

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

გიორგი მუშკუდიანი

ცილინდრული ფორმის ამრეკლი ზედაპირებისა და სასრულო სიგანის
ზოლისაგან შედგენილი რეტრანსლატორების ანტენების
ელექტროდინამიკური ანალიზი

წარმოდგენილია დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად

სადოქტორო პროგრამა - ტელეკომუნიკაცია, შიფრი 0402

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

თბილისი, 0175, საქართველო

ივლისი, 2015 წელი

საავტორო უფლება © 2015 წელი, გიორგი მუშკუდიანი

თბილისი

2015 წელი

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ენერგეტიკისა და ტელეკომუნიკაციის ფაკულტეტი

ჩვენ, ქვემოთ ხელისმომწერნი ვადასტურებთ, რომ გავცანით მუშუდნიანი გიორგის მიერ შესრულებულ სადისერტაციო ნაშრომს დასახელებით: „ცილინდრული ფორმის ამრეკლი ზედაპირებისა და სასრულო სიგანის ზოლისაგან შედგენილი რეტრანსლატორების ანტენების ელექტროდინამიკური ანალიზი“ და ვაძლევთ რეკომენდაციას საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ენერგეტიკისა და ტელეკომუნიკაციის ფაკულტეტის სადისერტაციო საბჭოში მის განხილვას დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად.

ივნისი 2015 წელი

ხელმძღვანელი:	პროფესორი	გურამ ქევანიშვილი
რეცენზენტი:	პროფესორი	დავით ქარქაშაძე
რეცენზენტი:	პროფესორი	ქეთევან კოტეტიშვილი
რეცენზენტი:		

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

2015 წელი

ავტორი:	გიორგი მუშკუდიანი.
დასახელება:	ცილინდრული ფორმის ამრეკლი ზედაპირებისა და სასრულო სიგანის ზოლისაგან შედგენილი რეტრანსლატორების ანტენების ელექტროდინამიკური ანალიზი.
ფაკულტეტი :	ენერგეტიკისა და ტელეკომუნიკაციის ფაკულტეტი.
აკადემიური ხარისხი:	დოქტორი.
სხდომა ჩატარდა:	2015 წლის

ინდივიდუალური პროცენტების ან ინსტიტუტების მიერ შემომოყვანილი დასახელების დისერტაციის გაცნობის მიზნით მოთხოვნის შემთხვევაში მისი არაკომერციული მიზნებით კოპირებისა და გავრცელების უფლება მინიჭებული აქვს საქართველოს ტექნიკურ უნივერსიტეტს.

გ. მუშკუდიანი

ავტორის ხელმოწერა

ავტორი ინარჩუნებს დანარჩენ საგამომცემლო უფლებებს და არც მთლიანი ნაშრომის და არც მისი ცალკეული კომპონენტების გადაბეჭდვა ან სხვა რაიმე მეთოდით რეპროდუქცია დაუშვებელია ავტორის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

ავტორი ირწმუნება, რომ ნაშრომში გამოყენებული საავტორო უფლებებით დაცული მასალებზე მიღებულია შესაბამისი ნებართვა (გარდა იმ მცირე ზომის ციტატებისა, რომლებიც მოითხოვენ მხოლოდ სპეციფიურ მიმართებას ლიტერატურის ციტირებაში, როგორც ეს მიღებულია სამეცნიერო ნაშრომების შესრულებისას) და ყველა მათგანზე იღებს პასუხისმგებლობას.

რეზიუმე

მაღალი და ზემოდალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევების ტექნიკაში ფართოდ არის გამოყენებული ერთპერიოდიანი მესრები. მათი შემადგენელი ელემენტები შეიძლება იყოს უსასრულოდ გრძელი, ურთიერთ პარალელური და ეკვიდისტანციურად განლაგებული იდეალური გამტარებლობის ძალზე თხელი ლენტები, ან წრიული განივკვეთის უსასრულოდ გრძელი ცილინდრები, რომელთა ფიზიკური პარამეტრები შეიძლება ნებისმიერი მნიშვნელობის იყვნენ (ერთგვაროვანი, არაერთგვაროვანი, არაიზოტროპული და სხვა). ბოლო წლებში ცნობილი გახდა, რომ რადიოტალღების მაღალსიხშირული რხევების (ტერაჰერცებისა და ინფრაწითელი სხივების) დიაპაზონის ათვისებისათვის საჭირო ხდება სპეციალური ხელოვნური მასალების დამზადება, რაც შეიძლება განხორციელდეს, მაგალითად, თუ ჩვეულებრივ დიელექტრიკში შევიტანთ სამგანზომილებიან პერიოდულ მესერს.

ნაშრომში ჩატარებულია მეტალური ლენტის, რთული კონსტრუქციის ვიბრატორის[66], მეტალური ლენტისა და ცილინდრის[67], მეტალური ლენტისა და ორი ცილინდრის, ერთგანზომილებიანი მესრის და ორგანზომილებიანი მესრისგან[65] შედგენილი ანტენების გასხივების მახასიათებლების დადგენა და კვლევა.

ანტენების ელექტროდინამიკური კვლევისა და ანალიზის მეთოდები ეყრდნობა მათემატიკური ფიზიკის (კერძოდ გამოყენებითი ელექტროდინამიკის) მეთოდებს კერძოდ ჩვენს შემთხვევებში დასმული ამოცანების ფიზიკურ შინაარსთან ადეკვატურად გამოყენებულია შემდეგი მეთოდები:

- დუალურ ფუნქციონალურ განტოლებათა მეთოდი;
- ინტეგრალურ განტოლებათა მეთოდი;
- მატრიცულ (უსასრულო ალგებრულ განტოლებათა) მეთოდი.

განხილულია რთული კონსტრუქციის დიპოლი[64], რომელიც წარმოადგენს სასრულო სიგრძის, წრიული განივკვეთის, იდეალურად გამტარი თხელკედლიან ღრუ ცილინდრს, რომელიც შუაში გაწყვეტილია, ხოლო წყვეტის წერტილებში ჰარმონიული ე. მ. ძალაა მოდებული.

სიმეტრიული ვიბრატორის (დიპოლური ანტენის) დიპოლზე აღძრული აქსიალური დენი განისაზღვრა ჰალენის ინტეგრალური განტოლებიდან და დააკმაყოფილა „ბასრ ნაპირებზე ნულოვან სასაზღვრო პირობები“, რაც სამეცნიერო ლიტერატურაში აქამდე არ ყოფილა გათვალისწინებული.

დადგენილი იქნა ღრუ ცილინდრიანი სიმეტრიული ვიბრატორის ზედაპირიდან გასხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტრუქტურა.

მიღებული იქნა ახალი რაოდენობრივი და რიცხვითი შედეგები, რაც საინტერესოა როგორც პრაქტიკული, ასევე მეთოდური თვალსაზრისითაც.

ნაშრომში კვლევის ერთ-ერთი ობიექტია საანტენო სისტემა, რომელიც შედგება მეტალური, უსასრულოდ გრძელი, იდეალურად გამტარი ან დიელექტრიკული წრიული კვეთის ცილინდრისგან. ასეთ შემთხვევაში ცილინდრი მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს ზოლის გამოსხივების მახასიათებელზე და დიაგრამებზე. ზოლის და ცილინდრს შორის მანძილის ცვლილება საშუალებას გვაძლევს ვმართოთ გამოსხივების დიაგრამების მთავარი ფოთოლაკის მიმართულება და სიგანე; ეს გარემოება კი შეიძლება გამოვიყენოთ სასურველი ეფექტის მიღებისათვის, რაც საშუალებას მოგვცემს ეს ახალი ელექტროდინამიკური სისტემა ავამოქმედოთ რეტრანსლატორის როლში.

ჩვენს კვლევებში ერთერთი ობიექტი არის სასრულო სიგანისა და უსასრულოდ გრძელი იდეალურად გამტარი თხელი მეტალური ზოლის (ლენტის) ელექტროდინამიკა[67], როდესაც ამ ზოლს ნორმალურად ეცემა E-პოლარიზებული ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღა.

ნაშრომში განხილულია პასიურ დიპოლებისგან შედგენილ ერთპერიოდიანი და ორპერიოდიანი[65] მესრები.

შემოთავაზებულია პასიური, იდეალურად გამტარი, თხელკედლიანი ღრუ ცილინდრული ფორმის დიპოლებისგან შედგენილი ერთპერიოდიანი უსასრულო მესერის (რეფლექტორის) ელექტროდინამიკური თეორია; ორიგინალური მათემატიკური აპარატის გამოყენების შედეგად, ანალიზური ფორმით იქნა წარმოდგენილი რეფლექტორის გასხივების მახასიათებელი. დაგენილია, რომ მესრიდან არეკვლილ ტალღაში, გარკვეულ პირობებში, შეიძლება გაჩნდნენ არაქრობადი ჰარმონიკები, ანუ იჩინოს თავი ე. წ. ვუდის ანომალიებმა.

მოცემულ ნაშრომში მკაცრი მათემატიკური მიდგომით, ანალიზური სახით გადაწყვეტილია პასიური დიპოლებისაგან შედგენილი, ორპერიოდიანი უსასრულო მესერზე ბრტყელი E - პოლარიზებული ელექტრომაგნიტური ტალღის დიფრაქციის შედეგად წარმოქმნილი ელექტრომაგნიტური ველის სტრუქტურის განსაზღვრის ამოცანა.

ამონახსნის ძიების პროცესში გაკეთებულია პრაქტიკული თვალსაზრისით მისაღები დაშვებები ისე, რომ უზრუნველყოფილია ცდომილების დაბალი დონე.

ერთპერიოდიანი მესრების შემთხვევაში, როდესაც მესრის შემადგენელი ელემენტებია უსასრულოდ გრძელი ძალზე თხელი მეტალური ლენტები ან ასევე უსასრულოდ გრძელი, წრიული კვეთის იდეალურად გამტარი ცილინდრები, ანტენის სიხშირული პარამეტრის გარკვეული მნიშვნელობებისათვის იბადებიან არაქრობადი I გვარის ჰარმონიკები.

ორპერიოდიან მესრიდან არეკლილ ტალღაში შეიძლება თავი იჩინოს II გვარის ჰარმონიკებმაც. დაფიქსირებული იქნა II გვარის ჰარმონიკების გაჩენის მომენტები, რომლებზედაც არეკვლის კოეფიციენტის დიაგრამების წირებს უჩნდებათ პიკები.

დადგენილია აგრეთვე პირობები, როდესაც მოცემული მესერი შეიძლება გამოყენებული იქნას როგორც კარგი რეტრანსლიატორი, არა მარტო გრძელტალღოვან, არამედ მოკლეთალღოვან დიაპაზონშიც.

აღნიშნული გათვლები შეიძლება გამოიყენებული იქნას შემდეგი ამოცანების გადაჭრისას:

- 80 – 200 კმ მანძილებზე რადიოსარელო კავშირების დამყარება.
- მაღალი ანძების გამოყენების თავიდან აცილება.
- რელიეფის დაბრკოლების შემოვლის აუცილებლობის აღმოფხვრა.
- რადიოსარელო ხაზის დაბრკოლებებისადმი მდგრადობის გაზრდა.
- საანტენე დირექტორების სახით პასიური ამრეკლების გამოყენების დროს.

summary

High and ultra-high frequency electromagnetic oscillations technique is widely used in one-periodic lattices. Their constituent elements can be infinitely long, mutually parallel and are ideal conductivity equidistant very thin strips, or infinitely long cylinders of circular cross-section, which can physical parameters be of any significance were the (homogeneous, heterogeneous, anisotropic and others). In recent years, it became known that mastering high-frequency radio waves, oscillations (terahertz and infrared rays) are requires development of a range of synthetic materials, which can be carried out, for example, if you normally make three-dimensional periodic lattice in the dielectric.

The work includes the research and identification of the metallic ribbon, intricate design vibrators, metallic ribbon and two cylinder, consisting of one-dimensional and two-dimensional lattice antenna radiation characteristics.

Antennas electrodynamic analysis methods are based on mathematical physics antennas (in particular applied electrodynamics) methods in particular cases, adequately the following methods are using the content of the physical tasks:

- Dual punktstionalur equations method;
- The method of integral equations;
- Matrix (infinite algebraic equations) method.

Here is a discussion about complex structure dipole which represents the finite length, circular cross-section, ideally permeable thin-walled hollow cylinder, which is broken in the middle and the break points of the harmonic E. M. Power spread out.

Symmetrical vibrators (dipole antenna) are used axial current was determined from Halland integral equations and satisfied the " on the zero boundary conditions on sharp edges ", which has not been considered in the scientific literature so far.

Electromagnetic waves structure was identified from the surface of a hollow cylinder symmetrical vibrator.

New quantitative and numerical results were obtained, which is interesting as practical, as well as the methodological point of view.

One of the objects of the study is the antenna system, which consists of a metallic, infinitely long, perfectly conducting or dielectric circular carving cylinder. In this case the cylinder has a significant impact on the characteristic and diagrams of radiation. Distance change between line and the cylinder allows us to manage the direction and the width of the radiation diagrams of the main leaflets; This circumstance can be used for obtaining the desired effect, which will enable us to launch this new electrodynamic system in retransmission role.

One of the objects of our research is electrodynamics of finite width and infinitely long, ideally conductively thin metallic stripe, when the line is normally E-polarized plane electromagnetic wave.

The work discusses composed one or dual-periodic lattices, consisting of passive dipole.

We offers electrodynamic theory passive, perfectly permeable, thin-walled hollow cylindrical shape consisting of dipole one-periodic infinite lattice (reflector); The original mathematical apparatus was represented in analytical form characteristic of reflector radiation. It is determined that in the wave reflected from the lattice, in certain circumstances, there may be unextinguishable harmonics, or Wood's anomalies can be caused.

In this work, according to rigorous mathematical approach, determination task of electromagnetic field structure is analytically discussed – which consists of passive dipoles and is created as a result of E-polarized electromagnetic wave diffraction, flatter than dual-periodic infinite lattice.

In the process of searching solution, practical assumptions are made, so that error levels are reduced.

In case of one-periodic lattice, when the constituent elements of lattice are infinitely long thin metallic ribbons or infinitely long circular carving ideally conducting cylinders.

II type harmonics appear in the wave reflected from dual periodic lattice. There were the moments of II type harmonics creation, where lines of reflection coefficient diagrams have peaks.

Certain conditions are established, when a given lattice can be used as a good retranslator both in long wave – and short wave ranges.

These calculations can also be used for solving the following tasks:

- Establish radio-relay communication at the distance of 80 - 200 km;
- Avoid the use of high masts;
- Prevent from bypassing terrain obstacles;
- Increase jam resistance against radio-relay line;
- Use passive reflectors as antenna directors.

შინაარსი

შესავალი	xv
1. პასიური რეტრანსლატორების საკითხის ისტორია.	18
1.1. პასიური რეტრანსლატორიანი რადიოსარელო ხაზის ენერგეტიკული თანაფარდობები.	19
1.2. გარდამტეხი და ამრეკლი ტიპის პასიური რეტრანსლატორები.	25
1.3. ამრეკლი რეტრანსლატორების პრაქტიკული გამოყენება.	29
1.4. ამრეკლი ტიპის რეტრანსლატორის გათვლა.	32
2. პასიური რეტრანსლატორის ანტენების ელექტროდინამიკური ანალიზი	37
3. ეკრანისგან და იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შემდგარ პასიურ რეტრანსლატორზე ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა.	47
3.1. ამოცანის ინტეგრალურ განტოლებათა სისტემის გამოყვანა და მისი მიახლოებითი ამოხსნა.	49
3.2. შორეულ ზონაში ველის გამოთვლა და გამოსხივების მახასიათებელი.	53
3.3. ეკრანისგან და იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შემდგარი პასიური რეტრანსლატორის კერძო შემთხვევები.	56
4. მეტალური ლენტისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის მახასიათებლის ელექტროდინამიკური თვისებების კვლევა	59
4.1. მეტალური ზოლისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის თეორია.	62
4.2. მეტალური ლენტისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის გამოსხივების მახასიათებელი.	71
4.3. მეტალური ზოლისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის კერძო შემთხვევები.	74
5. სიმეტრიული ვიბრატორის (დიპოლის) კორექტული თეორია	77
5.1. დიპოლის მოდერნიზებული თეორია.	82

6. რთული კონსტრუქციის ცილინდრული ანტენის ელექტროდინამიკური ანალიზი	87
7. ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა პასიური დიპოლებისგან შედგენილ ერთპერიოდიან მესერზე.	94
7.1. ერთპერიოდიანი მესრის თეორია.	95
8. ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა პასიური დიპოლებისაგან შედგენილ ორპერიოდიან მესერზე.	106
8.1. ორპერიოდიანი მესრის თეორია.	108
8.2. გაბნეული ველის თვისებები.	117
8.3. ორპერიოდიანი მესრის რიცხვითი შედეგები.	119
9. დასკვნა	122
გამოყენებული ლიტერატურა	124

ნახაზების ნუსხა

ნახ. 1. 1. აქტიური რადიოსადგურებით კავშირის სქემა. -----	19
ნახ. 1. 2. პასიური რეტრანსლატორით კავშირის სქემა. -----	19
ნახ. 1. 3. პასიური რეტრანსლატორის სქემა. -----	20
ნახ. 1. 4. ფარდობითი შესუსტების დამოკიდებულება რეტრანსლატორის მდებარეობაზე. -----	22
ნახ. 1. 5. სიგნალის შესუსტების დამოკიდებულება ხაზის სიგრძესთან. ----	23
ნახ. 1. 6. ანტენის ფართობის დამოკიდებულება ხაზის სიგრძესთან. -----	24
ნახ. 1. 7. პასიური რეტრანსლატორის გამოყენება. -----	25
ნახ. 1. 8. ერთიანი კონსტრუქციის პასიური რეტრანსლატორი. -----	25
ნახ. 1. 9. ორსარკიანი პასიური რეტრანსლატორი. -----	26
ნახ. 1. 10. ერთსარკიანი პასიური რეტრანსლატორების სქემები. -----	26
ნახ. 1. 11. რეტრანსლატორების განლაგების სქემები. -----	29
ნახ. 1. 12. ერთსარკიანი პასიური რეტრანსლატორი. -----	30
ნახ. 1. 13. სარკეების ურთიერთგანლაგების სქემა. -----	31
ნახ. 1. 14. გადაცემის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ანტენებს შორის მანძილზე. -----	34
ნახ. 1. 15. კავშირის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეტრანსლატორის ზომებთან. -----	35
ნახ. 1. 16. რადიოტალღების მრავალსიხვიური გავრცელება. -----	36
ნახ. 2. 1. ამრეკლი ზოლის სქემა. -----	37
ნახ. 2. 2. ამრეკლი ზოლის გასხივების დიაგრამები. -----	46
ნახ. 3. 1. ეკრანისა და ცილინდრისაგან შემდგარი რეტრანსლატორის განივი კვეთი.	47
ნახ. 3. 2. ჰანკელის ფუნქციის მოდულის ლენტის სიგანესთან დამოკიდებულება.....	51
ნახ. 3. 3. ეკრანისა და ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის მიმართულობის დიაგრამები.	57
ნახ. 4. 1. ლენტისა და ორი ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის კვეთი. ...	59
ნახ. 4. 2. ზოლისა და ორი ცილინდრისაგან შედგენილი რეტრანსლატორის სქემა.	63
ნახ. 4. 3. ზოლის და პირველი ცილინდრის პარამეტრები.	64
ნახ. 4. 4. ზოლის და მეორე ცილინდრის პარამეტრები.	65
ნახ. 4. 5. I და II ცილინდრების პარამეტრები.	66
ნახ. 4. 6. ზოლისა და ორი ცილინდრისაგან შედგენილი რეტრანსლატორის მახასიათებლები.	75
ნახ. 5. 1. სიმეტრიული ვიბრატორის სქემა. -----	77
ნახ. 5. 2. გლუვბოლოიანი (ა) და ბასრ ნაპირიანი (ბ) ვიბრატორების სქემები. -----	80

ნახ. 6. 1. ვიბრატორისა და დიელექტრიკული ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის კვეთი. -----	87
ნახ. 6. 2. რთული კონსტრუქციის ვიბრატორის მიმართულობის დიაგრამები (I ვარიანტი). -----	91
ნახ. 6. 3. ვიბრატორისა და დიელექტრიკული ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის მიმართულობის დიაგრამები (ვარიანტი II). -----	92
ნახ. 7. 1. ერთპერიოდიაანი მესერის სქემა. -----	94
ნახ. 7. 2. ზოლისა და დაკვირვების წერტილის პარამეტრები. -----	96
ნახ. 7. 3. ერთპერიოდიაანი მესერის გამოსხივების დიაგრამები. -----	105
ნახ. 8. 1. ორპერიოდიაანი მესერის სქემა.	106
ნახ. 8. 2. ორპერიოდიაანი მესერის არეკვლის კოეფიციენტის დიაგრამები.	119
ნახ. 8. 3. არეკვლის კოეფიციენტის სიხშირულ პარამეტრთან დამოკიდებულების დიაგრამები.	120

შესავალი

პასიური რეტრანსლატორები წარმოადგენენ გარკვეული ფორმის მექანიკურ კონსტრუქციებს ან კოსმოსურ ობიექტებს (თანამგზავრები, მეტეორიტები, მთვარე და ა. შ.), რომელთაც შეუძლიათ გააბნიონ ან მიმართულად აირეკლონ რადიოტალღების ენერგია და შუალედური პუნქტების სახით გამოიყენებინან რადიოკავშირის ხაზებში. პასიური რეტრანსლატორების სახით გამოიყენება ბრტყელი ამრეკლები, სარკული ანტენები, პერისკოპული ანტენები და ა. შ.

პასიური რეტრანსლატორები ხშირად გამოიყენება შემდეგი ამოცანების გადაჭრისას:

1. 80 – 200 კმ მანძილებზე რადიოსარელეო კავშირების დამყარება.
2. მაღალი ანძების გამოყენების თავიდან აცილება.
3. რელიეფის დაბრკოლების შემოვლის აუცილებლობის აღმოფხვრა.
4. რადიოსარელეო ხაზის დაბრკოლებებისადმი მდგრადობის გაზრდა.
5. ანტენების გაძლიერების კოეფიციენტის გასაზრდელად საანტენე დირექტორების გამოყენება.

პასიური რეტრანსლატორების ელექტროდინამიკური კვლევისა და ანალიზის მეთოდები ეყრდნობა მათემატიკური ფიზიკის (კერძოდ გამოყენებითი ელექტროდინამიკის) მეთოდებს, რომლებიც ამჟამად კარგად არის აპრობირებული კონკრეტული კერძო ამოცანების ანალიზისათვის.

ჩვენს შემთხვევაში ეს მეთოდები ადეკვატურია დასმული ამოცანების ფიზიკურ შინაარსთან მიმართებაში.

მეთოდების ჩამონათვალი ასეთია:

- 1) დუალურ ფუნქციონალურ განტოლებათა მეთოდი;
- 2) ინტეგრალურ განტოლებათა მეთოდი;
- 3) მატრიცულ (უსასრულო ალგებრულ განტოლებათა) მეთოდი.

ჩვენს კვლევებში ერთერთი (საყრდენი) ობიექტი არის სასრულო სიგანისა და უსასრულოდ გრძელი იდეალურად გამტარი თხელი მეტალური ზოლის (ლენტის) ელექტროდინამიკა, როდესაც ამ ზოლს ნორმალურად ეცემა E-პოლარიზებული ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღა.

ეს ამოცანა იმ კლასიკურ ამოცანათა კლასს განეკუთვნება, რომელთა ზუსტი (მკაცრი) ამონახსნის მიღება ვერ ხერხდებოდა ხანგრძლივი დროის განმავლობაში [9]. ბოლო პერიოდში (2006 წელს) გამოქვეყნდა ნაშრომი [10], რომელშიც მოკლედ არის გადმოცემული ამ ამოცანის დუალურ განტოლებათა სისტემის მეთოდით ამოხსნა. მოცემულ ნაშრომში ამ ამოცანის ანალიზი დეტალურადაა განხილული.

ზემაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური რხევების ტექნიკაში ფართოდ არის გამოყენებული ერთპერიოდიანი მესრები. მათი შემადგენელი ელემენტები შეიძლება იყოს უსასრულოდ გრძელი, ურთიერთ პარალელური და ეკვიდისტანციურად განლაგებული იდეალური გამტარებლობის ძალზე თხელი ლენტები, ან წრიული განივკვეთის უსასრულოდ გრძელი ცილინდრები, რომელთა ფიზიკური პარამეტრები ε , μ , δ , შეიძლება ნებისმიერი მნიშვნელობის იყვნენ (ერთგვაროვანი, არაერთგვაროვანი, არაიზოტროპული და სხვა). ასეთი მესრების ელექტროდინამიკური თეორია, როდესაც მათზე ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა ხდება, საკმარისად კარგად არის დამუშავებული (იხ. მაგალითად [37,38] და მათში მოცემული ვრცელი ბიბლიოგრაფია).

ბოლო წლებში ცნობილი გახდა, რომ რადიოტალღების მაღალსიხშირული რხევების (ტერაჰერცებისა და ინფრაწითელი სხივების) დიაპაზონის ათვისებისათვის საჭირო ხდება სპეციალური ხელოვნური მასალების დამზადება [39], რაც შეიძლება განხორციელდეს, მაგალითად, თუ ჩვეულებრივ დიელექტრიკში შევიტანთ სამგანზომილებიან პერიოდულ მესერს [40-45].

პიონერული შრომები [46-49], რომლებიც ასეთი მესრების ელექტროდინამიკური თვისებების შესწავლასთან იყო დაკავშირებული

1964-77 წლებში გამოქვეყნდა [46-49]. მომდევნო წლების პუბლიკაციებიდან აღსანიშნავია შრომები [56-59], რომლებშიც განხილულია ძალზე თხელ ან სასრული სისქის პერფორირებულ მეტალურ ზედაპირებზე ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევის ამოცანები. ისინი განეკუთვნებიან მათემატიკური ფიზიკის იმ ამოცანათა კლასს, რომელთა ამონახსნის მიღება ანალიზური სახით არ ხერხდება. ამიტომ მკვლევარები როგორც წესი, მიმართავენ არსებულ რიცხვით მეთოდებს, რომლებიც თანამედროვე გამოთვლითი ტექნიკის გამოყენების დიდი შესაძლებლობების საფუძველზე, ძალიან სწრაფად და ეფექტურად იძლევიან სასურველ შედეგებს.

ერთპერიოდიანი მესრების შემთხვევაში, როდესაც მესრის შემადგენელი ელემენტებია უსარულოდ გრძელი ძალზე თხელი მეტალური ლენტები ან ასევე უსასრულოდ გრძელი, წრიული კვეთის იდეალურად გამტარი ცილინდრები, ანტენის სიხშირული პარამეტრის გარკვეული მნიშვნელობებისათვის იხადებიან არაქრობადი I გვარის ჰარმონიკები.

ნაშრომში ნაჩვენებია, რომ ორპერიოდიან მესრიდან არეკლილ ტალღაში შეიძლება თავი იჩინოს II გვარის ჰარმონიკებმაც.

განხილულია სიმეტრიული ვიბრატორის (დიპოლური ანტენის) შემთხვევა, როდესაც დიპოლი წარმოადგენს ღრუ, წრიული განივკვეთის, თხელ კედლიან, იდეალურად გამტარ ცილინდრს, რომლის შუა ნაწილში მოდებულია ჰარმონიული ე. მ. ძალა.

დადგენილი იქნა აღნიშნული ვიბრატორის ზედაპირიდან გასხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტრუქტურა.

1. პასიური რეტრანსლატორების საკითხის ისტორია.

როგორც ცნობილია, რადიოსარელეო ხაზი წარმოადგენს სარეტრანსლაციო მიმღებ-გადაცემი სადგურების ჯაჭვს, რომელიც აღჭურვილია გამაძლიერებელი აპარატურითა და საანტენე-ფიდერული მოწყობილობებით. მეზობელი სარეტრანსლაციო სადგურები ყენდება ერთმანეთისგან პირდაპირი ხედვის ზონაში. მეზობელ სადგურებს შორის მანძილი შეადგენს როგორც წესი 50-60 კმ-ს.

დიდი ყურადღება ეთმობა რადიოსარელეო ხაზების რენტაბელობის ამაღლებას და მის სრულყოფას. ამის მისაღწევ ერთ-ერთ ეფექტურ საშუალებას წარმოადგენს შუალედური სარეტრანსლაციო სადგურების ნაწილის პასიური რეტრანსლატორებით შეცვლა. ისინი ჩვეულებრივი რეტრანსლატორებისგან განსხვავდებიან იმით, რომ მათში არსებობს არა რაიმე მიმღებ-გადაცემი აპარატურა, არამედ სიგნალების მიღება და გადაცემა ხორციელდება შესაბამისი წესით შესრულებული საანტენე სისტემებით.

პასიური რეტრანსლატორების შექმნის პირველ ეტაპზე მათი განხორციელება ხდებოდა ბრტყელი ამრეკლავი სარკეების სახით, რომელთა ზომები ბევრად უფრო მეტი იყო, ვიდრე ჩვეულებრივ შუალედურ რეტრანსლატორებზე დაყენებული ანტენების ზომები. ისინი ჩვეულებრივ გამოიყენებოდნენ მთებში გამავალ ხაზებზე. შემდგომში სხვადასხვა ქვეყნებში შემუშავებული იქნა დაბრკოლების ტიპის პასიური რეტრანსლატორები. ამ ტიპის რეტრანსლატორები ამრეკლავი სარკეებისგან განსხვავებით არ მოითხოვენ არც მუშა ზედაპირის ზუსტ შესრულებას და არც ამ ზედაპირის სივრცეში იუსტირებას, რაც საშუალებას იძლევა მინიმალური ხარჯებით აგებული იქნას ასეული კვადრატული მეტრის მქონე ეფექტური ზედაპირის რეტრანსლატორები.

1.1. პასიური რეტრანსლატორიანი რადიოსარელეო ხაზის ენერგეტიკული თანაფარდობები.

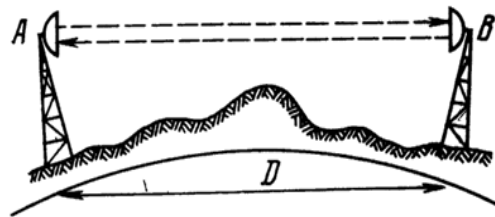
განვიხილოთ D სიგრძის რადიოკავშირის ხაზი A და B აქტიური სადგურებით (ნახ.1.1). თუ A და B სადგურებს შორის არსებობს პირდაპირი ხედვა, ხოლო რადიოტალღების გავრცელების არეში მიწის ზედაპირის და ტროპოსფეროს გავლენას უგულვებელვყოფთ, მაშინ სიგნალის სიმძლავრე B პუნქტის აპარატურის შესასვლელზე იქნება:

$$P_B = P_A \frac{\lambda^2 G_A G_B \eta_A \eta_B}{(4\pi)^2 D^2}, \quad (1.1)$$

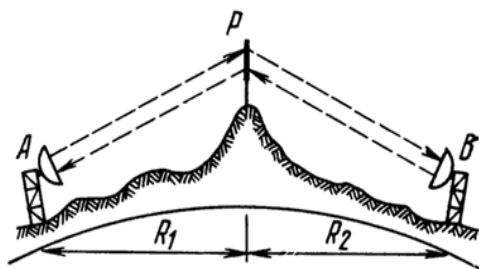
სადაც P_A – A პუნქტში გადამცემის სიმძლავრეა;

λ – ტალღის სიგრძეა;

G_A და G_B – A და B სადგურებში ანტენების გამლიერების კოეფიციენტებია;



ნახ. 1. 1. აქტიური რადიოსადგურებით კავშირის სქემა.

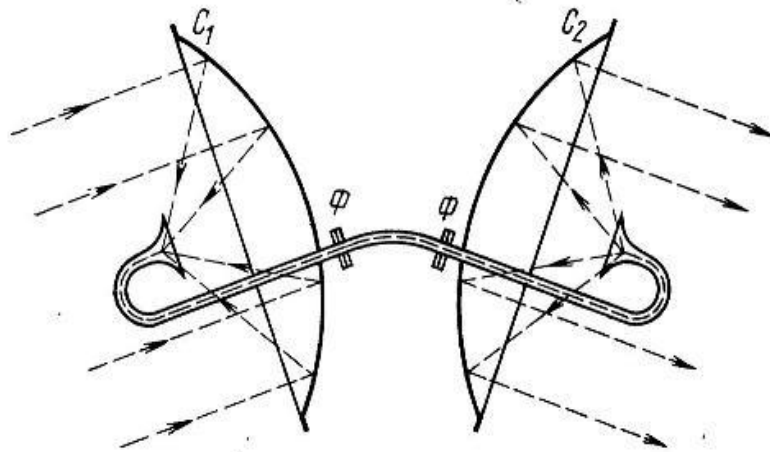


ნახ. 1. 2. პასიური რეტრანსლატორით კავშირის სქემა.

η_A და η_B – A და B სადგურების სანტენე-ფიდერული ტრაქტების მარგი ქმედების კოეფიციენტებია;

D – A და B აქტიურ სადგურებს შორის მანძილია.

დავუშვათ A და B აქტიური სადგურები არ იმყოფებიან პირდაპირი ხედვის ზონაში და მათ შორის კავშირის დასამყარებლად დაყენებულია P პასიური რეტრანსლატორი (ნახ. 1.2). ჩავთვალოთ, რომ P რეტრანსლატორი იმყოფება ორივე სადგურებიდან შორეულ ზონაში. ავღნიშნოთ R_1 და R_2 -ით მანძილები პასიური რეტრანსლატორიდან შესაბამისად A და B სადგურებამდე. პასიური რეტრანსლატორი სქემატურად გამოვსახოთ C_1 მიმღები და C_2 გადამცემი ანტენის სახით, რომლებიც შეერთებული არიან Φ - Φ კვების ხაზით (ნახ. 1. 3).



ნახ. 1. 3. პასიური რეტრანსლატორის სქემა.

მაშინ C_1 მიმღები ანტენის გამოსასვლელზე სიგნალის სიმძლავრე იქნება:

$$P_1 = P_A \frac{\lambda^2 G_A G_1 \eta_A}{(4\pi)^2 R_1^2} \quad (1.2)$$

სადაც G_A – პასიური პუნქტის C_1 მიმღები ანტენის გაძლიერების კოეფიციენტი.

C_2 გადამცემი ანტენის გამოსასვლელზე სიგნალის სიმძლავრე იქნება:

$$P_2 = P_1 \eta_P$$

სადაც η_P – C_1 და C_2 ანტენებთან შემაერთებული კვების ხაზის მარგი ქმედების კოეფიციენტი.

B სადგურის აპარატურის გამოსასვლელზე სიგნალის სიმძლავრე შეიძლება გამოვსახოთ C_2 ანტენის გამოსხივებული სიმძლავრის საშუალებით:

$$P_B = P_2 \frac{\lambda^2 G_B G_2 \eta_B}{(4\pi)^2 R_2^2} = P_1 \frac{\lambda^2 G_B G_2 \eta_B \eta_P}{(4\pi)^2 R_2^2}, \quad (1.3)$$

სადაც $G_2 - C_2$ გადამცემი ანტენის გაძლიერების კოეფიციენტი.

(1.2) ფორმულის (1.3)-ში ჩასმით და გარდაქმნით მივიღებთ

$$P_B = P_A \frac{\lambda^4 G_A G_B G_1 G_2 \eta_A \eta_B \eta_P}{(4\pi)^2 R_2^2}. \quad (1.4)$$

ეს გამოსახულება შეიძლება დავიყვანოთ შემდეგ სახემდე:

$$P_B = P_A \frac{\lambda^2 G_A G_B \eta_A \eta_B}{(4\pi)^2 (R_1 + R_2)^2} V^2, \quad (1.5)$$

სადაც

$$V = \frac{\lambda \sqrt{G_1 G_2 \eta_P}}{4\pi R_1 R_2} (R_1 + R_2) \quad (1.6)$$

წარმოადგენს შესუსტების მამრავლს.

(1.5) და (1.1)-ის შედარება გვაჩვენებს, რომ პასიურ რეტრანსლატორიან ტრასაზე მიმდების შესასვლელზე სიგნალი, ასეთივე მანძილის ღია ტრასის სიგნალთან შედარებით, იცვლება V -ჯერ. როგორც (1.6)-დან ჩანს, შესუსტების მამრავლი V დამოკიდებულია ტრასის გეომეტრიაზე და პასიური რეტრანსლატორის ეფექტურობაზე. თუ რეტრანსლატორის მიმდებზე და გადამცემზე გაძლიერების კოეფიციენტები ერთნაირია, მაშინ (1.6) ფორმულა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$V = \frac{\lambda G \sqrt{\eta_P}}{4\pi R_1 R_2} (R_1 + R_2) \quad (1.7)$$

თუ ცნობილი ფორმული საშუალებით G გაძლიერების კოეფიციენტს გამოვსახავთ რეტრანსლატორის ანტენის $F_{\text{ფგ}}$ ეფექტური ზედაპირით

$$G = 4\pi \frac{F_{\text{ფგ}}}{\lambda^2}, \quad (1.8)$$

მივიღებთ

$$V = \frac{F_{\text{ფგ}} \sqrt{\eta_P}}{\lambda R_1 R_2} (R_1 + R_2). \quad (1.9)$$

$\frac{R_1+R_2}{R_1R_2}$ მამრავლი, რომელიც შედის შესუსტების კოეფიციენტში, ახასიათებს პასიური რეტრანსლატორის გამოსხივების ინტენსიურობის დამოკიდებულებას ტრასაზე მისი დაყენების ადგილთან. ავლნიშნოთ

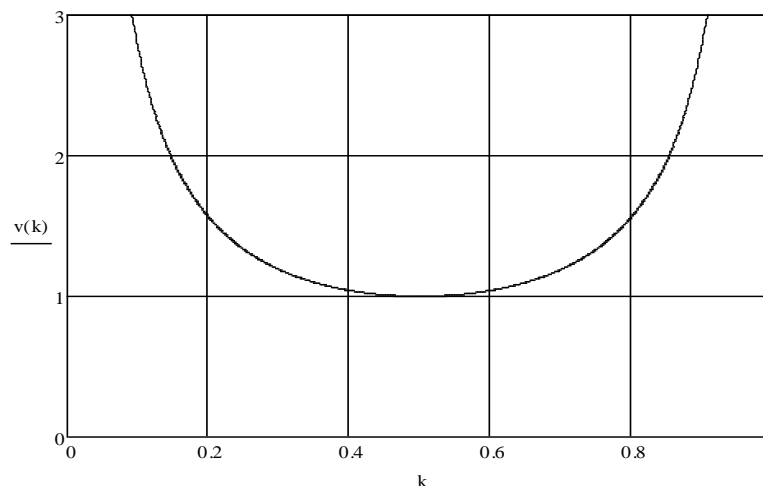
$$\frac{R_1 + R_2}{R_1R_2} = k,$$

მაშინ

$$V = \frac{F_{\text{ფვ}}\sqrt{\eta_P}}{\lambda R_1R_2} \frac{1}{k(1-k)} = V_0 \frac{1}{4k(1-k)}, \quad (1.10)$$

სადაც V_0 - შესუსტების მამრავლია იმ შემთხვევაში, როდესაც რეტრანსლატორი მდებარეობს ხაზის შუაში ($R_1 = R_2$).

ნახ. 1.4-ზე მოყვანილია ფარდობითი შესუსტების მამრავლის k სიდიდეზე, ე.ი. ტრასაზე რეტრანსლატორის მდებარეობაზე, დამოკიდებულება. ნახაზიდან ჩანს, რომ პასიური რეტრანსლატორი ყველაზე უფრო მცირე ეფექტურობას უზრუნველყოფს, როცა ის განლაგებულია ინტერვალის შუაში ($k = \frac{1}{2}$). როდესაც გადამსხივებელი გადაადგილდება ერთ-ერთი აქტიური სადგურის მხარეს, შესუსტების მამრავლი იზრდება და B სადგურის მიერ მიღებული სიგნალის დონე იზრდება.



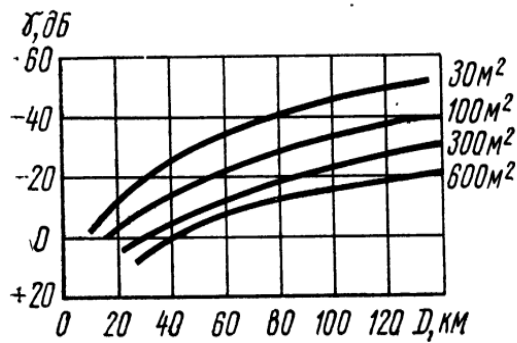
ნახ. 1. 4. ფარდობითი შესუსტების დამოკიდებულება რეტრანსლატორის მდებარეობაზე.

ბევრ შემთხვევაში მიზანშეწონილი არის პასიური რეტრანსლატორის ეფექტურობა შეფასდეს სიგნალის γ შემცირების კოეფიციენტით. ეს კოეფიციენტი განისაზღვრება, როგორც პასური რეტრანსლატორიანი ხაზის ველის დაძაბულობის ფარდობა $R_{სტ}$ სტანდარტული სიგრძის ღია ხაზზე ველის დაძაბულობასთან:

$$\gamma = \frac{F_{ეფ}\sqrt{\eta_P}}{\lambda R_1 R_2} R_{სტ} \quad (1.11)$$

ჩვეულებრივ 2,4 და 6 გჰც დიაპაზონებში $R_{სტ}=45\div 60$ კმ-ს, 8 და 11 გჰც დიაპაზონებში მცირდება 25 \div 40 კმ-მდე.

პასური გადამსხივებლის გამოყენების შემთხვევაში γ სიდიდე ახასიათებს სიგნალის დონის შეცვლას ტიპიურად გამოყენებული რადიოსარელეო სისტემის სიგნალის დონესთან შეფარდებით.



ნახ. 1. 5. სიგნალის შესუსტების დამოკიდებულება ხაზის სიგრძესთან.

ნახ. 1.5-ზე მოყვანილია γ კოეფიციენტის დამოკიდებულება ხაზის $D = R_1 + R_2$ სიგრძესთან, $\lambda=8$ სმ დიაპაზონში, როცა $F_{ეფ}$ -ის მნიშვნელობა სხვადასხვაა. გათვლები ნაწარმოებია იმ შემთხვევაში, როცა რეტრანსლატორი განლაგებული იყო ტრასის შუაში ($k = 1/2$), $\eta_P = 1$ და $R_{სტ}=50$ კმ-ს. ამ ნახაზზე მოყვანილი მონაცემები აჩვენებენ, რომ გადამსხივებლები შეიძლება გამოვიყენოთ მხოლოდ მოკლე მანძილებიან ტრასებზე, რომელთა ეფექტური ზედაპირები იზომება ათეული კვადრატული მეტრებით. საშუალო და დიდი სიგრძის ტრასებზე რამდენიმე ასეული კვადრატული მეტრის ეფექტური ფართობის პასიური რეტრანსლატორების გამოყენების

შემთხვევაშიც კი მიღების ადგილზე ველის დაძაბულობა აღმოჩნდება გაცილებით ნაკლები, ვიდრე სტანდარტული სიგრძის ღია ტრასაზე.

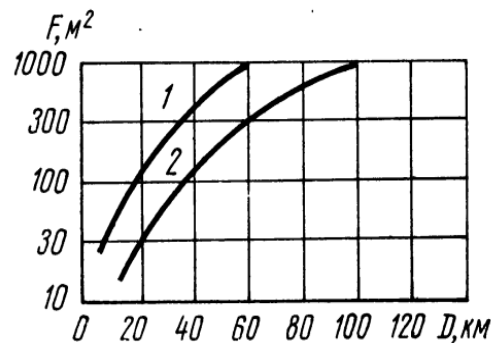
თუ პასიური გადამსხივებლიან ხაზზე ამა თუ იმ მიზეზით დასაშვებია სიგნალის გარკვეული შემცირება, მაშინ რეტრანსლატორის ეფექტური ფართობის საჭირო სიდიდე იქნება:

$$F_{\text{ეფ}} = \frac{\lambda R_1 R_2}{R_{\text{სტ}} \sqrt{\eta_P}} y_{\text{დას}} \quad (1.12)$$

სადაც $y_{\text{დას}}$ - სიგნალის დონის დასაშვები შემცირებაა.

როგორც წესი, F პასური რეტრანსლატორის გეომეტრული ფართობი დაახლოებით ორჯერ აჭარბებს თავის ეფექტურ ფართობს. ამიტომ პასიური რეტრანსლატორის საჭირო ფართობი იქნება:

$$F = 2 \frac{\lambda R_1 R_2}{R_{\text{სტ}} \sqrt{\eta_P}} y_{\text{დას}} \quad (1.13)$$



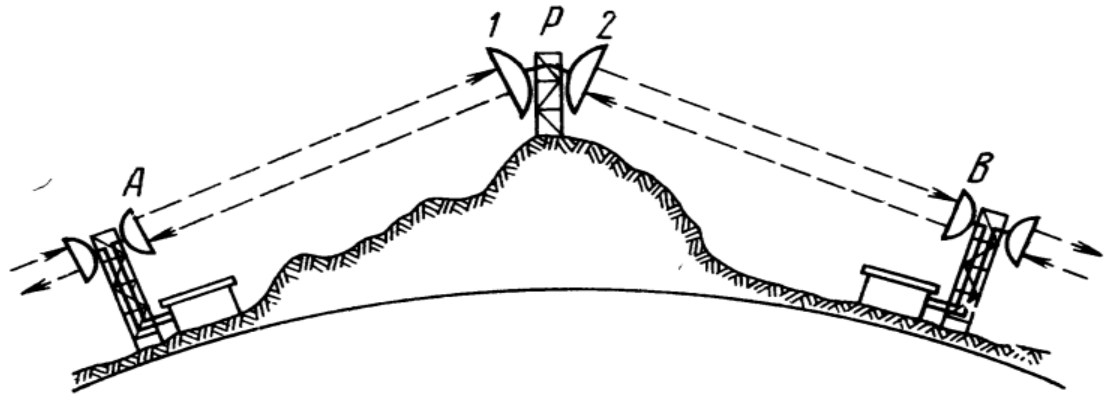
ნახ. 1. 6. ანტენის ფართობის დამოკიდებულება ხაზის სიგრძესთან.

ნახ. 1.6-ზე ნაჩვენებია რეტრანსლატორის ანტენის საჭირო ფართობის დამოკიდებულება $D = R_1 + R_2$ ინტერვალის სიგრძეზე, როცა $y_{\text{დას}} = -10$ დბ და $y_{\text{დას}} = -20$ დბ (მრუდი 1 და მრუდი 2). გათვლები ხდებოდა, როცა $R_1 = R_2$, $\eta_P = 1$ და $R_{\text{სტ}} = 50$ კმ. ამ ნახატზე მოცემული მონაცემები აჩვენებენ, რომ სიგნალის დონის მნიშვნელოვანი შემცირებითაც კი პასიური რეტრანსლატორის ზომები საკმაოდ მნიშვნელოვანი ხდება.

1.2. გარდამტეხი და ამრეკლი ტიპის პასიური რეტრანსლატორები.

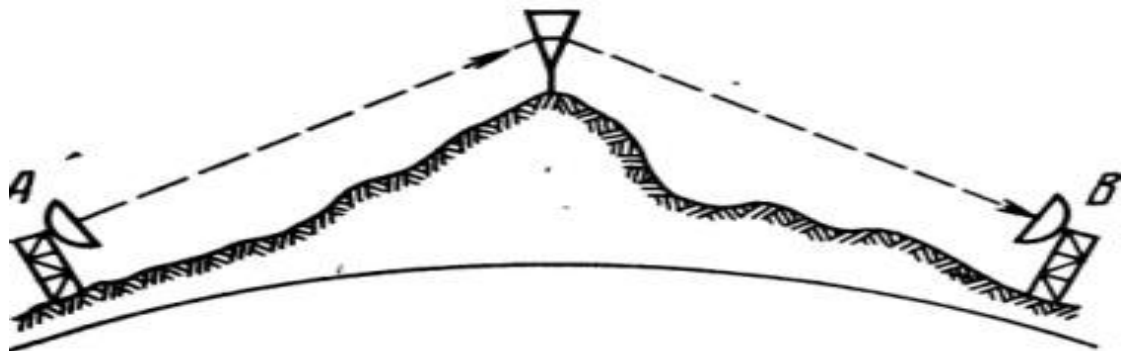
რეტრანსლატორები.

როგორც უკვე აღინიშნა, პასიური რეტრანსლატორი ანუ გადამსხივებელი წარმოადგენს შუალედურ რადიოსარელო სადგურს მიღებ-გადამცემი აპარატურის გარეშე. ნახ. 1.7-ზე ნაჩვენებია ყველაზე მარტივი ტიპის პასიური რეტრანსლატორის გამოყენება. გადამსხივებელი შედგება 1 და 2 ანტენებისგან. A სადგურიდან სიგნალი მიიღება 1 ანტენით. მიღებული ენერგია კვების ხაზის საშუალებით მიეწოდება ანტენა 2-ს, რომელიც უზრუნველყოფს სიგნალის საჭირო მიმართულებით გადასხივებას.



ნახ. 1. 7. პასიური რეტრანსლატორის გამოყენება.

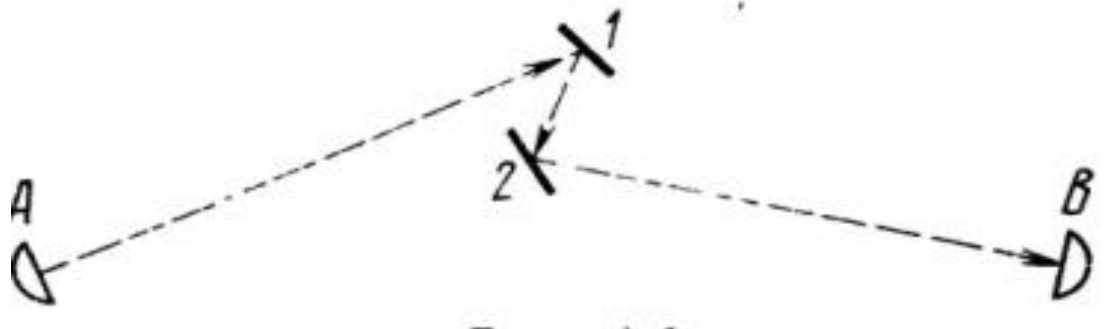
შესაბამისად სიგნალი რომელიც გამოსხივდება B სადგურისგან მიიღება ანტენა 2-ით და ანტენა 1-ით ტრანსლირდება A სადგურისკენ. ასეთი ტიპის რეტრანსლატორებს მიღებულია ეწოდოს გარდამტეხი.



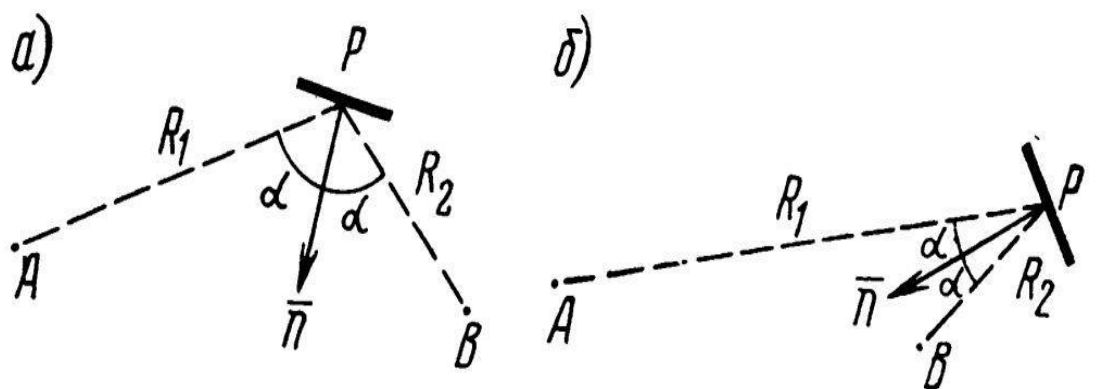
ნახ. 1. 8. ერთიანი კონსტრუქციის პასიური რეტრანსლატორი.

გარდამტეხი ტიპის პასიური რეტრანსლატორი შესაძლებელია ასევე შესრულდეს ერთიანი კონსტრუქციის სახით, რომელიც ითავსებს მიღებისა და გადაცემის ფუნქციებს, მაგალითად პრიზმის სახით [1] (ნახ. 1.8).

ნახ. 1.9-ზე გამოსახული პასიური რეტრანსლატორი შედგება ორი ბრტყელი სარკისგან. A სადგურიდან, მომავალი სიგნალი, ორი მიმდევრობითი არეკვლის საშუალებით მიემართება B სადგურისკენ. ანალოგიურად ხორციელდება სიგნალის რეტრანსლაცია B პუნქტიდან A პუნქტში. ასეთი ტიპის რეტრანსლატორებს მიღებულია ეწოდოს გარდამტეხი.



ნახ. 1. 9. ორსარკიანი პასიური რეტრანსლატორი.



ნახ. 1. 10. ერთსარკიანი პასიური რეტრანსლატორების სქემები.

გარდამტეხი ტიპის რეტრანსლატორი ზოგიერთ შემთხვევაში შეიძლება შესრულებული იქნას ერთი სარკის სახით. ნახ. 10-ზე ნაჩვენებია

ერთსარკიანი რეტრანსლატორი გამოყენების ორი შესაძლო ვარიანტით. ერთსარკიანი რეტრანსლატორის გამოყენების კოეფიციენტი რჩება საკმაოდ მაღალი, თუ სარკეზე დაცემის α კუთხე დიდი არაა.

ამრეკლი ტიპის რეტრანსლატორებზე ენერჯის გადამცემი ხაზების არარსებობა და მრუდხაზოვანი სარკეების ბრტყელით შეცვლა იწვევს პასიური სადგურის კონსტრუქციის გამარტივებას და გაიაფებას.

გარდამტეხი ტიპის რეტრანსლატორების უპირატესობა არის ის, რომ ანტენების ორიენტირება შესაძლებელია მოვახდინოთ ისე, რომ მის გაშლის სიბრტყე პერპენდიკულარული იყოს ტალღის გავრცელების მიმართულების. მაგრამ ეს უპირატესობა პრაქტიკულად ნაკლებად შესაძლებელია რეალიზებული იქნას ორი სარკული ანტენის გადასხივების გამოყენების დროს, რადგან ასეთი ანტენების გამოყენების კოეფიციენტი სხვადასხვა მიზეზების გამო (ანტენის ზედაპირზე ენერჯის არათანაბარი განაწილება, ენერჯის გაჟონვა, სარკის პროფილის არაზუსტი შესრულება და სხვა) არ აღემატება 0,5-0,7-ს. გადაცემის ხაზის არსებობა იწვევს დამატებით კარგვებს. რაც შეეხება პრიზმის სახის გადამსხივებლებს, მისი აპერტურული გამოყენების კოეფიციენტი გაცილებით აღემატება სარკული რეტრანსლატორების გამოყენების კოეფიციენტს და ერთის მიახლოებული ხდება, მაგრამ ასეთი რეტრანსლატორის ღირებულება ხშირად ხდება საკმაოდ მაღალი.

მოყვანილი მონაცემებიდან გამომდინარეობს, რომ რეტრანსლატორების ორი აღწერილი ვარიანტიდან უფრო უპირატესს წარმოადგენს ბრტყელ სარკეებზე ბაზირებული რეტრანსლატორის, ე. ი. ამრეკლი ტიპის გამოყენება. როგორც წესი რეტრანსლატორები გამოიყენებიან მთიან რაიონებში, სადაც გაძნელებულია პირდაპირი რადიოხედვის უზრუნველყოფა, მაშინაც კი როცა მათ შორის მცირე მანძილია.

ზემოთ განხილული რეტრანსლატორების ორივე ტიპებს, რომლებშიც გამოყენებულია მრუდე ან ბრტყელი ამრეკლი ზედაპირები,

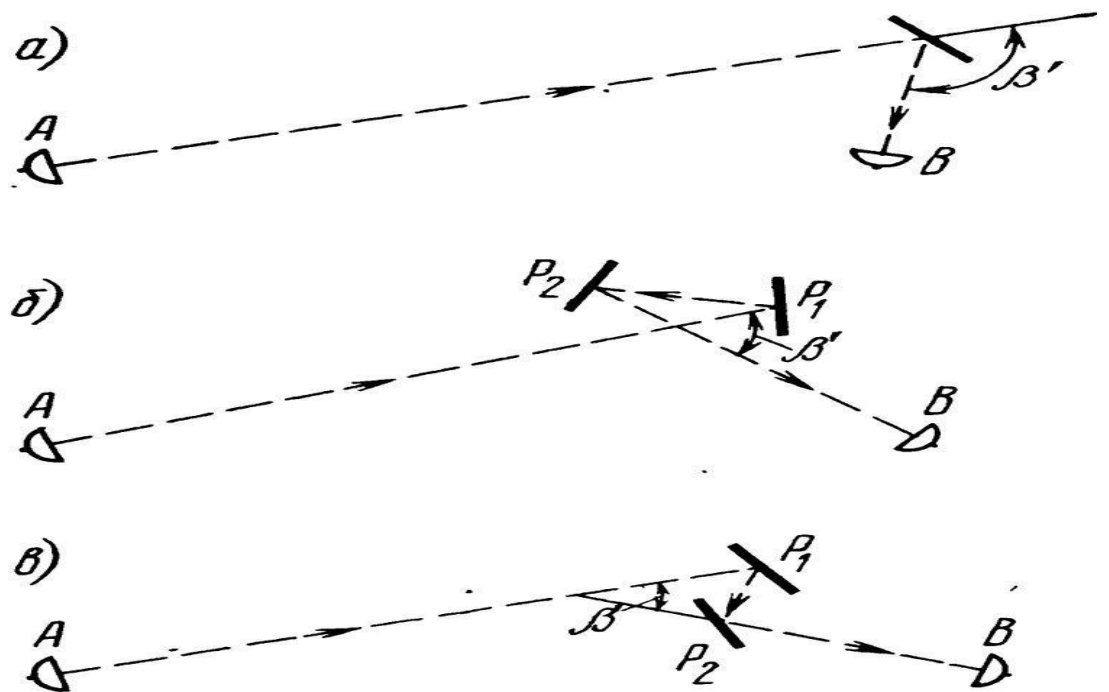
გააჩნიათ მნიშვნელოვანი ნაკლოვანებები. როგორც ნაჩვენები იქნა, იმისათვის, რომ ხაზის ნორმალური მუშაობისთვის მიღების წერტილში უზრუნველყოფილი იქნეს სიგნალის საკმარისი დონე, პასიური სადგურის ანტენებს უნდა ჰქონდეს გაცილებით მეტი ფართობი, ვიდრე ჩვეულებრივ რადიოსარელეო ხაზებს. ნახ. 1.5-ზე და 1.6-ზე მოყვანილი გათვლების შედეგები გვაჩვენებენ, რომ მდგრადი მუშაობის უზრუნველსაყოფად ანტენების გეომეტრიული ფართობები უნდა იზომებოდეს ათეულ და ასეულ კვადრატულ მეტრებში. ასეთი დიდი ზომის ბრტყელი ან მრუდწირული ანტენები, რომლებიც შესრულებული არიან საჭირო სიზუსტით ($\pm\lambda/10 \div \pm\lambda/20$), საკმაოდ ძვირია. პასიურ პუნქტში მნიშვნელოვნად ვიწრო მიმართულების დიაგრამის მქონე ანტენების ფიქსაცია მოითხოვს ზემტკიცე საყრდენ კონსტრუქციებს. ამის გარდა, გათვალისწინებული უნდა იქნეს მოწყობილობა, რომელიც უზრუნველყოფს პასიური სადგურების ანტენების იუსტირებას და აწყობას. ყველაფერი ეს იწვევს პასიური გადამსხივებლის გართულებას და მკვეთრ გაძვირებას. არსებული მონაცემებით პასიური სადგურის ღირებულება, რომელიც შედგება 50 მ² ფართობის ორი ბრტყელი სარკისგან, შეადგენს ჩვეულებრივი აქტიური პუნქტის ღირებულების 60-70%-ს. ვინაიდან ჩვეულებრივ რეტრანსლატორის ანტენის ფართობი უნდა იყოს მნიშვნელოვნად დიდი, ამიტომ სარკული ანტენებიანი პასიური პუნქტების ღირებულება მიიღება უფრო მეტი, ვიდრე ჩვეულებრივი აქტიური შუალედური სადგურის.

უნდა აღინიშნოს, რომ ზოგიერთ შემთხვევაში, მაგალითად რადიოსარელეო ხაზის მთიან ადგილებში მშენებლობისას, შესალებელი ხდება პასიური რეტრანსლატორის ერთ-ერთ აქტიურ სადგურთან ახლოს განლაგება. ამ დროს სიგნალის მიღება რადიოსარელეო ხაზში მნიშვნელოვნად მცირდება (იხ. ნახ. 1.4). მაგალითად, პასიურ რეტრანსლატორიან ინტერვალზე $k = 0,1$ -ის შემთხვევაში სიგნალის შესუსტება 9,0 დბ-ით ნაკლებია, ვიდრე როცა $k = 0,5$ -ს. ამის გამო, პასიური

რეტრანსლატორის შედარებით მცირე ზომების შემთხვევაში, შესაძლებელი ხდება რადიოსარელეო ხაზზე მყარი კავშირი განხორციელდეს.

1.3. ამრეკლი რეტრანსლატორების პრაქტიკული გამოყენება.

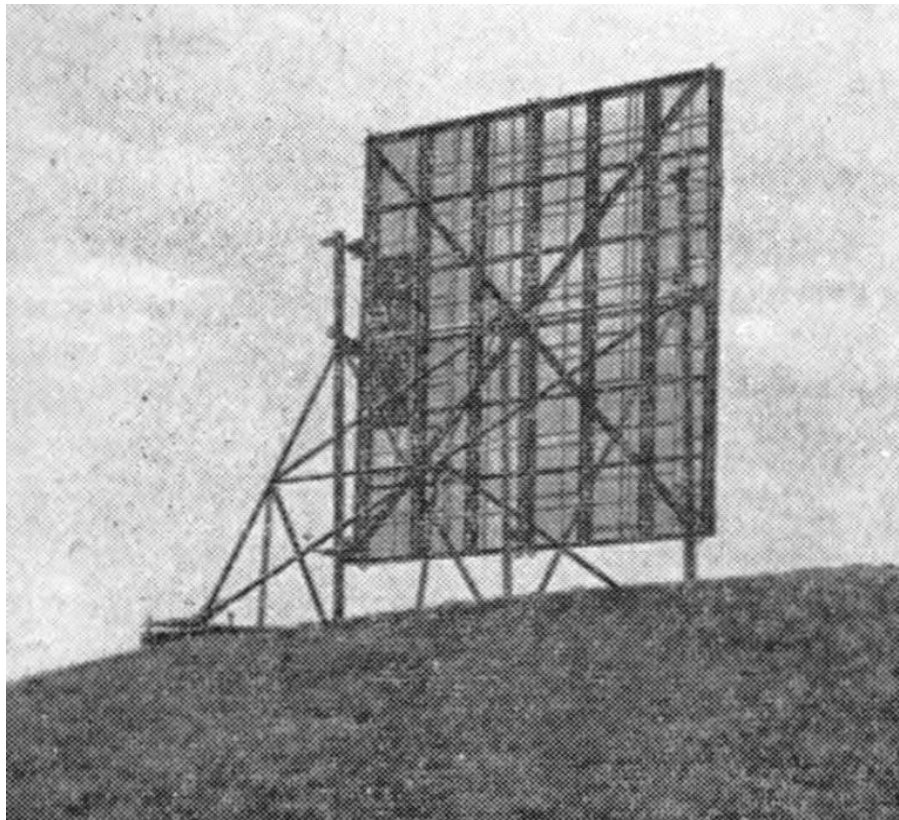
ზემოთ აღნიშნული რეტრანსლატორებიდან რეალურად გამოიყენება მხოლოდ ამრეკლი ტიპის რეტრანსლატორები. როგორც უკვე აღინიშნა, კონკრეტული პირობებიდან გამომდინარე გამოიყენება ან ერთსარკიანი რეტრანსლატორები ან პასიური სისტემები ერთმანეთთან ახლოს განლაგებული სარკეების სახით [1]. ამა თუ იმ ვარიანტის არჩევა ძირითადად განპირობებულია AP და PB მიმართულებებს შორის (ნახ. 1.10) ჰორიზონტალურ სიბრტყეში კუთხის სიდიდით. ავლნიშნოთ ეს კუთხე β' -ით. მოცემული β' კუთხის შემთხვევაში სარკეების განლაგების ოპტიმალური სქემის შერჩევით მიიღწევა პასიური რეტრანსლატორის სუკეთესო ტექნიკურ-ეკონომიური მახასიათებლები.



ნახ. 1. 11. რეტრანსლატორების განლაგების სქემები.

ტრასაზე რეტრანსლატორის განლაგების სამაგალითო სქემები მოცემულია ნახ. 1.11-ზე. 1.11a ნახატზე მოყვანილია ერთსარკიანი პასიური რეტრანსლატორის განლაგების სქემა. ასეთი სქემა მიზანშეწონილა გამოვიყენოთ, თუ კუთხე $\beta' > 45^\circ - 60^\circ$.

ორსარკიანი რეტრანსლატორის სარკეების განლაგების მეორე სქემა, რომელიც ცნობილია Z-კონფიგურაციის სახელწოდებით, მოცემულია ნახ. 1.11b-ზე. ეს კონფიგურაცია ხასიათდება იმით, რომ P_2 სარკე და B პუნქტი განლაგებულები არიან AP_1 მიმართულების ერთ მხარეზე.



ნახ. 1. 12. ერთსარკიანი პასიური რეტრანსლატორი.

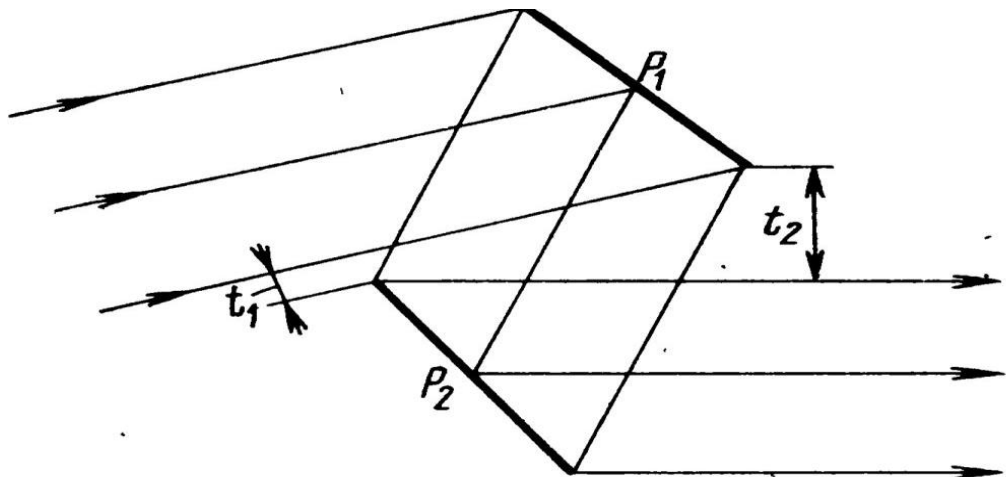
სარკეების ასეთი განლაგება საშუალებას იძლევა β' კუთხის მცირე მნიშვნელობებისას, მათ შორის როცა $\beta' = 0$, განლაგდეს ისინი ერთმანეთთან ახლოს, რაც პრაქტიკაში ძალზე მოხერხებულია. ამასთანავე უნდა აღინიშნოს, რომ სარკეების ერთნაირი ზომების შემთხვევაში, ასეთი სისტემის ეფექტური გამლა ხდება, რამდენადმე მცირე, ვიდრე Δ -კონფიგურაციის

შემთხვევაში. პრაქტიკულად Z -კონფიგურაცია მიზანშეწონილია გამოვიყენოთ, როცა $0 < \beta' < 40$.

ნახ. 1.12-ზე მოცემულია ერთსარკიანი პასიური რეტრანსლატორი [1]. ეს რეტრანსლატორი საშუალებას იძლევა ვიწრო ხეობაში განლაგებული ქალაქი უზრუნველყოს სატელევიზიო გადაცემებით.

ორი ბრტყელი სარკეებისგან შემდგარი პასიური რეტრანსლატორის გამოყენებისას, მათი ეფექტურობის შემცირების მიზნით, აგრეთვე შემხვედრი ნაკადების დონის ისეთი სახით შემცირებისთვის, ისინი უნდა განლაგდნენ ისეთი სახით, რომ ნებისმიერი მათგანიდან ენერჯის ძირითადი ნაკადი გადიოდეს მეორე სარკის გვერდიდან t დაშორებით, არა ნაკლები, ვიდრე $(5-15)\lambda$ (ნახ. 1.13). რაც მეტია სარკეების ცენტრებს შორის დაშორება, მით უფრო მეტი უნდა იყოს t მანძილი.

საჭიროების შემთხვევაში A და B სადგურებს შორის შეიძლება დაყენდეს ორი ან მეტი ამრეკლი ტიპის პასიური რეტრანსლატორი. ამ დროს ტრასაზე დანაკარგები მნიშვნელოვნად იზრდება. ამიტომ ორი და მეტი პასიური რეტრანსლატორების გამოყენება შესაძლებელია მცირე სიგრძის ხაზების შემთხვევაში.



ნახ. 1. 13. სარკეების ურთიერთგანლაგების სქემა.

ამრეკლი ტიპის პასიური რეტრანსლატორის პროექტირებისას უნდა უზრუნველყოთ AP და PB ნახევარ ინტერვალებზე საკმაო სივრცე (იხ. ნახ.

1.12). სხვა სიტყვებით, AP (და შესაბამისად PB) ხაზსა და მიწის ზედაპირს შორის მინიმალური მანძილი არ უნდა იყოს ძალიან მცირე. პრაქტიკულად ეს მანძილი უნდა აღემატებოდეს 5-15 მეტრს.

ექსპერიმენტული გამოკვლევები აჩვენებენ, რომ დედამიწის ზედაპირის ახლოს განლაგებული მონაკვეთების გავლენამ შეიძლება გამოიწვიოს რეტრანსლატორის მუშაობის საგრძნობი გაუარესება. ასევე შესაძლებელია არეკვლილი ველის მიმართულების დიაგრამის მაქსიმუმის გადახრა გეომეტრიული ოპტიკით გათვლილი მიმართულებისგან. ეს გადახრა დაიკვირვება როგორც ვერტიკალურ, ისე ჰორიზონტალურ სიბრტყეებში და არ აღემატება 1 გრადუსს. ყველაზე უფრო მიზანშეწონილია ამრეკლის გორაკების მწვერვალებზე განლაგება. მთის ან ბორცვის ფერდობებზე რეტრანსლატორის განლაგებისას ზოგიერთ შემთხვევაში დაიკვირვება გამოყენების კოეფიციენტის შემცირება. პრაქტიკულად, მიწის ზედაპირის ზეგავლენისგან დასაცავად, რეტრანსლატორის ჭერი უნდა იყოს აწეული მიწიდან არა ნაკლებ 3-5 მეტრისა.

1.4. ამრეკლი ტიპის რეტრანსლატორის გათვლა.

რადიოსარელეო ხაზების და ამრეკლი რეტრანსლატორების ანალიზზე მიძღვნილია ფართო ბიბლიოგრაფია. ამ საკითხის განხილვისას ჩვენ ძირითადად გამოვიყენებთ უფრო სრული და მკაცრი ნამუშევრის [5] შედეგებს.

თავიდან შევჩერდეთ ერთსარკიანი რეტრანსლატორის გათვლაზე.

თუ პასიური რეტრანსლატორის პუნქტი განლაგებულია ორივე აქტიური ანტენების მიმართ შორეულ ზონში, მაშინ ამრეკლი სარკის საჭირო ზედაპირის სიდიდე შეიძლება განსაზღვრული იქნეს ტოლობით (იხ. 1.14 ფორმულა, როცა $F \cos \alpha = F_{\text{მზ}}, \eta_p = 1$):

$$F = \lambda k(1 - k) \frac{(R_1 + R_2)^2}{R_{\text{სტ}} \cos \alpha} y_{\text{დას}} \quad (1.14)$$

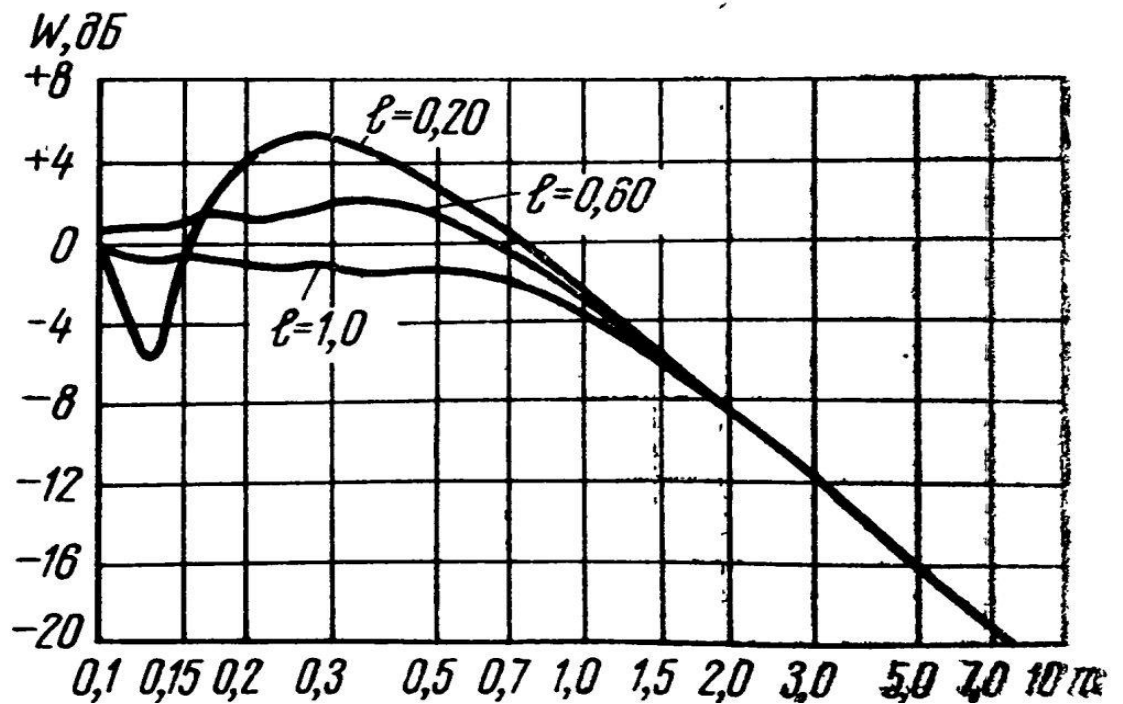
[1] – ში აღნიშნულია, რომ ერთსარკიანი რეტრანსლატორები მიზანშეწონილია გამოვიყენოთ, როცა ტრასაზე არის დიდი გარდატეხის კუთხე და $\cos \alpha$ ერთის ტოლია, ვინაიდან ამ დროს აპერტურული გამოყენების კოეფიციენტი საკმაოდ მაღალია. ამასთანავე უნდა აღინიშნოს, რომ დაცემის კუთხის ზრდასთან ერთად მცირდება რეტრანსლატორის ზედაპირის სიზუსტისადმი წაყენებული მოთხოვნები. კერძოდ, დიდი დაცემის კუთხის დროს რეტრანსლატორის ზედაპირი შეიძლება დამზადდეს საკმაოდ მეჩხერი მავთულებიანი ბადისგან [8]. ამავე დროს მავთულების რხევა, რომელიც შეიძლება გამოიწვიოს მაგალითად, ქარმა, ნაკლებ ზეგავლენას მოახდენს სიგნალის რეტრანსლაციის ეფექტურობაზე. ამიტომ მიუხედავად იმისა, რომ დაცემის კუთხის გაზრდის დროს რეტრანსლატორის საჭირო გეომეტრიული ზომები იზრდება, პასიური პუნქტის საერთო ღირებულება შეიძლება იყოს მნიშვნელოვნად დაბალი, ვიდრე ნორმალურთან ახლო შემთხვევაში.

განსაკუთრებულ შემთხვევას წარმოადგენს ერთ-ერთი აქტიური პუნქტის ანტენის ამრეკლის ახლო ზონაში განლაგება. ამ შემთხვევაში მონაკვეთი: აქტიური პუნქტი B – პასიური პუნქტი B, შეიძლება განხილული იქნას როგორც პერისკოპული საანტენე სისტემა, რომელიც ხასიათდება W გადაცემის კოეფიციენტით. გადაცემის კოეფიციენტი წარმოადგენს APB ტრასაზე P პუნქტში მიღებული P_B სიმძლავრის ფარდობას ჰიპოტეტიურ AP' ტრასაზე P პუნქტში $P_{B'}$ სიმძლავრესთან, სადაც B' პუნქტი B პუნქტის იდენტურია და განლაგებულია P წერტილში.

მიმღების შესასვლელზე სიგნალის სიმძლავრე იქნება:

$$P_B = P_B W = P_A \frac{\lambda^2 G_A G_B \eta_A \eta_B}{(4\pi)^2 R_1^2} W. \quad (1.15)$$

ნახ.1.14-ზე მოყვანილია W გადაცემის კოეფიციენტის დამოკიდებულება აქტიური და პასიური სადგურების ანტენებს შორის მანძილზე, ამ ანტენების ზომების სხვადასხვა თანაფარდობების შემთხვევაში.



ნახ. 1. 14. გადაცემის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ანტენებს შორის მანძილზე.

ანტენებს შორის R_2 მანძილი მოსახერხებელია დავახასიათოთ უსაზომო პარამეტრით:

$$m_1 = \frac{\pi \lambda R_2}{4F \cos \alpha} \quad (1.16)$$

როცა $m_1 > 2,5 \div 3,0$, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ აქტიური და პასიური პუნქტის ანტენები იმყოფებიან ერთმანეთისგან შორეულ ზონაში. P და B ანტენების ზომების თანაფარდობა ხასიათდება კოეფიციენტით:

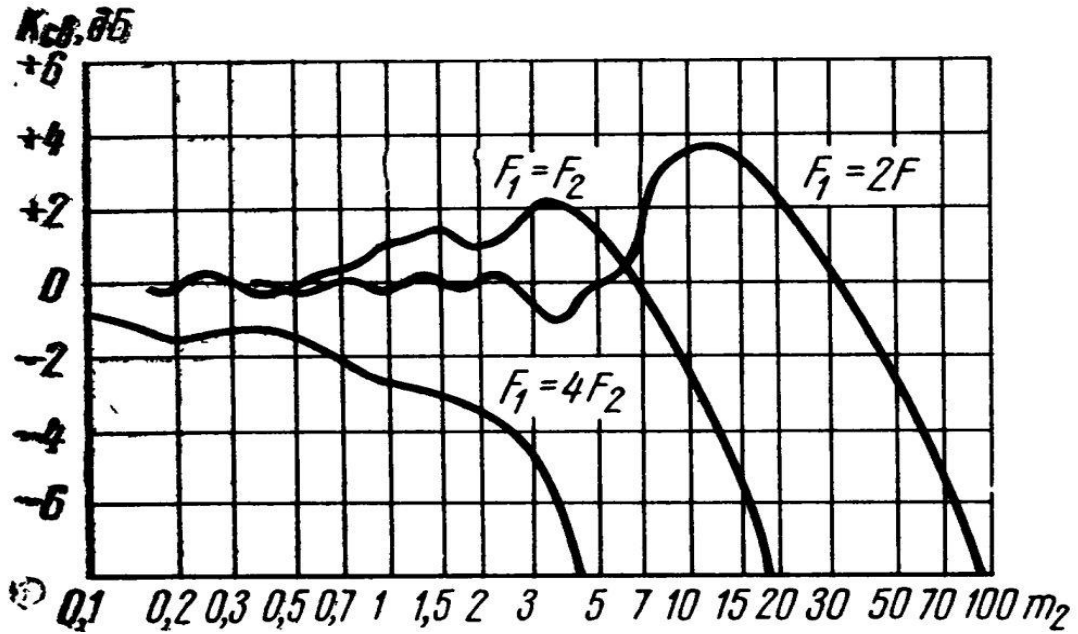
$$l = \sqrt{\frac{F_B}{f \cos \alpha}} \quad (1.17)$$

სადაც F_B – B პუნქტის ანტენის ზედაპირის ფართობია.

ორსარკიანი რეტრანსლატორის გათვლა შეიძლება განხორციელდეს იგივე სახით. მხოლოდ საჭიროა დამატებით გათვალისწინებული იქნას პასიური სადგურის სარკეებს შორის სიგნალის გადაცემისას წარმოშობილი კარგები. ნახ. 1.15-ზე მოყვანილია სარკის ფართობის სახვადასხვა მნიშვნელობებისას პასიური სადგურის სარკეებს შორის კავშირის კოეფიციენტის დამოკიდებულება უსაზომო პარამეტრთან:

$$m_2 = \frac{2\lambda d}{F_2}, \quad (1.18)$$

სადაც d – სარკეების ცენტრებს შორის მანძილია; F_2 – მცირე სარკის ეფექტური ზედაპირის ფართობია.



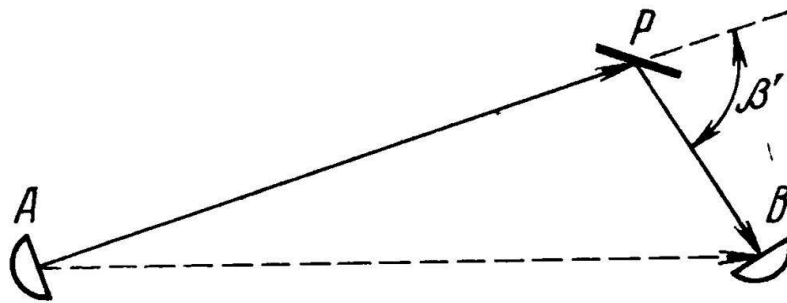
ნახ. 1. 15. კავშირის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეტრანსლატორის ზომებთან.

ორსარკიანი რეტრანსლატორის შემთხვევაში სიგნალის სიმძლავრეა:

$$P_B = P_A \frac{\lambda^2 G_A G_B \eta_A \eta_B}{(4\pi)^2 R_1^2} W k_{\text{შეღ.}}. \quad (1.19)$$

ამრეკლი და გარდამტეხი ტიპის პასიური რეტრანსლატორების პროექტირების დროს ხდება რადიოტალღების მრავალსხივიური გავრცელების გათვალისწინება. მართლაც, იმასთან დაკავშირებით, რომ პასიური სადგური განლაგებულია AB გასხივებიდან გვერდზე (ნახ. 1.16) APB ხაზზე და პირდაპირ AB ხაზზე გავრცელებულ ტალღებს შორის სხვაობა ხდება მნიშვნელოვანი. მაშინაც კი, როცა ხდება რელიეფური წინააღობების მიერ პირდაპირი გავრცელების ველის მნიშვნელოვანი ჩახშობა, შეიძლება აღმოჩნდეს მრავალსხივიანობით გამოწვეული არაწრფივი ხმაურების დაუშვებელი დონე. [1]-ში აღინიშნება, რომ პირდაპირი გავრცელების ველის

მთების სიმრუდეებზე დიფრაქციასთან დაკავშირებით, მრავალარხიანი რადიოსარელეო ხაზების მუშაობის ხარისხი უარსდება. მასში გამოკვლეულია, რომ მთიან ტრასაზე დაიკვირვება პირდაპირი გავრცელების ძლიერი დიფრაქციული ველი, რომლის არსებობაც იწვევდა ძლიერ არაწრფივ დამახინჯებებს.

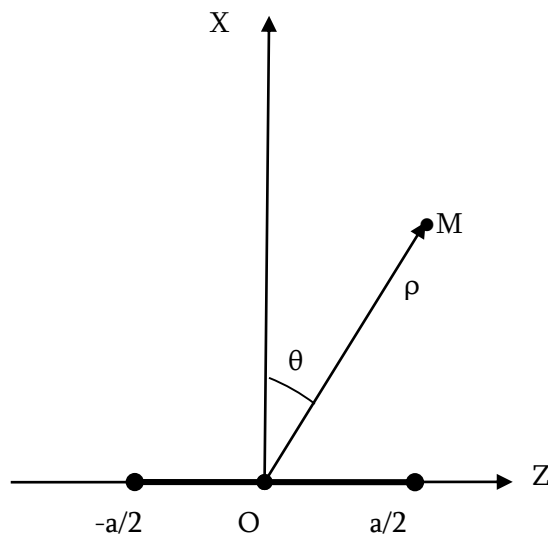


ნახ. 1. 16. რადიოტალღების მრავალსხივიური გავრცელება.

აქ მოყვანილი მასალები აჩვენებენ, რომ გარდამტეხი და ამრეკლი ტიპის პასიური რეტრანსლატორები შეიძლება შეზღუდულად გამოყენებული იქნენ ძირითადად მთიანი ადგილმდებარეობის რადიოსარელეო ხაზებზე. ასეთი რეტრანსლატორების ძირითადი ნაკლოვანებებია – მაღალი ღირებულება, აწყობის და ექსპლუატაციის სირთულე და მრავალსხივიანობით გამოწვეული არაწრფივი ხმაურების მაღალი დონე.

2. პასიური რეტრანსლატორის ანტენების ელექტროდინამიკური ანალიზი

ნახ. 2.1-ზე ნაჩვენებია ამრეკლი ზოლის განივი კვეთი ცილინდრულ (ρ, θ, Y) კოორდინატთა სისტემაში (Y ღერძი მიმართულია ნახაზის სიბრტყის მართობულად). ნახაზზე შემდეგი აღნიშვნები გვაქვს გამოყენებული: θ - პოლარული კუთხეა, რომელსაც დაკვირვების M -წერტილის რადიალური ρ - მიმართულება X - ღერძთან ადგენს. ეს ღერძი ზოლის მართებულია, a - არის ზოლის სიგანე, კოორდინატთა სათავე აღებულია O წერტილში, რომელზეც გადის Y ღერძი. ზოლი მდებარეობს $X=0$ სიბრტყეში.



ნახ. 2. 1. ამრეკლი ზოლის სქემა.

დაცემული ტალღის \vec{E} ელექტრული ვექტორი ზოლის პარალელურია და ერთადერთი $E_y^{(0)}$ (გასწვრივი) მდგენელი გააჩნია, ამიტომ იგი შეგვიძლია ასე წარმოვადგინოთ

$$E_y^{(0)} = A_0 e^{ikx}, \quad (2.1)$$

(k - არის სივარდილის ტალღური რიცხვი).

სადაც A_0 დაცემული ტალღის ამპლიტუდაა. ზოგადობის დარღვევის გარეშე შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ იგი უდრის $A_0=1$ ვოლტი/მეტრი. (2.1) ტალღა, ზოლზე დიფრაქციის შედეგად, სივრცის ორივე არეში, $X>0$ და $X<0$,

აღძრავს ელექტრომაგნიტურ ტალღას, რომლის ელექტრული დაძაბულობის ვექტორები სიმბოლურად ასე ავლნიშნოთ $E_y^{(+)}$, როცა $X > 0$ და $E_y^{(-)}$, როცა $X < 0$.

მოვიშველით მაქსველის განტოლებები:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega\mu_0 \vec{H} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega\varepsilon_0 \vec{E} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} (2.2) \\ (2.3) \end{aligned}$$

სადაც $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{ჰენრი}}{\text{მეტრი}}$, $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \frac{\text{ფარადი}}{\text{მეტრი}}$, w - ველის წრიული

სიხშირეა.

ჩავწერთ ისინი პროექციებში:

$$\operatorname{rot}_x \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H}_x \quad (2.4)$$

$$\operatorname{rot}_y \vec{H} = i\omega\varepsilon_0 \vec{E}_y \quad (2.5)$$

რადგანაც $E_x = E_z = 0$, $H_y = H_z = 0$, ამიტომ (4) და (5) ასე

ჩავწერთ:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_x \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 E_y \quad (2.7)$$

საიდანაც ადვილად მივიღებთ ჰელმჰოლცის ტალღურ განტოლებას:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k^2 E_y = 0, \quad (2.8)$$

სადაც $k = 2\pi/\lambda = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0\omega}$.

(2.8) განტოლების ამონახსნი შეგვიძლია ვეძებოთ ცვლადთა განცალგების მეთოდით, რომლის თანახმადაც ვწერთ:

$$E_y(x, z) = X(x)Z(z) \quad (2.9)$$

სადაც $X(x)$ და $Z(z)$ არიან უცნობი ფუნქციები და დამოკიდებული არიან მხოლოდ x და z კოორდინატებზე სათანადოდ.

(2.9) გამოსახულების ჩასმა (2.8)-ში გვაძლევს:

$$Z(z) \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + X(x) \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2 X(x)Z(z) = 0$$

თუ ამ გამოსახულებას გავყოფთ ნამრავლზე $X(x)Z(z)$, მივიღებთ:

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2 = 0 \quad (2.10)$$

ამ განტოლებაში მყოფი წევრები $\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2}$ და $\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2$ არ არიან დამოკიდებული x და z კოორდინატებზე და მუდმივ სიდიდეებს წარმოადგენენ, ამის გამო შეიძლება დავწეროთ:

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -t^2 \quad (2.11)$$

სადაც t არის ე. წ. განცალკევების მუდმივა, რომელმაც შეიძლება მიიღოს ნებისმიერი მნიშვნელობა ღია ინტერვალიდან $-\infty < t < \infty$, ახლა (2.10)-ის ნაცვლად ვწერთ:

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + (k^2 - t^2) = 0 \quad (2.12)$$

(2.11) განტოლების ამონახსნია $Z(z) = \bar{A}(t)e^{-itz}$, (2.12) განტოლების ამონახსნი:

$$X(x) = \bar{C}(t)e^{-i\sqrt{k^2-t^2}x},$$

სადაც $\bar{A}(t)$ და $\bar{C}(t)$ უცნობი ფუნქციებია. ახლა (2.9)-ს თანახმად ვწერთ:

$$E_y(x, z, t) = A(t)e^{-i\sqrt{k^2-t^2}x+izt}, \quad (-\infty < t < \infty) \quad (2.13)$$

სადაც $A(t) = \bar{A}(t)\bar{C}(t)$ ახალი უცნობია; (2.13) გამოსახულება წარმოადგენს ძირითადი (2.8) განტოლების ფუნდამენტურ ამონახსნს. როგორც მათემატიკური ფიზიკის კურსიდანაა ცნობილი, აღნიშნული განტოლების ზოგადი ამონახსნი მიიღება ფუნდამენტური ამონახსნის სუპერპოზიციით t - პარამეტრის მიხედვით. რადგანაც t -ს შეუძლია მიიღოს ნებისმიერი რეალური მნიშვნელობები ღია შუალედიდან $(-\infty < t < \infty)$, ამიტომ ვწერთ ზოგადი ამონახსნისათვის:

$$E_y(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, z, t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)e^{-i\sqrt{k^2-t^2}x+izt} dt \quad (2.14)$$

ეს ამონახსნი შეიძლება ასე დავანაწევროთ:

$$E_y^+(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(t)e^{-i\sqrt{k^2-t^2}x+izt} dt, \quad \text{როცა } x > 0$$

$$E_y^-(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{B}(t)e^{i\sqrt{k^2-t^2}x+izt} dt, \quad \text{როცა } x < 0$$

ანუ, რაც იგივეა:

$$E_y^+(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) e^{-ik\sqrt{1-\tau^2}x + ikz\tau} d\tau, \text{ როცა } x > 0 \quad (2.15)$$

$$E_y^-(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) e^{ik\sqrt{1-\tau^2}x + ikz\tau} d\tau, \text{ როცა } x < 0 \quad (2.16)$$

$$\text{სადაც } \tau = \frac{t}{k}, \quad A(\tau) = k \tilde{A}(kt), \quad B(\tau) = k \tilde{B}(kt), \quad B(t) = \delta(t) - A(t).$$

უცნობი კოეფიციენტები უნდა განისაზღვროს ქვემოთ მოყვანილი სასაზღვრო პირობებიდან:

$$E_y^0 + E_y^+ = E_y^- \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial E_y^0}{\partial x} + \frac{\partial E_y^+}{\partial x} = \frac{\partial E_y^-}{\partial x} \quad (2.18)$$

როცა $X = 0$ და $|Z| > a/2$.

$$E_y^0 + E_y^+ = 0 \quad (2.19)$$

$$E_y^- = 0 \quad (2.20)$$

როცა $X = 0$ და $-a/2 \leq Z \leq a/2$.

(2.17) სასაზღვრო პირობა იძლევა გაბნეული ველის უწყვეტობასა და სიგლუვეს ორი გარემოს ($X < 0$ და $X > 0$) გამყოფ ზედაპირზე ($X = 0$), ხოლო (2.18) ტოლობის თანახმად ელექტრული ველის ტანგენციალური მდგენელები ზოლის ზედა და ქვედა ზედაპირებზე ნულის ტოლი უნდა ხდებოდეს.

(2.17) სასაზღვრო პირობიდან გვაქვს:

$$1 + \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) e^{ik\tau z} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) e^{ikz\tau} d\tau$$

მაგრამ (2.16) -ის თანახმად ეს პირობა იგივეობას:

$$1 + \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) e^{ik\tau z} d\tau = 1 + \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) e^{ik\tau z} d\tau$$

(2.18) სასაზღვრო პირობიდან კი ვწერთ:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) \sqrt{1-\tau^2} e^{ikz\tau} d\tau = 0, \text{ როცა } |z| > \frac{a}{2} \quad (2.21)$$

ხოლო, პირობა (2.20) დადის ასეთ სახეზე:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) e^{ikz\tau} d\tau = -1, \text{ როცა } |z| \leq \frac{a}{2} \quad (2.22)$$

ამგვარად, საძიებელი ფუნქცია $A(\tau)$ ერთდროულად აკმაყოფილებს დუალურ ფუნქციონალურ განტოლებათა სისტემას (2.21)-(2.22), რომელშიც (2.21) არის ერთგვაროვანი, ხოლო (2.22) - არაერთგვაროვანი განტოლება.

ამ სისტემის ამონახსნი ხელსაყრელია ასეთი სახით ვეძებოთ [2]:

$$A(\tau) = \sum_{s=0}^{\infty} X_s \frac{J_{2s}(\alpha\tau)}{\sqrt{1-\tau^2}} \quad (2.23)$$

($J_{2s}(\alpha\tau)$ არის ბესელის ფუნქცია), რომლის ჩასმა (2.21)-ში გვაძლევს ასეთ ტოლობას

$$\sum_{s=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} X_s J_{2s}(\alpha\tau) e^{ikz\tau} d\tau = \sum_{s=0}^{\infty} X_s \int_{-\infty}^{\infty} J_{2s}(\alpha\tau) e^{ikz\tau} d\tau,$$

მაგრამ აქ წარმოქმნილი ინტეგრალი იგივეურად არის ნულის ტოლი იმის გამო, რომ $a > |kz|$ (ანუ $a/2 > |kz|$) იხ. [7]. ასე, რომ (2.23)-ით წარმოდგენილი ამონახსნი წევრობრივად აკმაყოფილებს დუალური სისტემის (2.21-2.22) ერთგვაროვან განტოლებას, სამაგიეროდ (2.23)-ის ჩასმა არაერთგვაროვან განტოლებაში (2.22) იძლევა ერთ ერთგვაროვან ფუნქციონალურ განტოლებას $A(\tau)$ ფუნქციის მიმართ:

$$\sum_{s=0}^{\infty} X_s F_s(\eta) = -1, \quad (-1 \leq \eta \leq 1), \quad \left(\eta = \frac{2}{a}z\right) \quad (2.24)$$

სადაც

$$F_s(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2s}(\alpha\tau) e^{i\alpha\eta\tau}}{\sqrt{1-\tau^2}} d\tau \quad (2.25)$$

ამგვარად ამოცანა დაყვანილია ერთი ფუნქციონალური განტოლების (2.24) ამოხსნის ძიებაზე. შესაბამისი პროცედურა ეკუთვნის გ. ქევანიშვილს [10]. მისი შინაარსი შემდგომში მდგომარეობს: (2.24)-დან გამომდინარეობს, რომ თუ $\eta=0$ გვექნება:

$$\sum_{s=0}^{\infty} X_s F_s(0) = -1 \quad (2.26)$$

და რადგანაც (2.25)-ის თანახმად (იხ. [12]):

$$F_s(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{2s}(\alpha\tau)}{\sqrt{1-\tau^2}} d\tau = \pi J_s\left(\frac{\alpha}{2}\right) H_s^1\left(\frac{\alpha}{2}\right), \quad (2.27)$$

სადაც $H_s^1\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ არის ჰანკელის პირველი გვარისა და s -რიგის ფუნქცია.

თუ ახლა (2.27) გამოსახულებას ჩავსვამთ (26)-ში, მივიღებთ:

$$\sum_{s=0}^{\infty} Y_s J_s\left(\frac{\alpha}{2}\right) H_s^1\left(\frac{\alpha}{2}\right) = -1, \quad (2.28)$$

სადაც

$$Y_s = -\pi X_s. \quad (2.29)$$

ეს სიდიდე შეიძლება ასეთნაირად განვსაზღვროთ: ვისარგებლოთ ცნობილი თანაფარდობით[13]:

$$H_0^1\left(\alpha \left| \sin \frac{\theta}{2} \right| \right) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s\left(\frac{\alpha}{2}\right) H_s^1\left(\frac{\alpha}{2}\right) e^{is\theta}, \quad (0 \leq \theta \leq 2\pi) \quad (2.30)$$

თუ ახლა დავუშვებთ, რომ $\theta=\pi$, გვექნება:

$$H_0^1(\alpha) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s J_s\left(\frac{\alpha}{2}\right) H_s^1\left(\frac{\alpha}{2}\right), \quad (2.31)$$

რომელიც ადვილად დაიყვანება ასეთ სახეზე:

$$\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s K(\alpha) J_s\left(\frac{\alpha}{2}\right) H_s^1\left(\frac{\alpha}{2}\right) = 1, \quad (2.32)$$

სადაც

$$K(\alpha) = \frac{2}{H_0^1(\alpha) + J_0\left(\frac{\alpha}{2}\right) H_0^1\left(\frac{\alpha}{2}\right)}. \quad (2.33)$$

(2.32)-ის შედარება (2.28)-სთან გვაძლევს:

$$Y_s = (-1)^{s+1} K(\alpha),$$

ხოლო (2.29)-ს გათვალისწინებას მივყევართ (2.24) ფუნქციონალური განტოლების ამონახსნისაკენ, კერძოდ:

$$X_s = -\frac{1}{\pi} Y_s = \frac{-1^s}{\pi} F(\alpha) \quad (2.34)$$

ახლა საჭიროა ეს გამოსახულება შევიტანოთ (2.23)-ის მარჯვენა მხარეში, რის შემდეგადაც საბოლოოდ მივიღებთ:

$$A(\tau) = -\frac{K(\alpha) \cos \alpha\tau + J_0(\alpha\tau)}{\pi \sqrt{1-\tau^2}}, \quad (2.35)$$

რაც წარმოადგენს (2.24) ფუნქციონალური განტოლების ზუსტ ამონახსნს.

შევნიშნოთ, რომ (2.35) გამოსახულების მიღებისას ჩვენ გავითვალისწინეთ ცნობილი ტოლობა:

$$\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s J_{2s}(\alpha\tau) = (\cos \alpha\tau + J_0(\alpha\tau)) \frac{1}{2}. \quad (2.36)$$

ზოლის ერთერთი მთავარი ელექტროდინამიკური მახასიათებელია მის ზედაპირზე აღძრული დენის სიმკვრივის საანგარიშო ფორმულა, რომლის ანალიზური სახე იმისთვისაა საჭირო, რომ შემდეგ ვიანგარიშოთ ზოლის მიერ გამოსხივებული ველის მნიშვნელობა შორეულ ზონაში.

დენის სიმკვრივის მნიშვნელობები ზოლის ზედა ზედაპირზე ტოლია მაგნიტური ველის H_z ტანგენციალური მდგენელისა, რომელიც ადვილად იანგარიშება (2.4) ფორმულიდან, როცა $x = 0$. ასე რომ

$$H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \operatorname{rot}_z \vec{E}, \quad \text{როცა } x = 0, -\frac{a}{2} \leq z \leq \frac{a}{2} \quad (2.37)$$

მაგრამ $\operatorname{rot}_z \vec{E} = \frac{\partial E_y^+}{\partial x}$, ხოლო (2.14)-ის თანახმად

$$\left. \frac{\partial E_y^+}{\partial x} \right|_{x=0} = -ik \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) \sqrt{1-\tau^2} e^{ikz\tau} d\tau \quad (2.38)$$

ახლა გავითვალისწინოთ ის გარემოება, რომ მაგნიტური ველის ტანგენციალური მდგენელი $H_z|_{x=0}$ ზოლის ზედაპირზე წარმოადგენს ელექტრული დენის სიმკვრივეს $J(z)$, $-a/2 \leq z \leq a/2$, ამიტომ (2.37) და (2.38)-ის თანახმად:

$$J(z) = \frac{1}{Z_0} \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) \sqrt{1-\tau^2} e^{ikz\tau} d\tau, \quad (2.39)$$

სადაც $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ (ომი).

ამ გამოსახულებაში (2.35)-ის ჩასმა და შემდგომი ინტეგრირება გვაძლევს:

$$J(z) = -\frac{K(\alpha)}{\pi Z_0} \left\{ \pi[\delta(\alpha + kz) + \delta(\alpha - kz)] + \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - k^2 z^2}} \right\} \quad (2.40)$$

ერთერთი ძირითადი ელექტროდინამიკური მახასიათებელი, რომლითაც შესაძლებელია ვიმსჯელოთ ზოლიდან გარეთა სივრცეში არეკვლილი ველის სტრუქტურაზე არის ე. წ. გასხივების მახასიათებელი, როდესაც დაკვირვების M წერტილი (იხ. ნახ. 2.1) კოორდინატთა სათავიდან ისეა დაშორებული, რომ სრულდება ძლიერი უტოლობა $k\rho \gg 1$. ამ შემთხვევაში ელექტრონული მდგენელი E_y^+ შეიძლება გამოვითვალოთ სტანდარტული ფორმულით:

$$E_y^+ \cong -N(\rho) \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} J(z') e^{ikz' \sin \theta} dz' . \quad (2.41)$$

თუ ახლა მხედველობაში მივიღებთ, რომ ფუნქცია $J(z')$ მოცემულია (2.40) თანაფარდობით, მაშინ წარმოქმნილი გამოთვლა ხდება ტრივიალურად, რის შემდეგ გვექნება:

$$E_y^+ = -G(\rho, \alpha) F(\alpha, \theta), \quad (2.42)$$

სადაც შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$G(\rho, \alpha) = \frac{K(\alpha) c e^{-ik\rho}}{Z_0 \sqrt{k\rho}}, \quad (2.43)$$

$$F(\alpha, \theta) = 2 \cos(\alpha \sin \theta) + \frac{1}{\alpha} J_0(\alpha \sin \theta) . \quad (2.44)$$

ფუნქცია $F(\alpha, \theta)$ იძლევა შორეულ ზონაში გასხივებული ველის დამოკიდებულებას პოლარულ θ კუთხეზე, α - პარამეტრის ფიქსირებული მნიშვნელობებისთვის.

(2.44)-დან ჩანს, რომ ზოლის მართობული მიმართულებით, ე. ი. როცა $\theta=0$, გვექნება:

$$F(\alpha, \theta) = 2 + \frac{1}{\alpha} = \frac{2\alpha + 1}{\alpha}. \quad (2.45)$$

თუ ახლა ერთმანეთს შევაფარდებთ (2.44) და (2.45) გამოსახულებებს, მივიღებთ:

$$F_{\text{ნორ}}(\alpha, \theta) = \frac{F(\alpha, \theta)}{F(\alpha, 0)} = \frac{1}{2\alpha + 1} [2 \alpha \cos(\alpha \sin \theta) + J_0(\alpha \sin \theta)] \quad (2.46)$$

რომელსაც ზოლის ნორმირებული მახასიათებელი ეწოდება.

ზოლის მართობული მიმართულებით (ე. ი. როცა $\theta=0$) იგი იღებს ერთის ტოლ მნიშვნელობას:

$$F(\alpha, \theta) = 1,$$

რომელიც ამავე დროს წარმოადგენს (2.46) ფუნქციის მაქსიმუმს (ექსტრემუმს), რაშიც ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ შემდეგნაირად: შემოვიღოთ აღნიშვნა

$x = \alpha \sin \theta$, მაშინ (2.46) ასე ჩაიწერება:

$$F_{\text{ზორ}}(\alpha, \theta) = \frac{1}{2\alpha + 1} [2 \cos x + J_0(x)] \quad (2.47)$$

თუ ამ ფუნქციას გავაწარმოებთ x -ით და მიღებულ შედეგს გავუტოლებთ ნულს გვექნება:

$$\frac{dF_{\text{ზორ}}}{dx} = -2 \sin x - J_1(x) = 0 \quad (2.48)$$

ამ განტოლების ერთ-ერთი ფესვია $x = 0$; თუ ახლა გავაწარმოებთ (2.48)-ს, გვექნება:

$$\left. \frac{\partial^2 F_{\text{ზორ}}}{\partial x^2} \right|_{x=0} = -2 \cos x - \frac{x}{2} [J_0(x) + J_2(x)].$$

წერტილში $x = 0$ მივიღებთ, რომ (2.48) ფუნქციის მეორე წარმოებული

$$\left. \frac{\partial^2 F_{\text{ზორ}}}{\partial x^2} \right|_{x=0} = -2 < 0$$

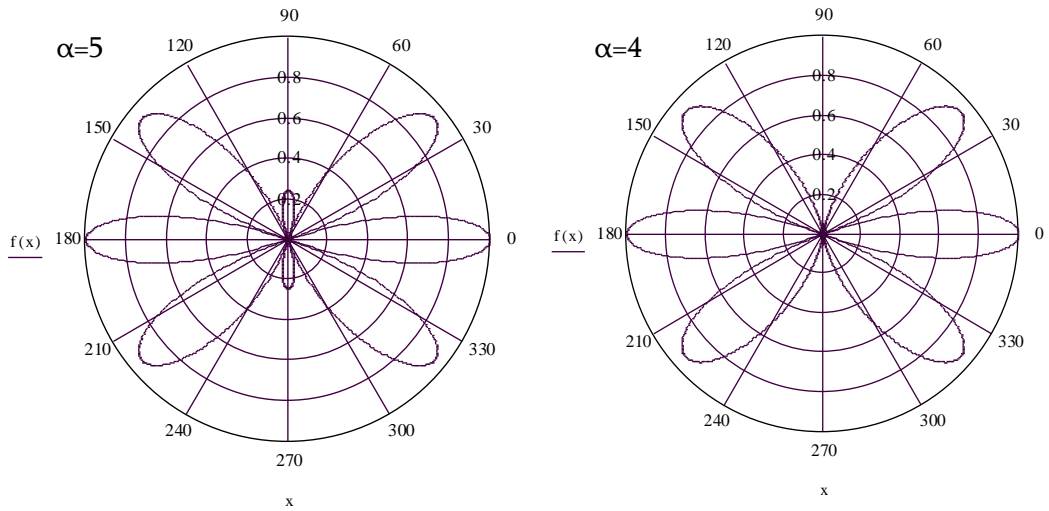
არის უარყოფითი, ასე რომ (2.47) ფუნქციის მნიშვნელობა წერტილში $x = 0$ (ანუ როცა $\theta = 0$), მაქსიმალურია და იგი უდრის ერთს.

სიბრტყეში, რომელშიც ზოლი მდებარეობს (ე. ი. როცა $\theta = 0$), (2.47)-დან გვექნება:

$$F_{\text{ზორ}}(\alpha, 90^\circ) = \frac{1}{2\alpha + 1} [2 \cos \alpha + J_0(\alpha)].$$

აქედან ჩანს, რომ წერტილებში $\alpha = \alpha_\mu$, ($\mu=1,2,3,\dots$), რომლებიც ტრანსცენდენტული განტოლების $\frac{1}{2\alpha} J_0(\alpha) = -\cos \alpha$ -ს ფესვებია, ნორმირებული მახასიათებელი $F_{\text{ზორ}}(\alpha_\mu, 90^\circ) = 0$, ანუ აღნიშნულ სიბრტყეში ზოლი ტალღებს არ ასხივებს. α_μ -ს მნიშვნელობები ასეთია:

$$\alpha_1 = 1,5; \alpha_2 = 4,8; \alpha_3 = 7,8; \alpha_4 = 9; \dots \alpha_n \cong (2n + 1n) \frac{\pi}{2} (n \geq 5).$$



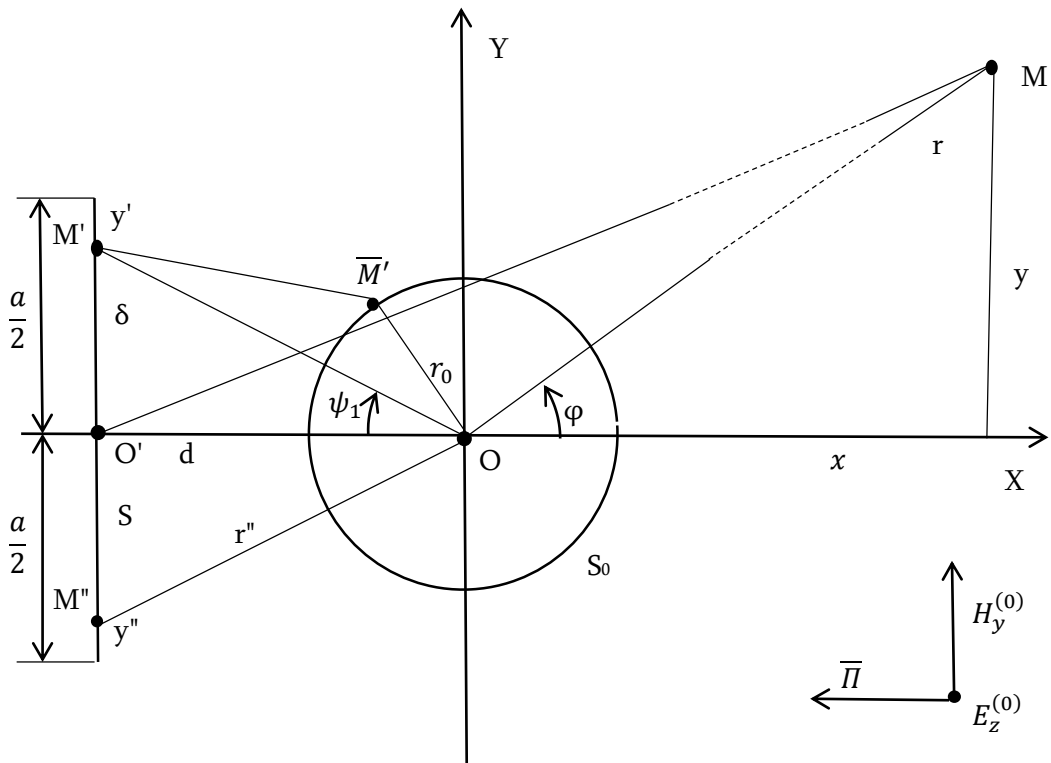
ნახ. 2. 2. ამრეკლი ზოლის გასხივების დიაგრამები.

ნახ. 2.2-ზე (2.46) ფორმულის გამოყენებით აგებულია ზოლის გამოსხივების დიაგრამები პოლარულ კოორდინატთა სისტემაში. ისინი იძლევიან შორეულ ზონაში ველის განაწილების ხასიათს θ კუთხის მიხედვით.

3. ევრანისგან და იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შემდგარ პასიურ რეტრანსლატორზე ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა

ამ ამოცანაში რეტრანსლატორის როლში წარმოდგენილია სისტემა, რომელიც შედგება ამრეკლი ევრანის და წრიული, იდეალურად გამტარი ცილინდრისაგან.

ნახ. 3.1. - ზე წარმოდგენილია XOY მართკუთხა კოორდინატთა სისტემაში რეტრანსლატორის განივი კვეთი.



ნახ. 3. 1. ევრანისა და ცილინდრისაგან შემდგარი რეტრანსლატორის განივი კვეთი.

ნახაზზე გამოყენებულია შემდეგი აღნიშვნები: M' და M'' ნებისმიერი წერტილები, შესაბამისად y' და y'' ორდინატებით მდებარეობენ ევრანზე XOY სიბრტყეში, M - თავისუფალ სივრცეში დაკვირვების წერტილია, r და φ

- დაკვირვების M წერტილის ცილინდრული კოორდინატებია, r_0 - ცილინდრის რადიუსია, a - ეკრანის სიგანეა, ეკრანის და ცილინდრის ზომები Z ღერძის გასწვრივ (ე. ი. ნახაზის პერპენდიკულარულად) უსარულოა, \overline{M} - S_0 ცილინდრის ზედაპირზე ნებისმიერად აღებული წერტილია, d - ეკრანის სისქეა, $OO' = d$, O' მდებარეობს ეკრანის შუაში.

დავუშვათ, რომ ამ სისტემაზე $X > 0$ მხრიდან ნორმალურად ეცემა E - პოლარიზებული ბრტყელი ტალღა კომპონენტით:

$$E_z^{(0)} = B e^{ikx}, \quad (x = r \cos \varphi), \quad (B = const), \quad (3.1)$$

სადაც $k=2\pi/\lambda$, λ - სივარდიელში ტალღის სიგრძეა (დროსთან დამოკიდებულების კომპონენტი - $e^{i\omega t}$ სახისაა, ω - წრიული სიხშირეა).

(3.1) ტალღა, მოცემულ სისტემაზე დიფრაგირების შედეგად, მისგან გაიბნევა და შედეგად, თავისუფალ სივრცეში წარმოიშობა ველი კომპონენტით:

$$E_z = E_z^{(1)} + E_z^{(2)} \quad (3.2)$$

სადაც $E_z^{(1)}$ - ეკრანიდან არეკლილი ტალღაა, ხოლო $E_z^{(2)}$ - ცილინდრიდან გაბნეული ველია, ამასთანავე

$$E_z^{(1)} = \chi \int_{-a/2}^{a/2} I(y') H_0^{(2)} \left(k \sqrt{(x+d)^2 + (y-y')^2} \right) dy' \quad (3.3)$$

სადაც $\chi = \frac{k^2}{4\omega\epsilon_0}$, $I(y')$ - ეკრანზე ზედაპირული დენის სიმკვრივეა, რომელიც წარმოიქმნება (1) ტალღის მირ; $H_0^{(2)}(\dots)$ - ჰანკელის მეორე გვარის ფუნქციაა; y' - დაკვირვების M' წერტილის ორდინატაა; $I(y')$ - უცნობი ფუნქციაა.

$E_z^{(2)}$ შემადგენელისთვის გვაქვს

$$E_z^{(2)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr) e^{im\varphi} \quad (3.4)$$

სადაც A_m - გაბნეული ტალღის მულტიპოლური სპექტრის უცნობი კოეფიციენტებია ($0 \leq r < \infty$, $0 \leq \varphi < 2\pi$).

წარმოვადგინოთ (3.3) და (3.4) ველების განსაზღვრის ამოცანა ცხადი სახით, ე. ი. ვიპოვოთ A_m კოეფიციენტები და $I(y')$ დენის სტრუქტურა.

3.1. ამოცანის ინტეგრალურ განტოლებათა სისტემის გამოყვანა და მისი მიახლოებითი ამოხსნა.

დასმული ამოცანის ამოხსნისთვის საჭიროა, რომ (3.3) და (3.4) გამოსახულებებმა დააკმაყოფილოს შემდეგი სასაზღვრო პირობა:

$$E_z^{(1)} + E_z^{(2)} = -E_z^{(0)}, \quad S \text{ ზედაპირზე} \quad (3.5)$$

$$E_z^{(1)} + E_z^{(2)} = -E_z^{(0)}, \quad S_0 \text{ ზედაპირზე} \quad (3.6)$$

ეს პირობები ცხადი სახით გამოისახებიან შემდეგი სახით[6]:

$$\begin{aligned} & \chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right) dy' + \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + y'^2} \right) e^{im\psi} = -e^{iky'}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} & \chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') H_0^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + y'^2 + r_0^2 + 2r_0(d \sin \psi - y' \cos \psi)} \right) dy' + \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr_0) e^{im\psi} = -e^{ikr_0 \cos \psi}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

(3.7) გამოსახულებაში

$$\psi = \pi - \psi_1, \quad -\arctan\left(\frac{a}{2d}\right) \leq \psi_1 \leq \arctan\left(\frac{a}{2d}\right), \quad (3.9)$$

სადაც (3.8) - ში ψ კუთხე იცვლება ზღვრებში 0 - დან 2π - მდე.

შემდეგ თუ შევცვლით (3.7) - ში ψ -ს $\pi - \psi_1$ - ით და მოვახდენთ ინტეგრირებას ψ_1 - ის მიხედვით $[-\alpha, \alpha]$ ინტერვალში, $\alpha = \arctan\left(\frac{a}{2d}\right)$, (3.7)-ის ნაცვლად მივიღებთ

$$\begin{aligned} & \propto \chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right) dy' + \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + y'^2} \right) \frac{\sin m \alpha}{m} = -2 \propto \bar{B} e^{iky'} \end{aligned} \quad (3.10)$$

ახლა თუ გავმრავლებთ (3.8)-ს ორივე ნაწილს $e^{-in\varphi}$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) და მიღებულ რეზულტატს გავაინტეგრირებთ φ - ს მიხედვით 0-დან 2π -მდე (ფურიეს მეთოდი), მივიღებთ:

$$\chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') F_n(y') dy' = -\alpha \pi A_n H_n^{(2)}(kr_0) - 2\pi B i^n J_n(kr_0), \quad (3.11)$$

სადაც

$$F_n(y') = \int_0^{2\pi} H_0^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + y'^2 + r_0^2 + 2r_0(d \sin \psi - y' \cos \psi)} \right) e^{-in\varphi} d\varphi \quad (3.12)$$

და გათვალისწინებულია

$$\int_0^{2\pi} e^{ikr_0 \cos \psi - in\varphi} d\varphi = 2\pi i^n J_n(kr_0). \quad (3.13)$$

შემოვიტანოთ აღნიშვნა

$$f(y') = -2 \alpha \bar{B} e^{iky'} - \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \frac{\sin \alpha m}{m} H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + y'^2} \right), \quad (3.14)$$

გადავწეროთ (3.10) შემოკლებული სახით:

$$\alpha \chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\sigma}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right) dy' = f(y') \quad (3.15)$$

ამრიგად, ეკრანის ზედაპირზე $I(y')$ დენის სიმკვრივისთვის მივიღეთ ფრედჰოლმის I გვარის ინტეგრალური განტოლება სიმეტრიული ბირთვით. ის მიეკუთვნება ოპერატორული განტოლებების კლასს [2] სახით:

$$Ax = y. \quad (3.16)$$

ცნობილია, რომ ეს განტოლება ცალსახად ამოხსნადია $R(A)$ არეზე, თუ $Ax = 0$ ერთგვაროვან განტოლებას აქვს მხოლოდ ნულოვანი ამონახსნი, ე. ი. $N(A) = 0$, $N(A)$ – არის (1) განტოლების ბირთვი. ჩვენს შემთხვევაში A წარმოადგენს ინტეგრალურ ოპერატორს, რომელიც (3.15) - ის მარჯვენა ნაწილში მოქმედებს, ხოლო ოპერატორის ბირთვი არის S ეკრანზე დაცემული (3.1) ბრტყელი ტალღის მიერ აღფხვნილი პარციალური ტალღის

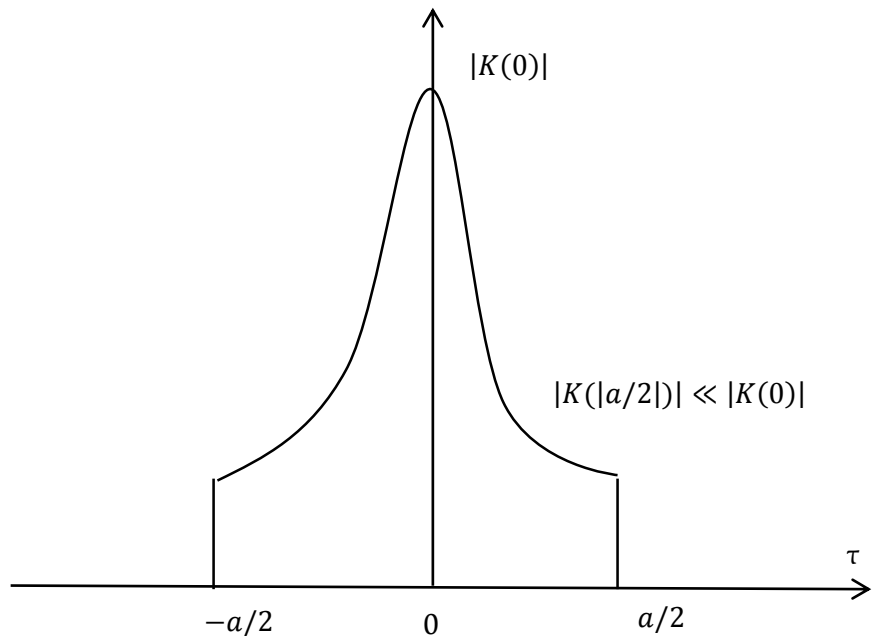
ამპლიტუდა $H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right)$. ბუნებრივია, რომ დაცემული ტალღის არარსებობის შემთხვევაში (ე. ი. როცა $B=0$), S ეკრანზე გაქრება პარციალური ტალღა და $H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right)$ არ იარსებებს, შესაბამისად ერთგვაროვან განტოლებას

$$\chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right) dy' = 0 \quad (3.17)$$

ექნება ტრივიალური (ნულოვანი) ამონახსნი.

ამ შენიშვნის შემდეგ შევუდგეთ (3.15) ინტეგრალური განტოლების ამოხსნას. ამისათვის ვისარგებლოთ იმ გარემოებით, რომ

$$K(|y'' - y'|) = H_0^{(2)} \left(k \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + (y'' - y')^2} \right) \quad (3.18)$$



ნახ. 3. 2. ჰანკელის ფუნქციის მოდულის ლენტის სიგანესთან დამოკიდებულება.

მიეკუთვნება განზოგადებული δ ფუნქციების კლასს. სინამდვილეში, როცა $y''=y'$ გვაქვს $K(0) = H_0^{(2)}(k\delta/2)$, მაგრამ იმის გამო, რომ $k\delta/2 \ll 1$ ძალიან

მცირეა, $|K(0)| \gg 1$ და შესაბამისად, $|K(|\tau|)|$, ($\tau=y''-y'$), ფუნქციის მრუდს უნდა ჰქონდეს სახე, რომელიც გამოსახულია ნახ. 3.2. -ზე, ე. ი. $\tau=0$ წერტილში ფუნქციას აქვს ძალიან დიდი პიკი.

ზემოთაღნიშნული საშუალებას იძლევა (3.15) განტოლების ბირთვი წარმოვადგინოთ მიახლოებითი სახით:

$$H_0^{(2)}(k|y'' - y'|) = Q\delta(y'' - y'), \quad (3.19)$$

სადაც $\delta(y''-y')$ - დირაკის (დელტა) δ - ფუნქციაა:

$$\delta(x) = \begin{cases} +\infty, & x = 0 \\ 0, & x \neq 0 \end{cases} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y'' - y')f(y')\partial y'' = f(y''),$$

ხოლო Q - ნორმირებული მამრავლია, რომელიც განისაზღვრება, როგორც:

$$Q = \int_{-a/2}^{a/2} H_0^{(2)}(k|\tau|)d\tau, \quad (\tau = y'' - y') \quad (3.20)$$

(3.19) - ის (3.15) - ში ჩასმის შემდეგ მივიღებთ:

$$I(y'') = (1/Q\chi) f(y''),$$

ანუ, თუ შევცვლით y'' - ს y' - ით, გვექნება:

$$I(y') = (1/Q\chi) f(y'), \quad (3.21)$$

თუ ამ გამოსახულებას ჩავსვამთ (3.11) -ში და გავითვალისწინებთ (3.14) - ს, ვწერთ:

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} F(y') \left[\overline{B} e^{iky'} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \frac{\sin \alpha m}{m} H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + y'^2} \right) \right] dy' = \\ = -\alpha \pi A_n H_n^{(2)}(kr_0) - 2\pi B i^n J_n(kr_0), \end{aligned} \quad (3.22)$$

ანუ შემოკლებული სახით,

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m K_{mn} + \alpha Q \pi H_n^{(2)}(kr_0) A_n = -2\pi Q i^n \overline{B} J_n(kr_0), \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (3.23)$$

ჩვენ მივიღეთ წრფივი ალგებრული განტოლებების უსასრულო სისტემა უცნობი A_m კოეფიციენტების მიმართ; მივცეთ ამ სისტემას სტანდარტული ფორმა:

$$A_n + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \overline{K_{mn}} = b_n, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (3.24)$$

სადაც მოცემულია

$$\overline{K_{mn}} = \frac{K_{mn}}{\pi \propto Q H_n^{(2)}(kr_0)}, \quad b_n = -\frac{i^n 2 \overline{B} J_n(kr_0)}{\propto H_n^{(2)}(kr_0)} \quad (3.25)$$

ადვილი დასამტკიცებელია, რომ ადგილი აქვს პირობას

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |K_{mn}|^2 < \infty, \quad \sum_{n=-\infty}^{\infty} |b_n|^2 < \infty, \quad (3.26)$$

ამიტომ (3.24) სისტემა მიეკუთვნება მეორე გვარის უსასრულო განტოლებების კლასს და ის შეიძლება ამოიხსნას რედუქციის ან იტერაციის მეთოდით [23].

b_n - ის მცირე მნიშვნელობებისთვის პირველი იტერაცია იძლევა

$$A_m = \frac{b_n}{1 + \overline{K_{mn}}} \quad (3.27)$$

რომლის ჩასმა (3.14) -ში იძლევა (3.7) ინტეგრალური განტოლების მიახლოებით ამოხსნას, როცა $kr_0 \ll 1$.

3.2. შორეულ ზონაში ველის გამოთვლა და

გამოსხივების მახასიათებელი.

როგორც ცნობილია, შორეულ ზონაში ერთგვაროვანი ტალღური განტოლება ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში არის:

$$\frac{\partial^2 E_z^{(2)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z^{(2)}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z^{(2)}}{\partial \varphi^2} + k^2 E_z^{(2)} = 0, \quad (3.28)$$

ამ განტოლების ამოხსნა ხდება ფურიეს მეთოდით, შემდეგი ჩასმის გამოყენებით:

$$E_z^{(2)} = R\Phi; \quad r^2 \Phi \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{r^2}{r} \Phi \frac{\partial R}{\partial r} + k^2 r^2 R \Phi + R \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = 0, \quad (3.29)$$

სადაც R არის მხოლოდ r - ის ფუნქცია, Φ - არის მხოლოდ φ - კოორდინატის ფუნქცია; საიდანაც Φ შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი ფორმით

$$\Phi = A_{1m} \cos(m\varphi) + A_{2m} \sin(m\varphi). \quad (3.30)$$

ან კომპლექსური სახით

$$\Phi = C_m e^{im\varphi} \quad (3.31)$$

ხოლო R , ბესელის ფუნქციების გამოყენებით. ჩვენი შემთხვევისთვის (ცილინდრიდან არეკვლილი მეორადი ველისთვის) R -ის ამონახსნს შეესაბამება m - ური რიგის მეორე გვარის ჰანკელის ფუნქცია:

$$R = B_m H_m^{(2)}(kr) \quad (3.32)$$

საიდანაც

$$E_z^{(2)} = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr) e^{im\varphi} \quad (3.33)$$

A_m - კოეფიციენტის ამოხსნა ხდება ფურიეს მეთოდით, რის შედეგადაც ამონახსნი წარმოვადგინოთ რელეის მწკრივის სახით:

$$E_z^{(2)} = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(kr_0)}{H_m^{(2)}(kr_0)} H_m^{(2)}(kr) e^{im(\varphi - \frac{\pi}{2})}. \quad (3.34)$$

ცილინდრიდან დიდი დაშორების შემთხვევაში ამ ველს აქვს ცილინდრული ფორმა, ამპლიტუდის არათანაბარი კუთხური განაწილებით:

$$E_z^{(2)} \approx - \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-i(kr - \frac{\pi}{4})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(kr_0)}{H_m^{(2)}(kr_0)} H_m^{(2)}(kr) e^{im\varphi}. \quad (3.35)$$

მიღებული მწკრივი სწრაფად კრებადია მხოლოდ მაშინ, როცა $kr_0 \ll$

3. რიცხვითი ანალიზი აჩვენებს, რომ:

- როცა $kr_0 < 0,1$, მცირე ელექტრული რადიუსის ცილინდრი ასხივებს ყველა მიმართულებით, პრაქტიკულად იზოტროპულად;

- როცა $kr_0 \approx 1 - 3$, შედარებით სქელ ცილინდრს აქვს მკვეთრად გამოხატული გაბნევის მაქსიმუმი, ნულის ტოლი φ კუთხეების შემთხვევაში.

- თუ $kr_0 \gg 1$, მაშინ გაბნევა ხდება ძირითადად უკან, ხოლო $\varphi=0$ მიმართულების ირგვლივ იქმნება გეომეტრიული ჩრდილი.

შორეულ ზონაში ზოგადი ველი შეიძლება გამოვთვალოთ (3.2) ფორმულით (3.3) და (3.4) -ის გათვალისწინებით, როცა $kr \gg 1$. ამ შემთხვევაში (3.3) - დან შეიძლება მივიღოთ შემდეგი გამოსახულება

$$\begin{aligned}
E_z^{(1)} &= \chi \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') H_0^{(2)}(k\sqrt{r^2 + 2ry' \sin \varphi}) dy' \cong \\
&\cong \chi \int_{-a/2}^{a/2} I(y') H_0^{(2)}(kr - ky' \sin \varphi) dy', \quad (3.36)
\end{aligned}$$

საიდანაც

$$E_z^{(1)} \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} I(y') e^{-ikr + ky' \sin \varphi} dy' \quad (3.37)$$

ინტეგრალები, რომლიც ფიგურირებს მარჯვენა ნაწილში, შეიძლება გამოვთვალოთ ბახვალოვის კვადრატურული ფორმულით [25], შედეგად მივიღებთ

$$E_z^{(1)} \cong \frac{2e^{-ikr}}{\sqrt{2\pi kr}} \frac{2 \sin\left(\frac{ka}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{ka}{2} \sin \varphi} \quad (3.38)$$

თუ (3.35) - ს და (3.38) - ს ჩავსვამთ (3.2) - ში მივიღებთ:

$$E_z \cong \frac{e^{-ikr}}{\sqrt{kr}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(kr_0)}{H_m^{(2)}(kr_0)} H_m^{(2)}(kr) e^{im\varphi} \cdot \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{ka}{2} \sin \varphi}, \quad (3.39)$$

შეფასება გვაძლევს, რომ როცა $d/\lambda \ll 1$ (გრძელი ტალღების შემთხვევა), მაშინ

$$\phi(\varphi) \cong H_0^{(2)}\left(k \sqrt{d^2 + \left(\frac{a \sin \varphi}{2}\right)^2}\right) \quad (3.40)$$

და (3.43) - ის თანახმად

$$F(\varphi) = H_0^{(2)}\left(k \sqrt{d^2 + \left(\frac{a \sin \varphi}{2}\right)^2}\right) \frac{\sin\left(\frac{ka}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{ka}{2} \sin \varphi} \quad (3.41)$$

თუ (3.41)-ში ჩავსვამთ $k=2\pi/\lambda$ და $\frac{ka}{2} = \pi \frac{a}{\lambda}$ -ს, მივიღებთ:

$$F(\varphi) = H_0^{(2)}\left(\sqrt{\left(2\pi \frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\pi \frac{a}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}\right) \frac{\sin\left(\pi \frac{a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\pi \frac{a}{\lambda} \sin \varphi} \quad (3.42)$$

ფუნქცია

$$F(\varphi) = \phi(\varphi) \frac{\sin \frac{ka}{2} \sin \varphi}{\frac{ka}{2} \sin \varphi} \quad (3.43)$$

წარმოადგენს რეტრანსლიატორის მიმართულობის მახასიათებელს, ამასთანავე $\phi(\varphi)$ არის იგივე, რაც ინტერფერენციული მამრავლი, რომელიც აღწერს რეფლექტორის გამოსხივების ველზე ცილინდრის ელექტროდინამიკურ ზეგავლენას, ხოლო ფუნქცია

$$f(\varphi) = \frac{\sin \frac{ka}{2} \sin \varphi}{\frac{ka}{2} \sin \varphi} \quad (3.44)$$

არის ცილინდრის არ არსებობის შემთხვევაში ეკრანის მიმართულობის მახასიათებელი.

3.3. ეკრანისგან და იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შემდგარი პასიური რეტრანსლიატორის კერძო შემთხვევები.

განვიხილოთ კერძო შემთხვევა, როდესაც ცილინდრის kr_0 ელექტრული რადიუსი ერთზე მნიშვნელოვნად ნაკლებია $-kr_0 \ll 1$. ამ შემთხვევაში m ინდექსის მიხედვით საკმარისია შემოვიფარგლოთ მისი პირველი წევრებით $m=0$, ამიტომ (3.43) - ის ნაცვლად რეტრანსლიატორის მახასიათებლისთვის გვექნება:

$$F(\varphi) = \phi_0(\varphi) \frac{\sin \frac{ka}{2} \sin \varphi}{\frac{ka}{2} \sin \varphi}, \quad (3.45)$$

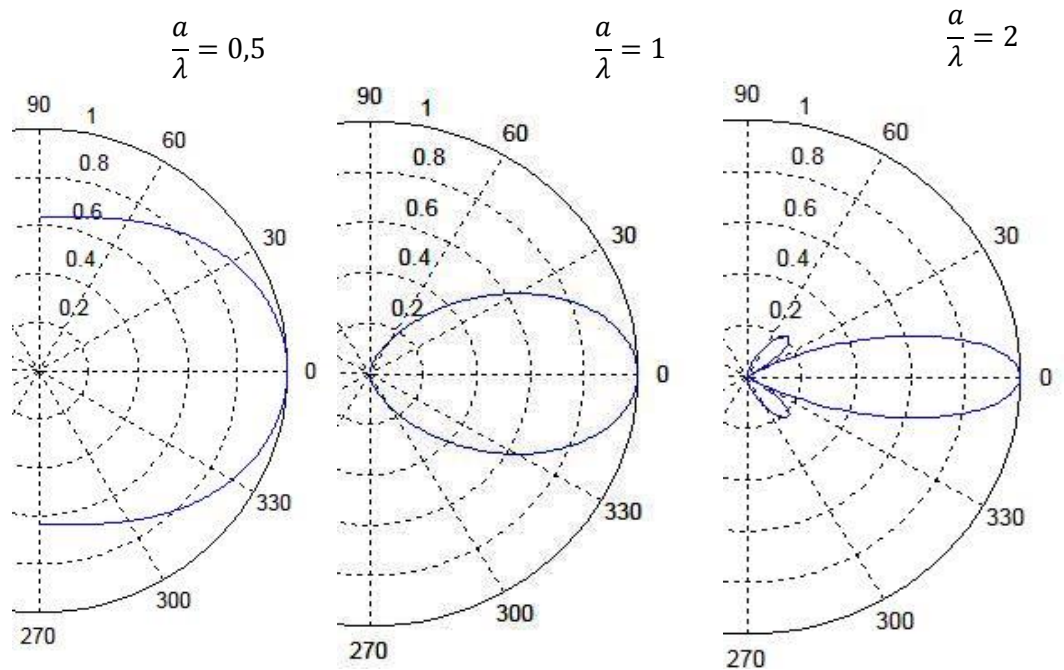
სადაც

$$\begin{aligned} \phi_0(\varphi) = & NH_0^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + \left(\frac{a \sin \varphi}{2} \right)^2} \right) + \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{b_0}{1 + \overline{K}_{00}} H_0^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + \left(\frac{a \sin \varphi}{2} \right)^2} \right) + P \frac{b_0}{1 + \overline{K}_{00}}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

ამ შემთხვევაში ინტერფერენციული მამრავლი ზეგავლენას ვერ ახდენს ეკრანის $f(\varphi)$ გამოსხივების მახასიათებლის სტრუქტურაზე, მაგრამ ზეგავლენას ახდენს მისი ამპლიტუდის სიდიდეზე, ასე რომ რეტრანსლიატორის ნორმირებული მახასიათებელი სრულად ემთხვევა თავისუფალი ეკრანის მახასიათებელს

$$F(\varphi) = f(\varphi) = \frac{\sin \frac{ka}{2} \sin \varphi}{\frac{ka}{2} \sin \varphi}, \quad \left(\frac{ka}{2} = \pi \frac{a}{\lambda} \right). \quad (3.47)$$

ნახ. 3.3. - ზე მოყვანილია (3.47) ფორმულით მიღებული გამოსხივების მახასიათებლები. ისინი წარმოადგენენ რეტრანსლიატორის მიმართულობის დიაგრამას პოლარულ კოორდინატთა სისტემაში, ამოცანის მთავარი პარამეტრის $\frac{a}{\lambda}$ -ს სხვადასხვა მნიშვნელობების დროს.



ნახ. 3. 3. ეკრანისა და ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის მიმართულობის დიაგრამები.

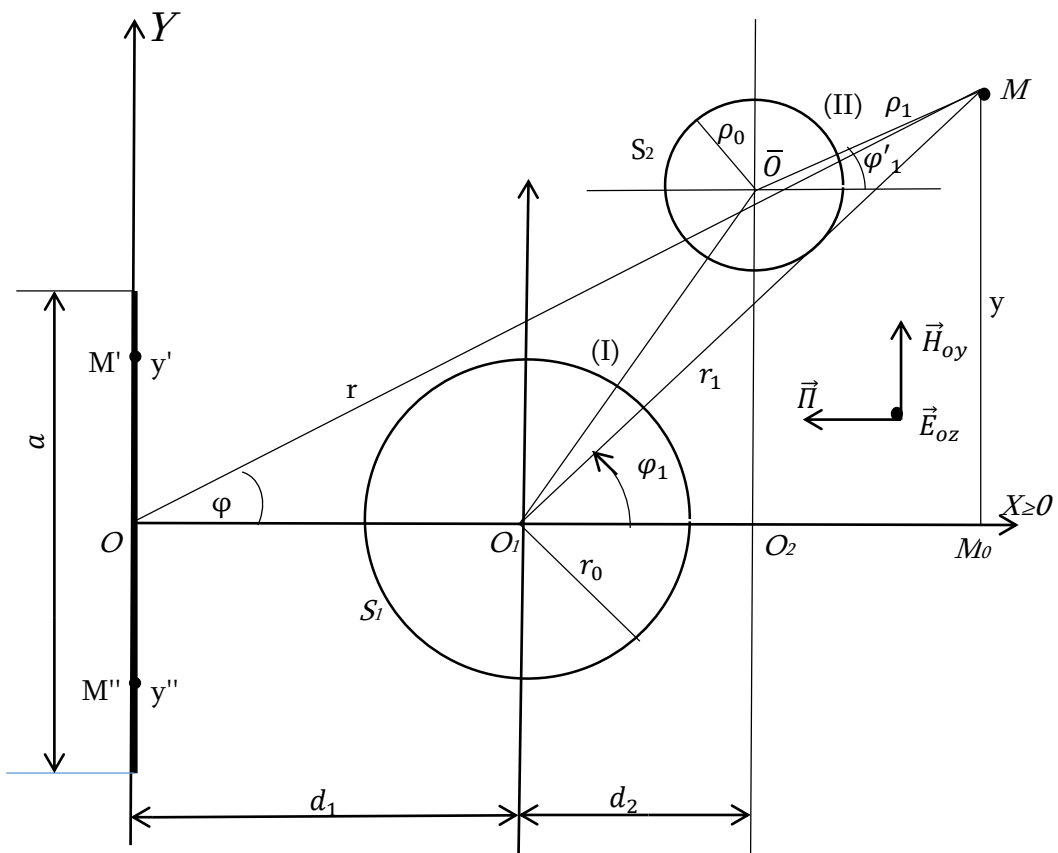
დიაგრამებზე ჩანს, რომ მათი ფორმა მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული $\frac{a}{\lambda}$ -ზე. მაგალითად, როცა $\frac{a}{\lambda} = 0,5$ (ეკრანის სიგანე შეადგენს ტალღის სიგრძის ნახევარს) გვერდით მხარეებზე გამოსხივების ინტენსიურობა მნიშვნელოვნად აღემატება პირდაპირ გამოსხივებას ($\varphi=0$). $\frac{a}{\lambda}$

პარამეტრის რიცხვითი მნიშვნელობის ზრდით ($\frac{a}{\lambda} = 1$), გვერდით მხარეებზე გამოსხივების ინტენსიურობა მნიშვნელოვნად მცირდება, ხოლო $\varphi=0$ მიმართულებით დიაგრამა ვიწროვდება. $\frac{a}{\lambda}$ - ს შემდგომი გაზრდა, როგორც მოსალოდნელი იყო, $\varphi=0$ მიმართულებით იწვევს მიმართულობის დიაგრამის მკვეთრ შევიწროებას, ხოლო გვერდითი მიმართულებებით ($\varphi=\pm 45^\circ$) წარმოიშობიან ფოთოლაკები ძალიან მცირე ენერგეტიკული დონეებით.

დიაგრამებიდან ჩანს, რომ ცილინდრის დამატებით, გამოსხივების დიაგრამის მაქსიმალური და მინიმალური გამოსხივების კუთხეები არ იცვლება. იცვლება მხოლოდ მათი ამპლიტუდები (გვერდითი ფოთოლაკების ზომები).

4. მეტალური ლენტისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის მახასიათებლის ელექტროდინამიკური თვისებების კვლევა

განვიხილოთ მეტალური ლენტისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის მახასიათებლის ელექტროდინამიკური თვისებები.



ნახ. 4. 1. ლენტისა და ორი ცილინდრისგან შედგენილი ანტენის კვეთი.

XYZ სწორკუთხა კოორდინატა სისტემაში შესასწავლი რეტრანსლატორის განივი კვეთი, XOY სიბრტყეში ნახ. 4.1.-ზეა წარმოდგენილი.

იგი შედგება უსასრულოდ გრძელი, სასრული სიგანის თხელი ლენტისაგან, რომლის წინა არეში მოთავსებულია, ასევე უსასრულოდ

გრძელი ორი წრიული კვეთის ცილინდრი. ლენტი და ცილინდრები ურთიერთპარალელურები არიან და მათი ღერძების მიმართულებები Z - ღერძის (ნახაზისადმი მართობულ) მიმართულებას ემთხვევა. კოორდინატთა სათავე არჩეულია ლენტის შუა ხაზზე O წერტილში. შემდეგში ჩვენ ვისარგებლებთ შემდეგი აღნიშვნებით. a - ლენტის სიგანე, S_1 - ლენტის ზედაპირის ფართობი, y' და y'' ამ ზედაპირზე ნებისმიერად შერჩეული M' და M'' წერტილების კოორდინატები Y ღერძზე. (I) - r_0 რადიუსის მქონე ცილინდრის ნომერი, (II) - ρ_0 რადიუსის მქონე ცილინდრის ნომერი, S_1 და S_2 ამ ცილინდრების ზედაპირების ფართობები შესაბამისად, d_1 - ლენტიდან პირველი ცილინდრის ღერძამდე მანძილი, ($d_1=OO_1$), $O_1\bar{O}$ - მანძილი (I) და (II) ცილინდრების ღერძებს შორის, მონაკვეთები d_1 და $\bar{O}O_2$ განსაზღვრას ადარ საჭიროებენ. r და φ გარეთა სივრცეში შერჩეული ნებისმიერი M დაკვირვების წერტილის ცილინდრული კოორდინატებია. ρ_1 - მანძილია (II) ცილინდრის ღერძიდან M წერტილამდე $\rho_1 = \bar{O}M$, ხოლო r_1 კი მანძილია (I) ცილინდრის ღერძიდან იმავე წერტილამდე $r_1 = O_1M$.

დავუშვათ, რომ რეტრანსლატორის დადებითი X -ებიდან ნორმალურად ეცემა ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღა, რომლის ელექტრულ \vec{E} - ვექტორს გააჩნია ერთადერთი E_z მდგენელი, რომელიც მიმართულია Z - ღერძის გასწვრივ. ფორმალურად იგი ასე გამოვსახოთ:

$$E_{z0} = B e^{ikx} = B e^{ikr \cos \varphi} \left(\frac{\text{ვოლტი}}{\text{მეტრი}} \right) \quad (4.1)$$

სადაც B - მოცემული სიდიდეა, $k = 2\pi\lambda$, λ - მუშა ტალღის სიგრძეა. პროცესებზე დამოკიდებულება აღებულია როგორც $\sim e^{i\omega t}$, ω - ველის წრიული სიხშირეა.

ტალღა (4.1) განიცდის რა დიფრაქციას რეტრანსლატორზე, მის შემადგენელ ყველა ელემენტის ზედაპირზე აღძრავს დენს და ეს ელემენტები მეორადი გამოსხივების წყაროდ იქცევიან. ჩვენ უკვე ვიცით, რომ ლენტიდან გასხივებული ელექტრული ტალღა \vec{E}_{z0} ასე გამოისახება*:

$$\tilde{E}_{z0} = \chi I_0 f(x, y), \quad \chi = \frac{k^2}{4w\varepsilon_0}, \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} 3 \quad (4.2)$$

სადაც I_0 უცნობი სიდიდეა, ხოლო

$$f(x, y) = \int_{-a/2}^{a/2} H_0^{(2)} \left(k\sqrt{x^2 + (y - y')^2} \right) / \sqrt{1 - \left(\frac{2}{a} y' \right)^2} dy' \quad (4.3)$$

I ცილინდრიდან გასხივებული ველი E_{z1} უნდა აკმაყოფილებდეს ჰელმჰოლცის ტალღურ განტოლებას

$$\frac{\partial^2 E_{z1}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_{z1}}{\partial \varphi^2} + k^2 E_{z1} = 0 \quad (4.4)$$

რომლის ამონახსნებია:

$$E_{z1} = \begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m J_m(kr_1) e^{im\varphi_1} & (4.5) \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m N_m(kr_1) e^{im\varphi_1} & (4.6) \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(kr_1) e^{im\varphi_1} & (4.7) \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr_1) e^{im\varphi_1} & (4.8) \end{cases}$$

სადაც A_m - უცნობი კოეფიციენტებია ($m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$), ხოლო $J_m(kr_1)$, $N_m(kr_1)$, $H_m^{(1)}(kr_1)$, $H_m^{(2)}(kr_1)$ შესაბამისად არიან ბესელის, ნეიმანის, ჰანკელის პირველი გვარისა და ჰანკელის მეორე გვარის ფუნქციები [14]. φ_1 -ის მნიშვნელობა ნახ. 4.1-ზეა ნაჩვენები.

ჩვენი ამოცანის (კვლევის) ადეკვატური ფუნქციებია ჰანკელის მეორე გვარის ფუნქციები $H_m^{(2)}(kr_1)$, რომელიც დროზე დამოკიდებულ $e^{i\omega t}$ - ს შესაბამისად უსარულობაში მიმავალ გამრბენ ტალღას წარმოადგენს. ასე რომ საბოლოოდ გვრჩება:

$$E'_{z1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr_1) e^{im\varphi_1}, \quad (0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi) \quad (4.9)$$

სავსებით ანალოგიურად ვწერთ (II) ცილინდრიდან გაბნეული ველის მნიშვნელობას:

$$E_{z2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(2)}(k\rho_1) e^{im\varphi_2}, \quad (0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi) \quad (4.10)$$

სადაც B_m უცნობი კოეფიციენტებია, r_1 , r_2 , φ_1 და φ_2 არის M წერტილის კოორდინატები ლოკალურ ცილინდრულ კოორდინატთა სისტემაში.

ჩვენი ამოცანაა ცალსახად განისაზღვროს (სუპერპოზიციის კანონის შესაბამისად) M წერტილში გაბნეული ველის

$$E_z = \tilde{E}_{z0} + E_{z1} + E_{z2} \quad (4.11)$$

მნიშვნელობა ანალიზურ ფორმაში.

4.1. მეტალური ზოლისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის თეორია.

დასმული ამოცანის გადაწყვეტა პირველ რიგში მოითხოვს ველის I_0 , A_m , B_m უცნობი კოეფიციენტების ანალიზური სახით წარმოდგენას. ეს კი შესაძლებელია მაშინ, თუ (4.2), (4.9) და (4.10) დააკმაყოფილებენ შემდეგ სასაზღვრო პირობებს:

$$E_{z0} + \tilde{E}_{z0} + E_{z1} + E_{z2} = 0, \quad S - \text{ზე}, \quad (\text{როცა } Y = Y') \quad (4.12)$$

$$E_{z0} + \tilde{E}_{z0} + E_{z1} + E_{z2} = 0, \quad S_1 - \text{ზე}, \quad (\text{როცა } r_1 = r_0 \text{ და } 0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi) \quad (4.13)$$

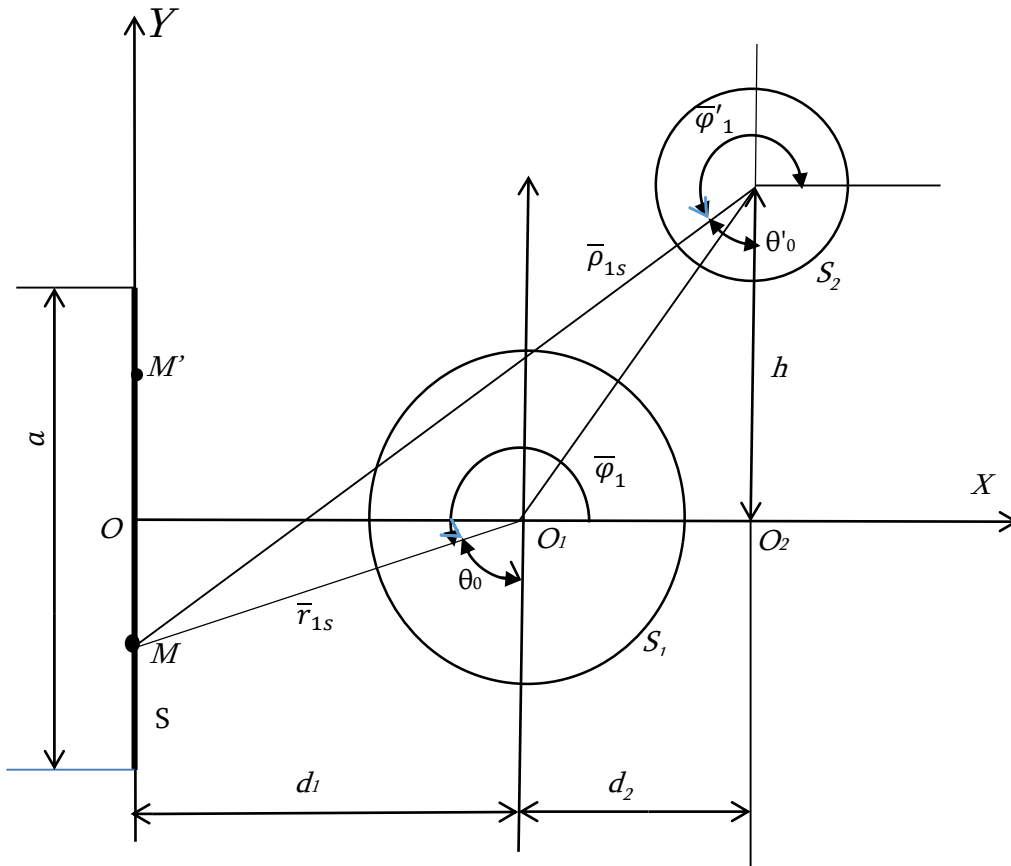
$$E_{z0} + \tilde{E}_{z0} + E_{z1} + E_{z2} = 0, \quad S_2 - \text{ზე}, \quad (\text{როცა } \rho_1 = \rho_0 \text{ და } 0 \leq \varphi'_1 \leq 2\pi) \quad (4.14)$$

ამ პირობების შესატყვისი ნახაზებია ნახ. 4.1, ნახ. 4.2 და ნახ.4.3.

ჩავწერთ ეს პირობები გაშლილი (ცხადი) სახით. დავიწყოთ (4.12)-დან, გვაქვს:

$$\begin{aligned} E_{z0}|_s &= B, \quad \tilde{E}_{z0}|_s = \chi I_0 f(\bar{\sigma}, y'') = \\ &= \chi I_0 \int_{-a/2}^{a/2} H_0^{(2)}(k\sqrt{\delta^2 + (y'' - y)^2}) / \sqrt{1 - \left(\frac{2}{a}y'\right)^2} dy, \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\begin{aligned}
E_{z1}|_S &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(k\bar{r}_{1s}) e^{im\bar{\varphi}_1} = \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{-m} A_m H_m^{(2)}\left(k\sqrt{d_1^2 + y''^2}\right) e^{im\theta_0}. \quad (4.16)
\end{aligned}$$



ნახ. 4. 2. ზოლისა და ორი ცილინდრისაგან შედგენილი რექტანსლატორის სქემა.

$$\theta_0 = \text{arcctg} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{d_1}{y''}\right)^2} \right) \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned}
E_{z2}|_S &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(2)}(k\bar{\rho}_{1s}) e^{im\bar{\varphi}'_1} = \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{-m} B_m H_m^{(2)}\left(k\sqrt{d^2 + (h - y'')^2}\right) e^{im\theta'_0} \quad (4.18)
\end{aligned}$$

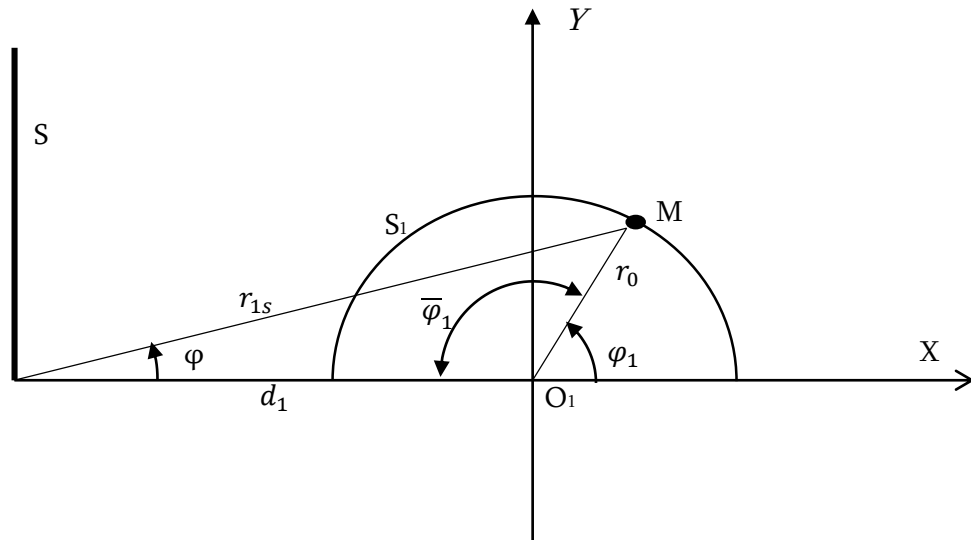
$$\theta'_0 = \text{arcctg} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{d_1 + d_2}{h - y''} \right)^2} \right) \quad (4.19)$$

ახლა საჭიროა (4.15), (4.16) და (4.18) გამოსახულება ჩავსვათ (4.12)-ში, რასაც შემდეგში გავაკეთებთ. მივმართოთ (4.13)- პირობას და იგივე ცხადი სახით წარმოვადგინოთ.

გვაქვს:

$$E_{z0}|_{S_1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B e^{ikr_{1s} \cos \varphi_1}, \quad \left(\begin{array}{l} 0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi, \\ r_{1s} = (d_1 + r_0 \cos \varphi_1) / \cos \varphi \end{array} \right) \quad (4.20)$$

$$\tilde{E}_{z0}|_{S_1} = x I_0 f(r_0 \cos \varphi_1, r_0 \sin \varphi_1) \quad (4.21)$$



ნახ. 4. 3. ზოლის და პირველი ცილინდრის პარამეტრები.

(4.3)-ის თანახმად

$$\tilde{E}_{z0}|_{S_1} = x I_0 \int_{-a/2}^{a/2} H_0^{(2)} \left(k \sqrt{(r_0^2 + y'^2 + 2r_0 y' \sin \varphi_1) / \left(1 - \left(\frac{2}{a} y' \right)^2 \right)} \right) dy' \quad (4.22)$$

$$E_{z1}|_{S_1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(kr_{1s}) e^{im\varphi_1} \quad (4.23)$$

მაგრამ

$$r_{1s} = \sqrt{d_1^2 + r_0^2 + 2r_0 d_1 \cos \varphi_1} \quad (4.24)$$

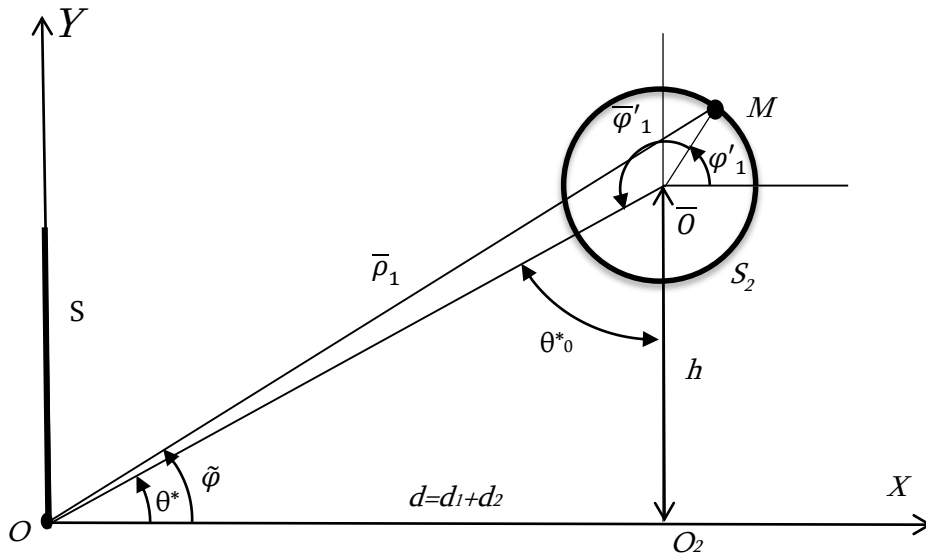
ამიტომ შეკრების თეორემის [2] თანახმად:

$$H_m^{(2)}(kr_{1s})e^{im\varphi_1} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(kr_0)H_{m+s}^{(2)}(kd_1)e^{i(m+s)\varphi_1}, \quad 0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi. \quad (4.25)$$

ამიტომ

$$E_{z1}|_{S_1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(kr_0)H_{m+s}^{(2)}(kd_1)e^{i(m+s)\varphi_1}. \quad (4.26)$$

ვიანგარიშით ახლა ველი $E_{z2}|_{S_1}$. (4.10)-ის თანახმად ვწერთ:



ნახ. 4. 4. ზოლის და მეორე ცილინდრის პარამეტრები.

$$E_{z2}|_{S_1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(2)}(k\rho_1^*)e^{im\varphi_1^*} \quad (4.27)$$

სადაც ρ_1^* და φ_1^* სიდიდეები ნაჩვენებია ნახ. 4.4.-ზე, რომლიდანაც ჩანს:

$$\varphi_1^* = \frac{3}{2}\pi - \psi_0 - \theta'_0, \quad (4.28)$$

$$\rho_1^* = \sqrt{r_0^2 + (O\bar{O})^2 + r_0(O_1\bar{O}) \cos \varphi_1} \quad (4.29)$$

და მაშასადამე (28) - დან:

$$E_{z2}|_{S_1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m B_m H_m^{(2)}(k\rho_1^*)e^{-im(\psi_0 + \theta'_0)}, \quad (4.30)$$

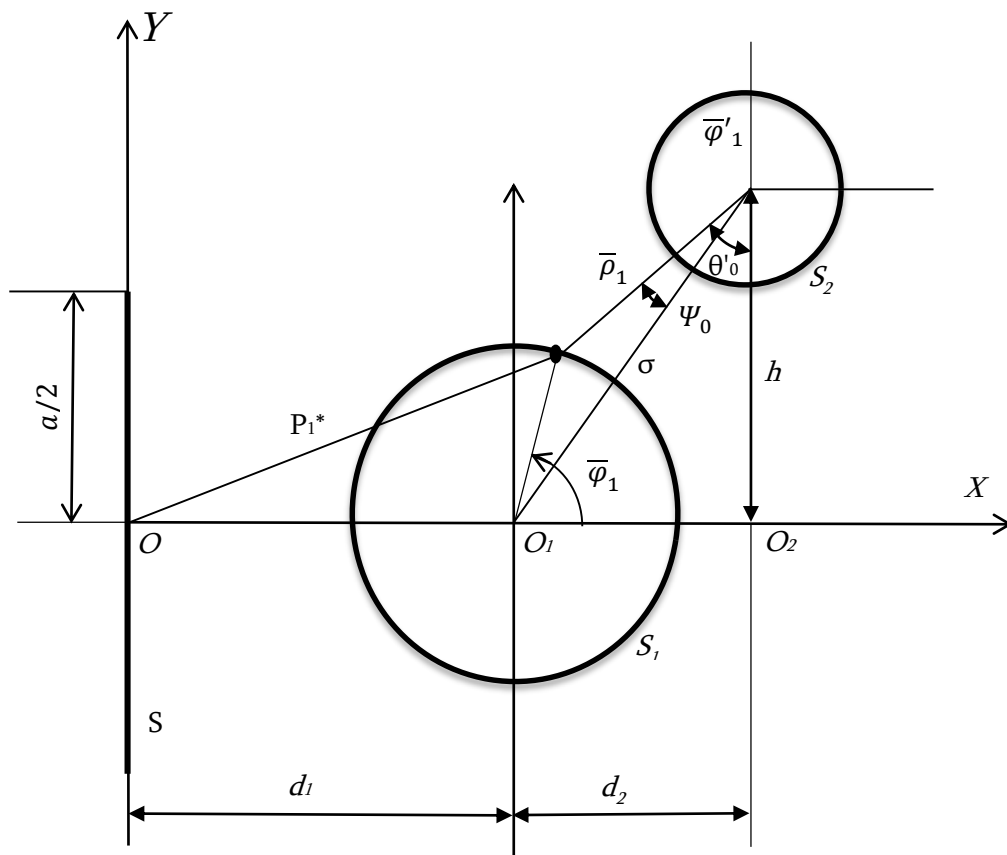
მაგრამ ცილინდრული ფუნქციებისთვის შეკრების თეორემის თანახმად გვაქვს:

$$H_m^{(2)}(k\rho_1^*)e^{im\psi_0} = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(kr_0)H_{m+s}^{(2)}(k(O,\bar{O}))e^{is}. \quad (4.31)$$

ამიტომ (4.30)-ის ნაცვლად ვწერთ:

$$E_{zz}|_{S_1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m B_m \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(kr_0)H_{m+s}^{(2)}(kO,\bar{O})e^{is\varphi_1}, \quad 0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi. \quad (4.32)$$

ამის შემდეგ საჭიროა (4.20, (4.21), (4.22) და (4.32) გამოსახულებები შევიტანოთ (4.13) სასაზღვრო პირობაში, რასაც მოგვიანებით გავაკეთებთ.



ნახ. 4. 5. I და II ცილინდრების პარამეტრები.

მივმართოთ ახალა (4.13) სასაზღვრო პირობას და ვიანგარიშოთ მის მარცხენა მხარეში მდგომი წევრები. ვიანგარიშოთ ჯერ ფუნქცია $E_{z0}|_{S_2}$. (4.1)-ის თანახმად გვაქვს S_2 -ზე (ნახ. 4.5.):

$$x = d_1 + \rho_0 \cos \varphi'_1, \text{ ამიტომ}$$

$$E_{z0}|_{S_2} = B e^{ikx} = B e^{ikd_1} e^{ik\rho_0 \cos \varphi'_1}, \quad 0 \leq \varphi'_1 \leq 2\pi \quad (4.33)$$

(4.9)-დან S_2 -ზედაპირისათვის ვპოულობთ $\tilde{E}_{z0}|_{S_2}$ -ს. ეს ფუნქცია რომ განვსაზღვროთ (4.2)-ფორმულაში x და y -ის ნაცვლად უნდა ჩავსვათ მათი მნიშვნელობები:

$$x = d + \rho_0 \cos \varphi'_1, \quad y = h + \rho_0 \sin \varphi'_1, \quad d = d_1 + d_2. \quad (\text{იხ. ნახ. 4.4.})$$

$$E_{z0}|_{S_2} = x I_0 f[(d + \rho_0 \cos \varphi'_1), (h + \rho_0 \sin \varphi'_1)]. \quad (4.34)$$

და შემდეგ გავითვალისწინოთ (4.3) გამოსახულება.

ვიანგარიშოთ ახლა ფუნქცია $E_{z1}|_{S_2}$, (4.9) -ის თანახმად ვწერთ (იხ. ნახ. 4.5):

$$E_{z1}|_{S_2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(k\bar{\rho}) e^{im\varphi'_1}, \quad (4.35)$$

სადაც $\bar{\rho} = \sqrt{\rho_0^2 + \sigma^2 - 2\rho_0\sigma \cos \psi}$, $\psi = \pi - \varphi'_1$, ამიტომ

$$E_{z1}|_{S_2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}\left(k\sqrt{\rho_0^2 + \sigma^2 - 2\rho_0\sigma \cos \psi}\right) e^{im\varphi'_1}, \quad (4.36)$$

მაგრამ ცილინდრული ფუნქციებისათვის შეკრების თეორემის თანახმად:

$$\begin{aligned} H_m^{(2)}\left(k\sqrt{\rho_0^2 + \sigma^2 - 2\rho_0\sigma \cos \psi}\right) &= \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(k\rho_0) H_{m+s}^{(2)}(k\sigma) e^{i\psi s} = \\ &= \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(k\rho_0) H_{m+s}^{(2)}(k\sigma) (-1)^s e^{-is\varphi'_1}. \end{aligned} \quad (4.37)$$

ამიტომ (4.35) ასეთ სახეს მიიღებს:

$$E_{z1}|_{S_2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(k\rho_0) H_{m+s}^{(2)}(k\sigma) e^{i(m-s)\varphi'_1}. \quad (4.38)$$

და ბოლოს ადვილი მისახვედრია, რომ

$$E_{z2}|_{S_2} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(2)}(k\rho_0) e^{im\varphi'_1}. \quad (4.39)$$

გამოსახულებები (4.33), (4.34), (4.38) და (4.39) უნდა ჩაისვას (4.14) - სასაზღვრო პირობაში.

ახლა ჩვენ უკვე შეგვიძლია (4.12), (4.13) და (4.14) სასაზღვრო პირობები ცხადი (ანალიზური) სახით წარმოვადგინოთ:

$$\begin{aligned}
& B + XI_0 f(\sigma, y'') + \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{-m} A_m H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d_1^2 + y''^2} \right) e^{im\theta_0(y'')} + \\
& + \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{-m} B_m H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + (h + y'')^2} \right) e^{im\theta_0(y'')} = 0
\end{aligned} \quad (4.40)$$

$$\begin{aligned}
& B e^{ikd_1 + ikr_0 \cos \varphi_1} + XI_0 F(\varphi_1) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m Z_m(kd_1, \varphi_1) + \\
& + \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{-m} B_m \tilde{Z}_m(k\sigma, \varphi_1) = 0, \quad (0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi)
\end{aligned} \quad (4.41)$$

სადაც

$$Z_m(kd_1, \varphi_1) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(kr_0) H_{m+s}^{(2)}(kd_1) e^{i(m+s)\varphi_1}, \quad (4.42)$$

$$\tilde{Z}_m(k\sigma, \varphi_1) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(kr_0) H_{m+s}^{(2)}(kO_1\bar{O}) e^{i(m+s)\varphi_1}. \quad (4.43)$$

შემდეგ

$$\begin{aligned}
& B e^{ikd + ik\rho_0 \cos \varphi'_1} + XI_0 f[(d + \rho_0 \cos \varphi'_1), (h + \rho_0 \sin \varphi'_1)] + \\
& + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m G_m(k\sigma, \varphi'_1) + \\
& + \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(2)}(k\rho_0) e^{im\varphi'_1} = 0, \quad (0 \leq \varphi'_1 \leq 2\pi).
\end{aligned} \quad (4.44)$$

(4.40), (4.41) და (4.44) ერთობლივად ქმნიან ჩვენი ამოცანის ფუნქციონალურ განტოლებათა სისტემას, რომელიც ემსახურება ველის უცნობი კოეფიციენტების (I_0 , A_m და B_m) განსაზღვრას. რიცხვითი შედეგების მიღების გაადვილების თვალსაზრისით, ხელსაყრელია ეს სისტემა დავიყვანოთ ადეკვატურ უსასრულო ალგებრულ განტოლებათა ტრიპლეტურ სისტემაზე, რაც მოითხოვს თითოეული ფუნქციონალური განტოლებისათვის შესაბამისი ბაზისური ფუნქციის შერჩევას.

(4.40) ფუნქციონალური განტოლებისთვის ხელსაყრელია ბაზისური ფუნქცია მუდმივი სიდიდე იყოს. კერძოდ $f(\sigma, y'')=1$, მაშინ შესაძლებელია ჩავატაროთ (4.40) განტოლების ინტეგრირება y'' ცვლადით ინტერვალში $(-a/2 \leq y'' \leq a/2)$, რის შემდეგ მივიღებთ:

$$aB + a_1 I_0 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m K_{1m} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m K_{2m} = 0. \quad (4.45)$$

სადაც შემოდებულია აღნიშვნები:

$$a_1 = X \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f(\sigma, y'') dy'', \quad K_{1m} = (-1)^m \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d_1^2 + y''^2} \right) e^{im\theta_0(y'')} dy'' \quad (4.46)$$

$$K_{2m} = (-1)^m \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} H_m^{(2)} \left(k \sqrt{d^2 + (h + y'')^2} \right) e^{im\theta'_0(y'')} dy''. \quad (4.47)$$

(4.41) და (4.44) განტოლებებისათვის ბაზისური ფუნქციები ასე შევარჩიოთ: $e^{-in\varphi_1}$ და $e^{-in\varphi'_1}$, ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). გავამრავლოთ ისინი სათანადოდ (4.41)-სა და (4.44)-ზე. შემდეგ მოვახდინოთ ინტეგრება დახურულ შუალედებში ($0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi$), ($0 \leq \varphi'_1 \leq 2\pi$), რაც მოგვცემს შეწყვილებულ უსასრულო ალგებრულ განტოლებათა სისტემას:

$$2\pi B e^{ikd_1} i^n J_n(kr_0) + X \bar{F}_n I_0 + 2\pi i^{-n} A_n H_n^{(2)}(kr_0) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m P_{mn} = 0, \quad (4.48)$$

$$2\pi i^n J_n(k\rho_0) + X \bar{\phi}_n I_0 + 2\pi i^{-n} B_n H_n^{(2)}(k\rho_0) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \bar{Q}_{mn} = 0, \quad (4.49)$$

სადაც ჩვენ ვსარგებლობთ შემდეგი აღნიშვნებით:

$$\bar{F}_n = \int_0^{2\pi} F(\varphi_1) e^{-in\varphi_1} d\varphi_1, \quad P_{mn} = J_n(kr_0) H_{m+n}^{(2)}(k \cdot O_1 \bar{O}), \quad (4.50)$$

$$\bar{\phi}_n = \int_0^{2\pi} f[(d + \rho_0 \cos \varphi'_1), (h + \rho_0 \cos \varphi'_1)] e^{-in\varphi'_1} d\varphi'_1, \quad (4.51)$$

$$\bar{Q}_{mn} = J_n(k\rho_0) H_{m+n}^{(2)}(k O_1 \bar{O}). \quad (4.52)$$

ამგვარად, ზემოთ დასმული ელექტროდინამიკური ამოცანა ჩვენ დავიყვანეთ ადეკვატურ ალგებრულ განტოლებაზე, როდესაც საჭირო ხდება ტრიპლეტური უსასრულო განტოლებების ((4.45), (4.48) და (4.49)) ერთობლივი ამონახსნის მიღება. ეს ამოცანა ზოგად შემთხვევაში უნდა გადაწყდეს კომპიუტერზე რედუქციის მეთოდით, რაც ითვალისწინებს განტოლებების შეკვეცას. ამ პროცესის ერთერთი ვარიანტი ქვემოთ მოგვყავს: (4.48) და (4.49) განტოლებების ჯამური წევრები ასე გადავწეროთ:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m P_{mn} = B_n P_{nn} + \sum_{m \neq n} B_m P_{mn}, \quad (4.53)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \bar{Q}_{mn} = A_n \bar{Q}_{nn} + \sum_{m \neq n} A_m \bar{Q}_{mn}. \quad (4.54)$$

და ორივე მათგანში უკუვაგდოთ ჯამური წევრები, მაშინ (4.48) და (4.49) განტოლებები შემოკლებულად ასე ჩაიწერება:

$$\left. \begin{aligned} 2\pi i^{-n} A_n H_n^{(2)}(kr_0) + B_n P_{nn} &= -2\pi B e^{ikd_1} i^n J_n(kr_0) - X \bar{F}_n I_0 \\ 2\pi i^{-n} B_n H_n^{(2)}(k\rho_0) + B_n \bar{Q}_{nn} &= -2\pi i^n J_n(k\rho_0) - X \bar{\phi}_n I_0 \end{aligned} \right\} \quad (4.55)$$

ან რაც იგივეა

$$\left. \begin{aligned} a_{11}^{(n)} A_n + a_{12}^{(n)} B_n &= b_n - X \bar{F}_n I_0 \\ a_{21}^{(n)} A_n + a_{22}^{(n)} B_n &= \bar{b}_n - X \bar{\phi}_n I_0 \end{aligned} \right\} \quad (4.56)$$

სადაც

$$\begin{aligned} a_{11}^{(n)} &= 2\pi i^{-n} H_n^{(2)}(kr_0), & a_{12}^{(n)} &= P_{nn}, \\ a_{21}^{(n)} &= \bar{Q}_{nn}, & a_{22}^{(n)} &= 2\pi i^{-n} H_n^{(2)}(k\rho_0). \end{aligned} \quad (4.57)$$

(4.56) - სისტემის ამონახსნია:

$$A_n = \xi_n - \eta_n I_0, \quad B_n = \bar{\xi}_n - \bar{\eta}_n I_0 \quad (4.58)$$

სადაც

$$\xi_n = \frac{a_{22}^{(n)} b_n}{\Delta_n} - \frac{a_{12}^{(n)} \bar{b}_n}{\Delta_n}, \quad \eta_n = X \frac{\bar{F}_n a_{22}^{(n)}}{\Delta_n} - \frac{\bar{\phi}_n a_{12}^{(n)}}{\Delta_n} \quad (4.59)$$

ახლა საჭიროა, რომ (4.58) გამოსახულება ჩავსვათ (4.45)-ში, რაც მოგვცემს განტოლებას I_0 - უცნობის მიმართ, კერძოდ

$$aB + \left(a_1 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \xi_m K_{1m} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \eta_m K_{2m} \right) I_0 = 0, \quad (4.60)$$

საიდანაც

$$I_0 = - \frac{aB}{a_1 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\xi_m K_{1m} + \eta_m K_{2m})} = \frac{aB}{a_1 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m}. \quad (4.61)$$

ეს გამოსახულება რომ ჩავსვათ (4.58)-ში, საბოლოოდ მივიღებთ A_n და B_n - ის მნიშვნელობებს:

$$A_n = \xi_n - \frac{a\eta_n B}{a_1 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m}, \quad (4.62)$$

$$B_n = \bar{\xi}_n - \bar{\eta}_n \frac{aB}{a_1 + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m}, (R_m = \xi_m K_{1m} - \eta_m K_{2m}). \quad (4.63)$$

ამგვარად (4.61), (4.62) და (4.63) გამოსახულებები იძლევიან რეტრანსლატორის ცალკეული ელემენტებიდან (ლენტი, I - ცილინდრი, II - ცილინდრი) ელექტრული ველის დამაბულობის ამპლიტუდური სპექტრის მიახლოებით მნიშვნელობებს.

4.2. მეტალური ლენტისა და ორი იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის გამოსხივების მახასიათებელი.

რეტრანსლატორის ერთერთი მთავარი ელექტროდინამიკური პარამეტრია მისი გამოსხივების მახასიათებელი, რომელსაც ჩვენ ასეთი სიმბოლოთი ავლნიშნავთ: $F(\varphi, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$, სადაც φ - პოლარული (აზიმუტალური) კუთხეა, ხოლო $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ მთავარი ფარდობითი გეომეტრიული პარამეტრებია, კერძოდ $\gamma_1 = \frac{a}{\lambda}$, $\gamma_2 = \frac{r_0}{\lambda}$, $\gamma_3 = \frac{\rho_0}{\lambda}$. ჩვენი მთავარი მიზანია ანალიზური ფორმით წარმოვიდგინოთ გამოსხივების მახასიათებელი. ამისათვის პირველ რიგში საჭიროა ანალიზური ფორმაში გამოვსახოთ რეტრანსლატორიდან გაბნეული ელექტრული ველის დამაბულობის E_z (იხ. (4.11) ფორმულა) მნიშვნელობა ე. წ. შორეულ ზონაში, რომლისთვისაც $kr \gg 1$.

(4.11) - ის მარჯვენა მხარეში შემავალი სიდიდეები \tilde{E}_{z0} , E_{z1} , და E_{z2} მოცემული აირიან (4.2), (4.9) და (4.10) ფორმულებით, სადაც სიდიდეები kr_1 და $k\rho_1$ ერთთან შედარებით გაცილებით დიდი სიდიდეები არიან ($kr_1 \gg 1, k\rho_1 \gg 1$). მაგალითად (4.9) - ში შეიძლება ვისარგებლოთ ასიმპტოტური ფორმულით:

$$H_m^{(2)}(kr_1) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr_1}} e^{-i(kr_1 + (2m+1)\frac{\pi}{4})} = \sqrt{\frac{2}{\pi kr_1}} e^{-ikr_1 - i(2m+1)\frac{\pi}{4}}. \quad (4.64)$$

ანალოგიურად

$$H_m^{(2)}(k\rho_1) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho_1}} e^{-ik\rho_1} e^{-i(2m+1)\frac{\pi}{4}} \quad (4.65)$$

შორეულ ზონაში ჩვენ სრული უფლება გვაქვს მოვახდინოთ შეცვლები $r_1, \rho_1 \rightarrow r$ და $\varphi_1, \varphi_2 \rightarrow \varphi$, მაშინ (4.9) და (4.10) შეიძლება ასე ჩავწეროთ:

$$E_{z1} \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-ikr} e^{i\frac{\pi}{4}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m i^{-m} e^{im\varphi}, \quad (4.66)$$

$$E_{z2} \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-ikr} e^{i\frac{\pi}{4}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m i^{-m} e^{im\varphi}. \quad (4.67)$$

მივმართოთ ახლა (4.2) გამოსახულებას და $f(x, y)$ - ფუნქციას ასეთი სახე მივცეთ:

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} H_0^{(2)} \left(k \sqrt{x^2 + y^2 - 2yy' + y'^2} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2}{a} y' \right)^2} dy' = \\ &= \int_{-a/2}^{a/2} H_0^{(2)} \left(k \sqrt{r^2 - 2ry' \sin \varphi + y'^2} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{2}{a} y' \right)^2} dy'. \end{aligned} \quad (4.68)$$

შორეულ ზონაში $kr \gg ky'$, ამიტომ ამ გამოსახულებაში შეიძლება უკუვაგდოთ წევრი y'^2 და ამავე დროს მხედველობაში მივიღოთ, რომ დასაშვებია შეცვლა

$$\sqrt{r^2 - 2ry' \sin \varphi + y'^2} \cong r \sqrt{1 - \frac{2y' \sin \varphi}{2r}} \cong r - y' \sin \varphi. \quad (4.69)$$

ასე, რომ (4.68) მიახლოებით ასეთ სახეს მიიღებს:

$$f(x, y) = \int_{-a/2}^{a/2} H_0^{(2)} [k(r - y' \sin \varphi)] \sqrt{1 - \left(\frac{2y'}{a} \right)^2} dy'. \quad (4.70)$$

რადგანაც ჰანკელის ფუნქციის არგუმენტი $k(r - y' \sin \varphi) \gg 1$, ამიტომ ჩვენ ვისარგებლებთ ასიმპტოტიკით [3]:

$$H_0^{(2)} [k(r - y' \sin \varphi)] \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-ikr +iky' \sin \varphi + i\frac{\pi}{4}} \quad (4.71)$$

და (4.70)-ს ასეთ სახეს მივცემთ

$$f(x, y) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-ikr+i\pi/4} \int_{-a/2}^{a/2} e^{iky' \sin \varphi} \sqrt{1 - \left(\frac{2y'}{a}\right)^2} dy'$$

ანუ

$$f(x, y) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-ikr+i\pi/4} G(ka, \varphi), \quad (4.72)$$

სადაც

$$G(ka, \varphi) = \int_{-a/2}^{a/2} \frac{e^{iky' \sin \varphi}}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y'}{a}\right)^2}} dy'. \quad (4.73)$$

ახლა საჭიროა (4.66), (4.67) და (4.72) გამოსახულებები ჩავსვათ (4.11)-ში, რის შემდეგ მივიღებთ:

$$E_z \cong \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-ikr} \left\{ G(ka, \varphi) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m C_m e^{im\varphi} \right\}, \quad (4.74)$$

სადაც $C_m = A_m + B_m$, ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$). ფუნქცია

$$F(\varphi, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3) = G(\gamma_1, \varphi) + \psi(\gamma_1, \gamma_2, \varphi), \quad (4.75)$$

სადაც

$$\psi(\gamma_1, \gamma_2, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m C_m e^{im\varphi} \quad (4.76)$$

წარმოადგენს რეტრანსლატორის გამოსხივების მახასიათებელს.

გამოვითვალოთ ინტეგრალი (4.73). მხედველობაში მივიღოთ, რომ ინტეგრალქვემა ფუნქცია ლუწი უნდა იყოს, ამიტომ (4.73)-ის ნაცვლად ვწერთ:

$$G(\gamma_1, \varphi) = 2 \int_0^{a/2} \frac{\cos(ky' \sin \varphi)}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y'}{a}\right)^2}} dy'. \quad (4.77)$$

გადავიდეთ ახალ ცვლადზე $\xi = \frac{2}{a} y'$, $y' = \frac{a}{2} \xi$, $dy' = \frac{a}{2} d\xi$, ამიტომ

$$G(\gamma_1, \varphi) = \frac{a}{2} \int_0^1 \frac{\cos\left(\frac{\gamma_1}{2} \xi \sin \varphi\right)}{\sqrt{1 - \xi^2}} d\xi. \quad (4.78)$$

მოვახდინოთ კიდევ ერთი გადასვლა ახალ ცვლადზე, კერძოდ $\xi = \sin \varphi$, $d\xi = \cos \theta d\theta$, ამიტომ

$$G(\gamma_1, \varphi) = \frac{a}{2} \int_0^{\pi/2} \cos(\beta \sin \theta) \theta d\theta, \quad \beta = \frac{\gamma_1}{2} \sin \varphi. \quad (4.79)$$

(4.79) ინტეგრალი ცხრილისაა ([4], გვ. 464) და უდრის:

$$\int_0^{\pi/2} \cos(\beta \sin \theta) \theta d\theta = \frac{\pi}{2} J_{2n}(\beta) = \frac{\pi}{2} J_0\left(\frac{\gamma_1}{2} \sin \varphi\right). \quad (4.80)$$

ასე, რომ

$$G(\gamma_1, \varphi) = \frac{\pi}{4} J_0\left(\frac{\gamma_1}{2} \sin \varphi\right), \quad \gamma_1 = ka - 2\pi \frac{a}{\lambda}. \quad (4.81)$$

ახლა (4.75) - ის ნაცვლად ვწერთ:

$$F(\varphi, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3) = \frac{\pi}{4} J_0\left(\frac{\gamma_1}{2} \sin \varphi\right) + \psi(\gamma_1, \gamma_2, \varphi). \quad (4.82)$$

4.3. მეტალური ზოლისა და ორი იდეალურად გამტარი

ცილინდრისგან შედგენილი საანტენო რეტრანსლატორის კერძო შემთხვევები.

პირველ რიგში განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც რეტრანსლატორი მხოლოდ ლენტისგან შედგება ე. ი., როდესაც მის წინ ცილინდრები არ არსებობენ. ამ შემთხვევაში (4.82) გამოსახულებაში Ψ ფუნქცია ქრება და ჩვენ გვრჩება, რომ:

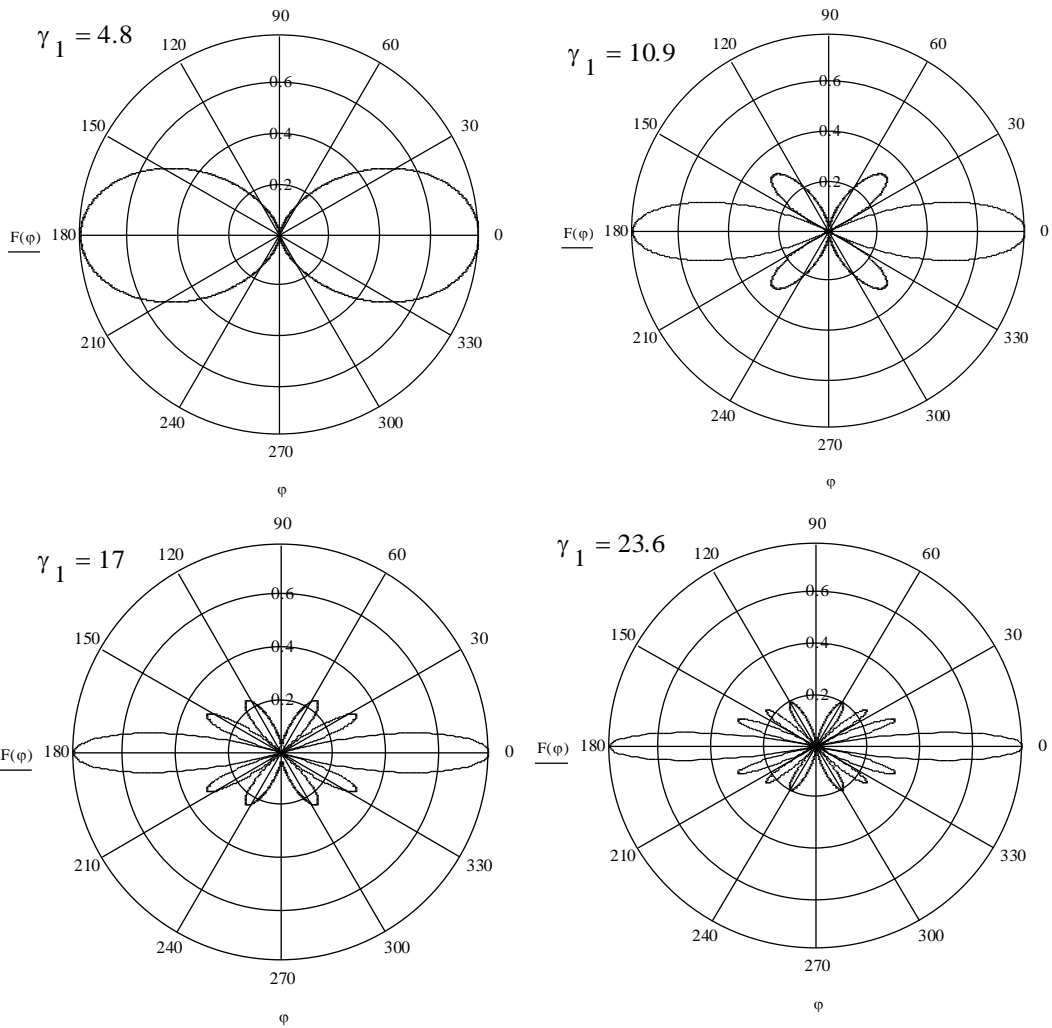
$$F(\varphi, \gamma_1) = \frac{\pi}{4} J_0\left(\frac{\gamma_1}{2} \sin \varphi\right). \quad (4.83)$$

აქედან ჩანს, რომ ლენტის მართობული მიმართულებით ($\varphi=0$), გამოსხივება მაქსიმალურია $F(\varphi, \gamma_1) = \frac{\pi}{4}$, ხოლო ლენტის სიბრტყეში, სადაც $\varphi=\pi/2=90^\circ$, გვაქვს:

$$F(\pi/2, \gamma_1) = \frac{\pi}{4} J_0\left(\frac{\gamma_1}{2}\right) \quad (4.84)$$

ახლა ყველაფერი დამოკიდებულია იმაზე, თუ როგორი რიცხვითი მნიშვნელობა ექნება γ_1 - პარამეტრს, თუ $\frac{\gamma_1}{2} = \mathcal{H}_n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), სადაც \mathcal{H}_n

ბესელის ნულოვანი რიგის ფუნქციის ფესვებია, მაშინ აღნიშნული მიმართულებით გასხივება არ მოხდება.



ნახ. 4. 6. ზოლისა და ორი ცილინდრისაგან შედგენილი რეტრანსლატორის მახასიათებლები.

ამ შემთხვევაში ლენტის სიგანის შეფარდება ტალღის სიგრძესთან $\frac{a}{\lambda}$ ტოლი იქნება სიდიდეების $\frac{a}{\lambda} = \mathcal{H}_n/\pi$, როგორც ცნობილია ბესელის ფუნქციათა თეორიიდან [5]:

$$\mathcal{H}_1 \cong 2,4; \quad \mathcal{H}_2 \cong 5,45; \quad \mathcal{H}_3 \cong 8,5; \quad \mathcal{H}_4 \cong 11,8; \quad \dots \quad (4.85)$$

(4.83) - ფორმულიდან კიდევ გამომდინარეობს ერთი საინტერესო შედეგი, კერძოდ ის, რომ იმ φ კუთხეებზე, რომლებიც აკმაყოფილებენ პირობას

$$\varphi_v = \arcsin\left(\frac{2\mathcal{H}_v}{\gamma_1}\right) \quad (v = 1, 2, 3, \dots), \quad \left|\sin\frac{2\mathcal{H}_v}{\gamma_1}\right| < 1, \quad (4.86)$$

სადაც \mathcal{H}_v - ბესელის ნულოვანი რიგის ფუნქციის ფესვებია, ენერგიის გასხივება არ მოხდება. ვინაიდან ასეთ შემთხვევაში სრულდება ტოლობა

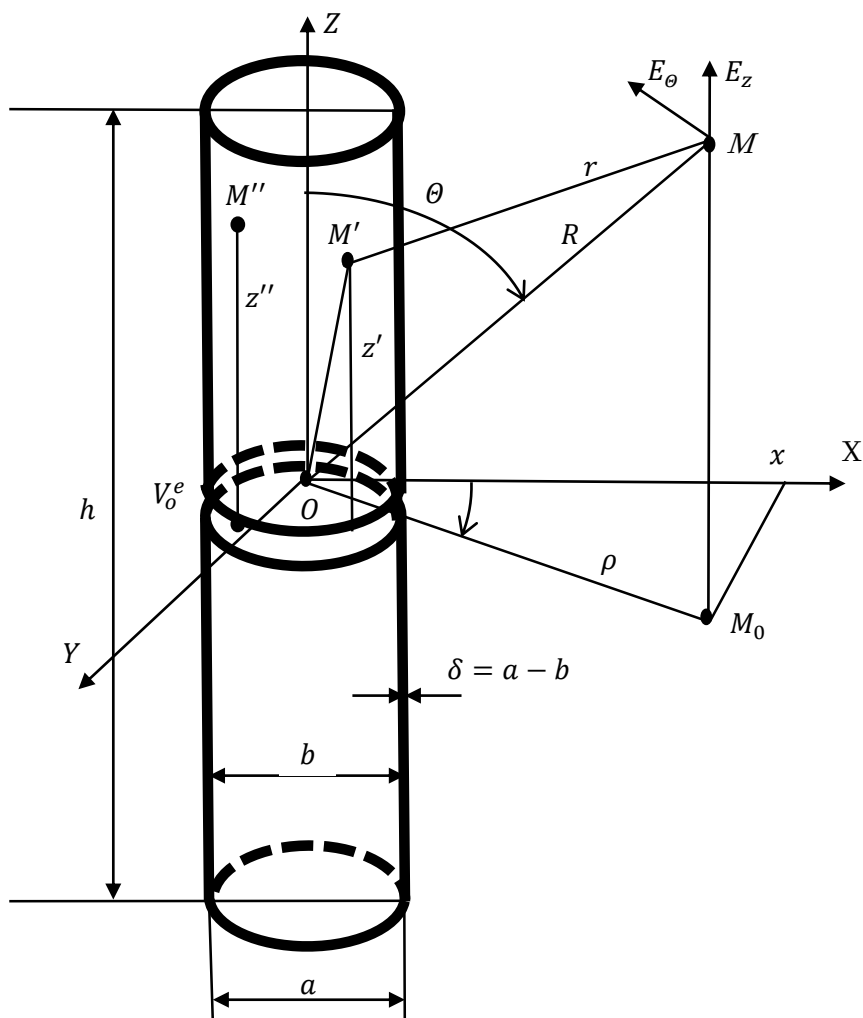
$$F(\varphi_v, \gamma_1) = 0. \quad (4.87)$$

ნახ. 4.6.-ზე (4.83) - ფორმულის გამოყენებით, აგებულია ლენტის გამოსხივების დიაგრამები γ_1 - პარამეტრის სხვადასხვა რიცხვითი მნიშვნელობებისათვის. დიაგრამები იძლევიან ნათელ წარმოდგენას ლენტის ელექტროდინამიკური თვისებების, კერძოდ სივრცეში მის მიერ გასხივებული ველის სტრუქტურის (განაწილების) შესახებ, (მისი რეტრანსლატორული თვისების უნარის შესახებ), რაზედაც სამეცნიერო ლიტერატურაში ყურადღება პრაქტიკულად არ გამახვილებულა.

5. სიმეტრიული ვიბრატორის (დიპოლის)

კორექტული თეორია

განვიხილოთ სიმეტრიული ვიბრატორის (დიპოლური ანტენის) ელექტროდინამიკური თეორია იმ შემთხვევისათვის, როდესაც დიპოლი წარმოადგენს ღრუ, წრიული განივკვეთის, თხელ კედლიან, იდეალურად გამტარ ცილინდრს, რომლის შუა ნაწილში მოდებულია ჰარმონიული ე. მ. ძალა.



ნახ. 5. 1. სიმეტრიული ვიბრატორის სქემა.

ნახ. 5.1 - ზე წარმოდგენილია უმარტივესი სახის გადამცემი ანტენის - სიმეტრიული ვიბრატორის (ანუ დიპოლის) ორიენტაცია სწორკუთხა (X, Y,

Z) კოორდინატთა სისტემაში. იგი არის სასრულო სიგრძის, წრიული განივკვეთის, იდეალურად გამტარი თხელკედლიანი ღრუ ცილინდრი, რომელიც შუაში გაწყვეტილია, ხოლო წყვეტის წერტილებში ჰარმონიული ე. მ. ძალაა მოდებული, რომელიც ცილინდრის ზედაპირზე აღძრავს მხოლოდ აქსიალური მნიშვნელობის დენს. ეს უკანასკნელი კი წარმოადგენს აღნიშნული ზედაპირიდან გასხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღების წყაროს.

ამ ტალღების სტრუქტურის დადგენა გამოყენებითი ელექტროდინამიკის ერთერთი მთავარი ამოცანაა, რომლის გადაწყვეტასაც, მოყოლებული გასული საუკუნის 30 - იანი წლებიდან დღემდე სამეცნიერო პუბლიკაციების დიდი რაოდენობა მიემდვნა, რომელთა ვრცელი მიმოხილვა მოცემულია კინგის მიერ [35].

დიპოლის ელექტრომაგნიტური თეორიის თანამედროვე მდგომარეობის ლაკონური შეფასება, რომელიც კინგმა გააკეთა, ასე ჟღერს - „სამწუხაროდ, უმარტივესი, წვრილი დიპოლის გამოსხივების ამოცანის დასმა და მისი ამონახსნის მიღება გასაოცრად რთული აღმოჩნდა მაშინაც კი, როდესაც იგი სიცარიელეში იმყოფება“ [35]. მაგრამ ამ, სავსებით სწორი, შეფასების დასაბუთება კინგს არ მოყავს. ქვემოთ ჩვენ შევეცდებით დავასაბუთოთ კინგის ეს მოსაზრება.

დიპოლის კორექტული ელექტროდინამიკური თეორიის ჩამოყალიბებისათვის საჭიროა, პირველ რიგში, კორექტულად იქნას ამოხსნილი ინტეგრალური განტოლება:

$$\int_{-h/2}^{h/2} I(z')G(z', z'')dz' = -[C_1 \cos(kz'') + D_1 \sin(k|z''|)]. \quad (5.1)$$

სადაც $I(z')$ - არის დიპოლის აქსიალური დენის მნიშვნელობა, z' და z'' - დიპოლის ზედაპირზე ნებისმიერად შერჩეული M' და M'' წერტილების აქსიალური კოორდინატებია,

$$G(z', z'') = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} d\varphi \quad (5.2)$$

- ინტეგრალური განტოლების გულია, სადაც:

$$r = \sqrt{(z'' - z')^2 + \left(2a \sin \frac{\varphi}{2}\right)^2}, \quad (5.3)$$

აქ a - დიპოლის გარეთა რადიუსია, $-\pi \leq \varphi \leq \pi$, ხოლო D_1 - კი ცნობილი სიდიდეა $D_1 = \frac{iV_0^{(e)}}{2Z_0}$, $V_0^{(e)}$ - არის გარეშე ე. მ. ძალის ამპლიტუდა, ხოლო $Z_0 = 120\pi(\Omega)$ - თავისუფალი სივრცის ტალღური წინაღობაა.

როგორც ვხედავთ ინტეგრალური განტოლების გული (5.2) კვადრატურითაა წარმოდგენილი. დიდი ხნის განმავლობაში ვერ ხერხდებოდა (5.2) ინტეგრალის გამოთვლა და მამასადამე მისი ცხადი სახით წარმოდგენა, სწორედ ეს გარემოება გახდა იმისი მიზეზი, რომ კინგი მივიდა ზემოთ ციტირებულ მოსაზრებამდე.

უნდა აღინშნოს, რომ ადრეულ პუბლიკაციებში არსად არ არის მითითებული ის ფაქტი, რომ ინტეგრალური განტოლების გული (5.2) სინგულარულია; წერტილში $z' = z''$, მისი მნიშვნელობა უსასრულოდ დიდი ხდება: $G(z', z') = \infty$. ამის გამო არც ის იქნა გამოკვლეული, თუ რა ხასიათისაა ეს სინგულარულობა, რაზედაც მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ინტეგრალური განტოლების ამონახსნის სტრუქტურა.

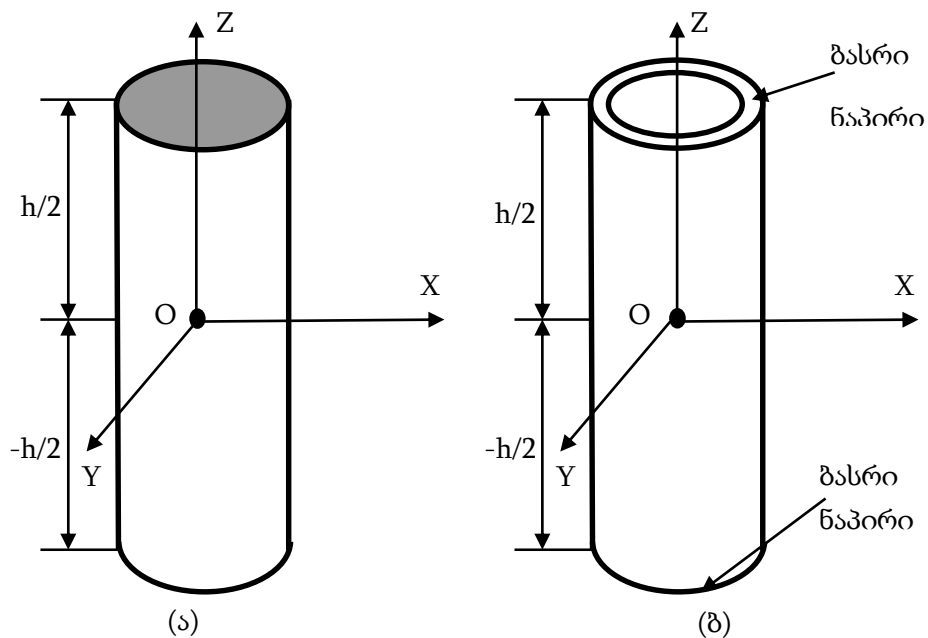
შექმნილმა სიტუაციამ გამოიწვია იმისი მცდელობა, რომ მოეხდინათ რეალური გულის აპროქსიმაცია ისე, რომ ეს უკანასკნელი გარკვეული აზრით, ადეკვატური ყოფილიყო თავის წინამორბედთან მიმართებაში. ასეც მოხდა, (5.2) გამოსახულება შეიცვალა ასეთი ფუნქციით:

$$G(z', z'') = \frac{e^{-ik\sqrt{(z' - z'')^2 + a^2}}}{\sqrt{(z' - z'')^2 + a^2}}. \quad (5.4)$$

რამაც გამოიწვია ზემოთ აღნიშნული სინგულარობის შეცვლა ძლიერი უტოლობით $|G(z', z'')| \approx \left(\frac{1}{ka}\right) \gg 1$, რაც პრაქტიკულად ყოველთვის სრულდება წვრილი დიპოლების შემთხვევაში.

უნდა ითქვას, რომ ასეთმა დაშვებამ გარკვეული პროგრესი შეიტანა დიპოლის ელექტროდინამიკური თეორიის განვითარებაში; კერძოდ კინგმა,

თავის გამოკვლევებში [35] აჩვენა, რომ ამ შემთხვევაში თეორიული შედეგები კარგ თანხმობაშია ექსპერიმენტულთან, თუ სრულდება პირობა $h/\lambda \leq 0,62$ და ბოლოს, ყურადღება გვინდა შევაჩეროთ ერთ გარემოებაზე, რომელსაც, ჩვენი აზრით, პრინციპული მნიშვნელობა უნდა ჰქონდეს: კერძოდ, (5.1) ინტეგრალური განტოლების ამონახსნის ანალიზური სახე (ფორმა) დამოკიდებულია დიპოლის გეომეტრიულ ფორმაზე; კერძოდ იგი შეიძლება იყოს მასიური მეტალური ცილინდრი გლუვი ბოლოებით (ნახ. 5.2ა), ანუ ღრუ თხელკედლიანი ცილინდრი ბასრ ნაპირებიანი ღია ბოლოებით. (ნახ. 5.2ბ).



ნახ. 5. 2. გლუვბოლოიანი (ა) და ბასრ ნაპირიანი (ბ) ვიბრატორების სქემები.

ორივე შემთხვევაში (5.1) ინტეგრალური განტოლების ამონახსნი უნდა აკმაყოფილებდეს დიპოლის ბოლოებზე ნულოვან სასაზღვრო პირობებს:

$$\lim_{z' \rightarrow \pm h/2} I(z') = 0, \quad (5.5)$$

მაგრამ წინასწარ უნდა გაირკვეს რა კანონით უნდა ხორციელდებოდეს ეს პროცესი; ყველაზე უფრო მოსალოდნელია, რომ მას ასეთი სახე ჰქონდეს:

$$\lim_{z' \rightarrow \pm h/2} I(z') = const \lim_{z' \rightarrow \pm h/2} \left(\frac{h}{2} + |z'| \right)^\alpha, \quad \alpha = const > 0, \quad (5.6)$$

ოლონდ საჭიროა წინასწარ, გარკვეული მოსაზრებების საფუძველზე, დადგინდეს α - პარამეტრის მნიშვნელობა.

გავარკვიოთ ეს ჯერ პირველი შემთხვევისათვის (ნახ. 5.2ა). ვისარგებლოთ კინგის იმ მოსაზრებით, რომ ინტეგრალური განტოლების გულის სინგულარობის გამო, იგი δ - ს მაგვარ ფუნქციათა კლასს განეკუთვნება [35]. ამიტომ სამართლიანი შეიძლება იყოს მიახლოებითი ტოლობა:

$$G(z', z'') = M\delta(z' - z''), \quad (5.7)$$

სადაც M - ე. წ. მანორმირებული მამრავლია; ახლა, (5.1) ინტეგრალური განტოლების მიახლოებითი ამონახსნი მიიღება ტრივიალურად:

$$MI(z') = -C \cos(kz') + D \sin(k|z'|). \quad (5.8)$$

ხოლო (5.5) პირობის თანახმად კი, ადვილად ვპოულობთ C უცნობი კოეფიციენტის მნიშვნელობას:

$$C = D \sin(kh/2) / \cos(kh/2),$$

რომლის ჩასმა (5.8) - ში საბოლოოდ გვაძლევს ასეთ შედეგს:

$$I(z') = -I_m \sin \left[k \left(\frac{h}{2} - |z'| \right) \right], \quad \left(I_m = \frac{D}{M} \right), \quad (5.9)$$

საიდანაც:

$$\lim_{z' \rightarrow \pm h/2} I(z') = \text{const} \lim_{z' \rightarrow \pm h/2} \left(\frac{h}{2} + |z'| \right).$$

და მაშასადამე (5.6) - ის მარჯვენა მხარეში პარამეტრი $\alpha=1$.

შევნიშოთ, რომ (5.9) გამოსახულება, შედარებით უფრო რთული გზით მიღებული აქვთ ჰალენს [62], ლეონტოვიჩს და ლევენს [63].

განვიხილოთ ახლა სიტუაცია, როდესაც დიპოლი წარმოადგენს თხელ კედლიან და ბასრ ნაპირებიან ცილინდრს (ნახ. 5.2ბ). ჩვენ აქ დავუშვებთ, რომ (5.1) - განტოლებაში, თუ გული (5.4) - თანაფარდობის სახითაა წარმოდგენილი, მაშინ (5.1) - განტოლებას ჰალენის ინტეგრალური განტოლება ეწოდება. ამ შემთხვევაში, (5.6) - გამოსახულების მარჯვენა მხარეში α - პარამეტრის მნიშვნელობის დადგენა შეიძლება შემდეგი მოსაზრების საფუძველზე: განტოლების ამონახსნი ისეთი ფორმით ვეძიოთ, რომ პირობა:

$$I(z') \Big|_{z' = \pm h/2} = 0 \quad (5.10)$$

დაკმაყოფილებული იყოს a priori, მაგალითად ასეთი სახით

$$I(z') = \sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} U_{2s+1} \left(\frac{2z'}{h} \right), \quad (5.11)$$

სადაც X_s - უცნობი კოეფიციენტებია, ხოლო $U_{2s+1} \left(\frac{2z'}{h} \right)$ ჩეზიშევის მეორე გვარის ფუნქციაა, იგი ორიგინალურ სისტემას ქმნის ($-1 \leq \xi \leq 1$) ინტერვალში, სადაც $\xi = 2z'/h$ და აკმაყოფილებს პირობას:

$$\int_{-1}^1 \frac{U_{2s+1}(\xi) U_{2v+1}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} d\xi = \frac{\pi}{2} \delta_{sv}, \quad (5.12)$$

სადაც δ_{sv} - კრონეკერის სიმბოლოა, ხოლო

$$\begin{aligned} U_{2s+1}(\xi) &= \sin[(2s+1) \arccos \xi] = \\ &= \frac{1}{2i} \sqrt{1-\xi^2} \left\{ (\xi + i\sqrt{1-\xi^2})^{2s+1} - (\xi - i\sqrt{1-\xi^2})^{2s+1} \right\}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

აქედან ცხადია, რომ (5.11) - ის მიხედვით საძიებელი დენი, როცა $z' = \pm h/2$, ქრება როგორც:

$$\lim_{z' \rightarrow \pm h/2} I(z') = \text{const} \lim_{z' \rightarrow \pm h/2} \sqrt{1 - \left(\frac{2z'}{h} \right)^2} = 0.$$

და მაშასადამე (5.6) - ში, $s=1/2$, ამ სიტუაციას, პირველისაგან განსხვავებით (როცა $s=1$), შეიძლება „ბასრ ნაპირებზე პირობა“ ვუწოდოთ.

5.1. დიპოლის მოდერნიზებული თეორია.

პირველ რიგში გადავიდეთ უგანზომილებო ცვლადებზე $\xi = 2z'/h$ და $\eta = 2z''/h$ და ჰალენის ინტეგრალური განტოლება ასეთი სახით ჩავწეროთ:

$$\int_{-1}^1 J(\xi) K(\xi - \eta) d\xi = -[C \cos(\beta\eta) + D \sin(\beta|\eta|)], \quad (-1 \leq \eta \leq 1), \quad (5.14)$$

სადაც შემოღებულია შემდეგი აღნიშვნები:

$$J(\xi) = I(z') \Big|_{z' = h\xi/2}, \quad C = \frac{iC_1}{Z_0}, \quad D = \frac{iD_1}{Z_0},$$

$$K(\xi - \eta) = \frac{e^{-i\beta\sqrt{\gamma^2 - (\eta - \xi)^2}}}{\sqrt{\gamma^2 - (\eta - \xi)^2}}, \quad \left(\gamma = \frac{2a}{h}, \beta = \pi h/\lambda \right). \quad (5.15)$$

(5.14) - განტოლების ამონახსნს (5.11)- ის თანახმად ასეთი ფორმით ვეძებთ:

$$J(\xi) = \sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1}, U_{2s+1}(\xi). \quad (5.16)$$

ფაქტიურად ეს არის ფურიეს განზოგადოებული მწკრივი ჩებიშევის II - გვარის ორთოგონალური ფუნქციების მიხედვით. ამ მწკრივის ჩასმა (5.14) - ის მარცხენა მხარეში გვაძლევს ფუნქციონალურ განტოლებას:

$$\sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1}, F_{2s+1}(\eta) = -[C \cos(\beta\eta) + D \sin(\beta|\eta|)], \quad (-1 \leq \eta \leq 1), \quad (5.14)$$

სადაც:

$$F_{2s+1}(\eta) = \int_{-1}^1 K(\xi - \eta) U_{2s+1}(\xi) d\xi, \quad (5.18)$$

ამ ინტეგრალის მიახლოებითი მნშვნელობის გამოსათვლელად, ვისარგებლოთ იმ გარემოებით, რომ ფუნქცია $K(\xi - \eta)$ δ - ს მაგვარ ფუნქციათა კლასს განეკუთვნება, ამიტომ ვწერთ:

$$K(\xi - \eta) = M\delta(\xi - \eta), \quad (M = const, -1 \leq \xi, \eta \leq 1),$$

სადაც M - მანორმირებული მამრავლია, იგი განისაზღვრება შემდეგნაირად: გადავიდეთ ახალ ცვლადზე $\tau = \xi - \eta$, ($-2 \leq \tau \leq 2$), მაშინ:

$$K(\tau) = M\delta(\tau).$$

შევნიშნოთ, რომ $K(\tau)$ ფინიტური ფუნქციაა, რადგანაც იგი ფიზიკური თვალსაზრისით ასეთ პირობას აკმაყოფილებს:

$$K(\tau) = \begin{cases} 0, & \text{როცა } |\tau| > 2 \\ M\delta(\tau), & \text{როცა } |\tau| \leq 2 \end{cases}$$

თუ ახლა მოვახდენთ ამ ტოლობის ინტეგრებას დახურულ შუალედში ($-2 \leq \tau \leq 2$), მივიღებთ:

$$\int_{-2}^2 K(\tau) d\tau = M \int_{-2}^2 \delta(\tau) d\tau = M.$$

$K(\tau)$ ფუნქციის ფინიტურობის გამო ჩვენ შეგვიძლია ინტეგრების საზღვრების გაზრდა $-\infty$ - დან $+\infty$ - მდე, ანუ

$$\int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\beta\sqrt{\gamma^2+\tau^2}}}{\sqrt{\gamma^2+\tau^2}} d\tau = i\pi H_0^{(2)}(\beta\gamma) = i\pi H_0^{(2)}(ka)$$

და მაშასადამე (5.18) ფორმულა გადადის (5.19) - ში.

$$F_{2s+1}(\eta) \cong i\pi H_0^{(2)}(ka) U_{2s+1}(\eta) \quad (5.19)$$

ხოლო (5.12) -ის გათვალისწინებით, (5.17) - განტოლების ამონახსნისათვის გვექნება:

$$X_{2s+1} = -\frac{\frac{2}{\pi i} (Ca_{2s+1}Db_{2s+1})}{H_0^{(2)}(ka)}, \quad (5.20)$$

რომელიც უნდა ჩაისვას (5.17) განტოლების მარჯვენა ნაწილში, მაგრამ ვიდრე ამას გავაკეთებდეთ, ჯერ გამოვთვალოთ ინტეგრალი:

$$a_{2s+1} = \int_{-1}^1 \frac{\cos(\beta\eta) \sin[(2s+1)\arccos\eta]}{\sqrt{1-\eta^2}} d\eta,$$

რომელიც შეიძლება ადვილად გადავიყვანოთ ასეთ სახეზე:

$$a_{2s+1} = \int_0^\pi \cos(\beta \cos \varphi) \sin[(2s+1)\varphi] d\varphi.$$

ცნობილი თანაფარდობის თანახმად:

$$\cos(\beta \cos \varphi) = J_0(\beta) + 2 \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s J_{2s}(\beta) \cos(2s\varphi)$$

და შემდგომი ინტეგრირების შედეგად (5.20) გამოსახულებაში მივიღებთ:

$$\begin{aligned} a_{2s+1} &= \int_{-1}^1 \frac{\cos(\beta\eta) \sin[(2s+1)\arccos\eta]}{\sqrt{1-\eta^2}} d\eta = \\ &= \frac{2J_0(\beta)}{2s+1} + \sum_{\mu=1}^{\infty} (-1)^\mu \frac{2s+1}{(2s+1)^2 - 4\mu^2} J_{2\mu}(\beta). \end{aligned} \quad (5.21)$$

ანალოგიური პროცედურით მიიღება b_{2s+1} - კოეფიციენტის მნიშვნელობა:

$$b_{2s+1} = \int_{-1}^1 \frac{\sin(\beta\eta) \sin[(2s+1)\arccos \eta]}{\sqrt{1-\eta^2}} d\eta =$$

$$= \sum_{\mu=1}^{\infty} (-1)^\mu J_{2\mu}(\beta) \left[\frac{(-1)^{s-\mu} - 1}{s-\mu} - \frac{(-1)^{s+\mu+1} - 1}{s+\mu+1} \right]. \quad (5.22)$$

ახლა (5.20) გამოსახულება ჩავსვათ (5.17) - ის მარცხენა მხარეში, რის შემდეგ (5.19) - ის გათვალისწინებით მივიღებთ:

$$2C \sum_{s=0}^{\infty} a_{2s+1} U_{2s+1}(\eta) + 2D \sum_{s=0}^{\infty} b_{2s+1} U_{2s+1}(\eta) = C \cos(\beta\eta) + D \sin \beta|\eta|. \quad (5.23)$$

თუ ახლა დავუშვებთ, რომ $\eta=0$, მაშინ ადვილად მივიღებთ C - უცნობისათვის ასეთ გამოსახულებას, რომელშიც $U_{2s+1}(0) = (-1)^s$:

$$C = D \frac{2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s b_{2s+1}}{1 - 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s a_{2s+1}}. \quad (5.24)$$

ამ გამოსახულების ჩასმა (5.20) თანაფარდობაში და შემდეგ კი მიღებული შედეგის შეტანა (5.11) - ის მარჯვენა მხარეში იძლევა ჰალენის ინტეგრალური განტოლების - (5.14) - ის მიახლოებით ამონახსნს ანალიზურ ფორმაში:

$$I(z') = \frac{2iD}{\pi H_0^{(2)}(ka)} \sum_{s=0}^{\infty} (a_{2s+1} + P b_{2s+1}) U_{2s+1} \left(\frac{2z'}{h} \right), \quad (5.25)$$

სადაც

$$P = 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s b_{2s+1} / \left(1 - 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s a_{2s+1} \right). \quad (5.26)$$

დიპოლის ერთერთი ყველაზე მთავარი ელექტროდინამიკური მახასიათებელია ფუნქცია $F(\theta)$, რომელიც იძლევა ელექტრული ველის ვექტორის მერიდიანული მდგენელის - E_θ - ს დამოკიდებულებას θ მერიდიანულ კუთხეზე, როდესაც დაკვირვების M წერტილი შორეულ ზონაში იმყოფება ($kR \gg 1$) (ნახ. 5.1). $F(\theta)$ ფუნქციის გრაფიკს, ცნობილია, გამოსხივების დიაგრამა ეწოდება. ჩვენს შემთხვევაში ამ ფუნქციას ასეთი სახე აქვს:

$$F(\theta) = \sin \theta \sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} \cdot (2s+1) \frac{J_{2s+1}(\beta \cos \theta)}{(\beta \cos \theta)}. \quad (5.27)$$

თუ ახლა გავითვალისწინებთ (5.20) და (5.24) გამოსახულებებს, მაშინ X_{2s+1} - კოეფიციენტებისათვის გვექნება:

$$X_{2s+1} = RD \sum_{s=0}^{\infty} (Pa_{2s+1} + b_{2s+1}), \quad (5.28)$$

სადაც

$$R = -\frac{2}{i\pi H_0^{(2)}(ka)}. \quad (5.29)$$

(5.27) - ის მარჯვენა მხარეში მყოფი მწკრივი ძალზე სწრაფად კრებადია იმის გამო, რომ როცა სრულდება უტოლობა $2s+1 > \beta$ მაშინ, როგორც ცნობილია ბესელის ფუნქცია ექსპონენციალური კანონის მიხედვით ქრება ინდექსის (s) ზრდას ერთად; ამიტომ თუ დავუშვებთ, რომ $\beta \leq \pi$ (ანუ $h/\lambda \leq 1$), მაშინ (5.27) გამოსახულებაში შეიძლება მწკრივის პირველი ორი წევრით დავკმაყოფილდეთ:

$$F(\theta) \cong \left[\frac{X_1 J_1(\beta \cos \theta)}{\beta \cos \theta} + 3 \frac{X_3 J_3(\beta \cos \theta)}{\beta \cos \theta} \right] \sin \theta,$$

ანუ:

$$F(\theta) \cong X_1 \frac{J_1(\beta \cos \theta) + 3QJ_3(\beta \cos \theta)}{\beta \cos \theta} \sin \theta, \quad \left(Q = \frac{X_3}{X_1} \right). \quad (5.30)$$

აქედან ჩანს, რომ დიპოლის მართობული მიმართულებით

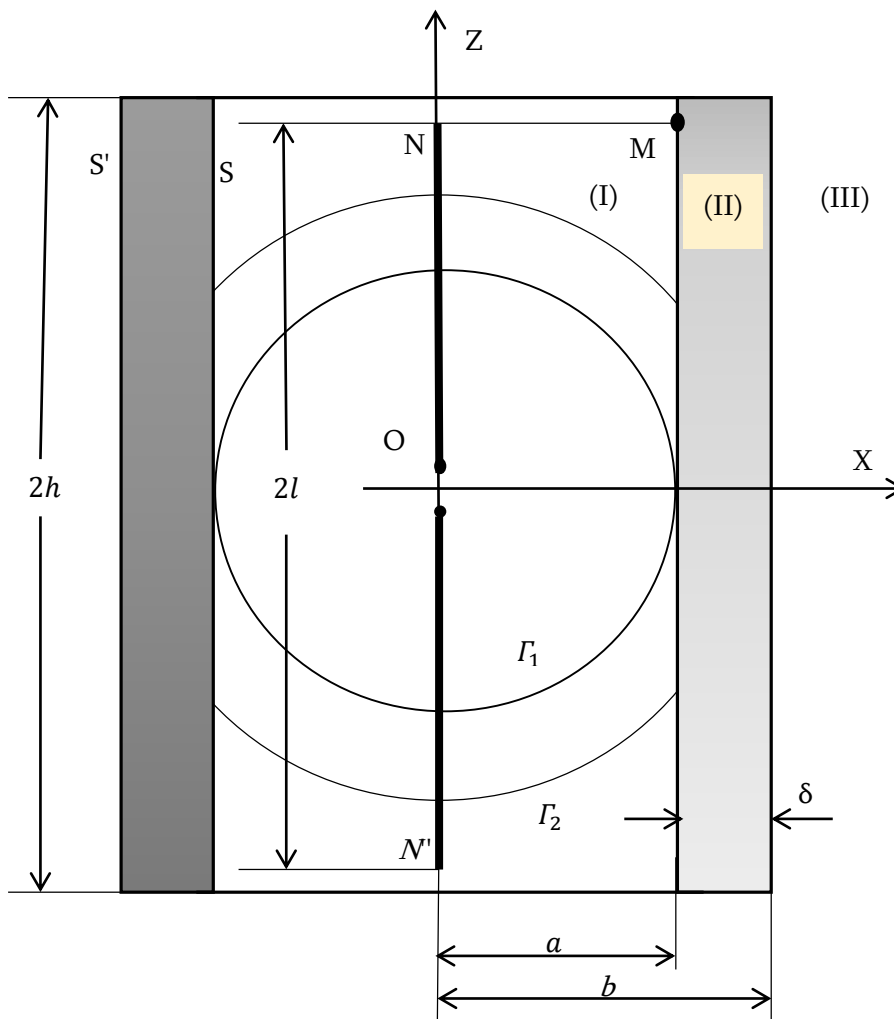
$$(\theta=90^\circ) F(90^\circ) = \frac{X_1}{2} = \max.$$

გარდა ამისა, როგორც მოსალოდნელი იყო დიპოლის ღერძის გასწვრივ ($\theta=0^\circ$), გასხივება არ ხდება $F(0^\circ) = 0$. თუ ახლა (5.30) გამოსახულების ორივე მხარეს გავყოფთ $F(90^\circ)$ - ზე, მაშინ (5.30) - ის ნაცვლად გვექნება დიპოლის ნორმირებული მახასიათებელი:

$$F_{\text{ნორმ}} = \frac{F(\theta)}{F(90^\circ)} = 2 \frac{J_1(\beta \cos \theta) + 3QJ_3(\beta \cos \theta)}{\beta \cos \theta} \sin \theta. \quad (5.31)$$

6. რთული კონსტრუქციის ცილინდრული ანტენის ელექტროდინამიკური ანალიზი

ნახ. 6.1.-ზე წარმოდგენილია ანტენის კვეთი ($Y=0$) ვერტიკალურ სიბრტყეში. იგი შედგება წრიული განივკვეთის ღრუ ცილინდრისაგან, რომლის კედელი დიელექტრიკული შრეა, ცილინდრის ღერძზე, მის გასწვრივ, აქტიური დიპოლია მოთავსებული. დიპოლი იკვებება მის ცენტრში მოდებული ჰარმონიული ე. მ. ძალის საშუალებით. ცილინდრის ფუძეები არიან მეტალური ფირფიტები.



ნახ. 6. 1. ვიბრატორისა და დიელექტრიკული ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის კვეთი.

შემდეგში ჩვენ ვისარგებლებთ აღნიშვნებით: $2h$ - ცილინდრის სიმაღლეა, $2l$ - დიპოლის სიგრძეა. იგი არ ებჯინება ცილინდრის ფუძეებს, მაგრამ მისი სიმაღლე მცირედ განსხვავდება ცილინდრის სიმაღლისგან, δ -თი აღნიშნულია დიელექტრიკული შრის სიგანე, $\delta = b - a$, სადაც b - არის ცილინდრის გარეთა, ხოლო a - შიდა რადიუსი. S და S' წარმოადგენენ დიელექტრიკული შრის შიდა და გარეთა ზედაპირებს.

ანტენა შემდეგნაირად ფუნქციონირებს: დიპოლიდან გასხივებული სფერული ელექტრომაგნიტური ტალღის ნაწილი ირეკლება დიელექტრიკული ფენის შიდა S - ზედაპირიდან, ნაწილი დიელექტრიკულ ფენაში გადადის. ეს უკანასკნელი კი S' გარე ზედაპირიდან ნაწილობრივ აირეკლება და ნაწილობრივ გარეთა სივრცეში გაჟონავს. აღწერილი პროცესი იღებს სტაციონარულ ხასიათს, რომლის დროსაც, ცილინდრის ორივე (I) და (II) არეებში მყარდება მდგარი, ხოლო გარეთა (III) არეში კი - გამრბენი ტალღის რეჟიმი.

ჩვენი ამოცანაა - აღნიშნულ არეებში ელექტრომაგნიტური ველის სტრუქტურების დადგენა, რაც შეიძლება განხორციელდეს ამ არეებისათვის მაქსველის განტოლებათა სისტემის ამონახსნების მიღებით ანალიზურ ფორმაში.

ამ ამოცანის ამოხსნას წარმოვადგენთ ანალიზური ფორმით ზოგიერთი, პრაქტიკულად მისაღები დაშვებების ხარჯზე. ამისათვის გავითვალისწინოთ, რომ დიპოლიდან გამოსხივებული ტალღა, რომელიც დიელექტრიკული ფენის შიდა S ზედაპირს ეცემა, სფერული ტალღაა, რის გამოც S ზედაპირზე აღძრული ველის განაწილება არასინფაზური (არათანაბარი) იქნება. ეს გარემოება ართულებს კვლევის პროცესს მათემატიკური თვალსაზრისით. ამისათვის ვაჩვენოთ, თუ რა პირობა უნდა იყოს დაცული, რათა ფაზური განაწილება S ზედაპირზე თითქმის სინფაზური აღმოჩნდეს.

ამ მიზნით განვიხილოთ O' და M წერტილებში აღძრული ველის ფაზათა სხვაობა, რომელიც ასე გამოისახება:

$$\Delta\varphi = K \left(\sqrt{l^2 + a^2} - a \right) \quad (6.1)$$

(ნახ. 6.1-ზე Γ_1 და Γ_2 არიან დიპოლიდან გამოსხივებული ველის შესაბამისი ტალღათა ფრონტები). ტალღათა თეორიიდან ცნობილია, რომ თუ რაიმე ზედაპირზე ფაზათა სხვაობა ემორჩილება რელეის პირობას - $\Delta\varphi \leq \pi/4$, მაშინ ფაზათა სხვაობა ორ წერტილს შორის, შეიძლება ჩაითვალოს, რომ თითქმის ერთნაირია. უფრო სწორად რომ ვთქვათ ეს სხვაობა არ აღემატება რამოდენიმე ერთეულ გრადუსს. თუ დავუშვებთ, რომ $\Delta\varphi = \pi/4$, მივდივართ ასეთ თანაფარდობასთან:

$$l = \frac{\lambda}{8} \sqrt{1 + 16 \frac{a}{\lambda}} \quad \text{ანუ} \quad Kl = \frac{\pi}{4} \sqrt{1 + 16 \frac{a}{\lambda}} \quad (6.2)$$

ამ შემთხვევაში ველის განაწილება შეიძლება ჩაითვალოს, როგორც თანაბარი და მაშასადამე მისგან არეკლილი (გამოსხივებული) ველი კი, როგორც სიმეტრიული ცილინდრული ტალღა; ასე, რომ ცილინდრის შიდა არეში ველს ექნება მდგარი ცილინდრული ფორმა, კერძოდ (I) არეში იქნება მდგენელები:

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(1)} &= A_1 J_0(k\rho) + B_1 N_0(k\rho) \\ H_\varphi^{(1)} &= -\frac{A_1 k}{i\omega\mu_0\rho} J_1(k\rho) - \frac{B_1 k}{i\omega\mu_0\rho} N_1(k\rho) \end{aligned} \right\} \quad (\rho_0 \leq \rho \leq a) \quad (6.3)$$

ხოლო (II)-ში კი ასეთი:

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(2)} &= A_2 J_0(k'\rho) + B_2 N_0(k'\rho) \\ H_\varphi^{(2)} &= -\frac{A_2 k'}{i\omega\mu_0\rho} J_1(k'\rho) - \frac{B_2 k'}{i\omega\mu_0\rho} N_1(k'\rho) \end{aligned} \right\} \quad (a \leq \rho \leq b) \quad (6.4)$$

სადაც $J_0(k\rho)$, $J_1(k\rho)$, $N_0(k\rho)$ და $N_{01}(k\rho)$ არიან ბესელისა და ნეიმანის ფუნქციები, k და k' შესაბამის არეებში ტალღური რიცხვებია, A_1 , A_2 , B_1 , და B_2 უცნობი კოეფიციენტებია, რომლებიც შემდეგ სასაზღვრო პირობებიდან უნდა განისაზღვროს: $E_z^{(1)} = 0$, როცა $\rho = \rho_0$, რაც იძლევა მარტივ კავშირს A_1 და B_1 კოეფიციენტებს შორის:

$$B_1 = \frac{-A_1 J_0(k\rho_0)}{N_0(k\rho_0)}, \quad A_1 = I_0 i\omega\rho_0^2 \pi \eta_0 \frac{N_0(k\rho_0)}{2} \quad (6.5)$$

სადაც I_0 არის ვიბრატორზე აღძრული დენის ხაზოვანი სიმკვრივის ამპლიტუდა, რომელიც ექსპერიმენტით უნდა გაიზომოს.

დანარჩენი სასაზღვრო პირობები ასე გამოიყურება

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(1)} &= E_z^{(2)} \\ H_\varphi^{(1)} &= H_\varphi^{(2)} \end{aligned} \right\}, \text{ როცა } \rho = a, \quad (6.6)$$

რომელიც იძლევა ორუცნობიან წრფივ არაერთგვაროვან ალგებრულ განტოლებათა სისტემას A_2 და B_2 უცნობებისათვის. (მათი გამოსახულებები აქ არ მოგვყავს).

თუ ახლა (6.4) თანაფარდობებში ρ - ს ნაცლად ჩავსვამთ მის მნიშვნელობებს გარეთა რადიუსზე ($\rho=b$), მაშინ მიღებული გამოსახულებები მოგვცემენ ანტენის გარეთა S' - აპერტურაზე ექვივალენტური $J_z^{(e)}$ - ელექტრული და $J_\varphi^{(m)}$ - მაგნიტური დენების განაწილებებს. ამის შემდეგ კირხჰოფის ცნობილი თანაფარდობიდან ჩვენი შემთხვევისთვის ვწერთ:

$$E_z = -\frac{1}{4\pi} \oint \left[-i\omega\mu_0 J_z^{(e)} \frac{e^{-ikr}}{r} + J_\varphi^{(m)} \text{grad}_z \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right) \right] dS', \quad (6.7)$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{4\pi} \oint \left[i\omega\varepsilon_0 J_\varphi^{(m)} \frac{e^{-ikr}}{r} + J_z^{(e)} \text{grad}_\varphi \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right) \right] dS', \quad (6.8)$$

სადაც შორეული ზონისათვის

$$r \approx R - b \sin \theta \cos(\varphi - \varphi') + z' \cos \theta, \quad \frac{1}{r} = \frac{1}{R} \quad (6.9)$$

R , θ და φ არიან აღნიშნულ ზონაში დაკვირვების წერტილის სფერული კოორდინატები,

$$dS' = b dz' d\varphi', \quad -h \leq z' \leq h, \quad 0 \leq \varphi' \leq 2\pi. \quad (6.10)$$

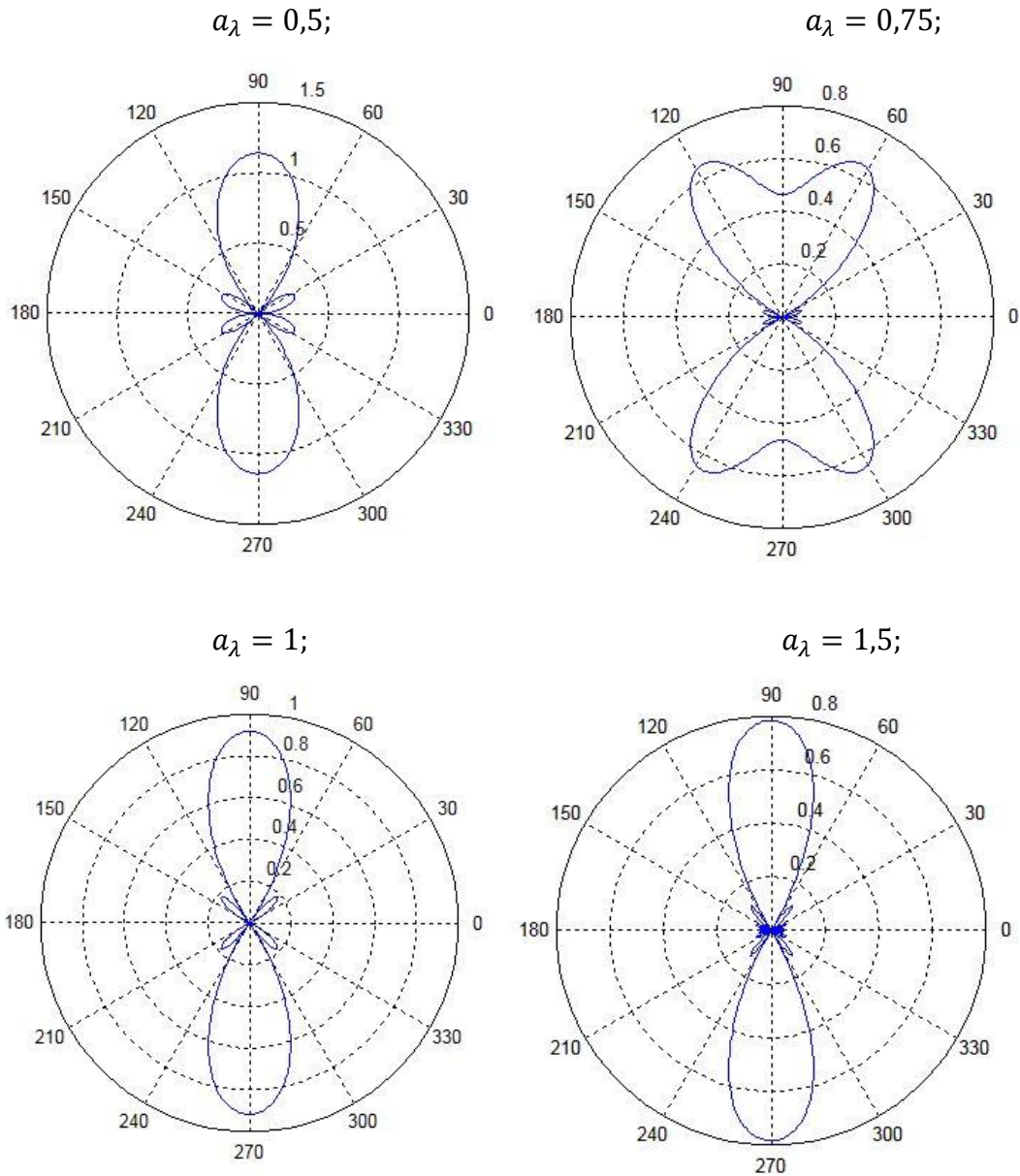
(6.7) და (6.8) გამოსახულებებში მყოფი ინტეგრალების გამოთვლის შედეგად ვპოულობთ:

$$F^{(e)}(\theta) = J_0(2\pi k a_\lambda \sin \theta) \frac{\sin(Kl \cos \theta)}{Kl \cos \theta} \sin \theta, \quad k = \frac{b}{a}, \quad (6.11)$$

სადაც $F^{(e)}(\theta)$ არის ანტენის გამოსხივების მახასიათებელი ექვივალენტური ელექტრული დენის მიხედვით, kl მოცემულია (6.2) თანაფარდობით, რომელიც, როგორც უკვე ავღნიშნეთ, ითვალისწინებს რელეის კრიტერიუმებს.

თუ (6.11)-ში ჩავსვამთ (6.2) გამოსახულებას, მივიღებთ:

$$F^{(e)}(\theta) = \left| J_0(2\pi k a_\lambda \sin \theta) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{4} \sqrt{1 + 16a_\lambda \cos \theta}\right)}{\frac{\pi}{4} \sqrt{1 + 16a_\lambda \cos \theta}} \sin \theta \right|. \quad (6.12)$$

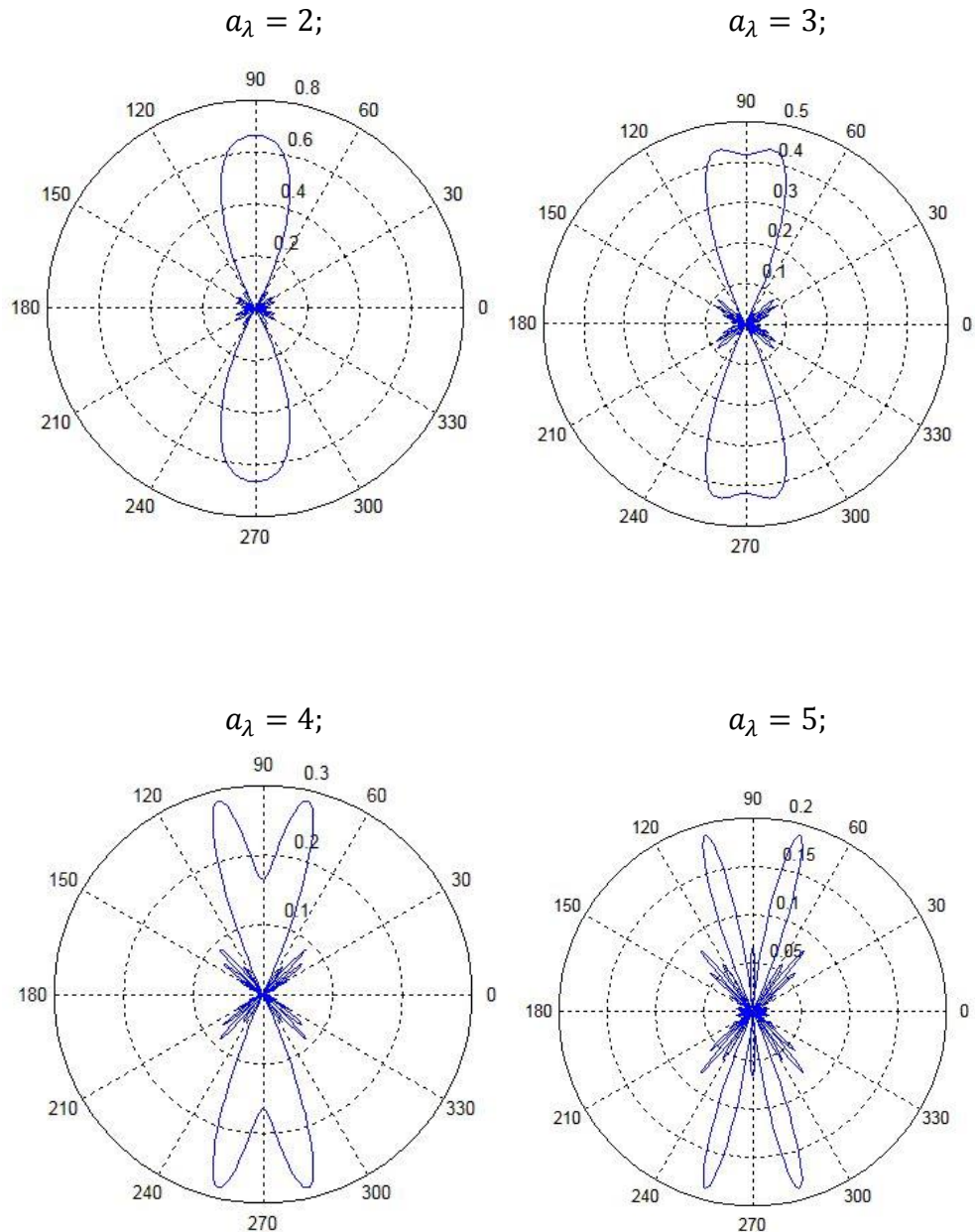


ნახ. 6. 2. რთული კონსტრუქციის ვიბრატორის მიმართულობის დიაგრამები (I ვარიანტი).

ამ ფორმულის საშუალებით აგებულია ანტენის გამოსხივების დიაგრამები, როდესაც $k = 1,08$, ხოლო a_λ პარამეტრი იღებს სხვადასხვა რიცხვით მნიშვნელობებს, რომლებიც ნახ. 6.2 და 6.3 -ზეა აღნიშნული.

ამ დიაგრამების ანალიზიდან გამომდინარეობს მოცემული ანტენის ზოგიერთი მნიშვნელოვანი თვისება: აქსიალური მიმართულებით ($\theta = 0^\circ$) ანტენა არ ასხივებს. იმ კუთხეებზე, რომლისთვისაც

$$\theta_v = \arcsin\left(\frac{\chi_v^{(0)}}{2ka_\lambda}\right), \quad (6.13)$$



ნახ. 6. 3. ვიბრატორისა და დიელექტრიკული ცილინდრისაგან შედგენილი ანტენის მიმართულობის დიაგრამები (ვარიანტი II).

სადაც $\chi_v^{(0)}$, ($v = 1, 2, 3, \dots$) არიან ბესელის ნულოვანი რიგის ფუნქციის - $J_0(\xi)$ ფესვები და სრულდება უტოლობა:

$$\frac{\chi_v^{(0)}}{2ka_\lambda} \leq 1, \quad (6.14)$$

ანტენა ენერგიას არ ასხივებს, ვინაიდან ამ დროს $F^{(e)}(\theta_v) = 0$.

ასევე იმ კუთხეებზე, როცა

$$\tilde{\theta}_\eta = \arccos\left(\frac{4\eta}{\sqrt{1+16a_\lambda}}\right), \quad (\eta = 1, 2, 3, \dots), \text{ როცა } \frac{4\eta}{\sqrt{1+16a_\lambda}} \leq 1, \quad (6.15)$$

გასხივება არ ხდება, რადგანაც ამ დროს:

$$\sin\left(\frac{\pi}{4}\sqrt{1+16a_\lambda} \cos \tilde{\theta}_\eta\right) = 0. \quad (6.16)$$

90° - იანი მიმართულებით გვაქვს:

$$F^{(e)}(90^\circ) = J_0(2\pi ka_\lambda) \quad (6.17)$$

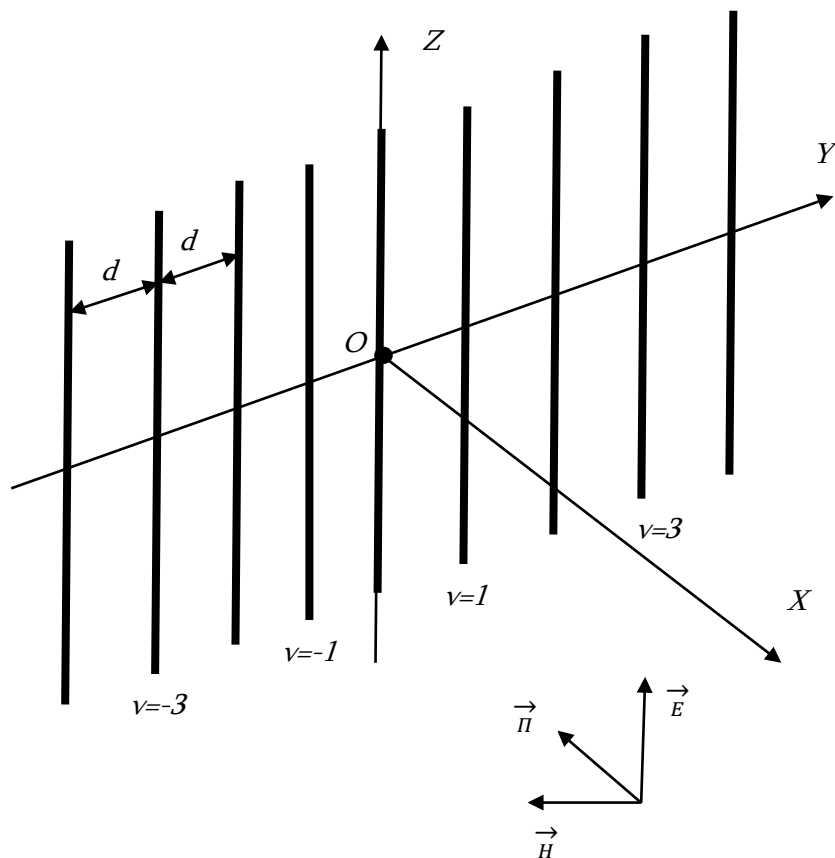
თუ ამ დროს სამართლიანი იქნება ტოლობები:

$$2\pi ka_\lambda = \chi_v^{(0)} \quad \text{ანუ} \quad a_\lambda = \frac{\chi_v^{(0)}}{2\pi k}, \quad (6.18)$$

მაშინ აღნიშნული მიმართულებებით გასხივება არ მოხდება.

7. ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა პასიური დიპოლებისგან შედგენილ ერთპერიოდიან მესერზე.

ნახ. 7.1-ზე ნაჩვენებია ჩვენს მიერ შემოთავაზებული, ჯერ კიდევ შეუსწავლელი, რეტრანსლიატორის განთავსება სწორკუთხა - XYZ კოორდინატთა სისტემაში. იგი შედგება Y - ღერძის გასწვრივ, $X=0$ სიბრტეში, ვერტიკალურად და ეკვიდისტანციურად განლაგებული პასიური, იდეალურად გამტარი, იდენტური დიპოლებისგან. ფაქტიურად, ეს ობიექტი წარმოადგენს უსასრულოდ გრძელ პერიოდულ მესერს, პერიოდით - d .



ნახ. 7. 1. ერთპერიოდიანი მესერის სქემა.

შემდეგისთვის ხელსაყრელია თითოეულ დიპოლს მივაკუთვნოთ ν ნომერი და კოორდინატა სათავე ავირჩიოთ ნულოვანი ნომრის მქონე დიპოლის ცენტრში, მაშინ დიპოლების ნუმერაცია ცხადია ასეთი იქნება (იხ. ნახ. 7.1):

$$\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

ჩვენ განვიხილავთ ისეთ სიტუაციას, როდესაც მესერს X - ღერძის საწინააღმდეგო მიმართულებიდან ნორმალურად ეცემა E - პოლარიზებული ელექტრომაგნიტური ტალღა, რომლის ელექტრულ ვექტორს ერთადერთი ვერტიკალური E_z მდგენელი გააჩნია, რომელიც რაოდენობრივად ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$E_z = A e^{-ikx + i\omega t}, \quad (7.1)$$

სადაც A ტალღის ამპლიტუდაა, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ - ტალღის სიგრძეა სიცარიელეში, ω - ტალღის წრიული სიხშირეა. (შემდეგში ჩვენ დროით მამრავლს გამოვტოვებთ).

დაცემული (7.1) ტალღა მესრის ყველა ზედაპირზე აღძრავს იდენტურ აქსიალურ დენს, რომელიც მესრიდან (რეფლექტორიდან) ანარეკლი (მეორადი) ტალღის წყაროს წარმოადგენს. ამ ტალღების სტრუქტურა, ანუ არეკლილ ველში ელექტრული ვექტორის E_{z1} ვერტიკალური მდგენელის განსაზღვრა, დაკვირვების M წერტილის ნებისმიერი მდებარეობისათვის, ჩვენი კვლევის მთავარ ამოცანას წარმოადგენს.

7.1. ერთპერიოდიანი მესრის თეორია.

E_{z1} - ის მნიშვნელობა ჩვენ შეგვიძლია ვიანგარშოთ სტანდარტული ფორმულიდან:

$$E_{z1} = k^2 \Pi_z + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2}, \quad (7.2)$$

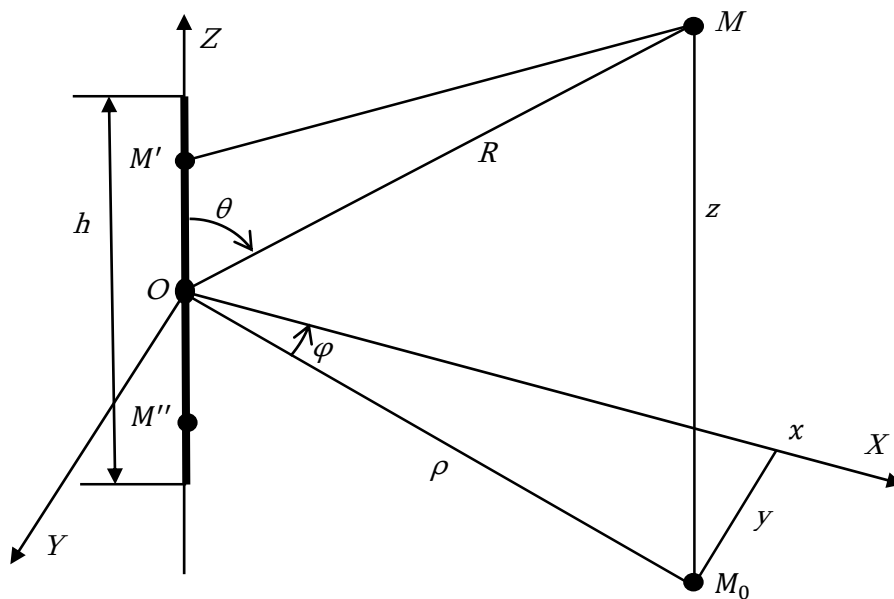
სადაც Π_z - ჰერცის ფუნქციაა და რომელიც დასმული ამოცანისათვის ასე გამოიყურება:

$$\Pi_z = \frac{r_0}{2i\omega\epsilon_0} \sum_{v=-\infty}^{\infty} \int_{-h/2}^{h/2} J(z') \frac{e^{-ikr_v}}{r_v} dz', \quad (7.3)$$

სადაც r_0 - დიპოლის რადიუსია, $\epsilon_0 = (1/36\pi) \cdot 10^{-9}$ ფ/მ, $J(z')$ - ნებისმიერ დიპოლზე აღძრული დენის ხაზოვანი სიმკვრივე, z' - ამავე დიპოლზე მდებარე M' - დაკვირვების წერტილის აქსიალური კოორდინატია (იხ. ნახ. 7.2), h - დიპოლის სიმაღლე,

$$r_v = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y' - vd)^2 + (z - z')^2}. \quad (7.4)$$

ეს არის მანძილი v - ნომრის მქონე დიპოლზე მდებარე M' წერტილიდან გარეთა სივრცეში მდებარე M დაკვირვების წერტილამდე, x', y', z' არიან წერტილის კოორდინატები, ხოლო x, y, z კი M წერტილის კოორდინატები.



ნახ. 7. 2. ზოლისა და დაკვირვების წერტილის პარამეტრები.

ჩვენ დავუშვებთ, რომ დიპოლის ელექტრული რადიუსი $kr_0 \ll 1$, ამის გამო ფუნქცია $J(z')$ პრაქტიკულად არ იქნება დამოკიდებული φ' კუთხეზე, რომელიც M' წერტილის აზიმუტალურ (ცილინდრულ) კოორდინატს წარმოადგენს. ამიტომ სამართლიანია თანაფარდობები $x' = r_0 \cos \varphi'$ და $y' = r_0 \sin \varphi'$; kx' და ky' სიდიდეების სიმცირის გამო (7.4) გამოსახულებაში

შემაჯავალი წევრები x' და y' შეიძლება უგულვებელვყოთ და (7.4) - ის ნაცვლად დაკვამაყოფილდეთ მისი მიახლოებითი მნიშვნელობით:

$$r_\nu \cong \sqrt{x^2 + (y - \nu d)^2 + (z - z')^2} . \quad (7.5)$$

იმის გამო, რომ (7.3)-ში შემაჯავალი უსასრულო მწკრივი, რომლის ჯამს ჩვენ $f(x, y, z)$ სიმბოლოთი ავლნიშნავთ,

$$f(x, y, z) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ikr_\nu}}{r_\nu}, \quad (7.6)$$

ნელაკრებადია და არ ემორჩილება მარტივ ანალიზს ფიზიკური თვალსაზრისით. კერძოდ მასში არ ჩანს ის ფაქტი, რომ ფუნქცია $f(x, y, z)$ უნდა იყოს y ცვლადთან მიმართებაში პერიოდული, პერიოდით d და უნდა წარმოადგენდეს მესრიდან გაბნეული არაქრობადი და ქრობადი ჰარმონიკების წრფივ კომბინაციას, (რაც საერთოდ დამახასიათებელია პერიოდულ მესრებზე ბრტყელი ტალღის დიფრაქციის შემთხვევაში), ამიტომ მწკრივი (7.6) საჭიროებს გარდაქმნას ისეთ ექვივალენტურ მწკრივად, რომელიც თავისუფალი იქნება ყველა ზემოთ აღნიშნული ნაკლისაგან. ეს გარდაქმნა ჩვენ ჩავატარეთ:

ვისარგებლოთ ფურიეს ცნობილი გარდაქმნისათვის პუასონის ფორმულით:

$$\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} h(\nu) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H(m), \quad (7.7)$$

სადაც $H(m)$ არის $h(\nu)$ ფუნქციის ფურიეს გარდაქმნა, ანუ

$$H(m) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi m\xi} h(\xi) d\xi . \quad (7.8)$$

(7.7) ფორმულის თანახმად, ჩვენი შემთხვევისათვის გვაქვს:

$$h(\nu) = \frac{e^{-ikr_\nu}}{r_\nu} \quad \text{და} \quad H(m) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi m\xi} \frac{e^{-ikr_\xi}}{r_\xi} d\xi . \quad (7.9)$$

(7.5) - ის თანახმად $r_\xi = \sqrt{x^2 + (y - \xi d)^2 + (z - z')^2}$, ამიტომ (7.9)

შეიძლება ასე ჩავწეროთ:

$$H(m) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi m \xi} \frac{e^{-ik\sqrt{\tau^2 + (y - \xi d_1)^2}}}{\sqrt{\tau^2 + (y - \xi d_1)^2}} d\xi, \quad (\tau^2 = x^2 + (z - z')^2). \quad (7.10)$$

თუ გადავალთ ახალ ცვლადზე $\eta = y - d_1 \xi$, ეს ინტეგრალი ასე ჩაიწერება:

$$H(m) = \frac{1}{d_1} e^{i2\pi m d_1^{-1} y} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi m d_1^{-1} \eta} \frac{e^{-ik\sqrt{\tau^2 + \eta^2}}}{\sqrt{\tau^2 + \eta^2}} d\eta, \quad (7.11)$$

აქ მიღებული ინტეგრალი ცხრილისაა [7]; საბოლოოდ გვექნება:

$$H(m) = \frac{1}{d_1} e^{i2\pi m d_1^{-1} y} i\pi H_0^{(2)} \left(2\pi \tau d_1^{-1} \sqrt{D_1^2 - m^2} \right), \quad (7.12)$$

რომლის ჩასმა (7.7) - ს მარჯვენა მხარეში გვაძლევს გამოსახულებას:

$$f(x, y, z) = \frac{i\pi}{d} \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)} \left(2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - m^2} \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right) e^{i2\pi m d^{-1} y}, \quad (7.13)$$

სადაც $H_0^{(2)}(\dots)$ - ჰანკელის მეორე გვარის ფუნქციაა, $D = d/\lambda$.

აქედან გამომდინარე (7.3) გამოსახულება შეიძლება ასე წარმოვადგინოთ:

$$\Pi_z = C_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i2\pi m d^{-1} y} \int_{-h/2}^{h/2} J(z') H_0^{(2)} \left(2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - m^2 \bar{x}} \right) dx, \quad (7.14)$$

სადაც:

$$C_0 = (r_0/2i\omega\varepsilon_0) \frac{i\pi}{d}, \quad \bar{x} = \sqrt{x^2 + (z - z')^2}. \quad (7.15)$$

ახლა საჭიროა გადავიდეთ აქსიალური დენის $J(z')$ - განსაზღვრაზე. პირველ რიგში ვაჩვენოთ, რომ იგი გარკვეულ ინტეგრალურ განტოლებას აკმაყოფილებს. ამ მიზნით უნდა ვისარგებლოთ რეალური სასაზღვრო პირობით, რომლის თანახმადაც იდეალური გამტარი ნებისმიერად შერჩეულ დიპოლის ზედაპირზე დაცემულ და გაბნეულ ტალღებში, ელექტრული ველის ტანგენციალური მდგენელები E_{z1} და E_z ერთმანეთს უნდა აკომპენსირებდნენ, ანუ $E_{z1} = -E_z$, როცა $x = r_0$, $z = z'$ და $y = 0$. ეს პირობა (7.1) და (7.2) - ის გათვალისწინებით ასეც შეიძლება ჩაიწეროს:

$$\frac{\partial^2 \Pi_{zs}}{\partial z''^2} + k^2 \Pi_{zs} = -A e^{ikr_0}, \quad \left(-\frac{h}{2} \leq z'' \leq \frac{h}{2} \right), \quad (7.16)$$

სადაც Π_{zs} არის Π_z - ის მნიშვნელობა (7.14) - დან, როდესაც $\bar{x} = \sqrt{r_0^2 + (z'' - z')^2}$, z'' არის დიპოლის ზედაპირზე ნებისმიერი M'' წერტილის აქსიალური კოორდინატი.

(7.16) დიფერენციალური განტოლების ზოგადი ამონახსნია:

$$\Pi_{zs} = -\frac{A}{k^2} e^{ikr_0} + C_1 \cos(kz'') + C_2 \sin(k|z''|) - \frac{A}{k^2} e^{ikr_0}. \quad (7.17)$$

მეორეს მხრივ, (7.14) - ის თანახმად:

$$\Pi_z = C_0 \int_{-h/2}^{h/2} J(z') \tilde{K}(|z' - z''|) dz', \quad (7.18)$$

სადაც:

$$\tilde{K}(|z' - z''|) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)} \left(2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - m^2} \right) \sqrt{r_0^2 + (z'' - z')^2}. \quad (7.19)$$

თუ ახლა (7.17) და (7.18) ტოლობების მარჯვენა მხარეებს გავუტოლებთ ერთმანეთს, მივიღებთ სასურველ ინტეგრალურ განტოლებას:

$$\int_{-1}^1 I(\xi) K(|\xi - \eta|) d\xi = C_1^* \cos(\beta\eta) + C_2^* \sin(\beta|\eta|) - B^*, \quad (7.20)$$

სადაც ჩვენ შემოვიღეთ აღნიშვნები $\xi = \frac{2}{h} z'$, $\eta = \frac{2}{h} z''$, $I(\xi) = J(z')$, $\beta = \frac{\pi h}{\lambda}$,

$$C_1^* = \frac{2C_1}{hc_0}, C_2^* = \frac{2C_2}{hc_0}, B^* = \frac{2A}{k^2 hc_0}, C_2 = 2\pi \nu^{(e)} / i120\pi. \quad \nu^{(e)} - \text{ დიპოლის}$$

ბოლოებზე აღძრული ელექტრომაგნიტური ძალის ამპლიტუდაა.

(7.20) განტოლების მარჯვენა მხარეში C_1^* კოეფიციენტი უცნობი სიდიდეა. მისი განსაზღვრა მოყვანილია ქვემოთ.

ვიდრე (7.20) განტოლების ამოხსნაზე გადავიდოდეთ გავაკეთოთ ერთი სასარგებლო ხასიათის შენიშვნა, რომელიც ეხება დიპოლის ზედაპირზე აღძრული აქსიალური დენის ხასიათს.

ჩავთვალოთ, რომ დიპოლი წარმოადგენს იდეალურად გამტარ, ძალზე თხელ კედლიან ღრუ ცილინდრს, რომლის ბოლოები ბასრი ნაპირებია. ამ შემთხვევაში H_ϕ მაგნიტური ველის აზიმუტალური, ტანგენციალური, მდგენელი დიპოლის აქსიალური დენის მნიშვნელობას მოგვცემს, რომელიც ე. წ. „ბასრ ნაპირებზე პირობის“ თანახმად [2], ამ ნაპირებისაკენ მიახლოებისას, უნდა ქრებოდეს შემდეგი კანონის მიხედვით:

$$\lim_{z' \rightarrow \pm h/2} J(z') = const, \quad \lim_{z' \rightarrow \pm h/2} \sqrt{1 - 2z'/h} = 0. \quad (7.21)$$

ეს მოსაზრება გვეკარნახობს, რომ ხომ არ გვეზრუნა იმაზე, რომ (7.20) განტოლების ამონახსნი გვეძია ისეთი ფორმით, რომ (7.21) პირობა დაცული ყოფილიყო a priori, მაგალითად ასეთი სახით:

$$J(z') = \sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} U_{2s+1}(2z'/h), \quad (7.22)$$

სადაც X_{2s+1} უცნობი კოეფიციენტებია, ხოლო $U_{2s+1}(2z'/h)$ ჩებიშევის მეორე გვარის ფუნქციაა და ასეთი სახე აქვს:

$$U_{2s+1}(2z'/h) = \sin(2s+1) \arccos(2z'/h). \quad (7.23)$$

არსებობს ამ ფუნქციის წარმოდგენის სხვა ფორმაც [3]:

$$U_{2s+1}\left(\frac{2z'}{h}\right) = \sqrt{1 - U_{2s+1}\left(\frac{2z'}{h}\right)^2} \varphi_{2s+1}\left(\frac{2z'}{h}\right), \quad (7.24)$$

სადაც $\varphi_{2s+1}\left(\frac{2z'}{h}\right)$ უწყვეტი ფუნქციაა დახურულ შუალედში:

$$-1 \leq \frac{2z'}{h} \leq 1.$$

აღსანიშნავია, რომ ჩებიშევის მეორე გვარის ფუნქცია აკმაყოფილებს ორთოგონალობის პირობას:

$$\int_{-1}^1 \frac{U_{2s+1}(\xi) U_{2\mu+1}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} d\xi = \frac{\pi}{2} \delta_{s\mu}. \quad (7.25)$$

(7.22) - ს ჩასმა (7.20) - ში გვაძლევს ფუნქციონალურ განტოლებას X_{2s+1} კოეფიციენტებისათვის:

$$\sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} F_{2s+1}(\eta) = C_1^* \cos(\beta\eta) + C_2^* \sin(\beta|\eta|) - B^*, \quad (7.26)$$

სადაც

$$F_{2s+1}(\eta) = \int_{-1}^1 U_{2\mu+1}(\xi) \cdot K(|\beta - \eta|) d\xi. \quad (7.27)$$

ამოცანის ეფექტური რიცხვითი რეალიზაციისათვის ხელსაყრელია (7.26) ფუნქციონალური განტოლება გადავიყვანოთ ექვივალენტურ უსასრულო ალგებრულ განტოლებათა სისტემაში; ამისათვის კი უპრიანია გამოვიყენოთ კარგად აპრობირებული მომენტების მეთოდი [34]. ბაზისური ფუნქციების

სახით გამოვიყენოთ სისტემა $\frac{U_{2\mu+1}(\eta)}{\sqrt{1-\eta^2}}$, რომელიც აღნიშნული მეთოდის რეცეპტურის თანახმად, უნდა გავამრავლოთ (7.26) ტოლობის ორივე მხარეზე და მოვახდინოთ მიღებული შედეგის ინტეგრირება დახურულ შუალედში $-1 \leq \eta \leq 1$, რის შემდეგაც მივიღებთ სასურველ სისტემას:

$$\sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} T_{s\mu} = C_1^* a_{2\mu+1} + C_2^* b_{2\mu+1} - 2B^*/(2\mu + 1), \quad (7.28)$$

სადაც:

$$T_{s\mu} = \int_{-1}^1 \frac{F_{2s+1}(\eta) U_{2\mu+1}(\eta)}{\sqrt{1-\eta^2}} d\eta, \quad (7.29)$$

$$a_{2\mu+1} = \int_{-1}^1 \frac{\cos(\beta\eta) U_{2\mu+1}(\eta)}{\sqrt{1-\eta^2}} d\eta = \frac{2}{2\mu+1} J_0(\beta) +$$

$$+ 4 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\beta) \frac{2\mu+1}{4n^2 + (2\mu+1)^2}, \quad (7.30)$$

$$b_{2\mu+1} = \int_{-1}^1 \frac{\sin(\beta\eta) U_{2\mu+1}(\eta)}{\sqrt{1-\eta^2}} d\eta =$$

$$= 4\mu \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\beta) \frac{1 - (-1)^{n-\mu}}{n^2 - \mu^2} \quad (7.31)$$

(7.27) - ით მოცემული ინტეგრალის მნიშვნელობა შეიძლება გარკვეული მიახლოებით წარმოვადგინოთ, მაგრამ იგი პრაქტიკული თვალსაზრისით საკმარისად კორექტული იქნება. მართლაც, მივმართოთ (7.19) გამოსახულებას და გადავწეროთ იგი ოდნავ სახეშეცვლილი ფორმით:

$$K(|\xi - \eta|) = H_0^{(2)} \left(\beta \sqrt{\gamma^2 + (\xi - \eta)^2} \right) +$$

$$+ 2 \sum_{m=1}^{\infty} H_m^{(2)} \left(\beta \sqrt{D^2 - m^2} \sqrt{\gamma^2 + (\xi - \eta)^2} \right), \quad (7.32)$$

სადაც:

$$\xi = \frac{2}{h} z', \quad \eta = \frac{2}{h} z'', \quad \beta = \frac{\pi h}{\lambda}, \quad D = \frac{d}{\lambda}, \quad \gamma = \frac{2r_0}{h}. \quad (7.33)$$

ვისარგებლოთ იმ გარემოებით, რომ პრაქტიკულად პარამეტრი $\gamma \ll 1$, ამიტომ წერტილში $\xi=\eta$, (7.32) - ის თანახმად გვექნება:

$$|K(\theta)| = |H_0^{(2)}(kr_0)| + 2 \sum_{m=1}^{\infty} H_0^{(2)}(kr_0 \sqrt{D^2 - m^2}).$$

იმის გამო დიპოლის ელექტრული რადიუსი $kr_0 \ll 1$ ($kr_0 \cong 10^{-4} \div 10^{-5}$), ამიტომ $|K(\theta)|$ აღმოჩნდება ძალზე დიდი რიცხვი, ანუ ფუნქციას ექნება ძალზე ვიწრო და მაღალი პიკი.

ამ შემთხვევაში, როგორც ამოზღვევს ფუნქცია δ - ს მაგვარია და შეიძლება იგი წარმოვადგინოთ ასეთი მიახლოებითი ფორმით [35]:

$$K(|\xi - \eta|) \cong Q\delta(\xi - \eta) \quad (7.34)$$

სადაც Q - ე. წ. მანორმირებული მამრავლია და გამოითვლება ფორმულიდან

$$Q = \int_{-2}^2 K(|\tau|) d\tau, \quad (\tau = \xi - \eta).$$

ახლა (7.34) - ის ჩასმა (7.27) - ში გვაძლევს:

$$F_{2s+1}(\eta) = QU_{2s+1}(\eta), \quad (7.35)$$

ხოლო (7.29) - დან (7.35) - ს გათვალისწინებით ვწერთ:

$$X_{2s+1} = \overline{C}_1^* a_{2s+1} + \overline{C}_2^* b_{2s+1} - \frac{2\overline{B}^*}{(2s+1)}, \quad (7.36)$$

სადაც:

$$\overline{C}_1^* = \frac{2C_1^*}{(\pi Q)}, \quad \overline{C}_2^* = \frac{2C_2^*}{(\pi Q)}, \quad \overline{B}^* = \frac{2B^*}{(\pi Q)}. \quad (7.37)$$

ჩვენ ახლა უკვე შეგვიძლია განვსაზღვროთ უცნობი \overline{C}_1^* კოეფიციენტი, ამისთვის (7.36) გამოსახულება უნდა ჩავსვათ (7.22) - ში, ხოლო მიღებული შედეგი კი (7.20) - ში, როცა $\eta=0$. მარტივი ალგებრული ოპერაციების შემდეგ მივიღებთ:

$$\overline{C}_1^* = \frac{\overline{B}^* + \frac{\overline{C}_2^* 4}{\pi} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s b_{2s+1}}{1 - \frac{2}{\pi} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s Q_{2s+1}}. \quad (7.38)$$

შევნიშნოთ, რომ \overline{B}^* - კოეფიციენტი დაცემული ტალღის ამპლიტუდის (A) - ს პროპორციულია, ამიტომ ჩვენ შეგვიძლია იგი ისე შევარჩიოთ, რომ შესრულდეს ტოლობა $\overline{B}^* = \overline{C}_2^*$, რის შემდეგ (7.38) ასეთ სახეს მიიღებს:

$$\overline{C}_1^* = \overline{B}^* + \frac{1 + \frac{4}{\pi} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s b_{2s+1}}{1 - \frac{2}{\pi} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s Q_{2s+1}}. \quad (7.39)$$

დავუბრუნდეთ (7.14) გამოსახულებას და გადავწეროთ იგი ასეთი სახით:

$$\begin{aligned} \Pi_z = C_0 \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} J(z') (H_0^{(2)}) \left[k \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right] + \\ + 2H_0^{(2)} \left[2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - 1} \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right] \cos(2\pi d^{-1} y) + \\ + 2H_0^{(2)} \left[2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - 4} \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right] \cos(4\pi d^{-1} y) + \\ + 2H_0^{(2)} \left[2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - 9} \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right] \cos(6\pi d^{-1} y) + \dots \\ + 2H_0^{(2)} \left[2\pi d^{-1} \sqrt{D^2 - m^2} \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right] \cos(2\pi m d^{-1} y) dz', \quad (7.40) \end{aligned}$$

საიდანაც ჩანს, რომ იგი რეფლექტორიდან გადასხივებული გამრბენი, ცილინდრული ტალღებისგან შედგენილი ჰარმონიკების სუპერპოზიციაა. იმის მიხედვით, თუ რა თანაფარდობაა m ჰარმონიკის ნომერსა და D - პარამეტრს შორის, ჰარმონიკა შეიძლება ქრობადი აღმოჩნდეს. მაგალითად, თუ პარამეტრი $D=5,2$, მაშინ ჰარმონიკები, რომელთა ნომრებია $m=1, 2, 3, 4, 5$, იქნებიან არაქრობადი, ხოლო დანარჩენი ჰარმონიკები ქრობადები აღმოჩნდებიან. არაქრობადი ჰარმონიკები X - ღერძის მიმართ გარკვეული კუთხით ვრცელდებიან. ეს კუთხეებია:

$$Q_m = \pm \arccos \frac{\sqrt{D^2 - m^2}}{D}, \quad |m| < D.$$

$\pm m$ ნომრიანი არაქრობადი ჰარმონიკები ერთდროულად იბადებიან იმ მომენტში, როდესაც შესრულდება ტოლობა $|m| = D$.

განვიხილოთ სიტუაცია, როდესაც $D < 1$. ამ შემთხვევაში გაბნეულ ტალღაში დომინირებს მხოლოდ ძირითადი ტალღა, დანარჩენი ჰარმონიკები უბრალოდ არ არსებობენ. ჰერცის ფუნქციისათვის გვექნება ასეთი გამოსახულება:

$$\Pi_z = C_0 \int_{-h/2}^{h/2} J(z') H_0^{(2)} \left[k \sqrt{x^2 + (z - z')^2} \right] dz'. \quad (7.41)$$

შორეულ ზონაში ეს გამოსახულება ასე დაიყვანება:

$$\begin{aligned} \Pi_z &\cong C_0 \frac{e^{-ikR}}{\sqrt{kR}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} J(z') e^{ikz' \cos \theta} dz' = \\ &= C_0 \frac{e^{-ikR}}{\sqrt{kR}} \sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} e^{ikz' \cos \theta} U_{2s+1} \left(\frac{2}{h} z' \right) dz'. \end{aligned} \quad (7.42)$$

პრაქტიკულ ინტერესს წარმოადგენს რეტრანსლიატორიდან გაბნეული ველის მერიდიანული მდგენელი:

$$E_\theta = k^2 \Pi_z \sin \theta ;$$

თუ ახლა ამ გამოსახულებაში (7.42) - ს ჩავსვამთ და გამოვიტვითოთ იქ არსებულ ინტეგრალს, მივიღებთ

$$E_\theta = C_0 \frac{k^2 h e^{-ikR}}{2 \sqrt{kR}} \sum_{s=0}^{\infty} X_{2s+1} \frac{J_{2s+1}(\beta \cos \theta)}{\beta \cos \theta} \sin \theta \quad (7.43)$$

ეს მწკრივი ძალზე სწრაფად კრებადია და ინჟინერული ანგარიშისათვის საკმარისია მისი პირველი წევრით შემოვისაზღვროთ, მაშინ (7.43) - ის ნაცვლად გვექნება

$$E_\theta = C_0 \frac{k^2 h e^{-ikR}}{4 \sqrt{kR}} F(\theta, \beta),$$

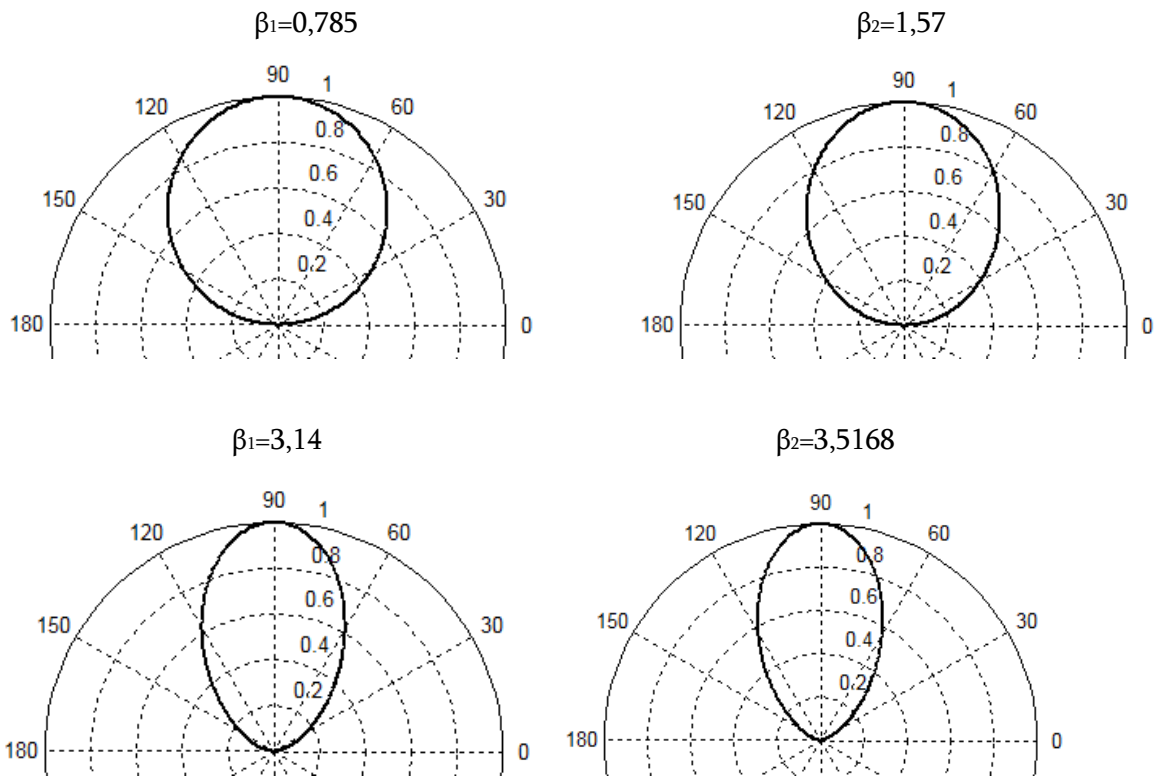
სადაც

$$F(\theta, \beta) = 2 \frac{J_1(\beta \cos \theta)}{\beta \cos \theta} \sin \theta, \quad (7.44)$$

რაც წარმოადგენს რეტრანსლიატორის გამოსხივების ნორმირებულ მახასიათებელს. ფორმულის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ რეტრანსლიატორი თავის განთავსების სიბრტყეში (როცა $\theta=0^\circ$) არ ასხივებს, სამაგიეროდ ამ სიბრტყის მართებული მიმართულებით ($\theta=\pi/2$) იგი მაქსიმალურად ასხივებს: $F(90^\circ, \beta) = 1$ ნებისმიერი β - სთვის. არსებობენ კუთხეები, რომლებზედაც გასხივება არ ხდება. ეს კუთხეები იანგარიშება ფორმულიდან:

$$\theta_n = \arccos \left(\frac{\chi_n^{(1)}}{\beta} \right), \quad (\chi_n < \beta), \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

სადაც $\chi_n^{(1)}$ ბესელის პირველი რიგის ფუნქციის ფესვებია. მათი პირველი ოთხეულის მნიშვნელობებია: $\chi_1^{(1)} = 3,3$; $\chi_2^{(1)} = 6,9$; $\chi_3^{(1)} = 10,2$; $\chi_4^{(1)} = 13,3$.



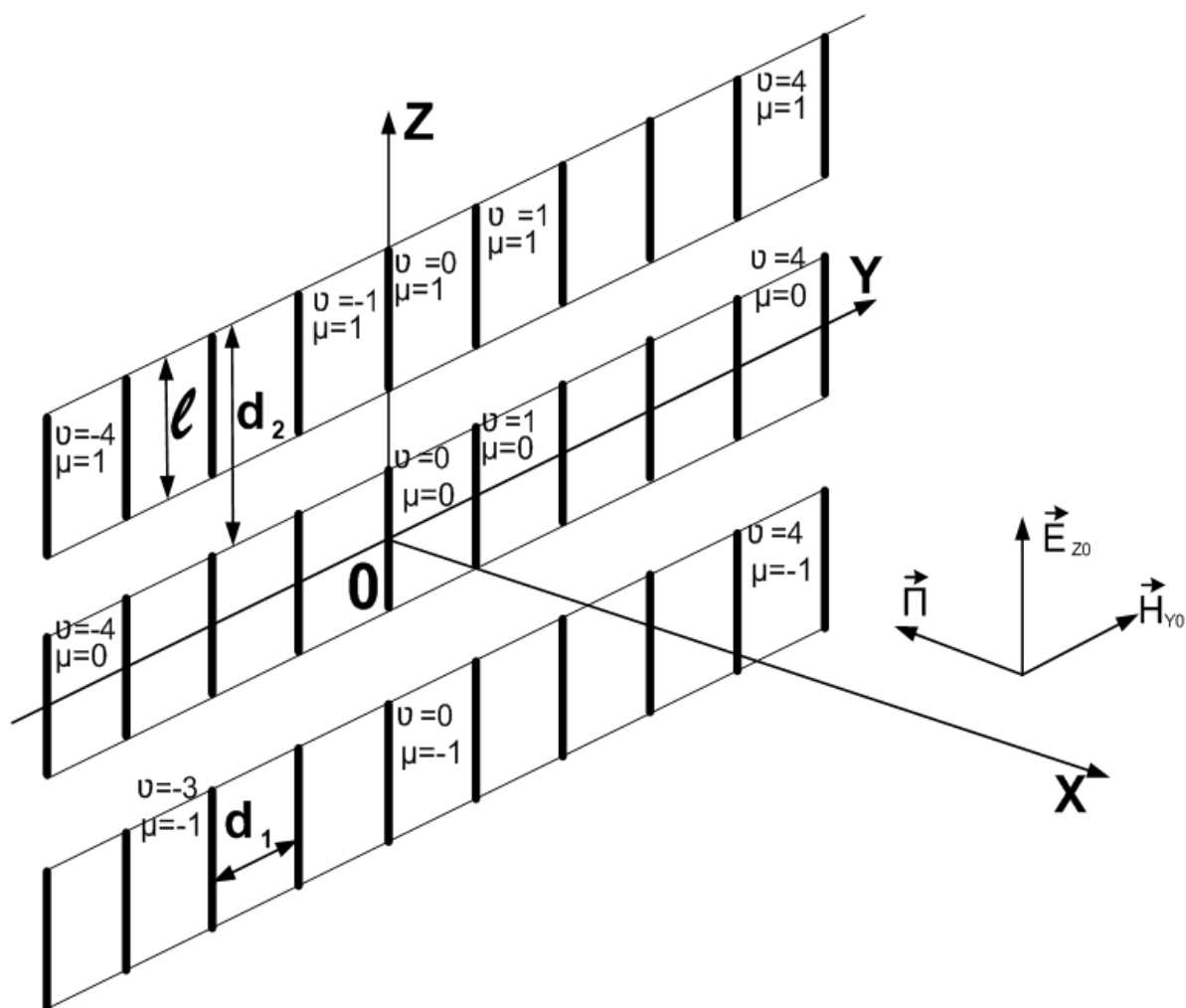
ნახ. 7. 3. ერთპერიოდული მესრის გამოსხივების დიაგრამები.

ნახ. 7.3 -ზე (7.44) ფორმულის გამოყენებით, β - პარამეტრის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის აგებულია რეტრანსლიატორის გამოსხივების დიაგრამების განივი კვეთები ვერტიკალურ სიბრტყეში. დიაგრამებიდან ჩანს, რომ β - პარამეტრის ცვლილება მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს დიაგრამის ფორმაზე. ვიდრე პარამეტრი $h/\lambda < 1$, დიაგრამაში გვერდითი ფოთლოვანი არ არსებობენ; ისინი ჩნდებიან მას შემდეგ როცა h/λ გადააჭარბებს ერთს.

8. ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა პასიური დიპოლებისაგან შედგენილ ორპერიოდულ მესერზე.

მოცემულ ნაშრომში ჩვენ განვიხილავთ პასიურ დიპოლებისგან შედგენილ ორპერიოდულ მესერს, რომლის ორიენტაცია XYZ სწორკუთხა სისტემაში ნახ. 8.1 -ზეა წარმოდგენილი; შემდეგში ვისარგებლებთ აღნიშვნებით: l - დიპოლის სიგრძე; d_1 - მესრის პერიოდი Y ღერძის მიმართულებით; d_2 - მესრის პერიოდი Z ღერძის მიმართულებით; ν და μ დიპოლის ნომრები Y და Z ღერძის გასწვრივ; r_0 - დიპოლის რადიუსი. ν და μ იღებენ ასეთ მნიშვნელობებს:

$$\nu, \mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$



ნახ. 8. 1. ორპერიოდული მესერის სქემა.

დიპოლი, რომლის ნომრებია $\nu=0$ და $\mu=0$ ჩავთვალოთ ცენტრალურ დიპოლად, კოორდინატა სათავე ავირჩიოთ O - წერტილში, რომელიც ცენტრალური დიპოლის შუაში მდებარეობს, Δ - არის მანძილი ორი მეზობელი დიპოლის თავსა და ბოლოს შორის. ჩვენ ჩავთვლით, რომ ყველა დიპოლი იდენტურია და იდეალური გამტარებლობა გააჩნიათ. გარდა ამისა ჩავთვლით, რომ დიპოლები წარმოადგენენ ღრუ, თხელ კედლიან ცილინდრებს და მათ ბოლოებს აქვთ ბასრი ნაპირები.

ახლა დავუშვათ, რომ მესერს X - ღერძის მიმართულებიდან ნორმალურად ეცემა ბრტყელი E - პლანარული ელექტრომაგნიტური ტალღა:

$$E_{z1} = E_0 e^{ikx} \left(\frac{\text{ვოლტი}}{\text{ამპერი}} \right), \quad (8.1)$$

სადაც E_{z1} არის ელექტრული ვექტორის ვერტიკალური მდგენელი, E_0 ტალღის ამპლიტუდაა, რომელიც ზოგადობის დაურღვევლად შეიძლება ერთის ტოლად ჩაითვალოს, $k = 2\pi/\lambda$, λ - მუშა ტალღის სიგრძეა.

მესრიდან გაბნეული ტალღა შეიძლება ვიანგარიშოთ სტანდარტული ფორმულის საშუალებით:

$$E_{z2} = k^2 \Pi_z + \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2}, \quad (8.2)$$

სადაც Π_z - ჰერცის ფუნქციაა და ჩვენს შემთხვევაში მას ასეთი სახე აქვს:

$$\Pi_z = \frac{r_0}{2i\omega\epsilon_0} \sum_{\nu\mu=-\infty}^{\infty} \int_{-l/2}^{l/2} J(z') \frac{e^{-ikr_{\nu\mu}}}{r_{\nu\mu}} dz', \quad (-l/2 \leq z' \leq l/2), \quad (8.3)$$

სადაც ω - ველის წრიული სიხშირეა, $\epsilon_0 = \left(\frac{1}{36\pi}\right) 10^{-9}$ ფ/მ, $J(z')$ - ნებისმიერი დიპოლის ზედაპირზე აღძრული ხაზოვანი დენის სიმკვრივეა, z' - არის ცენტრალური დიპოლის ზედაპირზე მდებარე M' - დაკვირვების წერტილის აქსიალური კოორდინატი,

$$r_{\nu\mu} = \sqrt{x^2 + (y - \nu d_1)^2 + (z - z' - \mu d_2)^2}. \quad (8.4)$$

x, y, z - არიან მესრის გარეთა სივრცეში ნებისმიერად შერჩეული დაკვირვების M წერტილის კოორდინატები.

ქვემოთ მოგვყავს ჩვენი ამოცანის ფორმულირება: პირველ რიგში უნდა განისაზღვროს დენის ფუნქციის $J(z')$ - ის სტრუქტურა ანალიზური სახით z' ცვლადთან მიმართებაში. ამის შემდეგ გამოთვლილი იქნას (8.3) ინტეგრალის მნიშვნელობა, ხოლო (8.2) ფორმულის გამოყენებით კი განისაზღვროს მესრიდან გაბნეული ველის სტრუქტურა სივრცის ნებისმიერი M წერტილისთვის.

8.1. ორპერიოდიანი მესრის თეორია.

პირველ რიგში ვისარგებლოთ ცნობილი თანაფარდობით[59]:

$$\sum_{\nu\mu=-\infty}^{\infty} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{e^{-ikr_{\nu\mu}}}{r_{\nu\mu}} = \frac{1}{d_1} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \phi_{mn}(kx) e^{i2\pi my d_1^{-1} + i2\pi n(z-z') d_2^{-1}}, \quad (8.5)$$

სადაც

$$\phi_{mn}(kx) = \frac{e^{-2\pi|x|d_1^{-1} \sqrt{m^2+n^2b^2-D_1^2}}}{\sqrt{m^2+n^2b^2-D_1^2}}, \quad \left(b = \frac{d_1}{d_2}, D_1 = \frac{d_1}{\lambda} \right). \quad (8.6)$$

(8.5) გამოსახულების ჩასმა (8.3) - ში გვაძლევს:

$$\Pi_z = \int_{-l/2}^{l/2} \psi(z') F(x, y, z, z') dz', \quad (8.7)$$

სადაც შემოღებული გვაქვს აღნიშვნები:

$$\psi(z') = \frac{r_0}{2i\omega\epsilon_0 d_1} J(z'), \quad (-l/2 \leq z' \leq l/2), \quad (8.8)$$

$$F(x, y, z, z') = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \phi_{m,n}(kx) e^{i2\pi my d_1^{-1} + i2\pi n(z-z') d_2^{-1}}. \quad (8.9)$$

ფუნქცია $\psi(z')$, რომელიც (8.7) - ში ფიგურირებს უცნობი სიდიდეა; ჩვენ ახლა ვაჩვენებთ, რომ იგი გარკვეულ ინტეგრალურ განტოლებას აკმაყოფილებს; ამ მიზნით უნდა ვისარგებლოთ ჩვენი ამოცანის ერთადერთი სასაზღვრო პირობით, რომელიც ცენტრალური დიპოლის ზედაპირზე უნდა სრულდებოდეს. ეს პირობა კი ასეთია:

$$E_{z2} + E_{z1} = 0, \quad \text{დიპოლის ზედაპირზე,}$$

რომელიც (8.1) და (8.2) - ის თანახმად ასეთ სახეს იღებს:

$$k^2 \Pi_{zs} + \frac{\partial^2 \Pi_{zs}}{\partial z''^2} = -F_0 e^{ikr_0} \cong -E_0 \quad (kr_0 \ll 1), \quad (z'' \in s), \quad (8.10)$$

სადაც Π_{zs} - არის Π_z ფუნქციის მნიშვნელობა S - ზე, ანუ

$$\Pi_{zs} = \int_{-l/2}^{l/2} \psi(z') F(r_0, 0, z'', z') dz'. \quad (8.11)$$

(8.10) დიფერენციალური განტოლების ზოგადი ამონახსნია:

$$\Pi_{zs} = -\frac{E_0}{k^2} + C_1 \cos kz'' + C_2 \sin kz'', \quad (8.12)$$

სადაც C_1 და C_2 ინტეგრების მუდმივებია. თუ გავითვალისწინებთ ამოცანის სიმეტრიულობას z'' - ცვლდის მიმართ, უნდა დავუშვათ, რომ $C_2 \equiv 0$, მაშინ (8.11) და (8.12) - ის თანახმად მივიღებთ ინტეგრალურ განტოლებას:

$$\int_{-l/2}^{l/2} g(z') K(|z'', |z'|) dz' = -E_0 + C \cos kz'', \quad (-l/2 \leq z'' \leq l/2). \quad (8.13)$$

სადაც

$$g(z') = k^2 \psi(z'), \quad C = k^2 C_1, \quad (8.14)$$

$$K(|z'', |z'|) = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \phi_{mn}(r_0) e^{im\gamma(z''-z')}, \quad \left(\gamma = \frac{2\pi}{d_2}\right). \quad (8.15)$$

(8.13) განტოლებიდან უნდა განისაზღვროს უცნობი ფუნქცია $g(z')$, ამავე დროს მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ უცნობი C - კოეფიციენტიც საჭიროებს განსაზღვრას, შემდგომი ჩვენი კვლევები ამ ორი ძირითადი პრობლემის გადაჭრას ემსახურება.

ამ მიზნით, (8.15) გამოსახულება (8.13) განტოლებაში ჩავსვათ, შედეგად მივიღებთ ფუნქციონალურ განტოლებას:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n Q_n e^{in\gamma z''} = -E_0 + C \cos(kz''), \quad (8.16)$$

სადაც χ_n უცნობი სიდიდეა:

$$\chi_n = \int_{-l/2}^{l/2} g(z') e^{-in\gamma z'} dz', \quad (8.17)$$

$$Q_n = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-2\pi r_0 d_1^{-1} \sqrt{m^2 + n^2 b^2 - D_1^2}}}{\sqrt{m^2 + n^2 b^2 - D_1^2}}. \quad (8.18)$$

უნდა შევნიშნოთ, რომ ფუნქცია $J(z')$ და მამასადამე $g(z')$ ფუნქციაც z' ცვლადის მიმართ პერიოდულია პერიოდით d_2 , იგი ნულისგან განსხვავებულია დიპოლების ზედაპირზე, როცა $-l/2 \leq z' \leq l/2$ და უდრის ნულს მათ გარეთ, როცა $|z'| > l/2$; ასე რომ (8.17) გამოსახულება წარმოადგენს ფურიეს კოეფიციენტების მნიშვნელობებს $g(z')$ ფუნქციის ფურიეს გაშლაში; ამიტომ შეიძლება დავწეროთ:

$$g(z'') = \frac{1}{d_2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n e^{i\gamma_n z''}, \quad \text{როცა } -\frac{l}{2} \leq z'' \leq \frac{l}{2}, \quad (8.19)$$

$$g(z'') = 0, \quad \text{როცა } |z''| > \frac{l}{2}. \quad (8.20)$$

ამის შესაბამისად კოეფიციენტები χ_n ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) ერთდროულად უნდა აკმაყოფილებდნენ შეწყვილებულ (ე. წ. დუალურ [52,53]) ფუნქციონალურ განტოლებათა სისტემას:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n Q_n e^{i\gamma_n z''} = -E_0 + C \cos(kz''), \quad \left(-\frac{l}{2} \leq z'' \leq \frac{l}{2}\right), \quad (8.21)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n e^{i\gamma_n z''} = 0, \quad \left(|z''| > \frac{l}{2}\right). \quad (8.22)$$

(8.22) - ში ტოლობის ნიშანი ითვალისწინებს, რომ დიპოლის ბასრ ნაპირებზე აქსიალური დენის მნიშვნელობა ნულის ტოლი უნდა იყოს. ამავე დროს უნდა სრულდებოდეს ე. წ. „ბასრ ნაპირებზე პირობა“ [60], რომლის თანახმადაც $J(z'')$ ფუნქციის ქრობა, როცა $z'' \rightarrow \pm l/2$, უნდა სრულდებოდეს ასეთი კანონით:

$$\lim_{z'' \rightarrow \pm l/2} J(z'') = const, \quad \lim_{z'' \rightarrow \pm l/2} \sqrt{1 - \left(\frac{2z''}{l}\right)^2} = 0. \quad (8.23)$$

ეს პირობა a priori იქნებოდა დაკმაყოფილებული, თუ (8.13) ინტეგრალური განტოლების ამონახსნს ასეთი სახით მოვიძიებდით (წარმოვადგენდით):

$$g(z') = \sum_{s=0}^{\infty} Y_s U_{2s+1} \left(\frac{2z'}{l} \right) \quad (8.24)$$

სადაც Y_s - უცნობი კოეფიციენტებია ($s=0,1,2,\dots$), ხოლო $U_{2s+1} \left(\frac{2z'}{l} \right)$ კი არის ჩებიშევის მეორე გვარის ფუნქცია და ასეთი სახე აქვს:

$$\begin{aligned} U_{2s+1}(\xi) &= \sin[(2s+1)\arccos \xi] = \\ &= \frac{1}{2i} \left\{ \left(\xi + i\sqrt{1-\xi^2} \right)^{2s+1} - \left(\xi - i\sqrt{1-\xi^2} \right)^{2s+1} \right\} \sqrt{1-\xi^2}. \end{aligned} \quad (8.25)$$

$$(\xi = 2z'/l).$$

თუ ახლა (8.24) გამოსახულებას (8.17) - ში ჩავსავამთ, მივიღებთ:

$$\chi_n = \frac{1}{n} \sum_{s=0}^{\infty} \tilde{Y}_s J_{2s+1}(n\gamma), \quad (8.26)$$

სადაც

$$\tilde{Y}_s = \frac{1}{n} (-1)^s (2s+1) Y_s.$$

ადვილად შეიძლება დამტკიცდეს, რომ, (8.26) გამოსახულება წევრობრივად აკმაყოფილებს დუალური სისტემის ერთგვაროვან განტოლებას (8.22), ხოლო არაერთგვაროვან განტოლებაში მისი ჩასმა გვაძლევს ჩვენი ამოცანის ფუნდამენტურ ფუნქციონალურ განტოლებას \tilde{Y}_s უცნობების მიმართ:

$$\sum_{s=0}^{\infty} \tilde{Y}_s G_s(z'', b) = -E_0 + C \cos(kz''), \quad \left(-\frac{l}{2} \leq z'' \leq \frac{l}{2} \right), \quad (8.27)$$

$$G_s(z'', b) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{n} Q_n e^{i\gamma n z''}, \quad J_{2s+1}(n\gamma). \quad (8.28)$$

რიცხვითი შედეგების მიღების გაადვილების მიზნით ხელსაყრელია (8.27) ფუნქციონალური განტოლება დავიყვანოთ ექვივალენტურ უსასრულო, მეორე გვარის ალგებრულ განტოლებათა სისტემაზე. ამისათვის კი მივმართოთ [38] -ში შემოთავაზებულ მეთოდებს; ოღონდ წინასწარ ჩავატაროთ ერთი სასარგებლო პროცედურა, კერძოდ (8.18) - ში გადავიდეთ ზღვარზე, როცა $b \rightarrow 0$, რაც შეესაბამება იმ გარემოებას, როცა დიპოლებისაგან შედგენილი მესერი გადადის უსასრულო სიგრძის წვრილი გამტარებისაგან შედგენილ მესერში. ამ დროს ცხადია:

$$\lim_{b \rightarrow 0} Q_n = Q_0 = \frac{e^{-ikr_0}}{iD_1} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-2\pi r_0 d_1^{-1} \sqrt{m^2 - D_1^2}}}{\sqrt{m^2 - D_1^2}}, \quad (8.28a)$$

ხოლო (8.28) - ის თანახმად:

$$\begin{aligned} \lim_{b \rightarrow 0} G_s(z'', b) = G_s(z'', 0) &= Q_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{n} e^{inyz''} J_{2s+1}(ny) = \\ &= Q_0 (-1)^s \frac{U_{2s+1}\left(\frac{2z''}{l}\right)}{2s+1}. \end{aligned} \quad (8.29)$$

დავამტკიცოთ (8.29) თანაფარდობა. ამისათვის პირველ რიგში დავამტკიცოთ, რომ სამართლიანია ტოლობა:

$$M_s(\xi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{m} J_{2s+1}(m\alpha) e^{ima\xi} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) \cos(\alpha z \xi) dz \quad (8.30)$$

ამ მიზნით ვისარგებლოთ ცნობილი თანაფარდობით:

$$\frac{1}{m} J_{2s+1}(m\alpha) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) \frac{\sin[\alpha(z-m)]}{z-m} dz. \quad (8.31)$$

ეს გამოსახულება ჩავსვათ (8.30) - ის მარცხენა მხარეში, რის შემდეგ მივიღებთ:

$$M_s(\xi) = \frac{1}{\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) \frac{\sin[\alpha(z-m)]}{z-m} dz \right] e^{ima\xi}. \quad (8.32)$$

(8.30) - ის მარცხენა მხარეში მყოფი მწკრივი თანაბრად კრებადია, ამიტომ (8.32) - ში დასაშვებია აჯამვისა და ინტეგრების რიგების შეცვლა, რის შემდეგ ვწერთ:

$$M_s(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) dz \left[\sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin[\alpha(z-m)]}{z-m} e^{ima\xi} \right]. \quad (8.33)$$

კვადრატულ ფრჩხილებში მყოფი წევრი კოტელნიკოვის მწკრივია, რომლის ჯამი ასეთია:

$$\sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin[\alpha(z-m)]}{z-m} e^{ima\xi} = \begin{cases} \pi e^{iaz\xi}, & \text{როცა } \xi < 1 \\ 0, & \text{როცა } \xi > 1 \end{cases}$$

ამიტომ (2.33) შეიძლება ასე ჩავწეროთ:

$$M_s(\xi) = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) e^{i(z\alpha\xi)} dz = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) \cos(z\alpha\xi) dz, & \xi < 1, \\ 0, & \xi > 1. \end{cases}$$

მაგრამ ცნობილია, რომ [11]:

$$M_s(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{z} J_{2s+1}(\alpha z) \cos(z\alpha\xi) dz = (-1)^s \frac{\cos[(2s+1)\arcsin \xi]}{2s+1}, \text{ როცა } \xi < 1,$$

რის დამტკიცებაც გვინდოდა.

ამ შენიშვნის შემდეგ ვისარგებლოთ მწკრივად გაშლით:

$$G_s(z'', \gamma) = G_{s0}(z'', 0) + \sum_{\nu=0}^{\infty} A_{\nu s} T_{2\nu} \left(\frac{2z''}{l} \right), \quad (8.34)$$

სადაც $T_{2\nu} \left(\frac{2z''}{l} \right) = \cos \left[2\nu \arccos \left(\frac{2z''}{l} \right) \right]$ ჩებიშევის მეორე გვარის ფუნქციაა, ხოლო მწკრივად გაშლის კოეფიციენტები $A_{\nu s}$ განისაზღვრებიან როგორც:

$$A_{\nu s} = \frac{1}{\pi \xi_\nu} \int_{-1}^1 [G_s(\xi, b) - G_s(\xi, 0)] \frac{T_{2\nu}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} d\xi, \quad (8.35)$$

$$\xi = \frac{2z''}{l}, \quad \xi_\nu = \begin{cases} 1, & \text{როცა } \nu = 0 \\ \frac{1}{2}, & \text{როცა } \nu \neq 0 \end{cases}$$

ჩვენ აქ გავითვალისწინეთ, რომ:

$$\int_{-1}^1 \frac{T_{2s}(\xi) T_{2\nu}(\xi)}{\sqrt{1-\xi^2}} d\xi = \xi_\nu \pi. \quad (8.36)$$

(8.34) გამოსახულების ჩასმა (8.27) ფუნქციონალურ განტოლებაში გვაძლევს:

$$\begin{aligned} & \sum_{s=0}^{\infty} \tilde{Y}_s G_s(\xi, 0) + \sum_{s=0}^{\infty} \tilde{Y}_s \left[\sum_{\nu=0}^{\infty} A_{\nu s} T_{2\nu}(\xi) \right] = \\ & = -E_0 + C \cos(\beta\xi), \quad \left(\beta = \frac{kl}{2} \right) \quad (-1 \leq \xi \leq 1). \end{aligned} \quad (8.37)$$

ჩვენ ახლა უკვე შეგვიძლია ამ ფუნქციონალური განტოლების მარცხენა მხარეში მოქმედი ოპერატორის ნაწილობრივი შექცევა. ამ მიზნით ხელსაყრელია პროექციულ (მომენტების) მეთოდს მივმართოთ. ბაზისური ფუნქციების სახით შევარჩიოთ სისტემა $\{U_{2\mu+1}(\xi)\}/\sqrt{1-\xi^2}$, ($\mu=0, 1, 2, \dots$) და

(8.37) ტოლობის ორივე მხარე გავამრავლოთ ამ სისტემაზე, ξ - ცვლადით ინტეგრების შემდეგ ($-1 \leq \xi \leq 1$) მივიღებთ:

$$\chi_\mu + \sum_{s=0}^{\infty} \chi_s \frac{K_{s\mu}}{Q_0} = \frac{b_\mu}{Q_0}, \quad (\mu = 0, 1, 2, \dots), \quad (8.38)$$

სადაც:

$$\chi_s = \frac{\pi}{2s+1} (-1)^s y_s, \quad (8.39)$$

$$K_{s\mu} = \frac{2}{\pi} (-1)^s (2s+1) \sum_{v=0}^{\infty} A_{vs} \frac{2\mu+1}{(2\mu+1)^2 - 4v^2}, \quad (8.40)$$

$$b_\mu = -2 \frac{E_0}{2\mu+1} + 2C \sum_{v=0}^{\infty} \bar{\varepsilon}_v (-1)^v \frac{J_{2v}(\bar{\beta})}{(2\mu+1)^2 - 4v^2}, \quad (8.41)$$

$$\bar{\varepsilon}_v = \begin{cases} 1, & \text{როცა } v = 0 \\ 2, & \text{როცა } v \neq 0 \end{cases}, \quad \bar{\beta} = \frac{kl}{2} = \frac{\pi l}{\lambda}. \quad (8.42)$$

იმის გამო, რომ უსასრულო ალგებრულ განტოლებათა სისტემის (8.38) მატრიცული ელემენტები და თავისუფალი წევრები ($K_{s\mu}$ და b_μ) აკმაყოფილებენ მოდულის კვადრატით კრებადობის პირობებს, კერძოდ:

$$\sum_{s,\mu=0}^{\infty} |K_{s\mu}|^2 < \infty \quad \text{და} \quad \sum_{\mu=0}^{\infty} |b_\mu|^2 < \infty.$$

აღნიშნული სისტემა შეიძლება რედუქციის მეთოდით იქნას ამოხსნილი. ამჯერად ჩვენ შემოვიფარგლებით პირველი რედუქციით და დავკმაყოფილებით მიახლოებითი ამონახსნით $\chi_\mu \cong b_\mu/Q_0$, შესაბამისად (8.24) და (8.37) - ის გათვალისწინებით დენის ფუნქცია $g(z')$ ასეთ სახეს მიიღებს:

$$g(z') = \frac{4}{\pi} \frac{E_0}{d_2 Q_0} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{U_{2s+1}\left(\frac{2z'}{l}\right)}{2s+1} + \frac{4}{\pi} \frac{C}{d_2 Q_0} \sum_{s=0}^{\infty} A_s U_{2s+1}\left(\frac{2z'}{l}\right), \quad (8.43)$$

სადაც

$$A_s = (2s+1) \sum_{v=0}^{\infty} \hat{\varepsilon}_v \frac{J_{2v}(\bar{\beta})}{(2s+1)^2 - 4v^2}. \quad (8.44)$$

ჩვენ ახლა უკვე შეგვიძლია უცნობი C - კოეფიციენტის განსაზღვრა. იგი ფიგურირებს (8.43) გამოსახულების მარჯვენა მხარეში, ამისათვის საჭიროა

(8.43) ჩავსვათ (8.13) ინტეგრალურ განტოლებაში და მიღებულ შედეგში დავუშვათ, რომ $z'' = 0$, რის შემდეგ ადვილად მივიღებთ:

$$C = \frac{E_0 \left(1 - \frac{l}{d_2 Q_0} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \phi_{mn}(kr_0) \frac{\sin(\alpha n)}{\alpha n} \right)}{\left(1 - \frac{l}{d_2 Q_0} \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \phi_{mn}(kr_0) \overline{Q}_n(\beta) \right)}, \quad (8.45)$$

სადაც

$$\overline{Q}_n(\beta) = \begin{cases} -2J_0(\chi) + 8 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_{2s}(\chi)}{16s^2 - 1}, & \text{როცა } n = 0, \\ \frac{\sin(\alpha n)}{\alpha n}, & \text{როცა } n \neq 0, \end{cases} \quad (8.46)$$

$$\chi = \pi \eta b D_1, \quad \eta = \frac{d_2}{l}, \quad b = \frac{d_1}{d_2}, \quad D_1 = \frac{d_1}{\lambda}, \quad \alpha = \pi \frac{d_2}{l}.$$

ფუნქცია $\overline{Q}_n(\beta)$, რომელიც (8.46) გამოსახულებაში ფიგურირებს, ასეთი ინტეგრალითაა წარმოდგენილი:

$$\overline{Q}_n(\beta) = \int_{-1}^1 e^{-i\pi n \eta \xi} \cos[\pi \eta b D_1 \sin(2 \arccos \xi)] d\xi. \quad (8.47)$$

გამოვთვალოთ ეს ინტეგრალი ჯერ იმ შემთხვევისათვის, როცა $n=0$.

ამგვარად გვაქვს:

$$\overline{Q}_0 = \int_{-1}^1 \cos[\pi \eta b D_1 \sin(2 \arccos \xi)] d\xi. \quad (8.48)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები $\chi = \pi \eta b D_1$ და $\psi = \arccos \xi$ ($\xi = \cos \psi$), მაშინ:

$$\overline{Q}_0 = \int_0^{\pi} \cos[\chi \sin(2\psi) \sin \psi] d\psi. \quad (8.49)$$

ვისარგებლოთ ცნობილი თანაფარდობით:

$$\cos(\chi \sin(2\psi)) = J_0(\chi) + 2 \sum_{s=1}^{\infty} J_{2s}(\chi \cos(4s\psi)). \quad (8.50)$$

ამიტომ:

$$\overline{Q}_0 = \int_0^{\pi} \left\{ J_0(\chi) + 2 \sum_{s=1}^{\infty} J_{2s}(\chi \cos(4s\psi)) \right\} \sin \psi d\psi. \quad (8.51)$$

ეს ინტეგრალი ცხრილისაა და ასეთ სახეზე დაიყვანება:

$$\overline{Q}_0 = -2J_0(\chi) + 8 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_{2s}(\chi)}{(16s^2 + 1)}, \quad (8.52)$$

როცა $n \neq 0$, მაშინ (8.52) შეიძლება შემოკლებულად ჩავწეროთ:

$$\overline{Q}_n = \int_a^b e^{iw_n \xi} f(\xi) d\xi, \quad (8.53)$$

სადაც შემოღებული გვაქვს აღნიშვნები: $w_n = \pi n \eta$, $a = -1$, $b = 1$ და

$$f(\xi) = \cos[\chi \sin(2 \arccos \xi)].$$

(8.53) ინტეგრალის მიახლოებითი მნიშვნელობა (კვადრატურა)

იანგარიშება მონოგრაფიაში [25]:

$$Q_n(\beta) = \frac{b-a}{2} e^{iw_n(a+b)/2} [D_1(p)f(a) + D_2(p)f(b)],$$

სადაც:

$$p = w_n \frac{b-a}{2}, \quad D_{1,2}(p) = \frac{\sin p}{p} \pm i \frac{p \cos p - \sin p}{p^2},$$

რაც ჩვენი შემთხვევისათვის გვაძლევს:

$$Q_n(\beta) = \frac{\sin(\pi \eta n)}{\pi \eta n}. \quad (8.54)$$

მესრიდან გაბნეული ელექტრული ველის დამაბულობის მნიშვნელობა

ასეთია:

$$E_{z2} = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} B_{m,n} e^{im\alpha y + in\beta z - 2\pi|x|d_1^{-1} \sqrt{m^2 + b^2 n^2 - D_1^2}}, \quad (8.55)$$

$$\left(\alpha = \frac{2\pi}{d_1}, \quad \beta = \frac{2\pi}{d_2}, \quad b = \frac{d_1}{d_2}, \quad D_1 = d_1/\lambda \right).$$

აქ $B_{m,n}$ - კოეფიციენტები წარმოადგენენ დიფრაქციული სპექტრის ამპლიტუდებს:

$$B_{m,n} = \frac{l}{2} \gamma_n E_0 \frac{1 - \left(\frac{2\pi n}{kd_2}\right)^2}{\sqrt{m^2 + b^2 n^2 - D_1^2}}, \quad (8.56)$$

სადაც:

$$\gamma_n = \int_{-1}^1 q\left(\frac{l}{2}\xi\right) e^{i\beta n \xi l/2} d\xi, \quad (\beta = 2\pi/d_2). \quad (8.57)$$

მესრის ერთერთი მთავარი დიფრაქციული მახასიათებელია მისი არეკვლის კოეფიციენტის მნიშვნელობა, რომელიც ასე გამოისახება:

$$R = \frac{B_{00}}{E_0} = \frac{l}{2iD_1} \gamma_0 = -\frac{l}{iD_1 d_2 Q_0} \left[1 - \frac{C}{2} \left(\frac{\sin \bar{\beta}}{\bar{\beta}} - J_0(\bar{\beta}) \right) \right], \quad (8.58)$$

$$\bar{\beta} = \frac{kl}{2} = \frac{\pi l}{\lambda} = \pi \frac{\eta}{b} D_1, \quad \eta = \frac{d_2}{l}, \quad b = \frac{d_1}{d_2}, \quad D_1 = \frac{d_1}{\lambda}.$$

8.2. გაბნეული ველის თვისებები.

დავუბრუნდეთ ახლა (8.55) გამოსახულებას, რომელიც აღწერს მესრიდან გაბნეული ელექტრული ველის დამაბულობის სტრუქტურას სივრცეში. ხელსაყრელია იგი ასე გადავწეროთ:

$$E_{z2} = \sum_{\substack{m,n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} B_{mn} e^{i m \alpha y + i n \beta z - 2\pi |x| d_1^{-1} \sqrt{m^2 + b^2 n^2 - D_1^2}}. \quad (8.59)$$

შევარჩიოთ M ნატურალური რიცხვი ისე, რომ სრულდებოდეს უტოლობა $M < D_1 < M+1$, მაშინ (8.59) - ის მარჯვენა მხარეში მყოფი ერთმაგი მწკრივი ასე შეიძლება ჩავწეროთ:

$$E_{z2}^{(1)} = \sum_{m=-\infty}^{-(M+1)} B_{m0} e^{i m \alpha y - i 2\pi x d_1^{-1} \sqrt{D_1^2 + m^2}}. \quad (8.60)$$

როგორც ვხედავთ გაბნეულ ტალღაში, გარდა სარკული სხივისა $E_{z2}^{(0)} = B_{00} e^{-ikx}$, $X > 0$ არეში კიდევ $2M$ რაოდენობის ტყუპის ცალი არაქრობადი ჰარმონიკები ვრცელდებიან, ესენი არიან:

$$\tilde{E}_{z2}^{(\nu)} = B_{\nu 0} e^{-\nu \alpha y - i 2\pi x d_1^{-1} \sqrt{D_1^2 - \nu^2}}, \quad (\nu = \pm 1, \quad \pm 2, \quad \dots \pm M).$$

ისინი X ღერძთან ადგენენ კუთხეებს:

$$Q_\nu = +\text{arc cos} \left(\frac{\sqrt{D_1^2 - \nu^2}}{D_1} \right), \quad Q_{-\nu} = -\text{arc cos} \left(\frac{\sqrt{D_1^2 - \nu^2}}{D_1} \right),$$

არაქრობადი ჰარმონიკები ჩნდებიან იმ მომენტში, როდესაც სრულდება ტოლობა $D_1 = |\nu|$. არაქრობადი ჰარმონიკები შეიძლება სხვა პირობებშიც გაჩნდნენ. მაგალითად, თუ M და N ისეთი ნატურალური რიცხვებია, რომ სრულდება უტოლობები:

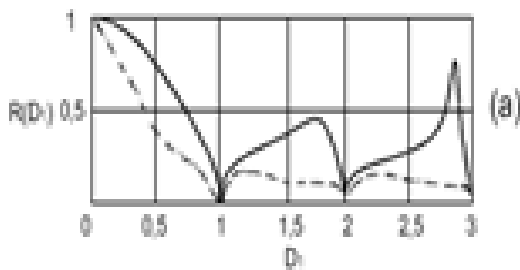
$$\sqrt{M^2 + N^2 b^2} < D_1 < \sqrt{(M + 1)^2 + (N + 1)^2 b^2},$$

მაშინ $X > 0$ არეში გაჩნდებიან ტყუპი ჰარმონიკები, რომლებიც გავრცელდებიან X - ღერძის მიმართ ასეთი კუთხეებით:

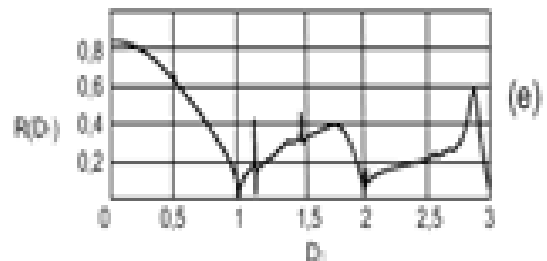
$$\theta_{\nu\mu} = \pm \arccos \left(\frac{\sqrt{D_1^2 - \nu^2 - \mu^2 b^2}}{D_1} \right),$$

$$(\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots M, \mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots N).$$

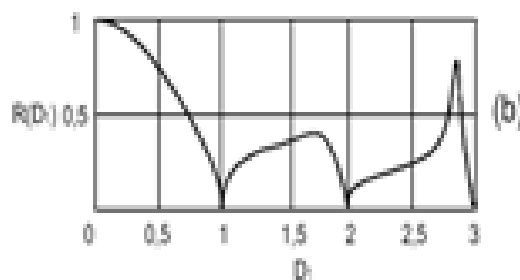
ჰარმონიკებს, რომლებიც θ_ν კუთხით ვრცელდებიან, შეიძლება I გვარის ჰარმონიკები ვუწოდოთ, ხოლო იმ ჰარმონიკებს კი რომლებიც $\theta_{\nu\mu}$ კუთხით ვრცელდებიან II გვარის ჰარმონიკები დავარქვათ. ცხადია არ არის გამორიცხული მათი ერთდროული არსებობაც.



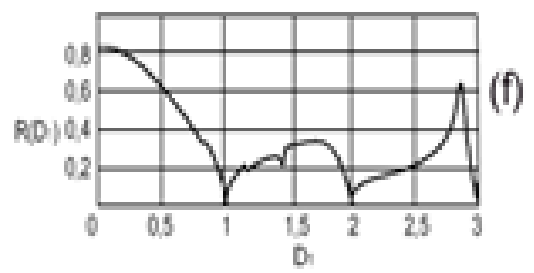
$\epsilon=0.1, \eta=1, b=0.5$



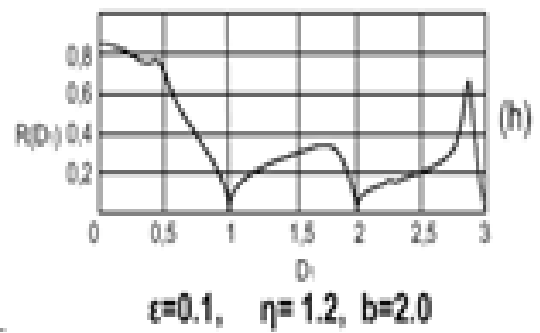
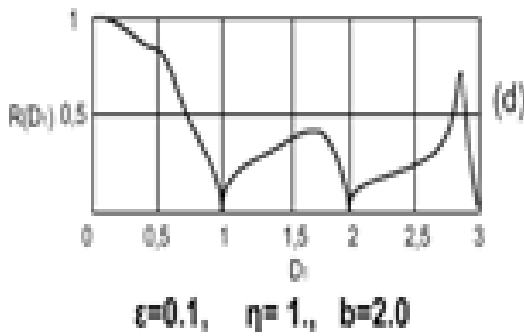
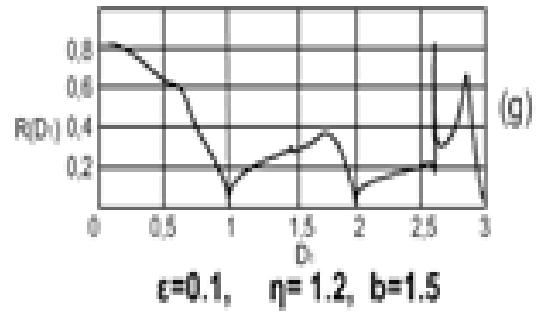
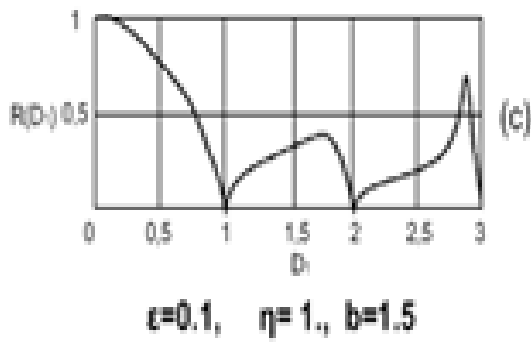
$\epsilon=0.1, \eta=1.2, b=0.5$



$\epsilon=0.1, \eta=1, b=1.0$



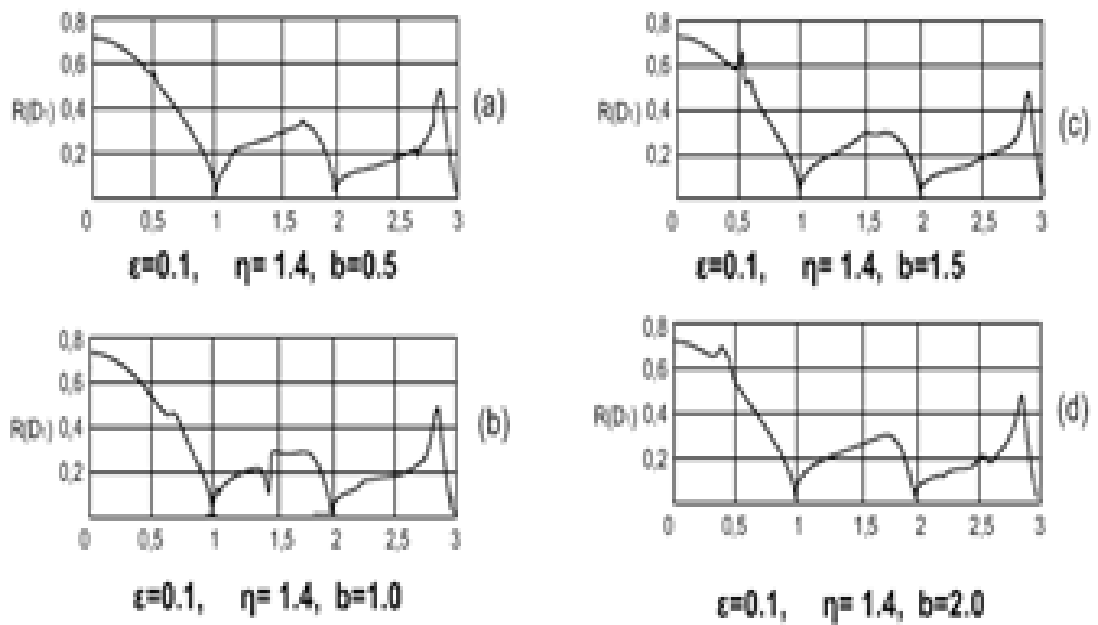
$\epsilon=0.1, \eta=1.2, b=1.0$



ნახ. 8. 2.ორპერიოდული მესრის არეკვლის კოეფიციენტის დიაგრამები.

8.3. ორპერიოდული მესრის რიცხვითი შედეგები.

ნახ. 8.2 და 8.3 - ებზე, (8.58) - ის ფორმულის საშუალებით აგებულია გრაფიკები, რომლებიც იძლევიან არეკვლის კოეფიციენტის მოდულის $|R|$ -ის დამოკიდებულებას სიხშირულ პარამეტრებზე - $D_1 = \frac{d_1}{\lambda}$ ($\lambda = c/f$), როცა გეომეტრიული პარამეტრები - $\eta = \frac{d_2}{b}$ და $b = \frac{d_1}{d_2}$ მუდმივ მნიშვნელობებს ინარჩუნებენ.



ნახ. 8. 3. არეკვლის კოეფიციენტის სიხშირულ პარამეტრთან დამოკიდებულების დიაგრამები.

გრაფიკებიდან ჩანს, რომ სიხშირული პარამეტრის ნატურალური მნიშვნელობებისათვის ($D_1 = 1; 2; 3$) მესერიდან ტალღის არეკვლა არ ხდება $|R| = 0$, სხვანაირად რომ ვთქვათ, მესერი დაცემული ტალღის მიმართ გამჭვირვალე ხდება. ამ მომენტებში (ე. ი. როცა $D_1 = 1; 2; 3$ და ა. შ.) არეებში ($1 < D_1 < 2$), ($2 < D_1 < 3$), ($3 < D_1 < 4$), ... იზადებიან ახალი არაქრობადი I გვარის ჰარმონიკები. ამ მოვლენას ლიტერატურაში ვუდის ანომალია ეწოდება. ეს მოვლენა პირველად ვუდმა აღმოაჩინა ოპტიკაში; შემდეგ იგივე მოვლენა დამახასიათებელი აღმოჩნდა ერთპერიოდიანი მესრების შემთხვევაში, როდესაც მესრის შემადგენელი ელემენტებია უსარულოდ გრძელი ძალზე თხელი მეტალური ლენტები ან ასევე უსასრულოდ გრძელი, წრიული კვეთის იდეალურად გამტარი ცილინდრები [43,44,45,60].

წინა პუნქტში ჩვენ ვაჩვენეთ, რომ ორპერიოდიან მესრიდან არეკვილ ტალღაში შეიძლება თავი იჩინოს II გვარის ჰარმონიკებმაც. ნახაზებზე დაფიქსირებულია მათი გაჩენის მომენტები, რომლებსაც შეეესაბამებიან D_1 პარამეტრის ის მნიშვნელობები, რომლებზედაც წირებს უჩნდებათ პიკები

(წვეტების სახით), მაგალითად ნახ. 8.2(e)-ზე ეს წერტილებია $D_1 = 1,25$; $D_1 = 1,5$; $D_1 = 2$, ნახ. 8.2(b)-ზე: $D_1 = 1,5$; $D_1 = 2,75$, ნახ. 8.3(b)-ზე: $D_1 = 1,15$; $D_1 = 1,48$, ნახ. 8.3(c)-ზე: $D_1 = 0,6$; ხოლო ნახ.8.3(d) - ზე $D_1 = 0,3$; $D_1 = 0,75$.

და ბოლოს ყველა ნახაზზე შეიმჩნევა ერთი საერთო გარემოება (მოვლენა), რომელიც შემდეგში მდგომარეობს: წერტილის $D_1 = 3$ მახლობლობაში, როდესაც $D_1 \cong 2,86 = D'_1$, არეკვლის კოეფიციენტი აღწევს თავის ექსტრემუმს (მაქსიმალურ მნიშვნელობას, რომელიც შეადგენს $|R| \cong 0,6$. ე. ი. არეკლილი ტალღის ამპლიტუდა დაცემული ტალღის ამპლიტუდის 60% შეადგენს, ასე რომ მაქსიმუმის მიდამოებში მესერი შეიძლება კარგი რეტრანსლატორის როლში იქნას გამოყენებული.

9. დასკვნა

ერთპერიოდიანი მესრების შემთხვევაში, როდესაც მესრის შემადგენელი ელემენტებია უსარულოდ გრძელი ძალზე თხელი მეტალური ლენტები ან ასევე უსასრულოდ გრძელი, წრიული კვეთის იდეალურად გამტარი ცილინდრები, ანტენის სიხშირული პარამეტრის გარკვეული მნიშვნელობებისათვის იზადებიან არაქრობადი I გვარის ჰარმონიკები.

ნაშრომში ნაჩვენებია, რომ ორპერიოდიან მესრიდან არეკვილ ტალღაში შეიძლება თავი იჩინოს II გვარის ჰარმონიკებმაც.

განხილული იქნა სიმეტრიული ვიბრატორის (დიპოლური ანტენის) შემთხვევა, როდესაც დიპოლი წარმოადგენს ღრუ, წრიული განივკვეთის, თხელ კედლიან, იდეალურად გამტარ ცილინდრს, რომლის შუა ნაწილში მოდებულია ჰარმონიული ე. მ. ძალა.

დადგენილი იქნა აღნიშნული ვიბრატორის ზედაპირიდან გასხივებული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტრუქტურა.

მოცემულ ნაშრომში, პირველად ანტენების თეორიაში, შემოთავაზებული იქნა პასიური, იდეალურად გამტარი, თხელკედლიანი ღრუ ცილინდრული ფორმის დიპოლებისგან შედგენილი ერთპერიოდიანი უსასრულო მესერის (რეფლექტორის) მკაცრი ელექტროდინამიკური თეორია; ორიგინალური მათემატიკური აპარატის ეფექტური გამოყენების შედეგად. ანალიზური ფორმით იქნა წარმოდგენილი რეფლექტორის გამოსხივების მახასიათებელი, აგებულია შესაბამისი გამოსხივების დიაგრამები, დაგენილია, რომ მესრიდან არეკვილ ტალღაში, გარკვეულ პირობებში, შეიძლება გაჩნდნენ არაქრობადი ჰარმონიკები, ანუ იჩინოს თავი ე. წ. ვუდის ანომალიებმა [6]. დასმული ელექტროდინამიკური ამოცანა განეკუთვნება მათემატიკური ფიზიკის სასაზღვრო ამოცანათა კლასს, ამოცანის ამოხსნის პროცესში, გარდა სასაზღვრო პირობისა, დაკმაყოფილდა პირობა ე. წ. „პირობა ბასრ ნაპირებზე“, რამაც უზრუნველყო მიღებული ამონახსნის ცალსახობა (ერთადერთობა).

დაგენილ იქნა, რომ დიპოლზე აღძრული აქსიალური დენი, უნდა განისაზღვროს ჰალენის ინტეგრალური განტოლებიდან და აკმაყოფილებდეს „ბასრ ნაპირებზე ნულოვან სასაზღვრო პირობებსაც“, რაც სამეცნიერო ლიტერატურაში აქამდე არ ყოფილა გათვალისწინებული. მიღებულია ახალი რაოდენობრივი და რიცხვითი შედეგები, რაც საინტერესოა როგორც პრაქტიკული, ასევე მეთოდური თვალსაზრისითაც.

მოცემულ ნაშრომში მკაცრი მათემატიკური მიდგომით, ანალიზური სახით გადაწყვეტილია პასიური დიპოლებისაგან შედგენილი, ორპერიოდიანი უსასრულო მესერზე ბრტყელი E - პოლარიზებული ელექტრომაგნიტური ტალღის დიფრაქციის შედეგად წარმოქმნილი ელექტრომაგნიტური ველის სტრუქტურის განსაზღვრის ამოცანა.

ამონახსნის ძიების პროცესში გაკეთებულია პრაქტიკული თვალსაზრისით მისაღები დაშვებები ისე, რომ უზრუნველყოფილია ცდომილების დაბალი დონე.

დადგენილი იქნა, რომ ორპერიოდიან მესერებზე ბრტყელი ტალღის გაბნევისას, დიფრაქციულ სპექტრში, I გვარის არაქრობად ჰარმონიკებთან ერთად შეიძლება გაჩნდნენ II გვარის ჰარმონიკებიც, რაც აქამდე არ ყოფილა ცნობილი სამეცნიერო ლიტერატურაში. დადგენილია აგრეთვე პირობები, როდესაც მოცემული მესერი შეიძლება გამოყენებული იქნას როგორც კარგი რეტრანსლატორი, არა მარტო გრძელტალღოვან, არამედ მოკლეტალღოვან დიაპაზონშიც.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г. Пассивные ретрансляторы для радиорелейных линий. М., «Связь», 1973. 207с.
2. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. М., «Связьиздат», 1957.
3. Колавито, Д. Аурия. Экспериментальные исследования работы пассивных ретрансляторов. – «Труды ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике», 1963, №11.
4. Ямпольский В. Г. Наклонное падение плоской волны на проволочную сетку.-«Радиотехника», 1955, №9.
5. V. Twersky, J. Appl. Phys., 23, 407 (1952).
6. А. Г. Кюркчан, Радиотехника и электроника, 17, № 12, 701 (1972).
7. Б. Е. Кинберг, С. В. Гуревич, Радиотехника и электроника, 13, №5, 791 (1968).
8. Я. Н. Фельд, Радиотехника и электроника, 4, № 12, 2004 (1959).
9. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, изд. «Наука» 1973, с. 544.
10. Kevanishvili G. Sh., Kevanishvili I. G., and Kotetishvili K. V. Diffraction of the Plane Wave at Idially Conducting Thin Strip, GEN, №2, 2006, p. 11-15.
11. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведения, М.; Наука, 1971. -757 с.
12. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев. Интегралы и ряды. М.; Наука, 1983.
13. Х. Хёнл, А. Мауэ, К. Вестыфаль, Теория дифракции. м.; Мир, 1964. с400.
14. Дж. Стреттон. Теория электромагнетизма М.; ОГИЗ 1948, с.328.
15. Б. М. Будаков, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов, Сборник задач по математической физике. М.; "Наука", 1972, 677с.
16. Г. М. Фихтенгольц. Курс дифференциального и интегрального исчисления.
17. А. Анго. Математика для электро и радиоинженеров. М.; "Наука". 1967, 422 с.
18. Klein W. Richtsrahl – Ubertragungsversuche in den Alpen. – “Technische Mitteilungen. PTT”, 1949 , №2.
19. Takeshita S. “Journal Inst. Electrical Commun”, t. 47, 1964, N3, с. 333-338.

20. Ray D. Thrower. Passive Repeater. Installations, can Reduce microwave System Costs. – “Commun. News”, 1967, №10.
21. Г. Ш. Кеванишвили, В. Д. Меладзе, Г. Г. Мушкудиани, А. Г. Робиташвили. Рассеяние плоской электромагнитной волны на пассивном ретрансляторе из экрана и идеально проводящего цилиндра. საქართველოს საინჟინრო სიახლენი, №1, 2013, გვ.77-83.
22. А. М. Покрас. Перископические антенны и беспроводные линии передачи. - М., Связьиздат, 1965, 193 с.
23. Функциональный анализ, под редакцией С. Г. Крейна. - М., Наука, 1972, 544 с.
24. И. М. Гельфанд, Г. Ш. Шилов. Обобщенные функции и действия над ними. - М., ФМ, 1956, сс. 52-57.
25. Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Г. М. Кобельков. Численные методы. - М., Наука, 1987, 133 с.
26. გ. ქევანიშვილი, ქ. კოტეტიშვილი. გამოყენებითი ელექტროდინამიკა. სტუ, თბილისი, 2006წ.
27. Баскаков С. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: "Высшая школа", 1992. 416 с.
28. Федеров Н. Н. Основы электродинамики. М.: "Высшая школа", 1980, 399 с.
29. J. R. Wait. Electromagnetic radiation from cylindrical structures, Pergomon Press, 1959.
30. Ф. Б. Черный. Распространение электромагнитных волн. "Советское радио", 1972, с.99 и с. 31.
31. G. SH. Kevanishvili et. al. ON the problem of electrodynamic comptibiliti of antennas, Georgian Engineering News (Gen). 2007, N3, pp. 42-48.
32. L. B. Felsen, N. Marcuvits. Radiation and Scatterin of Waves, Prentice Hall, Inc. Englawood Cliffs, New Jersey, 1977. vol. 1, p. 120.
33. E. Yanke, F. Emde, F. L. Losch. Tafeln Hoberer Funktionen, B. G. Teubner Verlagsgellascafi. 1960. 344p.
34. Harrington R. F., Fild Computation by Moment Methods, Macilban, New York 1968.
35. R. King, G. Smith. Antennas in Matter, The Mit Press, 1981, v.2, 822 p.
36. Hessel A., Oliner A. A. A New Thery of Woods Anomalies on Optical Gratings. Appl. Opt., 1965, 4. №10, p. 1275-1297.

37. V.P. Shestopalov, A.A. Kirilenko, C.A. Masalov, I.K. Sirenko. Diffractional lattices vol. I, Kiev, Naukova Dumka, 1986, 236 p. (in Russian)
38. Ф. Г. Богданов, Г. Ш. Кеванишвили. Дифракция волн на решетках и волноводных неоднородностях. – Тбилиси: Изд-во "Самшобло", 1994. 244 с.
39. პეტოევი ი. კომპლექსური მასალების შექმნისათვის პერიოდული სტრუქტურების ელექტროდინამიკური თვისებების შესწავლა. სადოქტორო დისერტაცია. თბილისი, თსუ, 2013 წ. 88გვ.
40. Engheta N., Ziolkowski R. W. Metamaterials, Physics and Engineering Explorations, John Wiley & Sons. Inc, 2006.
41. Eleftheriades G. V., Balmain K. G. Negative-Refractive Metamaterials. Fundamental Principles and Applications, Hoboken: John Wiley & Sons, Inc. 2005.
42. Slepyan G. I., Maximenko S. A., Kujir P. P., Modern Tendency of the Nanoelectromagnetic Development: Analytical Review 2012: <http://elib.bsm.by/handle>.
43. Lindell I. V., Sihola A. H., Tretyakov S. A., Viitanen A. J. Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media. Boston: Artech House, 1994.
44. Zouhdi S., Sihola A., Arsalane M., Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials. Kluwer Academic Publishers, 2002.
45. Victor P. Nilsson, Photonics Research Developments. Nova Science Publishers, Inc, 2008.
46. Г. Ш. Кеванишвили, Д. К. Квавадзе. Об одном обстоятельстве дифракции электромагнитной волны на периодической структуре. "Радиотехника", М., т. 19, №11, 1964.
47. Г. Ш. Кеванишвили, Д. К. Квавадзе, П. И. Бекаури. О дифракции электромагнитной волны через решетки, состоящих из круглых полос. Радиотехника и Электроника. т. XI, М: 1966, ст. 136-139.
48. C. C. Chen. Transmission of Microwave Through Perforated Flat Plates of Finite Thickness, IEEE Trans. Microwave Theory. Tech., vol. MTT. pp. 1-6. 1973.
49. Kevanishvili G. Sh., Sikmashvili Z. I., Tsagareishvili O. P. Diffraction of Electromagnetic Waves by Periodical Lattice With Rectangular Apertures. VIIth Sov. Symposium on Diffraction and Propagation Waves. Rostov 1977, pp. 255-258.
50. H. H. Park and H. J. Eom. Electromagnetic Scattering from Multiple Rectangular Apertures in a Perfectly Conducting Screen. IEEE Antennas and Propagation, vol. 47. pp. 1056-1060, Jun. 1999.

51. Z. Sikmashvili, I. Sikmashvili, O. Tsagareishvili. Diffraction of Plane EM Wave on Screen with Finite Width and Waveguide Windows. Bulletin of Academy of Sciences of the Georgian. vol. 156, N3, p. 403-407.
52. M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, 1968.
53. E. C. Titchmarsh, Introduction to the Theory of Fourier Integrals, Clarendon Press, Oxford, 1937.
54. Л. А. Вайнштейн. Теория дифракции и метод факторизации, М; "Советское Радио", 1966, с. 289.
55. Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Е. М. Кобельков. Численные методы, М.; изд. "Наука" с. 116, фop. (4).
56. J.M. Jin and J.L.Volakis. Electromagnetic Scattering by the Transition Three-dimensional Slot in a Thick Conducting Plane. IEEE Trans. Antennas-Propagat., vol.39, pp.1544-1550, Apr. 1991.
57. Sikmashvili, Z. Sikmashvili, O. Tsagareishvili. Diffraction of EM Waves by Perforated Screen With Finite Width. III International Seminar-Workshop Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED – 98), Tbilisi, Georgia, Nov. 1998, pp. 2-5.
58. Sikmashvili, I. Sikmashvili, O. Tsagareishvili, Reflect Properties of Metal Screen With Waveguide Window. Georgian Engineering News (GEN), 1998, N1 (5), pp. 5-9.
59. G. Sh. Kevanishvili, D.Sh Bakradze and K.V. Koketishvili: "Summarizing the binary row encountering in the theory of wave diffraction on the double-periodic lattices", GEN, 1997, N3, pp.3-9, (in Russian).
60. Mittra R., Lee S. W., Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves, Macmillan, New York, 1971.
61. Kantorovich L.V., Akilov G.P., Functionary Analysis, M.; "Nauka", 1977, 741 p.
62. E. Hallén, Theoretical Investigations into the Transmitting and Receiving Qualities of Antennas, Nova Acta Regiae Soc. Sci. (Upsula) 11, 3 (Nov. 1938).
63. Леонтович М. А., Левин М. Л. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн. – "ЖТФ", 1944, №9.
64. G. Sh.Kevanishvili, V. D. Meladze, I. G. Kevanishvili, D. D. Doborjginidze, A. G. Robitashvili, G. G. Mushkudiani. Electromagnetic Analysis of a Complex Structure Cylindrical Antenna. 2014 XIX-th International Seminar/Workshop on DIRECT AND INVERSE PROBLEMS OF ELECTROMAGNETIC AND ACOUSTIC WAVE THEORY (DIPED), p.59-62.

65. G. Sh. Kevanishvili, D. D. Doborjginidze, I. G. Kevanishvili, G. G. Mushkudiani, Z. Sikmashvili, I. Sikmashvili. Electromagnetic Scattering on the Double-periodic Lattice, Composed of Passive Dipoles. XIX-th International Seminar/Workshop on DIRECT AND INVERSE PROBLEMS OF ELECTROMAGNETIC AND ACOUSTIC WAVE THEORY (DIPED), p.62-67.
66. Kevanishvili G. Sh., Kevanishvili I. G., Kekelia G. V., Robitashvili A. G., Chikhladze G. G. and Mushkudiani G. G. Calculation of the Radiation Characteristic of the Cylindrical Radome With the Dipole Inserted Into It. საქართველოს საინჟინრო სიახლენი(სსს),N3,(ტ. 71), 2014, გვ.8-15.
67. ქევანიშვილი გ. შ., მელაძე ვ. დ., მუშკუდიანი გ. გ., რობიტაშვილი ა. გ. ევრანისა და იდეალურად გამტარი ცილინდრისგან შედგენილ პასიურ რეტანსლატორზე ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის გაბნევა. საქართველოს საინჟინრო სიახლენი (სსს) N1, 2013, გვ. 77-83.