m_{21}(t)$  წყვილებისათვის :

$$W[\text{Re}m_{11}(t), \text{Re}m_{12}(t)] = W[\text{Re}m_{22}(t), \text{Re}m_{21}(t)] = 0. \quad (1.12)$$

$$W[\text{Im}m_{11}(t), \text{Im}m_{12}(t)] = \left| \frac{(\text{Im}m_{11}(t))' (\text{Im}m_{12}(t))'}{\text{Im}M_{11}(t) \text{Im}M_{12}(t)} \right| =$$

$$= \left| \begin{array}{cc} \left( -\sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \cos 2\rho(t) \right)' & \left( -\sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \sin 2\rho(t) \right)' \\ -\sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \cos 2\rho(t) & -\sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \sin 2\rho(t) \end{array} \right| =$$

$$= -\sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \sin 2\rho(t) \left[ -\sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \cos 2\rho(t) - \sin\left(\frac{\kappa d}{2} \Delta n(t)\right) \cos' 2\rho(t) \right]$$

$$\begin{aligned}
& -\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 2\rho(t)\left[-\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin 2\rho(t)-\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin' 2\rho(t)\right]= \\
& =\frac{\kappa d}{8}\frac{\partial\Delta n(t)}{\partial t}\sin(\kappa d\Delta n(t))\sin 4\rho(t)+2\frac{\partial\rho(t)}{\partial t}\sin^2\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 4\rho(t). \quad (1.13)
\end{aligned}$$

$$W[\text{Im}m_{22}(t), \text{Im}m_{21}(t)] = \begin{vmatrix} (\text{Im}m_{22}(t))' & (\text{Im}m_{21}(t))' \\ \text{Im}m_{22}(t) & \text{Im}m_{21}(t) \end{vmatrix} =$$

$$= \begin{vmatrix} \left(\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 2\rho(t)\right)' & \left(-\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin 2\rho(t)\right)' \\ \sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 2\rho(t) & -\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin 2\rho(t) \end{vmatrix} =$$

$$= -\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin 2\rho(t)\left[\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 2\rho(t)+\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos' 2\rho(t)\right]+$$

$$+\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 2\rho(t)\left[-\sin'\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin 2\rho(t)-\sin\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\sin' 2\rho(t)\right]=$$

$$= -\frac{\kappa d}{2}\frac{\partial\Delta n(t)}{\partial t}\sin(\kappa d\Delta n(t))\sin 4\rho(t)-2\frac{\partial\rho(t)}{\partial t}\sin^2\left(\frac{\kappa d}{2}\Delta n(t)\right)\cos 4\rho(t). \quad (1.14)$$

(1.12)-(1.14)-დან გამომდინარე  $M$  მატრიცის ელემენტების რასტაცონარულობის დროს, არც  $m_{11}(t)$  და  $m_{12}(t)$ -ს შორის და არც

$m_2(t)$  და  $m_{21}(t)$ -ს შორის წრფივი ფუნქციონალური კავშირი არ არის, რაც იმაზე მიანიშნებს, რომ  $E_A$  და  $E_B$  ურთიერთ არაკოპერენტულია და მათ შორის ჩვეულებრივი შეჯამების ნიშნაკის დასმა არ შეიძლება. ამ შემთხვევაში უნდა ვისარგებლოთ ამპლიტუდების არაკოპერენტული შეჯამების ნიშნაკით  $\oplus$  (თავი 1, §1.1). ჯამური ველის პოლარიზაციის მდგომარეობის ანალიზისათვის გამოვთვალოთ მისი შემადგენელი კომპონენტების პოლარიზაციის ელიფსის მახასიათებლები [44]: ახიმუცი  $\alpha$

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctg[\operatorname{tg}(2R) \cdot \cos \gamma], \quad R = \left| \arctg\left(\frac{E_1}{E_2}\right) \right|, \quad \gamma = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|;$$

ელიფსურობა

$$\frac{b}{a} = \operatorname{tg} \beta, \quad \beta = \frac{1}{2} \arcsin(\sin 2R \cdot |\sin \gamma|);$$

ბრუნვის მიმართულება  $\sin \gamma$ ; თუ  $\sin \gamma > 0$ , მაშინ გვაქვს ელიფსი მარჯვენა ბრუნვით, თუ  $\sin \gamma < 0$ , მაშინ ელიფსი-მარცხენა ბრუნვით. ჩვენს შემთხვევაში მივიღებთ:

$$\alpha_A = 0, \quad \beta_A = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon^2}\right), \quad \sin \gamma_A = \sin \frac{\pi}{2} > 0.$$

$$\alpha_B = \frac{\pi}{2}, \quad \beta_B = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon^2}\right), \quad \sin \gamma_B = \sin\left(-\frac{\pi}{2}\right) < 0.$$

მიღებულიდან გამომდინარე,  $E_A$  და  $E_B$  წარმოადგენენ ურთიერთ ორთოგონალური პოლარიზაციის კომპონენტებს ტოლი ელიფსურობებით, ელიფსის დიდი ღერძების ორთოგონალური ორიენტაციებით და ბრუნვის ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებებით, ე.ი. არასტაციონარული ანიზოტროპული სისტემის

მიერ ფორმირებული ველი ნაწილობრივად პოლარიზებულია (პოლარიზაციის ხარისხის განსაზღვრების თანახმად) და

$$E' = E_A \oplus E_B. \quad (1.15)$$

1.2.2. არასტაციონარული სისტემა კომპლექსური ორმაგი სხივტეხით.

განვიხილოთ ანიზოტროპული არე კომპლექსური ორმაგი სხივტეხით  $\Delta \hat{n} = \hat{n}_x - \hat{n}_y$ , სადაც  $\hat{n}_x = n_x(1 - i\tau_x)$ ,  $\hat{n}_y = n_y(1 - i\tau_y)$ ;  $n_x, n_y$  გარდატეხის მაჩვენებლების რეალური კოეფიციენტებია;  $\tau_x, \tau_y$  - კესტინქციის კოეფიციენტები. დავეუშვათ, რომ ორმაგი სხივტეხისა და ანიზოტროპული შთანთქმის დერძები ერთმანეთს ემთხვევა და ორიენტირებულია კუთხით  $\rho$  ლაბორატორიულ კოორდინატთა სისტემის მიმართ. ამ შემთხვევაში ანიზოტროპული არის შესაბამის ჯონსის მატრიცას აქვს შემდეგი სახე:

$$M = \exp -i \frac{\kappa_0 d}{2} (\hat{n}_x + \hat{n}_y) \begin{pmatrix} \hat{m}_{11} & \hat{m}_{12} \\ \hat{m}_{21} & \hat{m}_{22} \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

$$\hat{m}_{11} = \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}\right) - i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}\right) \cos 2\rho = \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}\right) \left[ \operatorname{ch}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) - \operatorname{sh}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) \cos 2\rho \right] +$$

$$+ i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \left[ \operatorname{sh}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) - \operatorname{ch}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) \cos 2\rho \right],$$

$$\hat{m}_{12} = \hat{m}_{21} = -i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}\right) \sin 2\rho = - \left[ \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) + i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \operatorname{ch}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) \right] \sin 2\rho,$$

$$\dot{m}_{22} = \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}\right) + i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}\right) \cos 2\rho = \cos\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \left[ \operatorname{ch}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) \cos 2\rho \right] + i \sin\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n\right) \left[ \operatorname{sh}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau\right) \cos 2\rho \right].$$

დაეუშვათ, (1.16) ანიზოტროპულ არეში, გადის  $Z$  ღერძის გასწვრივ გავრცელებული  $\omega_0$  სიხშირის ელიფსურად სრულად პოლარიზებული ბრტყელი ტალღა  $E$ , ელიფსის დიდი ღერძის  $X$  ღერძის გასწვრივ ორიენტაციით, და  $\Delta \hat{n}$  და  $\rho$ , ისე როგორც 1.2.1-ში, დროში საკმარისად სწრაფად ცვლადი ფუნქციებია (ნახ.2), მაშინ გასული ტალღის ველი ნაიწერება შემდეგი სახით:

$$E' = ME = \exp -i \frac{\kappa_0 d}{2} (\hat{n}_x + \hat{n}_y) \begin{pmatrix} \dot{m}_{11}(t) & \dot{m}_{12}(t) \\ \dot{m}_{21}(t) & \dot{m}_{22}(t) \end{pmatrix} E, \exp(\omega_0 t - \kappa_0 z) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

სადაც

$$E = E, \exp -i(\omega_0 t - \kappa_0 z) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix}.$$

მოწყობილობიდა გამოსული სინათლის ველის პოლარიზაციის მდგომარეობის ანალიზისათვის კვლავ გამოვიყენოთ ფუნქციონალური მსახდერელი ერონსკიანი:

$$W[\dot{m}_{11}(t), \dot{m}_{22}(t)] = \frac{\kappa_0 d}{2} \sin(\kappa_0 d \Delta \hat{n}(t)) \cos^2 2\rho(t) \frac{\partial \Delta \hat{n}(t)}{\partial t} + 2i \left[ \frac{\kappa_0 d}{2} \cos^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}(t) \right) \cos 2\rho(t) \times \right. \\ \left. \times \frac{\partial \Delta \hat{n}(t)}{\partial t} - \sin(\kappa_0 d \Delta \hat{n}(t)) \sin^2 \rho(t) \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} \right] \neq 0, \quad (1.18)$$

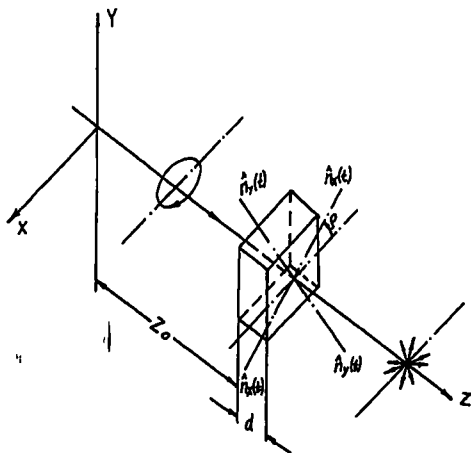
$$W[\hat{m}_{11}(t), \hat{m}_{12}(t)] = -2 \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}(t) \right) \left( \sin^2 2\rho(t) + \cos 2\rho(t) \sin 2\rho(t) \right) \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} -$$

$$- i \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \sin 2\rho(t) \frac{\partial \Delta \hat{n}(t)}{\partial t} + \sin(\kappa_0 d \Delta \hat{n}(t)) \sin^2 \rho(t) \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} \right) \neq 0, \quad (1.19)$$

$$V[\hat{m}_{22}(t), \hat{m}_{21}(t)] = 2 \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}(t) \right) \left( \sin^2 2\rho(t) + \cos 2\rho(t) \sin 2\rho(t) \right) \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} - i \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \sin 2\rho(t) \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\partial \Delta \hat{n}(t)}{\partial t} + \sin \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta \hat{n}(t) \right) \sin^2 \rho(t) \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} \right) \neq 0, \quad (1.20)$$

$$W[\hat{m}_{12}(t), \hat{m}_{21}(t)] = 0. \quad (1.21)$$



1. 2. მოდელური არასტაციონარული ანიზოტროპული მოწყობილობა.

(1.18)-(1.21) –დან გამომდინარე, მატრიცის მხოლოდ  $\hat{m}_z(t)$  და  $\hat{m}_z(t)$  ელემენტებს შორის არსებობს წრფივი ფუნქციონალური კავშირი, ხოლო სხვა ელემენტებს შორის ასეთი კავშირი არ არსებობს, რაც გამოსული ველის არაკოჰერენტულ კომპონენტებად დაშლას განაპირობებს:

$$E' = E_A \oplus E_B,$$

სადაც

$$E_A = E_r \exp i(\omega_0 t - \kappa_0 Z) \exp -i \frac{\kappa_0 d}{2} (\hat{n}_r + \hat{n}_z) \begin{pmatrix} \hat{m}_z(t) \\ \pm i \varepsilon m_{zz}(t) \end{pmatrix} - \quad (1.22)$$

–სრულად არაპოლარიზებული კომპონენტი, ხოლო

$$E_B = E_r \exp i(\omega_0 t - \kappa_0 Z) \exp -i \frac{\kappa_0 d}{2} (\hat{n}_r + \hat{n}_z) \hat{m}_z(t) \begin{pmatrix} \pm i \varepsilon \\ 1 \end{pmatrix} - \quad (1.23)$$

–სრულად პოლარიზებული [44].

ამგვარად, არასტაციონარულ მშთანქმელ ანიზოტროპულ არეში გავრცელებული სრულად პოლარიზებული სინათლე განიცდის დეპოლარიზაციას; ფორმირებული გამოსხივება ნაწილობრივად პოლარიზებულია (პოლარიზაციის ხარისხის განმარტებიდან გამომდინარე) და წარმოიდგინება ორი არაკოჰერენტული კომპონენტის ჯამის სახით, რომელთაგან ერთი სრულად პოლარიზებულია, ხოლო მეორე – არაპოლარიზებული.

სოგად შემთხვევაში არასტაციონარული ობიექტის შესაბამისი ჯანსის მატრიცის ოთხივე ელემენტი შეიძლება აღმოჩნდეს წრფივად დამოუკიდებელი. ასეთ შემთხვევებში ჯამური ველი უშუალოდ ობიექტის უკან წარმოიდგინება შემდეგი სახით [49]:

$$ME = \left[ \begin{pmatrix} A_{11} \exp(-i\Phi_{11}) & \\ & 0 \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} 0 & \\ & A_{21} \exp(-i\Phi_{21}) \end{pmatrix} \right] E_1 \oplus$$

$$\oplus \left[ \begin{pmatrix} 0 & \\ & A_{22} \exp(-i\Phi_{22}) \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} A_{12} \exp(-i\Phi_{12}) & \\ & 0 \end{pmatrix} \right] E_1.$$

ასეთი არასტაციონარული ობიექტის მაგალითად შეიძლება განხილულ იქნას არასტაციონარული კომპლექსური ორმაგი სხივების მქონე ანიზოტროპული და გიროტროპული მოწობილობების ერთობლიობა. იმ შემთხვევაში, როცა არასტაციონარული ობიექტის შესაბამისი მატრიცის ელემენტების ცალკეული ფრაგმენტები აღმოსნდება ფუნქციონალურად წრფივად დამოკიდებული, ხოლო ამ მატრიცის სხვა ფრაგმენტები – წრფივად დამოუკიდებელი, მაშინ ჯამური ველის შესაბამის კომპონენტებს პირველ შემთხვევაში შევართებთ ჩვეულებრივი შეჯამების ნიშნაკით, ხოლო მეორე შემთხვევაში – ამპლიტუდათა არაკოპერენტული შეჯამების ნიშნაკით.

რეზიუმეს სახით შევნიშნავთ, რომ ზემოთ მოყვანილი ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული ფორმალიზმი საშუალებას გვაძლევს აღვწეროთ არასტაციონარული პროცესების დროით პროფილთან დაკავშირებული ტალღური ფრონტის დეპოლარიზაცია. ამის საფუძველზე გადაიჭრა მთელი რიგი თეორიული და ექსპერიმენტული ამოცანები, კერძოდ, განსაზღვრულია არასტაციონარული ანიზოტროპული ოპტიკური სისტემის მიერ ფორმირებული ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის პოლარიზაციის ხარისხი [50, 51]; აღწერილია ანოტირებული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზების შესაძლებლობა [33].

არასტაციონარული ანიზოტროპული ოპტიკური  
 სისტემის მიერ ფორმირებული  
 ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლის  
 პოლარიზაციის ხარისხი

როგორც ცნობილია, ნაწილობრივად პოლარიზებული სინათლე რაოდენობრივად ხასიათდება პოლარიზაციის ხარისხით. მოცემულ თავში მიღებულია ანალიტიკური გამოსახულება არასტაციონარულ ანიზოტროპულ ოპტიკურ სისტემაში გავრცელებული სინათლის პოლარიზაციის ხარისხის განსაზღვრისათვის და მისი ზოგადი სახე, როცა  $\Delta n$ ,  $\Delta n(t)$  და  $\rho(t)$  ფუნქციების სახე არ არის კონკრეტიზებული. განსილულია სისტემები რეალური და კომპლექსური ორმაგი სიივრცით. ამასთან, მაგალითების სახით წარმოდგენილია დროში სინუსოიდალური კანონით ცვლადი ორმაგი სხივრეხის მქონე ანიზოტროპული არეები იმ შემთხვევაში, როცა ანიზოტროპიის დერძის ორიენტაციის კუთხე დროითი არგუმენტის წრფივი ფუნქციაა. ანიზოტროპიის კუთხის დროში წრფივად ცვლადი ფუნქციის სახით წარმოდგენა განპირობებულია უშუალოდ ექსპერიმენტებზე დაყრდნობით და იმის გათვალისწინებით, რომ  $\rho(t)$ -ს ცვლილება  $\Delta n(t)$ -ს ცვლილებასთან შედარებით მცირეა [52].

§2.1. პოლარიზაციის ხარისხი, როცა მადეპოლარიზებული სისტემის  $\Delta n$  დროითი არგუმენტის რეალური ფუნქციაა.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ (თავი 1, 1.21), მოდელურ არასტაციონარულ მოწყობილობაში, რომელიც წარმოდგენილია

$d$  სისქის ანიზოტროპული არის სახით, ორმაგი სხივტეხით  $\Delta n(t)$  და ანიზოტროპიის ღერძის ორიენტაციით  $\rho(t)$ , გავრკველებული, თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლე განიცდის დეპოლარიზაციას. ამასთან, მოწყობილობის გამოსასვლელზე ფორმირებული ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივება შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ორი ურთიერთ ორთოგონალური პოლარიზაციის არაკოჰერენტული კომპონენტის ერთობლიობის სახით, რომელთა ინტენსივობები მაქსიმალურად განსხვავდებიან. ამ შემთხვევაში სინათლის პოლარიზაციის ხარისხი განისაზღვრება გამოსახულებით [27]:

$$V = \left| \frac{I_A - I_B}{I_A + I_B} \right|, \quad (2.1)$$

$I_x$  და  $I_y$  ჯამური  $E' = E_A \oplus E_B$  ველის

$$E_A = E_x \exp\left(\omega_0 t - \kappa_0 z - \frac{\kappa_0 d}{2}(n_x + n_y)\right) \begin{pmatrix} m_{11} \\ \pm i \varepsilon m_{12} \end{pmatrix}$$

და

$$E_B = E_x \exp\left(\omega_0 t - \kappa_0 z - \frac{\kappa_0 d}{2}(n_x + n_y)\right) \begin{pmatrix} \pm i \varepsilon m_{21} \\ m_{22} \end{pmatrix}$$

კომპონენტების ინტენსივობებია, სადაც  $E = E_x \exp(i(\omega_0 t - x_0 Z)) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \varepsilon \end{pmatrix}$ ,

$0 \leq \varepsilon = \frac{E_y}{E_x} \leq 1$  - დაცემული, თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული

სინათლეა,  $m_y(t)$  ჯონსის მატრიცის ელემენტებია, რომელთა მნიშვნელობები განისაზღვრება (1.16) თანაფარდობით.

პოლარიზაციის ხარისხის ანალიზური სახით ნაწერისათვის გამოვიყენოთ ფურიეს ინტეგრალური წარმოდგენა [53, 54] :

$$E_A = \frac{1}{2\pi} E_r \exp i \left( \omega_0 t - \kappa_0 z - \frac{\kappa_0 d}{2} (n_x + n_y) \right) \left( \begin{array}{c} \iint_{-\infty}^{\infty} m_{11}(\tau) \exp i \omega(t - \tau) d\tau d\omega \\ \pm i \epsilon \iint_{-\infty}^{\infty} m_{21}(\tau) \exp i \omega(t - \tau) d\tau d\omega \end{array} \right), \quad (2.2)$$

$$E_B = \frac{1}{2\pi} E_r \exp i \left( \omega_0 t - \kappa_0 z - \frac{\kappa_0 d}{2} (n_x + n_y) \right) \left( \begin{array}{c} \pm i \epsilon \iint_{-\infty}^{\infty} m_{12}(\tau) \exp i \omega(t - \tau) d\tau d\omega \\ \iint_{-\infty}^{\infty} m_{21}(\tau) \exp i \omega(t - \tau) d\tau d\omega \end{array} \right), \quad (2.3)$$

სადაც  $\omega$  მიმდინარე სიხშირეა, რომელიც იცვლება უწყვეტად;  $\tau$  - დამხმარე ცვლადი.

ჩვენ არსად არ დავინტერესდებით ტალღის აბსოლუტური ინტენსივობით, ამიტომ ვისარგებლებთ ინტენსივობის შემდეგი განმარტებით [27]:

$$I_A = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [\operatorname{Re} E_A]^2 dt = E_A \cdot E_A, \quad I_B = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T [\operatorname{Re} E_B]^2 dt = E_B \cdot E_B, \quad (2.4)$$

სადაც  $T$  დროში<sup>1</sup> გასაშუალების პერიოდია; "+" - ერმიტული შეუღლების ნიშნაკი, ამასთან  $\operatorname{Re} E_A(t)$  და  $\operatorname{Re} E_B(t)$  კვადრატით ინტეგრირებადი დროის ფუნქციებია.

აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ დროში გასაშუალებული ინტენსივობა მისწრაფის უსასრულობისაკენ, თუ დროის შუალედი რომელშიც გასაშუალება ხდება შემოუსაზღვრავად იზრდება, ე. ი. როცა

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-T}^T (\operatorname{Re} E_i)^2 dt \quad i = A, B$$

ხასრულია. თუ ეს ზღვარი ხასრულია და არ უდრის ნულს, მაშინ ცხადია, რომ  $\int_{-\infty}^{\infty} (\operatorname{Re} E_i)^2 dt$  განშლადია. მიუხედავად ამისა, ამ შემთხვევაშიც შეიძლება ვისარგებლოთ ფურიეს ინტეგრალური აპარატით: განვსაზღვროთ “ნამოჭრილი” ფუნქცია შემდეგი სახით :

$$\begin{cases} \operatorname{Re} E_T(t) = \operatorname{Re} E_i(t), & i = A, B, \quad |t| \leq T; \\ \operatorname{Re} E_T(t) = 0, & |t| \geq T. \end{cases}$$

ყოველი ასეთი “ნამოჭრილი” ფუნქცია შეიძლება ჩაითვალოს კვადრატით ინტეგრებად ფუნქციად და შეიძლება გამოისახოს ფურიეს ინტეგრალით [27]. ეს მიდგომა დამუშავებული და გამოყენებული იყო [55, 56]. ჩვენს შემთხვევაში მივიღებთ:

$$\begin{aligned} I_A &= E_r^2(1 + \varepsilon^2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(\tau) \exp(-i\omega(t-\tau)) d\tau d\omega \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(\tau) \exp(i\omega(t-\tau)) d\tau d\omega = \\ &= E_r^2(1 + \varepsilon^2) \exp(-i\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(t) d\tau \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega\tau) d\omega \exp(i\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}(\tau) d\tau \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega\tau) d\omega = \\ &= E_r^2(1 + \varepsilon^2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(\tau) \exp(i\omega\tau) d\omega \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\omega = \\ &= E_r^2(1 + \varepsilon^2) \exp(-i\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(t) d\tau \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega\tau) d\omega \exp(i\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}(\tau) d\tau \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega\tau) d\omega = \\ &= E_r^2(1 + \varepsilon^2) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(\tau) \delta(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}(\tau) d\tau \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega\tau) d\omega = E_r^2(1 + \varepsilon^2) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}^*(\tau) m_{11}(\tau) \times \end{aligned}$$

$$\times \left( \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\tau) \delta(\omega) d\omega \right) d\tau.$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega, \tau) d\omega = 1$  ( $\delta(x)$ -დირაკის დელტა ფუნქცია)  $\omega$ -ს ყველა მნიშვნელობებისათვის გვექნება

$$I_A = E_x^2 (1 + \varepsilon^2) \int_{-\infty}^{\infty} m_{11}(\tau) m_{11}'(\tau) d\tau, \quad (2.5)$$

ანალოგიურად

$$I_B = E_x^2 (1 + \varepsilon^2) \int_{-\infty}^{\infty} m_{12}(\tau) m_{12}'(\tau) d\tau. \quad (2.6)$$

$m_{11}(t)$ -ს და  $m_{12}(t)$ -ს კონკრეტული მნიშვნელობების (2.5)-ში და (2.6)-ში შეტანით მივიღებთ :

$$V = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \cos^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n(t) \right) dt + \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n(t) \right) \cos 4\rho(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \cos^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n(t) \right) dt + \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n(t) \right) dt}. \quad (2.7)$$

ამ უკანასკნელის ანალიზი გეინვენებს, რომ არასტაციონარულ ანიზოტროპულ ჰიპოტიკურ სისტემაში გავრცელებული, თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლის პოლარიზაციის ხარისხი უშუალოდ არის დაკავშირებული არასტაციონარული პროცესების დროით პროფილთან.

2.1.1. მაგალითი. განვიხილოთ არასტაციონარული ანიზოტროპული ოპტიკური სისტემის (არასტაციონარული მოწყობილობის) მოდელი წარმოდგენილი შემდეგი სახით:

$$\left\{ \begin{array}{l} n_x + n_y \approx 2n_0 \\ \Delta n(t) = n_0 A \sin \omega t, \quad \rho(t) = kt, \quad |t| < T', \\ \Delta n(t) = 0, \quad \rho(t) = 0, \quad |t| > T', \end{array} \right. \quad (2.8)$$

სადაც  $n_0$  გარდატეხის მანქანების საწყისი მნიშვნელობაა;  $\omega$  (ციკლური სიხშირე),  $A, k$  მოცემული მოწყობილობის მახასიათებლებია;  $T'$  - დაკვირვების დრო.

დავუშვათ (2.8) არასტაციონარულ მოწყობილობაზე ეცემა ელიფსურად სრულად პოლარიზებული სინათლე სიხშირით  $\omega$ . გაკრცვლებული სინათლის პოლარიზაციის მდგომარეობის ცვლილების აღწერისათვის (2.7) -ში შევიტანოთ  $\Delta n(t)$  და  $\rho(t)$  ფუნქციების მნიშვნელობები (2.8)-დან, მივიღებთ:

$$V \approx \left| \frac{\int_{-T'}^T \cos^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} n_0 A \sin \omega t \right) dt + \int_{-T'}^T \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} n_0 A \sin \omega t \right) \cos 4kt dt}{\int_{-T'}^T \cos^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} n_0 A \sin \omega t \right) dt + \int_{-T'}^T \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} n_0 A \sin \omega t \right) dt} \right|. \quad (2.9)$$

სადაც  $\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ,  $\lambda_0$  დაცემული ტალღის სიგრძეა;  $d$  - ანიზოტროპული არის ხისქე.

ამ უკანასკნელის გარდაქმნა გვაძლევს:

$$V \approx \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2T'} \int_0^r \cos(\kappa_0 dn_0 A \sin \omega t) dt + \frac{1}{2T'} \int_0^r \cos 4kt dt - \frac{1}{2T'} \times \right. \\ \left. \times \int_0^r \cos(\kappa_0 dn_0 A \sin \omega t) \cos 4kt dt \right| \quad (2.10)$$

სადაც:

$$\frac{1}{T'} \int_0^r \cos(\kappa_0 dn_0 A \sin \omega t) dt = \frac{1}{\omega T'} \int_0^{\omega r} \cos(\kappa_0 dn_0 A \sin x) dx = \frac{1}{\omega T'} \frac{\omega T'}{\pi} \times \\ \times \int_0^{\pi} \cos \left[ \left( \kappa_0 dn_0 A \sin \left( \frac{\omega T'}{\pi} x \right) \right) \right] d \left( \frac{\omega T'}{\pi} x \right) = J_0(\kappa_0 dn_0 A), \quad (2.11)$$

პირველი გვარის ნულოვანი რიგის ბესელის ფუნქციაა [57, 58].

$$\frac{1}{T'} \int_0^r \sin(4kt) dt = \frac{\sin 4kT'}{4kT'} \quad , \quad (2.12)$$

||

$$\frac{1}{T'} \int_0^r \cos(\kappa_0 dn_0 A \sin \omega t) \cos 4kt dt = \frac{1}{\omega T'} \int_0^{\omega r} \cos(\kappa_0 dn_0 A \sin x) \cos \left( \frac{4k}{\omega} x \right) dx = \\ = \frac{1}{2\omega T'} \int_0^{\omega r} \left[ \cos \left( \kappa_0 dn_0 A \cos x - 4 \frac{k}{\omega} x \right) + \cos \left( \kappa_0 dn_0 A \cos x + 4 \frac{k}{\omega} x \right) \right] dx =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2\omega T'} \left[ \pi \frac{\sin 4kT'}{\sin\left(\frac{4k\pi}{\omega}\right)} J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) + \pi \frac{\sin 4kT'}{\sin\left(\frac{4k\pi}{\omega}\right)} J_{-\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \right] = \\
&= \frac{\pi}{2\omega T'} \frac{\sin(4kT')}{\sin\left(\frac{4k\pi}{\omega}\right)} \left[ J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) + J_{-\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \right], \quad (2.13)
\end{aligned}$$

რის ანგერის ფუნქციაა [57].

(2.11)-(2.13)-ის (2.10)-ში შეტანით მივიღებთ:

$$V \approx \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} J_0(\kappa_0 dn_0 A) + \frac{1}{2} \frac{\sin(4kT')}{4kT'} - \frac{1}{4} \frac{\sin(4kT')}{\frac{4k\pi}{\omega}} \times \left[ J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) + J_{-\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \right] \right]. \quad (2.14)$$

თუ  $\frac{4k}{\omega}$  მთელია, მაშინ [57] :

$$J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) = J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A),$$

$$J_{-\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) = J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) = J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A).$$

ამ შემთხვევაში პოლარიზაციის ხარისხისათვის გვექნება:

$$V \approx \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} J_0(\kappa_0 dn_0 A) + \frac{1}{2} \frac{\sin 4kT'}{4kT'} - \frac{1}{2} \frac{\pi}{\omega T'} \frac{\sin 4kT'}{\sin\left(\frac{4k\pi}{\omega}\right)} J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \right]. \quad (2.15)$$

(2.14) -ის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ თუ მხედველობაში ვიღებთ [57]:

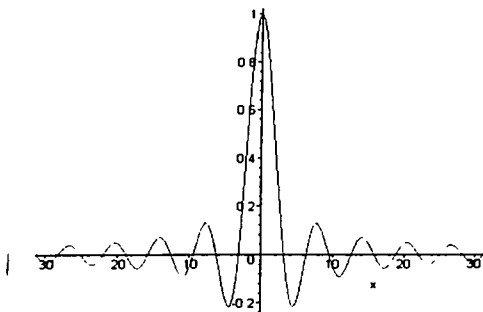
$$J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) + J_{-\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \leq 2 \frac{\sin 4k\pi/\omega}{4k\pi/\omega},$$

სევე (იხილეთ ნახ.3, ნახ.4, ):

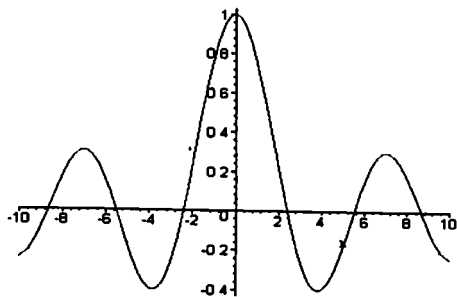
$$\max\left(\frac{\sin x}{x}\right) = 1, \quad \max(J_0(\kappa_0 dn_0 A)) = 1,$$

$$\min\left(\frac{\sin x}{x}\right) \approx -0.2, \quad \min(J_0(\kappa_0 dn_0 A)) \approx -0.4,$$

(2.16)



ნახ. 3.  $\frac{\sin x}{x}$  ფუნქციის გრაფიკი.



ნახ. 4.  $J_0(x)$  ფუნქციის გრაფიკი.

(2.14) –დან გვექნება:

$$\max[V] = 1, \quad \min[V] \approx 0,3.$$

შესაბამისად

$$0,3 \leq V \leq 1. \quad (2.10)$$

ეს უკანასკნელი მიუთითებს იმაზე, რომ არასტაციონარული ანიზოტროპული მოწყობილობა, იმ შემთხვევაში, როცა  $\Delta n$  სინუსოიდალური კანონით ცვლადი დროითი არგუმენტის ფუნქციაა, არ იწვევს მასზე დაცემული, თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლის სრულ დეპოლარიზაციას, ე.ი.  $V \neq 0$ .

ანალოგიური შედეგი შეიძლება მიღებული იქნას გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოებაში ( $\lambda_0 \rightarrow 0$ ) არგუმენტის უსასრულოდ დიდი მნიშვნელობებისათვის ( $\kappa_0 dn_0 A \rightarrow \infty$ ). ამ შემთხვევაში [59] :

$$J_0(\kappa_0 dn_0 A) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi \kappa_0 dn_0 A}} \cos\left(\kappa_0 dn_0 A - \frac{\pi}{4}\right) \rightarrow 0,$$

$$J_{\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi \kappa_0 dn_0 A}} \cos\left(\kappa_0 dn_0 A - \frac{2k\pi}{\omega} - \frac{\pi}{4}\right) \rightarrow 0,$$

$$J_{-\frac{4k}{\omega}}(\kappa_0 dn_0 A) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi \kappa_0 dn_0 A}} \cos\left(\kappa_0 dn_0 A + \frac{2k\pi}{\omega} + \frac{\pi}{4}\right) \rightarrow 0,$$

შეხაბამისად მივიღებთ:

$$V \approx \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\sin 4kT'}{4kT'} \right). \quad (2.11)$$

საიდანაც, (2.16)-ის გათვალისწინებით, გვექნება:

$$0,4 \leq V \leq 1,$$

რაც არ მოდის წინააღმდეგობაში (2.17)-თან.

როგორც ზოგად შემთხვევაში, ასევე გეომეტრული ოპტიკის მიახლოებაში,  $T'$ -ის სასრულობის დროს, თუ  $k=0$ , მაშინ  $V=1$  და განხილული ოპტიკური სისტემა არ ახდენს ზეგაუღენას დაცემული გამოსხივების პოლარიზაციის მდგომარეობაზე.

**§2.2.** პოლარიზაციის ხარისხი, როცა მადეპოლარიზებული სისტემის  $\Delta n$  დროითი არგუმენტის კომპლექსური ფუნქციაა.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ (თავი 1, 1.2.1), სრულად პოლარიზებული სინათლე გავრცელებული არასტაციონარულ ანიზოტროპულ მოწყობილობაში, რომლის ორმაგი სხივების კოეფიციენტი დროითი არგუმენტის კომპლექსური ფუნქციაა,

უშუალოდ მოწყობილობის გამოსახველზე განიცდის დეპოლარიზაციას, ამასთან ფორმირდება ნაწილობრივად პოლარიზებული გამოსხივება, რომელიც შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ორი არაკოჰერენტული კომპონენტის ერთობლიობის სახით, რომელთაგან ერთი სრულად პოლარიზებულია, ხოლო მეორე — სრულად არაპოლარიზებული, კერძოდ,  $E' = E_A \oplus E_B$ , სადაც  $E_A$  (ჯამური ველის სრულად არაპოლარიზებული კომპონენტი),  $E_B$  (სრულად პოლარიზებული კომპონენტი) განისაზღვრებიან შესაბამისად (1.22) და (1.23) გამოსახულებებით. ამ შემთხვევაში მოწყობილობიდან გამოსული ველის პოლარიზაციის ხარისხი გამოითვლება შემდეგი თანაფარდობით:

$$V = \frac{E_B^* E_B}{E_A^* E_A + E_B^* E_B}, \quad (2.18)$$

სადაც

$$E_B^* E_B = (1 + \varepsilon^2) E_x^2 \dot{m}_{12}^2(t) \dot{m}_{12}(t),$$

$$E_A^* E_A = E_x^2 (\dot{m}_{11}^2(t) \dot{m}_{11}(t) + \varepsilon^2 \dot{m}_{22}^2(t) \dot{m}_{22}(t)),$$

$\varepsilon = \frac{E_1}{E_2}$  ( $E_1, E_2$  დაცემული სინათლის ელექტრული ვექტორის კომპონენტებია შესაბამის დერძებზე),  $\dot{m}_i(t)$  ანიზოტროპული არის შესაბამისი ჯონსის მატრიცის ელემენტებია, განსაზღვრული (1.16) თანაფარდობიდან.

$\dot{m}_i(t)$  ელემენტების შესაბამისი მნიშვნელობების შეტანის შემდეგ მივიღებთ :

$$V = \frac{(1 + \varepsilon^2) \sin^2 2\rho(t) \left[ sh^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau(t) \right) + \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n(t) \right) \right]}{(1 + \varepsilon^2) \left[ 1 + 2sh^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} \Delta n \tau(t) \right) \right] - (1 - \varepsilon^2) sh(\kappa_0 d \Delta n \tau(t)) \cos 2\rho(t)} \quad (2.19)$$

პოლარიზაციის ხარისხი ნაწერილი (2.19)-ის სახით წარმოადგენს დროის ფუნქციას და დროის ნებისმერ მომენტში მისი მნიშვნელობა უშუალოდ  $\Delta n(t)$  და  $\rho(t)$  ფუნქციების სახეზეა დამოკიდებული. ასეთ შემთხვევაში აუცილებელია პოლარიზაციის ხარისხის დროში გასაშუალება:

$$\langle V \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T V dt \quad (2.20)$$

თუ პოლარიზაციის ხარისხის ანალიზური გამოსახულების ნაწერისათვის გამოვიყენებთ ფურიეს ინტეგრალური აპარატს:  $E_A$  და  $E_B$  ვექტორული კომპონენტების შესაბამის ინტენსივობებს ჩავწერთ შემდეგი სახით:

$$I_A = E_x^2 \int_{-\infty}^{+\infty} (\dot{\hat{m}}_{11}(t) \hat{m}_{11}(t) + \varepsilon^2 \dot{\hat{m}}_{22}(t) \hat{m}_{22}(t)) dt,$$

$$I_B = (1 + \varepsilon^2) E_x^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\hat{m}}_{12}(t) \hat{m}_{12}(t) dt,$$

ამასთან, შევიტანოთ  $\hat{m}_{11}(t)$ ,  $\hat{m}_{22}(t)$ ,  $\dot{\hat{m}}_{12}(t)$  და  $\hat{m}_{12}(t)$ -ს მნიშვნელობებს, მივიღებთ :

$$V \approx \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 2\rho(t) \left[ sh^2 \left( \frac{x_0 d}{2} \Delta n \tau(t) \right) + \sin^2 \left( \frac{x_0 d}{2} \Delta n(t) \right) \right]}{\int_{-\infty}^{\infty} 1 + 2sh^2 \left( \frac{x_0 d}{2} \Delta n \tau(t) \right) dt - \frac{1 - \varepsilon^2}{1 + \varepsilon^2} \int_{-\infty}^{\infty} sh(x_0 d \Delta n \tau(t)) \cos 2\rho(t) dt} \quad (2.21)$$

როგორც (2.20), ასევე (2.21) გამოსახულება ასახავს არასტაციონარულ ანიზოტროპულ არეში გაერცვლებული სინათლის ველის პოლარიზაციის მდგომარეობის ცვლილებას, როცა ორმაგი სხივების კომპლექსური კოეფიციენტი დროითი არგუმენტის ფუნქციაა. ამ გამოსახულებებიდან სათანადოს შერწყვა  $\Delta n(t)$  და  $\rho(t)$  ფუნქციების სახეზეა დამოკიდებული.

2.2.1. მაგალითი. განვიხილოთ არასტაციონარული ოპტიკური სისტემა (ატასტაციონარული მშთანქმელი მოწყობილობა), წარმოდგენილი შემდეგი სახით:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{n}_x + \dot{n}_y \approx 2\dot{n}_0 \\ \Delta \dot{n}(t) = \dot{n}_0 A \cos^2 \omega t, \quad \rho(t) = kt, \quad |t| < T', \\ \Delta \dot{n}(t) = 0, \quad \rho(t) = 0, \quad |t| > T', \end{array} \right. \quad (2.22)$$

სადაც  $\dot{n}_0 = n_0 - i(n\tau)_0$  გარდატეხის მანუენებლის საწყისი კოეფიციენტი;  $\Delta \dot{n} = \dot{n}_x - \dot{n}_y$ ;  $\dot{n}_x = n_x - in\tau_x$ ,  $\dot{n}_y = n_y - in\tau_y$  გარდატეხის კომპლექსური კოეფიციენტებია შესაბამისი დერძების მიმართ ( $n_0, n_x, n_y$  - გარდატეხის რეალური კოეფიციენტები;  $\tau_0, \tau_x, \tau_y$  - ექსტინქციის კოეფიციენტები);

$k, A, \omega$  არასტაციონარული მოწყობილობის მახასიათებლებია;  $T'$ -დაკვირვების დრო.

დაეუშვათ, (2.22) ანიზოტროპულ მოწყობილობაზე ეცემა  $Z$  ღერძის გასწვრივ გაერცელებული ელიფსურად სრულად პოლარიზებული

$$\text{ტალღა} \quad E = E_0 \exp i(\omega_0 t - \kappa z) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i\varepsilon \end{pmatrix}.$$

ფორმირებული სინათლის ველის პოლარიზაციის ხარისხის გამოთვლისათვის ავირჩიოთ (2.21) გამოსახულება, საიდანაც (2.22)-ის გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$V \approx \frac{\int_0^{\infty} \sin^2(2kt) \left[ \operatorname{sh}^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} n \tau_0 A \cos^2 \alpha t \right) + \sin^2 \left( \frac{\kappa_0 d}{2} n_0 A \cos^2 \alpha t \right) \right] dt}{\int_0^{\infty} \left( 1 + 2 \operatorname{sh}^2 \left( \frac{\kappa_0}{2} d n \tau_0 A \cos^2 \alpha t \right) \right) dt - \frac{1 - \varepsilon^2}{1 + \varepsilon^2} \int_0^{\infty} \operatorname{sh} \left( \frac{\kappa_0}{2} d \Delta n \tau_0 A \cos^2 \alpha t \right) \cos(2kt) dt}, \quad (2.23)$$

ამ უკანასკნელიდან

$$V \approx \frac{I_1 - I_2 - I_3 + I_4}{4 \left( I_1 - \frac{1 - \varepsilon^2}{1 + \varepsilon^2} I_5 \right)}, \quad (2.24)$$

სადაც  $I_1, I_2, I_3, I_4, I_5$  (2.23)-ში შემავალი ინტეგრალების მნიშვნელობებია:

$$I_1 = \int_0^{+\infty} ch(\kappa_0 dn \tau_0 A \cos^2 \omega t) dt = \int_0^{+\infty} ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} + \frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega t\right) dt =$$

$$= \int_0^{+\infty} \left[ ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega t\right) + sh\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) sh\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \cos 2\omega t \right] dt =$$

$$= \int_0^{+\infty} \left[ ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \left( \frac{\exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega t\right) + \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega t\right)}{2} \right) + \right.$$

$$\left. + sh\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \left( \frac{\exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega t\right) - \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega t\right)}{2} \right) \right] dt =$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \left[ \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos(2\omega t)\right) + \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos(2\omega t)\right) \right] dt =$$

$$= \frac{1}{4\omega} \left[ \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{|z|} ch(ix)\right) d(ix) + \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} ch(ix)\right) d(ix) \right];$$

$$= \frac{\pi}{8\omega} \left[ \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) H_0^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) - \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) H_0^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \right], \quad (2.25)$$

$$I_2 = \int_0^{+\infty} ch(\kappa_0 dn \tau_0 A \cos^2 \omega x) dt = \int_0^{+\infty} ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} + \frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right) dt =$$

$$= \int_0^{+\infty} \left[ ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right) + sh\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) sh\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right) \right] dt =$$

$$= \int_0^{+\infty} \left[ ch\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \left( \frac{\exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right) + \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right)}{2} \right) + \right.$$

$$\left. + sh\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \left( \frac{\exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right) - \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos 2\omega x\right)}{2} \right) \right] dt =$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \left[ \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos(2\omega x)\right) + \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} \cos(2\omega x)\right) \right] dt =$$

$$= \frac{1}{4\omega i} \left[ \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} ch(ix)\right) d(ix) + \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2} ch(ix)\right) d(ix) \right]$$

$$= \frac{\pi}{8\omega} \left[ \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) H_0^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) - \exp\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) H_0^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \right], \quad (2.26)$$

$$I_3 = \int_0^{+\infty} \cos(4kt) \operatorname{ch}(\kappa_0 dn_0 A \cos^2 \alpha t) dt = (-1)^{\frac{k}{\omega}} \frac{\pi}{8\omega} \left[ e^{-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}} H_{\frac{2k}{\omega}}^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) - e^{-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}} H_{\frac{2k}{\omega}}^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \right], \quad (2.27)$$

$$I_4 = \int_0^{+\infty} \cos(4kt) \operatorname{ch}(\kappa_0 dn_0 A \cos^2 \alpha t) dt = (-1)^{\frac{k}{\omega}} \frac{\pi}{8\omega} \left[ e^{\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}} H_{\frac{2k}{\omega}}^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) - e^{\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}} H_{\frac{2k}{\omega}}^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \right], \quad (2.28)$$

$$I_5 = \int_0^{+\infty} \cos(4kt) \operatorname{ch}(\kappa_0 dn_0 A \cos^2 \alpha t) dt = -(-1)^{\frac{k}{\omega}} \frac{\pi}{8\omega} \left[ e^{-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}} H_{\frac{2k}{\omega}}^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) - e^{-\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}} H_{\frac{2k}{\omega}}^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn \tau_0 A}{2}\right) \right], \quad (2.29)$$

ქ  $H_p^{(1)}, H_p^{(2)}$  ჰანკელის ფუნქციებია – მე-3 გვარის  $p$  რიგის ცილინდრული ფუნქციები [60].

იუ (2.25)- (2.29)-ს შევიტანთ (2.24)-ში მივიღებთ:

$$V \approx \frac{E}{4F}, \quad (2.30)$$

დაც

$$\begin{aligned} E = & \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \left[ H_0^{(1)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) - (-1)^{1/2} H_{2/2}^{(1)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \right] - \\ & - \exp\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \left[ H_0^{(2)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) - (-1)^{1/2} H_{2/2}^{(2)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \right] - \\ & - \exp\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \left[ H_0^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) - (-1)^{1/2} H_{2/2}^{(1)}\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \right] - \\ & - \exp\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \left[ H_0^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) - (-1)^{1/2} H_{2/2}^{(2)}\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \right], \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} F = & \exp\left(-\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \left[ H_0^{(1)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) + (-i)^{1/2} \frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} H_{1/2}^{(1)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \right] - \\ & - \exp\left(\frac{\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \left[ H_0^{(2)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) - (-i)^{1/2} \frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} H_{1/2}^{(2)}\left(\frac{i\kappa_0 dn_0 A}{2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (2.32)$$

თუ  $H_p^{(1)}$  და  $H_p^{(2)}$  ფუნქციების არგუმენტები საკმარისად დიდ მნიშვნელობებს ღებულობენ  $\left( \frac{i\kappa_0 d n \tau_0 A}{2} \gg 1, \frac{i\kappa_0 d n_0 A}{2} \gg 1 \right)$ , შეიძლება გამოვიყენოთ ასიმპტოტური მიახლოება [61], ამ პირობებში (2.25)-(2.29) გამოსახულებები მიიღებენ გამარტივებულ სახეს:

$$I_1 \approx \frac{\pi}{2\omega\sqrt{\pi\kappa_0 d n \tau_0 A}} \sin\left(i\kappa_0 d n \tau_0 A - \frac{\pi}{4}\right), \quad (2.25_1)$$

$$I_2 \approx \frac{\pi}{2\omega\sqrt{\pi\kappa_0 d n \tau_0 A}} \sin\left(\kappa_0 d n \tau_0 A - \frac{\pi}{4}\right), \quad (2.26_1)$$

$$I_3 \approx \frac{(-1)^{\frac{k}{\omega}} \pi}{2\omega\sqrt{\pi\kappa_0 d n \tau_0 A}} \sin\left(i\kappa_0 d n \tau_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{\omega} \pi\right), \quad (2.27_1)$$

$$I_4 \approx \frac{(-1)^{\frac{k}{\omega}} \pi}{2\omega\sqrt{\pi\kappa_0 d n \tau_0 A}} \sin\left(i\kappa_0 d n \tau_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{\omega} \pi\right), \quad (2.28_1)$$

$$I_5 \approx \frac{-(-1)^{\frac{k}{\omega}} \pi}{2\omega\sqrt{\pi\kappa_0 d n \tau_0 A}} \cos\left(i\kappa_0 d n \tau_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{\omega} \pi\right), \quad (2.29_1)$$

შესაბამისად:

$$\begin{aligned}
 V \approx & \frac{\sin\left(i\kappa_0 dn\tau_0 A - \frac{\pi}{4}\right) - (-1)^{j/2} \sin\left(i\kappa_0 dn\tau_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{\omega} \pi\right)}{\sin\left(i\kappa_0 dn\tau_0 A - \frac{\pi}{4}\right) + (-i)^{j/2+1} \frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} \cos\left(i\kappa_0 dn\tau_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{2\omega} \pi\right)} \\
 & - \sqrt{\frac{in\tau_0}{n_0}} \frac{\sin\left(i\kappa_0 dn_0 A - \frac{\pi}{4}\right) - (-1)^{j/2} \sin\left(i\kappa_0 dn_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{\omega} \pi\right)}{\sin\left(i\kappa_0 dn\tau_0 A - \frac{\pi}{4}\right) + (-i)^{j/2+1} \frac{1-\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} \cos\left(i\kappa_0 dn\tau_0 A - \frac{\pi}{4} - \frac{k}{2\omega} \pi\right)}.
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

(2.33)-ის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ თუ  $\frac{k}{\omega} \approx 0$ , მაშინ  $V \approx 0$ , რაც იმაზე მიანიშნებს, რომ განხილულ არასტაციონარულ ანიზოტროპულ ჰოწყობილობაში გაგრძელებული, თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლე სრულ დეპოლარიზაციას განიცდის.

4 ||

## აპოსტერიორული ცდა პოლარიზაციულ პოლოგრაფიაში

პოლოგრამაზე ასახულ ობიექტის მიერ გაბნეულ ველსა და თავად ობიექტს შორის არსებული თავისებური შესაბამისობა შესაძლებელს ხდის გავაფართოვოთ აპოსტერიორული ცდის კონცეფცია: შესაძლებელია თუ არა პოლოგრამაზე ნატარდეს ოპტიკური ექსპერიმენტები, რომლებიც სრულიად ანალოგიური იქნება ობიექტზე ნატარებული ექსპერიმენტებისა, ისე რომ არ დაიკარგოს და არ დამახინჯდეს პოლოგრამიდან აღწარმოებული ინფორმაცია?

მოცემულ თავში თეორიულად გამოკვლეულია პოლარიზაციული პოლოგრამის ნაწერისა და აღწარმოების მოვლენა სრულიად პოლარიზებული და არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით; პოლარიზაციულად მგრძნობიარე არეზე გარკვეული შესწავლების დადებისას ნახვენებია გამოსახულების ადეკვატური აღდგენა ორივე შემთხვევაში, ამავდროულად ნახვენებია აპოსტერიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზაციის შესაძლებლობა მხოლოდ არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენების დროს [62] და მოყვანილია ამ დებულების ექსპერიმენტული დადასტურება [63]. აღნიშნული მოვლენის თეორიული აღწერა შესაძლებელი გახდა ჯონსის ვექტორულ-მატრიცული მეთოდის სფერული განსოგადებით ნაწილობრივად პოლარიზებული და არაპოლარიზებული სინათლისათვის, რაც ნათლად წარმოაჩენს წინა თავებში განვითარებული თეორიული მიდგომის უფლებამოსილებასა და სარგებლიანობას.

§3.1. ჩაწერა და აღწარმოება სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით.

ჰოლოგრაფიული მეთოდის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან განმასხვავებელ თავისებურებას წარმოადგენს აბსტრაქტული ცდა [2,6]: ობიექტის ველის აღდგენა ფიზიკურად ხდებოდა დამახინჯებების გარეშე, ისე რომ ობიექტის ჰოლოგრამა აღმოჩნდეს ინფორმაციულად ობიექტის იდენტური და მასზე შესაძლებელი იყოს ოპტიკური ექსპერიმენტების ჩატარება ისე, როგორც თვით ობიექტზე. ამ ასპექტში პრინციპულ ინტერესს წარმოადგენს გაეანალიზოთ თუ რამდენად ღრმად ინფორმაციული ანალოგია ობიექტის ველსა და მის ჰოლოგრამას შორის. როგორც ცნობილია, ადრე შემჩნეული იყო მოვლენა, რომელშიც გამოსხივების ამრეკლი თვისებები განსაკუთრებული სისრულით მუდგანდებიან [6,7], კერძოდ, დამცემი გამოსხივების ტალღური ველისა და ობიექტის მიერ გაბნეული ველის სუპერპოზიციის შედეგად მიღებული მდგარი ტალღის ფოტოგრაფიული მოდელი (ტალღური ფოტოგრაფია) ერთგვარად თვით ობიექტის ექვივალენტს წარმოადგენს – თუ ასეთ მოდელზე ეცემა გამოსხივება იმავე წყაროდან რომელიც ანათებდა ობიექტს ექსპოზიციის დროს, მაშინ ის ამ გამოსხივებას ასახავს ისე, რომ არეკვლილი გამოსხივების ტალღური ველი ობიექტიდან არეკვლილი გამოსხივების ტალღური ველის იდენტურია. მდგარი ტალღის ფოტოგრაფიული მოდელის ეს თვისება სპექტრალურ შემადგენლობაზეც ვრცელდება [8] – თუ გამოსხივება, რომელიც ეცემა ობიექტს ფოტოგრაფიული მოდელის მიღების დროს, მონოქრომატულია, ხოლო გამოსხივებას დაეკემულს მოდელზე აქვს უწყვეტი სპექტრი, მაშინ ფოტოგრაფია ასახავს მხოლოდ იმ მონოქრომატულ შემადგენლობას რომლითაც ის იყო ექსპონირებული. შესწავლილი იყო შემთხვევები, როცა ობიექტებს წარმოადგენდნენ სფერული სარკეები და ლინზები. აღმოჩნდა, რომ

სარკე-პოლოგრამების ოპტიკური ძალა სარკე-ორიგინალების ოპტიკური ძალის ტოლია და მათი პოლოგრამები მათზე დაცემულ ნებისმიერ კონას გარდაქმნიან ისე, როგორც თვით ობიექტები. ანალოგიურ შესაძლებლობებს ამჟღავნებენ აგრეთვე დენისიუკის ფერადი ამრეკლი პოლოგრამები აღმდგენი ტალღების ფერის კარირების დროს [7]. სკალარულ პოლოგრაფიაში ამ შემთხვევებით ამოიწურება აპოსტერიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზაციის შესაძლებლობები. აღნიშნულიდან გამომდინარე ერთგვარ ინტერესს წარმოადგენს აპოსტერიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზაციის შესაძლებლობების კვლევა ობიექტის ტალღური ველის პოლარიზაციული მახასიათებლების მიმართ. განვიხილოთ რაიმე ობიექტის პოლარიზაციულ-პოლოგრაფიული ჩაწერა სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით. განხილვის სოგადობის შეუზღუდაობის მიზნით საყრდენ ტალღად გამოვიყენოთ ელიფსურად, სრულად პოლარიზებული სინათლე, წარმოდგენილი შემდეგი სახით:

$$\vec{E} = E_r \exp i(\omega t + \varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ +i\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

სადაც  $0 \leq \varepsilon = E_r / E_r \leq 1$ ;  $E_r$  და  $E_r$  ელექტრული ვექტორის კომპონენტებია შესაბამის დერძებზე;  $\varphi$  - სწყისი ფაზა;  $\omega = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  - ტალღის სიგრძე.

ობიექტში გავლის შემდეგ საობიექტო ველი შეიძლება წარმოდგენილი იქნას შემდეგი სახით:

$$\vec{E}_{\text{ob}} = M_{\text{ob}} \vec{E} = E_r \exp i(\omega t + \varphi + \delta) M_{\text{ob}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

სადაც  $M_{ab} = \begin{pmatrix} \hat{m}_{11} & \hat{m}_{12} \\ \hat{m}_{21} & \hat{m}_{22} \end{pmatrix}$  ობიექტის აღმწერი ჯონსის კომპლექსური

მატრიცაა [26];  $\delta$ -ფაზა, განპირობებული ჩამწერი კონების შეხვედრის კუთხით. შესაბამისად, შუქმგრძნობიარე ზედაპირის სიბრტყეში ჯამური ტალღის ველი მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\begin{aligned} \vec{E}_z &= \vec{E} + \vec{E}_{ab} = E_r \exp i(\omega t + \varphi) (1 + \exp(i\delta) M_{ab}) \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} = \\ &= E_r \begin{pmatrix} \exp i\varphi + \exp i(\varphi + \delta)(\hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12}) \\ i\varepsilon \exp i\varphi + \exp i(\varphi + \delta)(\hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22}) \end{pmatrix} \exp i\omega t = \\ &= E_r \begin{pmatrix} \exp i\varphi + \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) \\ i\varepsilon \exp i\varphi + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) \end{pmatrix} \exp(i\omega t), \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\hat{a} = \hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12}, \quad \hat{b} = \hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22}. \quad (3.4)$$

$\vec{E}_z$  რეალური ნაწილი აღწერს ელექტრული ველის დამახასიათებლობას [26]:

$$\text{Re}(\vec{E}_z) = \vec{p} \cos \omega t + \vec{q} \sin \omega t, \quad (3.5)$$

სადაც

$$\vec{p} = \frac{1}{2} E_r \begin{pmatrix} (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) + \hat{a}^* \exp -i(\varphi + \delta) \\ i\varepsilon (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) + \hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta) \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

$$\bar{q} = \frac{i}{2} E_1 \left( (\exp i\varphi - \exp(-i\varphi)) + \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) - \hat{a}' \exp -i(\varphi + \delta) \right) + \frac{i}{2} E_2 \left( i\varepsilon (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) - \hat{b}' \exp -i(\varphi + \delta) \right), \quad (3.7)$$

ჯამური ვეილს პარამეტრებია, "\*" - კომპლექსური შეუღლების ნიშნაკი.

პოლარიზაციული პოლოგრაფიის დეტალური თეორიის აგების დროს [26] ნახვენები იყო, რომ პოლარიზაციული პოლოგრაფია არეგისტრირებს ჯამური ვეილს პოლარიზაციის ელიფსის ყველა მახასიათებელს და მატერიალურ არეში ასახული სინათლის ვეილს მახასიათებლების ამგვარი სიჭარბე, იძლევა ზღვრულად სრული ინფორმაციის რეგისტრირების საშუალებას.

როგორც ცნობილია, პოლარიზაციულად მგრძნობიარე არეზე ჯამური ვეილი აისახება ინდუცირებული ანიზოტროპიისა და გიროტროპიის სახით, ამასთან ანიზოტროპია და გიროტროპია შეიძლება აღიწეროს ჯონსის მატრიცით, რომელსაც წრფივ მიახლოებაში შემდეგი სახე აქვს [26]:

$$M_{1,2} \approx \exp(-2ikdn_0(1-i\tau_0)) \left[ 1 - \frac{ikd}{2} \hat{\mu} \hat{\nu} (p_1^2 + q_1^2 + p_2^2 + q_2^2) \right] \cdot A, \quad (3.8)$$

სადაც

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix},$$

$$a_{11} = 1 - \frac{ikd}{2} \hat{\mu} \hat{\nu} [(p_1^2 + q_1^2) - (p_2^2 + q_2^2)]$$

$$a_{11} = -\frac{ikd}{2} \hat{\mu} [\hat{p}_1 \cdot 2(p, p, + q, q, ) - i \hat{p}_1 \cdot 2(p, q, - p, q, )]$$

$$a_{21} = -\frac{ikd}{2} \hat{\mu} [\hat{p}_1 \cdot 2(p, p, + q, q, ) + i \hat{p}_1 \cdot 2(p, q, - p, q, )]$$

$$a_{22} = 1 + \frac{ikd}{2} \hat{\mu} \hat{p}_1 [p_1^2 + q_1^2] + (p_1^2 + q_1^2);$$

$d$  ანიზოტროპული არის სისქვა;  $\hat{n} = n_o(1 - i\tau_o)$  - გარდატეხის მანკვენებლის კომპლექსური კოეფიციენტი სავყის (გაუშუქებელ) მდგომარეობაში;

$\hat{\mu} = \frac{1 + i\tau_o}{n_o(1 + \tau_o^2)}$ ;  $\hat{S}, \hat{p}_1, \hat{p}_1$  - ვექტორული ფოტოგამოდახილების აღწერისათვის

შემოტანილი რეაქციები, კერძოდ,  $\hat{S}$  - სკალარული რეაქციის ფუნქცია, რომელიც გარემოს იზოტროპულ გამოდახილს აღწერს,  $\hat{p}_1$  - ვექტორული რეაქციის ფუნქცია, რომელიც ანიზოტროპულ გამოდახილს აღწერს,  $\hat{p}_1$  - ვექტორული რეაქციის ფუნქცია, რომელიც გირიტროპულ გამოდახილს აღწერს. ამ ფუნქციების არგუმენტები მაინდუცირებელი გამოსხივების სტოქსის პირველი, მეორე და მეოთხე პარამეტრებია. აქტინური გამოსხივებით ინდუცირებული ანიზოტროპია-გირიტროპიის რაოდენობრივი დამოკიდებულება სტოქსის პარამეტრებთან თეორიულად ნახვენებია [64, 65]-ში, სათანადო ექსპერიმენტული გაზომვები მოყვანილია [26, 66]-ში.

(3.6), (3.7)-ის მიხედვით გვაქვს:

$$p_1^2 + q_1^2 = \frac{1}{4} E_1^2 ((\exp i\varphi + \exp -i\varphi)^2 + (\hat{a} \exp i(\varphi + \delta))^2 + (\hat{a}' \exp -i(\varphi + \delta))^2 +$$

$$+ 2\hat{a} \exp i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + 2\hat{a}' \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + 2\hat{a}\hat{a}') -$$

$$-\frac{1}{4}E_x^2[(\exp i\varphi - \exp -i\varphi)^2 + (\hat{a}\exp i(\varphi + \delta))^2 + (\hat{a}^* \exp -i(\varphi - \delta))^2 + 2\hat{a}\exp i(\varphi + \delta)$$

$$\times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) - 2\hat{a}^* \exp -i(\varphi + \delta) - 2\hat{a}\hat{a}^* = E_x^2(1 + \hat{a}\exp i\delta + \hat{a}^* \exp -i\delta + \hat{a}\hat{a}^*$$

$$p_x^2 + q_x^2 = \frac{1}{4}E_x^2[-\varepsilon^2(\exp i\varphi - \exp -i\varphi)^2 + (\hat{b}\exp i(\varphi + \delta))^2 + (\hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta))^2 +$$

$$+ 2i\varepsilon(\exp i\varphi - \exp -i\varphi)\hat{b}\exp i(\varphi + \delta) + 2i\varepsilon \exp -i(\varphi + \delta)(\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + 2\hat{b}\hat{b}^* -$$

$$-\frac{1}{4}E_x^2(-\varepsilon^2(\exp i\varphi + \exp -i\varphi)^2 + (\hat{b}\exp i(\varphi + \delta))^2 + (\hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta))^2 + (\hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta))^2$$

$$+ 2i\varepsilon\hat{b}\exp i(\varphi + \delta)(\exp i\varphi + \exp -i\varphi) - 2i\varepsilon\hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta)(\exp i\varphi + \exp -i\varphi) -$$

$$- 2\hat{b}\hat{b}^*) = E_x^2(\varepsilon^2 - i\varepsilon\hat{b}\exp i\delta + i\varepsilon\hat{b}^* \exp -i\delta + \hat{b}\hat{b}^*),$$

შეზღვევა

$$p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2 = E_x^2(1 + \varepsilon^2 + (\hat{a} - i\varepsilon\hat{b}\exp i\delta) + (\hat{a}^* + i\varepsilon\hat{b}^*)\exp -i\delta + \hat{a}\hat{a}^* + \hat{b}\hat{b}^*), \quad (3.9)$$

$$(p_x^2 + q_x^2) - (p_y^2 + q_y^2) = E_x^2(1 - \varepsilon^2 + (\hat{a} + i\varepsilon\hat{b}\exp i\delta) + (\hat{a}^* - i\varepsilon\hat{b}^*)\exp -i\delta + \hat{a}\hat{a}^* - \hat{b}\hat{b}^*). \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned}
p_x p_y + q_x q_y &= \frac{1}{4} E_x^2 (i\varepsilon(\exp 2i\varphi + \exp -2i\varphi) + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + \\
&+ \hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + i\varepsilon \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \\
&+ \hat{a} \hat{b} \exp 2i(\varphi + \delta) + \hat{a} \hat{b}^* + i\varepsilon \hat{a} \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \hat{a}^* \hat{b} + \\
&+ \hat{a}^* \hat{b} \exp -2i \exp -2i(\varphi + \delta)) - \frac{1}{4} E_x^2 (i\varepsilon(\exp 2i\varphi - \exp -2i\varphi) + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) \times \\
&\times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) - \hat{b}^* \exp -i \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + i\varepsilon \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) \times \\
&\times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \hat{a} \hat{b} \exp 2i(\varphi + \delta) - \hat{a} \hat{b}^* - i\varepsilon \hat{a} \exp -i(\varphi + \delta) \times \\
&\times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) - \hat{a}^* \hat{b} + \hat{a}^* \hat{b}^* \exp -2i(\varphi + \delta)) = \frac{E_x^2}{4} (2(\hat{b} - i\varepsilon \hat{a}) \exp i\delta + \\
&+ 2(\hat{b}^* + i\varepsilon \hat{a}^*) \exp -i\delta + 2(\hat{a} \hat{b}^* + \hat{a}^* \hat{b})), \tag{3.11}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_x q_y - p_y q_x &= \frac{i}{4} E_x^2 (i\varepsilon(\exp 2i\varphi + 2 + \exp -2i\varphi) + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) - \\
&- \hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + i\varepsilon \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + \hat{a} \hat{b} \times \\
&\times \exp 2i(\varphi + \delta) - \hat{a} \hat{b}^* + i\varepsilon \hat{a} \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi + \exp -i\varphi) + -\hat{a}^* \hat{b}^* \times \\
&\times \exp -2i(\varphi + \delta)) - \frac{i}{4} E_x^2 (i\varepsilon(\exp 2i\varphi - 2 + \exp -2i\varphi) + i\varepsilon \hat{a} \exp i(\varphi + \delta) \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) - i\hat{a}^* \exp -i(\varphi + \delta) (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \hat{b} \exp i(\varphi + \delta) \times \\
& \times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \hat{a}\hat{b} \exp 2i(\varphi + \delta) - \hat{a}^* \hat{b} + \hat{b}^* \exp -i(\varphi + \delta) \times \\
& \times (\exp i\varphi - \exp -i\varphi) + \hat{b}^* \hat{a} - \hat{a}^* \hat{b} \exp -2i(\varphi + \delta) = \frac{i}{4} E_x^2 (4 + 2(\hat{b} + i\hat{a}\hat{a}^*) \times \\
& \times \exp i\delta - 2(\hat{b}^* - i\hat{a}\hat{a}^*) \exp -i\delta + 2\hat{a}^* \hat{b} - 2\hat{a}\hat{b}^*). \tag{3.12}
\end{aligned}$$

ვისარგებლებთ რა (3.9)-(3.12)-ით და ამასთან გავითვალისწინებთ  $d-1$  სიმკვირეს, მაღალი რიგის წევრების იგნორირების შემდეგ მოვიღებთ:

$$\begin{aligned}
& \left(1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} \hat{s} (p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2)\right) \left(1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} \hat{v}_i ((p_x^2 + q_x^2) - (p_y^2 + q_y^2))\right) \approx \\
& \approx 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left(1 + |\hat{a}|^2 (\hat{s} + \hat{v}_i) + (\varepsilon^2 + |\hat{b}|^2) (\hat{s} - \hat{v}_i)\right) - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \times \tag{3.13}
\end{aligned}$$

$$\times (\hat{a}^* (\hat{s} + \hat{v}_i) + i\hat{e}\hat{b}^* (\hat{s} - \hat{v}_i)) \exp i\delta - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{a}^* (\hat{s} + \hat{v}_i) + i\hat{e}\hat{b}^* (\hat{s} - \hat{v}_i)) \exp -i\delta,$$

$$\left(1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} \hat{s} (p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2)\right) \left(1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} (\hat{v}_i, 2(p_x p_y + q_x q_y)) - i\hat{v}_i, 2(p_x q_y - p_y q_x)\right) \approx$$

$$\approx -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{a}\hat{b}^* (\hat{v}_i + \hat{v}_i) + \hat{a}^* \hat{b} (\hat{v}_i - \hat{v}_i) + 2\hat{v}_i) -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{b}(\hat{v}_l + \hat{v}_c) - i\hat{a}(\hat{v}_l - \hat{v}_c)) \exp i\delta - \\
& -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{b}^*(\hat{v}_l - \hat{v}_c) + i\hat{a}^*(\hat{v}_l + \hat{v}_c)) \exp -i\delta, \quad (3.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left( 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} \hat{s} (p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2) \right) \left( -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} (\hat{v}_l 2(p_x p_x + q_x q_x) + i\hat{v}_c 2(p_x q_x - p_y q_y)) \right) \approx \\
& \approx -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{a} \hat{b}^*(\hat{v}_l + \hat{v}_c) + \hat{a}^* \hat{b}(\hat{v}_l - \hat{v}_c) - 2\hat{v}_c) - \\
& -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{b}(\hat{v}_l - \hat{v}_c) - i\hat{a}(\hat{v}_l + \hat{v}_c)) \exp i\delta - \\
& -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{b}^*(\hat{v}_l + \hat{v}_c) + i\hat{a}^*(\hat{v}_l - \hat{v}_c)) \exp -i\delta, \quad (3.15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left( 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} \hat{s} (p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2) \right) \left( 1 + \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} \hat{s} (p_x^2 + q_x^2 - (p_y^2 + q_y^2)) \right) \approx \\
& \approx 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( (1 + |a|^2)(\hat{s} - \hat{v}_l) + (s^2 + |b|^2)(\hat{s} + \hat{v}_l) \right) - \\
& -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{a}(\hat{s} - \hat{v}_l) - i\hat{b}(\hat{s} + \hat{v}_l)) \exp i\delta - \\
& -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 (\hat{a}^*(\hat{s} - \hat{v}_l) - i\hat{b}^*(\hat{s} + \hat{v}_l)) \exp -i\delta. \quad (3.16)
\end{aligned}$$

შევიტანო, რა (3.13)-(3.16)-ის მნიშვნელობებს (3.8)-ში მივიღებთ:

$$M_{L,G} \approx \exp - 2i\kappa d \hat{n}_0 \times$$

$$\left( \begin{array}{cc} 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( (1 + |a|^2) (\hat{s} + \hat{v}_L) + (s^2 + |b|^2) (\hat{s} - \hat{v}_L) \right) & - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( \hat{a} \hat{b}^* (\hat{v}_L - \hat{v}_G) + \hat{a}^* \hat{b} (\hat{v}_L + \hat{v}_G) + 2\hat{v}_G \right) \\ - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( \hat{a} \hat{b}^* (\hat{v}_L + \hat{v}_G) + \hat{a}^* \hat{b} (\hat{v}_L - \hat{v}_G) - 2\hat{v}_G \right) & 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( (1 + |a|^2) (\hat{s} - \hat{v}_L) + (s^2 + |b|^2) (\hat{s} + \hat{v}_L) \right) \end{array} \right)$$

$$- \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( \begin{array}{cc} \hat{a} (\hat{s} + \hat{v}_L) - i\epsilon \hat{b} (\hat{s} - \hat{v}_L) & \hat{b} (\hat{v}_L + \hat{v}_G) - i\epsilon \hat{a} (\hat{v}_L - \hat{v}_G) \\ \hat{b} (\hat{v}_L - \hat{v}_G) - i\epsilon \hat{a} (\hat{v}_L + \hat{v}_G) & \hat{a} (\hat{s} - \hat{v}_L) - i\epsilon \hat{b} (\hat{s} + \hat{v}_L) \end{array} \right) \exp i\delta -$$

$$- \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( \begin{array}{cc} \hat{a}^* (\hat{s} + \hat{v}_L) + i\epsilon \hat{b}^* (\hat{s} - \hat{v}_L) & \hat{b}^* (\hat{v}_L - \hat{v}_G) + i\epsilon \hat{a}^* (\hat{v}_L + \hat{v}_G) \\ \hat{b}^* (\hat{v}_L + \hat{v}_G) + i\epsilon \hat{a}^* (\hat{v}_L - \hat{v}_G) & \hat{a}^* (\hat{s} - \hat{v}_L) + i\epsilon \hat{b}^* (\hat{s} + \hat{v}_L) \end{array} \right) \exp - i\delta \Big] \approx$$

$$\approx M_+ + M_{-1} + M_{-1}, \quad (3.17)$$

$$M_+ \approx \exp(-2i\kappa d \hat{n}_0) \times$$

$$\left( \begin{array}{cc} 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( (1 + |a|^2) (\hat{s} + \hat{v}_L) + (s^2 + |b|^2) (\hat{s} - \hat{v}_L) \right) & - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( \hat{a} \hat{b}^* (\hat{v}_L - \hat{v}_G) + \hat{a}^* \hat{b} (\hat{v}_L + \hat{v}_G) + 2\hat{v}_G \right) \\ - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( \hat{a} \hat{b}^* (\hat{v}_L + \hat{v}_G) + \hat{a}^* \hat{b} (\hat{v}_L - \hat{v}_G) - 2\hat{v}_G \right) & 1 - \frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \left( (1 + |a|^2) (\hat{s} - \hat{v}_L) + (s^2 + |b|^2) (\hat{s} + \hat{v}_L) \right) \end{array} \right) \quad (3.18)$$

— უსრუნველყოფს არადიფრაგირებულ კონის ფორმირებას;

$$M_{-1} \approx -\frac{i\kappa d}{2} \hat{\mu} E_x^2 \exp(-2i\kappa d \hat{n}_0) \exp(i\delta) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} \hat{a}(\hat{s} + \hat{v}_i) - i\hat{e}\hat{b}(\hat{s} - \hat{v}_i) & \hat{b}(\hat{v}_i + \hat{v}_e) - i\hat{e}\hat{a}(\hat{v}_i - \hat{v}_e) \\ \hat{b}(\hat{v}_i - \hat{v}_e) - i\hat{e}\hat{a}(\hat{v}_i + \hat{v}_e) & \hat{a}(\hat{s} - \hat{v}_i) - i\hat{e}\hat{b}(\hat{s} + \hat{v}_i) \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

-წარმოსახვითი გამოსახულების ფორმირებას;

$$M_{+1} \approx -\frac{i\kappa d}{2\hat{n}_0} E_x^2 \exp(-2i\kappa d \hat{n}_0) \exp(-i\delta) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} \hat{a}'(\hat{s} + \hat{v}_i) + i\hat{e}\hat{b}'(\hat{s} - \hat{v}_i) & \hat{b}'(\hat{v}_i - \hat{v}_e) + i\hat{e}\hat{a}'(\hat{v}_i + \hat{v}_e) \\ \hat{b}'(\hat{v}_i + \hat{v}_e) + i\hat{e}\hat{a}'(\hat{v}_i - \hat{v}_e) & \hat{a}'(\hat{s} - \hat{v}_i) + i\hat{e}\hat{b}'(\hat{s} + \hat{v}_i) \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

- ნამდვილი გამოსახულების ფორმირებას.

ამ მატრიცებიდან, შემდგომი ანალიზისათვის ვიხილავთ მხოლოდ იმ მატრიცას, რომელიც უზრუნველყოფს აღდგენილი ველის ფორმირებას, კერძოდ  $M_{-1}$ -ს. არადიფრაგირებული ტალღა და ნამდვილი გამოსახულება სივრცულად განცალკევებულნი არიან წარმოსახვითი გამოსახულებისაგან და არ იწვევენ დამახინჯებებს [26], ამიტომ მოცემულ ნაშრომში მათი ანალიზი არ მოგვეყავს.

ჰოლოგრამის საყრდენი ტალღის იდენტური ტალღით გაშუქების შემდეგ აღდგენილი ველი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\bar{E}_{-1} \approx E_x \exp(i\omega t + \varphi) M_{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ i\epsilon \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

ამ უკანასკნელში (3.19)-ის შეტანის შემდეგ მივიღებთ:

$$\bar{E}_{-1} \approx -\frac{ikd}{2} \hat{\mu} E_x^2 \exp(-2ikd\hat{n}_0) E_x \exp i(\omega t + \varphi + \delta) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{s} + \hat{v}_i) - i\varepsilon (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{s} - \hat{v}_i) + i\varepsilon (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{v}_i + \hat{v}_c) + \varepsilon^2 (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{v}_i - \hat{v}_c) \\ (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{v}_i - \hat{v}_c) - i\varepsilon (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{v}_i + \hat{v}_c) + i\varepsilon (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{s} - \hat{v}_i) + \varepsilon^2 (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{s} + \hat{v}_i) \end{pmatrix}$$

$$= -\frac{ikd}{2} \hat{\mu} E_x^2 \exp(-2ikd\hat{n}_0) E_x \exp i(\omega t + \varphi + \delta) \times$$

$$\times \left[ \begin{pmatrix} (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{s} + \hat{v}_i) + \varepsilon^2 (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{v}_i - \hat{v}_c) \\ (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{v}_i - \hat{v}_c) + \varepsilon^2 (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{s} + \hat{v}_i) \end{pmatrix} + \right.$$

$$\left. + \begin{pmatrix} -i\varepsilon (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{s} - \hat{v}_i) + \varepsilon^2 (\hat{m}_{21} + i\hat{\sigma}_{22}) (\hat{v}_i + \hat{v}_c) \\ -i\varepsilon (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{v}_i + \hat{v}_c) + \varepsilon^2 (\hat{m}_{11} + i\hat{\sigma}_{12}) (\hat{s} - \hat{v}_i) \end{pmatrix} \right]. \quad (3.22)$$

(3.22)-ის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ აღდგენილი ველი ობიექტის საწყისი ველის ადეკვატურია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როცა სრულდება პირობები:

$$\hat{s} + \hat{v}_i \neq 0, \quad \hat{v}_i - \hat{v}_c \neq 0, \quad \hat{s} - \hat{v}_i = \hat{v}_i + \hat{v}_c = 0, \quad (3.23)$$

საიდანაც

$$\hat{s} = \hat{v}_i, \quad \hat{v}_c = -\hat{v}_i. \quad (3.24)$$

ამ პირობებს აკმაყოფილებს პოლარიზაციულად მგრძობიარე არეების უფროსი კლასი, რომლებიც გამოკვლეულია [26]-ში. მისი გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$\bar{E}_{-1} \approx -\frac{ikd}{\hat{n}} E_x^2 (1 + \varepsilon^2) \exp(-2ikd\hat{n}_0) E_x \exp i(\omega t + \varphi + \delta) M_{\bullet} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

(3.25) და (3.2) გამოსახულებების შედარება გვინვენებს, რომ წარმოსახვით გამოსახულებაში ფორმირდება საობიექტო ტალღა პოლარიზაციის მდგომარეობის სრული აღდგენით, კოეფიციენტამდე სიზუსტით, როცა პოლოგრამას ვაშუქებთ საყრდენი ტალღის იდენტური ტალღით.

თუ პოლარიზაციულ პოლოგრამას გავაშუქებთ აღმდგენი ტალღით, რომლის მახასიათებლები განსხვავდებიან საყრდენი ტალღის მახასიათებლებისაგან -  $\varepsilon' \neq \varepsilon$ ;  $\varphi' \neq \varphi$ , მივიღებთ

$$\begin{aligned} \bar{E}'_{-1} &\approx E'_r \exp(i\omega t + \varphi') M_{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \approx -\frac{ikd}{\hat{n}_0} \hat{v}_r E_r^2 \exp(-2ikd\hat{n}_0) E'_r \exp(i\omega t + \varphi' + \delta) \times \\ &\times \begin{pmatrix} \hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12} & -i\varepsilon(\hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12}) \\ \hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22} & -i\varepsilon(\hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon' \end{pmatrix} \approx \\ &\approx -\frac{ikd}{\hat{n}_0} \hat{v}_r E_r^2 \exp(-2ikd\hat{n}_0) E'_r \exp(i\omega t + \varphi' + \delta) \times \\ &\times \begin{pmatrix} \hat{m}_{11} + i\varepsilon\hat{m}_{12} + \varepsilon\varepsilon'\hat{m}_{11} + \varepsilon\varepsilon'(i\varepsilon\hat{m}_{12}) \\ \hat{m}_{21} + i\varepsilon\hat{m}_{22} + \varepsilon\varepsilon'\hat{m}_{21} + \varepsilon\varepsilon'(i\varepsilon\hat{m}_{22}) \end{pmatrix} = \\ &= -\frac{ikd}{\hat{n}_0} \hat{v}_r E_r^2 (1 + \varepsilon\varepsilon') \exp(-2ikd\hat{n}_0) \times E'_r \exp(i\omega t + \varphi' + \delta) M_{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon' \end{pmatrix}, \quad (3.26) \end{aligned}$$

აქედან ნათლად ჩანს, რომ აღდგენილი ველი ობიექტის საწყისი ველის ადეკვატური არ არის.

ამგეარად, თუ პოლარიზაციული პოლოგრამა ჩაწერილია სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით, მისი აღდგენა

ამგვარად, თუ პოლარიზაციული პოლოგრამა ნაწერილია სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით, მისი აღდგენა პოლარიზაციის ნებისმიერი მდგომარეობისა და ხარისხის ტალღით იძლევა აღწარმოებულ გამოსახულებას, რომელიც არ არის იდენტური ასეთივე ტალღით აპრიორულად გასხივებული ობიექტისა. ეს მიუთითებს იმაზე, რომ სრულად პოლარიზებული სინათლის წყაროს შემთხვევაში პოლოგრამით ფორმირებული ელექტრომაგნიტური ტალღური ველის პოლარიზაციული მახასიათებლების მიმართ აპოსტერიორული ცდის გაფართოებული კონკეფციის რეალიზაცია შეუძლებელია.

§3.2. ნაწერა და აღწარმოება სრულად არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით.

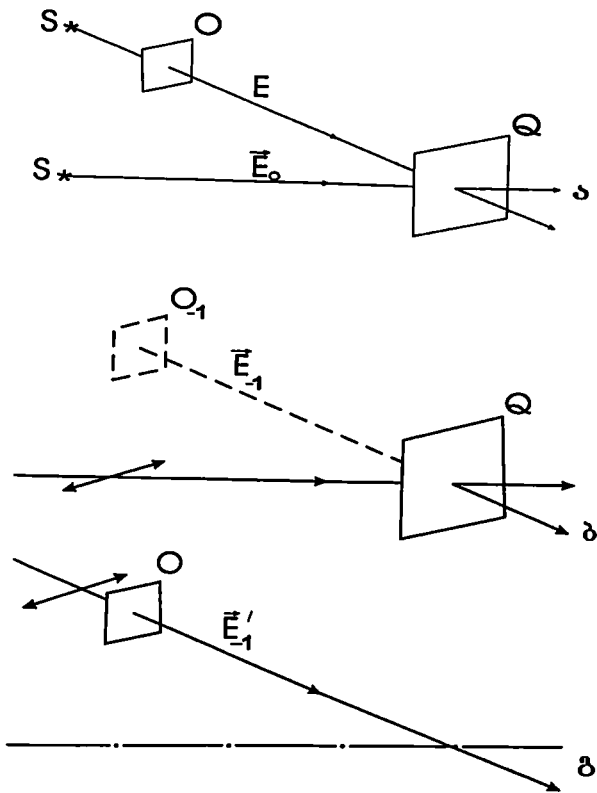
განვიხილოთ პოლარიზაციული პოლოგრამის ნაწერა არაპოლარიზებული საყრდენი  $\vec{E}_0$  და საობიექტო  $\vec{E}$  ტალღების გამოყენებით (ნახ. 5):

$$\vec{E}_\gamma = \vec{E}_0 + \vec{E},$$

$$\vec{E}_0 = E_0 \exp i(\omega t + \alpha) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i(\omega t + \beta) \begin{pmatrix} \sin \theta \\ -\cos \theta \end{pmatrix},$$

|

$$\vec{E} = M \vec{E}_0 \exp i \delta = \exp i \delta \begin{pmatrix} A_x \exp i \varphi_x \\ A_y \exp i \varphi_y \end{pmatrix} \oplus \exp i \delta \begin{pmatrix} B_x \exp i \psi_x \\ B_y \exp i \psi_y \end{pmatrix}, \quad (3.27)$$



ნახ. 5. აპოსტერიორული ცდა პოლარიზაციულ-პოლოგრაფიაში.

აქ გამანათებელი ტალღა  $S$  წყაროდან, შემდგომი გამოთვლების გამარტივების მიზნით (რაც არ ზღუდავს განხილვის სოგადობას), წარმოდგენილია  $\theta$  კუთხით ორიენტირებული წრფივად პოლარიზებული ორთოგონალური ბაზისის სახით. საყრდენი ტალღა ვრცელდება  $Z$  ღერძის გასწვრივ. საობიექტო ტალღა ვრცელდება ამივე ღერძის მიმართ გარკვეული კუთხით, რაც აღიწერება

პოლოგრამის რეგისტრაციის სიბრტყეში  $\delta$  ფაზის წანაცვლებით.  $M$  ნებისმიერი ანიზოტროპულ-გიროტროპული ობიექტის შესაბამისი ჯონსის მატრიცაა. საობიექტო ტალღის არაკომპერენტული კომპონენტები ნაწერილი ცხადი სახით, აღწერენ ობიექტში გავრცელებულ გამოსხივებას. ჯამური ველის ელექტრული ველის დაძაბულობა:

$$\operatorname{Re}(\bar{E}_z) = \bar{p} \cos(\omega t) + \bar{q} \sin(\omega t).$$

სადაც

$$\bar{p} = \begin{pmatrix} E_n \cos \theta \cos \alpha + A_r \cos(\varphi_r + \delta) \\ E_n \sin \theta \cos \alpha + A_r \cos(\varphi_r + \delta) \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} E_n \sin \theta \cos \beta + B_r \cos(\psi_r + \delta) \\ -E_n \cos \theta \cos \beta + B_r \cos(\psi_r + \delta) \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

$$\bar{q} = - \left[ \begin{pmatrix} E_n \cos \theta \sin \alpha + A_r \sin(\varphi_r + \delta) \\ E_n \sin \theta \sin \alpha + A_r \sin(\varphi_r + \delta) \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} E_n \sin \theta \sin \beta + B_r \sin(\psi_r + \delta) \\ -E_n \cos \theta \sin \beta + B_r \sin(\psi_r + \delta) \end{pmatrix} \right]. \quad (3.29)$$

დაეუშვათ პოლარიზაციულად მგრძობობიარე არე აქტინურ გამოსხივებაზე მოქმედებს ზოგადი სახით – ჯამური გამოსხივების სტოქსის სამივე პარამეტრს ასახავს, რაც ექვივალენტურია იმის, რომ  $\hat{s} \neq 0, \hat{v}_i \neq 0, \hat{v}_c \neq 0$ . ამგვარი არის შესაბამისი ჯონსის მატრიცის (§3.1. (3.8)) ანალიზური სახით ნაწერისათვის (3.28) და (3.29) წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით: |

$$\bar{p} = \begin{pmatrix} E_n \cos \alpha \cos \theta + \frac{1}{2} A_r \cos \varphi_r (\exp i\delta + \exp -i\delta) + \frac{i}{2} A_r \sin \varphi_r (\exp i\delta - \exp -i\delta) \\ E_n \cos \alpha \sin \theta + \frac{1}{2} A_r \cos \varphi_r (\exp i\delta + \exp -i\delta) + \frac{i}{2} A_r \sin \varphi_r (\exp i\delta - \exp -i\delta) \end{pmatrix} \oplus$$

$$\left. \begin{aligned} & E_o \cos \beta \sin \theta + \frac{1}{2} B_x \cos \psi_x (\exp i \delta + \exp -i \delta) + \frac{i}{2} B_x \sin \psi_x (\exp i \delta - \exp -i \delta) \\ & - E_o \cos \beta \cos \theta + \frac{1}{2} B_x \cos \psi_x (\exp i \delta + \exp -i \delta) + \frac{i}{2} B_x \sin \psi_x (\exp i \delta - \exp -i \delta) \end{aligned} \right\}$$

$$\left[ \begin{aligned} & \left( E_o \sin \alpha \cos \theta + \frac{1}{2} A_x \sin \varphi_x (\exp i \delta + \exp -i \delta) - \frac{i}{2} A_x \cos \varphi_x (\exp i \delta - \exp -i \delta) \right) \oplus \\ & \left( E_o \sin \alpha \sin \theta + \frac{1}{2} A_x \sin \varphi_x (\exp i \delta + \exp -i \delta) - \frac{i}{2} A_x \cos \varphi_x (\exp i \delta - \exp -i \delta) \right) \oplus \\ & \oplus \left( E_o \sin \beta \sin \theta + \frac{1}{2} B_x \sin \psi_x (\exp i \delta + \exp -i \delta) - \frac{i}{2} B_x \cos \psi_x (\exp i \delta - \exp -i \delta) \right) \\ & \oplus \left( -E_o \sin \beta \cos \theta + \frac{1}{2} B_x \sin \psi_x (\exp i \delta + \exp -i \delta) - \frac{i}{2} B_x \cos \psi_x (\exp i \delta - \exp -i \delta) \right) \end{aligned} \right]$$

რღანაც მივიღებთ:

$$\begin{aligned} p_x^2 + q_x^2 + p_y^2 + q_y^2 &= 2E_o + A_x^2 + A_y^2 + B_x^2 + B_y^2 + [E_o A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta + \\ & + E_o A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta + E_o B_x \exp i(\psi_x - \beta) \sin \theta - E_o B_x \exp i(\psi_x - \beta) \cos \theta] \exp i \delta \\ & | \\ & + [E_o A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta + E_o A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta + E_o B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \sin \theta + \\ & - E_o B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \cos \theta] \exp -i \delta, \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned}
(p_x^2 + q_x^2) - (p_y^2 + q_y^2) &= A_x^2 + B_x^2 - (A_y^2 + B_y^2) + [E_o A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta - \\
&- E_o A_y \exp i(\varphi_y - \alpha) \sin \theta + E_o B_x \exp i(\psi_x - \beta) \sin \theta + E_o B_y \exp i(\psi_y - \beta) \cos \theta] \exp i\delta + \\
&+ [E_o A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta - E_o A_y \exp -i(\varphi_y - \alpha) \sin \theta + E_o B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \sin \theta + \\
&+ E_o B_y \exp -i(\psi_y - \beta) \cos \theta] \exp -i\delta; \tag{3.31}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_x p_y + q_x q_y &= \frac{1}{2} [E_o A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta + E_o A_y \exp i(\varphi_y - \alpha) \cos \theta - \\
&- E_o B_x \exp i(\psi_x - \beta) \cos \theta + E_o B_y \exp i(\psi_y - \beta) \sin \theta] \exp i\delta + \\
&+ \frac{1}{2} [E_o A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta + E_o A_y \exp -i(\varphi_y - \alpha) \cos \theta - E_o B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \cos \theta + \\
&+ E_o B_y \exp -i(\psi_y - \beta) \sin \theta] \exp -i\delta + A_x A_y \cos(\varphi_x - \varphi_y) + B_x B_y \cos(\psi_x - \psi_y); \tag{3.32}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_x q_y - p_y q_x &= \frac{i}{2} [E_o A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta - E_o A_y \exp i(\varphi_y - \alpha) \cos \theta - \\
&- E_o B_x \exp i(\psi_x - \beta) \cos \theta - E_o B_y \exp i(\psi_y - \beta) \sin \theta] \exp i\delta + \\
&+ \frac{i}{2} [-E_o A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta + E_o A_y \exp -i(\varphi_y - \alpha) \cos \theta + \\
&+ E_o B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \cos \theta + E_o B_y \exp -i(\psi_y - \beta) \sin \theta] \exp -i\delta + \\
&+ A_x A_y \sin(\varphi_x - \varphi_y) + B_x B_y \sin(\psi_x - \psi_y) \tag{3.33}
\end{aligned}$$

ჩავსვამთ რა (3.30)-(3.33) მნიშვნელობებს (3.8)-ში და დავადებთ  
 ზირობებს, რომლებიც უზრუნველყოფენ პოლარიზაციის

მდგომარეობის აღდგენას დამახინჯებების გარეშე ( $\hat{x} = \hat{v} = -\hat{v}_c$ ), კოლოგრაფიის მატრიცისათვის მივიღებთ:

$$M_{L,c} \approx M_0 + M_{-1} + M_{+1},$$

სადაც

$$M_0 \approx \exp(-2ikdn_0) \begin{pmatrix} 1 - ikd\hat{\mu}\hat{v}_c(E_0^2 + A_x^2 + B_x^2) & 0 \\ 0 & 1 + ikd\hat{\mu}\hat{v}_c(E_0^2) \end{pmatrix}.$$

$$M_{-1} \approx -ikd\mu\nu_c E_0 \exp(-2ikd\hat{n}_0) \exp i\delta \times$$

$$\times \begin{pmatrix} A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta + B_x \exp i(\psi_x - \beta) \sin \theta & A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta - B_x \exp i(\psi_x - \beta) \cos \theta \\ A_y \exp i(\varphi_y - \alpha) \cos \theta + B_y \exp i(\psi_y - \beta) \sin \theta & A_y \exp i(\varphi_y - \alpha) \sin \theta - B_y \exp i(\psi_y - \beta) \cos \theta \end{pmatrix},$$

$$M_{+1} \approx \exp(-2ikd\hat{n}_0) (-ikd\mu\nu_c E_0) \exp -i\delta \times$$

$$\times \begin{pmatrix} A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta + B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \sin \theta & A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \cos \theta + B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \sin \theta \\ A_x \exp -i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta - B_x \exp -i(\psi_x - \beta) \cos \theta & A_x \exp i(\varphi_x - \alpha) \sin \theta - B_x \exp i(\psi_x - \beta) \cos \theta \end{pmatrix}$$

ამ მატრიცებიდან მატრიცა  $M_{-1}$  (წარმოსახვითი გამოსახულების ჯონსის მატრიცა) ქუზრუნველყოფს აღდგენილი გამოსახულების ველის ფორმირებას. შემდგომი ანალიზისათვის განვიხილოთ ეს მატრიცა, ამასთან ვისარგებლოთ წარმოდგენით:

$$M_{-1} \approx \exp(-2ikd\hat{n}_0)(-ikd\hat{\mu}_L E_0) \exp i\delta (A \exp -i\alpha + \exp -i\beta B), \quad (3.34)$$

სადაც

$$A = \begin{pmatrix} A_x \exp i\varphi_x & 0 \\ 0 & A_y \exp i\varphi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \cos\theta & \sin\theta \end{pmatrix},$$

$$B = \begin{pmatrix} B_x \exp i\psi_x & 0 \\ 0 & B_y \exp i\psi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin\theta & -\cos\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix}.$$

პოლოგრამის გაშუქებით საყრდენი ტალღის იდენტური ტალღით აღწარმოებული ველი ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\bar{E}_{-1} = M_{-1} \bar{E}_0 = -ikd\hat{\mu}_L E_0 \exp(-2ikd\hat{n}_0) \exp i\delta \times$$

$$\times E_0 \left[ \left( \exp -i\alpha \begin{pmatrix} A_x \exp i\varphi_x & 0 \\ 0 & A_y \exp i\varphi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \cos\theta & \sin\theta \end{pmatrix} \right) \exp i\alpha \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} \right] +$$

$$+ \exp -i\alpha \begin{pmatrix} B_x \exp i\psi_x & 0 \\ 0 & B_y \exp i\psi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin\theta & -\cos\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \exp i\alpha \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} \oplus$$

$$\oplus \exp -i\beta \begin{pmatrix} A_x \exp i\varphi_x & 0 \\ 0 & A_y \exp i\varphi_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \cos\theta & \sin\theta \end{pmatrix} \exp i\beta \begin{pmatrix} \sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} +$$

$$\begin{aligned}
& + \exp - i\beta \begin{pmatrix} B, \exp i\psi, & 0 \\ 0 & B, \exp i\psi, \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin\theta & -\cos\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \exp i\beta \begin{pmatrix} \sin\theta \\ -\cos\theta \end{pmatrix} \Big) = \\
& = -ikd\hat{\mu}_l E_0 \exp(-2ikd\hat{n}_0) \exp i\delta \times \left[ E_0 \begin{pmatrix} A, \exp i\varphi, \\ A, \exp i\varphi, \end{pmatrix} \oplus E_0 \begin{pmatrix} B, \exp i\psi, \\ B, \exp i\psi, \end{pmatrix} \right] = \\
& = -ikd\hat{\mu}_l E_0^2 \exp(-2ikd\hat{n}_0) \left[ \exp i\delta \begin{pmatrix} A, \exp i\varphi, \\ A, \exp i\varphi, \end{pmatrix} \oplus \exp i\delta \begin{pmatrix} B, \exp i\psi, \\ B, \exp i\psi, \end{pmatrix} \right]. \quad (3.35)
\end{aligned}$$

(3.35)-დან გამომდინარეობს, რომ პოლოგრამის გაშუქება საყრდენი ტალღის იდენტური ტალღით გვაძლევს თვით ობიექტის ველს კოეფიციენტამდე სიზუსტით.

ამავე პირობებში თუ პოლოგრამას გავაშუქებთ წრფივი ბაზისის ერთ-ერთი კომპონენტით მივიღებთ:

$$\bar{E}'_{-1} = M_{-1} E_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} = -ikd\hat{\mu}_l E_0 \exp(-2ikd\hat{n}_0) \exp i\delta \times$$

$$\times \left[ \exp - i\alpha \begin{pmatrix} A, \exp i\varphi, & 0 \\ 0 & A, \exp i\varphi, \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ \cos\theta & \sin\theta \end{pmatrix} E_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \end{pmatrix} \oplus \right.$$

$$\oplus \exp -i\beta \left( \begin{array}{cc} B_r \exp i\psi, & 0 \\ 0 & B_r \exp i\psi \end{array} \right) \left( \begin{array}{cc} \sin\theta & -\cos\theta \\ \sin\theta & -\cos\theta \end{array} \right) \exp i\alpha \left( \begin{array}{c} \cos\theta \\ \sin\theta \end{array} \right) \Big] =$$

$$= -ikd\hat{\mu}\hat{\nu}, E_0^2 \exp(-2ikd\hat{n}_0) \exp i\delta \left( \begin{array}{c} A_r \exp i\varphi, \\ A_r \exp i\varphi, \end{array} \right), \quad (3.37)$$

რაც კოეფიციენტამდე სიზუსტით ემთხვევა ასეთივე ტალღით აპრიორულად გასხივებული ობიექტის ველს. ნახ. 5-ზე ეს მდგომარეობა ილუსტრირებულია უფრო კონკრეტულად. ჩაეწერთ რა პოლარიზაციულ პოლოგრამას აღწერილი ხერხით (ნახ. 5, ა) და აღდგენის პროცესში პოლოგრამას გაგაშუქებთ ტალღით, მაგალითად, პორისონტალურად წრფივად პოლარიზებულით (ნახ.5, ბ), მივიღებთ აღწარმოებულ გამოსახულებას, რომელიც სრულიად იდენტურია პორისონტალურად წრფივად პოლარიზებული ტალღით გაშუქებული საწყისი ობიექტის გამოსახულებისა (ნახ. 5 გ).

სოგად შემთხვევაში, როცა არაპოლარიზებული საყრდენი ტალღა წარმოდგენილია ელიფსურად პოლარიზებული ბაზისით, კერძოდ:

$$E_r = E_r \exp[i(\omega t + \varphi)] \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_r \exp\left[i\left(\omega t + \psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix},$$

მაშინ ობიექტის ველი, გაშუქებული ამ ტალღით, ჩაიწერება შემდეგი სახით

$$E_{\text{out}} = E_x \exp[i(\omega t + \varphi)] M_{\text{out}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_y \exp\left[i\left(\omega t + \psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] M_{\text{out}} \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}.$$

ამასთან ჯამური ტალღის ველი მიიღებს შემდეგ სახეს

$$E_x = E_x \exp[i(\omega t + \varphi)] (1 + \exp(i\delta) M_{\text{out}}) \begin{pmatrix} 1 \\ i\varepsilon \end{pmatrix} \oplus E_y \exp\left[i\left(\omega t + \psi - \frac{\pi}{2}\right)\right] (1 + \exp(i\delta) M_{\text{out}}) \begin{pmatrix} i\varepsilon \\ 1 \end{pmatrix}.$$

შესაბამისად, ამ გზით მიღებული პოლოგრამის ჯონსის მატრიცა (3.24) პირობის გამოყენებით ტოლია [62]:

$$M_{-1,0} \approx -\frac{ikd}{\hat{n}_0} \hat{v}_i \exp(-2ikd\hat{n}_0) \exp(i\delta) M_{\text{out}}.$$

ეს უკანასკნელი, უზრუნველყოფს რა წარმოსახვითი გამოსახულების ფორმირებას, თვით ობიექტის მატრიცის იდენტიურია კოეფიციენტამდე სიზუსტით. რაც იმაზე მიანიშნებს, რომ პოლოგრამის გაშუქება მოცემული პოლარიზაციის ტალღით გვაძლევს ობიექტის აღდგენილ ველს, რომელიც პოლარიზაციის მდგომარეობითა და ხარისხით იდენტიურია ამ ტალღით აპრიორულად გაშუქებული ობიექტის ველისა. მიღებული შედეგი პარადოქსალურია: პოლარიზაციული პოლოგრამა ნაწერილი არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით აღმოჩნდა ინფორმაციულად უფრო მდიდარი, ვიდრე პოლარიზაციული პოლოგრამა მიღებული სრულად

პოლარიზებული სინათლის წყაროს გამოყენებით. პარადოქსულობა ელინდება იმაში, რომ ტოლი ენერგიების დროს არაპოლარიზებული სინათლის ენტროპია უფრო დიდია (თერმოდინამიკური ტემპერატურა უფრო დაბალი), ვიდრე სრულად პოლარიზებული სინათლისა (შესაბამისად, თერმოდინამიკური ტემპერატურა უფრო მაღალი) [67].

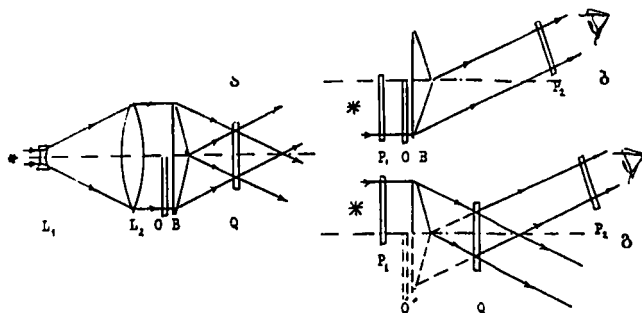
ბოლოს შევნიშნავთ, რომ ნებისმიერი ანისოტროპულ-გიროტროპული ობიექტის პოლარიზაციულ-პოლოგრადუული ნაწერა, როცა ობიექტი გაშუქებულია არაპოლარიზებული სინათლის ტალღით და ამასთან საყრდენი ტალღაც არაპოლარიზებულია, საშუალებას გვაძლევს ობიექტის ველი ადვადგინოთ ფიზიკურად ზღვრული დამახინჯებების გარეშე, ისე რომ ობიექტის პოლოგრამა ინფორმაციულად თვით ობიექტის იდენტური აღმოჩნდება და მასზე შესაძლებელი იქნება ელიფსომეტრიის ექსპერიმენტების ნატარება, ისე როგორც ობიექტზე, ამასთან აღმდგენი ტალღის პოლარიზაციის მდგომარეობის ცვლილება საყრდენი ტალღის შესაბამისად იწვევს აღწარმოებული გამოსახულების პოლარიზაციის მდგომარეობის გარდაქმნას, ისე რომ თითქოს და ობიექტი გაშუქებული იყოს აღმდგენი ტალღის სინათლით. ამგვარად, სრულად არაპოლარიზებული სინათლის წყაროს შემთხვევაში შესაძლებელია აბსტრეტიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზაცია.

### §3.3. ექსპერიმენტული დადასტურება

ნატარებულმა ექსპერიმენტებმა [63] მთლიანად დაადასტურა მიღებული თეორიული დებულებანი პოლარიზაციულ პოლოგრადუიაში აბსტრეტიორული ცდის რეალიზების შესაძლებლობის შესახებ.

არაპოლარიზებული სინათლის წყაროდ აღნიშნულ ექსპერიმენტში გამოყენებული იყო არგონის ლაზერი ЛГН-502,

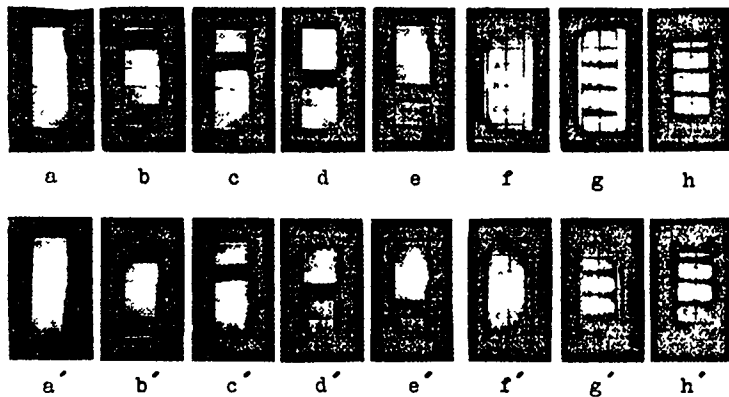
რომელშიც სარკეები იზოტროპულ აქტინურ ელემენტთან მიერთებულია ვაკუუმურად მკვრივი სიფონებით. მათი ოპტიმალური რეჟიმის შერჩევის გზით მიღებული იქნა ერთ მოდიანი გენერაცია ტალღის სიგრძეზე  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ . პოლოგრამის რეგისტრაციისათვის გამოყენებული იყო ევლათინის მატრიცაში შეყვანილი და მინახე დასხმული საღებარი "ფერმტერი სუფთა-ყვითელი". დაზერული გამოსხივების სიმძლავრე გამოყენებული ტალღის სიგრძეზე ექსპოზიციის დროს დაახლოებით შეადგენდა 60 მვატ. ექსპოზიცია იცვლებოდა 0.2-დან 2 წუთის ფარგლებში. აღდგენილი პოლოგრაფიული გამოსახულების დიფრაქციული ეფექტურობა შეადგენდა 2%.



ნახ. 6. აბსტერიორული ცდის სქემა.

6.ა ნახ.-ზე მოყვანილია პოლარიზაციულ პოლოგრაფიული ნაწერის ოპტიკური სქემა. აქ  $L_1$ ,  $L_2$  - არაპოლარიზებული სხივის ტელესკოპური გაჭაფართოებელია. B- ბიპრიზმა, რომლის ერთ არხში განლაგებულია პოლარიზაციული ტესტ-ობიექტი O. შექმგრძნობიარე მასალაზე Q, ხდება მუშა კონების გადაფარვა. ექსპერიმენტში ტესტ-ობიექტად გამოიყენებოდა სხვადასხვა ორიენტაციის მქონე პოლარიოიდის 4-კუთხა ფირფიტები. მათი პოლარიზაციული ანალიზის

სურათი (ნახ.6-ბ სქემის მიხედვით) მოცემულია ნახ.7-ზე - P<sub>1</sub> ანალიზატორის გამოყენებით სხვადასხვა ორიენტაციის დროს, მიიღება თანმიმდევრული ნაქრობა ტესტის ცალკეული ფრაგმენტებისა. ორივე რიგის შედარება ნათლად წარმოაჩენს მათ პრაქტიკულად იდენტურობას პოლარიზაციის მდგომარეობის თვალსაზრისით.



ნახ. 7. ობიექტისა და პოლარიზაციული პოლოგრამით აღღებნილი გამოსახულებების შედარება.

გარდა ამისა, აღსანიშნავია, რომ ჩატარებული იქნა ექსპერიმენტები მთელი რიგი პოლარიზაციული მოწყობილობების კომპირების მიხნით (წრფივი პოლარიზატორები,  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{2}$  ფაზური ფირფიტები და სხვა). ამავდროულად ნაჩვენები იქნა, რომ ტალღის გარკვეულ სიგრძეზე მიღებული პოლარიზაციულ-პოლოგრაფული ასლების ფუნქციური თვისებები არ იცვლებოდა სხვა ტალღისთვისაც, რომლის მიმართ გამოყენებული მასალა გამჭვირვალე იყო.

სადისერტაციო ნაშრომში მიღებული ძირითადი შედეგები შეიძლება ასე წამოყალიბდეს:

1. ნახვევებია, რომ არასტაციონარულ ანიზოტროპულ ოპტიკურ სისტემაში გაურკვლებული თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლე განიცდის დეპოლარიზაციას. ფორმირებული ველის პოლარიზაციის მდგომარეობა უშუალოდ დაკავშირებულია სისტემის ანიზოტროპული მახასიათებლების ცვლილების დროით პროფილთან  $\Delta n(t)$  (როგორც რეალური, ასევე კომპლექსური) და  $\rho(t)$  ფუნქციების სახესთან.

2. ნახვევებია, რომ არასტაციონარული ოპტიკური სისტემა, რომლის ორმაგი სხივტების კოეფიციენტი დროითი არგუმენტის სინუსოიდალური კანონით ცვლადი რეალური ფუნქციაა, არ იწვევს დაცემული ველის ტალღური ფრონტის სრულ დეპოლარიზაციას.

3. ნახვევებია, რომ როცა  $\frac{k}{\omega} \approx 0$  არასტაციონარული ანიზოტროპული გარემო, რომლის ორმაგი სხივტების კომპლექსური კოეფიციენტი აღიწერება დროითი არგუმენტის სინუსოიდალური ფუნქციის კვადრატით, იწვევს თავდაპირველად სრულად პოლარიზებული სინათლის სრულ დეპოლარიზაციას,  $V \approx 0$ .

4. დამტკიცებულია აბსტრეტიორული ცდის გაფართოებული კონცეფციის რეალიზაციის შესაძლებლობა პოლოგრამით ფორმირებული ელექტრომაგნიტური ტალღური ველის პოლარიზაციული მახასიათებლების მიმართ, მხოლოდ სრულად არაპოლარიზებული სინათლის შემთხვევაში. მიღებული პოლოგრამიდან ობიექტის ველის აღდგენა პოლარიზაციის ნებისმიერი

მდგომარეობისა და ხარისხის ტაღლით იღლევა აღწარმობულ  
გამოსახულებას, რომელიც სრულიად იდენტურია ასეთივე ტაღლით  
აპრიორულად გასხივებული ობიექტის გამოსახულების.

|

1. Оптическая обработка информации. //Под ред. Кейсента. М.: Мир. 1980. С.15.
2. Gabor D. A new microscope principle. // Nature. 1948. Vol. 161. P. 777-778.
3. Gabor D. Microscopy by reconstructed Wavefronts. //Proc. Roy. Soc. 1949. Vol. 197. P. 454-487.
4. Leith E,N., Upatnieks J. Reconstructed Wavefronts and communication theory. //J. Opt. Soc. Am. 1962. Vol. 52. P. 1123-1130.
5. Leith E,N., Upatnieks J. Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimentional Objects. // J. Opt. Soc. Am. 1964. Vol. 54. P. 1295-1301.
6. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. //Докл. АН СССР. 1962. Т.144, № 6. С. 1275-1278.
7. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. //Оптика и спектроскопия. 1963. Т.15, № 4, С. 522-532.
8. Денисюк Ю.Н. Об отображающих свойствах бегущих волн интенсивности при записи динамических объемных голограмм. //ЖТФ. 1974. Т.44, № 1. С. 131-137.
9. Van Heerden P.J. Theory of optical information storage in solids. //Appl. Opt. 1963. Vol. 2. P. 343-400.
10. Metherell A.F., El-Sum H.M.A., Dreher J.J., Larmor L. Introduction to acoustical holography. //J. Acoust. Soc. Am. 1967. Vol. 42, № 4. P. 733-742.
11. Какичашвили Ш.Д. Голографическая визуализация упругих волн. //ЖТФ. 1972. Т.42, № 9. С. 1967-1973.
12. Gerritsen H. G. Nonlinear effects in image formation. //Appl. Phys. Lett. 1967. Vol. 10, № 9. P. 23-24.

13. Степанов Б. И., Ивакин Е. В., Рубанов А. С. О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющихся веществах. //Докл. АН СССР. 1971. Т. 196, № 3. С. 567-571.
14. Chu. D. C., Fienup J.R., Goodman J. W. Multiemulsions onaxis computer generated hologram. //Appl. Opt. 1973. Vol. 12, № 7. P.1386-1388.
15. Ярославский Л.П., Мерзляков Н.С. Методы цифровой голографии. //М.: Наука. 1977. С. 192.
16. Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия. //М.: Наука. 1977. С. 336.
17. Денисюк Ю.Н., Гальперин А.Д. О трансформационных свойствах голограммы. //Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 27. С. 175-177.
18. Lohmann A.W. Reconstruction of vectorial Wavefronts. //Appl. Opt. 1965. Vol. № 12, P. 1667-1668.
19. Bryngdahl O. Polarizing Holography. // J. Opt. Amer. 1967. Vol. 57, №4. P. 545-546
20. Bryngdahl O. Polarizing Holography. // J. Opt. Amer. 1968. Vol. 58, № 4. P. 702-703.
21. Какичашвили Ш.Д. О поляризационной записи голограмм. //Оптика и спектр. 1972. Т. 33, № 2. С. 324-327.
22. Какичашвили Ш.Д. Метод фазовой поляризационной записи голограмм. //Квант. электрон. 1974. Т.1, № 6. С.1435-1441.
23. Диплом открытия № 214 (СССР). Явление воспроизведения волновой картины электромагнитного поля. /Ш.Д.Какичашвили. //Открытия, изобр. 1979. № 38.
24. Jones R. C. A New Calculus for the treatment of optical Systems. //JOSA. 1941. Vol. 31. P. 488-493.
25. Какичашвили Ш. Д. Поляризационная голография. //УФН. 1978. Т. 126, № 4. С. 681-683.
26. Какичашвили Ш.Д. Поляризационная голография. // Л.: Наука. 1989. С. 144.

27. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. // М.: Наука. 1970. С. 856.
28. О' Нейл Э. Введение в статистическую оптику. //М.: Мир. 1966. С. 254.
29. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. // М.: Наука. 1973. С. 452.
30. Какичашвили Ш.Д. Поляризационно-голографическая запись при частичной поляризации света. //ЖТФ. 1989. Т. 59, №2. С. 26-34.
31. Какичашвили Ш.Д. О модификации метода Джонса на частичную поляризацию света. //ЖТФ. 1995. Т. 65, в.7. С. 200-204.
32. Какичашвили Ш.Д., Пурцеладзе А.Л. К расширению модельного рассмотрения степени поляризации света. //Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 7. С. 74-78.
33. Какичашвили Ш.Д., Пурцеладзе А.Л. К вопросу об апостериорном опыте в поляризационной голографии. //Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, в.22. С. 27-31.
34. Волькенштейн Н.В. Молекулярная оптика. //М., Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы. 1951. С. 744.
35. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. //М.: Иностранная литература. 1961. С. 536.
36. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. //М.: Гос. изд.-ство физ. мат. литературы. 1959. С. 288.
37. Жевандров Н. Д. Поляризация света. // М. 1969. С. 192.
38. Hurwitz H., Jr., Jones R.C. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. //JOSA. 1941. Vol. 31. P. 493-499.
39. Jones R.C. A. New Calculus for the Treatment of Optical Systems. IV. //JOSA. 1942. vol. 32. P. 486-493.
40. Jones R.C. A. New Calculus for the Treatment of Optical Systems. V. //JOSA. 1947. Vol. 37. P. 107-110.
41. Jones R.C. A. New Calculus for the Treatment of Optical Systems. VI. //JOSA. 1947. Vol. 37. P. 110-112.
42. Jones R.C. A. New Calculus for the Treatment of Optical Systems. //JOSA. 1948. Vol. 38. P. 671-679.

43. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. // М.: Мир. 1981. С. 584.
44. Шерклифф У. Поляризованный свет. // М.: Мир. 1965. С. 264.
45. Какичашвили Ш.Д., Килосанидзе Б.Н. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, вып. 23. С. 6-9.
46. Джеррард А., Берч ДЖ. М. Введение в матричную оптику. // М.: Мир. 1978. с.341.
47. Корн Г., Корн. Т. Справочник по математике. // М.: Наука. 1973. С. 831.
48. Маделунг Э. Математический аппарат физики. // М.: Гос. изд. физико-математической литературы. 1960. С. 620.
49. Какичашвили Ш.Д. Нестационарный векторный дифракционный интеграл Кирхгофа. // Письма в ЖТФ. Т. 20, вып. 22. С. 78-82.
50. Purtseladze A. The degree of light polarization in nonstationary processes. // Proceedings of I. Javakhishvili Tbilisi State University, Series "Physics". 2002. Vol. 38. P. 15-20.
51. Purtseladze A. On the Question of depolarization of light in nonstationary absorbing Objects. // Proceedings of I. Javakhishvili Tbilisi State University, Series "Physics". 2003. Vol.39. P. 13-19.
52. Какичашвили Ш. Д. Эффект поворота оси фотоиндуцированной анизотропии. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56, №6. С. 977-978.
53. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. // М.: Мир. 1970. С. 364.
54. Харкевич А. А. Спектры и анализ. // М. 1962. С. 236.
55. Пурцеладзе А. О двух формулах Б. Шенеберга. // Труды Тбилисского университета. Математика. Механика. Астрономия. 1984. Т. 252, №16-17. С. 34-52.
56. Пурцеладзе А. О коэффициентах Фурье функций  $\Delta(\tau)$  и  $\sqrt{\Delta(\tau)}$ . // Труды Тбилисского университета. Математика. Математика. Механика. 1986. Т. 264, №21. С. 5-20.
57. Янке Е., Эмде Ф. Специальные функции. // М. 1977. С. 342.

58. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. //ИЛ. 1949. Т.1. С. 227.
59. Математическая энциклопедия. // М. 1977. Т. 1. С. 1152.
60. Розет Т.А. Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике. //М. 1965. С. 223.
61. Оливер Ф. Асимптотика и специальные функции. //М.: Наука. 1990. С. 528.
62. Kakichashvili Sh., Purtseladze A. An a posteriori Experiment in Polarization holography. //Proceedings Institute of Cybernetiks. 2000. Vol. 1, № 1-2. P.182-187.
63. Какичашвили Ш. Д. Экспериментальное исследование по апостериорному опыту в поляризационной голографии. //Письма в ЖТФ. Т. 19, вып. 14. С. 5-8.
64. Какичашвили Ш. Д. О закономерности в фотоанизотропных явлениях. //Оптика и спектр. 1982. Т. 52, №2. С. 317-321.
65. Какичашвили Ш. Д. О закономерности в явлениях фотоанизотропии и фотогиротропии. //Оптика и спектр. 1987. Т. 63, №4. С. 911-917.
66. Петрова С.С., Какичашвили Е.Ш., Тарасашвили В.И., Пурцеладзе А.Л. Новая методика измерения векторных характеристик поляризационно-чувствительных сред. // Письма в ЖТФ. 1994. Т.20, в.7. С. 17-21.
67. Планк М. Теория теплового излучения. //Л. 1935. С. 204.

ბოლოს მინდა მაგლიერება გამოეხატო ჩემი სამეცნიერო ხელმძღვანელის პროფ. შ. ყაყინაშვილის მიმართ ამოცანის ფორმულირებისა და ფასდაუდებელი დახმარებისათვის.