

Vilniaus Universitetas
Fizikos Fakultetas
Radiofizikos Katedra

RYŠIO LINIJOS

Mokomoji knyga

Parengė J.Banys

Vilnius 2003

ĮVADAS

Šiandieninė ryšių industrija yra pirmaujanti pasaulinės ekonomikos jėga. Mūsų gyvenimas darosi vis sunkiau įsivaizduojamas be telefono, fakso, interneto. Naudodamasis ryšių technikos teikiamais patogumais, retas susimąsto — o kaip visa tai atsirado? Šio įvado tikslas parodyti, kokį vaidmenį ryšių vystyme suvaidino fizika ir fizikai. Pagrindiniai buvo remtasi W.F. Brinkmano ir D.V. Lango straipsniu žurnale „Reviews of Modern Physics“. Abu šie autoriai dirba Bell laboratorijoje, todėl nenuostabu, kad gausu faktų apie šios garsios laboratorijos pasiekimus.

Ryšių technikos pagrindus savo atradimais padėjo fizikai Oerstedas, Ampere'as, Faraday'us ir Henry's. Po to buvo išrasta palyginti nesudėtinga ryšio priemonė — telegrafas. Tuo metu didelį darbą tobulinant ryšius atliko tokie talentingi savamoksliai išradėjai kaip Morse, Bellas, Edisonas. Glaudesnis ryšys tarp ryšių ir fizikos atsirado netrukus po 1876 metų telefono išradimo. Telefonijai būdingi elektromagnetizmo ir bangų sklidimo reiškiniai sudomino fizikus, o telefoninio ryšio plėtrai vadovaujantys žmonės greit suprato mokslinių tyrimų naudą.

Taikomieji fizikos tyrimai tobulino ryšių technologijas bei darė teigiamą įtaką pačios fizikos vystymuisi. Tų tyrimų pobūdis priklausė nuo ryšių pramonės poreikių, tačiau kai kurie fizikos atradimai smarkiai pakeisdavo pačios pramonės vystymąsi. Pagal šiuos atradimus ryšių ir fizikos sąveikos istoriją galima būtų suskirstyti į keturias eras: elektromagnetizmo, elektrono, kvantinės mechanikos ir kvantinės optikos.

1. Elektromagnetizmo era

Ši era prasideda 1820 m., kada Oerstedas atrado, kad elektros srovė sukuria magnetinį lauką. Pirmasis elektromagnetas buvo padarytas 1825 m., o 1831 m. nepriklausomai vienas nuo kito Faraday'us ir Henry's atrado, kad elektros srovę galima sužadinti magnetiniame lauke judančiuose laiduose. Elektromagneto idėja ryšių technikoje buvo pritaikyta 1837 m. Tuomet Cooke'as ir Wheatstone'as Didžiojoje Britanijoje pasiūlė analoginę telegrafo sistemą, o S. Morse Amerikoje — skaitmeninę telegrafo versiją. Pastaroji, pasirodžiusi esanti tobulesnė, buvo pradėta plačiai naudoti. 1861 m. buvo nutiesta pirmoji transkontinentinė telegrafo linija per Jungtines Valstijas, o 1866 m. — pirmasis transatlantinis telegrafo kabelis. Prie pastarojo atsiradimo daug prisidėjo britų fizikas Williamas Thomsonas. Vienas iš jo darbų — veidrodinio galvanometro silpnų signalų registravimui sukonstravimas.

Sparčiai vystantis JAV ekonomikai, keitimosi informacija poreikis vis didėjo. Tuo tarpu telegrafo linija galima buvo siųsti tik vieną pranešimą — norėtuši daugiau. (Užbėgant už akių galima būtų pastebėti tendenciją, būdingą visoms trims pagrindinėms ryšio rūšims: telegrafui, telefonui, šviesolaidiniam ryšiui — iš pradžių sistema įsitvirtino vienkanelio ryšio pavidalu, tačiau, augant poreikiams, būtinas tampa daugiakanalis, arba sutankintas ryšys). Telegrafo, kurio ta pačia linija vienu metu būtų galima perduoti daug pranešimų, arba sutankinto telegrafo, atradimas žadėjo labai didelius pinigus, todėl daugelis ėmėsi šio darbo. Tarp jų buvo Alexanderis Grahamas Bellas ir Elisha Gray'us. 1876 vasario 14 d. Bellas ir Gray'us į tą pačią patentų tarnybą atnešė paraišką, aprašančią telefono veikimo principą. Bellas geriau suprato atradimo reikšmę, gal būt dėl to jam pavyko pasiekti, kad telefonų technologijos kontrolė būtų atiduota jo įkurtai firmai Bell Telephon Company.

Į Bello telefono imtuvo elektromagnetą ateidavo garso dažnį atkartojanti elektros srovė. Elektromagnetas srovės dažniu virpindavo metalinę diafragmą, o šioji skleisdavo srovėje „užkoduotus“ garsinius signalus. Šis principas ir dabar naudojamas daugelyje aparatų. Tuo tarpu siųstuvas (mikrofonas) buvo labai netobulus — į jį tekdavo rekti, kad kitame laido gale kas nors girdėtųsi. Mikrofoną patobulino T. Edisonas, — nuo tada jau buvo sudarytos sąlygos naujos ryšio rūšies išplitimui.

Tuo metu, kai išradėjai tobulino telefono aparatą, fizikai dėjo teorinį pamatą tolimojo telefoninio ryšio sistemoms. 1864 m. Jamesas Clerkas Maxwellas sukūrė vieningą elektromagnetizmo teoriją. Jo numatytų bangų buvimą 1886 m. eksperimentiškai įrodė Heinrichas Hertzas. Tais pačiais metais britų

fizikas Oliveris Heaviside'as, pritaikęs Maxwell'o teoriją, parodė, kad ilgais telefono laidais tekančią elektros srovę reikia nagrinėti kaip elektromagnetines bangas. 1884 m. Rayleigh'us parodė, kad telegrafo signalas, sklisdamas linija, silpnėja. Apskaičiavęs slopinimo priklausomybę nuo dažnio, jis padarė išvadą, kad didesnio dažnio telefono linijose signalas slops daug greičiau nei telegrafo.

Bell Telephone Company (vėliau — AT&T) inžinerijos departamento vadovai suprato, kad Rayleigh'aus iškeltų problemų sprendimui savamokslių išradėjų pastangų neužteks. 1885 m. jie įsteigė tyrimų departamentą Bostone. Departamento darbuotojų dėmesys turėjo būti sutelktas į elektromagnetinio sklidimo ilgose telefono linijose prigimtį. Hammondas Hayesas, vienas iš pirmųjų Harvardo universiteto fizikos daktarų, organizavo departamentą ir samdė kitus fizikus iš geriausių Amerikos universitetų. Tai buvo pramoninių taikomosios fizikos tyrimų ryšių technikoje pradžia.

1887 m. Heaviside'as sukūrė perdavimo linijų teoriją. Svarbi šios teorijos išvada — nuostolius telefono linijose galima sumažinti ne tik mažinant varžą, bet ir didinant jų induktyvumą. 1899 m. Georgas Campbellas iš AT&T Bostono laboratorijos ir Michaelas Pupinas iš Kolumbijos universiteto beveik tuo pačiu metu nustatė ryšį tarp linijų parametrų (paskirstytųjų ir sukauptųjų). Paaikškėjo, kad linijos paskirstytąjį induktyvumą galima padidinti nuosekliai į ją tam tikrais atstumais įjungiant induktyvius elementus (turinčius sukauptąjį induktyvumą). Tam reikalinga sąlyga — atstamai tarp minėtų elementų turi būti mažesni nei 1/10 sklindančios linija bangos ilgio. Pasinaudojus Campbello ir Pupino teorija, pavyko dvigubai prailginti maksimalų telefoninio pokalbio atstumą. Ten, kur atstumas nebuvo svarbiausias dalykas, telefono kabelių laidai buvo keičiami plonesniais (padidintas induktyvumas kompensavo varžos padidėjimą). Tokiu būdu kabelių kaina buvo sumažinta dešimteriopai.

Minėtų pasiekimų, aišku, buvo per maža. Telegrafas tuo metu turėjo elektromechaninius kartotuvus, kurie sustiprindavo susilpnėjusį signalą. Pirmųjų telefoninių kartotuvų veikimo principas buvo analogiškas paties telefono veikimo principui. Šie prietaisai turėjo siaurą dinaminę diapazoną ir iškraipydavo originalų signalą. Egzistuojančių kartotuvų netobulumas skatino sukurti naujo tipo prietaisą, bet tai jau bus sekančios eros produktas.

2. Elektronos era

Tuo metu, kai buvo išrastas telefonas, fizikai jau tyrinėjo elektros srovės tekėjimą išretintose dujose. Vėliau šie tyrimai atvedė prie naujos ryšių technologijos eros.

1859 m. J. Plekeris atrado spindulius, judančius lygiagrečiai ir statmenai katodo paviršiui, kurie vėliau buvo pavadinti katodiniais spinduliais. 1869 m. J.V. Gittorfas pastebėjo, kad jie atsilenkia magnetiniame lauke, o 1871 m. K. Varli, - kad spinduliai turi neigiamą krūvį. 1895 m. Perrenas ir 1897 m. J.J. Thomsonas nustatė, kad katodiniai spinduliai - tai neigiamų dalelių srautas. 1891 m. šios dalelės buvo pavadintos elektronais. Greitai paaiškėjo, kad elektroninių spindulių reiškinys turi praktinio pritaikymo perspektyvą ir 1904 m. J. Flemingas išrado vakuuminį diodą. Flemingo diodas buvo puikus telegrafo signalų detektorius, be to, paskatino kitą - triodo - išradimą. 1907 m. L. de Forestas išrado vakuuminį triodą, kuris buvo žymiai geresnis radijo dažnių detektorius nei Flemingo diodas. 1912 m. de Foresto triodas buvo demonstruojamas Bello pareigūnams kaip potencialus telefono signalų stiprintuvas. Pristatymas nepavyko, nes triodo išėjimo galia buvo nepakankama jų taikymams telefonijoje. Tuo metu AT&T filiale Western Electric laboratorijoje (nuo 1925 m. VWestern Electric tapo Bell Telephone Laboratories. sutrumpintai Bell Labs) dirbęs H.D. Arnoldas iškart suprato, kaip patobulinti vakuuminį triodą: reikalingas aukštesnis vakuumas, oksidu padengtas katodas, tikslesnė tinkelio pozicija. Atlikęs visus šiuos patobulinimus H.D. Arnoldas sukūrė tinkamą telefono signalų stiprintuvą, kuris padarė įmanomais didelio nuotolio telefoninius pokalbius. 1915 m. tarptautinės parodos metu, pirmąją transatlantinę telefono liniją kalbėjosi JAV prezidentas W. Wilsonas, A.G. Bellas ir pastarojo asistentas T. Watsonas. Pirmasis jų buvo Vašingtone, antrasis - Niujorke, o trečiasis San Franciske. Apskritai H.D. Arnoldo istorija yra pamokoma. Viskas prasidėjo 1910 m. Vienas iš tuometinės Western Electric vadovų F.B. Jewettas numatė, kad ilgoms telefonų linijoms taip reikalingi stiprintuvai turėtų naudoti elektroninius pluoštelius. Jis paprašė savo draugo, dirbusio su šiais pluošteliais Čikagos universitete, atsiųsti geriausią studentą. Draugas vadinosi Robertas Milikanas

(garsus fizikas, išmatavęs elektrono krūvio dydį), o studentas — H.D. Arnoldas. Pastarasis pradėjo dirbti Western Electric 1911 m. ir jau po dvejų metų pasiekė tikslą. Ši sėkmė įtikino AT&T pareigūnus, kad priimti į darbą jaunos gabius fizikus yra geras biznesis. Aukšto vakuomo triodą, be Arnoldo, sukūrė ir I. Langmiuras iš General Electric. Vakuuminiai elektroniniai stiprintuvai ne tik leido labai padidinti telefono linijų ilgį, bet ir padarė įmanomą bevielę telefoniją. 1915 m. Bell System mokslininkai perdavė kalbą bevieliu telefonu, kuriame buvo naudojami didelės galios aukšto vakuomo lempiniai stiprintuvai, iš Arlingtono (Virdžinijos valstija) į Paryžių ir Honolulu. Tačiau tuo metu ši telefonijos rūšis komerciškai neapsimokėjo, todėl nepaplito.

Vakuuminės lempos leido smarkiai padidinti telefono linijų pralaidą ir sumažino pokalbio kainą. Tai buvo įmanoma sukūrus daugiakanalį telefonų ryšį. Šiuo atveju tų pačių laidų pora vyksta keletas pokalbių vienu metu. Jie nesusimaišo, nes skiriasi kanalų nešantysis dažnis. Pastarasis turėjo būti 5-25 kHz diapazono. Tokio dažnio generavimas, moduliavimas ir stiprinimas tapo įmanomas tik atradus vakuuminius triodus. Elementas, leidžiantis atskirti vieną kanalą nuo kito, buvo sukurtas dar 1910 m. Bell System teoretikas G. Campbellas išrado bangų filtrą. Tuo metu išradimo reikšmė nebuvo įvertinta. Jis užpatentuotas tik 1917 m., pradėjus kurti daugiakanalį telefono ryšį.

Trečiajame dešimtmetyje fundamentalūs telefoninio ryšio principai jau buvo neblogai žinomi. Tuomet buvo pradėtos intensyviai tirti prietaisuose esančios medžiagos. Pavyzdžiui, nustatyta, kad vakuuminės lempos parametrai labai priklauso nuo jos katodo medžiagos. Buvo ne tik išbandomos įvairios medžiagos, bet ir stengiamasi išsiaiškinti priežastis, nulemiančias geresnį ar blogesnį lempos veikimą. Katodo problema gali būti tipiškas mokslo ir pramonės sąveikos pavyzdys. Šia problema domėjosi ne tik tokioje firmose kaip Bell Labs dirbę mokslininkai, bet ir jų kolegės iš universitetų. Tai stimuliuavo paviršiaus fizikos vystymąsi. Kai kuriems firmose dirbusiems fizikams pavyko padaryti fundamentalių atradimų. Pavyzdžiui, Bell Labs dirbęs C.J. Davissonas trečiajame dešimtmetyje pastebėjo ir ištyrė bangines elektrono savybes, už ką 1937 m. gavo Nobelio premiją.

Amerikiečių praktikoje buvo būdinga fizikus samdyti dirbti taikomąjį darbą. Norint pritraukti ir išlaikyti geriausius, stengtasi netrukdyti jiems šalia praktinių problemų gvildinti ir grynai mokslines. Iš to naudos turėjo ir mokslas, ir gamyba.

3. Kvantinės mechanikos era

Teorinis naujos ryšių eros pagrindas buvo padėtas Europoje, kai trečiajame šio amžiaus dešimtmetyje sparčiai vystėsi kvantinės mechanikos teorija. Nauja fizikos sritis iš fundamentalaus mokslo greitai tapo praktiniu įrankiu, svarbiu medžiagų charakterizavimui. Čia būtų galima paminėti 1928 m. F. Blocho kvantinę metalų teoriją, 1933 m. E. Wignerio ir F. Seitzo energetinių juostų struktūros skaičiavimo metodą. Energetinės struktūros žinojimas leido paaiškinti, o kartais ir numatyti medžiagų optines ir elektrines savybes, o tai labai palengvino, pavyzdžiui, puslaidininkinių prietaisų kūrimą.

Tuo tarpu eksperimentinės puslaidininkių fizikos šaknys siekė dar XIX amžių. Aštuntajame šio amžiaus dešimtmetyje, kai Bellas išrado telefoną, fizikai dirbdami su selenu, vario oksidu, įvairių metalų sulfidais (kaip vėliau paaiškėjo, visos šios medžiagos yra puslaidininkiai) atrado diodo lyginimo reiškinį, Hallo efektą, fotolaidumą ir fotovoltinį efektą. Mintis pakeisti vakuuminės lempas kieto kūno analogais sklandė tarp fizikų dar 1920-1930 metais.

Ketvirtojo dešimtmečio antroje pusėje kietojo kūno fizika jau turėjo tvirtą fundamentalių pagrindą ir Mervinas Kelly, Bell Labs direktorius moksliniams tyrimams pradėjo ieškoti kietojo kūno fizikos specialisto, galinčio pritaikyti savo žinias praktiniams tikslams. 1936 m. jis pasirinko W. Shockley. Tačiau rimtai kurti kieto kūno prietaisus ryšių technikai pradėta tik po karo, 1946 metais, pasikeitus šalies poreikiams. Shockley turėjo suburti grupę mokslininkų, kurie užsiimtų prietaisų kūrimu iš silicio ir germanio — medžiagų, kurios buvo sėkmingai išbandytos karo metais mikrobangų detektoriuose, ir jiems vadovauti. Naujoji grupė dirbo sėkmingai - jau 1947 m. buvo sukurtas taškinis tranzistorius.

Tranzistoriaus įdiegimas ryšių technikoje vyko dviem etapais. Per pirmąjį etapą, apimančią šeštąjį dešimtmetį, vakuuminės lempos paprasčiausiai buvo pakeičiamos puslaidininkiniais elementais.

Pirmasis komercinis tranzistoriaus pritaikymas įvyko 1954 m. Bell System; pirmasis visiškai "tranzistorizuotas" produktas pagamintas 1959 m. Šiek tiek buvo sumažintas telefoninių sistemų dydis ir naudojama galia, tačiau jų veikimo principas ir dizainas nepakito. Antrojo etapo metu buvo pradėtos kurti skaitmeninio ryšio priemonės. Skaitmeninės telefonijos koncepcija pirmąkart buvo pademonstruota Bell Labs dar 1947 m. Tačiau komercinės skaitmeninės telefonijos įdiegimas tapo naudingas tik sukūrus kompleksines puslaidininkinių prietaisų grandines. Tolesnis skaitmeninės technikos vystymasis glaudžiai susijęs su 1958 m. J.S. Kilby išrastomis integrinėmis grandinėmis bei 1960 m. D. Kahng ir M.M. Attala išrastu MOSFET (metal-oxide-semiconductor field-effect transistor) tranzistoriumi. Puslaidininkinių prietaisų kūrimą stimuliuo ne tik ryšių, bet ir informacijos apdorojimo (kompiuterių) technikos poreikiai. Prietaisų kūrėjų pasiekimai leido į vieną lustą su-talpinti vis daugiau tranzistorių, dėl to mažėjo galutinio produkto gabaritai bei kaina. Tranzistorių skaičius luste nuo 1978 m. didėjo eksponentiškai (Moore'o dėsnis). Panašiu greičiu mažėjo prietaisų tūris. Krintant puslaidininkinių technikos kainai, „iš mirusiųjų buvo prikelta" AT&T 1925-ųjų metų faksimilių perdavimo idėja - atsirado dabar visur esantis fakso aparatas.

Puslaidininkinė revoliucija sąlygojo skaitmeninės ryšių technikos ir kompiuterijos suklestėjimą, šios savo ruožtu pagimdė naują reiškinį - „Internetą". Po to, kai paplito telefoninis ryšys ir telegrafas buvo ne itin reikalingas, paskutinės ryšio technologijos reišė sugrįžimą atgal prie itin sparčios telegrafo versijos, kur dominuoja užkoduoti skaitmeniniai pranešimai, o ne analoginis balsas. Tolesnis ryšių vystymas šia linkme reikalauja vis didesnių duomenų srautų perdavimo greičių. Todėl atsirado poreikis mokytis naujo dalyko — palaikyti ryšį šviesos pagalba.

4. Kvantinės optikos era

Alexanderis Grahama Bellas fotofoną išrado 1880-aisiais, t.y. keliais metais vėliau nei telefoną. Fotofono siųstuve garso bangos sukeldavo šviesą atspindinčios diafragmos vibracijas. Tokiu būdu diafragma moduliavo saulės šviesos spindulį, nukreiptą į imtuvą — seleno saulės elementą, išrastą 1876 metais. Šviesos moduliavimo principas taikomas ir šiuolaikinėse šviesolaidinio ryšio sistemose, tačiau šiuolaikinės sistemos skiriasi nuo Bello fotofono trimis ypatybėmis: pirma, šviesa sklinda ne ore, o stiklo šviesolaidžiu, kurį 1870 metais atrado britų fizikas Johnas Tyndallas; antra, didelio dažnio daugiakanalis skaitmeninis moduliavimas vietoj vienkanelio analoginio moduliavimo balsu; trečia, koherentinis šviesos šaltinis vietoj saulės.

W.A. Tyrrellis dar 1951 m. nurodė, kad optiniai dažniai ryšiams būtų patogesni nei mikrobangos, tačiau pabrėžė, kad šviesos bangų panaudojimui reikalingas koherentinis šių bangų šaltinis. Taigi fizikams tereikėjo sukurti tokį šaltinį — lazerį. Fundamentalusis būsimos išradimo pagrindas tuo metu jau buvo padėtas — 1917 m. Einšteinas aprašė stimuliuotosios emisijos mechanizmą. Šeštojo dešimtmečio fizikų lenktynės kuriant lazerį baigėsi T. Maimano pergale — 1960 m. jis pademonstravo impulsinio rubino lazerio veikimą. Tuoju po to įvairiose laboratorijose vienas po kito buvo sukuriami vis kitokie lazeriai. Labiausiai tinkamas ryšiams puslaidininkinis lazeris buvo sukurtas 1962 metais tuo pačiu metu GE, IBM ir Lincolno laboratorijose. Tačiau iki pat 1970 m. puslaidininkiniai lazeriai buvo ne-tinkami ryšių technikai, nes jie negalėjo ilgai dirbti kambario temperatūroje.

1963 metais H. Kroemeris ir nepriklausomai nuo jo Zh.I. Alferovas su R.F. Kazarinovu pasiūlė puslaidininkinių lazerių pnsandūras daryti iš dviejų medžiagų su skirtingais draustinių energijų tarpais. Tokiems lazeriams buvo pranašaujamos žymiai geresnės savybės nei vienos medžiagos lazeriams. Tačiau įgyvendinti šias idėjas praktiškai buvo nelengva. Tuo metu dar nemokėta formuoti geros kokybės dviejų medžiagų sandūrų. Naujo tipo lazeriai buvo tik fantazijų objektas iki 1967 m., kai J.M. Woodallas, H. Rupprechtas ir G.D. Pettitas paskelbė apie kokybiškos GaAs/AlGaAs sandūros išauginimą skystinės epitaksijos būdu. Netrukus 1970-aisiais metais I. Hayashi ir M.B. Panishas (Bell Labs) bei nepriklausomai nuo jų Zh.I. Alferovas ir E. Portnoi'us paskelbė apie pirmųjų puslaidininkinių lazerių, dirbančių kambario temperatūroje, sukūrimą. Šiuose prietaisuose plonas GaAs sluoksnis buvo įterptas tarp dviejų AlGaAs sluoksnių. Tokiam dariniui yra būdingas dviejų rūšių erdvinis ribojimas. Į ploną GaAs sluoksnį injektuoti elektronai ir skylės uždaromi šiame sluoksnyje, nes AlGaAs draustinių energijų tarpas yra didesnis nei GaAs. Elektronų ir skylių rekombinacija sukuria fotonus, kurie

uždaromi GaAs sluoksnyje, kadangi AlGaAs lūžio rodiklis yra mažesnis (šviesolaidžio efektas). Būtent elektronų, skylių ir fotonų koncentravimas ploname sluoksnyje ir lemia efektyvų lazerio veikimą. Nuo 1970 m. puslaidininkinius lazerius nuolat tobulino, tačiau dvigubas erdvinis apribojimas išliko visuose vėlesniuose lazeriuose.

Apskritai pastaruosiu metu labai svarbūs tapo įvairių medžiagų darinių formavimo būdai - sluoksnių auginimo technologijos. Skystinės epitaksijos technologija suvaidino svarbų vaidmenį kuriant lazerius, veikiančius kambario temperatūroje. Būtina paminėti kitą metodą - molekulinį pluoštelių epitaksijos metodą (MBE). MBE galimybės leidžia auginti labai plonus medžiagos sluoksnius. Šiuose kelių nanometrų storio sluoksniuose elektronų ir skylių savybės labai pasikeičia. Tinkamai pasirenkant sluoksnių storį bei medžiagą, galima užauginti lazerius, kurių parametrai būtų žymiai geresni nei įprastų puslaidininkinių lazerių.

Kitas būtinas optinio ryšio elementas yra šviesolaidis. Pirmieji šviesolaidžiai, pradėti gaminti 1950-ųjų viduryje, nebuvo naudojami ryšiu. 100 dB/km dydžio šviesos signalo nuostoliai būtų leidę palaikyti ryšį tik kelių šimtų metrų atstumu. Persilaužimas įvyko 1970 m., kai RP. Kapronas su bendradarbiais (Corning, JAV) pagamino šviesolaidį, kurio nuostoliai 850 nm bangos ilgio šviesai buvo 20 dB/km. Šio bangos ilgio šviesą generuoja jau minėtas GaAs/AlGaAs lazeris, kuris buvo sukurtas tais pačiais 1970 m. Galima teigti, kad būtent tada gimė šiuolaikinio optinio ryšio technologijos. Perspektyvaus taikymo vizija paskatino intensyviai naujų medžiagų šviesolaidžiams paieškas. 1976 m. nuostoliai buvo sumažinti iki 1 dB/km 1300 nm bangos ilgiui. Tai paskatino pirmąjį komercinį šviesolaidinio ryšio išbandymą 1978 m. Čikagoje. 1985 m. nuostoliai skaiduloje pasiekė 0,15 dB/km 1550 nm bangos ilgiui. Atsižvelgdami į kintančius poreikius, puslaidininkinių lazerių kūrėjai pradėjo gaminti InP/InGaAsP lazerinius diodus. Šių lazerių spinduliuotės bangos ilgis parenkamas iš 1300-1550 nm diapazono, keičiant InGaAsP procentinę sudėtį.

Komercinių optinio ryšio skaidulų pralaida per paskutiniuosius 20 metų didėjo eksponentiškai: per metus vidutiniškai 2 kartus. Eksperimentinių sistemų pralaida paskutiniaisiais metais augo dar sparčiau. Tai susiję su WDM (wavelength-dimension-multiplexing — bangos ilgių sutankinimo technologijos) vystymu. Šios technologijos esmė: skaidula sklinda iš karto daug signalų, kuriuos perneša skirtingų bangos ilgių spinduliuotė. Eksperimentinių vienos skaidulos sistemų su WDM pralaida jau peržengė 1 terabito per sekundę ribą. WDM galima pritaikyti ir jau egzistuojančioms komercinėms ryšio sistemoms. Panaudojus keleto bangos ilgių spinduliuotę, sistemos pralaida padidės tiek kartų, kiek skirtingų bangos ilgių bus naudojama skirtingiems signalams pernešti. Priimant signalus, reikalingi selektyvūs bangos ilgiui elementai, kurių įrengimas, beje, yra daug pigesnis nei naujų šviesolaidžių tiesimas.

WDM idėja pagrįsta tuo, kad skirtingų bangos ilgių spinduliuotės šviesolaidyje nesąveikauja tarpusavyje, nors yra ne visai taip. Vieno arba kelių šviesos pluoštelių sąveika — netiesinės optikos objektas. Netiesiniai efektai būdingi intensyviai koherentinei spinduliuotei, todėl nenuostabu, kad pirmasis efektas, dvifotonė sugertis, buvo stebėtas 1961 metais — praėjus metams po lazerio sukūrimo. 1975 m. R. Stolenas pastebėjo keturbangę sąveiką šviesolaidyje, tai reiškė, kad skirtingų bangos ilgių spinduliuotė šviesolaidyje sąveikauja tarpusavyje ir, nors ši sąveika nėra stipri, perduodant signalus dideliais atstumais jie gali būti iškraipomi. Tobulinant WDM technologiją, buvo prieita riba, kai šią problemą teko išspręsti, ir tai buvo padaryta 1993 m. Bell Labs modifikavo skaidulą taip, kad spinduliuotės sklaidimo greitis joje šiek tiek priklausytų nuo bangos ilgio. Tuomet pažeidžiama taip vadinama fazių suderinimo sąlyga ir signalai tarpusavyje nebesąveikauja.

Labai svarbus WDM technologijai ir apskritai šviesolaidinei technikai yra tinkamo optinio stiprintuvo sukūrimas. Savaimė aišku, kad tokio stiprintuvo veikimas turi būti pagrįstas stimuliuotos emisijos panaudojimu, tai-gi galima pasinaudoti lazerių fizikos pasiekimais. Visgi reikėjo surasti stiprintuvo variantą, labiausiai atitinkantį ryšių technikos elementų būdingas savybes. Išbandžius keletą variantų paaiškėjo, kad geriausias stiprintuvas yra erbiu legiruotas šviesolaidis. Retųjų žemių jonų lazeriai buvo didelis fizikų susidomėjimo objektas nuo pat pirmojo lazerio kūrimo laikų ir nuo tada sukauptos žinios labai paspartino šviesolaidinio erbio stiprintuvo sukūrimą. Nuo 9-ojo dešimtmečio šie stiprintuvai jau plačiai taikomi eksperimentinėse sistemose. Optiniai stiprintuvai kompensuoja šviesos energijos nuostolius, patiriamus šviesolaidžiais perduodant signalus dideliais atstumais. Stiprintuvai yra pigesni už tuo pačiu tikslu naudojamus optoelektroninius kartotuvus. Ypač stiprintuvų nauda akivaizdi

WDM sistemose, kur vienas erbiu legiruotas šviesolaidis pakeičia keliasdešimt kartotuvų.

Optinio ryšio pagalba galima perduoti didžiulius duomenų srautus. Na, bent jau šiuo metu tie srautai atrodo dideli. Visgi netolimoje ateityje ir optinio ryšio teikiamos galimybės gali nebepatenkinti vis didėjančių poreikių. Tada tikriausiai ateities fizikos atradimai duos impulsą naujam ryšio būdui atsirasti. Pradės nauja era...(Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 2, 1999).

Šis kursas yra praplėstas, privalomi dalykai turinyje pažymėti stambesniu šriftu. Likusi medžiaga yra skirta plačiau besidomintiems šiuo dalyku.

I Skyrius Cilindrinės linijos ir Smith'o diagrama

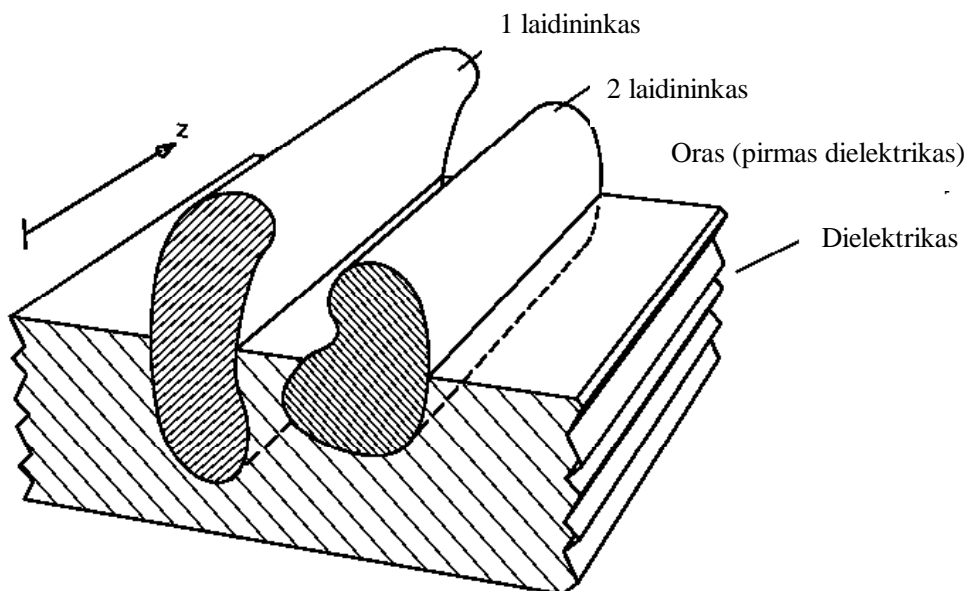
Pagrindiniai principai:

1. Pagrindinius reiškinius elektrotechnikoje ir elektronikoje galima aprašyti modeliais (arba taip vadinamomis ekvivalentinėmis grandinėmis) iš koncentruotų elementu.
2. Tai yra patikima ir tikslinga, kai tiriamojo signalo bangos ilgis yra žymiai didesnis už nagrinėjamos sistemos elektrinius matmenis.
3. Didesnėms elektrinėms sistemoms, didėjant dažniui ir didėjant perdavimo greičiui, perdavimo grandinių analizei vis labiau reikia taikyti paskirstytų parametru modelius.

Pavyzdžiui:

1. CMOS logika su signalo fronto laiku (tai laikas per kuri įtampa pakyla nuo 0 iki U) $t_f=2$ ns: per šį laiką signalas praeina maksimaliai 60 cm atstumą. Jokių problemų nekyla vienos mikroschemos rėmuose ($l < 1$ cm). Vienos schemos (kortos) ribose taip pat paprastai viskas vyksta be didesnių problemų. Tačiau linijoje kurios ilgis iki 1 m būtinai reikia įskaityti linijos parametrus, nes signalas bus smarkiai iškraipytas.
2. TV – kabeliu sistemos. UHF (Ultra High Frequencies – ypač aukšti dažniai) sistemose ($f=600$ MHz, bangos ilgis 50 cm) kiekvienas kabelio gabaliukas ilgesnis už 10 cm elgiasi ne kaip linija iš koncentruotų elementu.
3. Energijos perdavimas. Elektros energijos perdavimo linija Egipte Assuanas – Kairas yra 1000 km ilgio. Bangos ilgis esant 50 Hz dažniui yra 6000 km. Linija turi būti nagrinėjama kaip paskirstytų elementu linija.

Nagrinėsime cilindrinės linijas. Cilindrinė (1 pav.) (arba ilgyje vienalytiška) linija skersiniame pjūvyje bet kurioje linijos vietoje yra tokia pati – tokia pati geometrija ir toks pats medžiagos



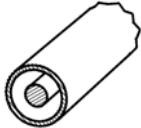
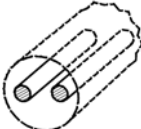
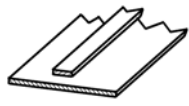
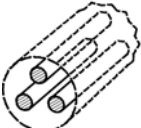
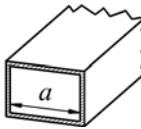
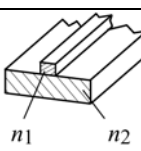
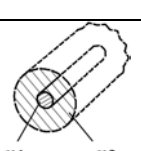
1 pav. Cilindrinė linija

pasiskirstymas.

Elektrinės tokios linijos savybės negali būti aprašytos ekvivalentine schema su baigtiniais skaičiais koncentruotų elementu R , C , L ir kitu. Linijų teorija pateikia pagrindus elektrinių savybių charakterizavimui, bei aprašo elektrinių signalų laikines ir dažnines priklausomybes.

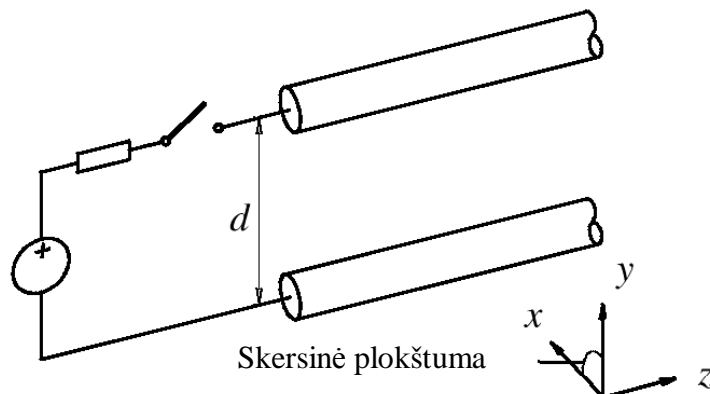
Linijų teorija taip pat gali būti panaudota ir kitose sistemose su silpnai slopinamu signalu sklidimu: akustinių paviršinių bangu sklidimas, akustinės bangos dujose ir t.t.

Linijų pavyzdžiai

Tipas	Forma	Taikymas	Signalų apibūdinimas	Dažnių juosta
Koaksialas (Bendraašė linija)		Energijos perdavimas, Signalu perdavimas, jungimo elementas	Aprėžti įtampos ir srovės	Linijos be nuostoliu $0 \leq f \leq \infty$. Praktinė viršutinė riba dėl slopinimo ir trukdžių.
Dvilaide linija		Energijos signalu perdavimas ir	Aprėžti įtampos ir srovės	Linijos be nuostoliu $0 \leq f \leq \infty$. Praktinė viršutinė riba dėl slopinimo ir trukdžių.
Juosteline linija		Signalų perdavimas ir jungimo elementai	Aprėžti įtampos ir srovės	Linijos be nuostoliu $0 \leq f \leq \infty$. Praktinė viršutinė riba dėl slopinimo ir trukdžių.
Daugialaide linija		Energijos perdavimas	Aprėžti įtampos ir srovės	Linijos be nuostoliu $0 \leq f \leq \infty$. Praktinė viršutinė riba dėl slopinimo ir trukdžių.
Stačiakampis bangolaidis		Signalu perdavimas ir jungies elementai	Neapibrėžtos srovės ir įtampos, kvazioptinis sklidimas	Teoriškai : $f > \frac{c}{2a\sqrt{\mu_r \epsilon_r}}$ $\lambda < 2a$ ($\mu_r=1$, $\epsilon_r=1$)
Juosteline optine linija		Optinis perdavimo ir jungimo elementas	Neapibrėžtos srovės ir įtampos, kvazioptinis sklidimas. (Pilnas atspindys skiriamajame sluoksnyje)	Teoriškai $0 \leq f \leq \infty$. Praktiškai ribotas dėl nuostoliu medžiagoje ir skiriamoje medžiagų riboje.
Šviesolaidis		Optinis signalu perdavimas	Neapibrėžtos srovės ir įtampos, kvazioptinis sklidimas. (Pilnas atspindys skiriamajame sluoksnyje)	Teoriškai $0 \leq f \leq \infty$. Praktiškai ribotas dėl nuostoliu medžiagoje ir skiriamoje medžiagų riboje.

LINIJOS MODELIS

Pirmu artiniu liniją laikysime dviejų cilindrinų laidininkų sistema, kurioje yra mažas elektrinis atstumas tarp abiejų laidininkų (2 pav.).



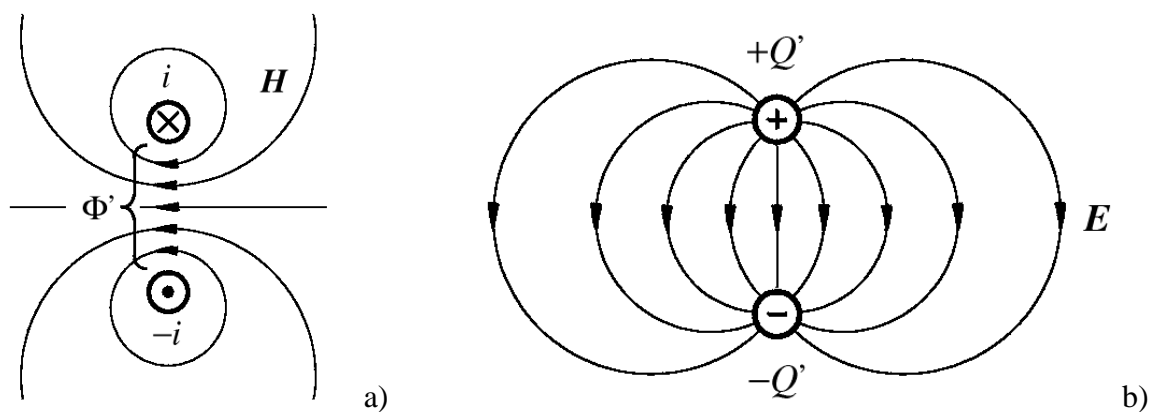
2 pav. Perdavimo linija.

$d \ll \lambda_{\min}$ (minimalus tiriamas bangos ilgis).

Tokioje sistemoje įjungus signalo šaltinį bus:

1. Linijoje tekės srovė ir bus kuriamas magnetinis laukas.
2. Tarp laidininkų bus sukurta įtampa, tuo pačiu – elektrinis laukas tarp laidininkų bei paviršinis krūvis laidininkuose.

Skerspjūvio plokštumoje statiniu atveju turėsime 3 pav. pavaizduotus elektrinį ir magnetinį laukus:



3 pav. Elektrinis (a) ir magnetinis (b) laukai linijoje.

Linijoje tekanti srovė i sukuria magnetinio lauko srauto tankį Φ' . Tuomet magnetinio lauko srautas išilgai linijos ilgiui dz užrašomas taip:

$$\Phi' dz = iL' dz,$$

čia: Φ' – magnetinio lauko srauto tankis ilgio vienetui, L' – induktyvumas.

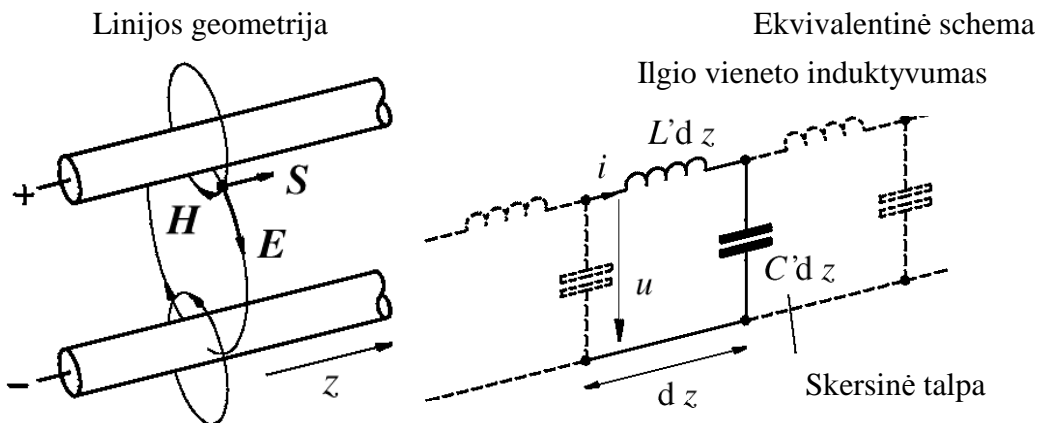
Linijos įtampa u sukuria krūvį Q' . Krūvis linijos ilgyje dz yra:

$$Q' dz = uC' dz,$$

Čia Q' – linijinis krūvio tankis, C' – talpa.

Linijos be nuostolių ekvivalentinė schema

Srovės ir įtampos linijoje yra priklausomos nuo laiko t ir koordinatės z . Be galo trumpą linijos elementą galima pavaizduoti kaip sistemą sudarytą iš koncentruotų elementų (4 pav.).



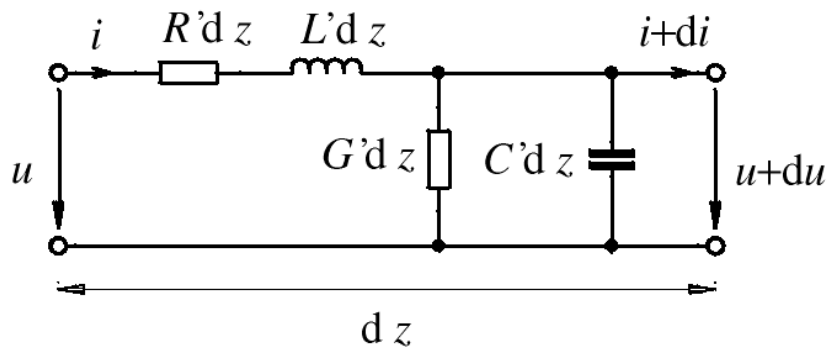
4 pav. Linijos ekvivalentinė schema.

Tipiniai linijos talpos ir induktyvumo dydžiai tokie:

$L' \approx 1 \mu\text{H/m}$, $C' \approx 10 \text{ pF/m}$.

L' ir C' yra **pirminės linijos konstantos**.

Galime nubraižyti ekvivalentinę linijos schemą (5 pav).



5 pav. Ekvivalentinė linijos su nuostoliais schema

1. Ominiai nuostoliai metaliniuose laidininkuose:
 \Rightarrow varžos indėlis R' . Ekvivalentinėje schemoje abiejų laidų varžų indėlis yra įskaitomas kaip viena varža R' .
2. Nuostoliai dielektrike dėl laidumo ir medžiagos perpolarizavimo:
 \Rightarrow laidumo indėlis G' .
 - Nuostolius sąlygojantys elementai R' ir G' dažniausiai yra stipriai priklausantys nuo dažnio.
 - L' ir C' indėliai silpnai priklauso nuo dažnio.

Sudarysime diferencialines lygtys linijai su nuostoliais.

Įtampos ir srovės kitimas išilgai linijos pakitus ilgiui dydžiu dz :

$$du = \frac{\partial u}{\partial z} dz, \quad di = \frac{\partial i}{\partial z} dz;$$

Naudojantis 1 ir 2 Kirchhoff'o taisyklėmis (5 pav.) turime:

$$u = iR' dz + \frac{\partial i}{\partial t} L' dz + u + \frac{\partial u}{\partial z} dz, \quad (1)$$

$$u = iG' dz + \frac{\partial u}{\partial t} C' dz + i + \frac{\partial i}{\partial z} dz, \quad (2)$$

čia $iR' dz + \frac{\partial i}{\partial t} L' dz$ įtampos pokytis ilgyje dz , $iG' dz + \frac{\partial u}{\partial t} C' dz$ - skersinė srovė per $G' dz$ ir $C' dz$ elementus.

Iš (1) ir (2) lygčių, išreiškiant u ir i bei padalinus iš dz išilginę įtampą ir skersinę srovę gauname:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\left(R' + L' \frac{\partial}{\partial t}\right) i, \quad (3)$$

$$\frac{\partial i}{\partial z} = -\left(G' + C' \frac{\partial}{\partial t}\right) u. \quad (4)$$

Čia turime sistemą pirmos eilės diferencialinių lygčių ir kai jų koeficientai yra konstantos.

Linijos be nuostolių telegrafinės lygtys

Kai $R' = 0$ ir $G' = 0$ (3) ir (4) lygtys tampa:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -L' \frac{\partial i}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial i}{\partial z} = -C' \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (6)$$

Paprastai yra pageidaujama lygčių tik su vienu kintamuoju: u arba i . Jei (5) lygtį išdiferencijuosime pagal z , o (6) pagal t ir eliminuosime i arba u , gausime:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = L' C' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial z^2} = L' C' \frac{\partial^2 i}{\partial t^2}. \quad (8)$$

(7) ir (8) lygtys yra perdavimo linijos be nuostolių telegrafinės lygtys. Jas pirmą kartą gavo J.C.Maxwell'as maždaug 1860 metais. Šios lygtys yra tapačios vienmačių bangų lygtims. Sprendinys būtų bet kuri du kartus diferencijuojama funkcija, susidedanti iš dviejų dalinių sprendinių:

$$u(t, z) = u_a(t - z/v) + u_b(t + z/v), \quad (9)$$

$$i(t, z) = i_a(t - z/v) - i_b(t + z/v). \quad (10)$$

(9) ir (10) tenkins (7) ir (8) lygtis kai:

$$\frac{1}{v^2} = L' C' \quad v = \frac{1}{\sqrt{L' C'}} \quad (11)$$

Įrašius (9), (10) ir (11) į (5) ir (6) gauname:

$$\frac{du_a}{di_a} = \frac{du_b}{di_b} = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = L'v = \frac{1}{C'v} = \text{konstanta}. \quad (12)$$

Integruojant (12) lygtį gaunami u_a ir u_b daliniai sprendiniai:

$$u_a(t, z) = \sqrt{\frac{L'}{C'}} i_a(t, z) + \text{Konst.}$$

$$u_b(t, z) = \sqrt{\frac{L'}{C'}} i_b(t, z) + \text{Konst.}$$

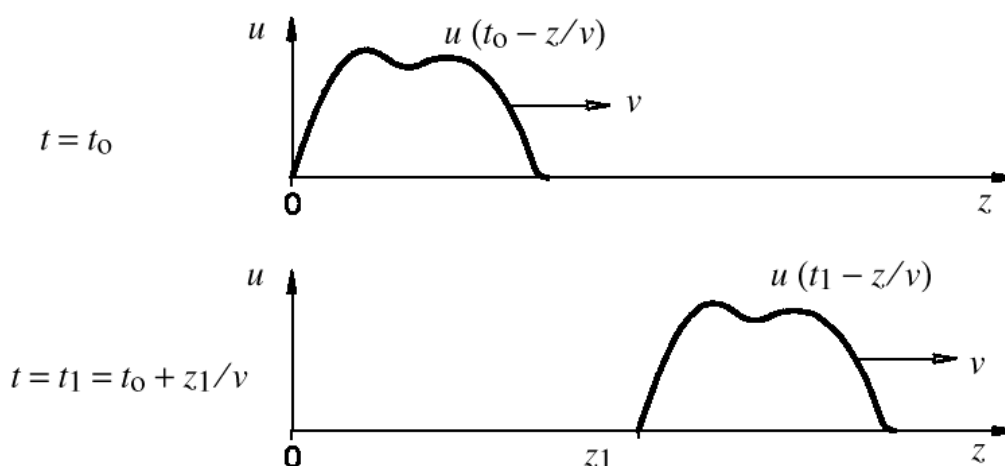
Jei mus domina tik dinaminė sprendinio dalis, tuomet integravimo konstanta atpuola ir gauname:

$$\frac{u_a(t, z)}{i_a(t, z)} = \frac{u_b(t, z)}{i_b(t, z)} = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = Z_w \quad (13)$$

čia Z_w - banginė linijos varža. (savitoji varža). Svarbu pastebėti, kad linijos be nuostolių banginė varža yra realus, o ne kompleksinis, dydis.

Rezultatų paaiškinimas

1. Vienas signalas turintis paveikslėlyje pavaizduotą formą $u(t, z) = u(t - z/v)$ juda greičiu v teigiama z kryptimi, t.y. $+z$ - kryptimi (6 pav.).



6 pav. Signalų sklaidimas linijoje.

Analogiškai judės signalas $u(t, z) = u(t + z/v)$ greičiu v , neigiama z kryptimi, t.y. $-z$ kryptimi. Linija be nuostolių kartu yra linija be dispersijos, t.y. sklaidimo greitis v yra nepriklausomas nuo dažnio. Tai reiškia kad signalai nėra iškraipomi.

Vienalytėje (homogeniškoje) aplinkoje galioja:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0\mu_r}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}},$$

Čia:

ϵ - absoliučioji dielektrinė skvarba $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$,

ϵ_r - medžiagos santykinė dielektrinė skvarba,

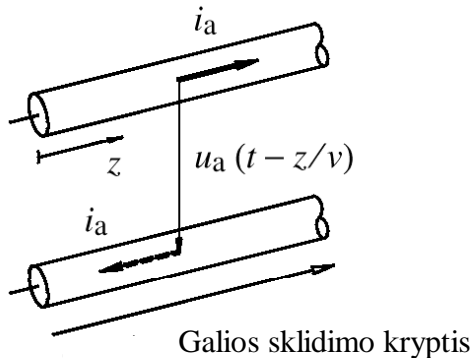
μ absoliučioji magnetinė skvarba $\mu = \mu_0\mu_r$,

μ_r medžiagos santykinė magnetinė skvarba.

Tuomet ore arba vakuume $v = c_0$, o diamagnetike: $v = c_0 / \sqrt{\epsilon_r}$.

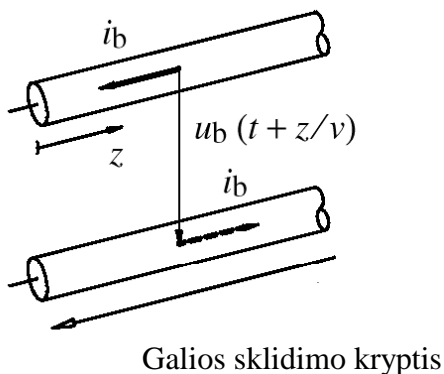
Įtampa, srovė ir banginė varža

u_a įtampos signalas, sklindantis $+z$ – kryptimi yra susietas su srove taip: $i_a = u_a / Z_w$, beje i_a yra nukreipta taip pat $+z$ – kryptimi (7 pav.).



7 pav. Įtampa ir srovė linijoje.

u_b įtampos signalas sklindantis $-z$ – kryptimi yra susietas su srove taip $i_b = u_b / Z_w$. Čia i_b yra nukreipta $-z$ – kryptimi (8 pav.).



8 pav. Įtampa ir srovė linijoje.

Banginė varža:

$$Z_w = \frac{u_a}{i_a} = \frac{u_b}{i_b},$$

$$\text{arba} \Rightarrow Z_w = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = \text{realus} \cdot \text{dydis}$$

Paskutinė lygtis yra ne kas kita kaip Ohm'o dėsnio matematinė išraiška..

Linijos su nuostoliais telegrafinės lygtys

Linijos su nuostoliais diferencialinės lygtys (3) ir (4):

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\left(R' + L' \frac{\partial}{\partial t}\right) i \quad \frac{\partial i}{\partial z} = -\left(G' + C' \frac{\partial}{\partial t}\right) u .$$

Paėmus (3) lygties išvestinę pagal z ir (4) lygties išvestinę pagal t ir eliminavus i arba u gaunamos telegrafinės lygtys linijai su nuostoliais:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = R'G'u + (R'C' + L'G')\frac{\partial u}{\partial t} + L'C'\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial z^2} = R'G'i + (R'C' + L'G')\frac{\partial i}{\partial t} + L'C'\frac{\partial^2 i}{\partial t^2}. \quad (15)$$

Gavome antros eilės diferencialines lygtis su koeficientais, kurie yra konstantos. Abi lygtys yra identiškos pakeičiant: $u \leftrightarrow i$, $R' \leftrightarrow G'$, $L' \leftrightarrow C'$. Paprastas sprendinys, kaip (9) ir (10) šiuo atveju netinka. Tai reiškia, kad linija su nuostoliais pasižymi dispersinėmis savybėmis – signalas bus iškraipomas. Įvedame tokius $u(t, z)$ ir $i(t, z)$ sprendinius:

$$u(t, z) = \operatorname{Re} \left[\underline{U}(z) e^{j\omega t} \right]$$

$$i(t, z) = \operatorname{Re} \left[\underline{I}(z) e^{j\omega t} \right]$$

Įrašius į (3) ir (4) gauname:

$$\frac{d\underline{U}}{dz} = -(R' + j\omega L')\underline{I}, \quad (16)$$

$$\frac{d\underline{I}}{dz} = -(G' + j\omega C')\underline{U}. \quad (17)$$

Pažymėjus:

$\underline{Z}' = R' + j\omega L'$ (išilginis impedansas),

$\underline{Y}' = G' + j\omega C'$ (skersinis admitansas).

Šioje lygčių sistemoje eliminuojant \underline{I} gauname:

$$\frac{d^2 \underline{U}}{dz^2} = (R' + j\omega L')(G' + j\omega C')\underline{U} \quad (18)$$

Skirtingai nuo (14) lygties čia mes neturime t . Tai jau yra paprasta antros eilės diferencialinė lygtis su pastoviais koeficientais. Analogiškai padarius su \underline{I} , gauname:

$$\frac{d^2 \underline{I}}{dz^2} = (R' + j\omega L')(G' + j\omega C')\underline{I} \quad (19)$$

(18) ir (19) perrašius gauname bangos lygtis linijai su nuostoliais:

$$\frac{d^2 \underline{U}}{dz^2} = \underline{\gamma}^2 \underline{U}, \quad (20)$$

$$\frac{d^2 \underline{I}}{dz^2} = \underline{\gamma}^2 \underline{I}, \quad (21)$$

$$\underline{\gamma} = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad (22)$$

čia γ yra sklidimo konstanta (propagation constant), o jos dimensija: $\left[\gamma \right] = \text{m}^{-1}$.

Šių bangos lygčių sprendinys yra toks:

$$U(z) = U_{-a0} e^{-\gamma z} + U_{-b0} e^{\gamma z}, \quad (23)$$

$$I(z) = I_{-a0} e^{-\gamma z} - I_{-b0} e^{\gamma z}. \quad (24)$$

Įrodyti kad šie sprendiniai yra teisingi galima (23) lygtį įrašius į (20) ir (24) į (21). Norint suskaičiuoti banginę varžą reikia paimti (23) lygties išvestinę pagal z ir kartu su (22) įrašyti į (16). Tuomet turėsime:

$$I(z) = \frac{-1}{R' + j\omega L'} \cdot \frac{dU}{dz} = \sqrt{\frac{G' + j\omega C'}{R' + j\omega L'}} \cdot \left(U_{-a0} e^{-\gamma z} - U_{-b0} e^{\gamma z} \right). \quad (25)$$

Palyginus koeficientus (24) lygtyje matome, kad banginė varža išreiškiama lygtimi:

$$Z_w = \sqrt{\frac{G' + j\omega L'}{R' + j\omega C'}} = \frac{U_{-a0}}{I_{-a0}} = \frac{U_{-b0}}{I_{-b0}}. \quad (26)$$

Jeigu R' ir G' tampa lygiais nuliui, (26) lygtis tampa (13):

$$Z = Z_w = \sqrt{\frac{L'}{C'}}.$$

Bangų sklidimas linijoje su nuostoliais

Šiame skyrelyje bus paaiškinta fizikinė (23) lygties interpretacija. (23) lygtį perrašius įvedant laiko funkciją turime:

$$u(t, z) = \text{Re} \left[U_{-a0} e^{-\gamma z} e^{j\omega t} + U_{-b0} e^{\gamma z} e^{j\omega t} \right]. \quad (27)$$

①
②

Sklidimo konstantą išskiriame į realią ir menamą dalis:

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} = \alpha + j\beta, \quad (28)$$

čia α yra sklidimo konstantos dalis aprašanti slopinimą; $[\alpha]$ dimensija yra Np/m (1 Np = 1 Neperis t.y. slopinimas $e^1 = 2,718$ kartų arba $\Rightarrow 8.686$ dB; o β - sklidimo konstantos dalis aprašanti fazės kitimą. $[\beta]$ dimensija yra rad/m.

Linija yra silpnai slopinanti kai $\alpha \ll \beta$.

Dalis pažymėta ① (27) lygtyje yra pirmyn sklindanti slopinama banga:

$$u_a(t, z) = \text{Re} \left[U_{-a0} e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \right]. \quad (29)$$

arba $U_a(z) = U_{-a0} e^{-\gamma z}$.

Tarkime, bangos greitis v . Kaip turėtų kisti z , kad fazė išliktų konstanta?

Tuomet:

$$e^{j(-\beta z + \omega t)} = e^{jt(-\beta v + \omega) - j\beta z_0}.$$

$$z = z_0 + vt.$$

Kad fazė nekistų, turi būti tenkinama sąlyga: $-\beta v + \omega = 0$. Tuomet:

$$v = \frac{\omega}{\beta} = v_p;$$

čia v_p - fazinis greitis.

② dalis iš (27) lygties aprašo atgal grįžtančią slopinamą bangą:

$$U_b = U_{-b0} e^{+\gamma z},$$

kurios fazinis greitis yra:

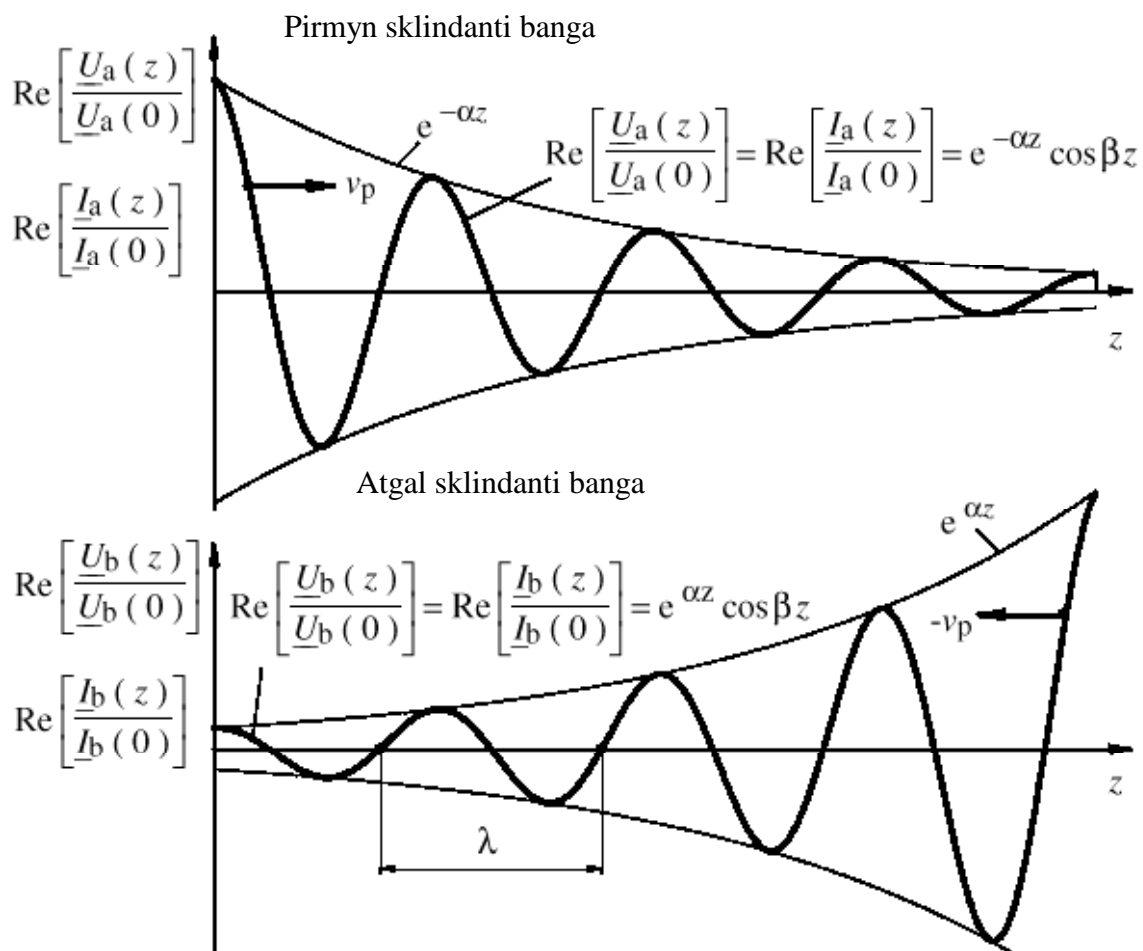
$$v_{pr} = -v_p = -\frac{\omega}{\beta}$$

Bangos ilgis λ

Periodo ilgis z kryptimi – o tai yra tas pats kaip ir bangos ilgis.

$$e^{j\beta(z+\lambda)} = e^{j\beta z + j2\pi}.$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (30)$$



9 pav. Pirmyn ir atgal sklindančios srovės.

Pirmyn ir atgal sklindančių bangų srovės

Pagal (25) lygtį pirmyn sklindančiai įtampos bangai \underline{U}_{-a} priklausanti srovė yra:

$$I_{-a}(z) = \frac{\underline{U}_{-a0} e^{-\gamma z}}{\underline{Z}_{-w}} = \frac{\underline{U}_{-a}}{\underline{Z}_{-w}}. \quad (31)$$

Grižtančios bangos srovė yra:

$$I_{-b}(z) = \frac{\underline{U}_{-b0} e^{\gamma z}}{\underline{Z}_{-w}} = \frac{\underline{U}_{-b}}{\underline{Z}_{-w}}. \quad (32)$$

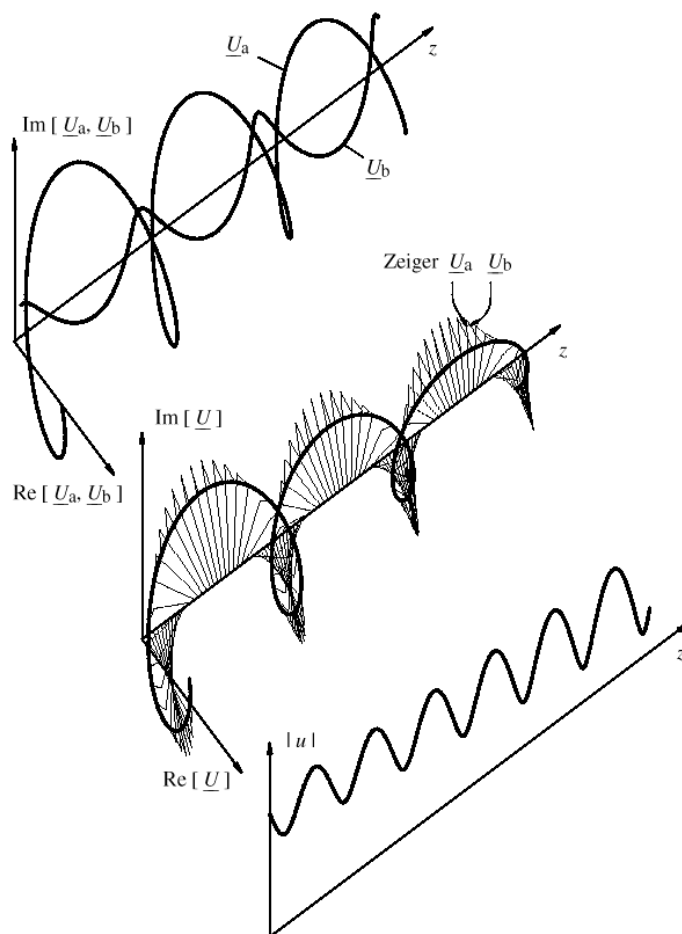
Teigiama kryptis $I_{-b}(z)$: yra neigiama z kryptis. Analogiškai su linija be nuostolių, linijoje su nuostoliais impedansas \underline{Z}_{-w} yra pirmyn ir atgal sklindančių bangų išraiškose. Reikia pažymėti, kad impedansas \underline{Z}_{-w} bendru atveju yra kompleksinis dydis.

Įtampa ir srovė linijoje su nuostoliais: pasinaudojus (23), (24), (25), (31) ir (32) lygtimis gauname:

$$\underline{U}(z) = \underline{U}_{-a}(z) + \underline{U}_{-b}(z) = \underline{U}_{-a0} e^{-\gamma z} + \underline{U}_{-b0} e^{\gamma z}, \quad (33)$$

$$I(z) = I_{-a}(z) - I_{-b}(z) = \frac{\underline{U}_{-a0}}{\underline{Z}_{-w}} e^{-\gamma z} - \frac{\underline{U}_{-b0}}{\underline{Z}_{-w}} e^{\gamma z}. \quad (34)$$

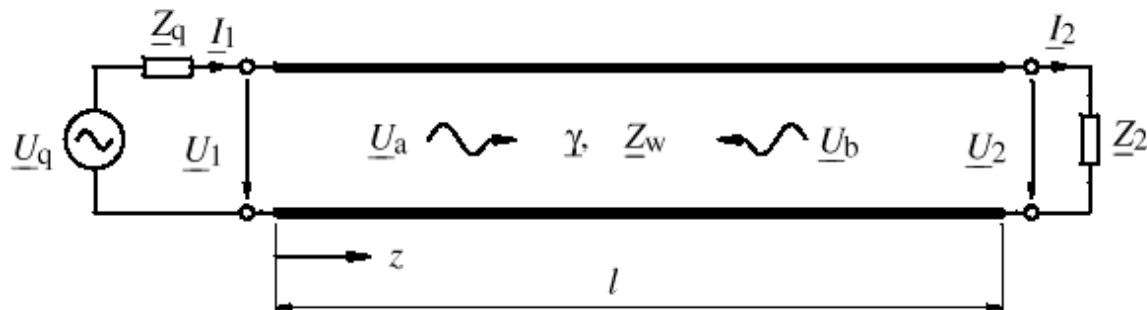
Erdvinis kompleksinės įtampos \underline{U}_{-a} ir \underline{U}_{-b} (pirmyn ir atgal sklindančių bangų) pavaizdavimas (10 pav.).



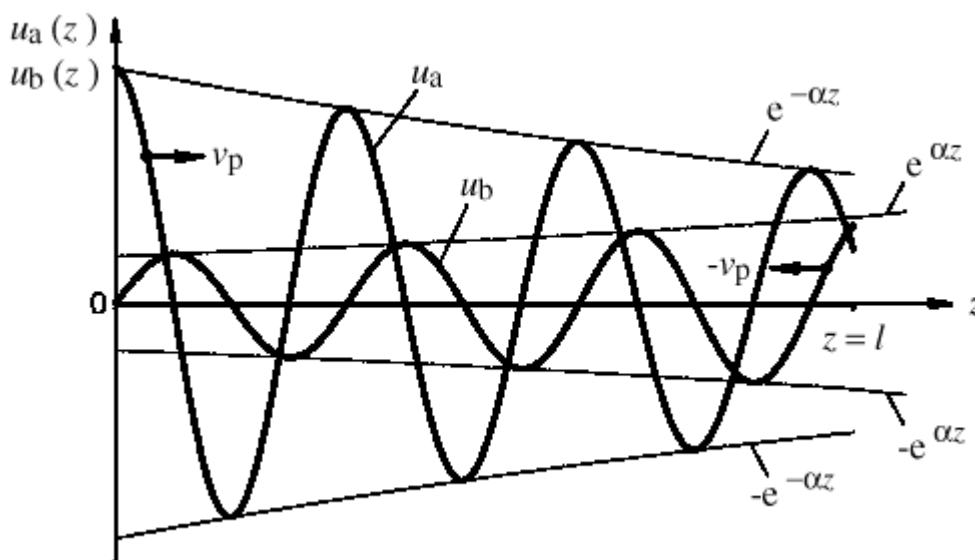
10 pav. Įtampa linijoje.

Perdavimo linija su šaltiniu ir apkrova

Įtampos \underline{U}_{-a0} ir \underline{U}_{-b0} yra apsprendžiamos šaltinio (sužadinimo) ir apkrovos (šaltinio ir apkrovos impedansu) linijos galuose. Linija su šaltiniu ir apkrova yra pavaizduota 11 pav.



a)



b)

11 pav. Linija su šaltiniu ir apkrova (a) ir krintanti ir atspindėta bangos (b) tokioje linijoje.

Pirmiausia išnagrinėsime paprasčiausią atvejį, kai $Z_{-2} = Z_{-w}$.

Tuomet taške $z = 0$ turime:

$$\underline{U}(0) = \underline{U}_{-1} = \underline{U}_{-a0} + \underline{U}_{-b0}, \quad (35)$$

$$\underline{I}(0) = \underline{I}_{-1} = \frac{1}{Z_{-w}} (\underline{U}_{-a0} - \underline{U}_{-b0}). \quad (36)$$

Taške $z = l$ turime:

$$\underline{U}(l) = \underline{U}_{-2} = \underline{U}_{-a0} e^{-\gamma l} + \underline{U}_{-b0} e^{\gamma l} = \underline{U}_{-a} (l) + \underline{U}_{-b} (l), \quad (37)$$

$$\underline{I}(l) = \underline{I}_{-2} = \frac{1}{Z_{-w}} (\underline{U}_{-a0} e^{-\gamma l} - \underline{U}_{-b0} e^{\gamma l}) = \frac{1}{Z_{-w}} (\underline{U}_{-a} (l) - \underline{U}_{-b} (l)). \quad (38)$$

Įtampas $U_{-a}(l)$ ir $U_{-b}(l)$ galime apskaičiuoti sudėdami ir atimdami (37) ir (38) lygtis. Tuomet gauname:

$$U_{-a}(l) = \frac{I}{2} \left(Z_{-2} + Z_{-w} \right), \quad (39)$$

$$U_{-b}(l) = \frac{I}{2} \left(Z_{-2} - Z_{-w} \right). \quad (40)$$

Iš čia įtampų santykiui $U_{-b}(l)/U_{-a}(l)$ gauname:

$$\frac{U_{-b}(l)}{U_{-a}(l)} = \frac{Z_{-2} - Z_{-w}}{Z_{-2} + Z_{-w}} = r_{-2}; \quad (41)$$

čia r_{-2} atspindžio koeficientas kai $z = l$.

Jei turime liniją be nuostolių, tuomet banginė varža $Z_w = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$ yra realus dydis. Jei turime liniją su nuostoliais, banginė varža yra kompleksinis dydis. Daugumai atvejų, kurie yra įdomūs techniniu požiūriu galioja santykis: $\text{Re}[Z_{-w}] \gg \text{Im}[Z_{-w}]$.

Kada $Z_{-2} = Z_{-w}$, iš (40) lygties turime: $U_{-b}(l) = 0$. Tai reiškia, kad kai $Z_{-2} = Z_{-w}$ grįžtanti banga nebeegzistuoja ($r = 0$). Pirmyn sklindanti banga mato taške $z = l$ tokį pat impedansą kaip ir be galo ilgos linijos.

Banginis suderinimas

Atvejis kai $Z_{-2} = Z_{-w}$ yra vadinamas banginiu suderinimu.

Galios suderinimas

Kai $Z_{-q} = Z_{-w}$ tuomet 2 linijos gale šaltinio impedansas $= Z_{-q}$. Tuomet galios suderinimui

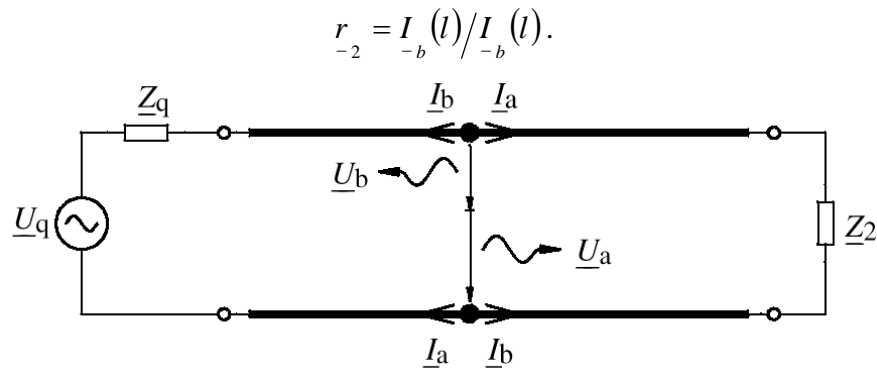
$Z_{-2} = Z_{-w}^*$, ir jį atitinkantis atspindžio koeficientas:

$$r = \frac{Z_{-w}^* - Z_{-w}}{Z_{-w}^* + Z_{-w}}$$

yra tik menamas dydis. Dažniausiai linijos yra su realia bangine varža. Banginis suderinimas tuomet yra lygiavertis su galios suderinimu ir: $(Z_{-2} = Z_{-w} \approx Z_{-w}^*)$.

Srovės atspindys

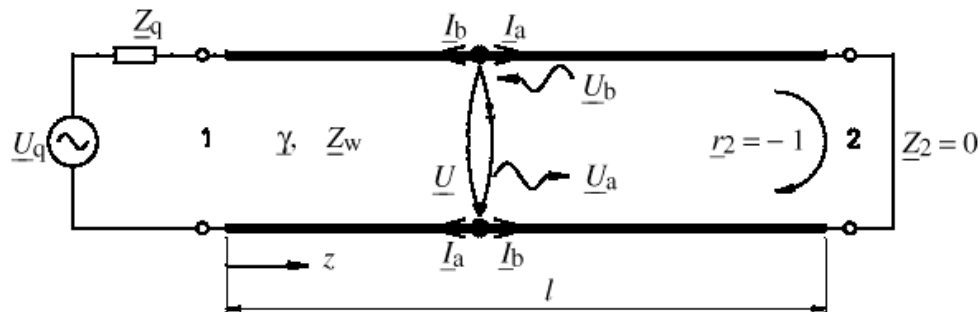
Kada srovės I_{-a} ir I_{-b} kryptis yra apibrėžta kaip bangos sklidimo kryptis I_{-a} ir I_{-b} , tuomet r_{-2} yra apibrėžiamas kaip srovės atspindžio koeficientas (parodyta 12 pav.):



12 pav. Įtampos ir srovės kitimas išilgai perdavimo linijos

Panagrinėsime keletą skirtingų atvejų:

1. Tarkime turime užtrumpintą liniją (13 pav.).



13 pav. Įtampos ir srovės kitimas linijoje esant trumpam jungimui linijos gale.

Tuomet $\underline{U}_{-a}(z) = \underline{U}_{-a0} e^{-\gamma z}$, $\underline{U}_{-b}(z) = \underline{U}_{-b0} e^{-\gamma z}$ ir $r_2 = -1$ ir:

$$\underline{U}_{-b}(z) = \underline{U}_{-b}(l) e^{\gamma(z-l)} = \underline{U}_{-a}(l) r_2 e^{\gamma(z-l)} = -\underline{U}_{-a0} e^{\gamma(z-2l)}.$$

Remiantis (33) lygtimi visa įtampa taške z:

$$\underline{U}(z) = \underline{U}_{-a} + \underline{U}_{-b} = \underline{U}_{-a0} (e^{-\gamma z} - e^{\gamma(z-2l)}), \quad (42)$$

čia:

$$\underline{\gamma} = \underline{\alpha} + j\underline{\beta} = \underline{\alpha} + j2\pi / \lambda.$$

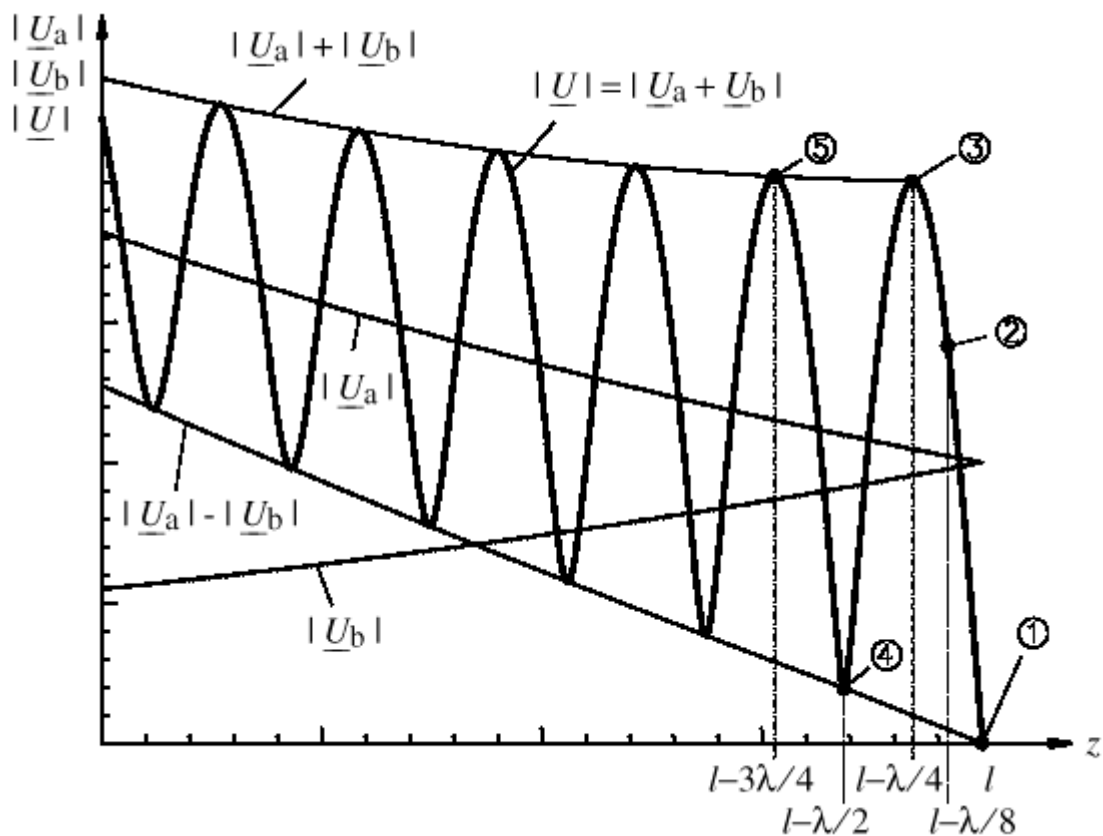
Tuomet (42) lygtį galime perrašyti:

$$\underline{U}(z) = \underline{U}_{-a0} e^{-\underline{\alpha}z - jz2\pi/\lambda} - \underline{U}_{-a0} e^{\underline{\alpha}(z-2l) + j(z-2l)2\pi/\lambda} \quad (43)$$

ir

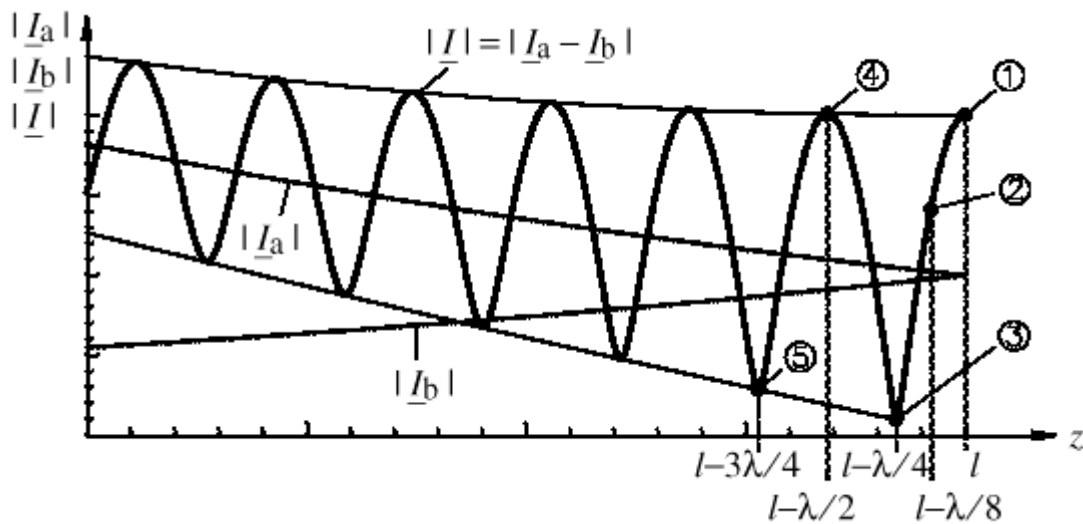
$$\underline{I}(z) = \underline{I}_{-a} - \underline{I}_{-b} = \frac{\underline{U}_{-a}}{\underline{Z}_{-w}} - \frac{\underline{U}_{-b}}{\underline{Z}_{-w}}. \quad (44)$$

Tuomet turime įtampos amplitudės kitimą išilgai linijos (14 pav.).

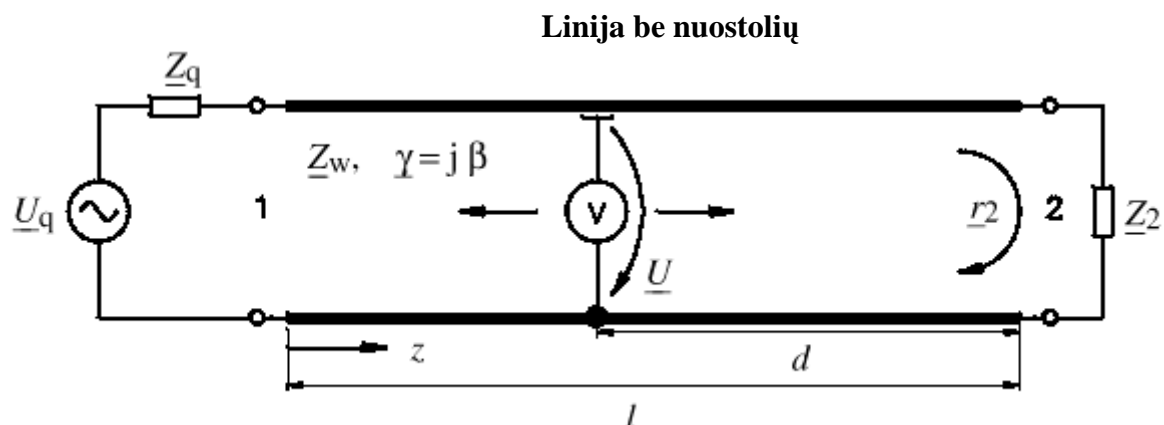


14 pav. Įtampa išilgai linijos.

Gaubtinės (linijos jungiančios maksimumus ir minimumus) yra paliečiamos kas $\Delta z = \lambda/4$. Srovės amplitudės kitimas išilgai linijos (15 pav.).



15 pav. Srovė išilgai linijos.



16 pav. Įtampos matavimas linijoje.

Įtampos matavimas su talpiniu, stumdomu išilgai linijos, zondų. Tokiu atveju zondas matuoja vietinę įtampą. Laikome, kad zondas jokios įtakos linijai neturi (16 pav.).

Kai $z = l$ bus:

Pirmyn sklindančios bangos įtampa: $U_{-a}(l) = U_{-a} l$.

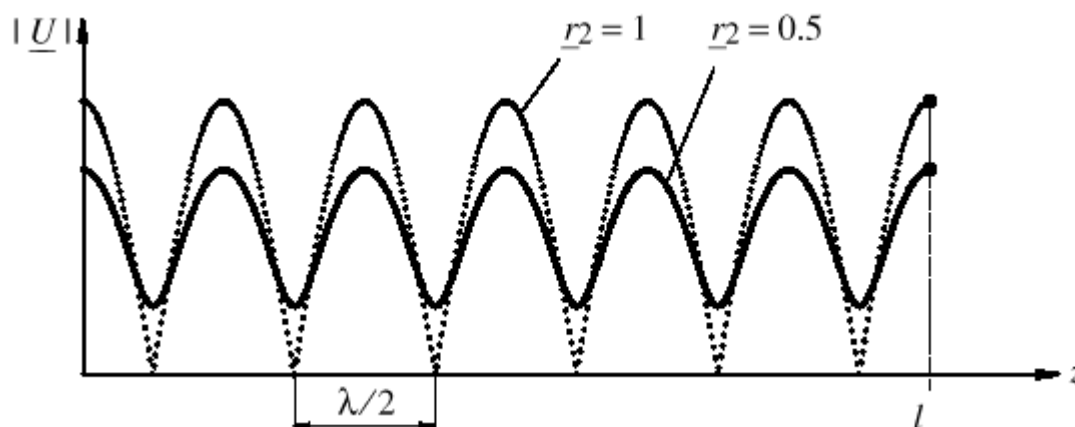
Atspindėtos bangos įtampa: $U_{-b}(l) = U_{-b} l = r_2 U_{-a} l$.

Taške $z = l - d$ suminė įtampa yra:

$$U_{-}(l-d) = U_{-a}(l-d) + U_{-b}(l-d) = U_{-a} l (e^{j\beta d} + r_2 e^{-j\beta d}).$$

Zondas rodys įtampą $|U_{-}(z)|$, ir srityje $0 < z < l$ esant skirtingiems atspindžio koeficientams

$r_2 = 0.5$ (17 pav.)



17 pav. Įtampa linijoje.

Kitas labai svarbus dydis, kuris gali būti eksperimentiškai išmatuotas yra stovinčios bangos koeficientas. Stovinti banga susidaro sumuojantis krintančiai ir atspindėtai bangoms. Stovinčios bangos koeficientas yra vadinamas VSWR (Voltage Standing Wave Ratio):

$$\text{VSWR} = \frac{|U_{-}|_{\max}}{|U_{-}|_{\min}} = \frac{\text{maksimumas}}{\text{minimumas}}(\text{funkcija}(z)).$$

$$|U_{-}|_{\max} = |U_{-a0}| (1 + |r|)$$

$$|U_{-}|_{\min} = |U_{-a0}| (1 - |r|)$$

$$VSWR = \frac{1 + |r_{-}|}{1 - |r_{-}|} \Leftrightarrow |r_{-}| = \frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} . \quad (45)$$

Esant $|r_{-}| = 1$ tuomet stovinčios bangos eiga $\sim \left| \sin \frac{2\pi z}{\lambda} \right|$

Istorijos bėgyje, pirmieji matavimai buvo atliekami su matavimo linijomis, matuojant stovinčios bangos koeficientą. Tai buvo sunkus mechaninis darbas. Dabar yra pilnai elektroniniai matavimo metodai (vektoriniai ir skaliariniai analizatoriai {vector network analyser}), kurie veikia iki 200 GHz.

Impedanso transformacija ir Smith'o diagrama

Iki šiol buvo nagrinėjama:

- Pirmyn ir atgal sklindančias srovės ir įtampos bangos linijose su nuostoliais.
- Srovės ir įtampos kitimą linijoje.
- Atspindžio koeficientas $r = \frac{U_{-}}{U_{+}}$.

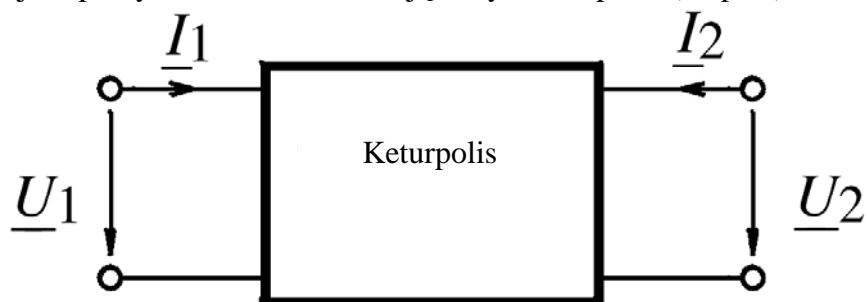
Ką dabar norėsime pasiekti?

- Liniją nagrinėsime kaip keturpolį:
- Vietoje: įtampos ir srovės bangų ir atspindžio koeficiento
Turėtų būti: įtampos, srovės, impedansai ir keturpolio parametrai.

Metodas ir rezultatai ką turėtume pasiekti:

Linijos su nuostoliais matricią.
Impedanso transformaciją linijoje be nuostolių
Smith'o diagramą: grafinį metodą, kuris padeda susieti atspindį, impedansą, linijos parametrus.

Matricinis linijos aprašymas. Perdavimo liniją laikysime dipoliu (18 pav.).

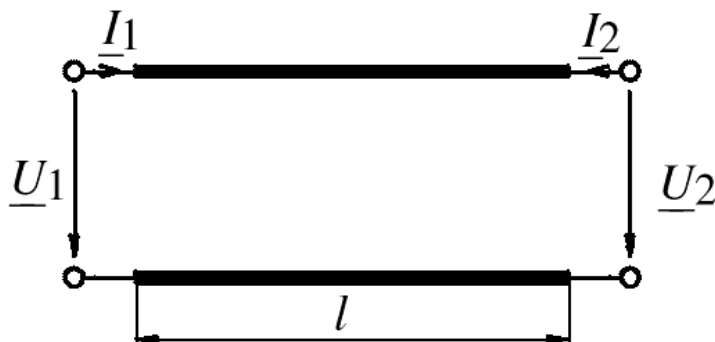


18 pav. Keturpolis.

Tada matriciniame pavidale galime parašyti:

$$\begin{bmatrix} U_{-1} \\ I_{-1} \end{bmatrix} = [A] \cdot \begin{bmatrix} U_{-2} \\ I_{-2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{-11} & A_{-12} \\ A_{-21} & A_{-22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{-2} \\ I_{-2} \end{bmatrix}.$$

Turint liniją su nuostoliais (19 pav.).



19 pav. Linija.

Remiantis (35) ir (36) lygtimis ir eliminuojant U_{-a0} ir U_{-b0} gauname:

$$U_{-1} = U_{-2} \cosh \gamma l - I_{-2} \frac{Z}{-w} \sinh \gamma l, \quad (46)$$

ir

$$I_{-1} = U_{-2} \frac{\sinh \gamma l}{Z} - I_{-2} \cosh \gamma l. \quad (47)$$

Tuomet:

$$[A] = \begin{bmatrix} \cosh \gamma l & \frac{Z}{-w} \sinh \gamma l \\ \frac{\sinh \gamma l}{Z} & \cosh \gamma l \end{bmatrix}.$$

Ši matrica yra pati sau atvirkštinė ir simetrinė. Tai yra:

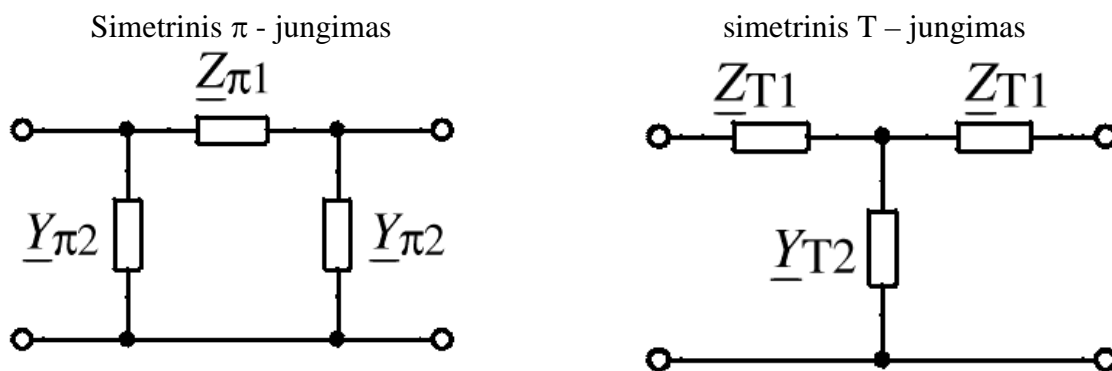
$$\text{Det}[A] = 1,$$

$$\text{nes } \left(\cosh^2 \gamma l - \sinh^2 \gamma l = 1 \right).$$

Matrica simetriška, kadangi: $A_{-11} = A_{-22}$.

Ekvivalentinė linijos schema.

Tiriant tinklus, dažnai yra patogų linijos dipolį pavaizduoti ekvivalentine schema. Simetrinis dipolis dažnai vaizduojamas kaip simetrinis π arba T jungimas (20 pav.).



20 pav. Ekvivalenčios π ir T schemas.

Tuomet ekvivalenčiai elementai bus:

$$\begin{aligned} Z_{-\pi 1} &= Z_{-w} \sinh \gamma l, & Z_{-T 1} &= Z_{-w} \tanh \frac{\gamma l}{2}, \\ Y_{-\pi 2} &= \frac{1}{Z_{-w}} \tanh \frac{\gamma l}{2}, & Y_{-T 2} &= \frac{1}{Z_{-w}} \sinh \gamma l. \end{aligned}$$

$\sinh \frac{\gamma l}{2}$, $\tanh \frac{\gamma l}{2}$, $\coth \frac{\gamma l}{2}$ - yra kompleksinės hiperbolinės funkcijos. Prisimenant matematiką:

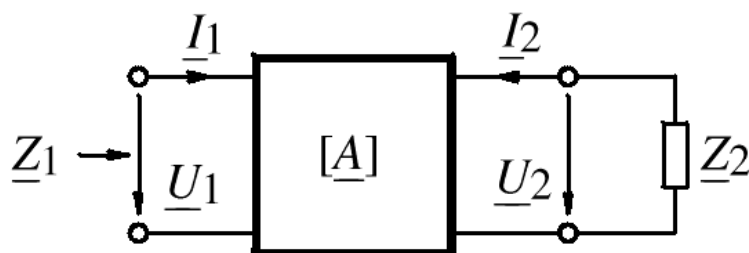
$$\cosh(jx) = \cos(x)$$

$$\begin{aligned}\sinh(jx) &= j \sin(x) \\ \tanh(jx) &= j \tan(x) \\ \tanh(x + jy) &= \frac{\tanh x + j \tan y}{1 + j \tanh x \tan y}\end{aligned}$$

Reikia pažymėti, kad ekvivalentinės schemos elementus galima paskaičiuoti tik vienam dažniui. Kintant dažniui, keisis ir ekvivalentinių elementų skaičius.

Impedanso transformacija linijose.

Jei linija yra apkraunama impedansu Z_{-2} koks bus įėjimo impedansas Z_{-1} ?



21 pav. Keturpolis.

Turint: $Z_{-2} = -U_{-2}/I_{-2}$ ir pasinaudojus (46) ir (47) lygtimis gauname:

$$Z_{-1} = Z_{-w} \frac{Z_{-2} + Z_{-w} \tanh \gamma l}{Z_{-w} + Z_{-2} \tanh \gamma l}. \quad (48)$$

Kaip ir buvo tikėtasi jei $Z_{-2} = Z_{-w}$: $Z_{-1} = Z_{-w}$, tokiu atveju turime suderintas varžas.

Gana dažnai Z_{-1} ir Z_{-2} yra normuojami pagal Z_{-w} :

$$z_{-1} = \frac{Z_{-1}}{Z_{-w}}, \quad z_{-2} = \frac{Z_{-2}}{Z_{-w}}.$$

Tuomet (48) lygtis bus:

$$z_{-1} = \frac{z_{-2} + \tanh \gamma l}{1 + z_{-2} \tanh \gamma l}. \quad (49)$$

Impedanso transformacija linijoje su nuostoliais bus kai: $\gamma l = j\beta l$, ir tada turime:

$$Z_{-1} = Z_{-w} \frac{Z_{-2} + j Z_{-w} \tan \beta l}{Z_{-w} + j Z_{-2} \tan \beta l}. \quad (50)$$

Impedanso transformacija (lygtis (48)) nėra iš pirmo žvilgsnio akivaizdi. Lengviau yra nagrinėti atspindžio koeficientą r_{-1} , kaip funkciją nuo Z_{-w} , γl ir r_{-2} . Spėjame, kad:

$$r_{-1} = r_{-2} e^{-2\gamma l}. \quad (51)$$

Tą dabar pamėginsime įrodyti.

Linijoje turime sroves ir įtampas pavaizduotas 22 pav.



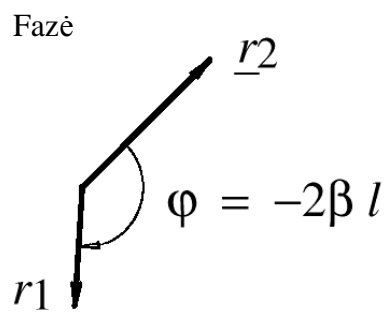
22 pav. Srovės ir įtampos linijoje.

Turime atspindžio koeficientą:

$$r_{-1} = \frac{U_{-b1}}{U_{-a1}} = \frac{U_{-b2} e^{\gamma l}}{U_{-a2} e^{\gamma l}} = r_{-2} e^{-2\gamma l}.$$

Taigi atspindžio koeficiento transformacija:

Modulis: $\left| \frac{r_{-1}}{r_{-2}} \right| = e^{-2\alpha l}$, o fazė:



23 pav. Fazės kitimas.

Reikia atkreipti dėmesį, kad kitimas vyksta laikrodžio rodyklės kryptimi.

Impedanso transformacija yra aprašoma (48) lygtimi:

$$Z_{-1} = Z_{-w} \frac{Z_{-2} + Z_{-w} \tanh \gamma l}{Z_{-w} + Z_{-2} \tanh \gamma l}.$$

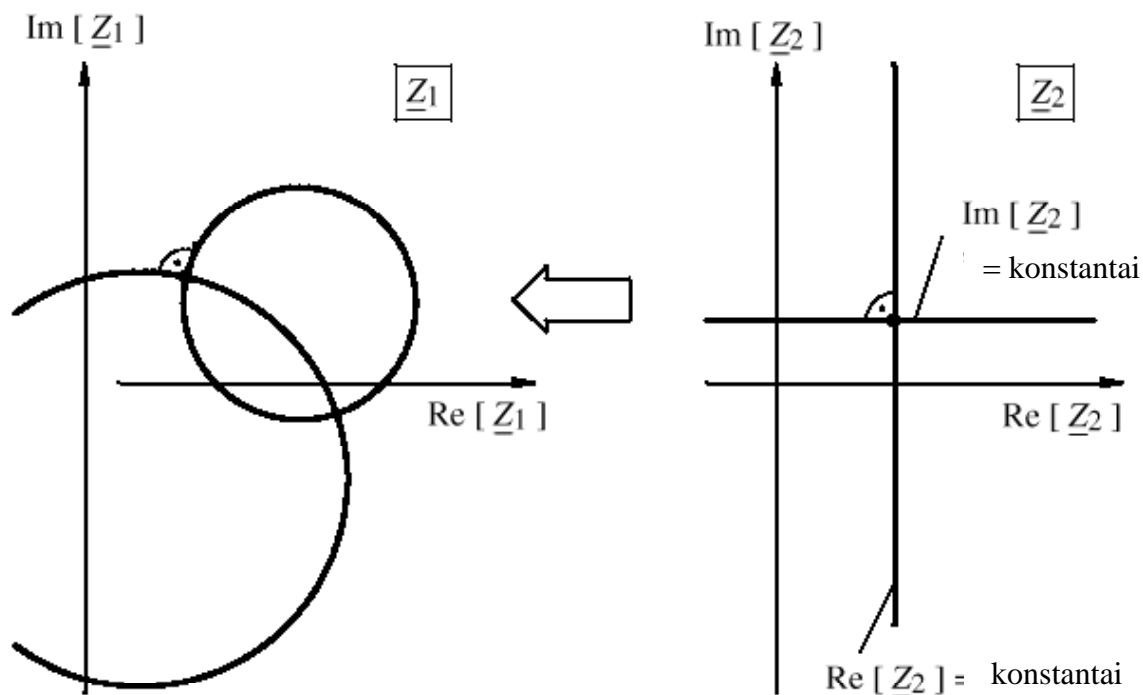
Tai yra Z_{-1} transformuojamas į Z_{-2} . Esant pastoviams γl ir Z_{-w} : Z_{-1} yra bitiesinė funkcija

nuo Z_{-2} . Funkcijos $Z_{-1} = \frac{a + a Z_{-2}}{b + b Z_{-2}}$ bitiesinis atvaizdavimas (Möbius'o transformacija)

pasižymi tokiomis savybėmis:

- Kampai tarp kreivių yra pastovūs (konstantos).
- Kuria apskritimus apskritimuose.

Grafiškai tai atrodo:

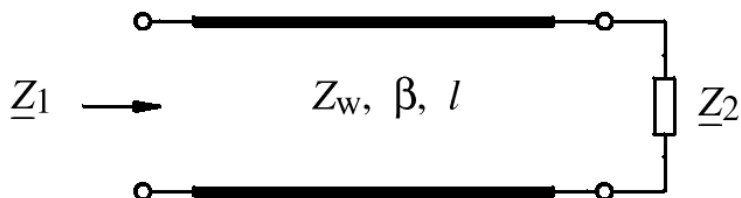


24 pav. Impedanso transformacija.

Reikia pažymėti, kad tiesė yra atskiras apskritimo atvejis.

Santrauka

Bendru atveju linija su nuostoliais (25 pav.).



25 pav. Linija su apkrova.

$$Z_{-1} = Z_w \frac{Z_2 + j Z_w \tan \beta l}{Z_w + j Z_2 \tan \beta l}$$

Z_w realus dydis ir $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v_p}$

$\lambda/4$ transformatorius:

Jei linijos ilgis yra $l = \lambda/4$, tuomet $\beta l = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \tan \frac{\pi}{2} = \infty$

Tuomet:

$$\Rightarrow Z_{-1} = \frac{Z_w^2}{Z_2} \quad (52)$$

Taigi $\lambda/4$ ilgio linija yra impedanso invertorius.

Kitas atvejis – tai trumpas jungimas linijos gale: $Z_{-2} = 0$.

Tada:

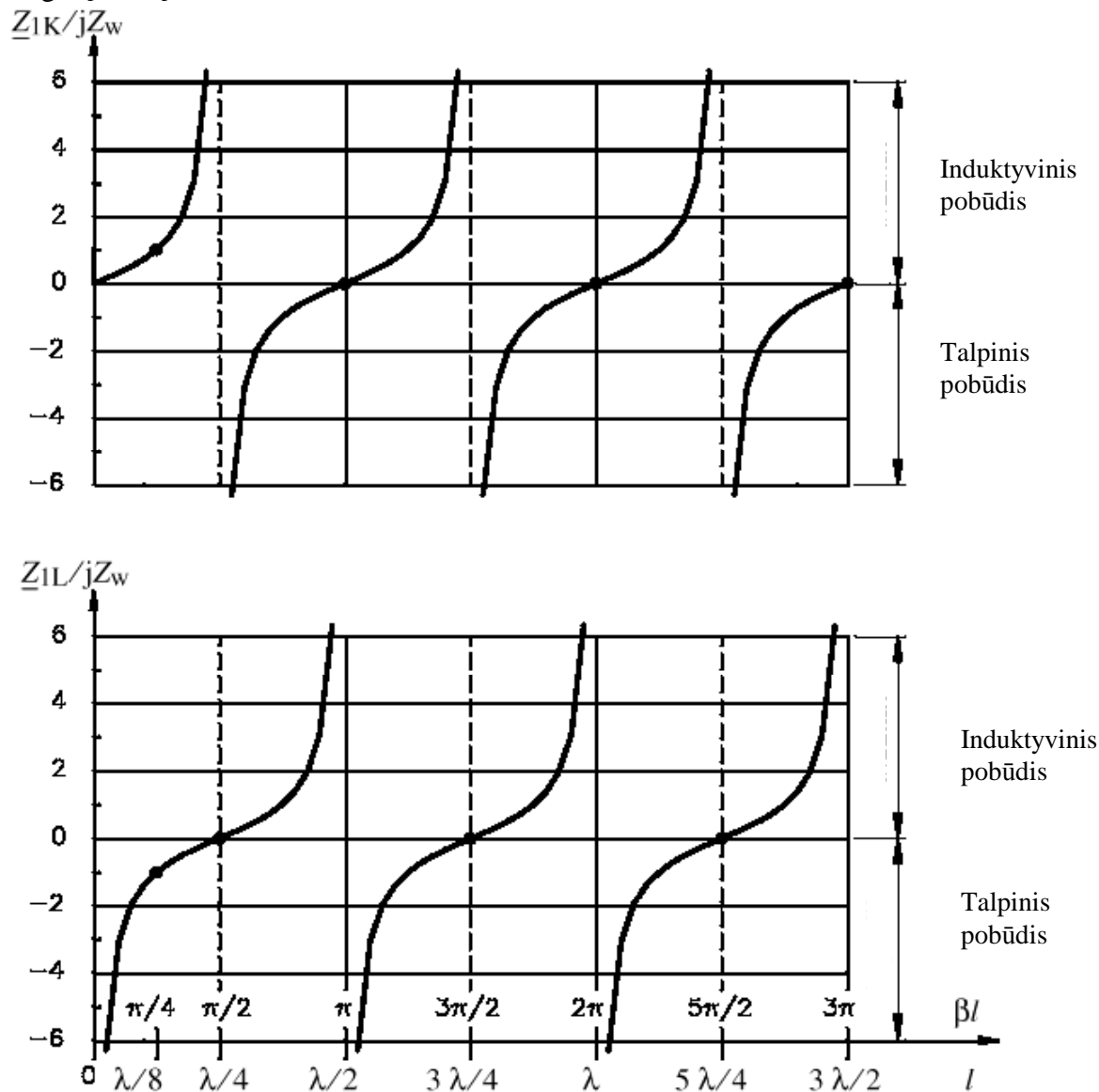
$$Z_{-1} \left(Z_{-2} = 0 \right) = jZ_w \tan \beta l . \quad (53)$$

Kitas atvejis – atvira linija: $Z_{-2} = \infty$

Tuomet:

$$Z_{-1} \left(Z_{-2} = \infty \right) = -jZ_w \cot \beta l . \quad (54)$$

Impedanso kitimas esant trumpam jungimui Z_{-1K} ir esant atvirai linijai Z_{-1L} normuotas į banginę varžą.



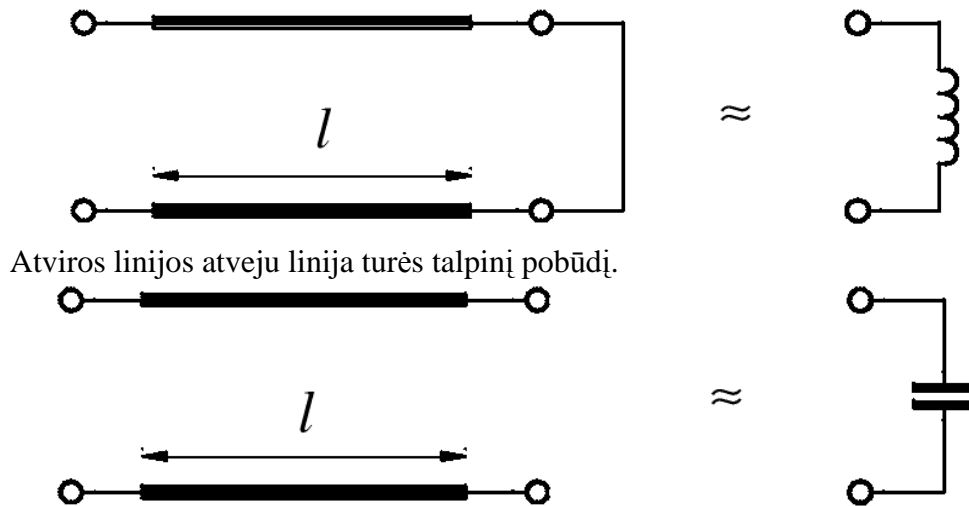
26 pav. Impedanso kitimas linijoje.

Nulinės vertės Z_{-1K} atitinka Z_{-1L} funkcijos polių, ir atvirkščiai.

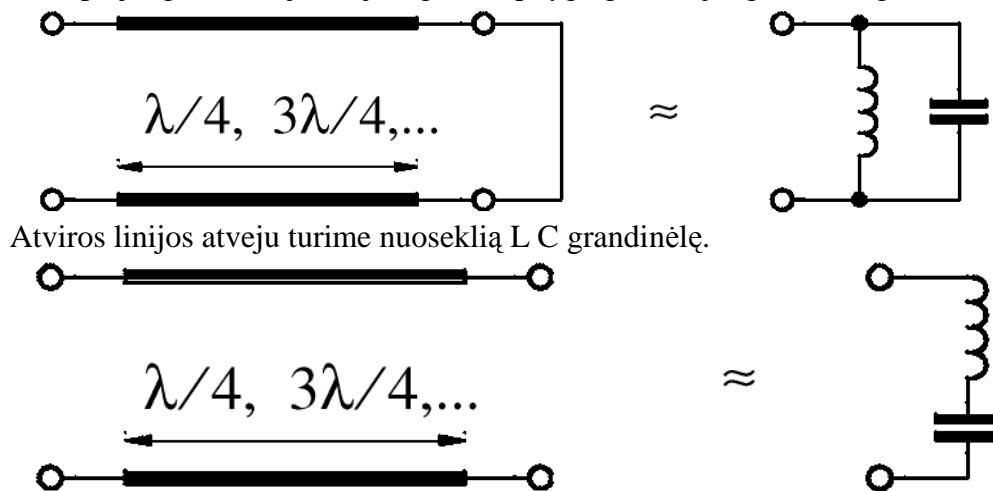
Skirtingiems linijos ilgiams l :

- Kai $0 < l < \lambda/4$

Trumpo jungimo atveju linija turės induktyvinį pobūdį.



- Kai $l = \lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4, \dots$ tuomet
 Trumpo jungimo atveju linija elgsis kaip lygiagretaus jungimo LC grandinė.



Priešingi pobūdžiai bus kai $l = \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2, \dots$

Aukšto dažnio technikoje perdavimo linijos gana dažnai pakeičiamos LC grandinėmis. Tačiau plačiame dažnių diapazone veiktys prietaisai ir skaitmeniniai prietaisai tokiomis savybėmis pasinaudoti negali.

Smith'o diagrama

Smith'o diagrama yra ne kas kita, kaip kompleksinės z plokštumos (arba normuoto impedanso) atvaizdavimas į kompleksinę r plokštumą (arba atspindžio koeficientą).

$$r = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$$

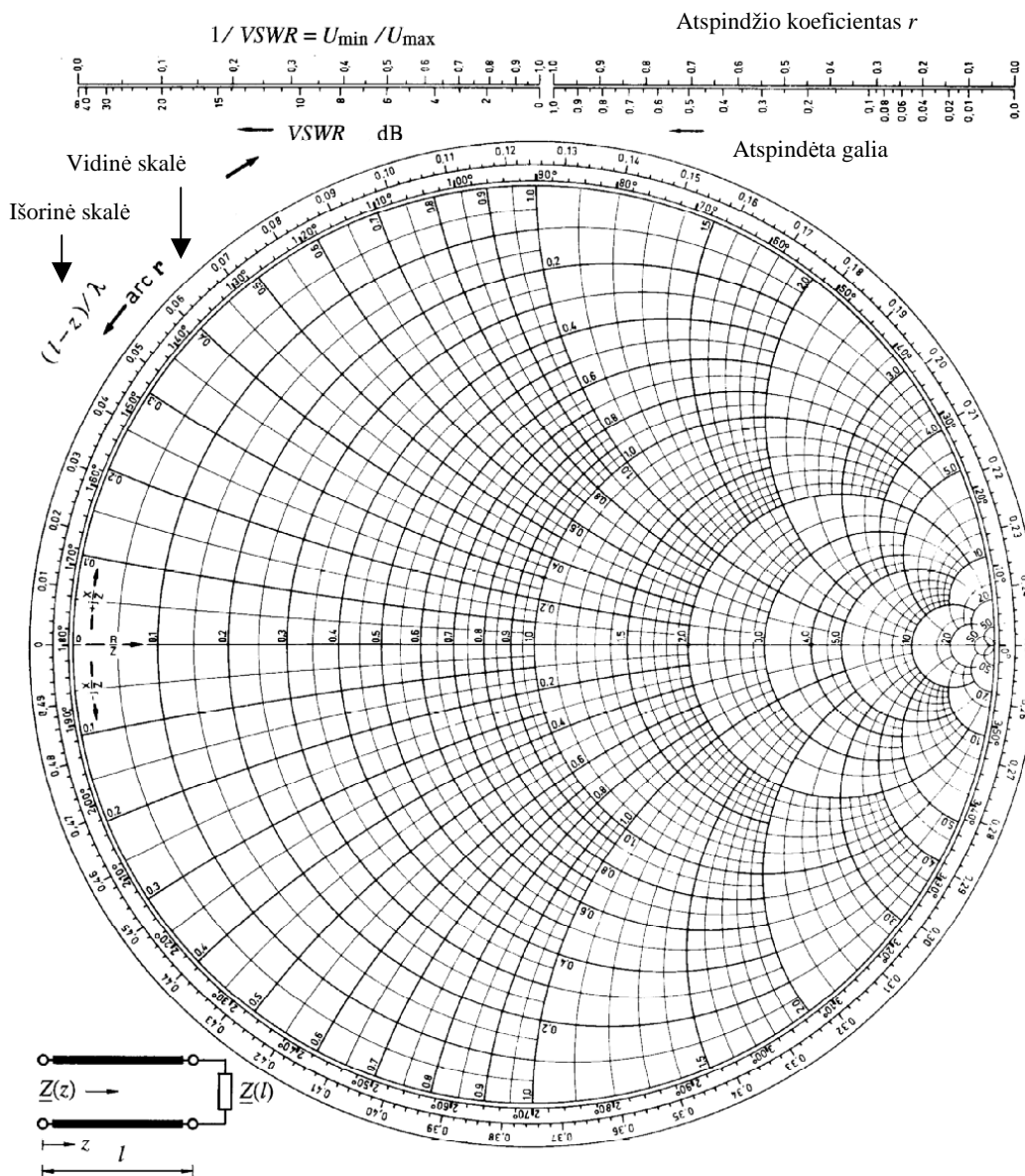
Su normuotu impedansu:

$$z = \frac{Z}{Z_0}$$

Gauname:

$$r = \frac{z-1}{z+1}$$

Čia r yra bitiesinis normuoto impedanso z atvaizdavimas (Möbius'o transformacija). Tokiu būdu yra gaunama Smith'o diagrama (27 pav.).

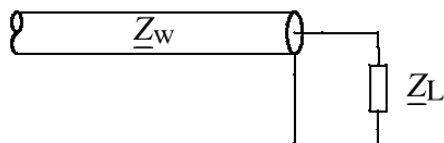


27 pav. Smith'o diagrama.

Smith'o diagramas panaudojimas

1. Pavyzdys.

Atspindžio koeficiento r ir apkrovos impedanso Z_L sąryšis su bangine varža Z_w (28 pav.).



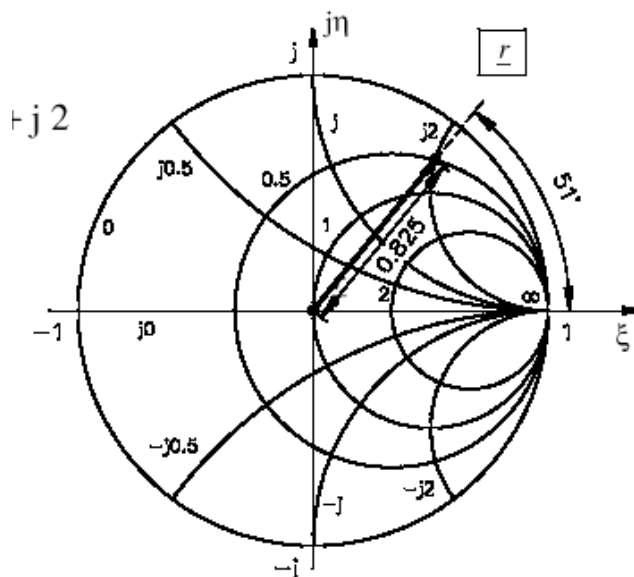
28 pav. Linija su apkrova.

Turime koaksialinį televizijos kabelį, kurio varža yra $Z_w = 75 \Omega$. Prie galo prijungiame apkrovos impedansą $Z_L = 37.5\Omega + j150\Omega$. Koks bus atspindžio koeficientas?

Tada veiksmų seka:

1. $\underline{z} = \frac{Z_L}{Z_w} = 0.5 + j2$.

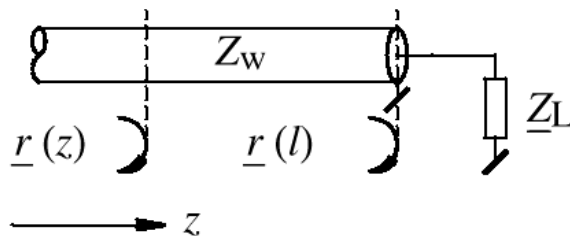
2. Iš Smith'o diagramos gauname $\begin{cases} |r| = 0.825 \\ \angle r = 51^\circ \end{cases}$.



29 pav. Smith'o diagramos panaudojimas.

2. Pavyzdys.

Atspindžio koeficiento nustatymas linijoje (skirtingose linijos vietose) su Smith'o diagrama (30 pav.).

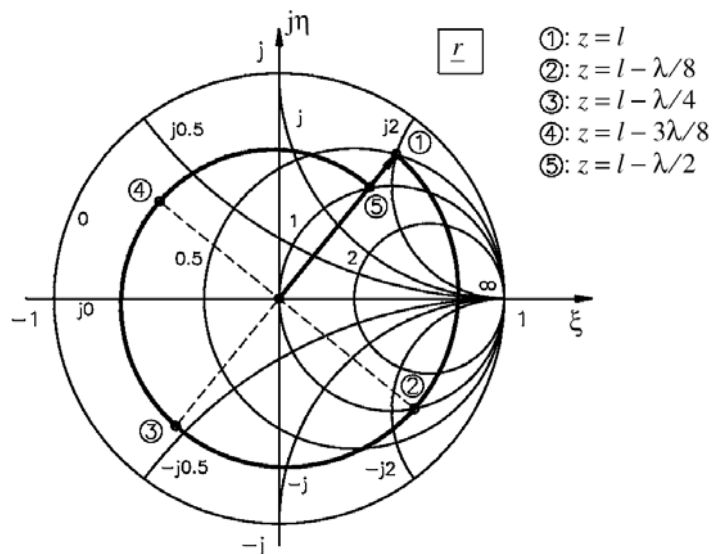


30 pav. Linija su apkrova.

Pagal (51) lygtį atspindžio koeficientas $\underline{r}(l)$ keičiant matavimo vietą (ar zondo vietą) kinta:

$$\underline{r}(z) = \underline{r}(l)e^{-2\gamma(l-z)}.$$

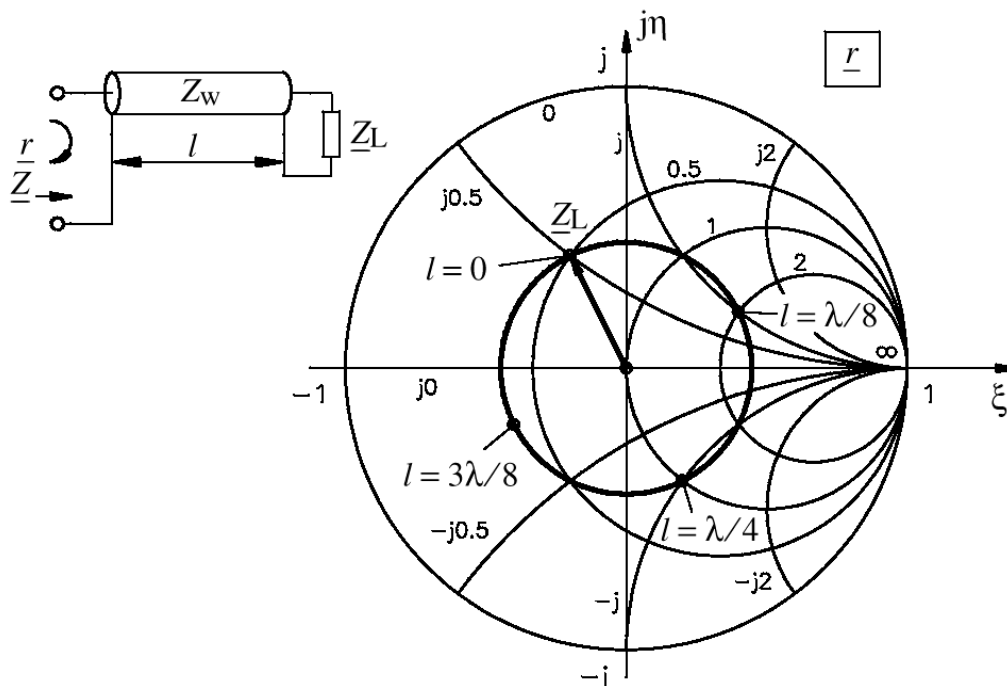
Turint liniją be nuostolių:



32 pav. Impedanso transformacija.

Impedanso transformacija naudojantis Smith'o diagrama

Apkrovos impedanso Z_{-L} transformavimas linijoje be nuostolių, kurios bangine varža Z_w yra lygi normuotam impedansui, kuris Smith'o diagramoje mums yra žinomas.

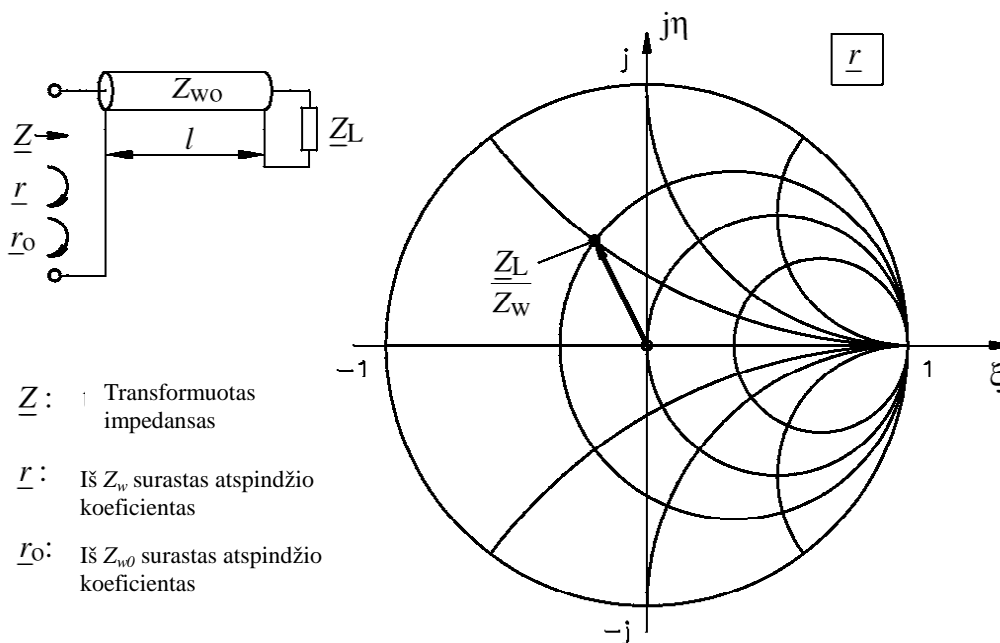


33 pav. Impedanso transformacija.

Kreivė yra apskritimas su centru nuliniame taške $\underline{r} = \underline{r}(0)e^{-2j\beta l}$.

Klausimas: kaip transformuojasi Z_{-L} , kai linijos impedansas nėra normuotas?

Smith'o diagramoje impedansai yra normuoti Z_w .

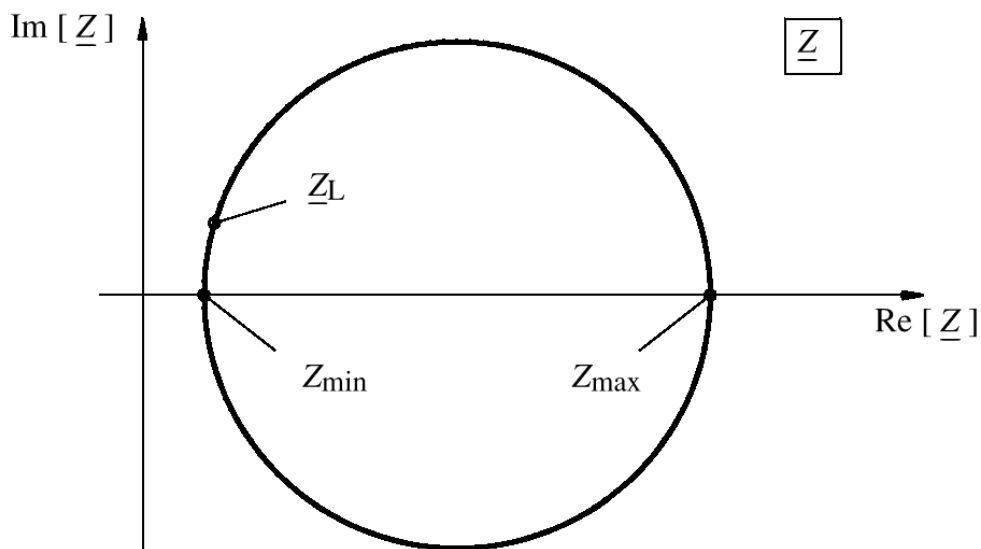


34 pav. Impedanso radimas.

Klausimas $\underline{r}(l) = ?$ $\underline{Z}(l) = ?$

Yra žinoma kad impedanso \underline{Z} plokštumoje yra $\underline{Z}(l)$ apskritimai:

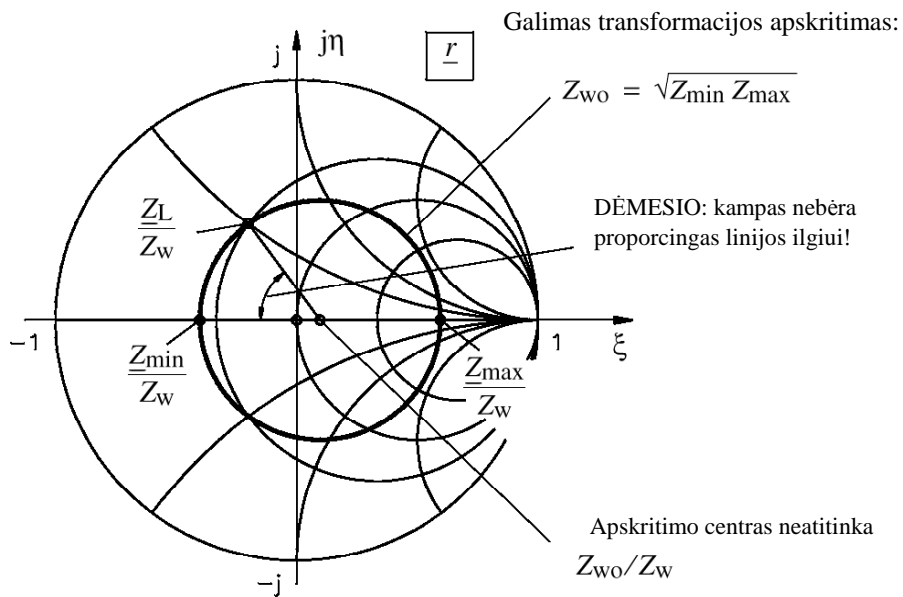
$$\underline{Z} = Z_{w0} \frac{Z_{-L} + jZ_{w0} \tan \beta l}{Z_{w0} + jZ_{-L} \tan \beta l}.$$



35 pav. Impedanso pokytis.

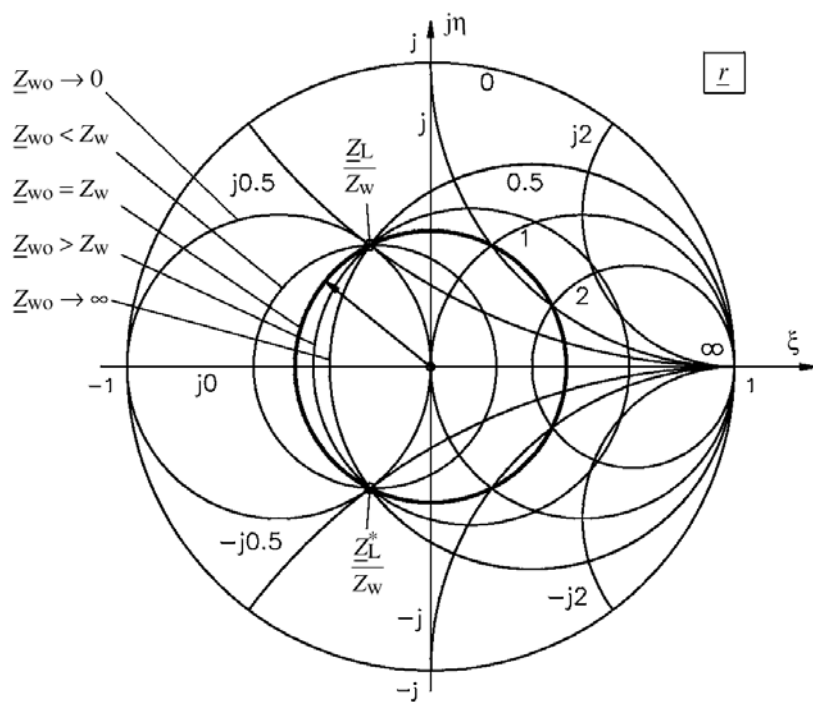
$$Z_{w0} = \sqrt{Z_{\min} Z_{\max}}.$$

Kiekvienas $\text{Re}[\underline{Z}_1]$ ašiai simetrinis apskritimas teigiamoje plokštumos dalyje ($\text{Re}[\underline{Z}_1] > 0$) yra galimas transformacijos apskritimas.
 Smith'o diagramoje normuotoje Z_w :



36 pav. Impedansas linijoje.

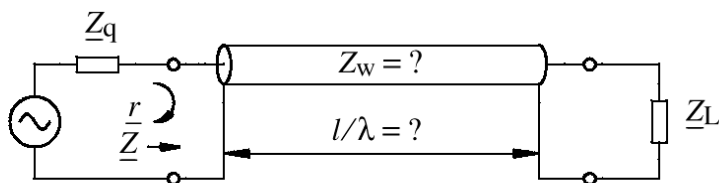
Transformacijos sritis $Z(l)$ skirtingiems Z_{-w0}/Z_{-w}



37 pav. Impedanso transformacija.

Taikymas praktikoje

Apkrovos impedanso Z_{-L} suderinimas su šaltinio impedansu Z_{-q} . Tarkime turime liniją pavaizduotą 38 pav.



$$\underline{Z}_L = 80 \, \Omega + j 112 \, \Omega \quad \underline{Z}_q = 24 \, \Omega + j 24 \, \Omega$$

38 pav. Linija.

Galime nustatyti banginę varžą ir elektrinį linijos ilgį.

- Galios suderinimas bus, kai šaltinis su \underline{Z}_{-q} bus apraustas kompleksiniu impedansu, kuris yra kompleksiskai sujungtinis $\underline{Z} = \underline{Z}_{-q}^*$.
- Kadangi banginė varža nėra žinoma, šio uždavinio negalima išspręsti normuotų impedansų diagramos pagalba.

Sprendimas

Laikome, kad \underline{Z}_{-L} ir \underline{Z}_{-q}^* Smith'o diagramoje yra laisva pasirinkti – tarkime pradinė vertė bus $50 \, \Omega$. Apskritimas su centru ant realiosios ašies, kuris eina per taškus \underline{Z}_{-L}/Z_0 ir \underline{Z}_{-q}^*/Z_0 atitinka norimą transformaciją. Kaip yra parodyta sekančiame paveikslėlyje (39 pav.), tai gana paprasta.

Kaip nustatyti Z_w ir l/λ ?

Apskritimas kerta realią ašį per Z_{\min} ir Z_{\max} . Teisingo ilgio linija transformuos Z_{\max} į Z_{\min} . Tai yra atvejis kada linijos varža yra $Z_w = \sqrt{Z_{\min} Z_{\max}}$ ir ilgis $l = \lambda/4$ ($\lambda/4$ transformatorius). Taip yra nustatoma linijos banginė varža. Iš 39 pav.:

$Z_{\min} = 21.9 \, \Omega$ ir $Z_{\max} = 295.5 \, \Omega$. Tuomet:

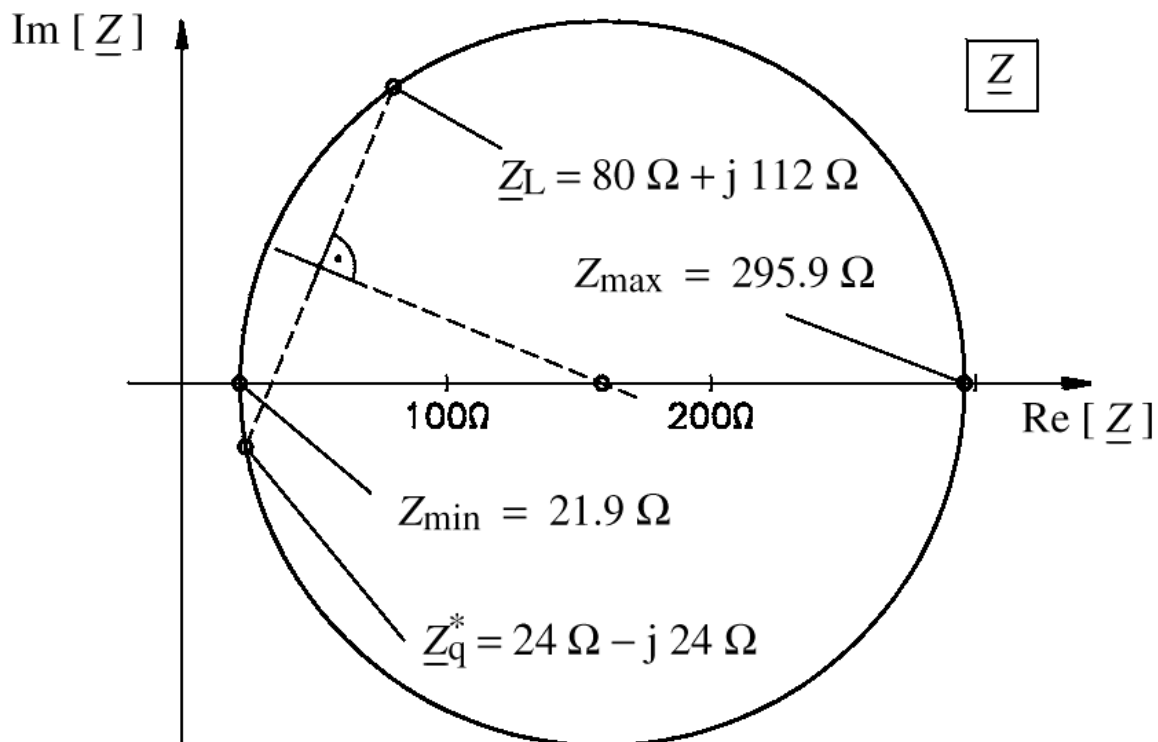
$$Z_w = \sqrt{Z_{\min} Z_{\max}} = 80.5 \, \Omega.$$

Tuomet turime sprendimą:

$$Z_w = 80.5 \Omega, \quad \frac{1}{\lambda} = 0.277.$$

Pastaba:

Nustatant Z_w būtų pakakę ir tik \underline{Z} atvaizdavimo impedanso plokštumoje (41 pav.).



41 pav. Impedanso skaičiavimas.

$$Z_w = \sqrt{Z_{\min} Z_{\max}} = 80.5 \Omega$$

II Skyrius

Įvairios perdavimo linijos

Iki šiol nagrinėjome bendrąsias linijų savybes, kurios buvo apsprendžiamos L' , C' , R' ir G' . Šiame skyriuje nagrinėsime perdavimo linijas, kurios yra įdomios techniniu ir taikymo požiūriais:

Koaksialinė (bendraašė) linija,

Dvilaidė linija,

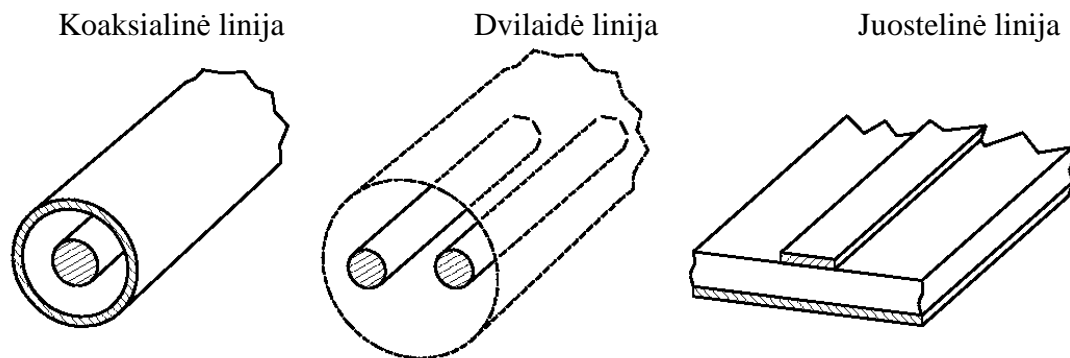
Juostelinė linija.

Šios linijos yra ypač svarbios telefoniniam ryšiui, video ir duomenų perdavimui.

Nagrinėsime pirminius linijos parametrus: L' , C' ir R' ; antrinius linijos parametrus:

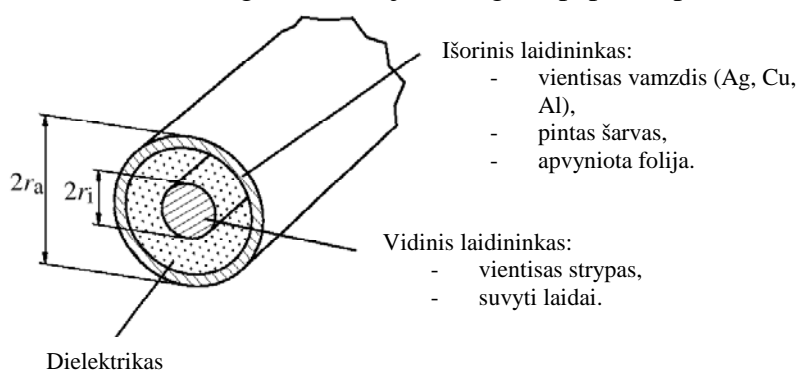
Z_w , α ir β ; skinefektą.

L' ir C' galima analitiškai paskaičiuoti tik pačioms paprasčiausioms linijoms. Sudėtingesniems atvejams reikia skaitmeninių ir artutinių metodų.



Koaksialinė linija

Techniškai labai svarbi, daug kur naudojama ir gana paprasta paskaičiuoti.



42 pav. Koaksialinė linija

Išorinis laidininkas: vientisas metalinis vamzdis (Sidabro, vario, aukso)
Pintas apvalkalas
Apvyniota folija

Vidinis laidininkas: Vientisas metalas
Pintos vielytės.

Dielektrikas: vakuumas, oras, apsaugančios dujos su tarpinėmis ir pan.

Organiniai polimerai (vientisi arba korėti)

Polietilenas

Teflonas

Polistirolis ir polistrenas

Popierius (prisodrintas alyvos)

Dielektrinės konstantos ϵ_r

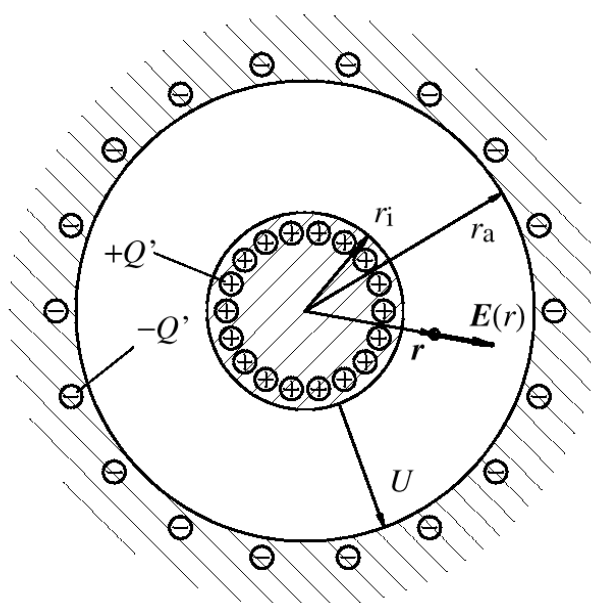
Plietilenas: nuo 2,4 iki 2,6.

Teflonas (PTFE) 2,1.

Polistirolis ir polistrenas nuo 2,5 iki 2,6

Korėtos medžiagos nuo 1,02 iki 1,24

Talpos indėlio C' apskaičiavimas



43 pav. Krūvio pasiskirstymas koaksialinėje linijoje.

Pagal talpos apibrėžimą:

$$C' = \frac{Q'}{U}.$$

Su Q' (dimensija $[Q'] = C/m$) turėsime ir kuriamą elektrinį lauką:

$$D(r_i) = \frac{Q'}{2\pi r_i}.$$

Dielektrike $D \sim 1/r$:

$$D(r) = D(r_i) \frac{r_i}{r} = \frac{Q'}{2\pi r}.$$

Ir elektrinio lauko stiprumas bus:

$$E(r) = \frac{D(r)}{\epsilon}.$$

Tuomet įtampa tarp vidinio ir išorinio laidininkų:

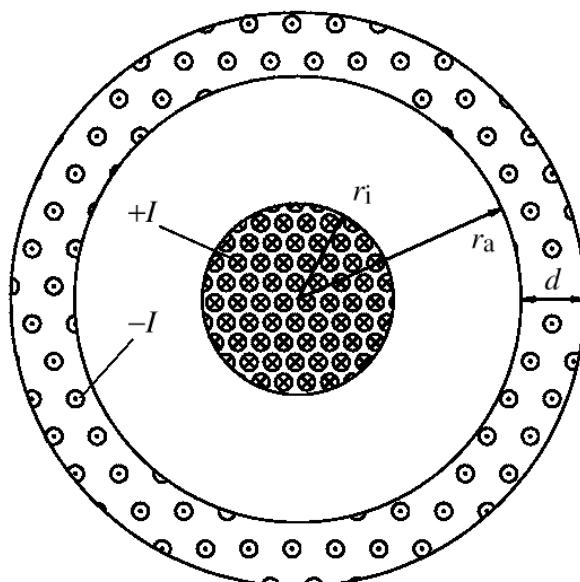
$$U = \int_{r_i}^{r_a} E dr = \frac{Q'}{2\pi\epsilon} \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{r} = \frac{Q'}{2\pi\epsilon} \ln \frac{r_a}{r_i}.$$

Tuomet talpa:

$$C' = \frac{Q'}{U} = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(r_a/r_i)} = \frac{55.6\epsilon_r}{\ln(r_a/r_i)} \left[\frac{pF}{m} \right]. \quad (1)$$

Linijos induktyvumo apskaičiavimas

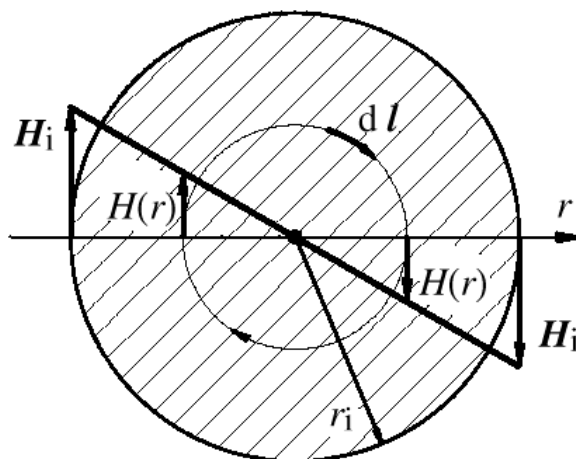
Laikysime kad srovės tankis yra vienodas išoriniame ir vidiniame laidininkuose. Tas galioja tik esant pakankamai žemiems dažniams.



44 pav. Srovės koaksialinėje linijoje.

Visas induktyvumo indėlis bus suma vidinių laidininkų induktyvumo indėlio L_i' ir induktyvumo tarp laidininkų L_a' . Vidinio laidininko induktyvumas L_{ii}' :

$$\text{rot}H = J \rightarrow \oint H dl = I(r).$$



45 pav. Magnetiniai laukai koaksialinėje linijoje.

$$H(r) = \frac{I(r)}{2\pi r},$$

$$I(r) = I_i r^2 / r_i^2,$$

$$\rightarrow H(r) = I_i \frac{r}{2\pi r_i^2}.$$

Kur I_i yra visa srovė tekanti laidininku.

Induktyvumą lengviausia paskaičiuoti nustatant magnetinio lauko energiją. Magnetinio lauko energija laidininko ilgio vienetui laidininko viduje:

$$W_m' = L_{ii}' \frac{I_i^2}{2} = \int_A \frac{HB}{2} dA,$$

kur A yra laidininko skerspjūvio plotas

$$B = \mu H, \quad dA = 2\pi r dr.$$

Tuomet:

$$\Rightarrow W_m' = \pi\mu \int_0^r H^2 r dr,$$

$$W_m' = L_{ii}' \frac{I_i^2}{2} = \frac{\pi\mu I_i^2}{4\pi^2 r_i^4} \int_0^r r^3 dr = \frac{\mu I_i^2}{16\pi}.$$

Iš čia seka laidininkų induktyvumas:

$$L_{ii}' = \frac{\mu}{8\pi}.$$

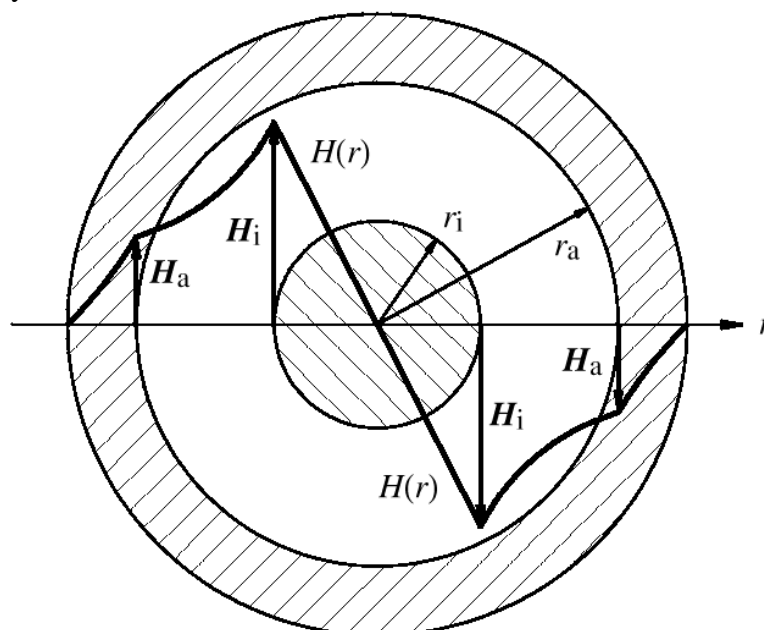
L_{ii}' žemuose dažniuose yra nepriklausomas nuo spindulio r_i . Išorinio laidininko induktyvumas (be įrodymo):

$$L_{ia}' = \frac{\mu d}{8\pi r_a} = L_{ii}' = \frac{d}{r_a}.$$

Tuomet visas induktyvumas:

$$L_i' = L_{ii}' + L_{ia}' = \frac{\mu}{8\pi} \left(1 + \frac{d}{r_a} \right). \quad (2)$$

Išorinis induktyvumas L_a' :



46 pav. Magnetinis laukas linijos viduje.

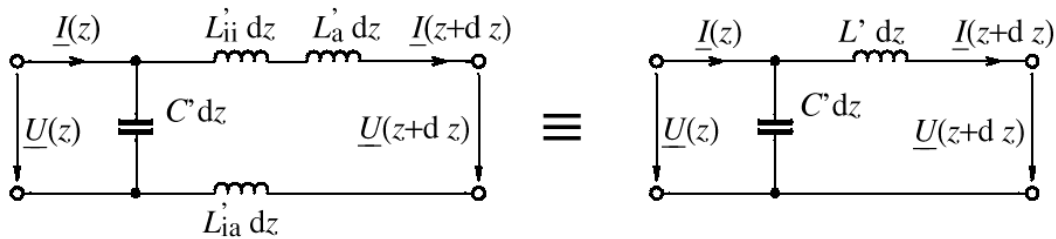
Skaičiuojamas taip pat kaip ir L_i' :

$$W_m' = L_{ia}' \frac{I_i^2}{2} = \int_{r_i}^{r_a} \frac{\mu H^2}{2} 2\pi r dr .$$

Su $H(r) = \frac{I_i}{2\pi r}$, gauname:

$$L_a' = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{r_a}{r_i} . \quad (3)$$

Tuomet galime gauti ekvivalentią schemą (47 pav.).



47 pav. Ekvivalenti schema.

Vidinis laidininkų induktyvumas žemuose dažniuose gali būti atmetamas kaip labai mažas dydis.

Tuomet pirminius koaksialinės linijos parametrus gauname:

$$L' \approx L_a' = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{r_a}{r_i} = 200 \ln \frac{r_a}{r_i} \left[\frac{nH}{m} \right] . \quad (4)$$

$$C' = \frac{2\pi\epsilon}{\ln r_a/r_i} = 55.6 \frac{\epsilon_r}{\ln r_a/r_i} \left[\frac{pF}{m} \right] . \quad (5)$$

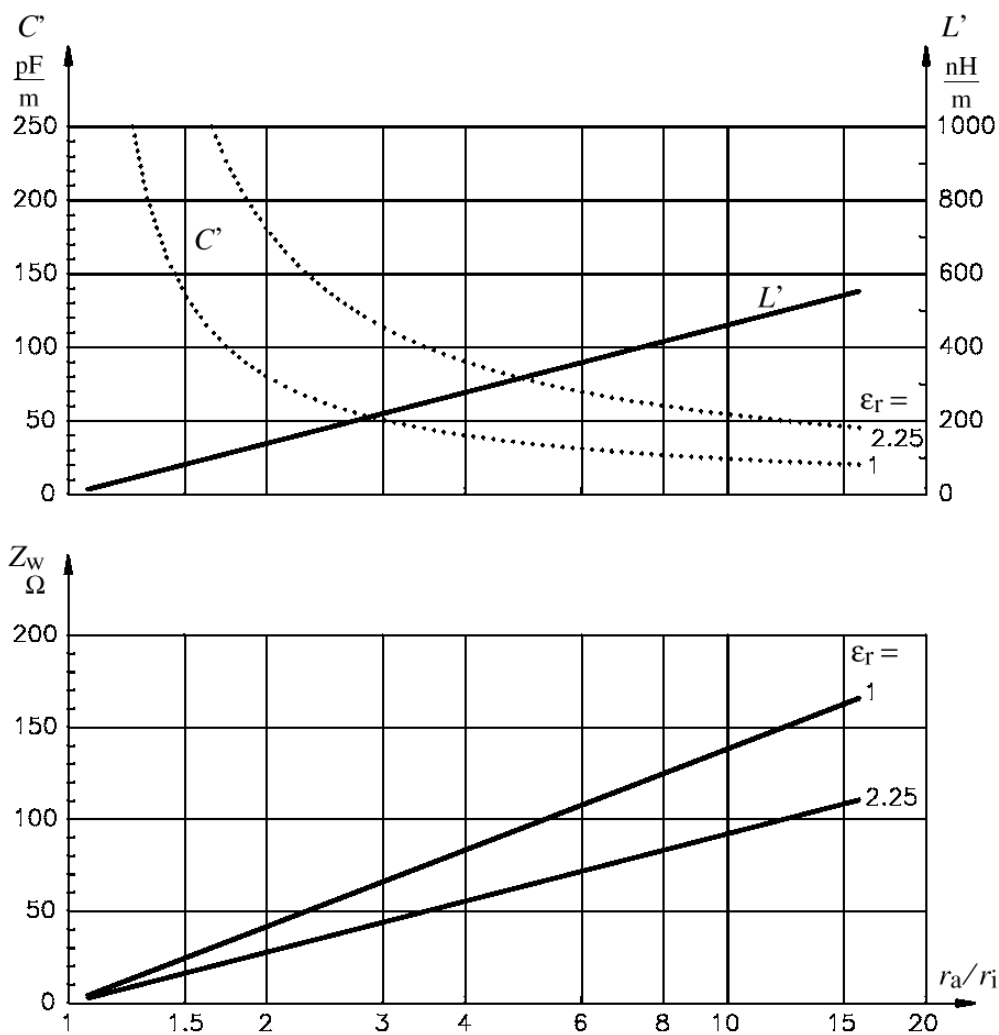
$$Z_w = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = \frac{\ln r_a/r_i}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 60 [\Omega] \frac{\ln r_a/r_i}{\sqrt{\epsilon_r}} . \quad (6)$$

Sąryšis tarp fazinio greičio v_p ir šviesos greičio c_0 bus:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\epsilon_r\mu_0\mu_r}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} ,$$

kai $\mu_r = 1$.

Koaksialinės linijos konstantos L' , C' ir Z_w su $\epsilon_r = 1$ (Oras) ir $\epsilon_r = 2.25$ (polietilenas).

48 pav. Linijos parametų priklausomybė nuo r_a/r_i .

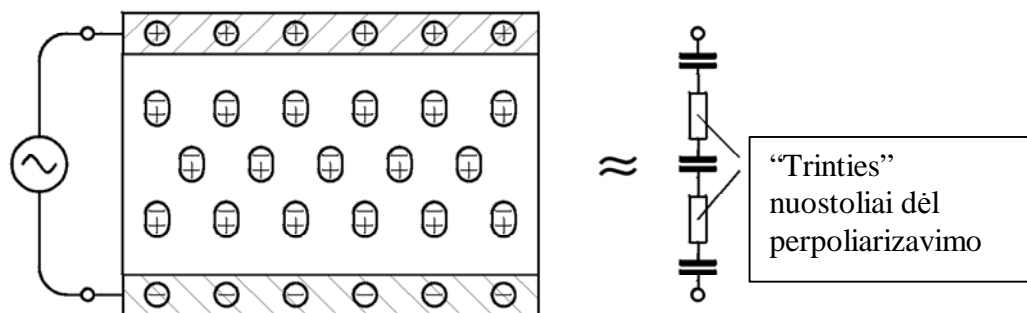
“Protingos” ribos Z_w tarp 30 Ω ir 100 Ω . Visuotinai priimtos vertės yra 50 Ω ir 75 Ω . Jas galima gauti, kai $r_a/r_i = 3,4$ ir $6,4$ kai $\epsilon_r = 2.25$.

Nuostoliai koaksialiniame kabelyje

Pagrindiniai nuostoliai sąlygoti laidų varžos. Taip pat yra ir dielektriniai nuostoliai.

Dielektriniai nuostoliai

Dielektriniai nuostoliai yra sąlygoti dielektriko perpoliarizavimo.



49 pav. Nuostoliai linijoje.

$$\underline{Y} = j\omega C + G(\omega).$$

Plačiame dažnių diapazone galioja:

$$\tan \delta = \frac{\operatorname{Re}[\underline{Y}]}{\operatorname{Im}[\underline{Y}]} = \frac{G(\omega)}{\omega C} \approx \text{konst.}$$

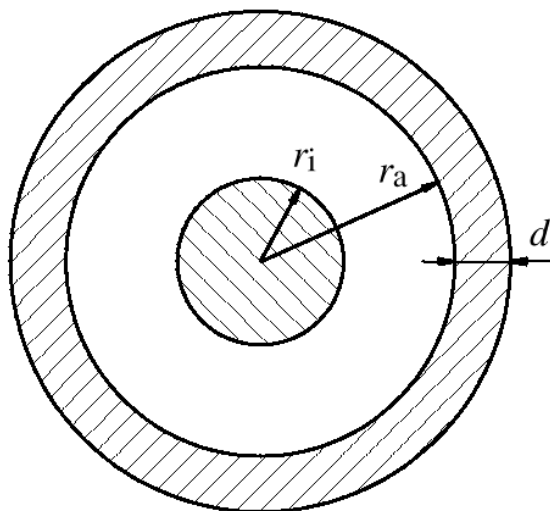
Mažiems nuostoliams $\tan \delta = \delta$, ir tuomet:

$$G(\omega) \approx \omega C \delta \sim f. \quad (7)$$

Varžos (Ominiai) sąlygoti nuostoliai

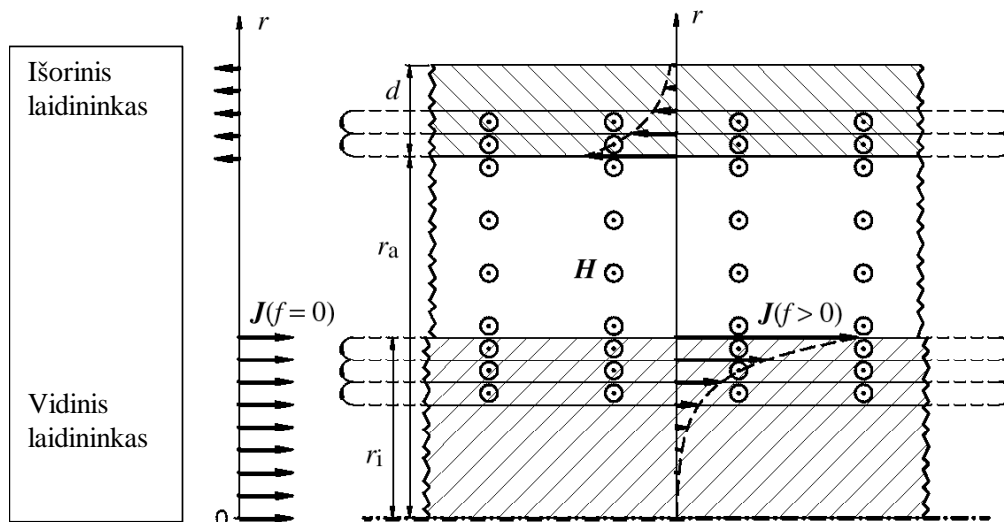
Žemuose dažniuose srovės tankis yra vienodas visame laidininko skerspjūvyje. Tuomet varža:

$$R' = \frac{\rho}{\pi} \left(\frac{1}{r_i^2} + \frac{1}{2(r_a + d/2)d} \right).$$



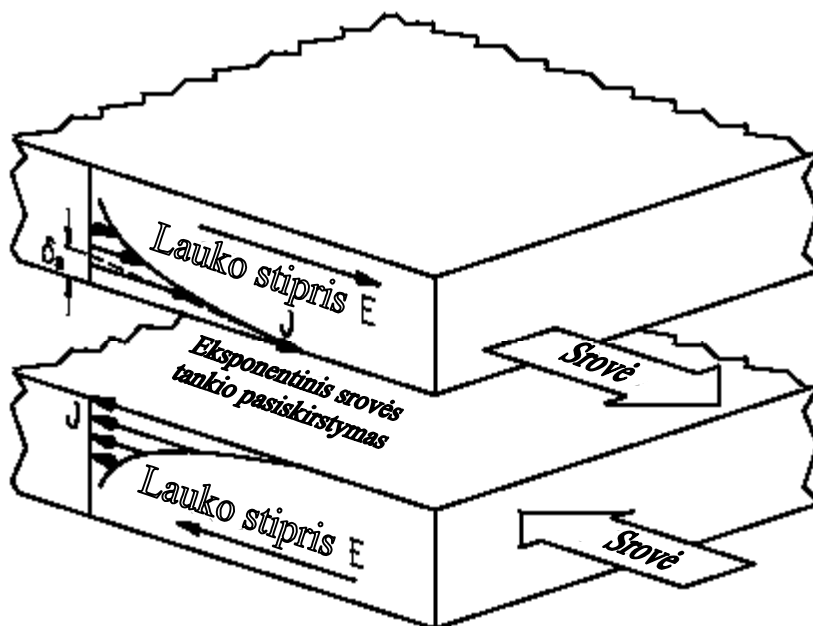
50 pav. Koaksialinės linijos varža.

Kas atsitiks aukštesniuose dažniuose?. Nagrinėjant išilginį skerspjūvį mes turėsime:



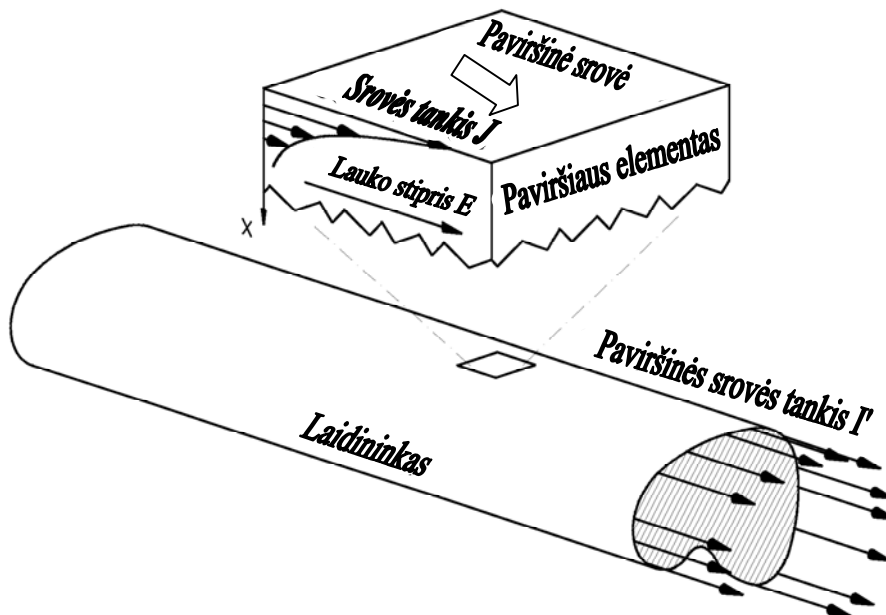
51 pav. Skin efektas.

Aukštesniuose dažniuose kintamas magnetinis laukas indukuos sūkurines sroves. To pasekmėje laidininkų gilumoje srovės tankis mažės. Atsiranda srovės tankio pasiskirstymas. Tiksliau srovės tankis eksponentiškai mažės į laidininko gylį (skinefektas).



52 pav. Srovės pasiskirstymas paviršiniame sluoksnyje.

Rezultate turėsime paviršiaus impedansą, kuris yra sąlygotas skinefekto.



53 pav. Paviršinis impedansas.

Paviršinis impedansas:

$$\underline{Z}_p = \underline{E} / \underline{I}'.$$

Impedanso matavimo vienetai: $[\underline{Z}_p] = \Omega$.

\underline{E} : elektrinio lauko stipris: $[\underline{E}] = V/m$.

\underline{I}' : Paviršinės srovės tankis: $\underline{I}' = \int_0^\infty \underline{J}(x) dx$ $[\underline{I}'] = A/m$.

Gauname kad \underline{Z}_p yra laidininko paviršiaus kvadratinio plotelio impedansas.

$$\underline{Z}_p = \sqrt{j\omega\mu\rho} = (1+j)\sqrt{\frac{\omega\mu\rho}{2}}. \quad (8)$$

Realioji \underline{Z}_p dalis ir lemia nuostolius:

$$\text{Re}[\underline{Z}_p] = R = \sqrt{\frac{\omega\mu\rho}{2}} = \sqrt{\pi f \mu \rho}. \quad (9)$$

μ - magnetinis jautris (laidininke $\mu = \mu_0$).

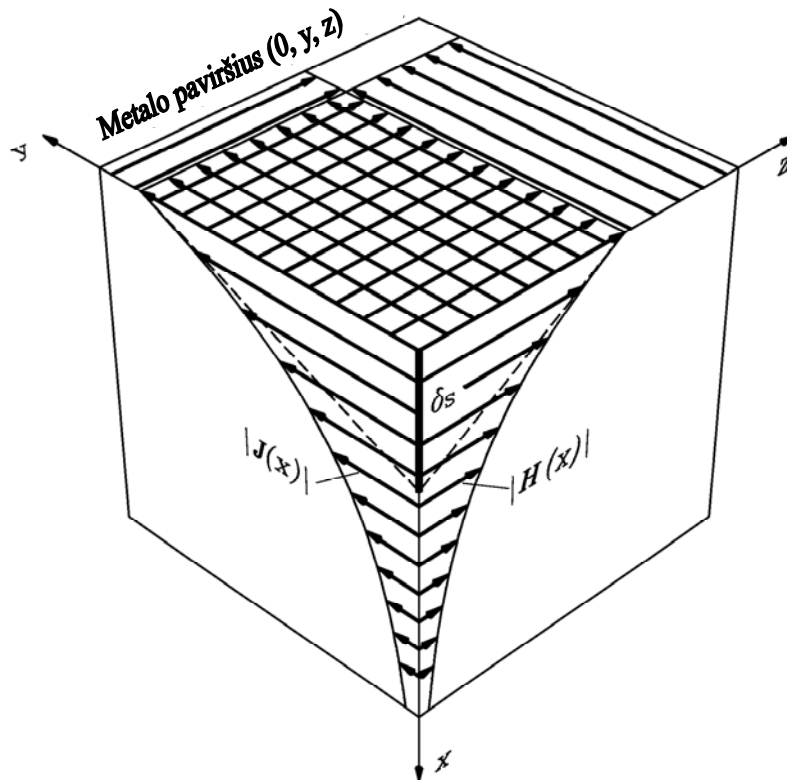
ρ - specifinis laidininko laidumas $[\rho] = \Omega m$.

Pavyzdžiui sidabru arba variui:

$f = 1 \text{ MHz} \rightarrow \underline{Z}_p \approx 250 \mu\Omega$, arba

$$\underline{Z}_p \approx 250 \mu\Omega \sqrt{\frac{f}{[\text{MHz}]}}.$$

Paskaičiuosime varžos dydį, esant skinefektui. Išsime vienmatį atvejį.



54 pav. Paviršinis sluoksnis.

Laikysime, kad magnetinio lauko stipris paviršiuje:

$$H(x=0) = e_z H_z(x=0).$$

Antroji Maxwell'o lygtis:

$$\text{rot}H = \nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} + J. \quad (10)$$

Metale galime laikyti, kad $\frac{\partial D}{\partial t}$ yra nykstamai mažas lyginant su srovės tankiu J :

$$J = \sigma E, \quad (11)$$

kur $\sigma = 1/\rho$ yra specifinis laidumas.

Pirmoji Maxwell'o lygtis:

$$\text{rot}E = \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}. \quad (12)$$

Atsimenant, kad $B = \mu H$, iš (10) ir (12) lygčių, vienmačiam atvejui, gauname:

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y = \sigma E_y, \quad (13)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}. \quad (14)$$

Paėmus (13) lygties išvestinę pagal x ir įrašius į (14):

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \mu\sigma \frac{\partial H_z}{\partial t}. \quad (15)$$

H_z kinta periodiškai:

$$H_z(x, t) = \operatorname{Re} \left[H_{-z}(x) e^{j\omega t} \right]. \quad (16)$$

Tuomet (15) lygtis tampa:

$$\frac{d^2 H_{-z}}{dx^2} = j\omega\mu\sigma H_{-z}. \quad (17)$$

Šios diferencialinės lygties sprendinys yra:

$$H_{-z}(x) = H_{-z0} e^{\gamma x},$$

kur γ :

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu\sigma} = \pm \frac{1+j}{\delta_s}.$$

Laidininko viduje galioja:

$$H_{-z}(x) = H_{-z0} e^{-\frac{1+j}{\delta_s} x}. \quad (18)$$

Įsiskverbimo gylis:

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}}. \quad (19)$$

Šis artinys galioja, kai įsiskverbimo gylis δ_s yra daug mažesnis už laidininkų paviršiaus išlenktumą.

Srovės tankis $J_{-y}(x)$ pagal (13) lygtį:

$$J_{-y}(x) = -\frac{dH_{-z}}{dx} = H_{-z0} \frac{1+j}{\delta_s} e^{-\frac{1+j}{\delta_s} x}, \quad (20)$$

$$J_{-y}(x) = J_{-y0} e^{-\frac{1+j}{\delta_s} x}$$

su:

$$J_{-y0} = \frac{1+j}{\delta_s} H_{-z0}.$$

Paviršinės srovės tankis I'_{-y} :

$$I'_{-y} = \int_0^{\infty} J_{-y}(x) dx = \int_0^{\infty} -\frac{dH_{-z}}{dx} dx = -H_{-z}(\infty) + H_{-z}(0) = H_{-z0}. \quad (21)$$

Elektrinio lauko stipris laidininko paviršiuje (iš (11) lygties):

$$E_{-y0} = J_{-y0} / \sigma. \quad (22)$$

Tada remiantis (21) ir (22) lygtimis galime gauti Z_{-p} :

$$Z_{-p} = \frac{E_{-y0}}{I'_{-y}} = \frac{1+j}{\sigma\delta_s} = R_p(1+j). \quad (23)$$

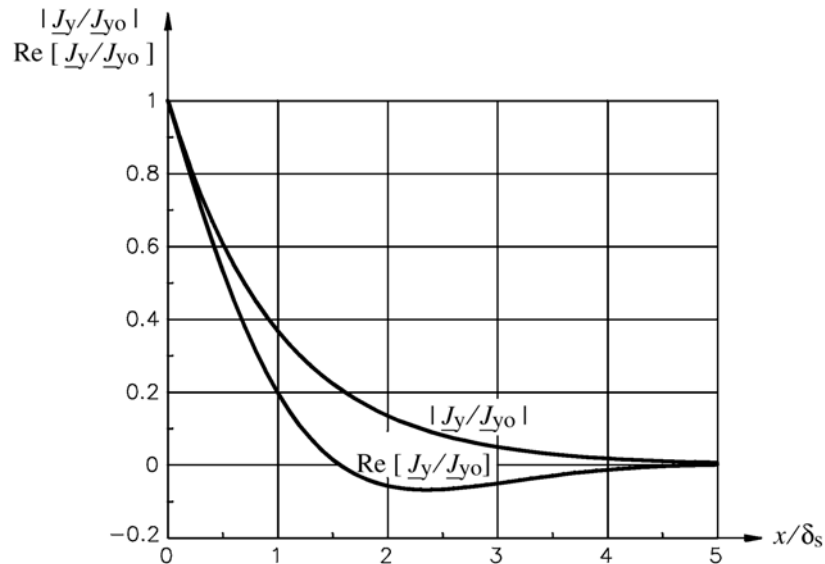
Esant paviršiaus varžai:

$$R_p = \frac{1}{\sigma\delta_s}.$$

Skinefeko esminiai dalykai

Ekspontinis srovės pasiskirstymas su srovės prasiskverbimo gyliu

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}.$$



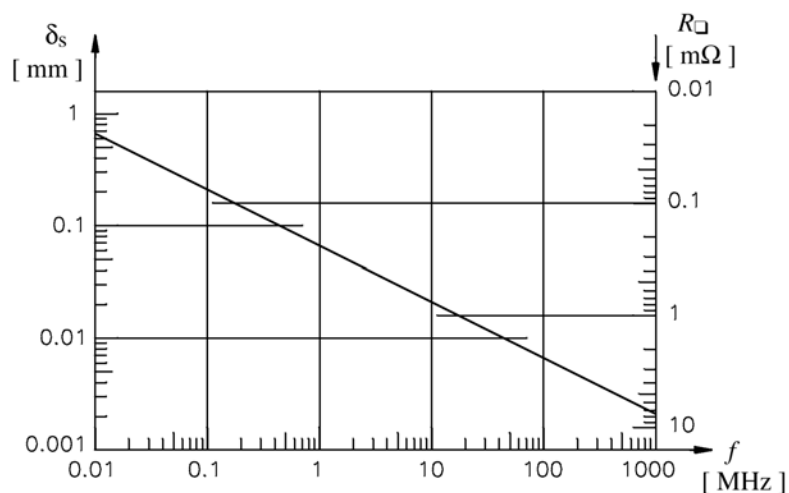
55 pav. Srovės prasiskverbimo gylis.

Paviršinis impedansas:

$$Z_p = \frac{1+j}{\sigma\delta_s} = R_p(1+j),$$

$$R_p = \frac{1}{\sigma\delta_s}.$$

Tai galioja tik esant aiškiai išreikštam skinefektui – laidininkų storis ir paviršiaus lenktumas daug didesni už įsiskverbimo gylį δ_s .



56 pav. Elektromagnetinio lauko įsiskverbimo gylis δ_s ir paviršinė varža R_p sidabre, kintant dažniui.

Ryšiai išreikštas skin efektas pastebimas

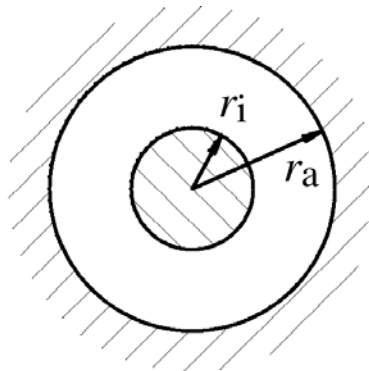
- Duomenų perdavime;
- Kabelinėje televizijoje $f = 60 \text{ MHz} - 300 \text{ MHz}$;
- Telefonijos nešančiam dažniui $f \approx 60 \text{ MHz}$;
- Ir netgi energijos perdavime, esant $f = 50 \text{ Hz}$ dažniui, bet didelėms galioms, kai turime labai storus laidus ($\delta_s \approx 1 \text{ cm}$ varyje).

Grįžtame prie koaksialinio kabelio.

Klausimas: ar yra duotam išorinio laidininko radiusui r_a optimalus santykis r_a/r_i , kuriam esant slopinimas bus minimalus?

Atsakymas: Taip.

Sprendimas:



57 pav. Koaksialinis kabelis.

Varža:

$$R' = \frac{R_p}{2\pi r_a} + \frac{R_p}{2\pi r_i}. \quad (24)$$

Laikysime, kad dielektrinių nuostolių nėra: $G' = 0$. Tuomet sklaidimo konstanta (pirmo skyriaus (22) ir (26) lygtys):

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L')j\omega C'},$$

$$Z_w = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{j\omega C'}} \approx \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad , \text{ kai } R' \ll \omega L'.$$

Tuomet:

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{L'C'} \cdot \sqrt{1 + \frac{R'}{j\omega L'}} \approx j\omega\sqrt{L'C'} \left(1 + \frac{R'}{2j\omega L'} \right).$$

Ir gauname:

$$\alpha \approx \frac{R'}{2\sqrt{L'/C'}} = \frac{R'}{2Z_w} \quad , \quad j\beta \approx j\omega\sqrt{L'C'}. \quad (25)$$

Koaksialinei linijai slopinimas α yra radiusų santykių r_a/r_i funkcija: iš lygčių (6), (24) ir (25):

$$\alpha = \frac{R_p}{2r_a\sqrt{\mu/\varepsilon}} \frac{1 + r_a/r_i}{\ln r_a/r_i}.$$

Norint rasti šios funkcijos minimumą, reikia rasti išvestinę, ir ją prilyginti nuliui:

$$\frac{d\alpha}{d(r_a/r_i)} = \frac{R_p}{2r_a\sqrt{\mu/\varepsilon}} \left(\frac{1}{\ln r_a/r_i} - \frac{1+r_a/r_i}{(\ln r_a/r_i)^2 r_a/r_i} \right) = 0.$$

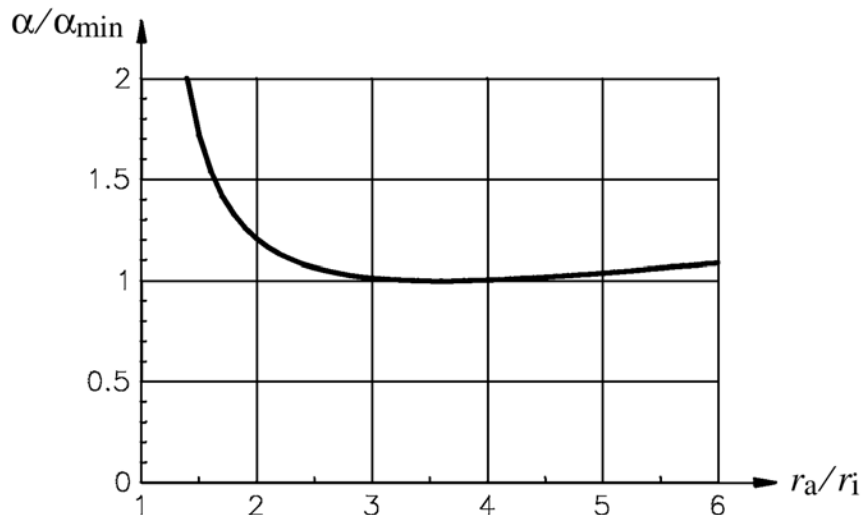
Laikant kad:

$$\ln r_a/r_i = 1 + r_i/r_a,$$

randame minimalų slopinimą, kuris bus, kai:

$$\alpha_{\min} = \frac{1.8R_p}{r_a\sqrt{\mu/\varepsilon}}, \quad (26)$$

$$r_a/r_i = 3.59.$$



58 pav. Slopinimo priklausomybė nuo spindulio.

Slopinimo indėlis kinta 10 procentų, kai $2,3 \ll r_a/r_i \ll 6$. Tuomet banginė varža, esant minimaliam slopinimui, pasinaudojus (6) ir (26) lygtimis:

$$Z_{wopt} = \frac{\ln r_a/r_i}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = 76.6 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} [\Omega]. \quad (27)$$

Jei turėsime koaksialinį kabelį užpildytą oru:

$$Z_{wopt} = 76.6 \Omega.$$

Koaksialiniam kabeliui, užpildytam polietilenu ($\varepsilon_r = 2,25$):

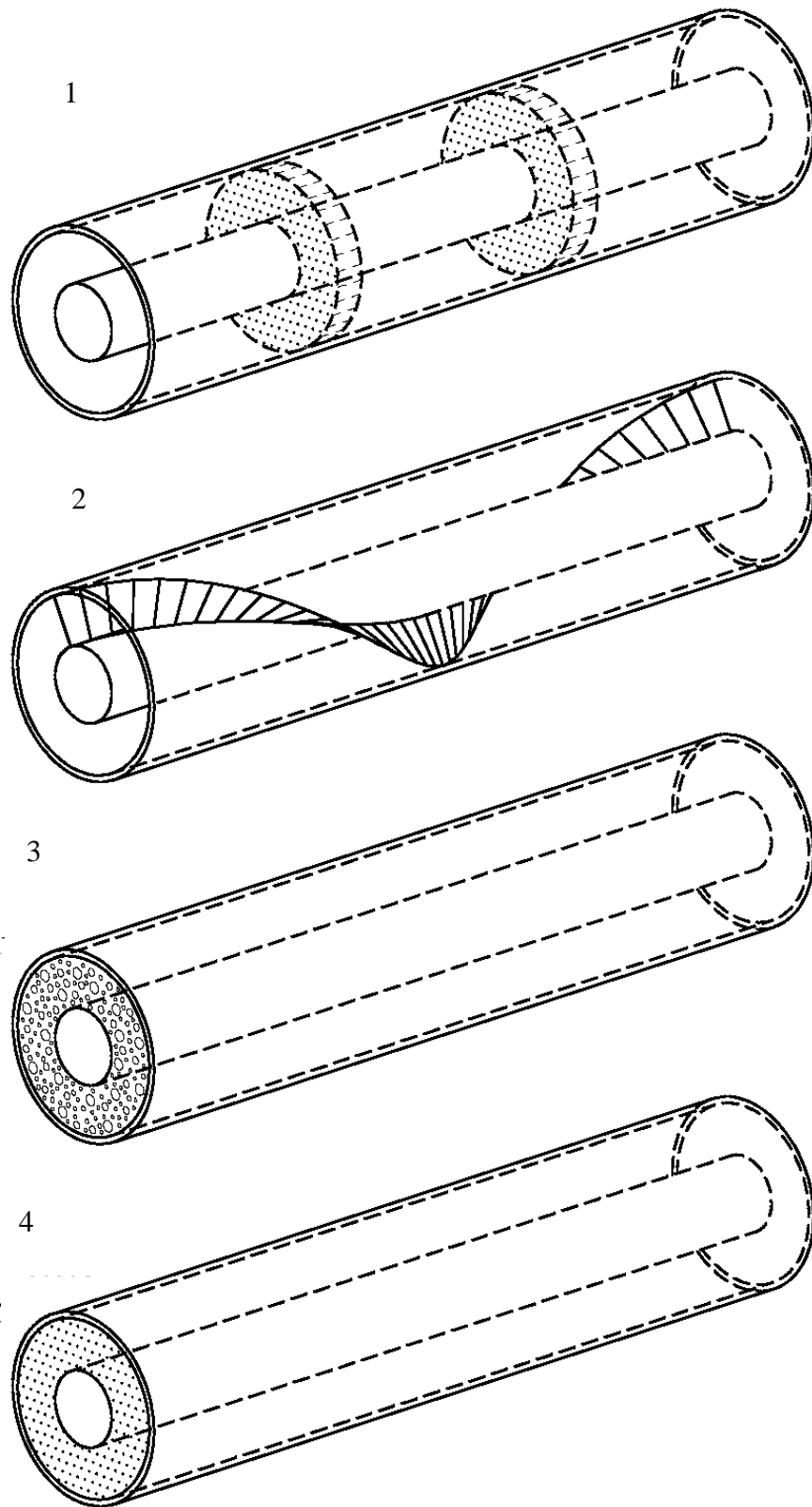
$$Z_{wopt} = 51 \Omega.$$

Normuoti koaksialiai kabeliai:

$$Z_w = 50 \Omega \quad \text{optimalu polietilenui.}$$

$$Z_w = 75 \Omega \quad \text{optimalu izoliuotiems oro kabeliams (telefonijai, kabelinei televizijai).}$$

Koaksialinių kabelių tipai:



59 pav. Koaksialinių kabelių tipai:

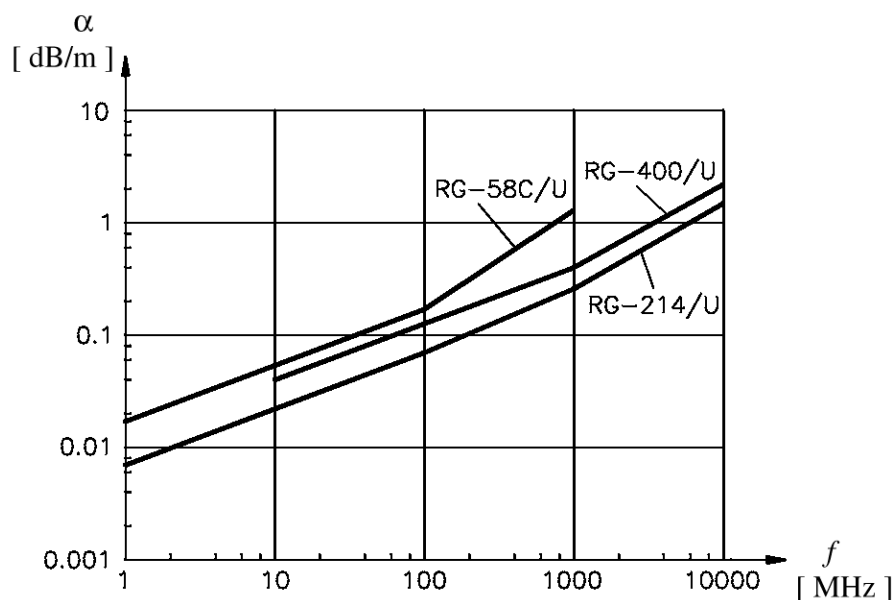
1. Dielektrikas oras, apsauginiai diskai iš plastmasės arba keramikos.
2. Dielektrikas oras, apsauginė spiralė iš plastmasės.
3. Dielektrikas – korėta medžiaga, beveik kaip oras.
4. Dielektrikas polietilenas arba teflonas.

Naudojami kabeliai (Meinke-Gundlach, "Taschenbuch der Hochfrequenztechnik", Springer, 1986)

Tipas, vidinis laidininkas, dielektrikas, išorinis laidininkas	Z_w [Ω]	D_i/D_a [mm/mm]	v/c_0 [%]
RG-58CU Cinkuota vario viela, polietilenas, pintas cinkuotų vario vielų šarvas	50 ± 2	0,9/2,95	66
RG-400/U Sidabruota vario viela, teflonas, pintas sidabruotų vario vielų dvigubas šarvas	50 ± 2	1,0/2,95	69
RG-214U Sidabruota vario viela, teflonas, pintas sidabruotų vario vielų dvigubas šarvas	50 ± 2	2,25/7,25	69

D_i/D_a – vidinio laidininko skersmuo / išorinio laidininko skersmuo.

v/c_0 – fazinis greitis kabelyje / šviesos greitis.



60 pav. Šių kabelių slopinimo priklausomybė nuo dažnio.

Iki 100 MHz slopinimo didėjimas maždaug $= \sqrt{10}$ dB / dekadą yra tik dėl skinefekto.

Dvilaidė linija

Dvilaidės linijos labai plačiai yra naudojamos komunikacijose. Pastaruoju metu ypač paplitę duomenų perdavime (shielded / unshielded twisted pair).

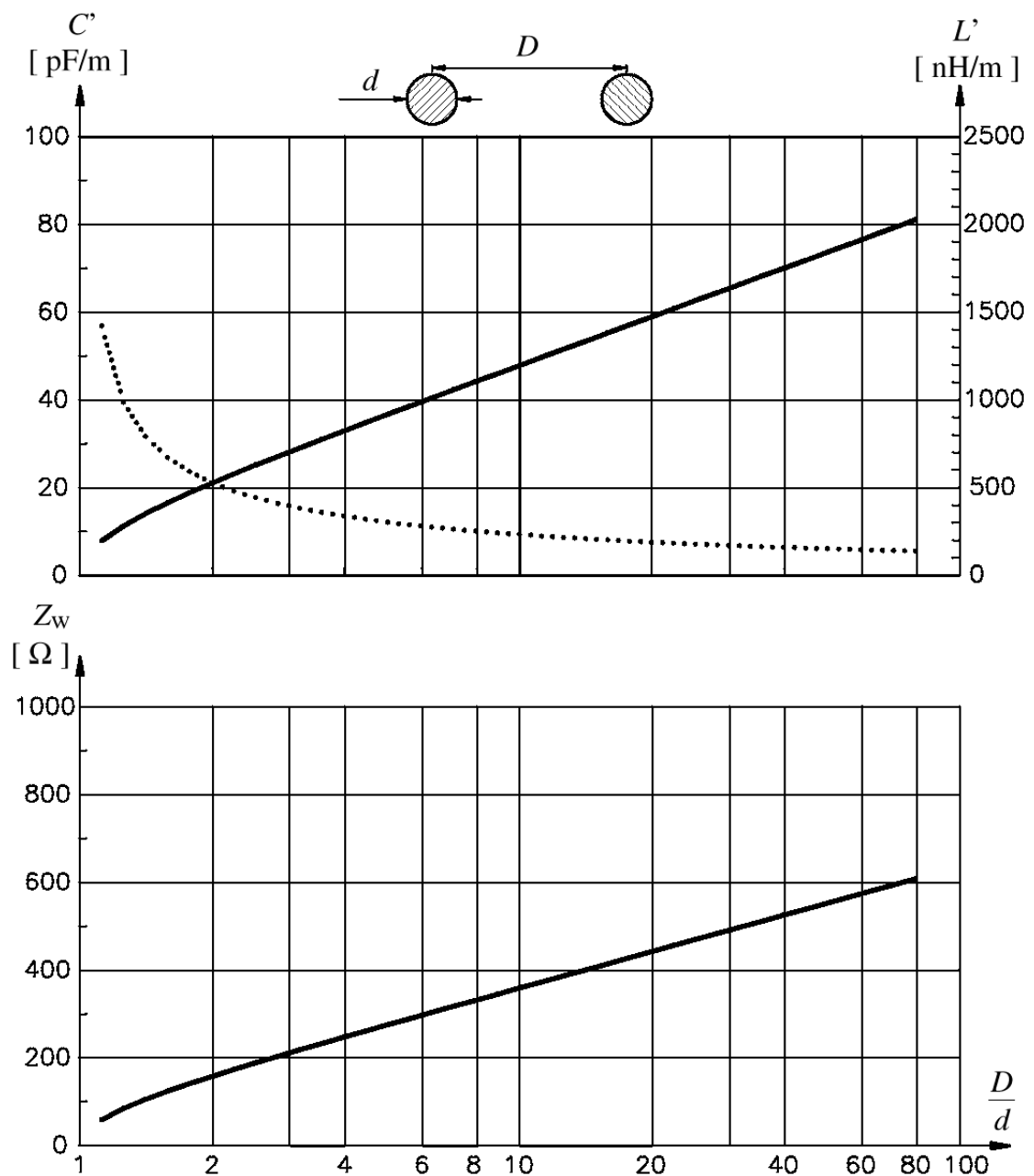
Plusai: labai pigi gamyba

Minusai: didesnis slopinimas negu koaksialinės linijos.

Dvilaidės linijos banginė varža:

$$Z_w = 120ar \cosh \frac{D}{d} [\Omega] \quad (28)$$

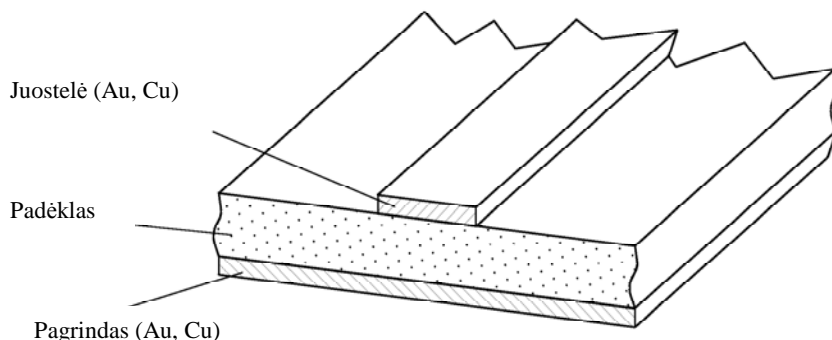
$$D \gg d : Z_w = 120 \ln \frac{2D}{d} [\Omega]$$



61 pav. Dvilaidės linijos parametrai.

Juostelinė linija

Juostelinės linijos yra visiškai kitos technologijos produktas. Tai jau planarinės technologijos. Jos yra taikomos kompiuterių technologijose, aukšto dažnio (mikrobangų) grandinėse, integrinėse grandinėse.

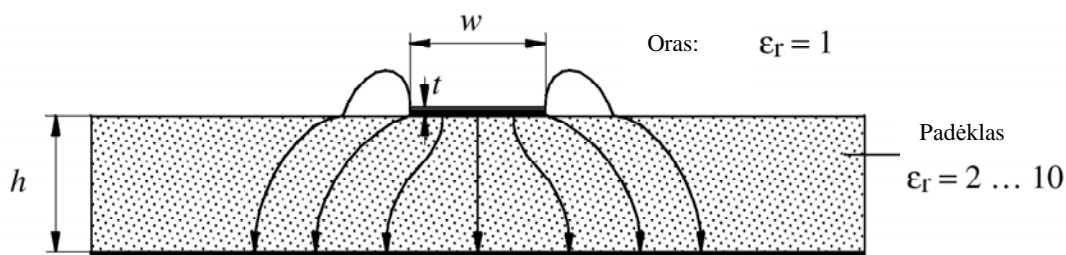


62 pav. Juostelinė linija.

Tai jau nėra linija su homogenišku dielektriko pasiskirstymu. Yra du sluoksniai – dielektrikas (substratas (izoliatorius)) ir oras. Pradines linijos konstantas nustatysime kvazistacionariame artinyje.

Talpa:

Elektrinis laukas yra pasiskirstęs tiek ore, tiek ir dielektrike.

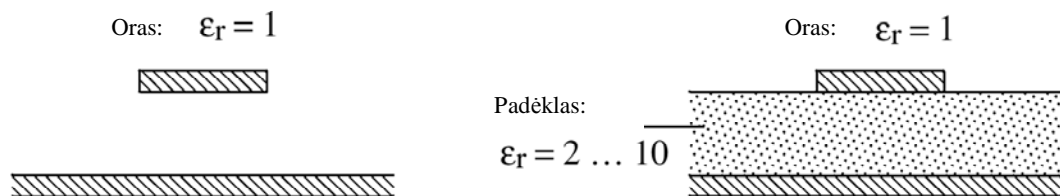


63 pav. Elektrinio lauko pasiskirstymas juostelinėje linijoje.

Apibrėšime efektyvinę dielektrinę konstantą:

Skerspjūvyje homogeniškas laidininkas

Skerspjūvyje nehomogeniškas laidininkas



64 pav. Juostelinės linijos.

Efektyvinė dielektrinė skvarba:

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{C'}{C'_0} \quad (29)$$

Induktyvumas

Induktyvumas L' yra praktiškai tas pats kaip ir skerspjūvyje homogeniško laidininko ($\mu_r = 1, \epsilon_r = 1$).

Skidimo greičiui apytiksliai galioja:

$$v \approx \frac{1}{\sqrt{L'C'}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} . \quad (30)$$

Tačiau tiksliai L' ir C' konstantas galima nustatyti tik skaitmeniniais būdais arba empiriškai.

Egzistuoja paprastos analitinės išraiškos ϵ_{reff} ir Z_w :

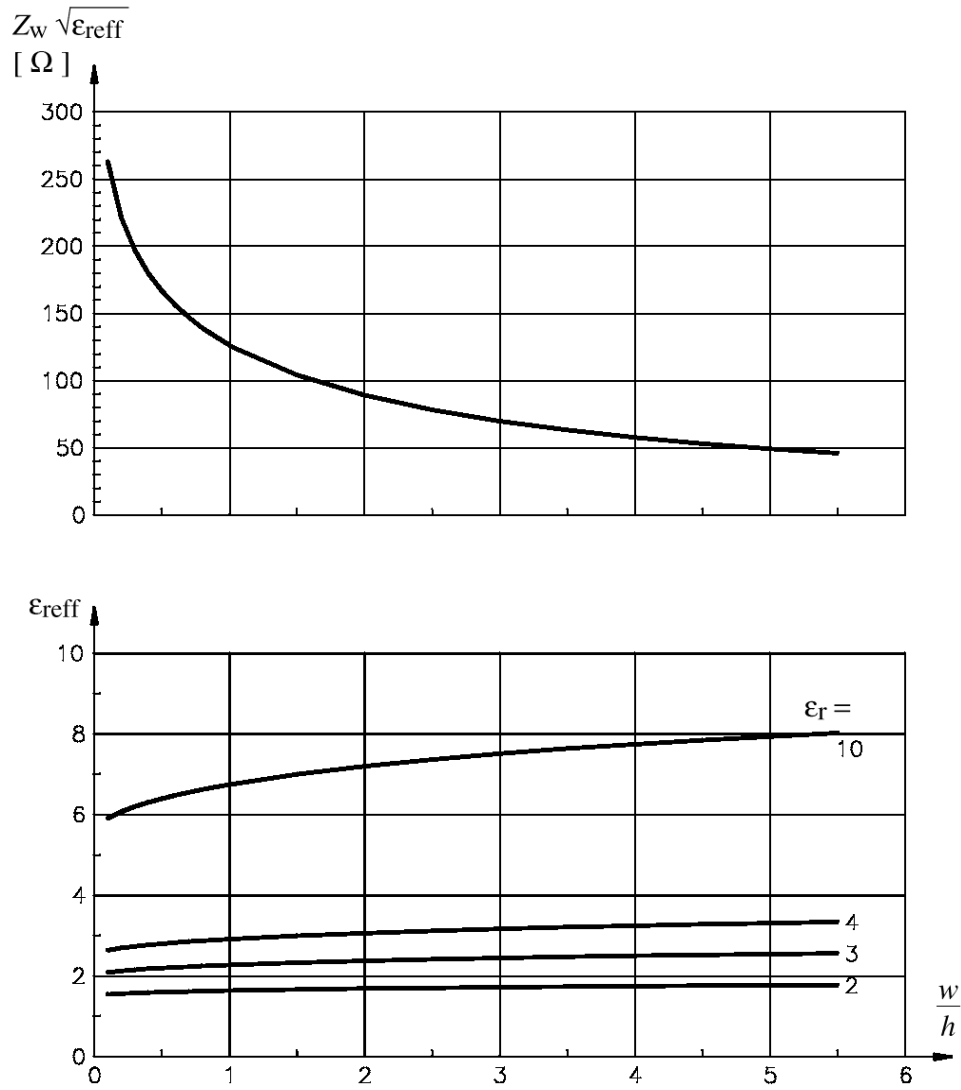
$$\epsilon_{reff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2\sqrt{1 + 12h/w}} , \quad (31)$$

kai $w/h \leq 1$:

$$Z_w = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{reff}}} \ln \left(8 \frac{h}{w} + 0.25 \frac{w}{h} \right) [\Omega] , \quad (32)$$

kai $w/h \geq 1$:

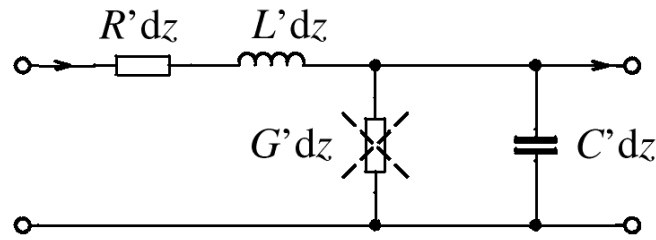
$$Z_w = \frac{120\pi / \sqrt{\epsilon_{reff}}}{w/h + 1.393 + 0.667 \ln(w/h + 1.444)} [\Omega] . \quad (33)$$



65 pav. Juostelinės linijos parametrai.

Atskiri linijų su nuostoliais atvejai

Daugeliu realių atveju, laidininkų varžos sąlygoti nuostoliai yra daug didesni negu dielektriko sąlygoti nuostoliai. Tuomet:



66 pav. Ekvivalentinė linijos su nuostoliais schema.

Yra skiriami dvi sritys:

1. Žemo dažnio.
2. Aukšto dažnio.

1. Žemo dažnio. Kai: $R' \gg \omega L'$ ir $G' \approx 0$. Ribinis dažnis žemo dažnio artiniui:

$$\omega_g L' = R' \Rightarrow f_g = \frac{R'}{2\pi L'}$$

Banginė varža tuomet:

$$Z_{-w} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{j\omega C'}} \approx \sqrt{\frac{R'}{j\omega C'}} = (1 - j) \sqrt{\frac{R'}{2\omega C'}} \quad (34)$$

Sklidimo konstanta:

$$\underline{\gamma} = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \approx \sqrt{j\omega R' C'} = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega R' C'}{2}}, \quad (35)$$

$$\underline{\gamma} = \alpha + j\beta \Rightarrow \alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega R' C'}{2}} \quad (36)$$

α yra priklausantis nuo dažnio. β nėra tiesiog proporcingas dažniui \Rightarrow seka kad žemuose dažniuose signalai yra iškraipomi.

Žemuose dažniuose dažniausiai linijos yra trumpos, t.y. linijos ilgis \ll bangos ilgį λ .

1 Pavyzdys:

Plonas koaksialinis kabelis:

Vidinio laidininko skersmuo $d = 0,5$ mm.

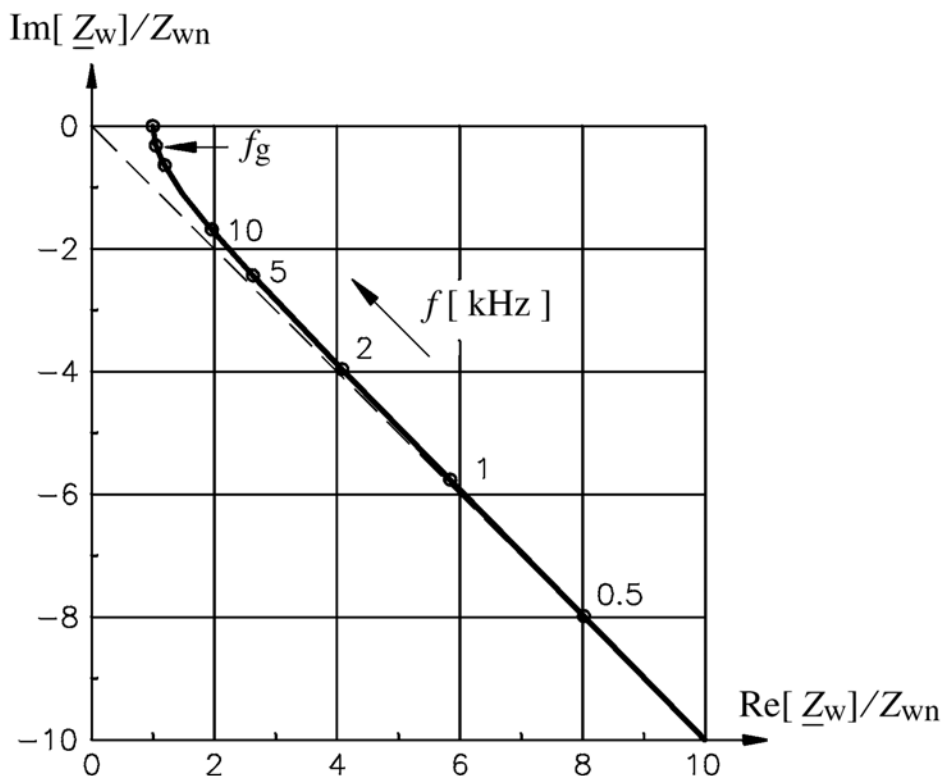
Išorinio laidininko skersmuo $D = 1,5$ mm.

$L' = 250$ nH/m, $C' = 100$ pF/m, $Z_{wm} = \sqrt{L'/C'} = 50$ Ω , $R' = 100$ m Ω /m (variniam laidininkui $\sigma = 60 \cdot 10^6$ S/m).

Tuomet:

$$f_g \approx 64 \text{ kHz}, \quad \alpha = 0.0486 \left[\frac{dB}{m} \right] \sqrt{\frac{f}{[MHz]}}$$

Normuoto impedanso kreivė parodyta 67 pav.

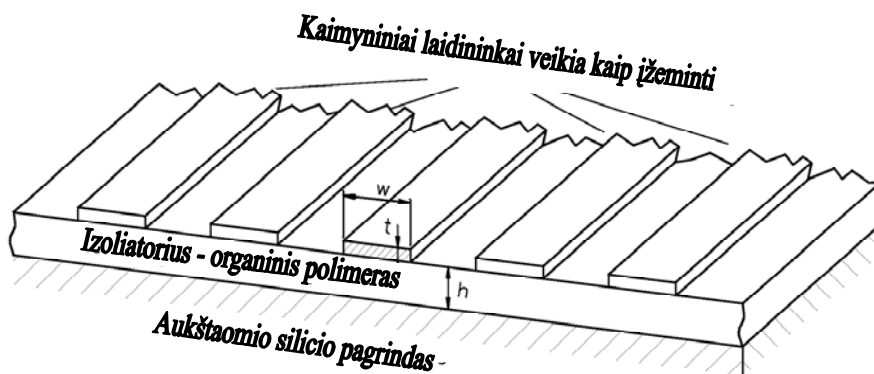


67 pav. Normuotas linijos su nuostoliais impedansas.

Normavimas yra $Z_{wn} = \sqrt{L'/C'}$. Banginė varža labai žemuose dažniuose yra ominė ir talpinė ($\text{Im}[Z_w] = -\text{Re}[Z_w]$). Didėjant dažniui Z_w artėja prie vertės $Z_w = \sqrt{L'/C'}$.

2 Pavyzdys

Juostelinė linija.



68 pav. Juostelinė linija.

Juostelės: medžiaga Al, $w = 5 \mu\text{m}$, $t = 1 \mu\text{m}$, $h = 1 \mu\text{m}$, izoliatorius $\epsilon_r = 2,3$.

Tipiniai linijos parametrai:

$v/c_0 \approx 0,7$, $R' \approx 10 \text{ k}\Omega/\text{m}$, $L' \approx 380 \text{ nH}/\text{m}$, $C' \approx 60 \text{ pF}/\text{m}$, $Z_w \approx \sqrt{L'/C'} = 80 \Omega$.

Ribinis dažnis žemų dažnių artiniui:

$$f_g = \frac{R'}{2\pi L'} \approx 4 \text{ GHz}.$$

Taigi dažnių diapazonas, kuriame veikia integrinės schemos (pavyzdžiui CMOS) mikroschemos viduje linijos veikia kaip žemų dažnių linijos. Panagrinėsime juostelinių linijų slopinimą integrinėse grandinėse. Pasinaudojant (36) lygtimi:

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega R' C'}{2}}.$$

Mūsų pavyzdžiui tuomet:

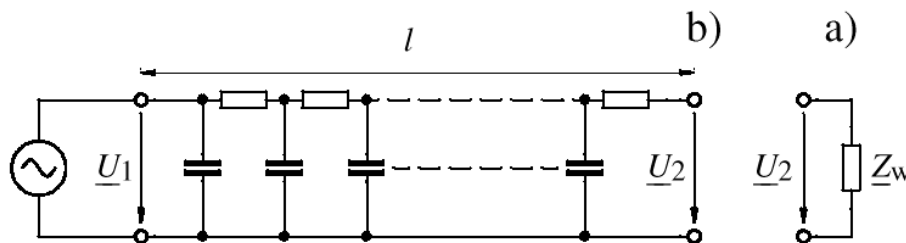
$$\alpha = \beta \approx 1.5 \sqrt{\frac{f}{[\text{MHz}]}} \left[\frac{Np}{m} \right] = 12.9 \sqrt{\frac{f}{[\text{MHz}]}} \left[\frac{dB}{m} \right]. \quad (37)$$

Toks slopinimas bus tuomet, kai linija bus apkrauta suderinta apkrova. Z_{-w} .

Slopinimo nustatymui paprastai naudojami du būdai:

- liniją apkraunant suderinta apkrova arba
- paliekant linijos galą atvirą.

Abiem atvejais turi būti naudojamas idealus įtampos šaltinis



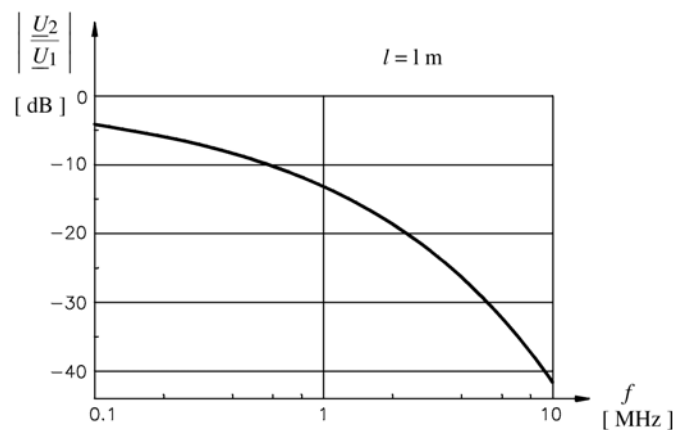
69 pav. Linijos slopinimo nustatymo ekvivalentinė schema.

a) Apkrovus liniją suderinta apkrova Z_{-w} :

$$\frac{U_{-2}}{U_{-1}} = e^{-\alpha l(1+j)}.$$

Tačiau tai realiai yra labai sunkiai realizuojama. Idealiai suderinti Z_{-w} yra praktiškai neįmanoma.

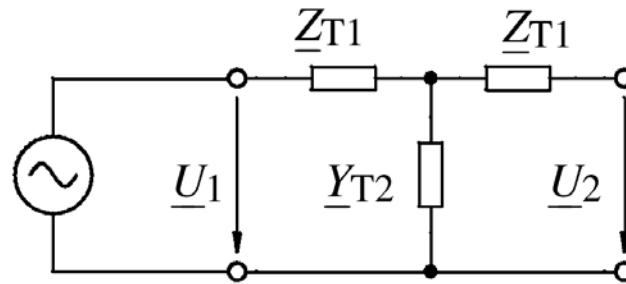
Juostelinės linijos mikroschemoje slopinimas prijungus suderintą apkrovą parodytas 70 pav.



70 pav. Slopinimas linijoje prijungus suderintą apkrovą.

b) atviros linijos atvejis.

Panaudosime ekvivalentinę T tipo schemą.



71 pav. Ekvivalentinė schema.

Tuomet:

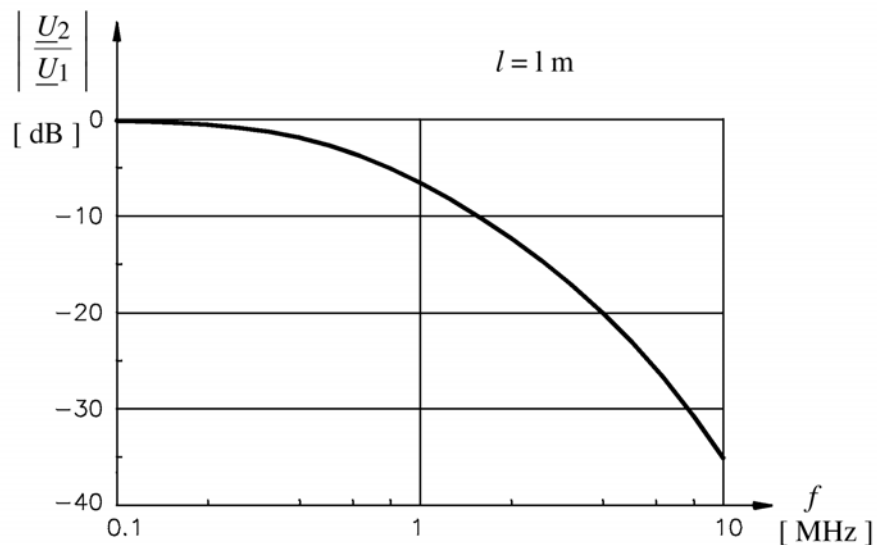
$$Z_{-T1} = Z_{-w} \tanh \frac{\gamma l}{2}, \quad Z_{-T2} = \frac{1}{Z_{-w}} \sinh \gamma l,$$

$$\frac{U_{-2}}{U_{-1}} = \frac{1}{Y_{-T2} (Z_{-T1} + 1/Y_{-T2})} = \frac{1}{\gamma l (1 + \tanh \frac{\gamma l}{2} \sinh \gamma l)},$$

žinant, kad $\tanh \frac{x}{2} = \frac{\cosh x - 1}{\sinh x}$, gauname:

$$\frac{U_{-2}}{U_{-1}} = \frac{1}{\cosh \gamma l}.$$

Tuomet atviros linijos slopinimas yra parodytas 72 pav.



72 pav. Slopinimas linijoje.

Kaip “elgsis” “ilga” $l = 1$ cm mikroschemos linija kai dažnis $f < 100$ MHz?
Iš (37) lygties:

$$\alpha l = \beta l = 0.015 \sqrt{\frac{f}{[\text{MHz}]}} \quad [Np].$$

Kai $f < 100$ MHz tuomet $\alpha l \leq 0,15 \ll 1$.

Paskleidžiame eilute:

$$\cosh \gamma l \approx 1 + \frac{1}{2} (\gamma l)^2 + \dots$$

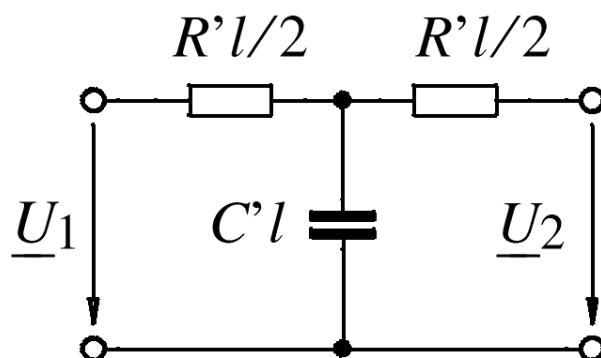
Tuomet:

$$\frac{U_{-2}}{U_{-1}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} (\gamma l)^2}.$$

Iš (35) $(\gamma l)^2 = j\omega R' C' l^2$ gauname:

$$\frac{U_{-2}}{U_{-1}} = \frac{1}{1 + j\omega R' C' l^2 / 2}.$$

Tuomet ekvivalentinė T – schema, kai $|\gamma| \ll 1$ parodyta 73 pav.



73 pav. Ekvivalentinė schema.

Ir

$$\frac{U_{-2}}{U_{-1}} = \frac{1}{1 + j\omega R' C' l^2 / 2}.$$

2. Aukšto dažnio.

a) Kai varža nepriklauso nuo dažnio $R' \neq R'(f)$, ir $G' \approx 0$, $R' \ll \omega L'$:

$$Z_{-w} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \approx \sqrt{\frac{L'}{C'}}. \quad (38)$$

Banginė varža yra realus dydis ir beveik nepriklauso nuo dažnio.

Tikslesnis artinys:

$$Z_{-w} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}}, \quad \frac{R'}{\omega L'} \ll 1, \quad (39)$$

$$Z_{-w} = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \sqrt{1 - \frac{jR'}{\omega L'}}.$$

$$\begin{aligned} Z_{-w} &\approx Z_{wn} \left(1 - \frac{jR'}{2\omega L'} \right), \\ Z_{wn} &= \sqrt{\frac{L'}{C'}}. \end{aligned} \quad (40)$$

Sklidimo konstanta γ , kai $G' \approx 0$, $R' \ll \omega L'$:

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L')j\omega C'} \approx j\omega \sqrt{L'C'} = j\beta.$$

Tai reiškia sklidimas vyksta be slopinimo: $\alpha = 0$

Signalas neiškraipomas: $\beta = \sim \omega$

Tikslesnis artinys: kai $G' \approx 0$, $R' \ll \omega L'$:

$$\gamma = j\omega \sqrt{L'C'} \sqrt{1 - \frac{jR'}{\omega L'}} \approx j\omega \sqrt{L'C'} \left(1 - \frac{jR'}{2\omega L'} \right), \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{R'}{2} \sqrt{\frac{C'}{L'}} = \frac{R'}{2Z_{wn}} = \\ \beta &= \omega \sqrt{L'C'}. \end{aligned} \quad (42)$$

b) Kai išreikštas skinefektas.

Aukštuose dažniuose, kai prasiskverbimo gylis δ_s yra mažesnis negu laidininkų storis skinefektas pradeda įtakoti linijos parametrus. Ribinis dažnis kai pradeda įtakoti skinefektas f_{sk} :

Prasiskverbimo gylis $\delta_s =$ laidininko spindulys $r_i \rightarrow f_{sk} = \frac{1}{\pi\mu\sigma_i r_i^2}$.

Iš (8) lygties paviršinis impedansas:

$$Z_{-p} = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega\mu\rho}{2}}.$$

Induktyvinė Z_{-p} dalis gali būti atmesta lyginant ją su induktyvumo L' indėliu.

Varžinė dalis:

$$\operatorname{Re}[Z_{-p}] = \sqrt{\frac{\omega\mu\rho}{2}}.$$

Taigi, bet kokiam laidininkui su išreikštu skinefektu varža R' gali būti tokios išraiškos:

$$R' \sim \sqrt{\omega} \quad \text{arba} \quad R' = R'_0 \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}}, \quad (43)$$

čia ω_0 : atskaitos dažnis, kai $Z' = R'_0(1 + j)$

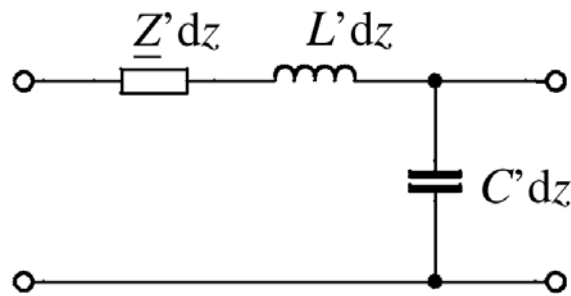
Banginė varža Z_w :

Iš lygčių (39), (40) ir (43) seka:

$$Z_{-w} = Z_{wn} \left(1 - \frac{jR'_0}{2L' \sqrt{\omega\omega_0}} \right). \quad (44)$$

Silpna priklausomybė nuo dažnio, todėl dažnai galime laikyti, kad $Z_{-w} \approx Z_{wn}$.

Sklidimo konstanta $\underline{\gamma}$ surasime pasinaudodami ekvivalentinė schema, kuri pavaizduota 74 pav.



74 pav. Ekvivalentinė schema.

Z' : kompleksinis skinefekto indėlis į impedansą:

$$\underline{Z}' = R'_0 \sqrt{j \frac{2\omega}{\omega_0}},$$

$$\underline{\gamma} = \sqrt{(\underline{Z}' + j\omega L') j\omega C'},$$

$$\underline{\gamma} = j\omega \sqrt{L' C'} \sqrt{1 + \frac{\underline{Z}'}{j\omega L'}}.$$

Esant išreikštam skinefektui:

$$\omega L' \gg |\underline{Z}'|,$$

$$\underline{\gamma} \approx j\omega \sqrt{L' C'} \left(1 + \frac{\underline{Z}'}{2j\omega L'} \right) = j\omega \sqrt{L' C'} + \frac{\underline{Z}'}{2Z_{wn}},$$

$$\underline{\gamma} \approx j\omega \sqrt{L' C'} + \frac{R'_0}{2Z_{wn}} \sqrt{j \frac{2\omega}{\omega_0}}. \quad (45)$$

(45) lygtis aprašo sklidimo konstantą laidininke su išreikštu skinefektu.

Pavyzdys:

Plonas koaksialinis kabelis:

Vidinio laidininko skersmuo $d = 0,5$ mm

Išorinio laidininko skersmuo $D = 1,5$ mm

$L' = 250$ nH/m, $C' = 100$ pF/m, $Z_{wn} = \sqrt{L'/C'} = 50$ Ω , $R' = 100$ m Ω /m (variniam laidininkui $\sigma = 60 \cdot 10^6$ S/m).

$$f_{sk} = \frac{1}{\pi \mu \sigma r_i^2} = 67 \text{ kHz}.$$

Skinefekto impedanso indėlis:

$$\underline{Z}' = R',$$

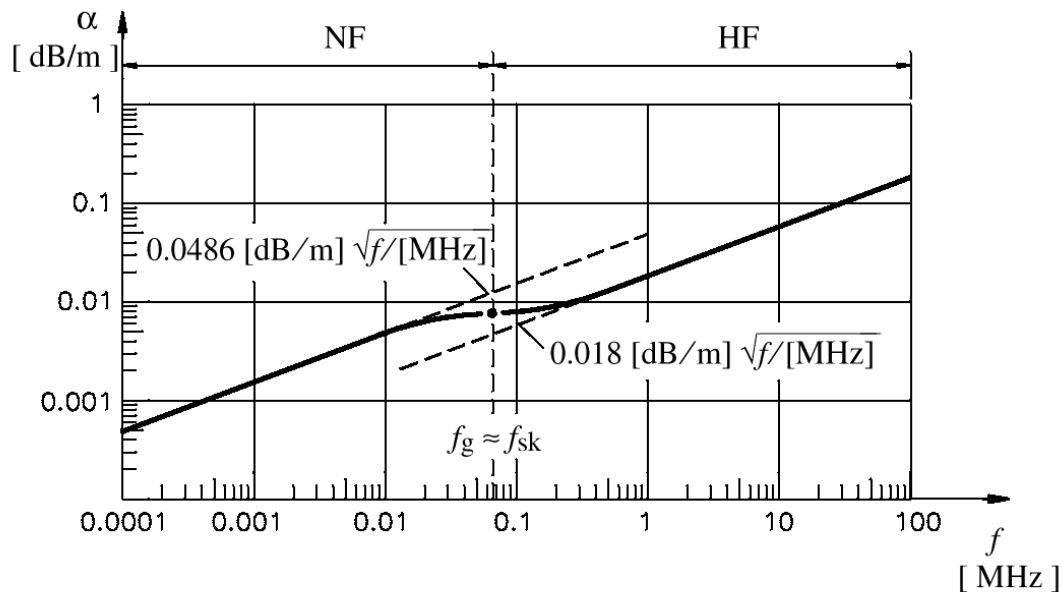
$$\underline{Z}' = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right) R(\omega_0) \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}}.$$

Su (9) lygtimi:

$$\underline{Z}' = 0.21 \left[\frac{\Omega}{m} \right] \sqrt{\frac{f}{[\text{MHz}]}} ,$$

$$\alpha = \frac{R'}{2Z_{\text{wn}}} = 0.018 \left[\frac{\text{dB}}{m} \right] \sqrt{\frac{f}{[\text{MHz}]}} .$$

Tuomet slopinimas α žemų ir aukštų dažnių artinyje bus toks, koks parodytas 75 pav.



75 pav. Slopinimas linijoje.

Šiame kabelyje aukšto dažnio sritis kai $R'(f)$ beveik nepastebima, kadangi $f_g \approx f_{sk}$.

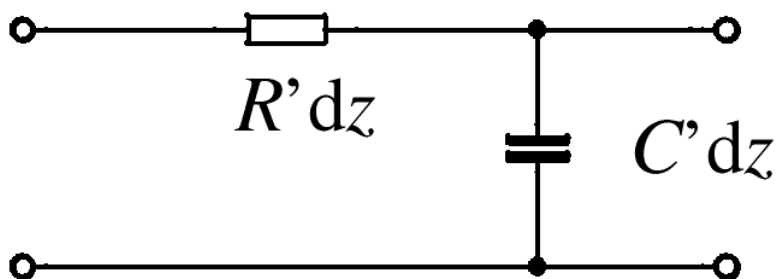
SANTRAUKA

Žemo ir aukšto dažnio artiniai linijoms su ominiais nuostoliais ir be dielektrinių nuostolių.

Ekvivalentinės schemas

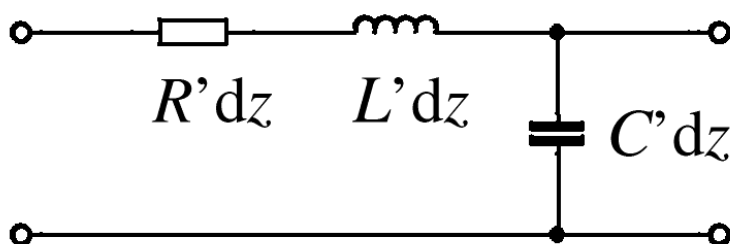
Žemo dažnio

$$f \leq f_g = \frac{R'}{2\pi L}, \quad R' = \text{konst.}$$



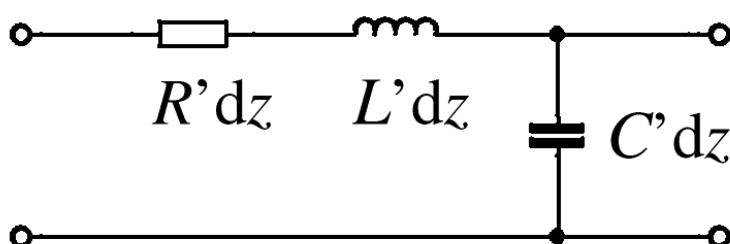
Aukšto dažnio a)

$$f_g \leq f \leq f_{sk} = \frac{1}{\pi\mu\sigma r_i^2}, \quad R' = \text{konst.}$$



Aukšto dažnio b)

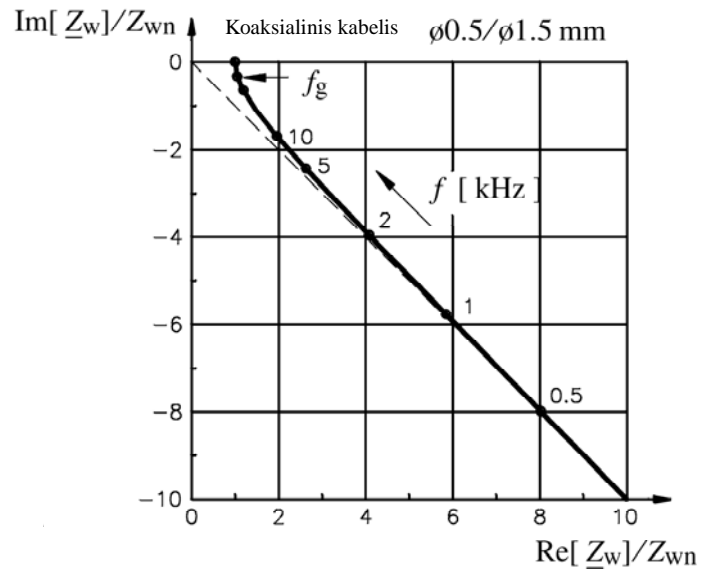
$$f \geq f_{sk}, \quad R' = R_0 \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}}$$



Banginė varža:

Žemo dažnio artinys $Z_{-w} = (1-j)\sqrt{\frac{R'}{2\omega C'}}$

Aukšto dažnio artinys $Z_{-w} \approx Z_{wn} = \sqrt{\frac{L'}{C'}}$



Skidimo konstanta:

$$\underline{\gamma} = \alpha + j\beta.$$

Žemo dažnio artinys

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega R' C'}{2}}.$$

Aukšto dažnio a) artinys

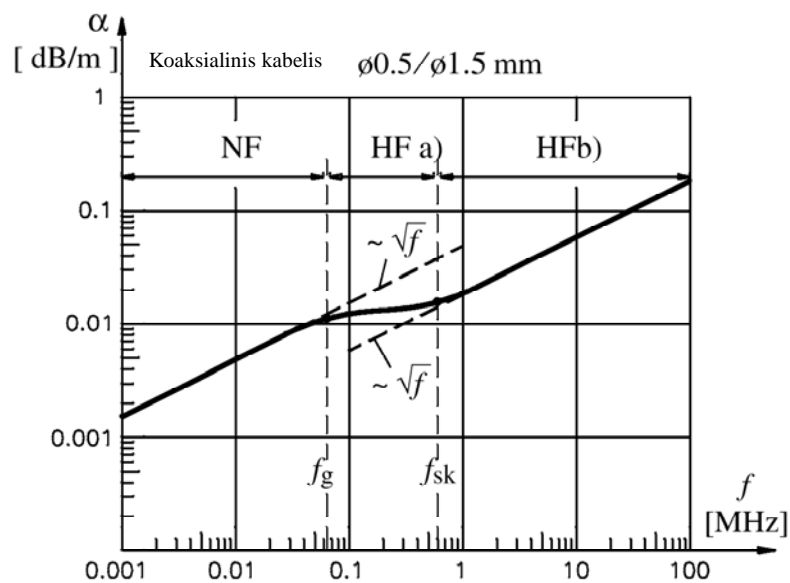
$$\alpha = \frac{R'}{2Z_{wn}} = \text{konst.}$$

Aukšto dažnio b) artinys

$$\alpha = \frac{R'_0}{2Z_{wn}} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}}.$$

Aukšto dažnio a) ir b) artinys

$$\beta = j\omega\sqrt{L' C'}.$$



III Skyrius

Įvadas į bangolaidžių teoriją

Maxwell'o lygčių sprendimas su tam tikromis ribinėmis sąlygomis duoda įdomius sprendinius kurie yra taikomi ryšių technikoje:

Dielektrines linijas, bangolaidžius, šviesolaidžius.

Teoriniai išvedimai paprastai yra gana sudėtingi, tačiau per pastaruosius 50 metų buvo intensyviai vystomi, ir dabar daugelis uždavinių yra išspręsti, ir jų sprendimus galima rasti literatūroje.

Jei domėtis tik linijų taikymu, žmogus turi apsispręsti, kiek giliai jis nori išsiaiškinti teoriją, tam kad išspręstų jam iškilusias taikymo problemas.

Pasaulyje yra priimtas toks diapazonų skirstymas:

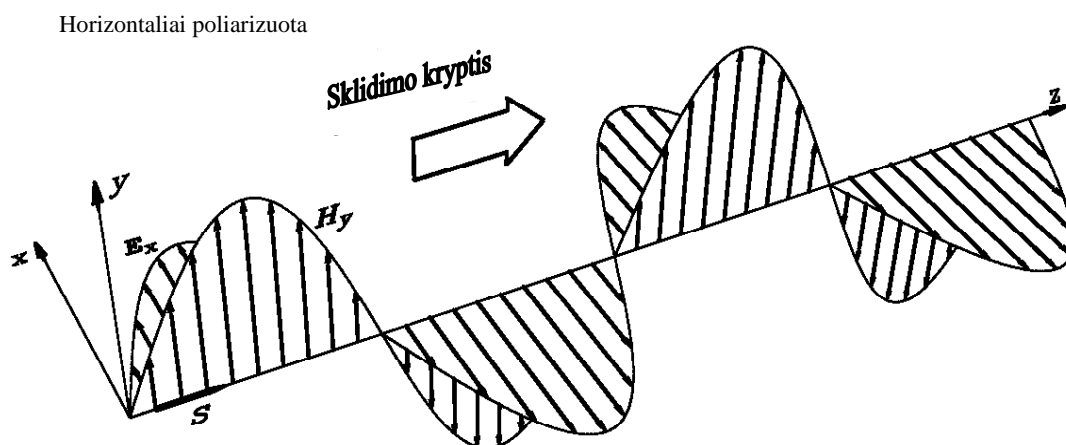
0.2 ... 1 GHz	P-Band	18 ... 27 GHz	K-Band
1 ... 2 GHz	L-Band	27 ... 40 GHz	Ka-Band
2 ... 4 GHz	S-Band	40 ... 60 GHz	Q-Band
4 ... 8 GHz	C-Band	60 ... 90 GHz	E-Band
8 ... 12 GHz	X-Band	90 ... 140 GHz	F-Band
12 ... 18 GHz	Ku-Band	140 ... 220 GHz	G-Band

Šiame įvade trumpai apžvelgsime:

1. "apšilimui" prisiminsime elektromagnetinių bangų, atspindį nuo plokštumos.
2. panagrinėsime stačiakampį bangolaidį.
3. panagrinėsime apvalųjį bangolaidį.

Pradėsime nuo laisvo elektromagnetinių bangų sklidimo ir pereisime prie kreipiančiųjų sistemų – bangolaidžio.

Tarkime, kad yra homogeniška, plokščia, tiesiškai poliarizuota banga (76 pav).



76 pav. Plokščia banga.

Tuomet:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= \operatorname{Re} \left[\underline{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \right] & \beta &= \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c_0}, \\ \underline{H} &= \operatorname{Re} \left[\underline{H}_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \right] \end{aligned}$$

Pastovios fazės sąlyga:

$$\omega t_1 - \beta z_1 = \omega t_2 - \beta z_2, \quad v = \frac{\Delta z_1}{\Delta t_1} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}},$$

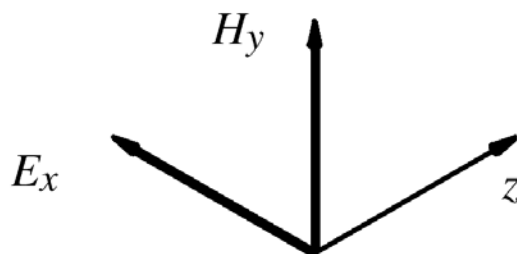
čia c_0 - šviesos greitis,

ϵ_r - dielektrinė skvarba,

μ_r - magnetinis jautris.

Banga sklinda c_0 greičiu išilgai z - ašies.

Nėra jokių apribojimų x ir y kryptimis. Plokščia banga homogeniškoje aplinkoje:



77 pav. Plokščios bangos elektromagnetinio lauko dedamosios.

Elektromagnetinės bangos banginė varža:

$$Z_{-f} = \frac{E_{-x}}{H_{-y}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = Z_{-f_0} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}},$$

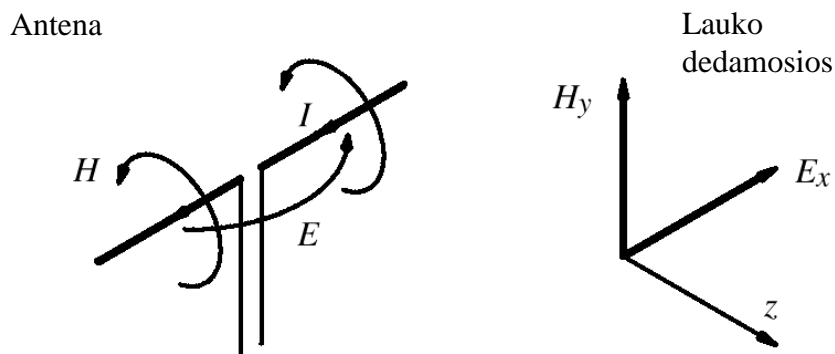
čia Z_{-f_0} - elektromagnetinės bangos banginė varža vakuume $120\pi \Omega \approx 377 \Omega$.

Poliarizacija

Paprasčiausias atvejis: tiesinė poliarizacija.

Horizontaliai poliarizuotos bangos naudojamos radijo bangom, televizijos bangom.

Antena ir elektrinis ir magnetinis laukai plokščiai bangai parodyti 78 pav.



78 pav. Antena.

Apskritimiškai poliarizuota banga

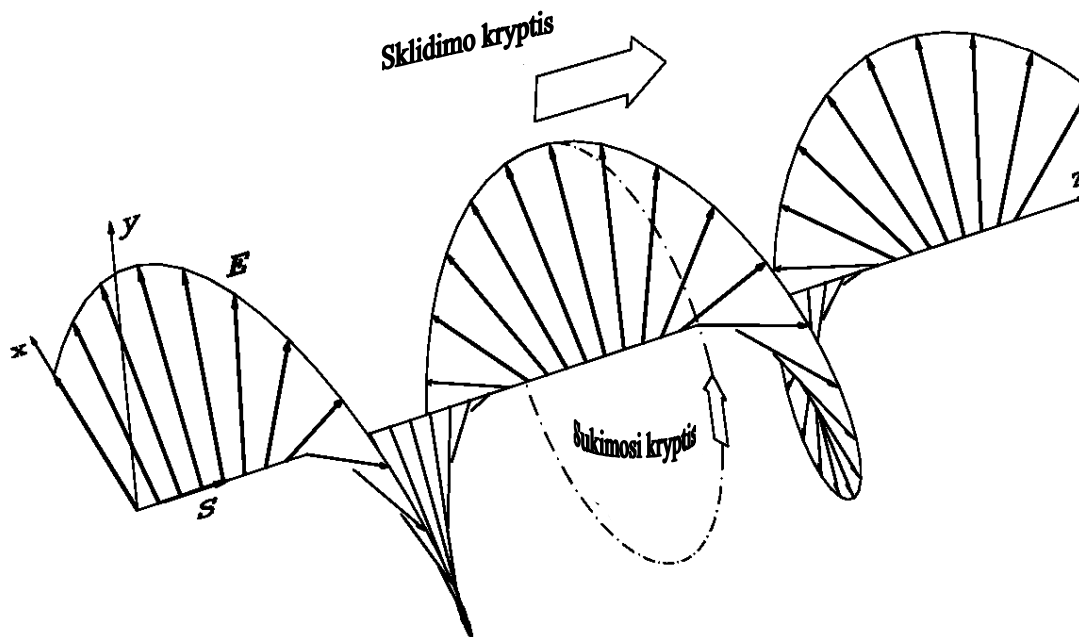
Tai yra suma dviejų tiesiškai poliarizuotų to paties dažnio bangų, sklindančių ta pačia kryptimi:

$$\underline{E} = \underline{E}_{-1} + \underline{E}_{-2} = (e_x E_1 + e_y E_2 e^{-j\varphi}) e^{-jkz},$$

kai $E_{-1} = E_{-2}$ ir $\varphi = \pm\pi/2$ bus:

$$E = E_1 (e_x \cos(\omega t - kz) \mp e_y \sin(\omega t - kz)),$$

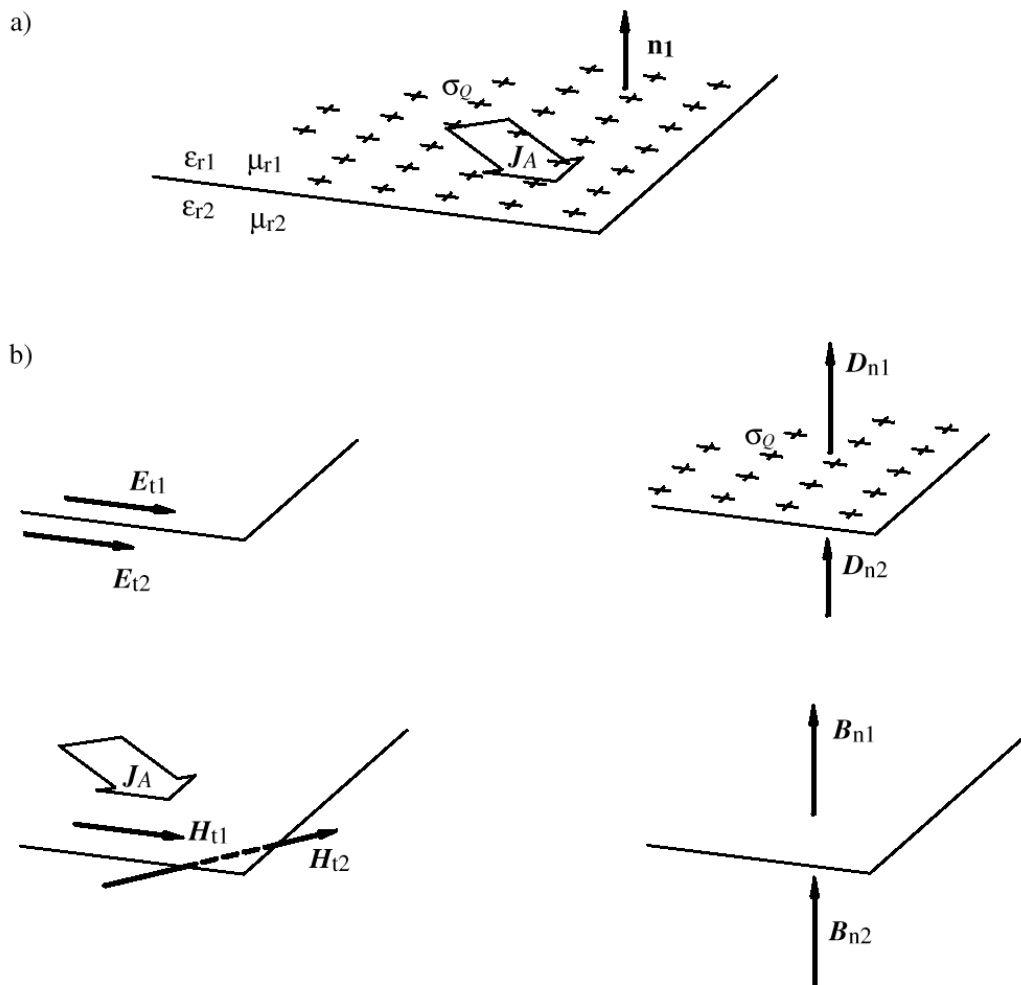
ir gauname specialų atvejį – apskritimiškai poliarizuotą bangą. Momentinė elektrinio lauko stiprio “nuotrauka” išilgai z – ašies.



79 pav. Bangos sklidimas.

x - y plokštumoje E vektorius sukasi pastoviu kampiniu greičiu ω priešinga laikrodžio rodyklei kryptimi.

Esant dviems skirtingoms medžiagoms turėsime kraštines sąlygas skiriamosioje riboje:



80 pav. Banga tarp plokštumų.

Tangentinė komponentė:

$$E_{t1} = E_{t2}.$$

Normalės kryptimi D :

$$D_{n1} = D_{n2} + \sigma_q n_1.$$

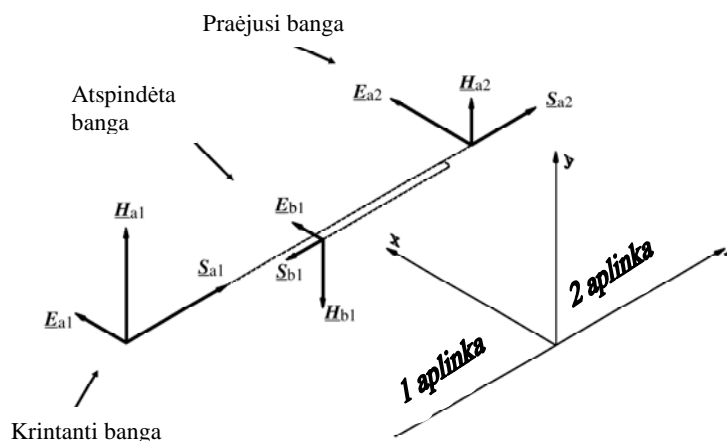
Magnetinio lauko stiprio tangentinė komponentė:

$$H_{t1} = H_{t2} + J_A \times n_1.$$

Magnetinio lauko srauto tankis skiriamosioje riboje:

$$B_{n1} = B_{n2}.$$

Bangai krintant į dviejų medžiagų skiriamąją ribą turėsime praėjusią, atspindėtą ir kritusią bangas.



81 pav. Bangos atspindys ir praėjimas.

Ribines sąlygas supaprastinsime:

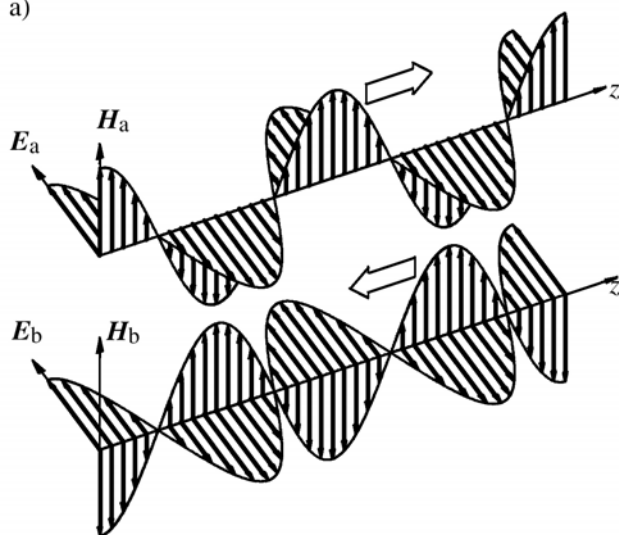
- jokių paviršinių srovių ir krūvių,
- elektrinis laukas \mathbf{E} ir magnetinis laukas \mathbf{H} yra lygiagretūs medžiagas skiriančiai plokštumai.

Tuomet:

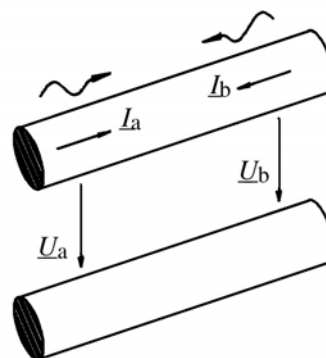
$$\begin{aligned} E_{-a1} + E_{-b1} &= E_{-a2}, \\ H_{-a1} + H_{-b1} &= H_{-a2}. \end{aligned}$$

Tai galima laikyti analogija dviejų TEM linijų sujungimu. Tuomet vietoje elektrinio ir magnetinio laukų būtų srovės ir įtampos.

a)



b)



82 pav. Bangos (a) ir linijos (b) panašumas.

Plokščia banga erdvėje

$$E_x(z) = E_{0ax} e^{-jkz} + E_{0bx} e^{jkz}$$

$$H_x(z) = \frac{1}{Z_f} (E_{0ax} e^{-jkz} + E_{0bx} e^{jkz})$$

$$k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon}$$

$$Z_f = \sqrt{\mu / \varepsilon}$$

Bangos linijoje

$$U(z) = U_{-a} e^{-j\beta z} + U_{-b} e^{j\beta z}$$

$$I(z) = \frac{1}{Z_w} (U_{-a} e^{-j\beta z} - U_{-b} e^{j\beta z})$$

$$\beta = \omega \sqrt{L' C'}$$

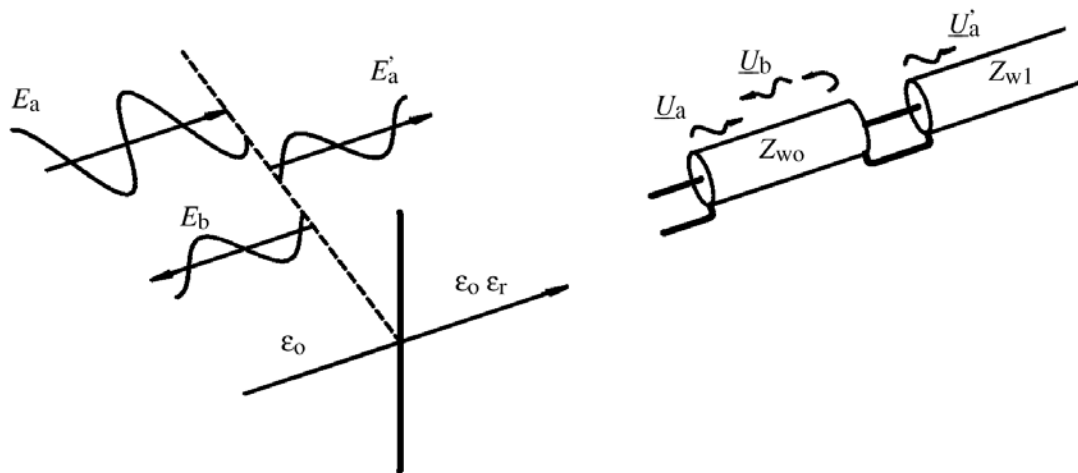
$$Z_w = \sqrt{L' / C'}$$

Analogija tarp plokščių bangų erdvėje ir linijoje esančių bangų.

Bangos

Skiriamos riboje

Linijos nevienalytiškume



83 pav. Bangos ir linijos panašumas.

Turime:

Bangos banginės varžos Z_{f0} , Z_{f1}

Elektrinio lauko stiprius E_a , E_b , E_a'

Linijos ekvivalentinė schema:

Banginė varža:

$$Z_{w0} = Z_{f0}$$

Banginės varžos Z_{w0} , Z_{w1}

Įtampas U_a , U_b , U_a'

$$Z_{w1} = Z_{f1}$$

Atspindžio koeficientas:

$$r = \frac{Z_{w1} - Z_{w0}}{Z_{w1} + Z_{w0}} = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_r}}{1 + \sqrt{\varepsilon_r}}$$

Optikoje $\sqrt{\varepsilon_r}$ dydis yra vadinamas lūžio rodikliu n :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r}$$

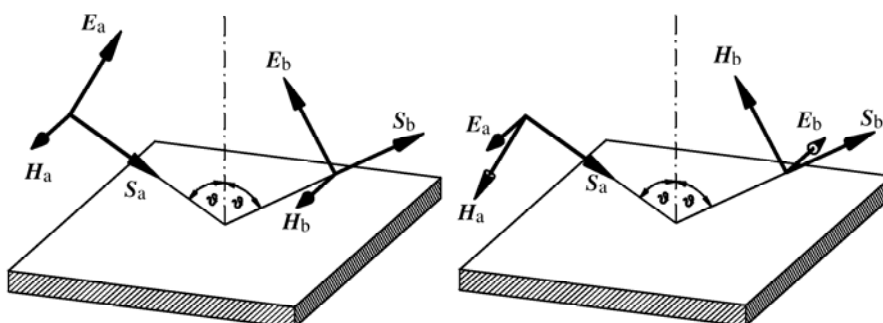
Bangos, krintančios bet kokių kampų, atspindys nuo idealaus laidininko.

Kraštinės sąlygos: jokių normalinių H ir tangentiųjų E komponentių laidininko paviršiuje.

Galimi du poliarizacijos atvejai (84 pav.).

Vertikali poliarizacija

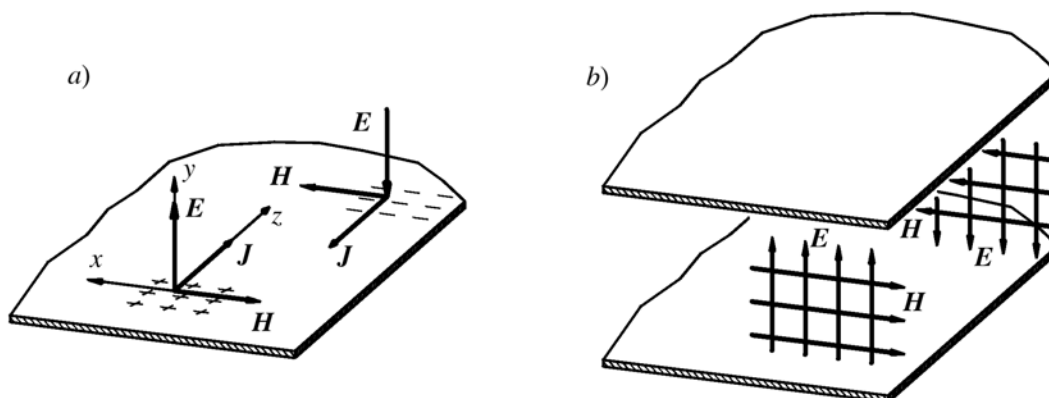
Horizontali poliarizacija



84 pav. Bangos atspindys.

Atspindžio savybės nėra simetriškos: apskritimiškai poliarizuota banga keičia sukimosi kryptį atspindžio nuo metalinio paviršiaus metu.

Dabar pakeisime sąlygas: banga tarp dviejų laidžių plokštumų (85 pav.).



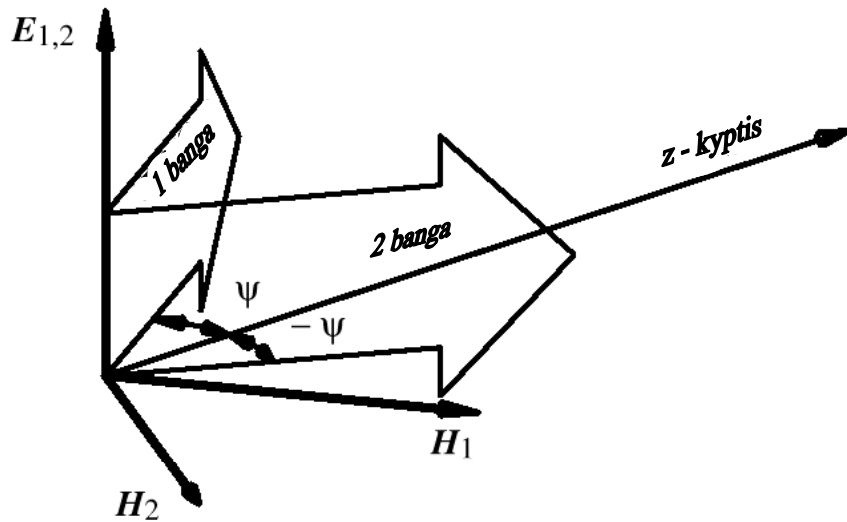
85 pav. Banga tarp dviejų plokštumų.

Laidi plokštuma statmena E vektoriui neturės įtakos bangai.

Kur baigiasi E vektorius bus kuriami paviršiniai krūviai, o po H vektoriais bus sukuriamos paviršinės srovės.

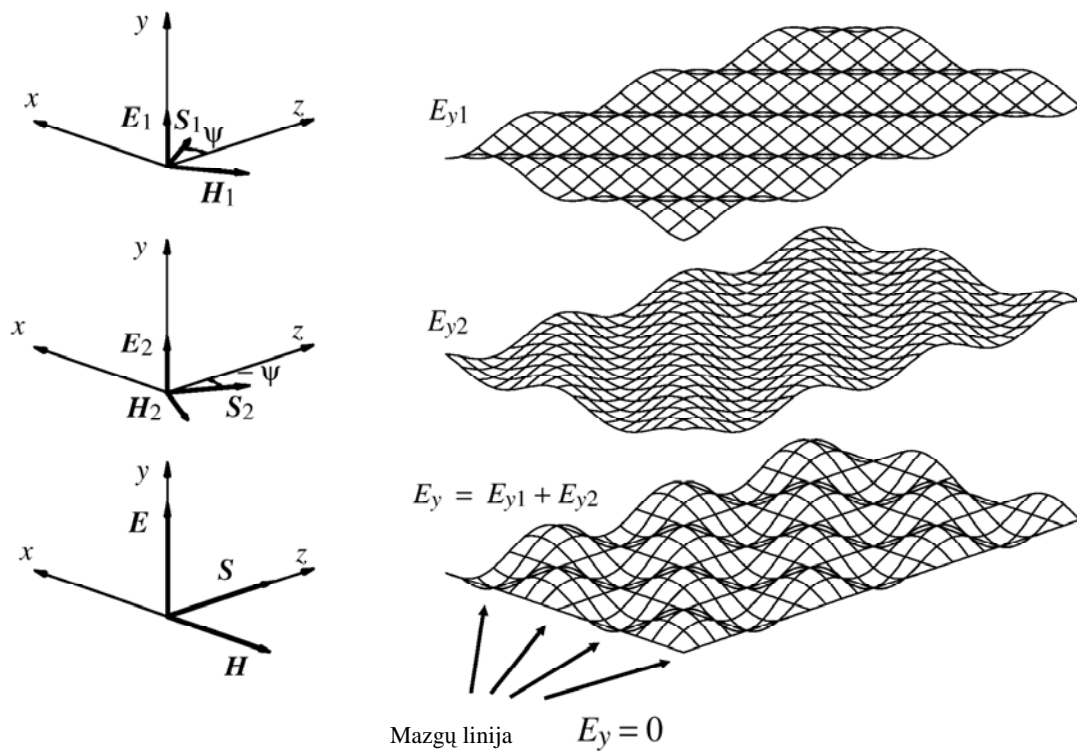
Taigi gauname bangą tarp dviejų lygiagrečių laidžių plokštumų.

O jei turime dvi bangas tarp kurių kampas ψ ?



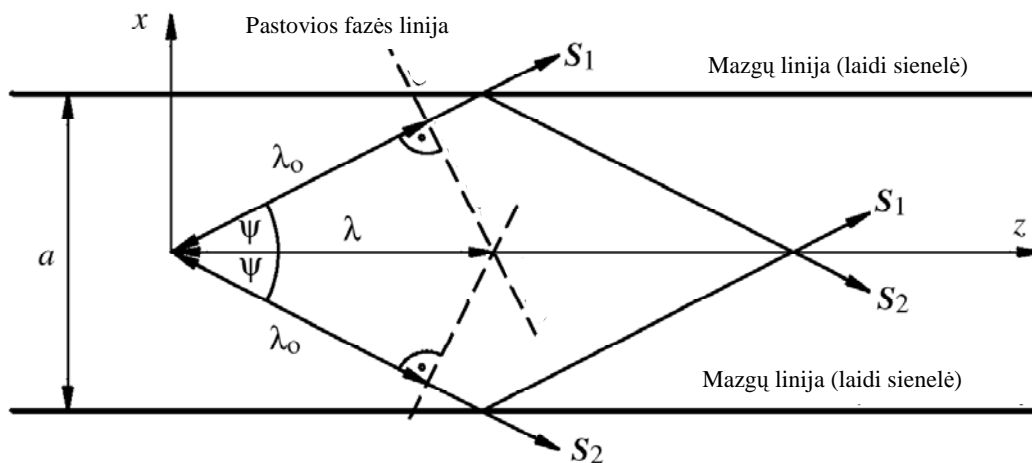
86 pav. Dviejų bangų sklidimas.

Bangos sklinda kampu $\pm\psi$ viena kitos atžvilgiu ir z ašies atžvilgiu.



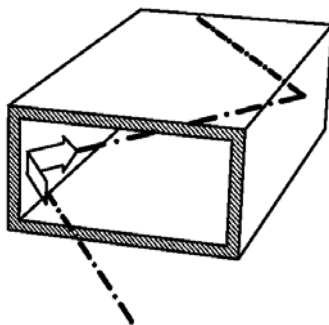
87 pav. Dviejų bangų suma.

Žiūrint iš viršaus bus toks vaizdas:



88 pav. Bangos bangolaidyje.

Mazgų linijoje (ribojančių plokštumų paviršiuje) lauko stipris $E = 0$. Taigi, tam tikromis sąlygomis stačiakampiu bangolaidžiu gali sklisti bangos.

89 pav. H_{10} bangos sklidimas bangolaidyje.

Greitis ir bangos ilgis

Fazinis greitis ir bangos ilgis išilgai z ašies:

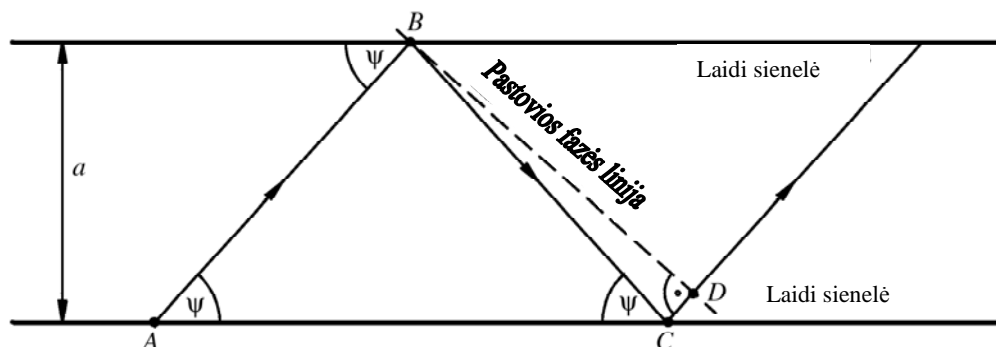
$$v_p = c_0 / \cos \psi \quad , \quad \lambda = \lambda_0 / \cos \psi .$$

Kaip matyti v_p yra didesnis už šviesos greitį.

Grupinis greitis:

$$v_g = c_0 \cos \psi .$$

Tai yra energijos perdavimo greitis. Panagrinėsime bangos be slopinimo sklidimo sąlygas. Bangolaidis iš viršaus pavaizduotas 90 pav.:



90 pav. Banga bangolaidyje.

Sąlyga: bangos fronte turi būti pastovi fazė:

$$m\lambda_0 = \bar{BC} + \bar{CD} = \frac{a}{\sin \psi} + \bar{BC} \cos[2(90^\circ - \psi)].$$

Pasinaudojus trupučiu trigonometrijos:

$$2a \sin \psi = m\lambda_0,$$

kur a yra plačioji bangolaidžio sienelė.

Apibrėžimas:

$$\nu = \sin \psi = \frac{m\lambda_0}{2a} = \frac{mc_0}{2af}.$$

Tada bangos ilgis bangolaidyje:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\cos \psi} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \nu^2}}.$$

Didžiausias galimas bangos ilgis, bangai, kuri sklis be slopinimo:

$$\lambda_c = \frac{2a}{m} = \frac{c_0}{f_c},$$

čia λ_c - ribinis bangos ilgis,

f_c - ribinis dažnis (cutoff frequency),

ν - yra normuotas bangos ilgis:

$$\nu = \frac{\lambda_0}{2a/m} = \frac{\lambda_0}{\lambda_c},$$

arba $\nu = \frac{f_c}{f}$.

z - ašies kryptimi sklindanti banga:

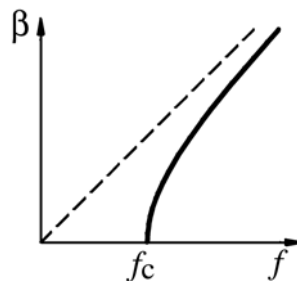
$$\underline{E} = \underline{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)},$$

ir sklidimo konstanta:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \nu^2} = \frac{m\pi}{a} \sqrt{\nu^{-2} - 1}.$$

Linija (ar bangolaidis) bus dispersyvinis ir be nuostolių, kai :

$$\nu < 1.$$



91 pav. Sklidimo konstantos priklausomybė nuo dažnio.

Kai $\nu > 1$, turėsime:

$$\beta = \frac{m\pi}{a} \sqrt{\nu^{-2} - 1} = j \frac{m\pi}{a} \sqrt{1 - \nu^{-2}}.$$

Bus slopstanti banga:

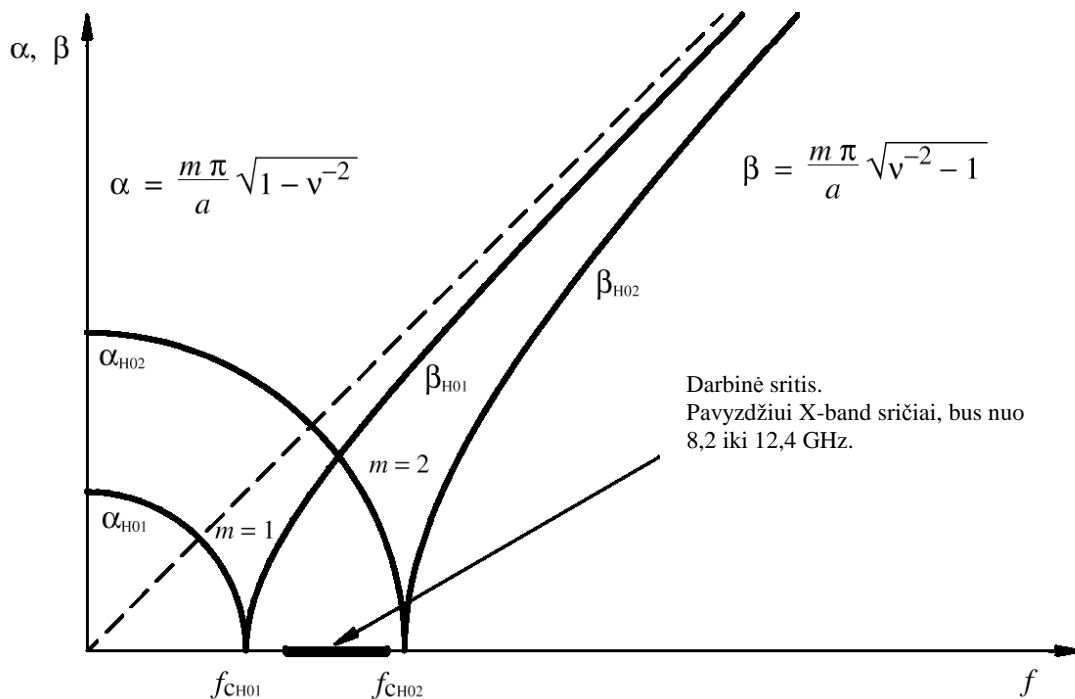
$$\underline{E} = \underline{E}_0 e^{(j\omega t - \alpha z)},$$

ir slopinimo konstanta:

$$\alpha = \frac{m\pi}{a} \sqrt{1 - v^{-2}}.$$

Kai $v > 1$, banga bus slopinama. Pavyzdžiui X diapazono bangolaidžiui ($f = 8 \dots 12$ GHz), jo išmatavimai yra $a = 22,86$ mm, $b = 10,16$ mm. Kai dažnis yra mažesnis už 1 GHz slopinimas bus:

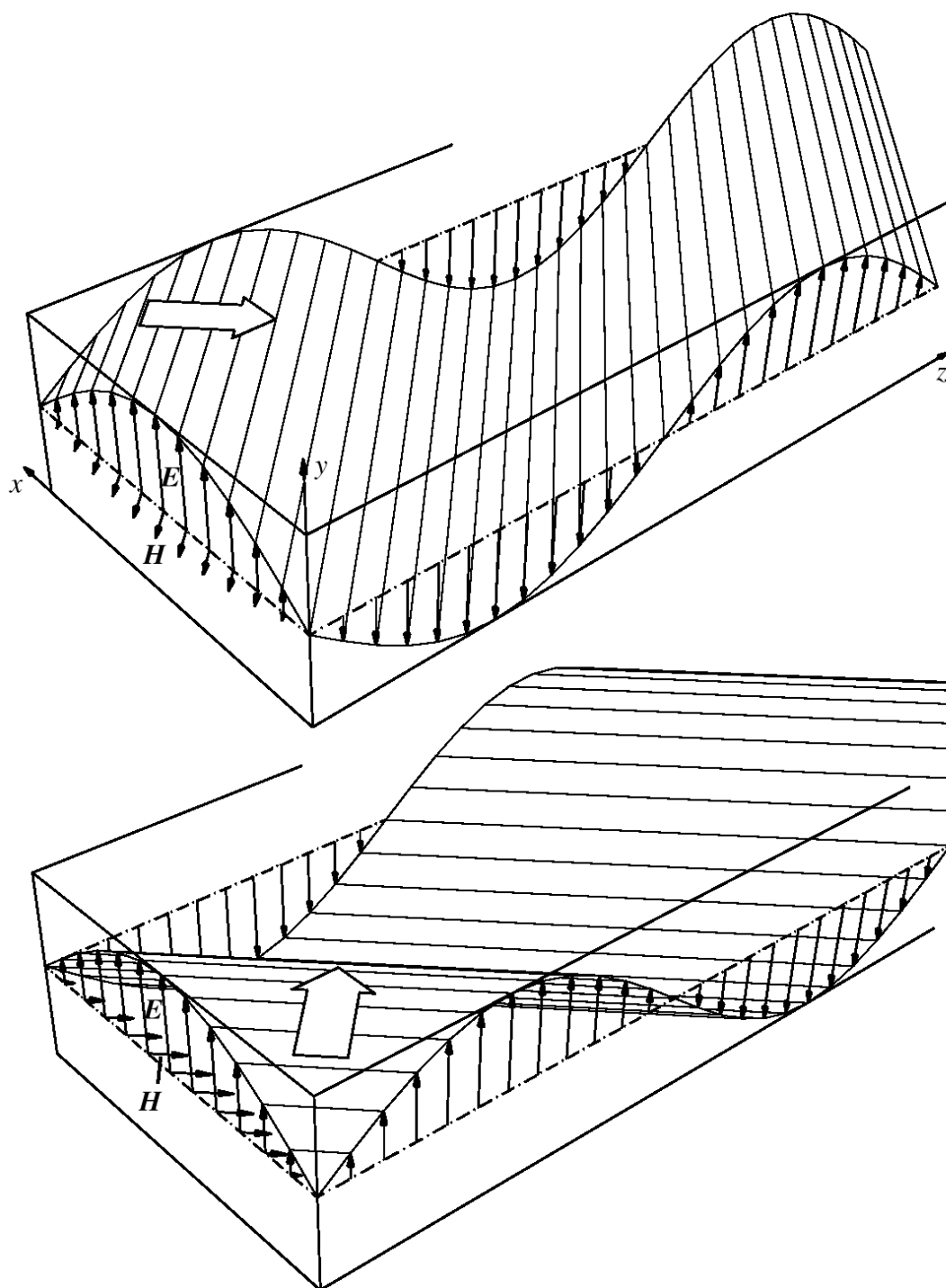
$$\alpha = \frac{\pi}{a} 8.69 \frac{dB}{Np} \approx 12 dB / cm.$$



92 pav. Sklidimo konstantos priklausomybė nuo dažnio.

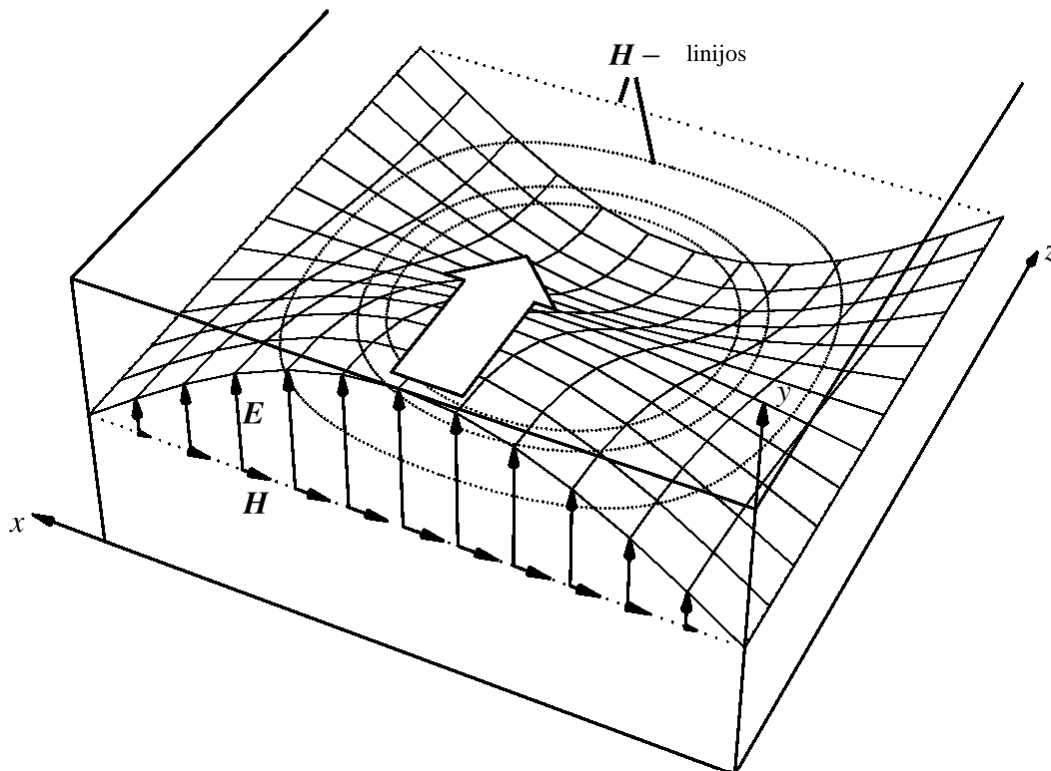
Stačiakampyje bangolaidyje pagrindinė moda (virpesių tipas) yra H_{10} . Taigi, Dviejų bangų suma sukuria bangos tipą (modą) kuri gali skliti stačiakampiu bangolaidžiu. Būna dviejų tipų: \mathbf{E} ir \mathbf{H} . \mathbf{H} – banga arba \mathbf{TE} yra skersinė elektrinė (Transversal Electric). Mūsų pavyzdyje \mathbf{E} laukas turi tik vieną komponentę y – ašies kryptimi, \mathbf{H} – laukas turi vieną komponentę x – ašies kryptimi ir vieną komponentę z – ašies kryptimi. Mūsų atveju turime \mathbf{H}_{10} modą. Tai reiškia skersinę elektrinę bangą, kuri turi 1 pūpsnį x - ašies kryptimi, ir turi 0 pūpsnių y – ašies kryptimi.

Laukai dviejų elektromagnetinių bangų, kurias sumuojame parodyti 93 pav.



93 pav. Dvi bangos bangolaidyje.

O šių dviejų bangų suma parodyta 94 pav.



94 pav. Elektrinis ir magnetinis laukai bangolaidyje.

Laisvai bangai erdvėje banginė varža yra:

$$Z_f = \frac{|E|}{|H|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad (377 \, \Omega \text{ vakuume}).$$

Tačiau bangolaidyje banginė varža:

$$Z_e, \quad Z_h = \frac{|E_t|}{|H_t|},$$

kur Z_e - banginė varža E bangai, Z_h - banginė varža H bangai, E_t ir H_t – skersinės komponentės.

Santrauka H_{10} modos savybės

Normuotas bangos ilgis v :

$$v = \sin \psi = \frac{m\lambda_0}{2a} = \frac{\lambda_0}{\lambda_c},$$

čia ψ - dalinių bangų sklidimo kampas.

$$\lambda_c = \frac{2a}{m} = \text{ribinis bangos ilgis.}$$

$v < 1$ – sklidimo sąlyga.

$v > 1$ – eksponentiškai didėjantis slopinimas z – ašies kryptimi.

Ribinis dažnis:

$$f_c = \frac{c}{\lambda_c}.$$

$$v = \frac{\lambda_0}{\lambda_c} = \frac{f_c}{f}.$$

Skidimo konstanta β :

$$E(x, y, z, t) = \operatorname{Re} \left[\underline{E}(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)} \right].$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - v^2} = \frac{m\pi}{a} \sqrt{v^{-2} - 1}.$$

Grupinis greitis:

$$v = c \sqrt{1 - v^2}.$$

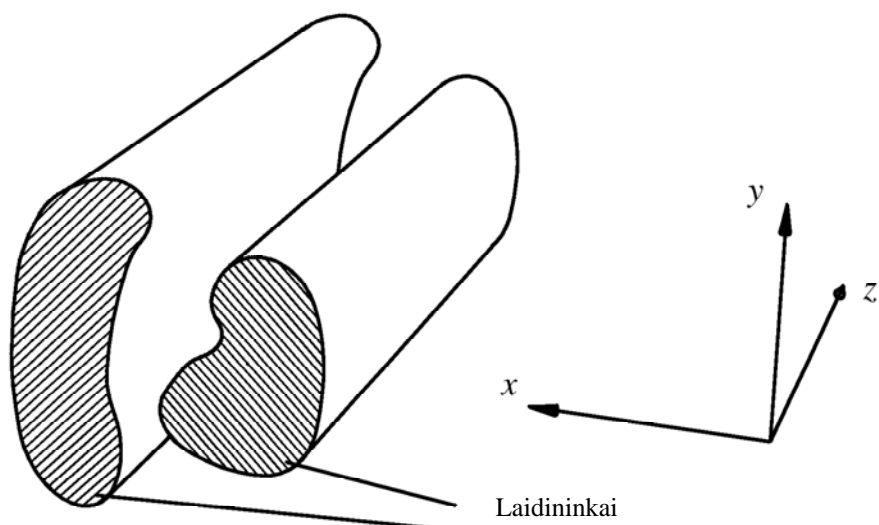
Banginė varža (**H** – bangai):

$$Z_h = \frac{|E_t|}{|H_t|} = \frac{Z_f}{\sqrt{1 - v^2}}.$$

$$Z_f = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} = 377 \Omega \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}.$$

Bangolaidžių teorija

Iš Maxwell'o lygčių išvedamos cilindrinų linių lygtys.



95 pav. Cilindrinė linija.

Laikome, kad μ ir ε yra homogeniški – nepriklauso nuo koordinatės. Tada Maxwell'o lygtys:

$$\operatorname{div} D = \nabla \cdot D = \rho q . \quad (1)$$

$$\operatorname{div} B = \nabla \cdot B = 0 . \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} E = \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} . \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} H = \nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} . \quad (4)$$

Medžiagos savybės:

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_0 \varepsilon_r E,$$

$$B = \mu H = \mu_0 \mu_r H.$$

Laikome kad mes turime laisvą erdvę be krūvių ρ_Q ir srovių \mathbf{J} :

$$\rho_Q = 0 \text{ ir } \mathbf{J} = 0,$$

tuomet (3) ir (4) lygtys tampa simetriškomis. Tuomet atlikus rot veiksmą (3) lygčiai:

$$\nabla \times (\nabla \times E) = \nabla \times \left(-\frac{\partial(\mu H)}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial(\nabla \times H)}{\partial t} . \quad (5)$$

(4) čia įrašoma:

$$\nabla \times (\nabla \times E) = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} . \quad (6)$$

Pasinaudojus:

$$\nabla \times (\nabla \times E) = \nabla(\nabla \cdot E) - \Delta E . \quad (7)$$

Kai $\varepsilon = \text{konst.}$ ir $\rho_Q = 0$, bus $\nabla E = 0$ ir tada gauname:

$$\Delta E = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}, \quad (8)$$

$$\Delta H = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}. \quad (9)$$

(8) ir (9) yra bangos lygtys.

Laplaso operatorius:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta t + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Laplaso operatorių panaudojus vektoriui \underline{E} turėsime:

$$\Delta \underline{E} = \Delta E_x \underline{e}_x + \Delta E_y \underline{e}_y + \Delta E_z \underline{e}_z.$$

Tai būtų vektoriaus \underline{E} posūkis kaip koordinatės x , y ir z funkcija.

$\frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2}$ - tai "posūkis" nuo laiko.

Kiti apribojimai:

\underline{E} ir \underline{H} laike ir erdvėj kinta pagal sinuso dėsnį:

$$\underline{E}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\underline{E}(x, y, z) e^{j\omega t} \right], \quad (10)$$

$$\underline{H}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\underline{H}(x, y, z) e^{j\omega t} \right]. \quad (11)$$

Tuomet pasinaudoję (8) ir (9) turėsime:

$$\frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2} = \text{Re} \left[-\omega^2 \underline{E} e^{j\omega t} \right]$$

$$\frac{\partial^2 \underline{H}}{\partial t^2} = \text{Re} \left[-\omega^2 \underline{H} e^{j\omega t} \right]$$

Ir (8) su (9) tampa:

$$\Delta \underline{E}(x, y, z) = -k^2 \underline{E}, \quad (12)$$

$$\Delta \underline{H}(x, y, z) = -k^2 \underline{H}. \quad (13)$$

(12) ir (13) lygtys yra analogiškos įtampai ir srovei linijoje be nuostolių:

$$\frac{\partial^2 \underline{U}}{\partial z^2} = -k^2 \underline{U}, \text{ bangos skaičius: } k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}.$$

Tolimesni apribojimai:

Visų pirma turime cilindrinę sistemą – banga sklinda tik z kryptimi:

$$\underline{E}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\underline{E}_{-0} (x, y) e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \right], \quad (14)$$

$$\underline{H}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\underline{H}_{-0} (x, y) e^{j\omega t} e^{-\gamma z} \right]. \quad (15)$$

γ yra kompleksinė sklidimo konstanta. Bangos kurios sklinda teigiama ir neigiama z kryptimis:

$$\underline{E}(x, y, z, t) = \text{Re} \left[\underline{E}_{-0a} (x, y) e^{j\omega \left(t - \frac{z}{v} \right)} + \underline{E}_{-0b} (x, y) e^{j\omega \left(t + \frac{z}{v} \right)} \right], \quad (16)$$

su $v = j\omega/\gamma$.

Panaudojus Laplaso operatorių (14) lygčiai:

$$\Delta \underline{E} = \left(\Delta t + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \underline{E}_{-0} (x, y) e^{-\gamma z} = (\Delta t + \gamma^2) \underline{E}_{-0} (x, y) e^{-\gamma z},$$

kartu su (12):

$$\Delta t \underline{E}_{-0} = -k_c^2 \underline{E}_{-0}. \quad (17)$$

Analogiškai:

$$\Delta t \underline{H}_{-0} = -k_c^2 \underline{H}_{-0}. \quad (18)$$

Ribinis bangos skaičius:

$$k_c = \sqrt{\gamma^2 + k^2}. \quad (19)$$

(17) lygtį galime parašyti:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left(\underline{E}_{-x0} (x, y) e_x + \underline{E}_{-y0} (x, y) e_y + \underline{E}_{-z0} (x, y) e_z \right) = \\ & = -k_c^2 \left(\underline{E}_{-x0} (x, y) e_x + \underline{E}_{-y0} (x, y) e_y + \underline{E}_{-z0} (x, y) e_z \right). \end{aligned}$$

(17) ir (18) lygtys pasižymi savybėmis:

- Šiose lygtyse tiesiogiai daugiau nėra laiko t ir koordinatės z ;
- Tai tiesinė antros eilės diferencialinė lygtis;
- $\underline{E}_{-0}, \underline{H}_{-0}$: kompleksiniai trimačiai vektoriai (vokiškai Phasoren):

$$\underline{E}_{-0} = \underline{E}_{-x0} e_x + \underline{E}_{-y0} e_y + \underline{E}_{-z0} e_z.$$

Dabar, panaudojus (3) ir (4) galima gauti visas elektromagnetinio lauko \underline{E} ir \underline{H} komponentes išreikštas per \underline{E}_{z0} ir \underline{H}_{z0} (be išvedimo):

$$\underline{E}_{-x0} = -\frac{1}{k_c^2} \left(\gamma \frac{\partial \underline{E}_{-z0}}{\partial x} + j\omega\mu \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial y} \right), \quad (20)$$

$$\underline{E}_{-y0} = \frac{1}{k_c^2} \left(-\gamma \frac{\partial \underline{E}_{-z0}}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial x} \right), \quad (21)$$

$$\underline{H}_{-x0} = \frac{1}{k_c^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial \underline{E}_{-z0}}{\partial y} - \gamma \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial x} \right), \quad (22)$$

$$\underline{H}_{-y0} = -\frac{1}{k_c^2} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial \underline{E}_{-z0}}{\partial x} + \gamma \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial y} \right). \quad (23)$$

(17) ir (18) lygčių pagalba galima analizuoti linijas, kurios tenkina sekančias sąlygas:

- skersai yra homogeniškos (nėra jokio ε kitimo),
- cilindrinė struktūra,
- nėra srovių ir krūvių laidžiuose linijos paviršiuose,
- sinusinės formos laikinė priklausomybė.

Paprastas pavyzdys.

Tarkime $\underline{E}_{-z} = \underline{H}_{-z} = 0$, tada remiantis (20)...(23) lygtimis: $\underline{E} = \underline{H} = 0$, arba:

$$k_c^2 = \gamma^2 + k^2 = 0 \Rightarrow \gamma = \pm jk = \pm j \frac{\omega}{c} = \pm j \frac{2\pi}{\lambda} = j\beta.$$

Skidimas šviesos greičiu c iš (17) ir (18) lygčių:

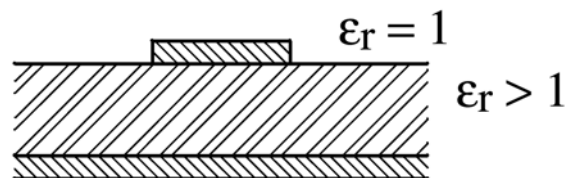
$$\Delta_t \underline{E}_{-0}(x, y) = 0,$$

$$\Delta_t \underline{H}_{-0}(x, y) = 0,$$

o tai yra Laplaso lygtys statiniam dvimačiam atvejui.

Taigi reikia turėti mažiausiai du laidininkus ir šią sistemą galime pavaizduoti ekvivalentine schema kaip kondensatorių (talpų) ir ričių (induktyvumą) visumą.

Problemos kils kai turėsime skersai nehomogenišką liniją, pvz. juostelinę liniją.



96 pav. Juostelinė linija.

Galimas tokios linijos sprendimo būdas yra statinis, bet jis bus tikslus kai $f = 0$, aukštesniems dažniams galimi tik artutiniai metodai.

E – bangos ir H - bangos

Laikysime, kad:

1. $\underline{E}_{-z} = 0$ - TE arba H banga.

2. $\underline{H}_{-z} = 0$ - TM arba E banga.

1 atvejis. TE banga.

(18) lygtis \underline{H}_{-z0} komponentė:

$$\Delta_t \underline{H}_{-z0} = -k_c^2 \underline{H}_{-z0}, \quad (24)$$

tada (20)...(23) supaprastėja:

$$\underline{E}_{-x0} = -\frac{j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial y}, \quad (25)$$

$$\underline{E}_{-y0} = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial x}, \quad (26)$$

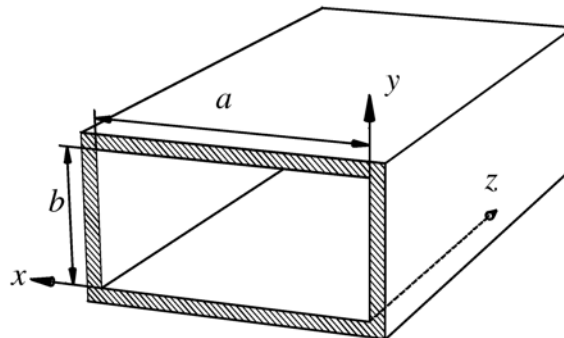
$$\underline{H}_{-x0} = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial \underline{H}_{-z0}}{\partial x}, \quad (27)$$

$$H_{-y0} = -\frac{\gamma}{k_c^2} \frac{\partial H}{\partial y} \Big|_{-z0}. \quad (28)$$

Turėsime:

$$\frac{E_{-y0}}{H_{-x0}} = \frac{E_{-x0}}{H_{-y0}} = \frac{j\omega\mu}{\gamma} = \text{realus dydis.}$$

\underline{E}_x ir \underline{H}_x yra tarpusavyje statmeni. Iki šiol nebuvo jokių kraštinių sąlygų. Dabar nagrinėsime stačiakampį bangolaidį (97 pav.).



97 pav. Bangolaidis.

(24) lygtis:

$$\Delta H_{-z0} = -k_c^2 H_{-z0}.$$

Galime išskaidyti:

$$H_{-z0}(x, y) = F_{-a}(x) F_{-b}(y). \quad (29)$$

Tada (24) lygtis kartu su (29):

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \Big|_{-b} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \Big|_{-a} = -k_c^2 F_{-a} F_{-b},$$

arba:

$$\frac{1}{F_{-a}} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \Big|_{-a} + \frac{1}{F_{-b}} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \Big|_{-b} = -k_c^2. \quad (30)$$

$\underline{F}_a(x)$ ir $\underline{F}_b(y)$ yra viena nuo kitos nepriklausomos funkcijos:

$$\frac{1}{F_{-a}} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \Big|_{-a} = -k_x^2 = \text{const}, \quad (31)$$

$$\frac{1}{F_{-b}} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \Big|_{-b} = -k_y^2 = \text{const}, \quad (32)$$

$$k_x^2 + k_y^2 = k_c^2. \quad (33)$$

(31) ir (32) sprendiniai:

$$F_{-a}(x) = F_{-1} \cos k_x x + F_{-2} \sin k_x x, \quad (34)$$

$$F_{-b}(y) = F_{-3} \cos k_y y + F_{-4} \sin k_y y. \quad (35)$$

Norint nustatyti $F_{-1} \dots F_{-4}$, reikia suformuluoti kraštines sąlygas. Žinome, kad E yra statmenas, o H yra lygiagretus laidininko paviršiui. Tada:

(34) ir (35) įrašius į (26):

$$E_{-y0} = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} k_x \left(-F_{-1} \sin k_x x + F_{-2} \cos k_x x \right) \left(-F_{-3} \cos k_y y + F_{-4} \sin k_y y \right).$$

Pasinaudojus kraštinėmis sąlygomis gauname:

$$F_{-2} = 0 \text{ ir } F_{-4} = 0,$$

kartu turi būti:

$$k_x = \frac{m\pi}{a}, \quad k_y = \frac{n\pi}{b}.$$

E ir H laukai TE (arba H) bangai:

$$H_{-z0}(x, y) = H_{-0} \left(\cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \right), \quad (36)$$

$$H_{-z0}(x, y) = j H_{-0} \frac{m\lambda_c}{2a} \frac{\sqrt{1-v^2}}{v} \sin \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y, \quad (37)$$

$$H_{-y0}(x, y) = j H_{-0} \frac{n\lambda_c}{2a} \frac{\sqrt{1-v^2}}{v} \cos \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y, \quad (38)$$

$$E_{-x0}(x, y) = Z_h H_{-y0}, \quad (39)$$

$$E_{-y0}(x, y) = -Z_h H_{-x0}. \quad (40)$$

Čia m ir n yra pusperiodžių skaičius x ir y ašių kryptimis.

$$H_{-0} = H_{-z0}(x=0, y=0).$$

Banginė varža H modai:

$$Z_h = \frac{|E_t|}{|H_t|} = \frac{Z_h}{\sqrt{1-v^2}}. \quad (41)$$

Banginė varža elektromagnetinei bangai:

$$Z_f = Z_{f0} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = 377\Omega \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}. \quad (42)$$

Vakuume:

$$Z_{f0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi\Omega = 377\Omega. \quad (43)$$

Normuotas bangos ilgis:

$$v = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{f_c}{f}. \quad (44)$$

Ribinis bangos ilgis:

$$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{m^2 b^2 + n^2 a^2}}. \quad (45)$$

Bangos ilgis bangolaidyje:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-v^2}}, \quad (46)$$

čia λ_0 – bangos ilgis laisvoje erdvėje su ϵ_r ir μ_r .

Pointingo vektorius:

$$\underline{P} = \frac{1}{2} [\underline{E} \times \underline{H}^*],$$

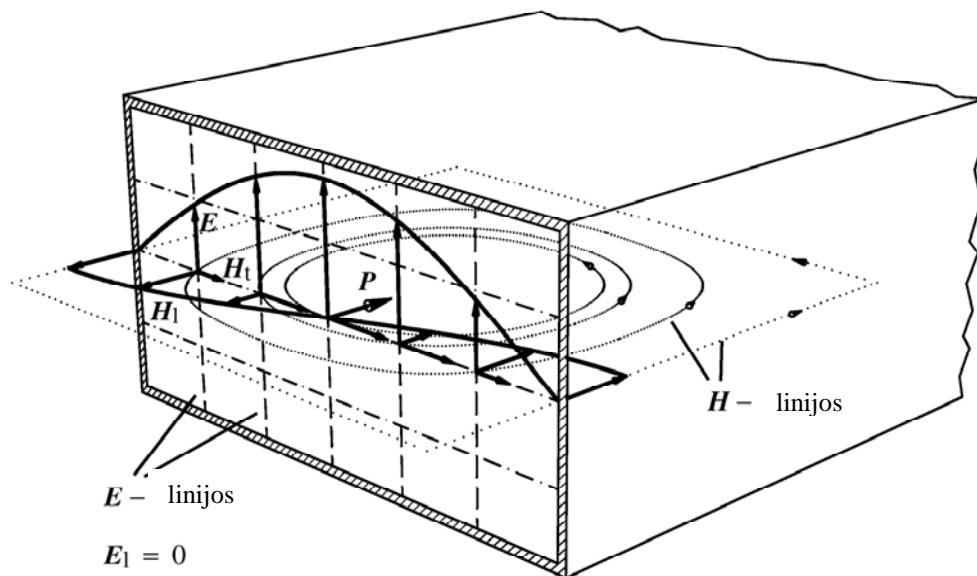
$$\text{Re}[\underline{P}] = \frac{1}{2} [\underline{E} \times \underline{H}^*].$$

Srovės tankis laidininko (sienuose) paviršiuje:

$$\underline{J} = \underline{e}_n \times \underline{H}. \quad (47)$$

Paviršinio indukuoto krūvio tankis laidininko (sienuose) paviršiuje:

$$\underline{\sigma}_q = \epsilon (\underline{e}_n \underline{E}). \quad (48)$$



98 pav. Laukai bangolaidyje.

Apvalus bangolaidis

Žymiai paprasčiau pagaminti negu stačiakampį. Dažnai taikomas kaip rezonatorius.

Matematinis skaičiavimas toks pat iki (24) lygties.

Tada įvedama cilindrinė koordinačių sistema:

$$\Delta = \Delta t + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \quad \Delta t = \Delta r, \varphi = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (49)$$

Kintamųjų atskyrimas:

$$\underline{H}_{-z0}(r, \varphi) = \underline{F}_{-r}(r) \underline{F}_{-\varphi}(\varphi). \quad (50)$$

Radialine kryptimi turèsime:

$\underline{E}_r(r)$ - Beselio m – tos eilės funkcijos,

$\underline{E}_\varphi(\varphi)$ - trigonometrines funkcijos.

Gauname tokį rezultatą H – bangai:

$$H_{-z_0}(r, \varphi) = H_{-0} J_m \left(\frac{p' m n r}{r_0} \right) \cos m \varphi, \quad (51)$$

$$H_{-z_0}(r, \varphi) = -j H_{-0} \frac{\sqrt{1-v^2}}{v} J'_m \left(\frac{p' m n r}{r_0} \right) \cos m \varphi, \quad (52)$$

$$H_{-\varphi_0}(r, \varphi) = j H_{-0} \frac{\sqrt{1-v^2}}{v} \frac{m r_0}{p' m n r} J'_m \left(\frac{p' m n r}{r_0} \right) \sin m \varphi, \quad (53)$$

$$E_{-r_0}(r, \varphi) = Z_h H_{-\varphi_0}, \quad (54)$$

$$E_{-\varphi_0}(r, \varphi) = -Z_h H_{-r_0}, \quad (55)$$

čia:

r_0 – apvaliojo bangolaidžio spindulys,

m – lauko periodų skaičius azimutaline (φ) kryptimi,

n – pūpsnių skaičius radialine (r) kryptimi,

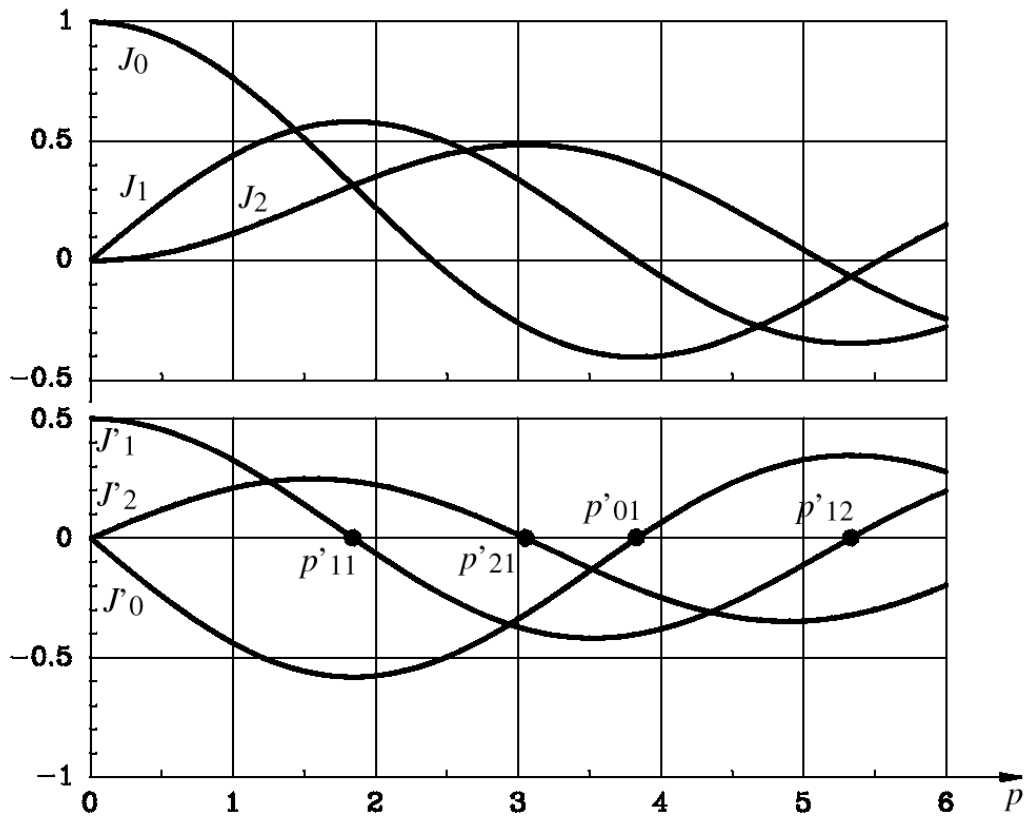
$\lambda_c = \frac{2\pi r_0}{p' m n}$ - ribinis bangos ilgis,

$v = \frac{\lambda_0}{\lambda_c} = \frac{f_c}{f}$ - normuotas bangos ilgis,

J_m – m -tos eilės Beselio funkcija,

J'_m – m -tos eilės Beselio funkcijos išvestinė,

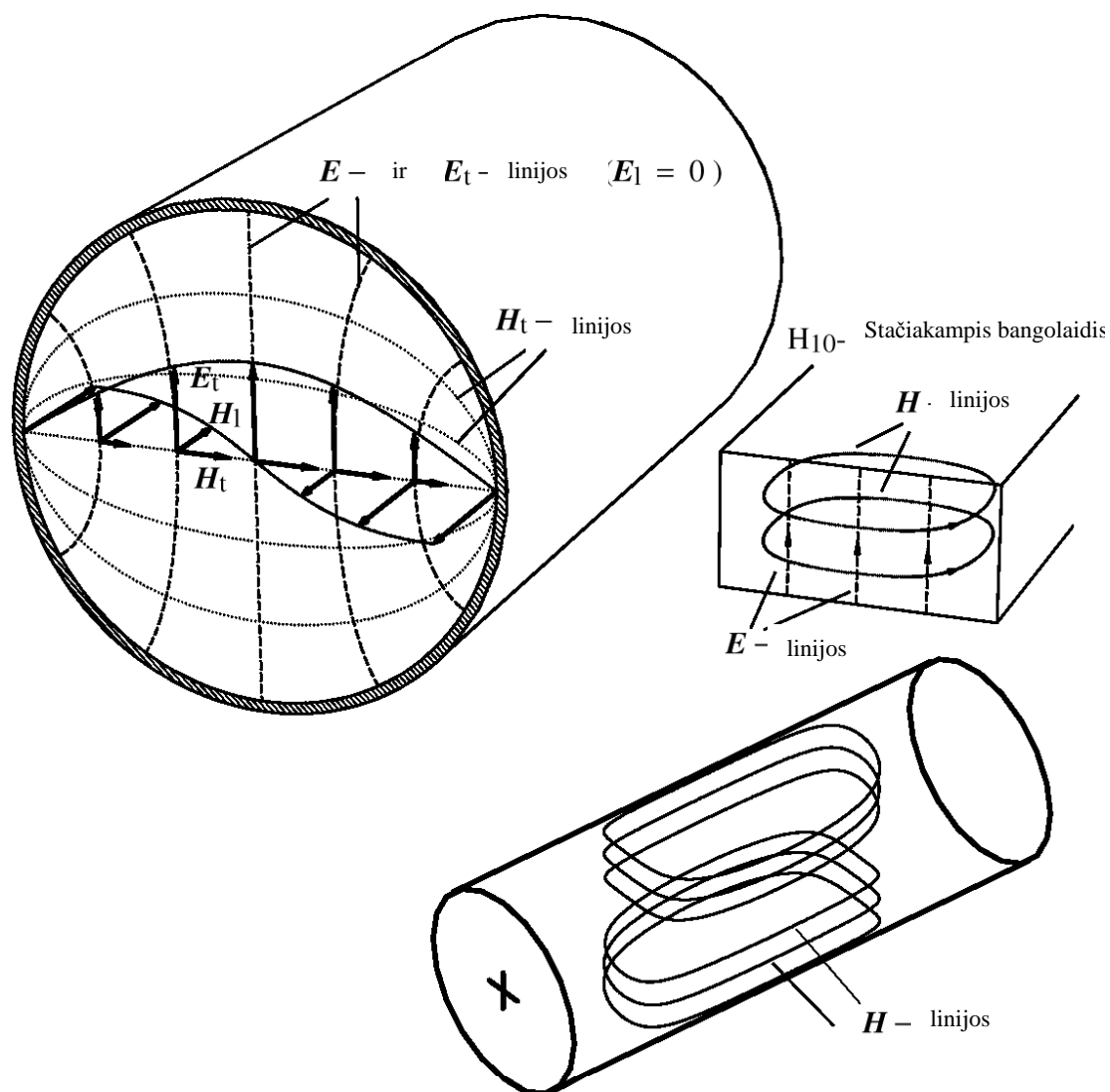
$p'_{m,n}$ – n – ta J'_m funkcijos šaknis.



99 pav. Beselio funkcijos.

Apvaliajame bangolaidyje pagrindinė moda yra H_{11} (kas apytiksliai atitinka H_{10} modą stačiakampyje bangolaidyje).

Laukų išsidėstymas apvaliajame bangolaidyje pavaizduotas 100 pav.



100 pav. Cilindrinis bangolaidis.

Ribiniai bangų ilgiai:

Moda	H ₁₁	E ₀₁	H ₂₁	E ₁₁
λ_c/r_0	3,41	2,61	2,06	1,64

Santrauka

Stačiakampis ir apvalus bangolaidis

1. Nuo Maxwell'o lygčių pereinama prie bangos lygties:

$$\Delta E = \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}.$$

2. Trimačių vektorių įvedimas ir cilindrinį struktūrą įvedimas

Helmholco lygtis

$$\Delta_{\perp} E_{\perp 0} = -k_c^2 E_{\perp 0}.$$

3. E ir H bangų sąvokų įvedimas

4. Sunki dalis: ieškojimas ir suradimas funkcijų $H_{\perp z0}(x, y)$ ir $E_{\perp z0}(x, y)$.

Rezultatai:

Stačiakampiam ir apvaliam bangolaidžiams:

$Z_{f0} = 377\Omega$ Banginė varža laukui (vakuume).

$Z_f = Z_{f0} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}$ Banginė varža laukui (medžiagoje).

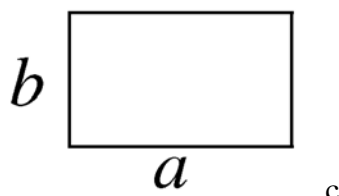
$Z_h = \frac{Z_f}{\sqrt{1-v^2}}$ banginė varža H – modai.

$v = \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{f_c}{f}$ normuotas bangos ilgis.

$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-v^2}}$ bangos ilgis linijoje.

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1-v^2} = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{v^{-2} - 1}$ sklidimo konstanta.

Stačiakampiam bangolaidžiui



$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{m^2b^2 + n^2a^2}}$ ribinis bangos ilgis.

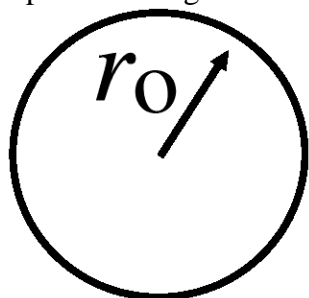
Optimalus galios perdavimas esant maksimaliam skirtumui tarp modų $a:b = 2:1$

Ribinis bangos ilgis λ_c ($a:b = 2:1$)

	H_{10}	H_{20}, H_{01}	E_{11}, H_{11}
λ_c/a	2	1	0,896

Teorinis juostos plotis – viena oktava.

Apvaliam bangolaidžiui



Pagrindinė moda H_{11} . (Iškraipyta stačiakampio bangolaidžio

H_{10} moda)

Lauko pasiskirstymas:

Radialine kryptimi: Beselio funkcija

Azimutaline kryptimi: trigonometrinių funkcijos.

Ribinis bangos ilgis λ_c :

	H_{11}	E_{01}
λ_c/r_0	3,41	2,61

Galia ir atspindys

Pointingo vektorius:

$$\underline{P} = \frac{1}{2} \underline{E} \times \underline{H}^*.$$

Galios tankis bangos sklaidimo kryptimi z :

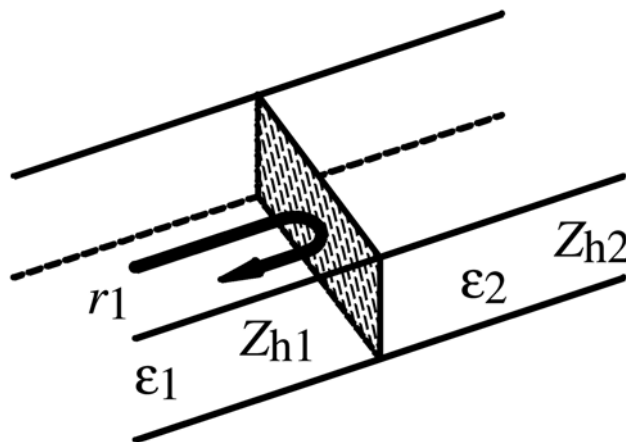
$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left[\underline{P}_{-z} \right] &= \operatorname{Re} \left[\underline{P} e_{-z} \right] = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\left(\underline{E}_t + \underline{E}_{-1} \right) \times \left(\underline{H}_t + \underline{H}_{-1} \right)^* e_{-z} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\underline{E}_t \times \underline{H}_t^* e_{-z} \right] = \frac{1}{2} \left| \underline{E}_t \right| \left| \underline{H}_t \right|. \end{aligned}$$

\underline{E} ir \underline{H} yra tarpusavyje statmeni ir sufazuoti. Kadangi banginė varža yra realus dydis:

$$\operatorname{Re} \left[\underline{P}_{-z} \right] = \frac{|E_t|^2}{2Z_{f,h,e}} = \frac{1}{2} Z_{f,h,e} |H_t|^2.$$

Atspindžio koeficientas dviejų skirtingų bagolaidžių sandūros vietoje (tų pačių geometrinių matmenų, tik pagamintų iš skirtingų medžiagų ir tuo pačiu turinčių skirtingas bangines varžas):

$$r_1 = \frac{Z_{h2} - Z_{h1}}{Z_{h2} + Z_{h1}}.$$

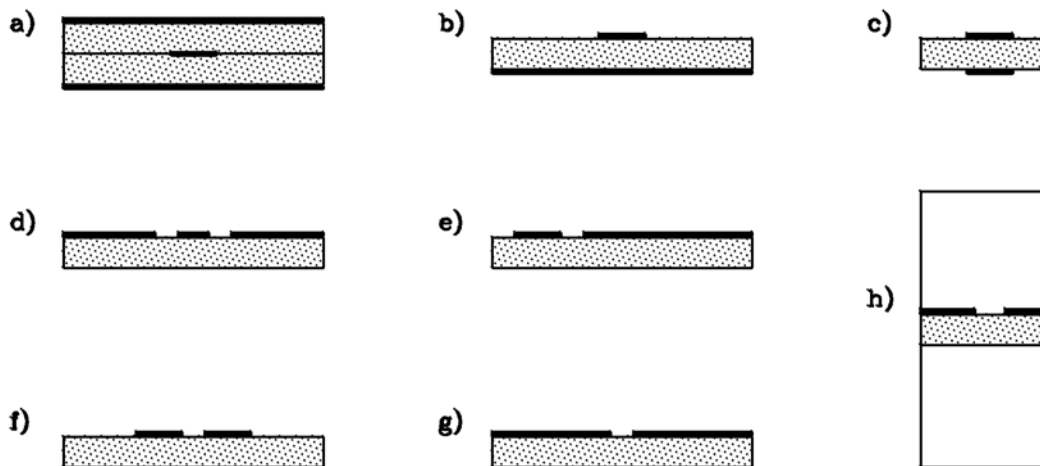


Juostelinės linijos

Šiame skyriuje plačiau apžvelgsime juostelines linijas. Techniniu požiūriu tai vienas svarbiausių jungimo būdų aukštų dažnių ir mikrobangų diapazonuose, bei skaitmeninėje elektronikoje. Juostelinės linijos gaminamos planariniu būdu, todėl jos yra gana pigios, lyginant su kitomis linijomis. Pagrindiniai elementai gaminami iš juostelinių linijų yra:

- filtrai,
- atšakotuvai,
- transformatoriai.

Plačiausiai paplitusios juostelinių linijų formos:



- a) ekranuota juostelinė linija (triplate).
- b) Juostelinė linija (microstrip).
- c) Dviguba juostelinė linija.
- d) Koplplanarinė linija.
- e) Nesimetrinė koplplanarinė linija.
- f) Koplplanarinė dviguba linija.
- g) Plyšinė linija (slotline),
- h) Plyšinė linija bangolaidyje (finline).

101 pav. Juostelinės linijos.

Plačiai yra naudojamos b, d, ir e formos linijos. Linijos nuo a iki g yra dėl banginės varžos ir dispersijos mažo kitimo labai plataus dažnių intervalo. H atvejis yra naudojamas hibridinėse integrinėse mm- bangų grandinėse.

Laukai juostelinėje linijoje

Padėklas: paprastai izotropinis dielektrikas, charakterizuojamas dielektrine konstanta ϵ_r .

Tik a atveju linija yra skersai homogeniška ir ja sklinda TEM bangos. Visose kitose struktūrose sklinda hibridinės bangos, t.y. išilginiai E ir H vektorių komponentai neišnyksta. Todėl vienareikšmiškai nustatyti banginę varžą negalima.

Pagrindinė banga yra kvazi TEM banga.

Statiu atveju turėsime tokį laukų pasiskirstymą:

E – laukas: dvimatis pasiskirstymas, ir dielektriko paviršiuje:

$$E_{||} = \text{const. ir } D_{\perp} = \text{const.}$$

H – laukas dvimatis pasiskirstymas, homogeniška aplinka ($\mu_r = 1$).

“Žemuose” dažniuose išilginės E ir H komponentės yra žymiai mažesnės už skersines komponentes, tada banga išlieka beveik TEM tipo. Tuomet galime nustatyti banginę varžą TEM modai.

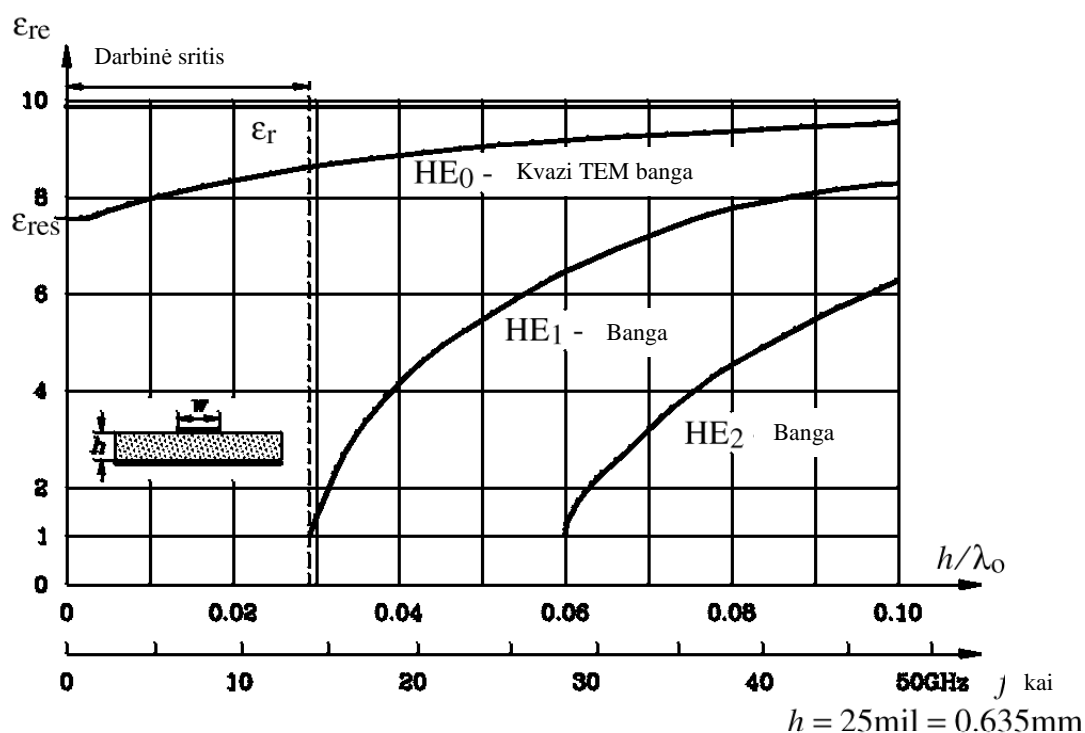
Aukštesniuose dažniuose turime atsižvelgti į kitas modas.

Apibūdinant dispersines linijos savybes yra naudojama santykinė dielektrinė skvarba:

$$\epsilon_{re} = \left(\frac{c_0}{v_p} \right)^2.$$

Pavyzdys:

Juostelinės linijos su $\epsilon_r = 9,8$ ir $w/h = 4,72$ dispersijos diagrama:

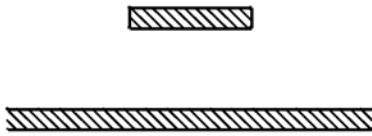


102 pav. Juostelinės linijos parametrai.

Kvazistatinės linijos konstantos:

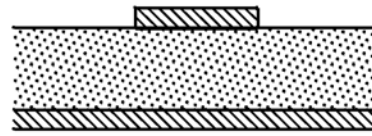
Skaičiuojant kvazistatinį elektrinį lauką, apibrėšime santykinę dielektrinę skvarbą.

Skerspjūvyje homogeniškas laidininkas



$\epsilon_r = 1$
 Talpa C_0'
 Induktyvumas L_0'
 Banginė varža Z_{w0}
 Fazinis greitis c_0

Skerspjūvyje nehomogeniškas laidininkas



$\epsilon_r > 1$
 Talpa C_1'
 Induktyvumas L_1'
 Banginė varža Z_w
 Fazinis greitis v_p

Efektyvinė dielektrinė skvarba:

$$\epsilon_{res} = \frac{C_1'}{C_0'}, 1 < \epsilon_{res} < \epsilon_r,$$

ϵ_{res} atitinka reliatyvų talpos padidėjimą nehomogeniškoje linijoje lyginant su homogeniška.

Tada:

Banginė varža: $Z_w = \frac{Z_{w0}}{\sqrt{\epsilon_{res}}}.$

Induktyvumas: $L' = \frac{Z_{w0}}{c_0} = \frac{Z_w}{v_p}.$

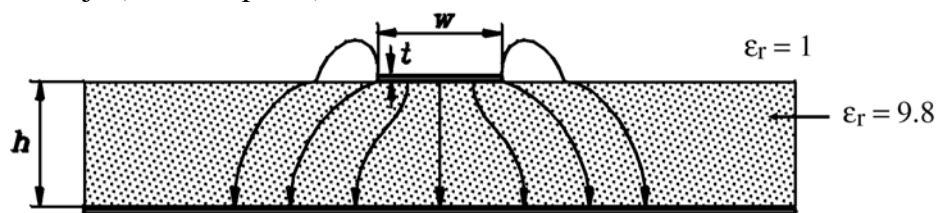
Talpa: $C' = \frac{1}{v_p Z_w}.$

Fazinis greitis: $v_p = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{res}}}.$

Kur $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s, šviesos greitis.

Žemuose dažniuose skersai nehomogeniška linija galime laikyti skersai homogeniška linija su dielektriku ϵ_{res} .

Juostelinė linija (microstrip line):



Tipiniai tokios juostelinės linijos parametrai:

Dielektrikas: Al_2O_3 , $\epsilon_r = 9,8$ Banginė varža: $Z_w = 50 \Omega$; $h = 0,635$ mm, $w = 0,61$ mm ir $t = 5$ μm .Banginės varžos Z_w ir dielektrinės konstantos ϵ_{re} ir ϵ_{res} nustatymas:

Tiksliai galima nustatyti tiksliai skaitmeniniais metodais. Tačiau yra ir analitiniai artiniai:

1. santykinė efektyvinė dielektrinė konstanta:

$$\varepsilon_{res} = \frac{1}{2}(\varepsilon_r + 1 + (\varepsilon_r - 1)F(w/h)),$$

kur:

$$F(w/h) = \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{h}{w}}} + 0.04 \left(1 - \frac{h}{w}\right)^2; \quad \frac{h}{w} \leq 1,$$

arba:

$$F(w/h) = \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{h}{w}}}; \quad \frac{h}{w} \geq 1.$$

2. Banginė varža:

Banginė varža gaunama įvedus efektyvinį laidininko plotį w_e :

$$Z_w = \frac{Z_{f0}}{\sqrt{\varepsilon_{res}} \frac{w_e}{h}},$$

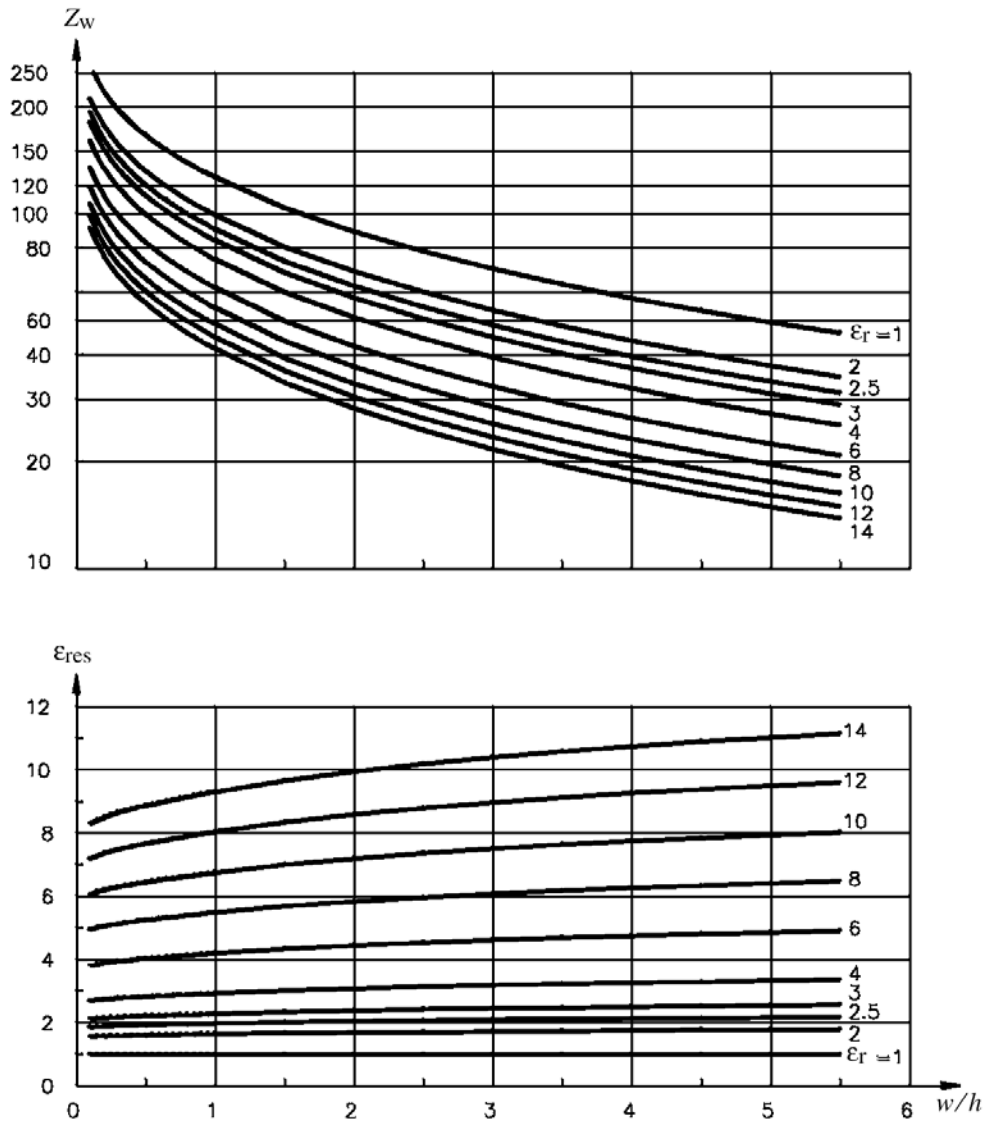
su $Z_{f0} = 120\pi\Omega = 377\Omega$.

$$\frac{w_e}{h} = \frac{2\pi}{\ln\left(8 \frac{h}{w} + 0.25 \frac{w}{h}\right)}; \quad \frac{w}{h} \leq 1,$$

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + 2.46 - 0.49 \frac{h}{w} + \left(1 - \frac{h}{w}\right)^6; \quad \frac{w}{h} \geq 1,$$

Šie sąryšiai galioja, kai $t \ll h$.

Banginė varža ir efektyvinė dielektrinė skvarba ε_{res} paplitusiems dielektrikams parodyta 103 pav.



103 pav. Linijos parametrų priklausomybė nuo geometrinių linijos matmenų.

Dažninė kvazi TEM bangos priklausomybė

Statinis artinys bus gana tikslus, kol:

$$w, h < \frac{\lambda_0}{40\sqrt{\epsilon_{res}}}$$

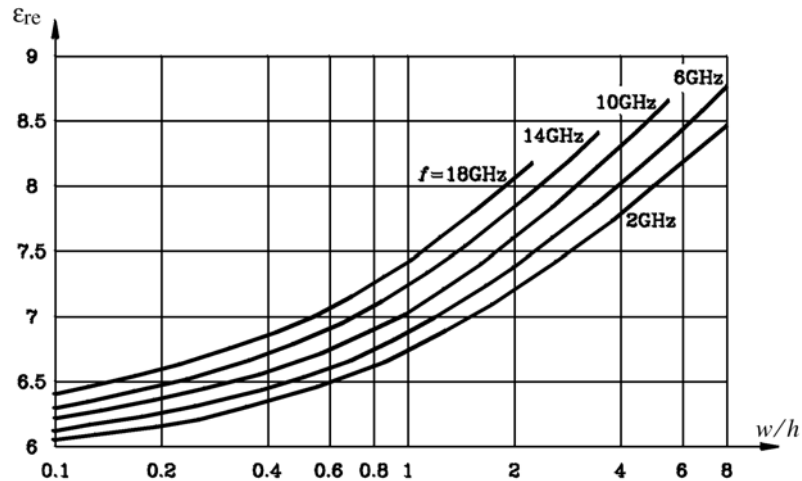
Aukštesniuose dažniuose (bet žemiau ribinio dažnio pirmosios aukštesnės modos), jau reikia įskaityti kvazi TEM modos dispersiją.

Kokybinis įvertinimas: didėjant dažniui elektromagnetinis laukas koncentruojasi dielektrike po juostele. Todėl didėjant dažniui didėja Z_w ir ϵ_{res} .

Pavyzdys:

Juostelinė linija su:

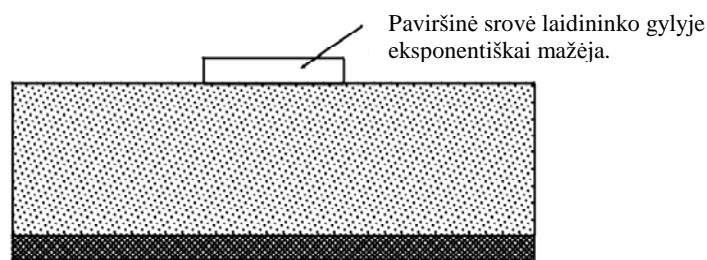
$\epsilon_r = 9,8$ ir $h = 0,635$ mm:



104 pav. Efektyvinės dielektrinės skvarbos dažninė priklausomybė.

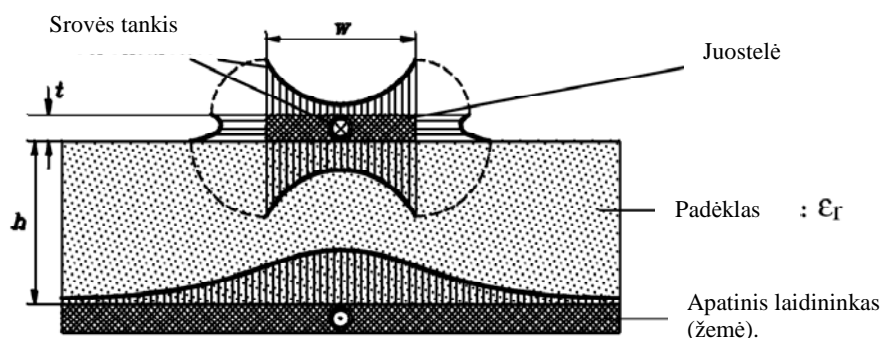
Nuostoliai juostelinėse linijose

Dominuojantys nuostoliai: ominiai nuostoliai laidininkuose su išreikštu skinefektu. Kokybinis srovės pasiskirstymas yra parodytas 105 pav.



105 pav. Srovė juostelinėje linijoje.

Srovė laidininko gilyje eksponentiškai mažėja. Tikslusis vertinimas parodytas 106 pav.



106 pav. Srovė juostelinėje linijoje.

Paprastas nuostolių įvertinimas:

Laikome, kad paviršinės srovės tankis J yra konstanta viršutinio laidininko apatinėje plokštumoje ir apatinio laidininko viršuje.

Tuomet paviršinė varža bus:

$$R_0 = \sqrt{\pi f \mu \rho}.$$

Sidabrui ir aliuminiui galioja:

$$R_0 \approx 8m\Omega\sqrt{f / GHz}.$$

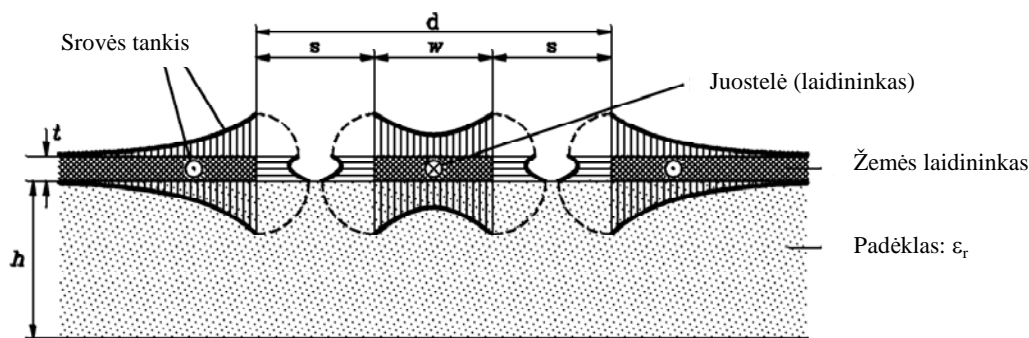
Varžos indėlis bus:

$$R' \approx 2 \frac{R_0}{w}.$$

Linijos slopinimas bus:

$$\alpha \approx \frac{R'}{2Z_w} \text{ Neperiais} = \frac{R_0}{wZ_w} \text{ Neperiais} = 8.69 \frac{R_0}{wZ_w} \text{ dB}.$$

Koplanarinė juostelinė linija



107 pav. Srovės tankis juostelinėje linijoje.

Šio tipo linijos yra taikomos hibridinėse ir monolitinėse schemose. Didelis pliusas – tik vienoje plokštumoje visi kontaktai. Minusai – simetriniai kraštiniai laidininkai gali būti nesimetriškai sužadinti, didelis srovės tankis briaunose, didesni nuostoliai negu juostelinėse linijose nagrinėtose anksčiau.

Linijos konstantos (kvazistatinės):

$$\varepsilon_{res} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2},$$

$$Z_w = \frac{120 \Omega}{\sqrt{\varepsilon_{res}}} \ln \left(2 \sqrt{\frac{d}{w}} \right); \quad \frac{d}{w} \leq 0.17,$$

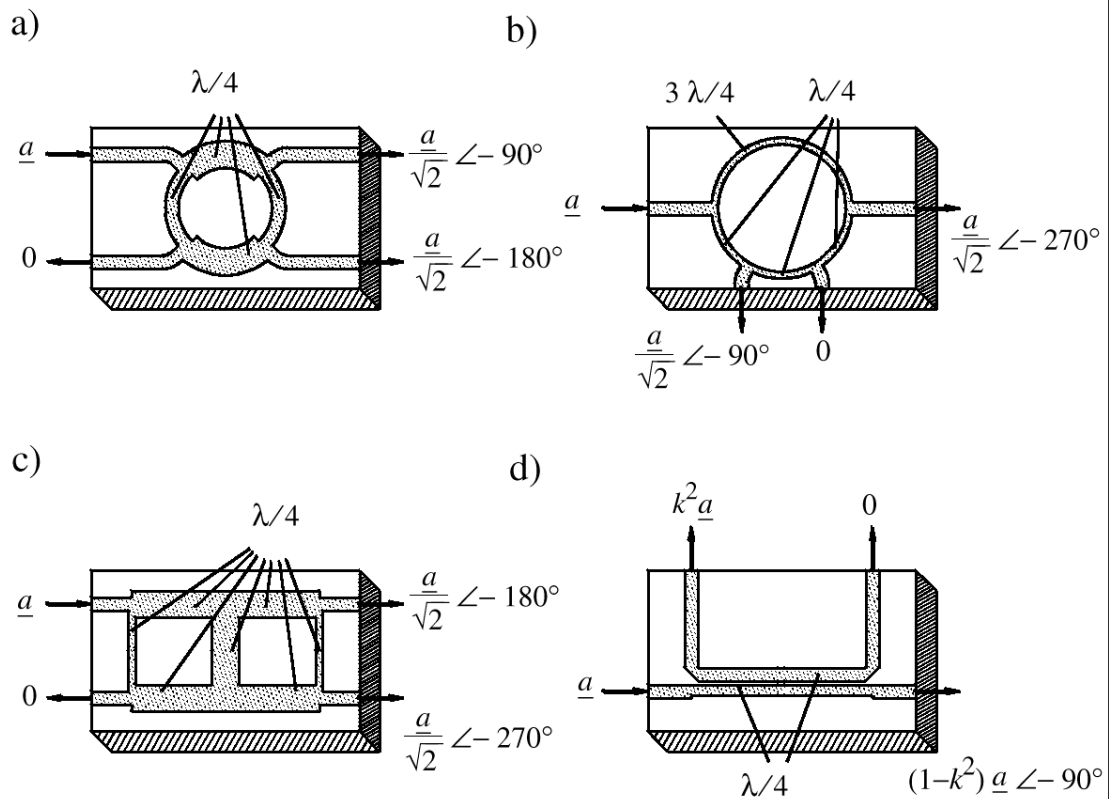
$$Z_w = \frac{30\pi^2 \Omega}{\ln \left(2 \frac{1 + \sqrt{w/d}}{1 - \sqrt{w/d}} \right)}; \quad \frac{w}{d} \geq 0.17.$$

Šios lygtys galioja, kai

$$\lambda > \sqrt{\varepsilon_r} (w + 2s).$$

Juostelinių linijų taikymas

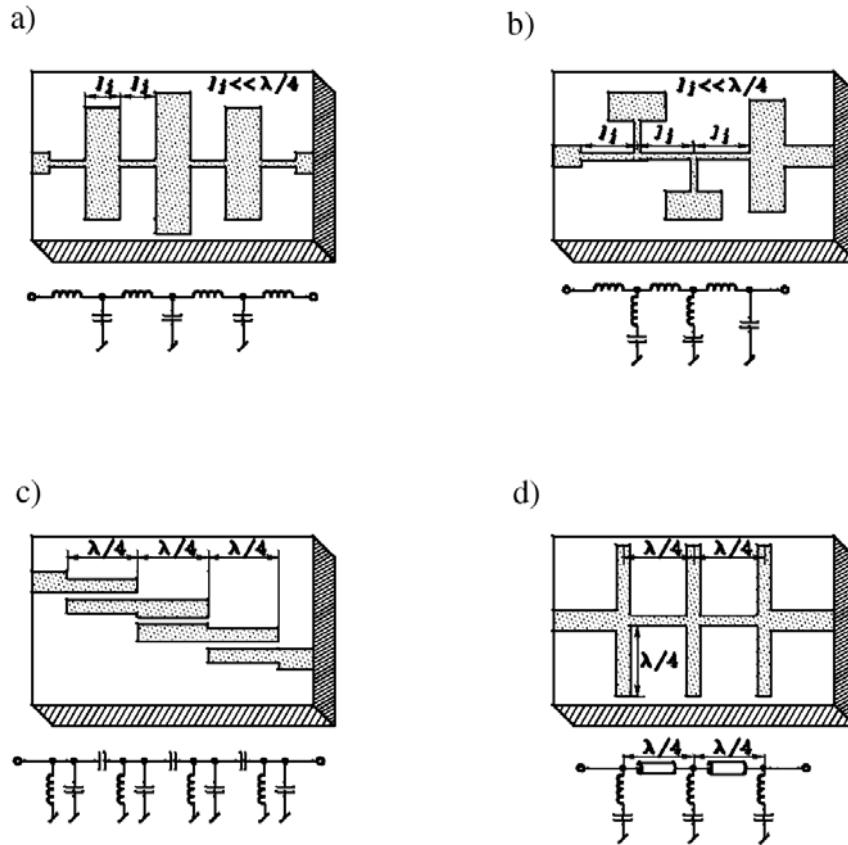
Vienas iš galimų panaudojimų yra galios atšakotuvai (108 pav.).



- a) hibridinis žiedas
 b) Ratrace – hibridas (žiurkių lenktynių)
 c) branch – line – coupler.
 d) lygiagretus atšakotuvai.

108 pav. Juostelinių linijų šakotuvai.

Kitas galimas panaudojimas yra filtrai (109 pav.).

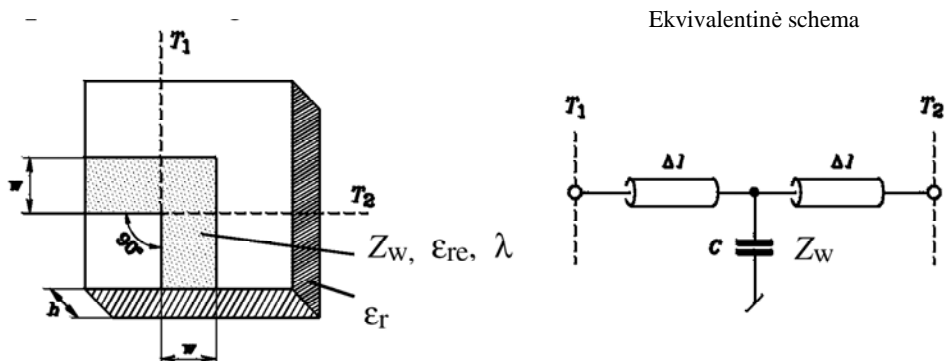


- a) standartinis žemų dažnių pralaidumo.
- b) žemų dažnių pralaidumo su slopinimo poliais.
- c) Rezonatorinis filtras
- d) Dažnių juostos užtvarinis.

109 pav. Juostelinių linijų filtrai.

Nepageidaujami (parazitiniai) juostelinių linijų elementai

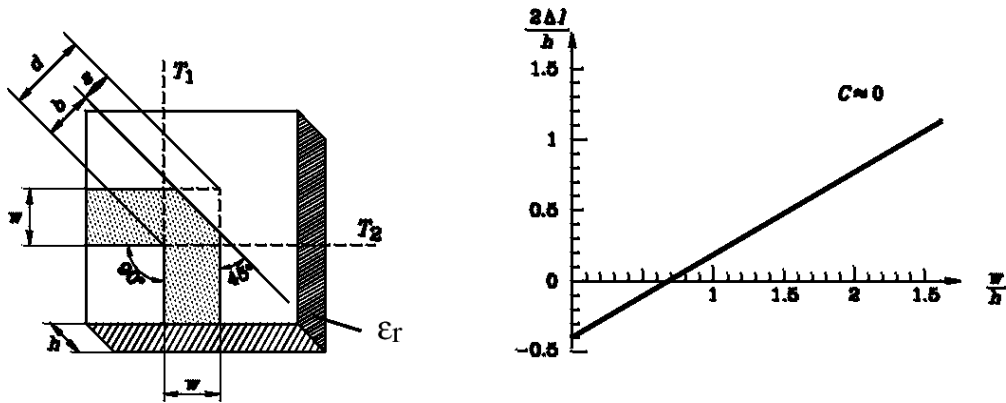
Pavyzdys 1. Juostelinės linijos aidininko kampas:



Δl – efektyvus ilgis.

Nepageidaujama talpa C gali būti sumažinta nupjaunant kampą:

Tuomet turėsime:



Optimali kompensacija ($C \approx 0$):

$$\frac{s}{d} = 0.52 + 0.65e^{-1.35w/h}, \text{ kai } \frac{w}{h} > 0.25.$$

Juostelinių linijų taikymas skaitmeninėse technologijose

Pagrindinis taikymas – signalų perdavime. Rečiau naudojama kaip impulsų formuotuvai ir filtrai. Naudojant juostelines linijas kyla problemos: impulsų dispersija dėl nehomogeniškumo ir skinefeko, sąryšis tarp skirtingų linijų (crosstalk).

Linijų formos

Mikroschemoje:

- Koplanarinės linijos
- Daug signalo linijų be gerai apibrėžto apatinio laidininko.

Plokštėje (off Chip):

- keraminiai / organiniai padėklai
- daug signalo linijų, ekranuotų iš abiejų pusių.
- Linijos impedansai 50.....120 Ω .

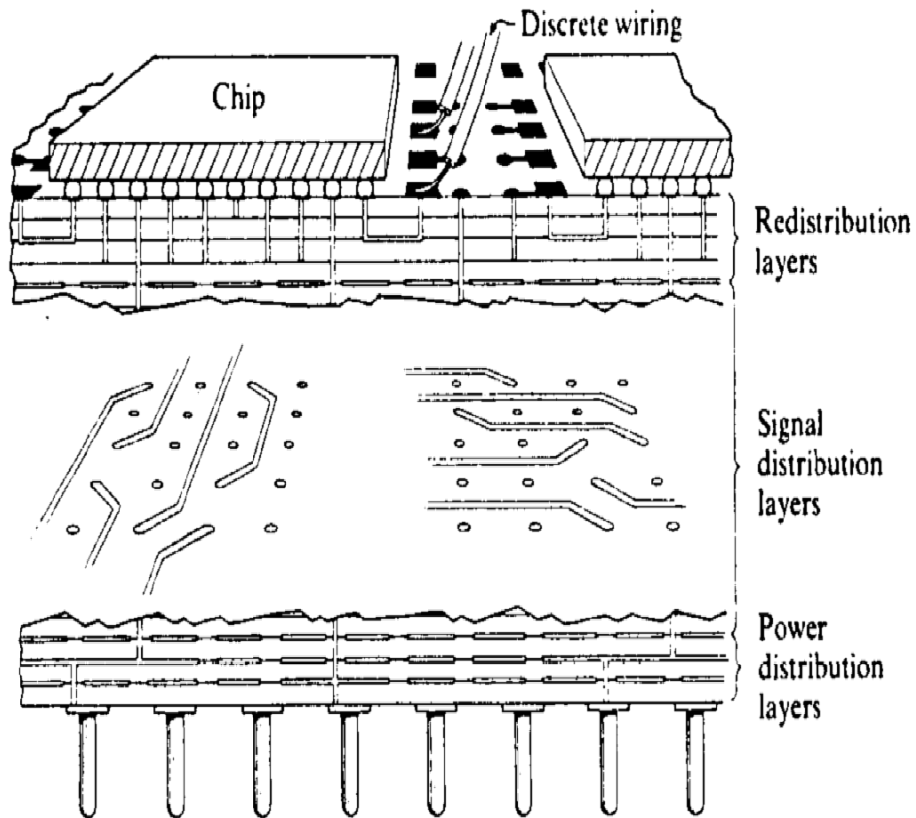
Gigabitinės logikos būseną 1997 metais buvo:

Impulso fronto laikas: mikroschemoje: 100 ps (\Rightarrow 3 GHz)

Plokštėje: 200 ps (\Rightarrow 1,5 GHz).

Pavyzdys:

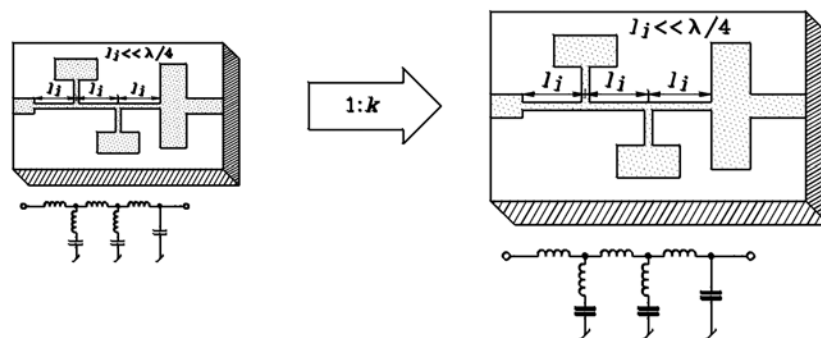
Daugiasluoksnės juostelinės linijos keramikoje (kompiuterio dalis).



110 pav. Kompiuterio plokštės pjūvis.

Panašumo dėsniai (scaling)

Turint dvi juostelines linijas:



1. Linija be nuostolių, TEM ir kvazi TEM linijos.

Panašūs skerspjūviai \Rightarrow

- panašūs elektrinio ir magnetinio laukų pasiskirstymai.
- Panašūs induktyvumo ir talpos, L' ir C' , indėliai
- Vienodi Z_w , ϵ_{re} ir v_p .

Silpnai slopinamos TEM ir kvazi TEM linijos, padidinant visas išmatavimus faktoriumi k :

- Varžos R' sumažėjimas k kartų, kai laidininko storis $t \gg \delta_s$.
- Slopinimas $\alpha \sim R' \Rightarrow \alpha \sim 1/k$.

Hibridinė linija be nuostolių:

Lauko linijų pasiskirstymas yra priklausomas nuo dažnio (bangos ilgio λ).

- Padidinus visas išmatavimus k kartų, Z_w , ϵ_{re} ir v_p lieka nepakitę, kai dažnis sumažėja k kartų.

Tiesinis padidinimas trimatės struktūros (kai dimensijos $\ll \lambda$): $L, C \sim k$.

L, C norimi ar parazitiniai elementai.

Taikymas: miniatiūrizavimas neidealių komponentų, padidinantis dažnių juostą k .

Tiesiškai didinant trimatės struktūrą, dažnis sumažėja k kartų, tada lieka lauko linijų pasiskirstymas tas pats, netgi hibridinėm modom (kurios priklauso nuo bangos ilgio).

Tarkime dažnio transformacija nuo 10 GHz \Rightarrow 1 GHz.

Tada vietoje 1 mm bus 10 mm laidininkai, vietoje 0,635 mm storio laidininko bus 6,35 mm storis. Tai įgalina greitesnį linijų konstravimą, paprastesnius linijų matavimo metodus.

Minusai:

Linijų nuostolių negalima paskaičiuoti iš panašumo (scalingo):

- padidinus liniją skinefektas lieka tokšpat.
- Dažnį mažinant skinefekto sąlygoti nuostoliai mažėja proporcingai \sqrt{k} .

IV Skyrius Rezonatoriai

Rezonatorių taikymas:

- Labai siaurajuosčiai filtrai
- Generatoriaus dažnio nustatymui
- Medžiagų savybių tyrimui aukštuose dažniuose
- Trumpalaikiam energijos kaupinimui.

Žemų dažnių rezonatoriai:

- Koncentruotų elementų: LC – rezonatoriai.
- Mechaniniai rezonatoriai su elektromechaniniais keitikliais: kvarco, keraminiai rezonatoriai.

Praktinis dažnių diapazonas 1 kHz 200 MHz.

Šiame skyriuje nagrinėsime aukšto dažnio rezonatorius:

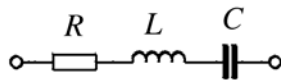
Juostelinės linijos rezonatorius

Tūrinius rezonatorius

Dielektrinius rezonatorius.

Pradžioje prisiminsime RLC rezonatorius.

Nuoseklus

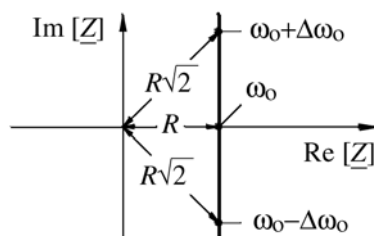


Impedansas

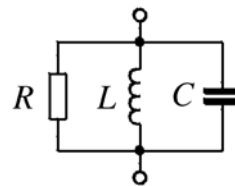
$$\underline{Z} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right),$$

Vektorinės diagramos

$\underline{Z}(\omega)$,



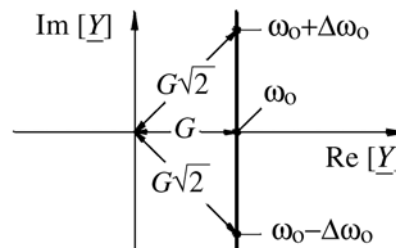
Lygiagretus



Admitansas

$$\underline{Y} = G + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right). \quad (1)$$

$\underline{Y}(\omega)$.



Kokybė:

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{Z_0}{R}$$

$$Q = \frac{\omega_0 C}{G} = \frac{Y_0}{G}. \quad (2)$$

Rezonansinis dažnis:

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = 1/\sqrt{LC}. \quad (3)$$

Charakteringasis impedansas / admitansas:

$$Z_0 = 1/Y_0 = \sqrt{L/C}. \quad (4)$$

Nuostolių faktorius:

$$d = 1/Q. \quad (5)$$

Santykinis juostos plotis:

$$B = 2\Delta\omega_0 / \omega_0 = 1/Q = d. \quad (6)$$

Dažnio nustatymo tikslumas:

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (7)$$

Apibrėžimai:

Rezonatoriaus kokybė:

$$Q = \frac{\omega_0 \times \text{išsaugota energija}}{\text{energijos nuostoliai / laiko vienetas}}. \quad (8)$$

Santykinis linijos plotis:

$$B = \frac{2\Delta\omega_0}{\omega_0}.$$

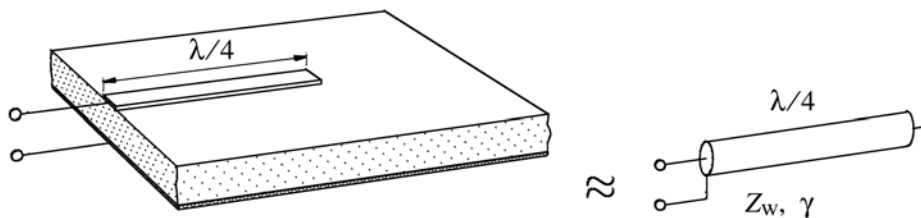
$\Delta\omega_0$ yra apibrėžiamas kaip dažnio pokytis nuo rezonansinio dažnio ω_0 , kai $|Z|$ arba $|Y|$ pakinta $\sqrt{2}$ kartų. Arti rezonansinio dažnio galioja:

$$\underline{Z} = R(1 + j\eta Q) \approx \left(1 + j2Q \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0}\right). \quad (9)$$

Tada:

$$B = 1/Q.$$

Juostelinės linijos rezonatoriai



111 pav. Juostelinės linijos rezonatorius. Čia: Z_w – banginė varža, $\gamma = \alpha + j\beta$, α – slopinimas, β – sklidimo konstanta.

Bendru atveju jau turėjome:

$$\underline{Z}_{-1} = \underline{Z}_{-w} \frac{\underline{Z}_{-2} + \tanh(\gamma l)}{1 + \frac{\underline{Z}_{-2}}{\underline{Z}_{-w}} + \tanh(\gamma l)}. \quad (10)$$

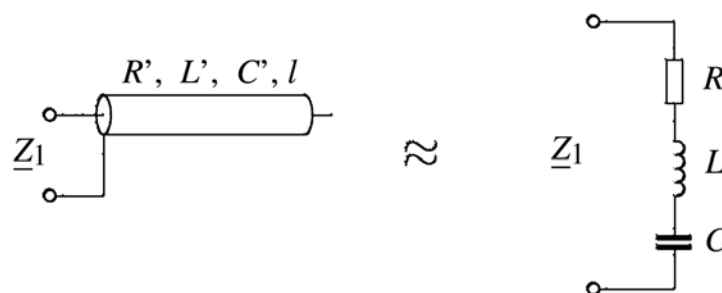
Kai linija yra atvira ($\underline{Z}_{-2} = \infty$) ir esant mažam slopinimui ($\alpha l \ll 1$) galioja:

$$\underline{Z} \approx Z_w \frac{\cot\left(\frac{\omega}{v_p} l\right) + j\alpha l}{\alpha l \cot\left(\frac{\omega}{v_p} l\right) + j}, \quad (11)$$

kur v_p fazinis greitis: $v_p = \omega / \beta$.

Rezonatoriaus ekvivalentinė schema

Kai $l = \lambda/4$, linijos impedansas \underline{Z}_1 turės minimumą. ($\underline{Z}_1 = 0$ idealioje linijoje, kai $\alpha = 0$). Linija elgsis kaip RLC nuosekli grandinė.



112 pav. Ekvivalentinė schema.

Iš (11) lygties, turint $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$:

$$\frac{\omega_0}{v_p} l = \frac{\pi}{2} \left(\text{oder} l = N \frac{\lambda}{4} \right),$$

žinant kad:

$$\frac{d \cot x}{dx} = -\frac{1}{\sin^2 x},$$

gauname:

$$\underline{Z} \approx Z_w \frac{-\frac{\Delta\omega}{v_p} l + j\alpha l}{-\frac{\Delta\omega}{v_p} l \alpha l + j}. \quad (12)$$

Vardiklyje atmetus pirmąjį narį kaip nykstamai mažą, gausime:

$$\underline{Z} \approx Z_w \left(\alpha l + j \frac{\Delta\omega l}{v_p} \right). \quad (13)$$

Daugeliu atvejų nuostoliai R' yra sąlygoti tik skinefekto:

$$\alpha = \frac{R'}{2Z_w}.$$

Turint, kad:

$$v = 1/\sqrt{L'C'}, \quad Z_w = 1/\sqrt{L'/C'},$$

gauname:

$$Z_{-1} = R' \frac{l}{2} + j\omega_0 L' l \frac{\Delta\omega}{\omega_0} . \quad (14)$$

Iš (9) ir (2) RLC nuosekliam rezonatoriui galioja:

$$Z_{-s} = R + j\omega_0 L \frac{\Delta\omega}{\omega_0} . \quad (15)$$

Palyginus (14) su (15) gauname ekvivalentinę grandinę atvirai $\lambda/4$ linijai:

$$R \approx \frac{R'l}{2} \approx \alpha l Z_w \quad L \approx L \frac{l}{2} . \quad (16)$$

Sąlyga rezonansiniam dažniui:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} = \left(\frac{2\pi\nu}{\lambda} \right)^2 = \left(\frac{2\pi}{4l} \right)^2 \frac{1}{C'L'}$$

Iš (16):

$$C = \frac{8}{\pi^2} C'l . \quad (17)$$

Kokybė atvirai $\lambda/4$ linijai išreikšta per RLC grandinės parametrus:

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{\pi}{\alpha\lambda} . \quad (18)$$

Čia λ atitinka liniją su $\epsilon_r = \epsilon_{re}$.

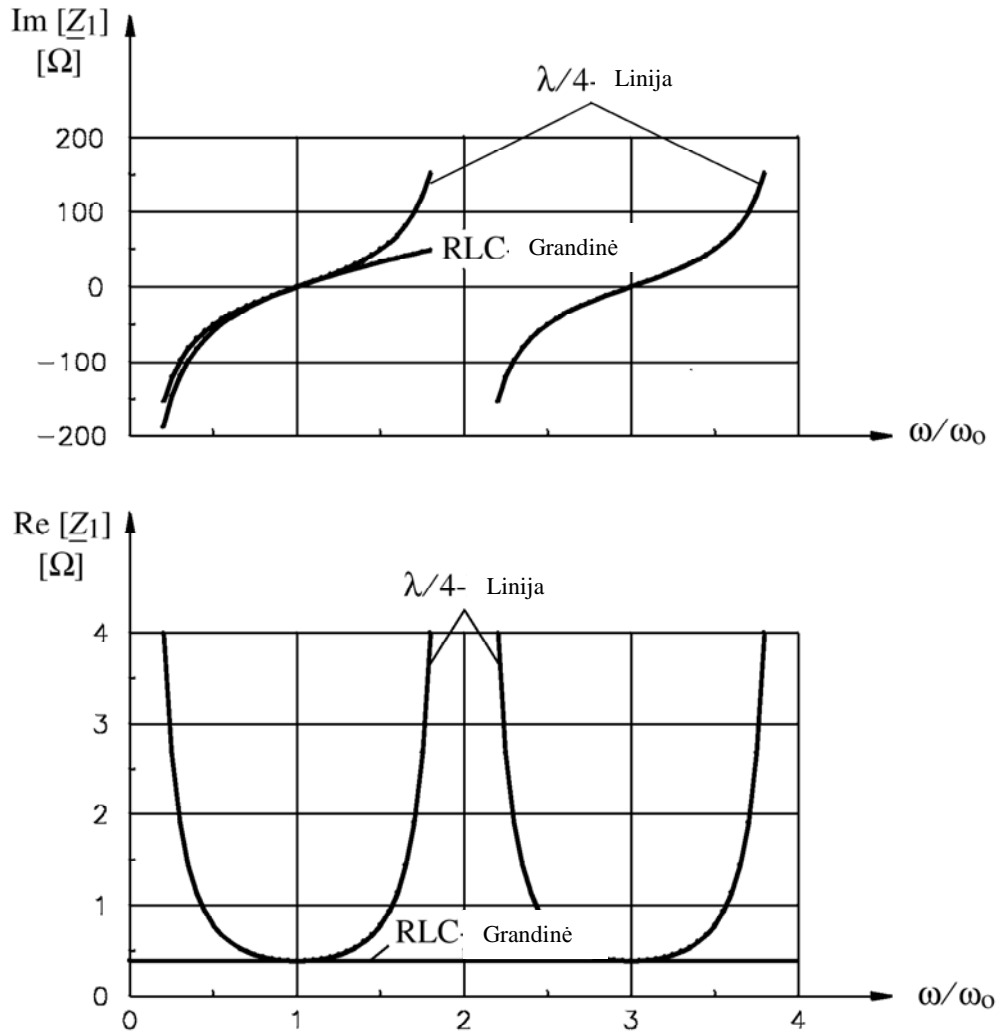
RLC ekvivalentinėje grandinėje galioja:

$R = 0,5 \times$ linijos varža

$L = 0,5 \times$ linijos induktyvumas

$C = 0,8 \times$ linijos talpa.

Dažninės impedanso priklausomybės $\lambda/4$ rezonatoriaus ir RLC – rezonatoriaus yra palygintos 113 pav.



113 pav. Rezonatoriaus impedanso priklausomybė nuo dažnio.

Kaip matyti iš brėžinio, gana geras sutapimas yra dažnių diapazone $2\Delta\omega$ nuo rezonansinio dažnio ω_0 .

Trumpo jungimo atveju ekvivalentinė $\lambda/4$ rezonatoriaus schema bus kaip parodyta 114 pav.



114 pav. Ekvivalentinė schema.

Rezultatas:

$$R = \frac{Z_w}{\alpha l} = \frac{2Z_w^2}{R'l}, \quad C = C' \frac{l}{2}, \quad L = \frac{8}{\pi^2} L'l. \quad (19)$$

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{\pi}{\alpha \lambda}. \quad (20)$$

(Kaip ir atvirojo $\lambda/4$ rezonatoriaus atveju).

Rezonatoriaus skeilingas

Linijos su išreikštais nuostoliais, sąlygotais skinefekto, slopinimas:

$$\alpha \sim \sqrt{f}.$$

Esant tai pačiai skerspjuvio geometrijai, kokybė priklauso nuo dažnio (18):

$$Q \sim \frac{\pi}{\alpha \lambda} \sim \sqrt{f}.$$

Aukštuose dažniuose, prieš atsirandant aukštesnėms modoms, skersiniai išmatavimai turi būti perskaičiuoti (skeilingas):

$$w \sim \frac{1}{f}.$$

Tada:

$$\alpha \sim \frac{\sqrt{f}}{w} \sim f^{3/2}.$$

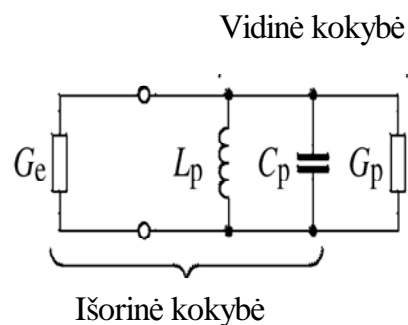
ir:

$$Q \sim \frac{1}{\sqrt{f}}.$$

Apkrauto rezonatoriaus kokybė

Išorinė kokybė Q_e :

$$Q_e = \frac{\omega_0 \times \text{Rezonatoriuje Sukaupta Energija}}{\text{Apkrovoje Sunaudota Energija}}.$$



115 pav. Ekvivalentinė schema.

Vidinė kokybė:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 C_p}{G_p}.$$

Išorinė kokybė:

$$Q_e = \frac{\omega_0 C_p}{G_e}.$$

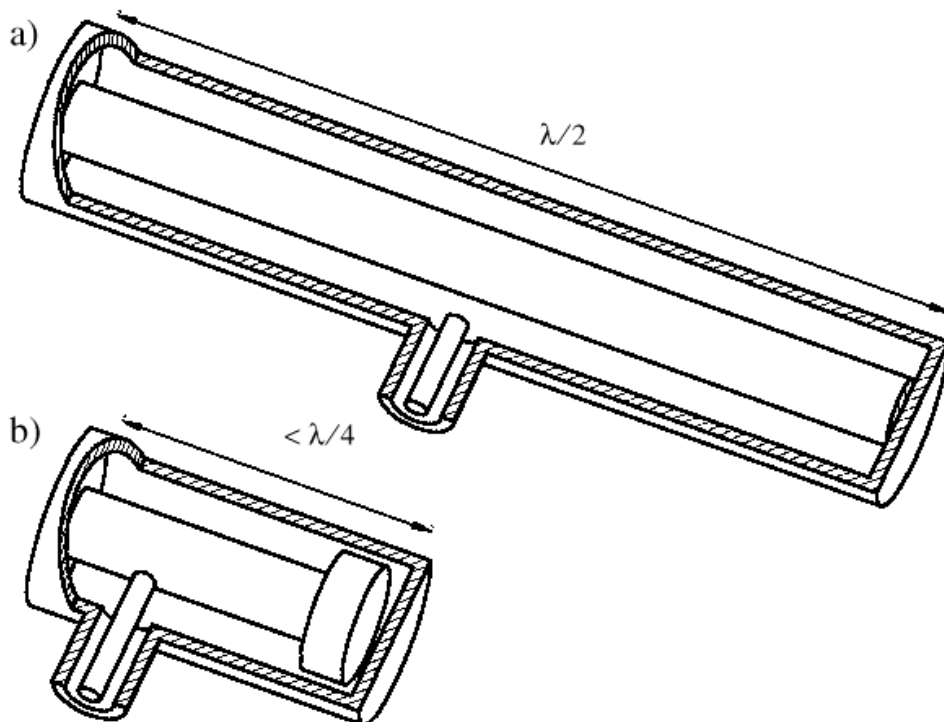
Apkrauto rezonatoriaus kokybė:

$$Q_L = \frac{\omega_0 C_p}{G_p + G_e}.$$

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}.$$

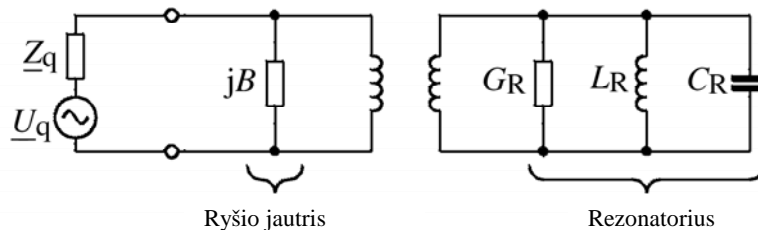
Rezonatorių konstrukcijos ir sužadinimas

Koaksialiniai rezonatoriai gali būti skirstomi į talpinio sužadinimo (a) ir galvaninio sužadinimo su talpiniu trumpinimu (b).



116 pav. Koaksialiniai rezonatoriai.

Ekvivalentinė sužadinimo schema:

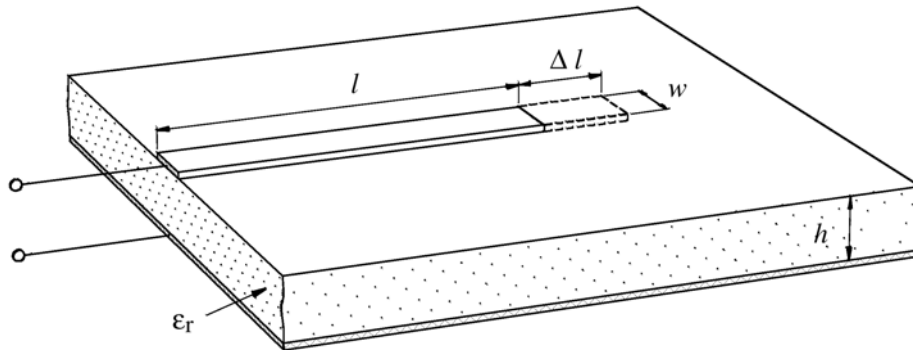


117 pav. Rezonatoriaus sužadinimas.

Perdavimo transformatorius turės transformacijos koeficientą, priklausantį nuo geometrinių sąlygų.

Juostelinės linijos matmenų keitimas

Lauko pasiskirstymas rezonatoriaus gale (atviro arba užtrumpinto) labai sunku tiksliai suskaičiuoti. Efektyvinis rezonatoriaus ilgis neatitinka geometrinio ilgio. Atvirojo rezonatoriaus atveju elektrinis laukas pasiskirsto taip, kad pailgina ilgiu Δl .

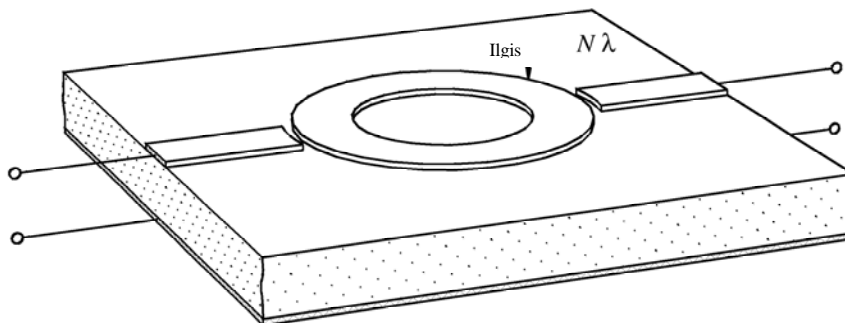


118 pav. Juostelinė linija.

Δl galima įvertinti:

$$\frac{\Delta l}{h} \approx 0.412 \frac{(\epsilon_r + 0.3)(w/h + 0.264)}{(\epsilon_r - 0.258)(w/h + 0.8)}$$

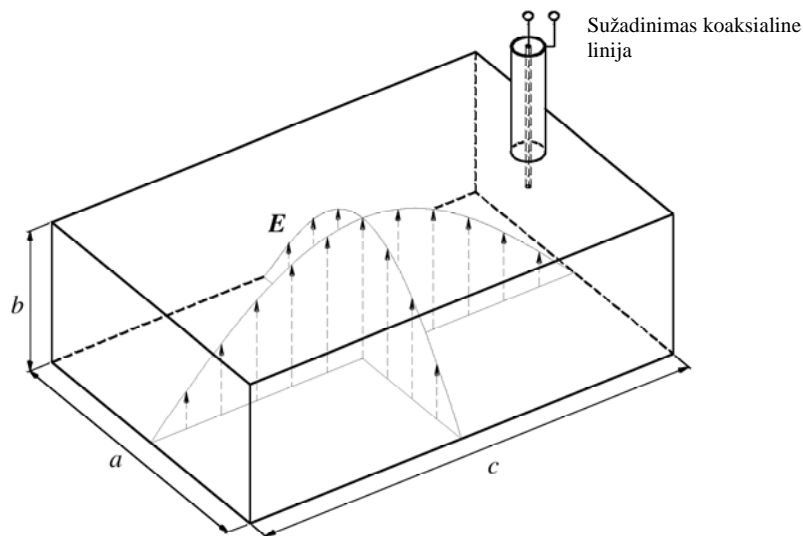
Žiedinis rezonatorius.



119 pav. Juostelinės linijos žiedinis rezonatorius.

Žiedo ilgis yra $n\lambda$. Tokių rezonatorių pagalba labai tiksliai nustatoma medžiagos ϵ_{re} .

Tūriniai rezonatoriai Stačiakampis tūrinis rezonatorius



120 pav. Stačiakampis rezonatorius.

Tokio rezonatoriaus rezonansinis dažnis f_0 :

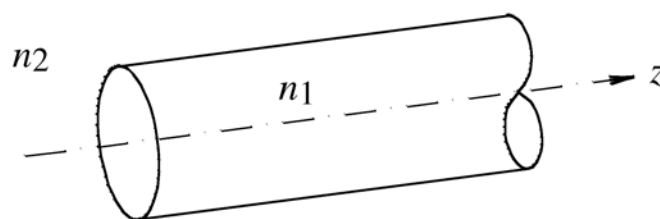
$$\left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 = f_0^2 \varepsilon \mu = \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 + \left(\frac{p}{2c}\right)^2,$$

m, n, p yra modos skaičiai..

Žemiausias rezonansinis dažnis: TE modos su vienu modos skaičiumi 0 ir dviem modos skaičiais 1.

TE₁₀₁ yra pagrindinė moda, kai $b < a, c$.

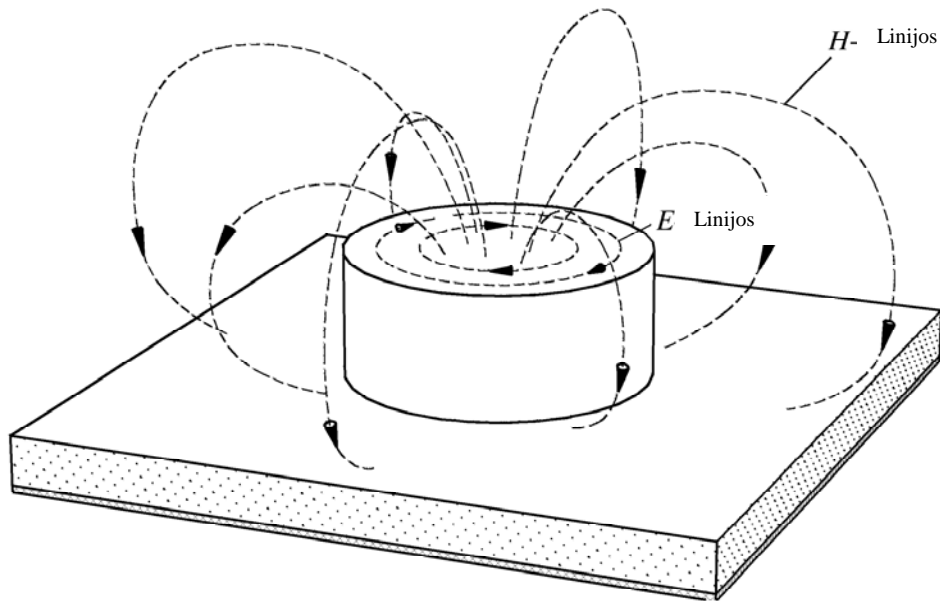
Dielektrinis rezonatorius



121 pav. Dielektrinis bangolaidis.

Ore esantis dielektrinis cilindras turi visas bangolaidžio savybes. Bangos ilgis z – ašies kryptimi bus λ_z . Dielektrinis rezonatorius yra ne kas kita, kaip dielektrinis bangolaidis, kuriuo dažniausiai sklinda TE₀₁ moda ir kurio ilgis paprastai yra $\lambda_z/2$: tai bus TE₀₁₁ rezonatorius. Dielektriniame rezonatoriuje yra galimos grynos TE arba HE modos, kai laukai neturi azimutalinės priklausomybės.

TE₀₁₁ modos laukų pasiskirstymas.



122 pav. Dielektrinis rezonatorius (TE_{011} modos laukų pasiskirstymas).

Esant didelei dielektrinei skvarbai ϵ_r , elektromagnetinis laukas koncentruojasi dielektrike, o ne išorėje.

Dielektrinio rezonatoriaus kokybė

Esant lauko koncentracijai rezonatoriaus viduje, nuostoliai dėl elektromagnetinio lauko išspinduliavimo bus nedideli, ir kokybė bus apsprendžiama dielektrinių nuostolių:

$$Q_0 = \frac{1}{\delta},$$

kur δ yra dielektriko nuostolių kampas $\epsilon_r = \epsilon_{r0}(1 - j\delta)$.

Lyginant su tūriniais rezonatoriais, dielektriniai rezonatoriai yra mažesni faktoriumi $\sqrt{\epsilon_r}$.

Rezonansinis dažnis f_r

Cilindrinio rezonatoriaus rezonansinis dažnis:

TM tipo bangoms:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{v_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2},$$

kur v_{mn} yra m – tos eilės Beselio funkcijos $J_m(x)$ n – ta šaknis.

Elektromagnetinio lauko komponentės:

$$H_r = -j \frac{\omega\epsilon}{r} m C J_m\left(\frac{v_{mn}r}{a}\right) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$H_\varphi = -j \omega\epsilon \frac{v_{mn}}{a} C J_m'\left(\frac{v_{mn}r}{a}\right) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$H_z = 0,$$

$$E_r = -\frac{v_{mn}}{a} \frac{p\pi}{l} C J_m' \left(\frac{v_{mn} r}{a} \right) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r} \frac{m p \pi}{l} C J_m \left(\frac{v_{mn} r}{a} \right) \sin(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$E_z = \left(\frac{v_{mn}}{a}\right)^2 C J_m \left(\frac{v_{mn} r}{a} \right) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p z}{l}\right).$$

Pagrindinė moda yra TM_{010} .

TE tipo bangoms:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2},$$

kur μ_{mn} yra m – tos eilės Beselio funkcijos išvestinės $J_m'(x)$ n – ta šaknis.

Elektromagnetinio lauko komponentės:

$$H_r = \frac{\mu_{mn}}{a} \frac{p\pi}{l} C J_m' \left(\frac{\mu_{mn} r}{a} \right) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$H_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{m p \pi}{l} C J_m \left(\frac{\mu_{mn} r}{a} \right) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$H_z = \left(\frac{\mu_{mn}}{a}\right)^2 C J_m \left(\frac{\mu_{mn} r}{a} \right) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$E_r = -\frac{j\omega\mu_a}{r} m C J_m \left(\frac{\mu_{mn} r}{a} \right) \sin(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$E_\varphi = j\omega\mu_a \frac{\mu_{mn}}{a} C J_m' \left(\frac{\mu_{mn} r}{a} \right) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{\pi p z}{l}\right),$$

$$E_z = 0.$$

v_{mn} vertės (J_{mn}):

m\n	1	2	3	4
0	2,405	5,520	8,654	11,791
1	3,832	7,016	10,173	13,324
2	5,136	8,417	11,620	14,796
3	6,380	9,761	13,015	16,223
4	7,588	11,065	14,373	17,616

μ_{mn} vertės (J_{mn}'):

m\n	1	2	3	4
0	3,832	7,016	10,173	13,324
1	1,841	5,331	8,536	11,706
2	3,054	6,706	9,969	13,170
3	4,201	8,015	11,346	
4	5,317	9,282	12,682	

Dielektrinio rezonatoriaus kokybė

Jei dielektrinė skvarba yra pakankamai didelė ir elektromagnetinis laukas sukonzentruotas rezonatoriuje (nuostoliai dėl išspinduliavimo nedideli), tuomet rezonatoriaus kokybė yra nusakoma tik dielektriniais nuostoliais:

$$Q_0 = \frac{1}{\delta},$$

δ : dielektriko nuostolių kampas $\varepsilon_r = \varepsilon_{r0}(1 - j\delta)$.

Apytiksliai galime išreikšti: $Q_0 \approx \frac{1}{f}$.

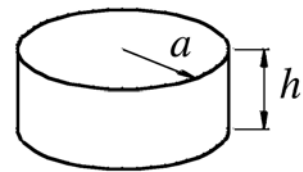
Rezonatoriaus dydis

Lyginant su tuščiaaviduriu rezonatoriumi, dielektrinio rezonatoriaus matmenys yra sumažėję $\approx \sqrt{\varepsilon_r}$ kartų.

Rezonansinis dažnis f_r

Jei spindulio / aukščio santykis $a/h \approx 1.25$, tuomet yra sudaromos geriausios sąlygos vienai modai. Tuomet apytiksliai galime išreikšti:

$$f_r = \frac{34}{a\sqrt{\varepsilon_r}} \left(\frac{a}{h} + 3.45 \right) [\text{GHzmm}],$$



kai $0.5 < a/h < 2$ ir $30 < \varepsilon_r < 50$.

Medžiagos

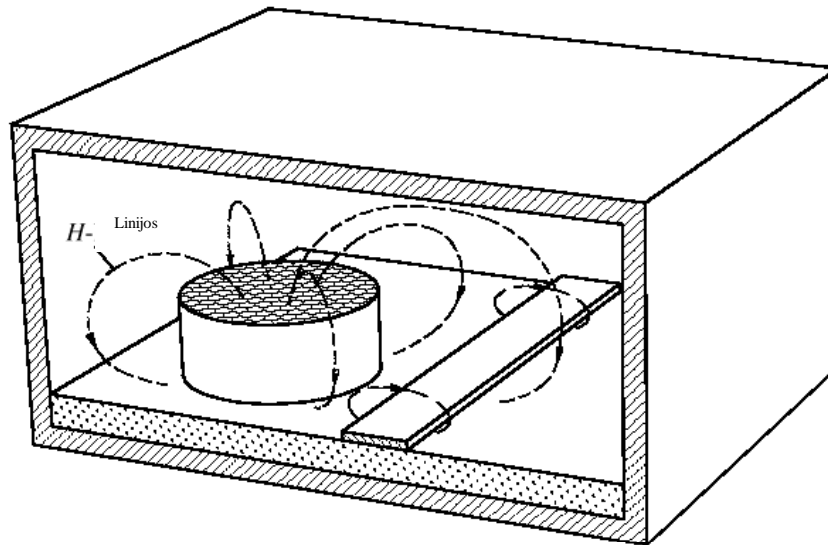
Paprastai yra naudojamos feroelektrinės ar giminingos medžiagos, pasižyminčios didele dielektrine skvarba. Tokios yra: bario titanato keramikos (BaTi_4O_9 $\text{Ba}_2\text{Ti}_9\text{O}_{20}$) dažnai gaminamos su įvairiais priedais: Zr, Sn, Zn, Ta.

Grynas bario titanatas turi labai mažus nuostolius, tačiau kartu turi ir dielektrinės skvarbos kitimą nuo temperatūros. Tuomet rezonatorius yra nestabilus. Temperatūrinį koeficientą stabilizuoja įvairios priemaišos. Pavyzdžiui:

Medžiaga	ε_r	Q_0 , 10 GHz dažnyje	T_f [ppm/ $^{\circ}\text{K}$]
$\text{Ba}_2\text{Ti}_9\text{O}_{20}$	40	4000	+2
BaTi_4O_9	39	3500	+4
$\text{Zr}_x\text{Ti}_y\text{Sn}_z\text{O}_4$	32.....42	5000	-20....+50

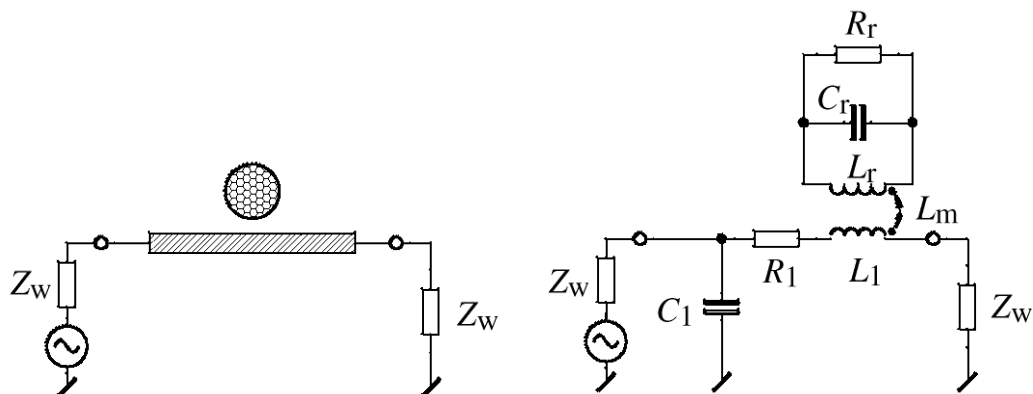
Rezonatoriaus sujungimas su juosteline linija

Tam, kad sumažėtų nuostoliai dėl išspinduliavimo, rezonatorius su juosteline linija talpinami į uždara dėžutę (123 pav.).



123 pav. Dielektrinio rezonatoriaus konstrukcija schemose.

Ekvivalentinė tokio jungimo schema:

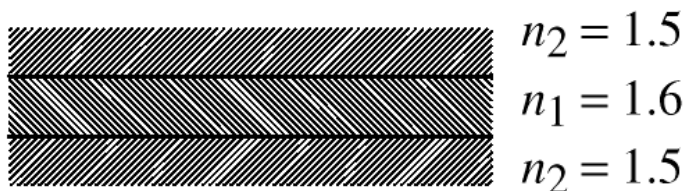


Tokie rezonatoriai plačiai naudojami aukštų dažnių schemotechnikoje.

V Skyrius

Šviesolaidis

- Įvadas
- Geometrinė optika
- Simetriniai dielektriniai šviesolaidžiai



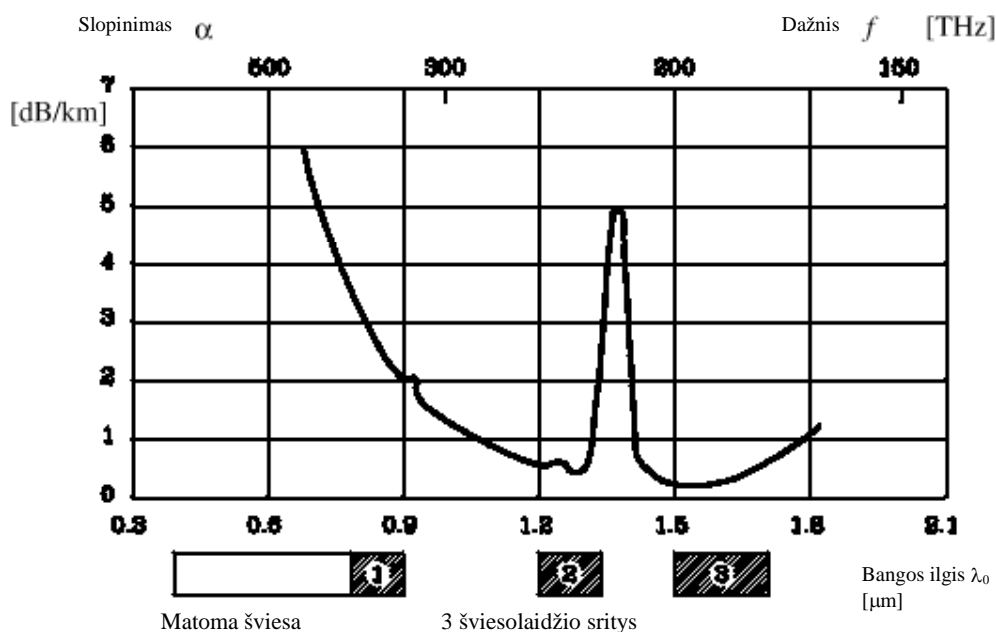
- Optinis šviesolaidis su mažu lūžio rodiklio kitimu.
- Signalų dispersija.

Iš šviesolaidžių istorijos:

1966 metais pagamintas pirmasis šviesolaidis sudarytas iš šerdies ir apvalkalo.

1970 metais pirmas vienos modos šviesolaidis.

1976 metais pirmas komercinis panaudojimas. Slopinimas $< 0,5$ dB/km, pirmas GaInAsP lazeris, nuolat veikiantis kambario temperatūroje.



Dielektriniai bangolaidžiai

Tai yra cilindriniai bangolaidžiai, pagaminti iš dielektriko, su kintančiu lūžio rodikliu.

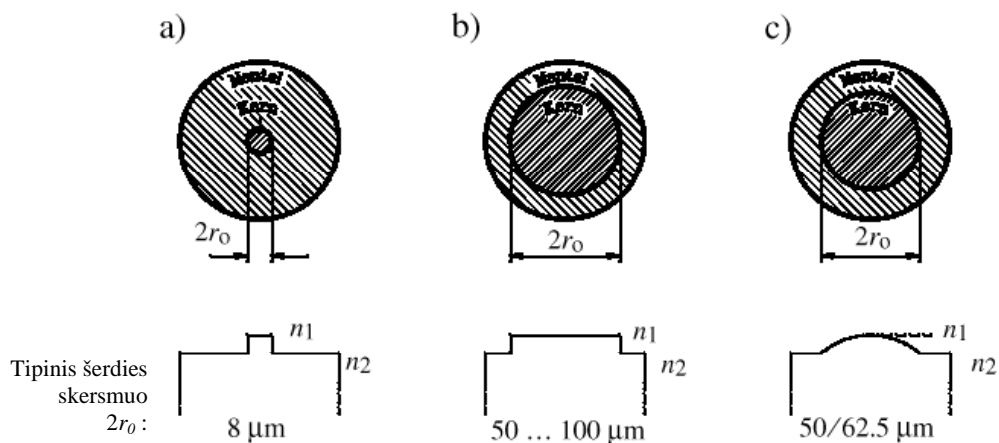
Analogija su cilindriniais bangolaidžiais:

- atspindžiai nuo sienelių, kaip ir cilindriniam bangolaidyje,
- atspindžiai nuo skiriamosios ribos, kur staiga kinta lūžio rodiklis,
- Tipiniai dielektriniai bangolaidžiai.

Šviesolaidžiai dažnių diapazone:

$$f = 200 \dots 400 \text{ THz,}$$

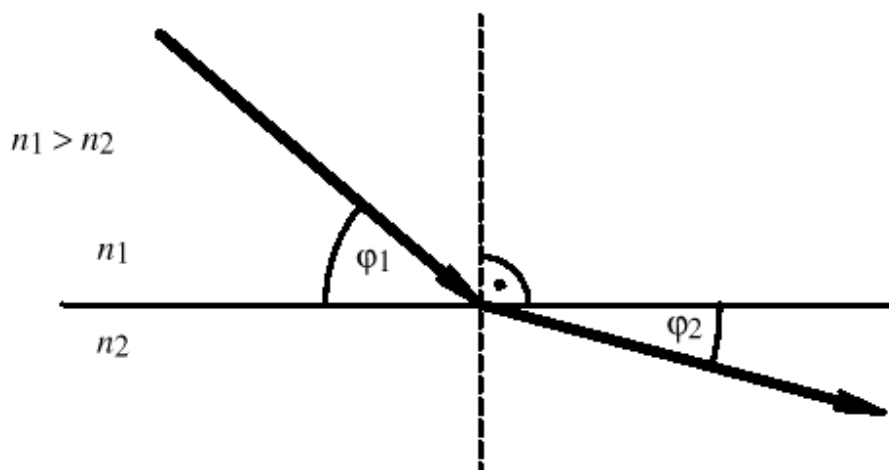
$$\lambda = 1,5 \dots 0,75 \text{ } \mu\text{m.}$$



124 pav. Šviesolaidžių tipai.

Geometrinė optika

Snelijaus dėsnis.



125 pav. Šviesos lūžis.

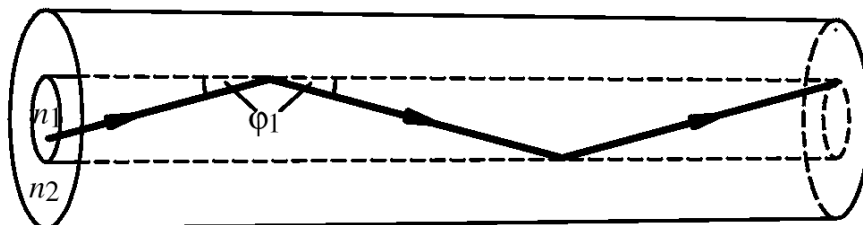
$$n_1 \cos \varphi_1 = n_2 \cos \varphi_2 \quad (1)$$

Ribinis kampas:

$$\cos \varphi_c = \frac{n_2}{n_1} < 1.$$

Kai $\varphi_1 = \varphi_c$ tada $\varphi_2 = 0$ ir bus pilnas atspindys.

Kai $\varphi_1 < \varphi_c$ bus pilnas atspindys ir susidarys sąlygos signalui sklisti.



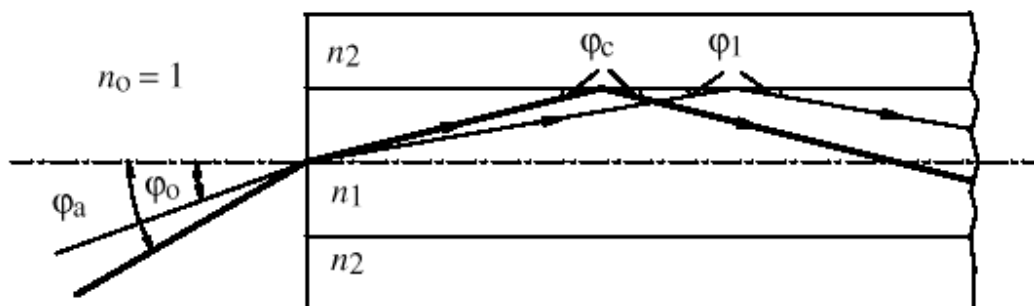
126 pav. Spindulio sklaidimas šviesolaidyje.

Tipinis lūžio rodiklio kitimas:

$$\delta_n = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx 1.$$

\Rightarrow ribinis kampas $\varphi_c = 9^\circ$.

Signalas įvedimas



127 pav. Signalas šviesolaidyje.

Įėjimo kampas φ_a :

$$n_0 \sin \varphi_a = n_1 \sin \varphi_c = n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

Skaitmeninė apertūra orui, kai $n_0=1$:

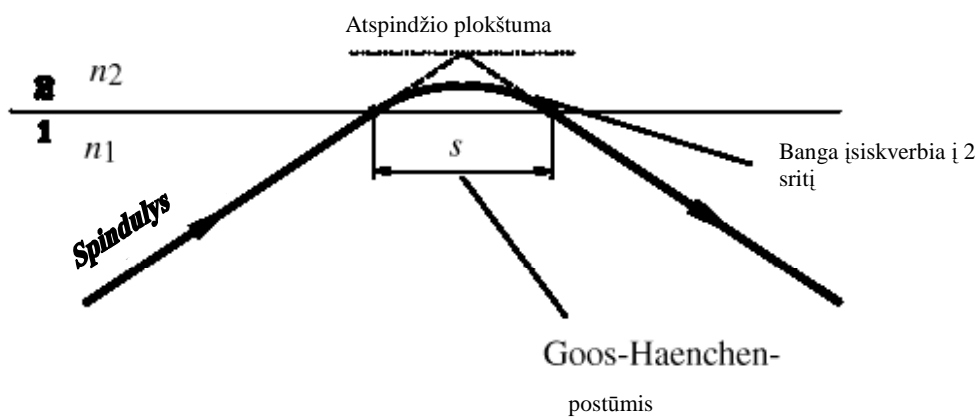
$$AN \sin \varphi_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2)$$

Tipinės vertės:

$n_1 = 1,5$ ir $n_2 = 0,99n_1$, tuomet $AN = 0,21$ ir $\varphi_a = 12,2^\circ$.

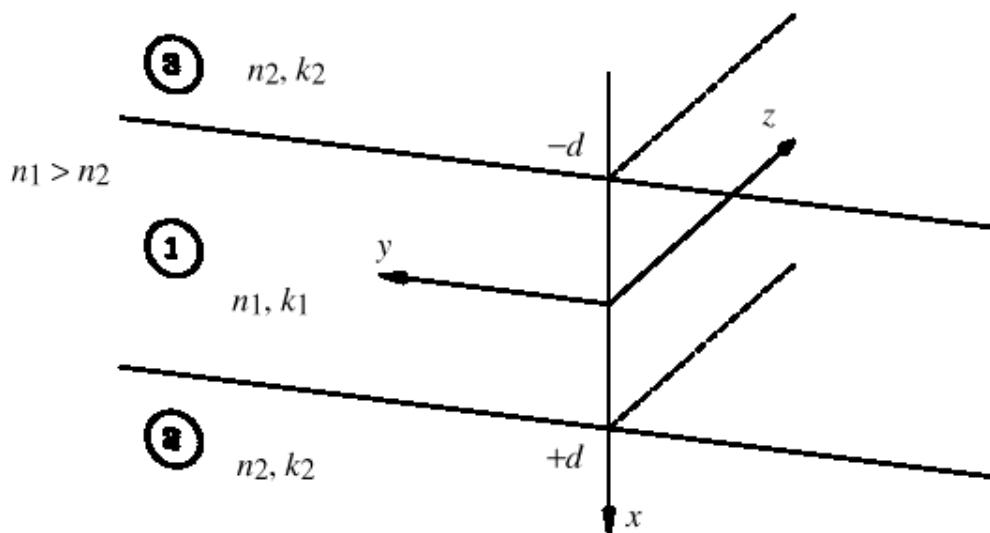
Bangų sklidimas šviesolaidyje

Atspindžio plokštuma nesutampa su skiriamąja riba.



128 pav. Bangos įsiskverbimas.

Sprendimas: vienas būdas yra spręsti Maxwell'o lygtis. Pradėsime nuo simetrinių lygiagrečių plokštumų.



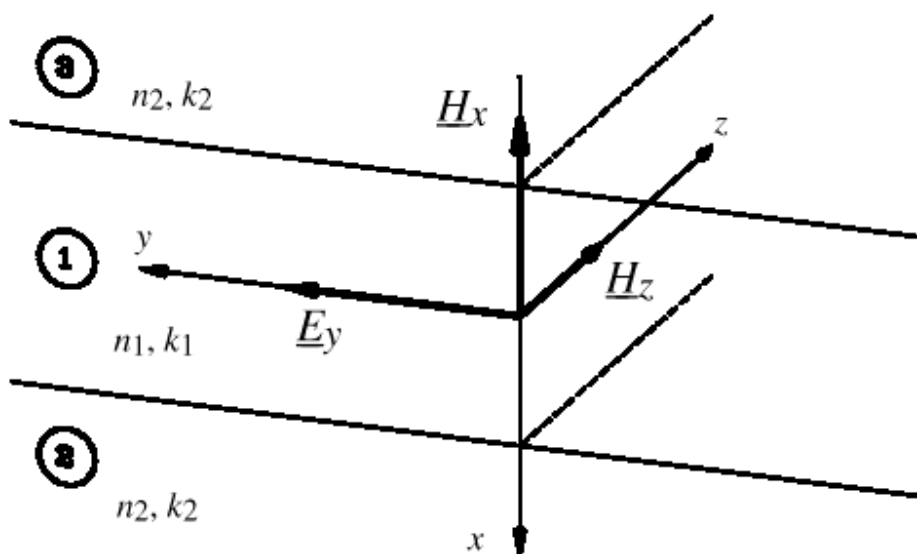
129 pav. Lygiagrečios plokštumos.

Begalinai platus y kryptimi šviesolaidis, kuriame bangos sklinda z kryptimi. Tuomet galioja Helmholtco lygtys:

$$\frac{d^2 H}{dx^2} = -(k^2 - \beta^2) H \quad - \quad \text{H - banga ,} \quad (3)$$

$$\frac{d^2 E}{dx^2} = -(k^2 - \beta^2) E \quad - \quad \text{E - banga .} \quad (4)$$

Panagrinesime H (TE) bangas:



$$\frac{d^2 H}{dx^2} = -(k^2 - \beta^2) H \quad , \quad (5)$$

$$E_{-y0} = \frac{j\omega\mu}{k^2 - \beta^2} \frac{dH}{dx} \quad , \quad (6)$$

$$H_{-x0} = \frac{-j\beta}{k^2 - \beta^2} \frac{dH}{dx} \quad , \quad (7)$$

$$\varepsilon_{n_i} = n_i^2 \quad (i=1,2); \quad k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} \quad ,$$

$$k_i = \frac{\omega}{v} = \omega\sqrt{\mu\varepsilon_i} = \frac{2\pi}{\lambda_i} = k_0 n_i \quad . \quad (8)$$

Šiose lygtyse yra z – ašies kryptimi sklindanti neslopstanti banga:

$$H(x, z, t) = \text{Re} \left[\underline{H}_0(x) e^{j(\omega t - \beta z)} \right] \quad . \quad (9)$$

Pasinaudojus simetrija, akivaizdu, kad sprendinys irgi bus simetriškas. Du galimi sprendiniai:

$$1. k > \beta: k^2 - \beta^2 > 0,$$

$$H_{-z_0}(x) = H_{-z_0} \sin(x\sqrt{k^2 - \beta^2}), \quad (10)$$

ir

$$H_{-z_0}(x) = H_{-z_0} \cos(x\sqrt{k^2 - \beta^2}). \quad (11)$$

$$2. k < \beta: k^2 - \beta^2 < 0,$$

$$H_{-z_0}(x) = H_{-z_0} e^{\pm x\sqrt{\beta^2 - k^2}}. \quad (12)$$

Simetrinė struktūra ($x = 0$ atžvilgiu).

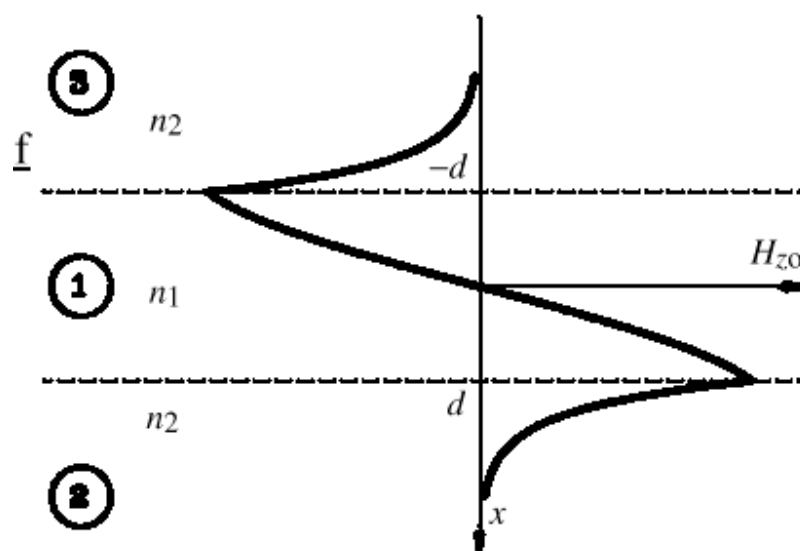
$-H_{-z_0}(x = \pm d)$ pastovus kaip ir:

$$-E_{-y_0}(x = \pm d) \Rightarrow \frac{1}{k^2 - \beta^2} \frac{dH_{-z_0}}{dx},$$

$$k_1^2 - \beta^2 > 0 \quad k_2^2 - \beta^2 < 0.$$

Ženklo kitimas:

$$\frac{dH_{-z_0}}{dx} (x = \pm d).$$



130 pav. H_{z0} kokybinė priklausomybė.

Tada sklindančios bangos:

$$\begin{aligned} & \text{I sritis} \\ H_{-z_0}(x) &= H_{-z_0} \sin\left(x\sqrt{k_1^2 - \beta^2}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$H_{-z_0}(x) = H_{-z_0} \cos\left(x\sqrt{k_1^2 - \beta^2}\right). \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \text{2 sritis} \\ H_{-z_0}(x) &= H_{-z_0d} e^{-(x-d)\sqrt{\beta^2 - k_2^2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & \text{3 sritis} \\ H_{-z_0}(x) &= \mp H_{-z_0d} e^{(x+d)\sqrt{\beta^2 - k_2^2}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Konstantų suradimas remiantis kraštinėmis sąlygomis.

1. Pastovumo sąlyga $-H_{-z_0}(x = \pm d)$:

$$H_{-z_0}(\pm d) = \pm H_{-z_0} \sin\left(d\sqrt{k_1^2 - \beta^2}\right) = \pm H_{-z_0d}. \quad (17)$$

Pastovumo sąlyga $-E_{-y_0}(x = \pm d)$ pritaikyta (13) ir (15):

$$\frac{H_{-z_0} \cos\left(d\sqrt{k_1^2 - \beta^2}\right)}{\sqrt{k_1^2 - \beta^2}} = \frac{H_{-z_0d}}{\sqrt{\beta^2 - k_2^2}}. \quad (18)$$

(17) padalinus iš (18):

$$\left(d\sqrt{k_1^2 - \beta^2}\right) = \frac{\sqrt{\beta^2 - k_2^2}}{\sqrt{k_1^2 - \beta^2}}. \quad (19)$$

Su (14) ir (15) analogiškai turime:

$$-\left(d\sqrt{k_1^2 - \beta^2}\right) = \frac{\sqrt{\beta^2 - k_2^2}}{\sqrt{k_1^2 - \beta^2}}. \quad (20)$$

Iš (19) ir (20) β galime rasti skaitmeniškai arba grafiškai.

Grafinis sprendimas
Pakeičiame:

$$\xi = d\sqrt{k_1^2 - \beta^2}, \quad (21)$$

$$\eta = d\sqrt{\beta^2 - k_2^2}. \quad (22)$$

Tada (19) ir (20) bus:

$$\eta = \xi \tan \xi , \quad (23)$$

$$\eta = -\xi \cot \xi . \quad (24)$$

Apibrėžiame struktūros parametą V :

$$V = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} = d\sqrt{k_1^2 - k_2^2} = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} . \quad (25)$$

V apibrėžia fazinę konstantą β ir modas kaip vienintelis parametras.
Skaitmeninė apertūra:

$$A_N = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} ,$$

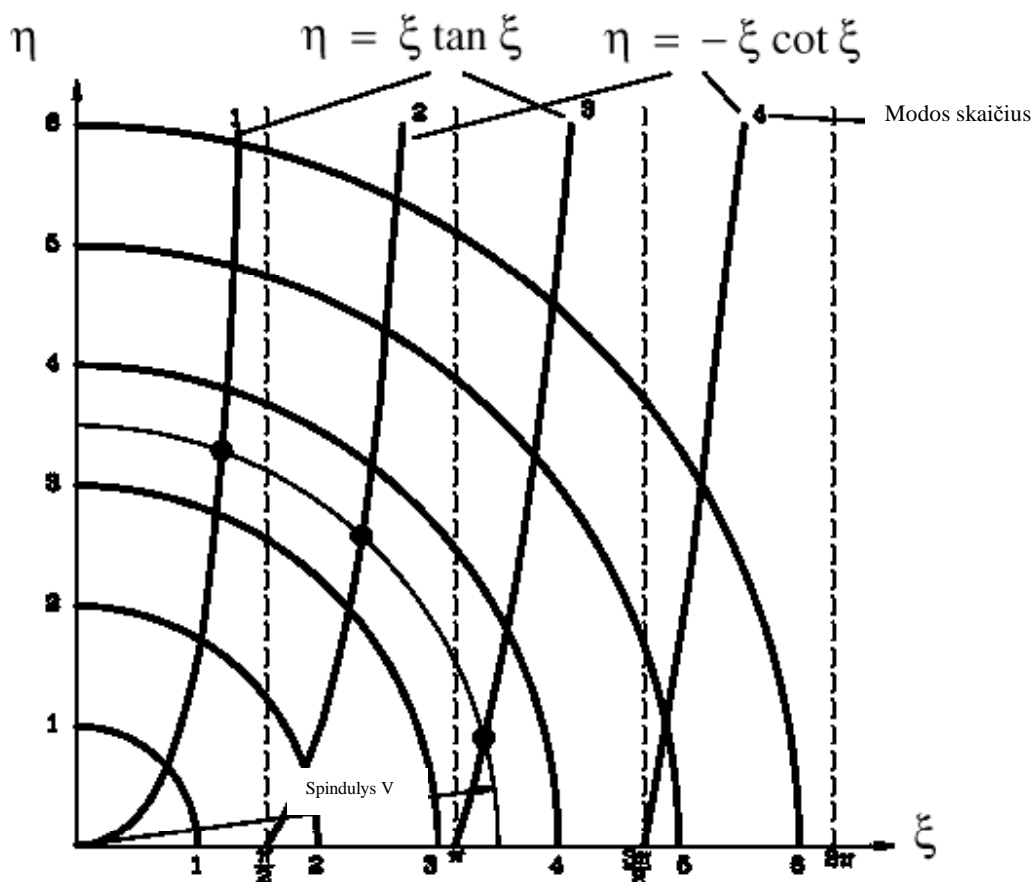
$$V = k_0 A_N d = \frac{2\pi d}{\lambda_0} A_N .$$

Grafinis sprendimas – (23) ir (24) lygčių grafinis atvaizdavimas.

Duotam V yra $\xi^2 + \eta^2 = V^2$ - o tai yra apskritimo lygtis.

Susikirtimo taškas tarp apskritimo spinduliu V nustato ξ ir η ir tuomet:

$$\beta^2 = k_1^2 - \frac{\xi^2}{d^2} = k_2^2 + \frac{\eta^2}{d^2} .$$



131 pav. Grafinis sprendimas.

Svarbiausios savybės

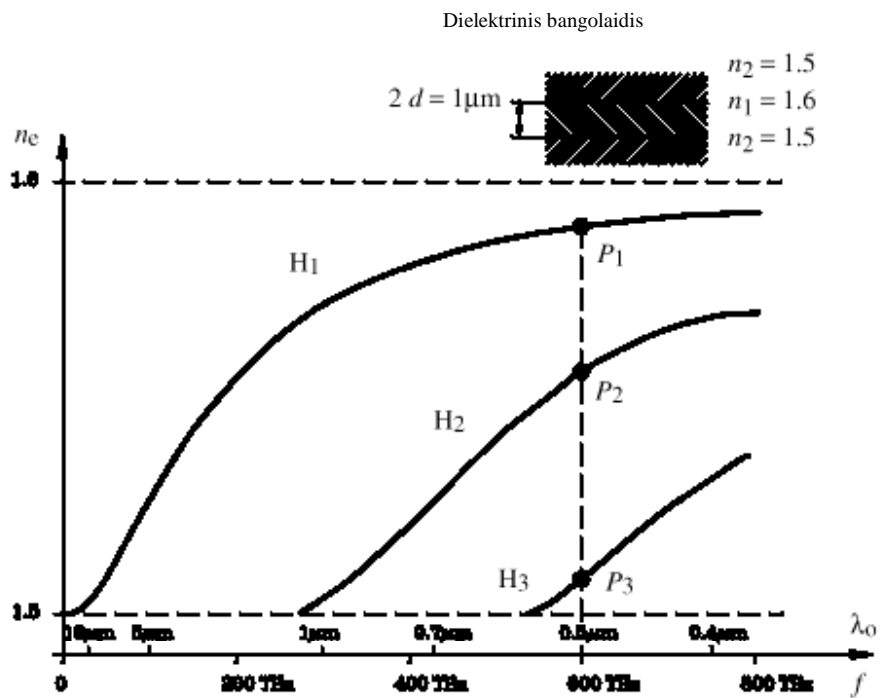
1. Struktūros parametras $V = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ nusako modų skaičių ir laukų pasiskirstymą.
2. H_1 moda gali sklirti net ir labai žemų dažnių. Dažniui mažėjant didėja išsiskverbimo gylis į 2 ir 3 sritis. Pastovus perėjimas į plokščią bangą su fazine konstanta $\beta \Rightarrow k_2$.
3. Didėjant dažniui β artėja prie k_1 ir banga koncentruojasi 1 srityje.
 $K_1 > \beta > k_2$.
4. Apibrėžime efektyvinį lūžio rodiklį:

$$n_e = \beta \frac{\lambda_0}{2\pi} \quad \left(\text{laisvai bangai : } \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n \right)$$

$$n_2 \leq n_e \leq n_1.$$

5. Kai $V > \pi/2$ sklinda H_2 moda, kai $V > \pi$ sklinda H_3 moda ir t.t.

Efektyvinis lūžio rodiklis



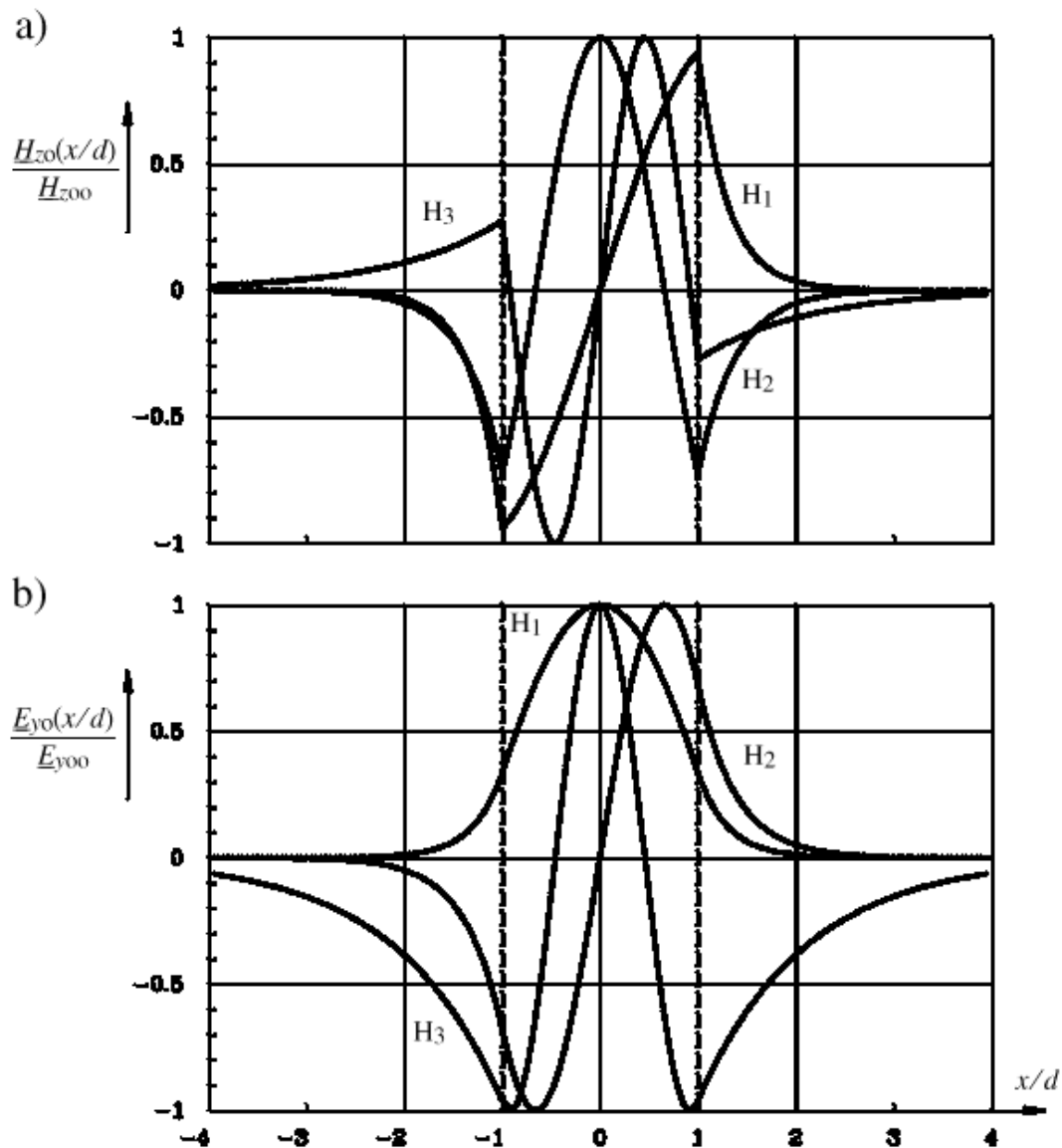
132 pav. Efektyvinis lūžio rodiklis.

$$V = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 3.5,$$

$$n_e = \frac{\beta\lambda_0}{2\pi} = \sqrt{n_2^2 + \left(\frac{\lambda_0\eta}{2\pi d}\right)^2}.$$

Lauko pasiskirstymas

Pavyzdžiui laikome, kad $V = 3,5$, Modos H_1 , H_2 ir H_3 .



133 pav. Lauko pasiskirstymas.

E laukas: kai $x = d$ yra E_{y0} ir $\frac{dE_{y0}}{dx}$ yra pastovūs.

Šviesolaidis: tai dielektrinis bangolaidis su staigiu lūžio rodiklio kitimu.

Spėjimas: apvalus šviesolaidis yra panašus į cilindrinį bangolaidį:

- laukas pasiskirstęs pagal Beselio funkcijas,
- nėra žemutinio ribinio dažnio.

Bet:

Grynos E modos $\Rightarrow E_{0n}$.

Grynos H modos $\Rightarrow H_{0n}$.

Indeksas 0 reiškia – nėra kampinės φ priklausomybės.

Visos kitos modos yra hibridinės EH_{mn} .

Teoriškai sunku suskaičiuoti.

Techniškai naudingi yra šviesolaidžiai su mažu lūžio rodiklio kitimu.

Tuomet modos yra artimos TEM modoms.

Esminis supaprastinimas:

$$\begin{aligned} E_{-0}(r, \varphi) &= [E_{-x_0}(r, \varphi), 0, 0] \\ H_{-0}(r, \varphi) &= [0, H_{-y_0}(r, \varphi), 0] \end{aligned}$$

Sąlyga mažam lūžio rodiklio kitimui:

$$\frac{\lambda_0}{n} \frac{\partial n}{\partial r} \ll 1. \quad (26)$$

Helmholco lygtis E_{x_0} :

$$\Delta_t E_{-x_0} = -k_c^2 E_{-x_0} = -(k^2 - \beta^2) E_{-x_0}. \quad (27)$$

Laplaso operatorius cilindrinėje koordinatėse sistemoje:

$$\frac{\partial^2 E_{-x_0}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_{-x_0}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_{-x_0}}{\partial \varphi^2} = -(k^2 - \beta^2) E_{-x_0}. \quad (28)$$

Atskiriame kintamuosius:

$$E_{-x_0}(r, \varphi) = F_{-r}(r) \cos(m\varphi). \quad (29)$$

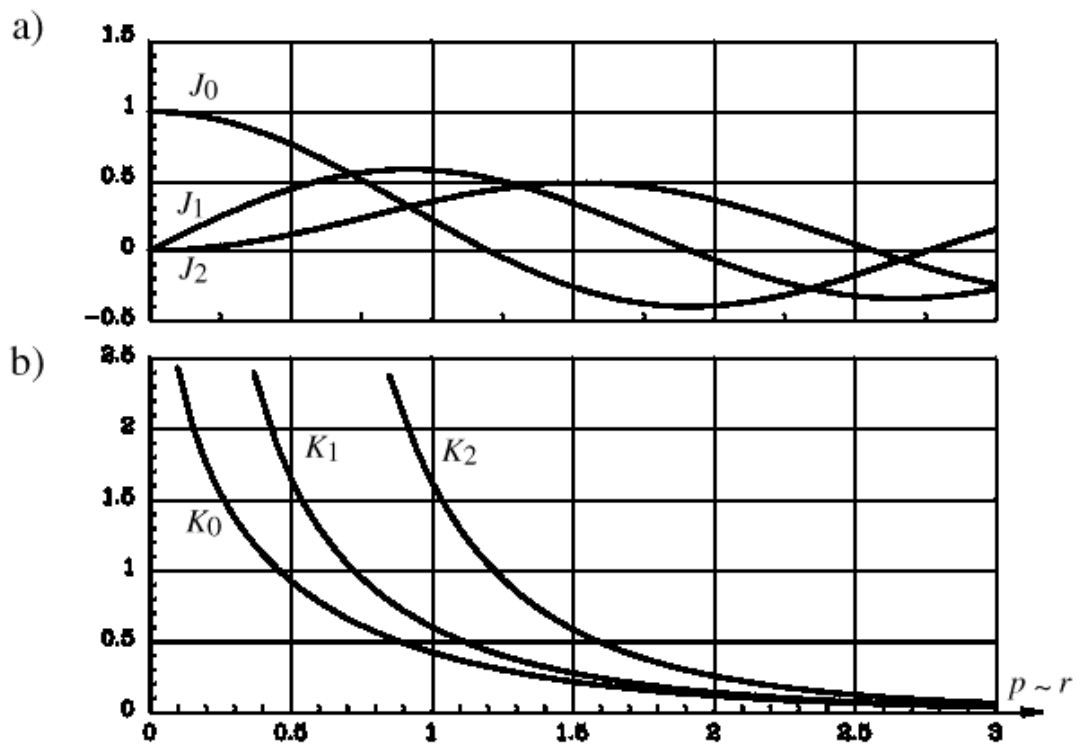
Įrašius į (28):

$$\frac{\partial^2 F_{-r}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F_{-r}}{\partial r} + \left(k^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F_{-r} = 0. \quad (30)$$

Bendru atveju k yra funkcija nuo r . Tada (30) galima išspręsti tik skaitmeniškai. Šviesolaidžiam, su staigiu lūžio rodiklio kitimu (26) lygtis netinka. Mažiems lūžio

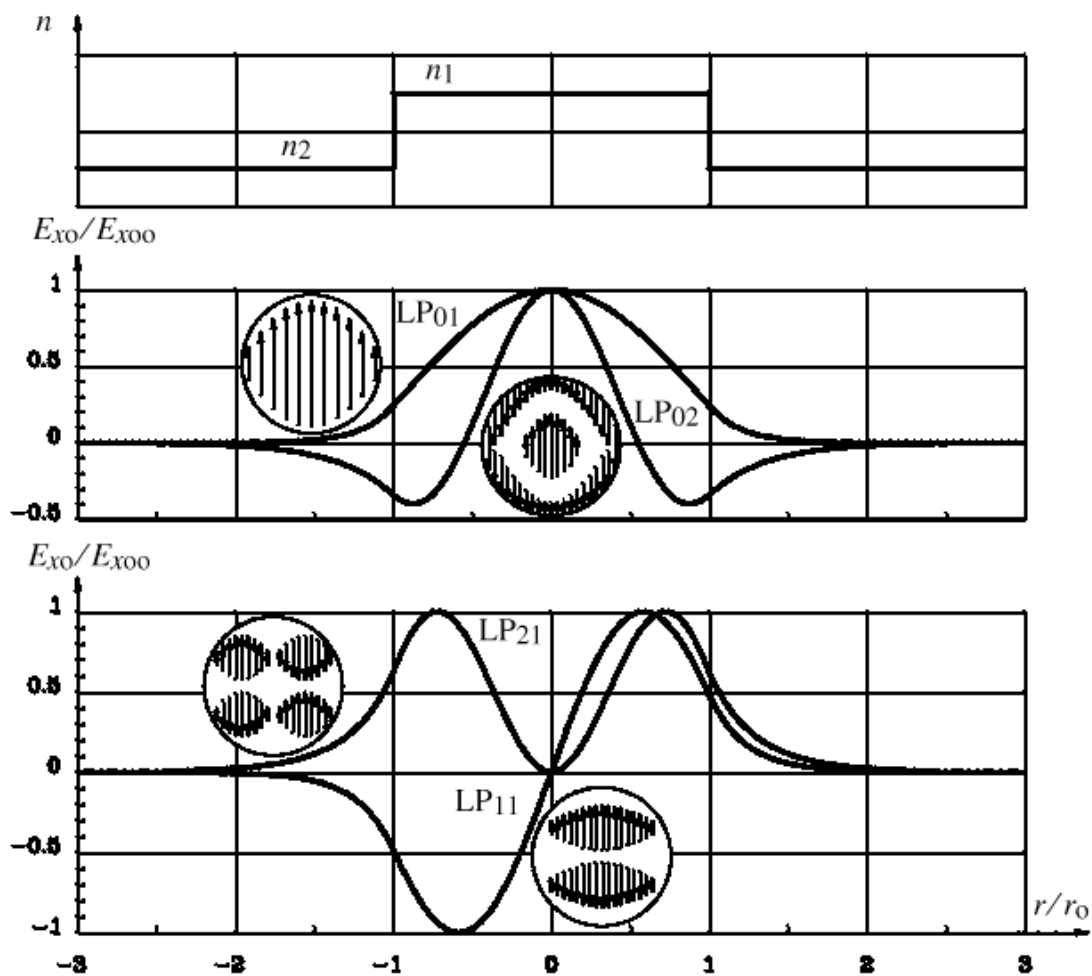
rodiklio pokyčiams $\delta_n = \frac{n_1 - n_2}{n_1} < 3\%$, TEM artinys yra gana tikslus ir tinkamas naudoti.

(30) lygties sprendiniai:



134 pav. a) Beselio funkcijos $J_m(p)$ branduolyje, b) modifikuotos Beselio funkcijos $K_m(p)$ apvalkale.

Lauko pasiskirstymas, kai $V = 5$.



135 pav. Lauko pasiskirstymas.

Modų žymėjimas

LP_{mn}

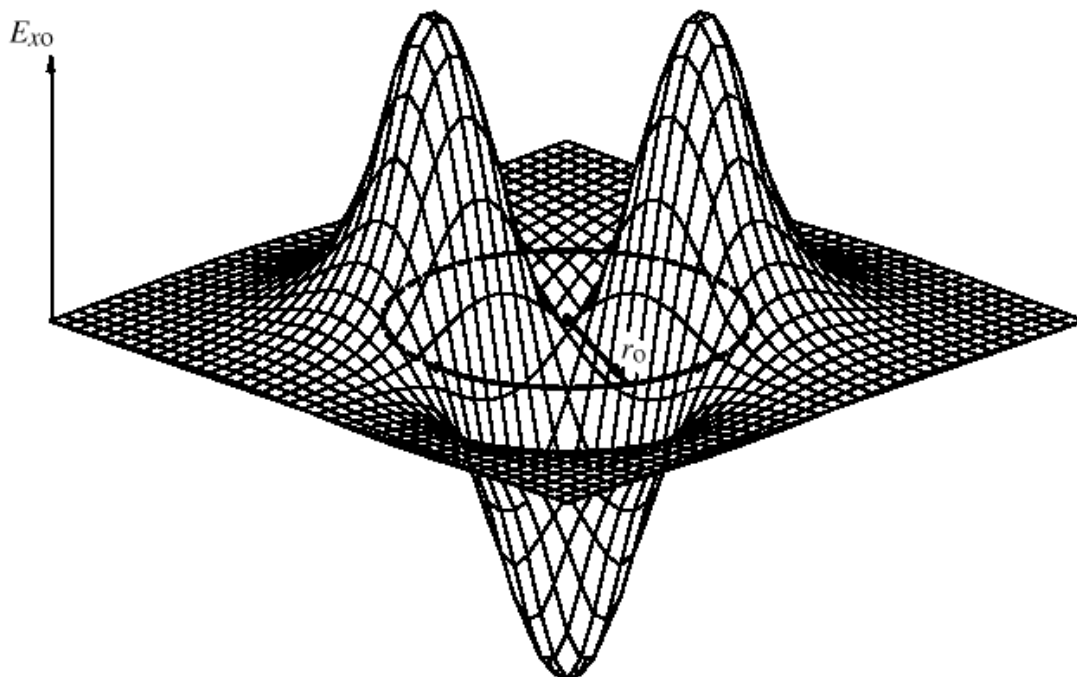
L – tiesiškai poliarizuota

m – intensyvumo maksimumų porų skaičius azimutaline kryptim.

n - intensyvumo maksimumų skaičius radialine kryptim.

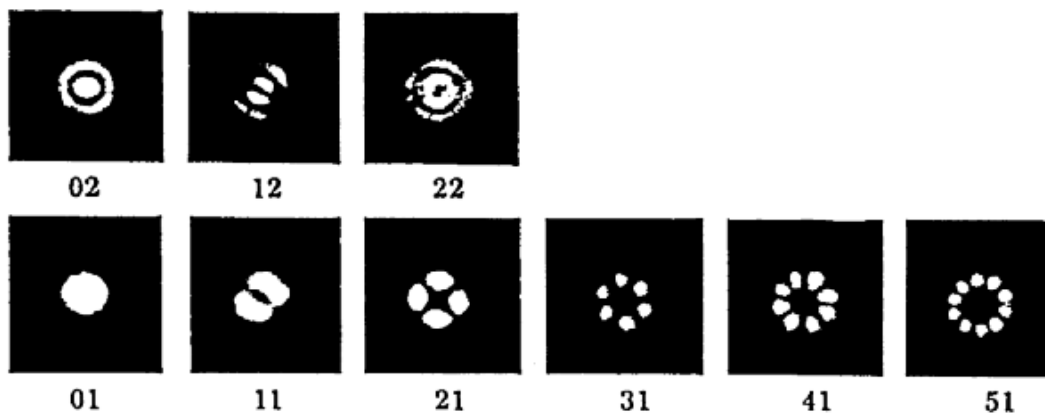
Modų nusakymas nėra griežtai vienareikšmiškas.

Dar gali būti: EP, TEM.



136 pav. Lauko pasiskirstymas LP₂₁ modai su $V = 5$, r_0 yra branduolio spindulys.

Šviesumas yra proporcingas intensyvumui, ir kartu E_t^2 . Tokiu būdu galima tiesiogiai stebėti modas (137 pav).



137 pav. Skirtingų modų pavyzdžiai.

Modų skaičius N ir sklidimo konstanta β yra nusakoma struktūriniu parametru V :

$$V = \frac{2\pi r_0}{\lambda_0} A_N . \quad (31)$$

Mažam lūžio rodiklio kitimui:

$$A_N = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1 \sqrt{2\delta_n} . \quad (32)$$

Normuotas lūžio rodiklio skirtumas:

$$\delta_n = \frac{n_1 - n_2}{n_1} .$$

Šviesolaidžiui su šuolišku lūžio rodiklio kitimu modų skaičius N yra (be išvedimo):

$$N \approx \frac{V^2}{4} . \quad (33)$$

Kiekviena moda gali būti dviejų poliarizacijų: E_x ir E_y .

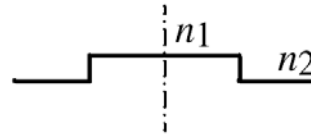
Sklidimo konstanta β

Sprendžiant diferencialinę (30) lygtį reikia rasti bent vieną protingą β vertę, kuri duotų “protingą” lauko pasiskirstymą.

β priklauso nuo bangos ilgio λ_0 .

β kitimas šviesolaidyje su staigiu lūžio rodiklio kitimu.

β kinta tokiose ribose:



$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \leq \beta \leq \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 .$$

Normuota β bus:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \right)^2 (1 - 2\delta_n) \leq \beta^2 \leq \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \right)^2 . \quad (34)$$

Pakeičiam:

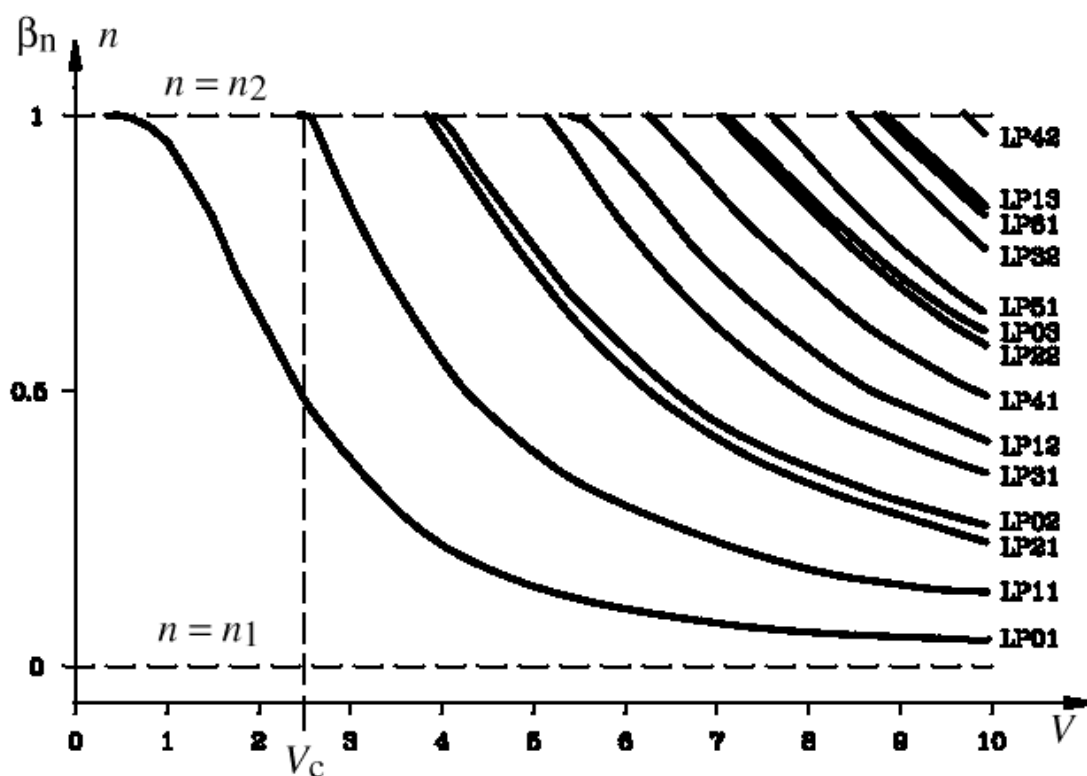
$$\beta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \right)^2 (1 - 2\delta_n \beta_n) . \quad (35)$$

β_n yra normuota sklidimo konstanta, kuri kinta ribose:

$$0 \leq \beta_n \leq 1 . \quad (36)$$

Tada fazinis greitis bus:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{\beta} = \frac{2\pi c_0}{\lambda_0 \beta} = \frac{c_0}{n_1 \sqrt{1 - 2\delta_n \beta_n}} . \quad (37)$$



138 pav. Sklidimo konstantos priklausomybė nuo struktūros parametro.

Svarbiausios šviesolaidžio su šuoliniu lūžio rodiklio kitimu savybės

LP₀₁ moda sklinda iki $\lambda = \infty$.

Efektinio lūžio rodiklio kitimo ribos yra:

$$n_2 \leq n_e \leq n_1,$$

$$n_e = n_1 \sqrt{1 - 2\delta_n \beta_n}.$$

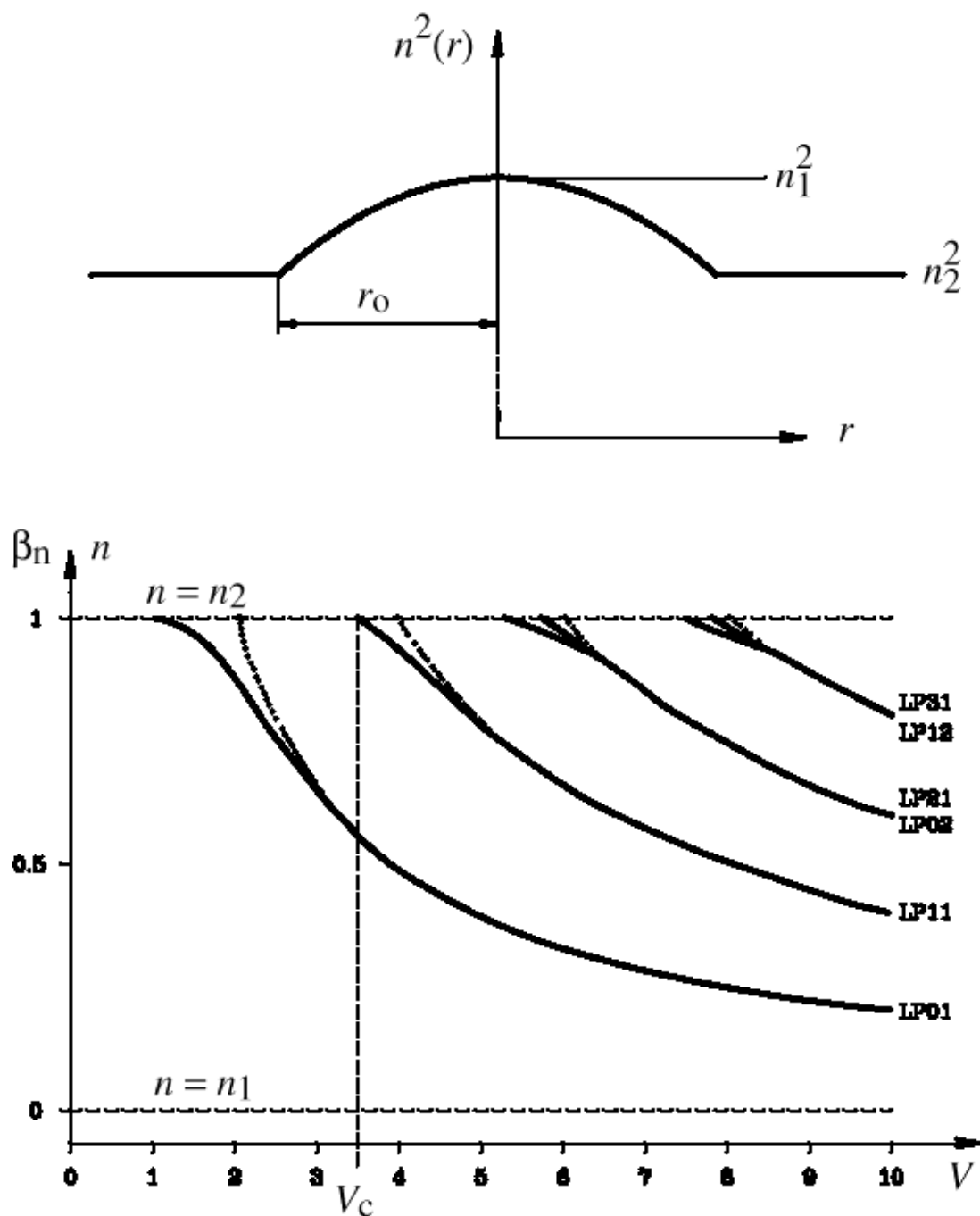
Šviesolaidis yra vienamodis kai $V < V_c = 2,4$.

Pavyzdys

Maksimalus diametras vienabangiam šviesolaidžiui kai $n_1 = 1,5$; $\delta_n = 1\%$, $\lambda_0 = 1,35 \mu\text{m}$. Tada iš (31) ir (32) :

$$2r_0 = \frac{V_c \lambda_0}{\pi n_1 \sqrt{2\delta_n}} = 4,9 \mu\text{m}.$$

Sklidimo konstanta šviesolaidžiui su gradientiniu lūžio rodiklio kitimu

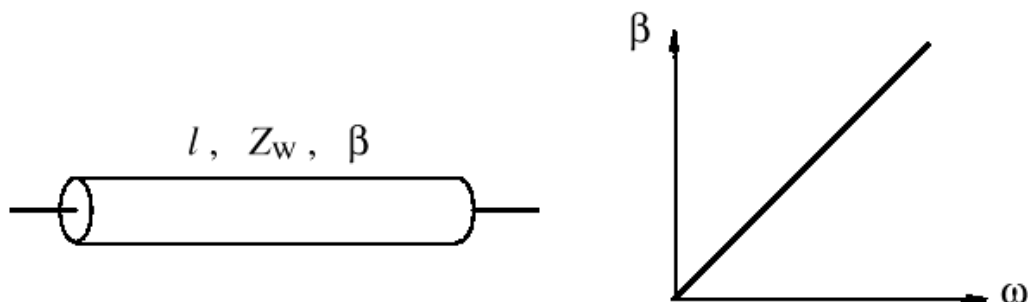


139 pav. β_n šviesolaidžiui su gradientiniu lūžio rodiklio kitimu. Punktyrinė linija – artinys

$$\text{su: } \beta_n = \frac{2m + 4n - 2}{V}.$$

Dispersija ir praėjimo laikas

Ideali linija be nuostolių:



$$E(z,t) = \text{Re} \left[E_{-0} e^{j(\omega t - \beta z)} \right],$$

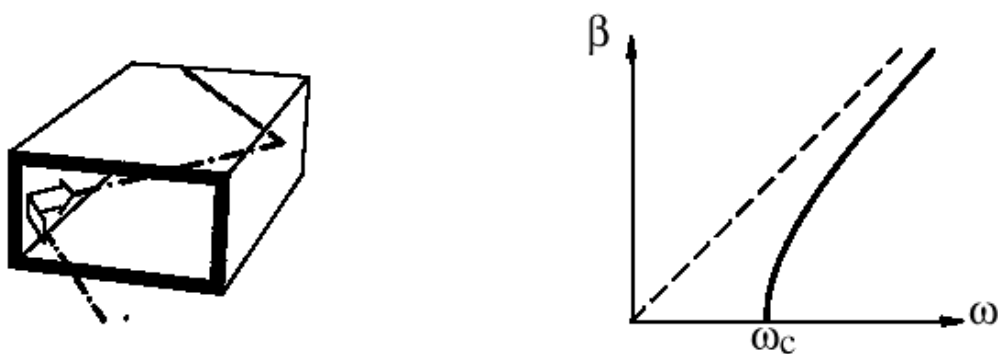
$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v}.$$

Banga sklinda greičiu:

$$v = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}.$$

Greitis nepriklauso nuo dažnio \Rightarrow signalas neiškraipomas (nėra dispersijos).

Stačiakampis bangolaidis



Greitis priklauso nuo dažnio \Rightarrow signale turint daugiau dažnių, signalas bus iškraipomas, bus dispersija.

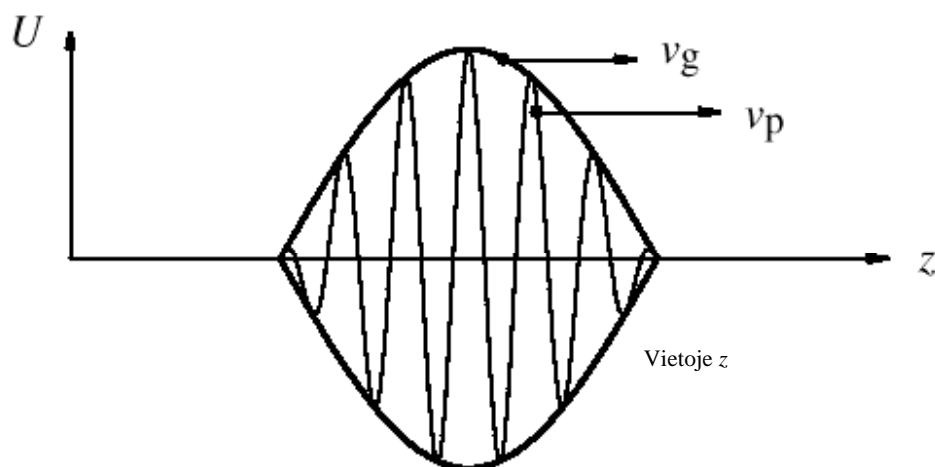
Fazinis ir grupinis greičiai.

Fazinis greitis:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta}. \quad (38)$$

Grupinis greitis:

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta}. \quad (39)$$



140 pav. Signalų sklaidimas. Fazinis ir grupinis greičiai.

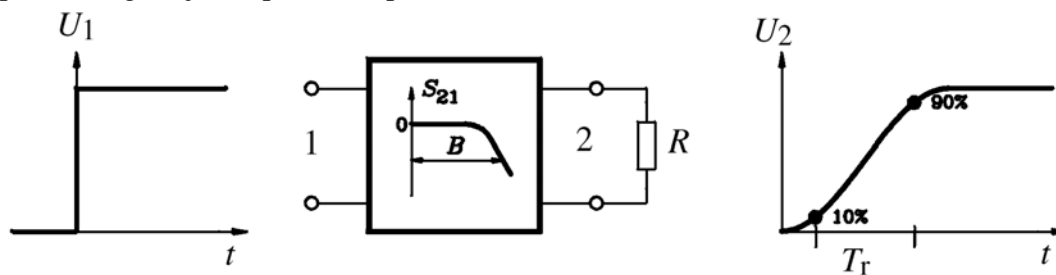
Signalų forma nesikeis, kai grupinis greitis bus lygus faziniam greičiui.

Gaubtinė bus išlaikyta, kai:

$$\frac{d\omega}{d\beta} = v_g = \text{konstanta (signalų dažnių juostos plotyje)}.$$

Impulsų iškraipymas

Paprastas nagrinėjimas praeinant pro aukštų dažnių filtrą.



B: 3 dB juostos plotis. Tada šuolio atsakas bus:

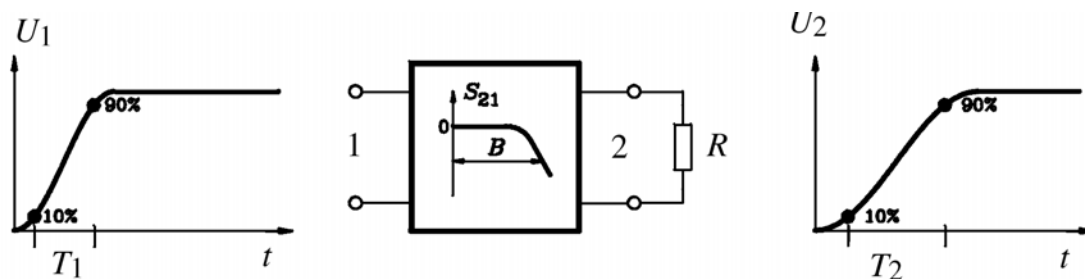
$$T_r \approx \frac{0.35}{B}. \quad (40)$$

Persiklojimas skirtingų frontų:

T_1 – įėjimo signalo frontas

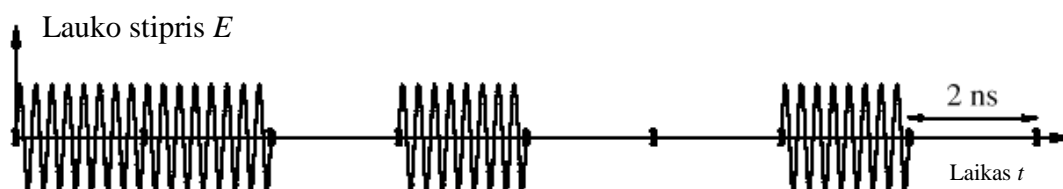
T_2 – išėjimo signalo frontas

T_r – filtro atsakas.



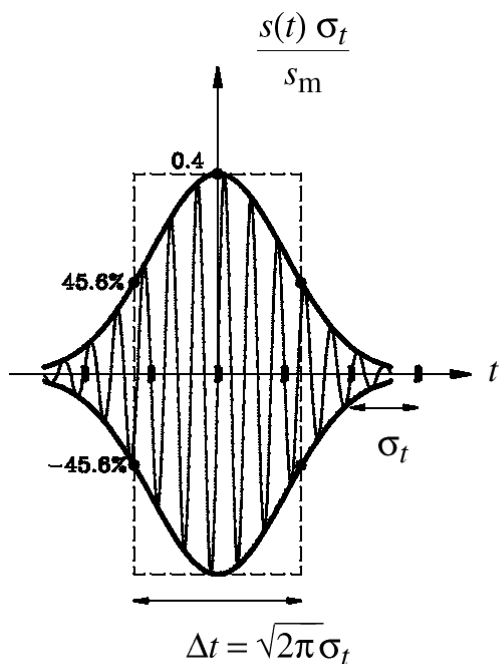
$$T_2 \approx \sqrt{T_1^2 + T_r^2} \approx \sqrt{T_1^2 + \left(\frac{0.35}{B}\right)^2}$$

Impulsų, su nešančiuoju dažniu, iškraipymas

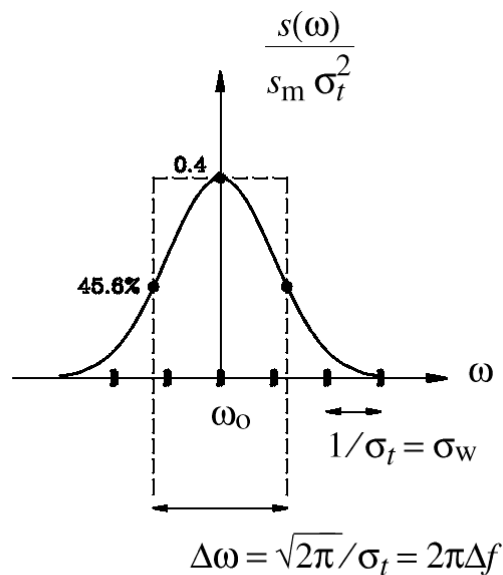


Nagrinėsime Gauso formos impulsą.

Laikinė charakteristika



Dažninė charakteristika



$$s(t) = \operatorname{Re} \left[\frac{s_m}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-t^2/(2\sigma_t^2)} e^{j\omega_0 t} \right], \quad s(\omega) = \frac{s_m \sigma_t}{\sqrt{2\pi}} e^{-(\omega-\omega_0)^2 \sigma_t^2 / 2},$$

Čia s_m impulso plotas,

σ_t impulso plotis.

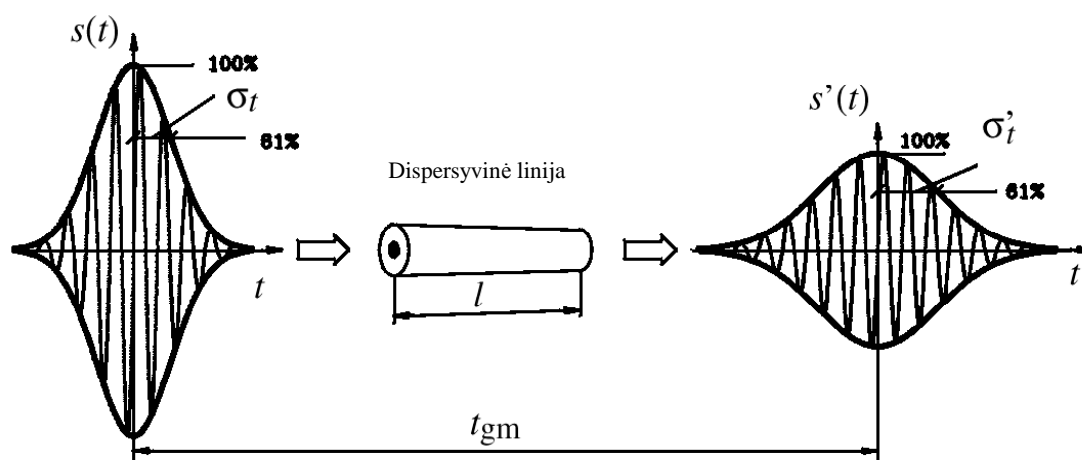
Gauso impulsas su impulso pločiu:

$$\Delta t = \sqrt{2\pi}\sigma_t \approx 2.5\sigma_t,$$

turi spektro plotį:

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t}.$$

Dispersija linijoje be nuostolių:



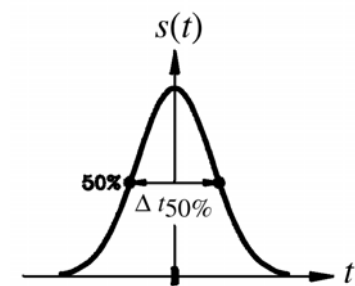
141 pav. Signalų iškreipimas.

Sklandant dispersyvinėje linijoje be nuostolių didėja tik impulso plotis.

$$\sigma'_t = \sqrt{\sigma_t^2 + \left(\frac{l}{\sigma_t} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right)}. \quad (43)$$

Analogiškai kaip ir su filtru.

Įprastas impulso pločio apibrėžimas:



Maximum).

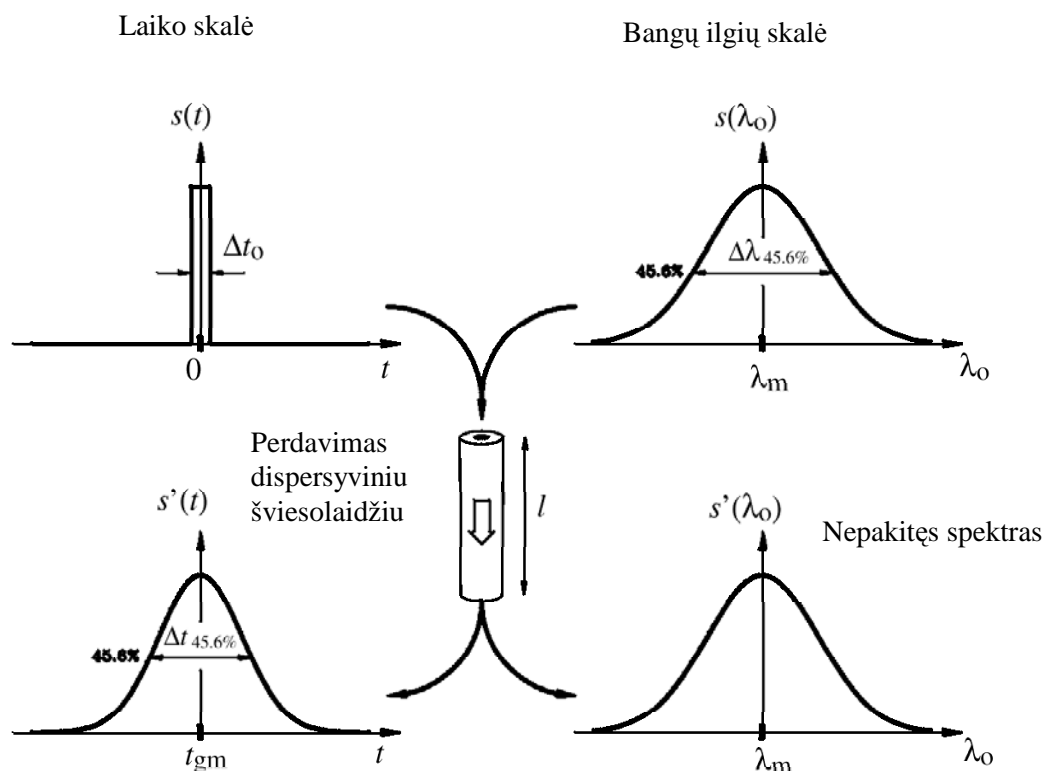
50% impulso pločio: $\Delta t_{50\%} = \text{FWHM}$ (Full Width Half

$$\Delta t_{50\%} \approx 2.4\sigma_t.$$

Platus dažnių spektras

Šviesos šaltiniai šviesolaidžiam spinduliuoja platų spektrą, kuris po moduliacijos dar paplatėja.

Rezultatas: Trumpų optinių impulsų dispersija kurie turi Gauso spektrą.



142 pav. Impulsų iškraipymas.

Impulso atsakas (kai $\Delta t_0 \ll \Delta t_{45.6\%}$):

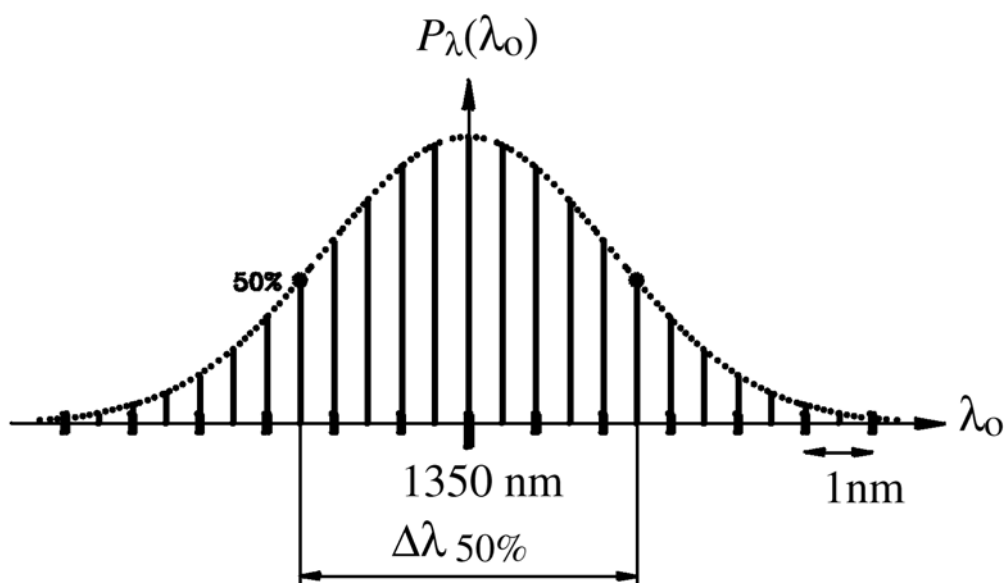
$$\Delta t_{45.6} \approx l \Delta \lambda_{45.6} \left. \frac{\lambda_m}{c_0} \frac{d^2 n}{d \lambda_0^2} \right|_{\lambda_m}, \quad (44)$$

su:

$$\Delta \lambda_{45.6} = \sqrt{2\pi} \sigma_\lambda.$$

Impulsų iškraipymas linijoje be nuostolių

Puslaidininkiniai lazeriai nėra idealūs šaltiniai šviesolaidžiams.



143 pav. Tipinis puslaidininkinio lazerio spektras.

$$\text{FWHM} = \Delta\lambda_{50\%} \approx 2,4\sigma_\lambda \approx 5 \text{ nm} \Rightarrow \Delta f = 800 \text{ GHz.}$$

Spektras sudarytas iš daugelio linijų, kurių gautinė yra gauso formos.

Tokio spektro aproksimacija:

$$P_\lambda(\lambda_0) = \frac{P_m}{\sqrt{2\pi}\sigma_\lambda} e^{-(\lambda_0 - \lambda_m)^2 / (2\sigma_\lambda^2)}. \quad (45)$$

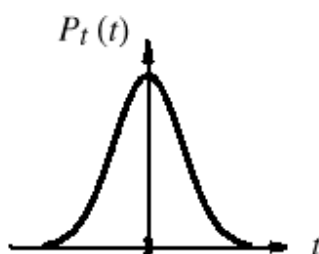
Visa galia:

$$P_{t0t} = \int_{-\infty}^{+\infty} P_\lambda(\lambda_0) d\lambda_0 = P_m.$$

Gauso integralas:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2 / (2\sigma^2)} dx = 1.$$

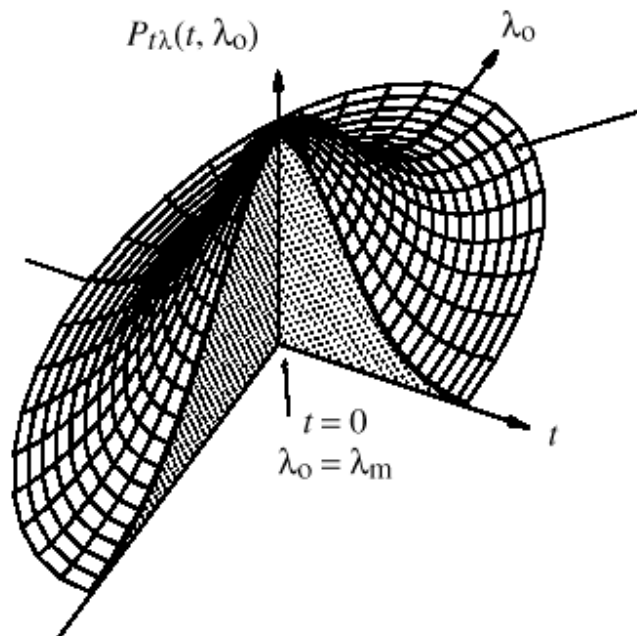
Optinis impulsas turintis gauso forma:



$$P_t(t) = \frac{W_m}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-t^2 / (2\sigma_t^2)}. \quad (46)$$

Visa impulso energija:

$$W_{t0t} = \int_{-\infty}^{+\infty} P_t(t) dt = W_m.$$



144 pav. Optinis impulsas kaip bangos ilgio ir laiko funkcija.

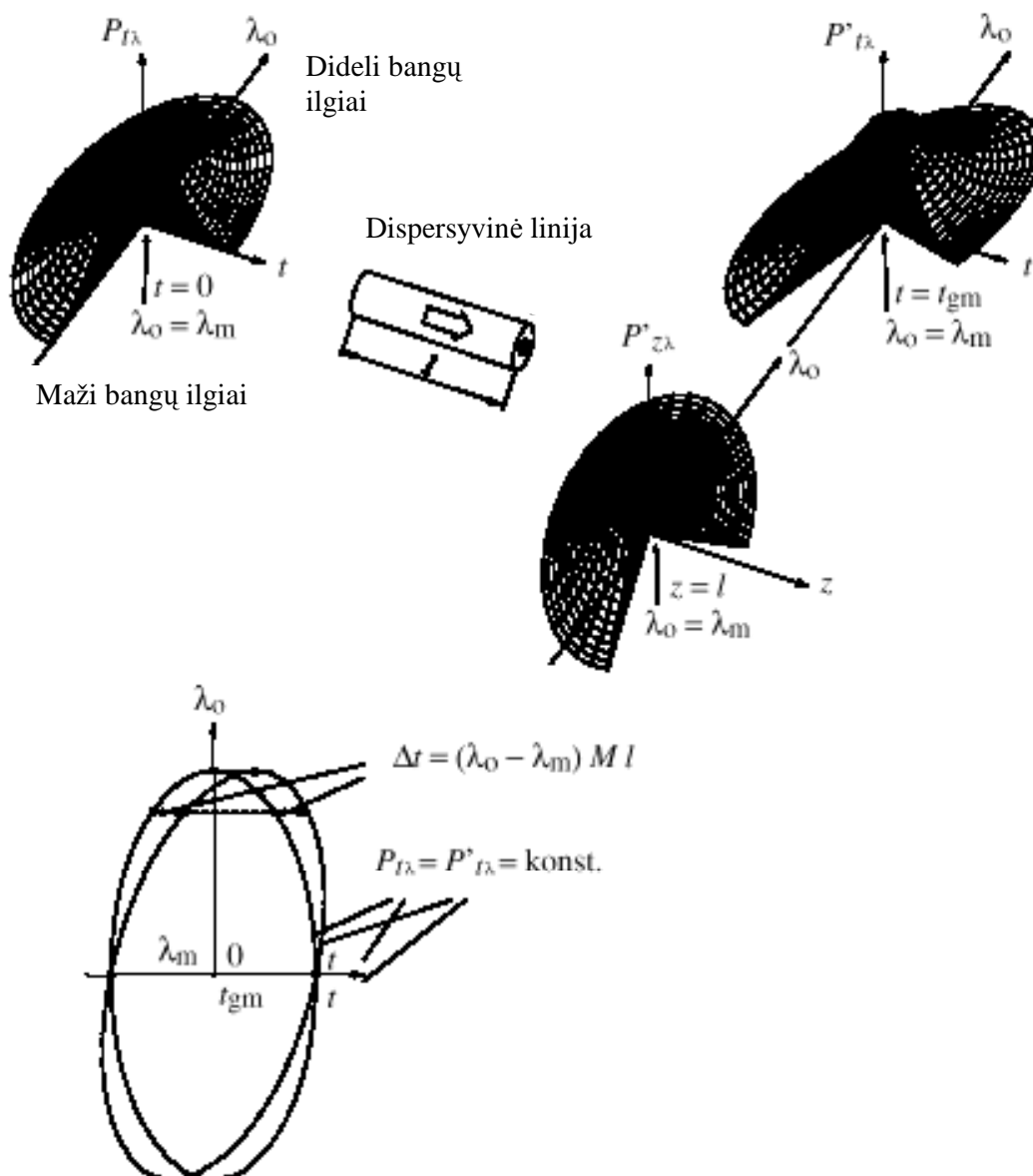
Pastovios galios tankio kreivė yra elipsė:

$$\frac{t^2}{\sigma_t^2} + \frac{(\lambda_0 - \lambda_m)^2}{\sigma_\lambda^2} = const,$$

$$P_{t\lambda}(t, \lambda_0) = \frac{W_m}{2\pi\sigma_t\sigma_\lambda} e^{-t^2/(2\sigma_t^2)} e^{-(\lambda_0 - \lambda_m)^2/(2\sigma_\lambda^2)}. \quad (47)$$

Gauso optinis impulsas dispersyvinėje linijoje

Tokioje linijoje impulsas bus iškraipomas (145 pav.).



145 pav. Impulso iškraipymas.

Didelių bangos ilgių dalis bus pastumta trumpų bangos ilgių atžvilgiu.

Gauso impulsas įeinantis į liniją:

$$P_{i\lambda}(t, \lambda_0) = \frac{W_m}{2\pi\sigma_t\sigma_\lambda} e^{-t^2/(2\sigma_t^2)} e^{-(\lambda_0 - \lambda_m)^2/(2\sigma_\lambda^2)}. \quad (48)$$

Išeinantis:

$$P'_{i\lambda}(t, \lambda_0) = \frac{W_m}{2\pi\sigma_t\sigma_\lambda} e^{-(t-t_g(\lambda_0))^2/(2\sigma_t^2)} e^{-(\lambda_0 - \lambda_m)^2/(2\sigma_\lambda^2)}. \quad (49)$$

Grupinis praėjimo laikas yra bangos ilgio λ_0 ir šviesolaidžio ilgio l funkcija.

Grupinis praėjimo laikas t_g kaip bangos ilgio λ_0 funkcija:

$$t_g(\lambda_0) = (\tau_{gm} + (\lambda_0 - \lambda_m)M)l = \tau_{gm} + (\lambda_0 - \lambda_m)Ml. \quad (50)$$

τ_{gm} specifinis grupinis laikas:

$$\tau_g = \frac{1}{v_g}, \text{ kai } \lambda_0 = \lambda_m.$$

t_{gm} grupinis praėjimo laikas $t_g = \tau_g l$, kai $\lambda_0 = \lambda_m$.

M dispersijos parametras:

$$M: M = \frac{d\tau_g}{d\lambda_0}, \text{ kai } \lambda_0 = \lambda_m.$$

Kaip vėliau bus parodyta:

$$M(\lambda_0) = -\frac{\lambda}{c_0} \frac{d^2 n}{d\lambda_0^2}.$$

Visų pirma mes domėsime laikiniu kitimu. Tada (49) lygtis turi būti suintegruota λ_0 atžvilgiu. Tam pakeisime eksponentes (49) lygtyje:

$$\begin{aligned} & \frac{-(t - t_g(\lambda_0))^2}{2\sigma_t^2} + \frac{-(\lambda_0 - \lambda_m)^2}{2\sigma_\lambda^2} = \\ & = \frac{-(t - t_{gm})^2}{2\sigma_t'^2} + \frac{-(\lambda_0 - \lambda'_m)^2}{2\sigma_\lambda'^2}. \end{aligned} \quad (51)$$

Tada galia linijos išėjime bus funkcija nuo laiko ir bangos ilgio:

$$P'_{t\lambda}(t, \lambda_0) = \frac{W_m}{2\pi\sigma_t\sigma_\lambda} e^{-(t-t_{gm})^2/(2\sigma_t'^2)} e^{-(\lambda_0-\lambda'_m)^2/(2\sigma_\lambda'^2)}, \quad (52)$$

su:

$$\lambda'_m = \lambda_m + \frac{(t - \tau_{gl})Ml}{\frac{\sigma_t^2}{\sigma_\lambda^2} + M^2 l^2},$$

$$\sigma_t' = \sqrt{\sigma_t^2 + M^2 l^2 \sigma_\lambda^2},$$

$$\sigma_\lambda' = \frac{\sigma_t \sigma_\lambda}{\sigma_t'}.$$

(52) lygties integravimas λ_0 atžvilgiu:

$$\begin{aligned} P'_t(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} P'_{t\lambda}(t, \lambda_0) d\lambda_0 = \\ &= \frac{W_m}{2\pi\sigma_t\sigma_\lambda} e^{-(t-t_{gm})^2/(2\sigma_t'^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\lambda_0-\lambda'_m)^2/(2\sigma_\lambda'^2)} d\lambda_0. \end{aligned}$$

Integralas λ_0 atžvilgiu yra gauso integralas su verte $\sqrt{2\pi}\sigma_\lambda'$.

Tuomet linijos gale turėsime gauso impulsą:

$$P_t'(t) = \frac{W_m}{\sqrt{2\pi}\sigma_t'} e^{-\frac{(t-t_{gm})^2}{2\sigma_t'^2}}. \quad (53)$$

Impulso plotis padidėjo:

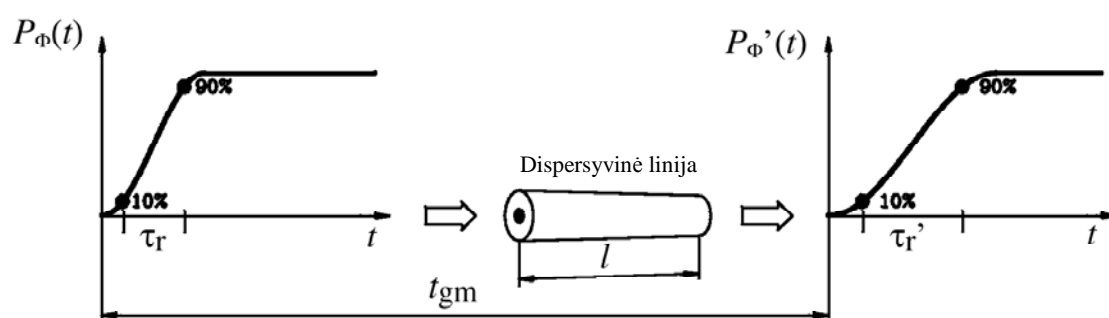
$$\sigma_t \Rightarrow \sigma_t' = \sqrt{\sigma_t^2 + M^2 l^2 \sigma_\lambda^2}. \quad (54)$$

Impulso aukštis sumažėjo. Kai $\sigma_t \ll Ml\sigma_\lambda$, bus:

$$\sigma_t' = Ml\sigma_\lambda = \sigma_{ii}, \quad (55)$$

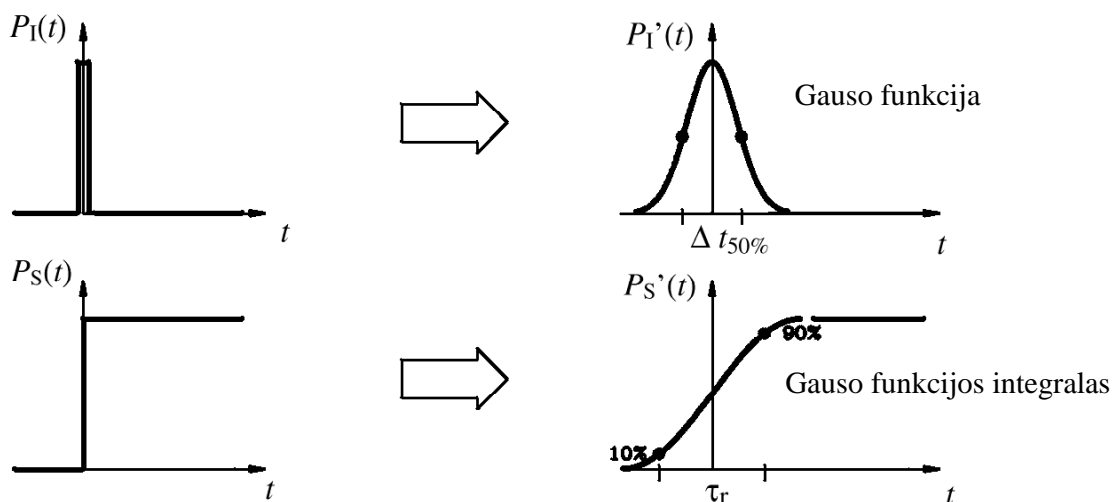
čia, σ_{ii} laikinis standartinis nukrypimas.

Impulso kraštų dispersija



Tai galime aprašyti:

$$P_\phi(t) = \frac{W_m}{\sigma_t} \int_{-\infty}^t G\left(\frac{\tau}{\sigma_t}\right) d\tau = \frac{W_m}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \int_{-\infty}^t e^{-\tau^2/(2\sigma_t^2)} d\tau.$$

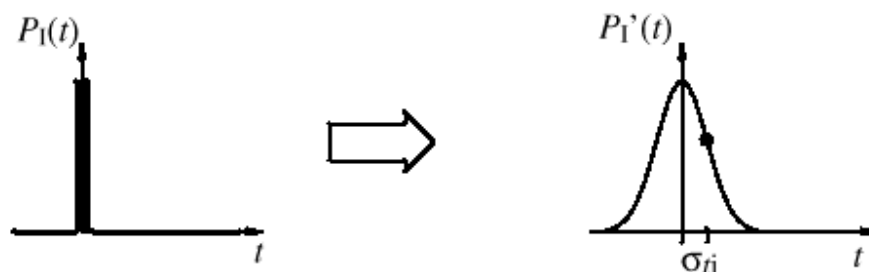


50 % impulso plotis: $\Delta t_{50\%} \approx 2,36 \sigma_t$.

10 % - 90 % kilimas $\tau_r \approx 2,56 \sigma_t$, su σ_t - standartinis nukrypimas $\Rightarrow \tau_r \approx \Delta t_{50\%}$.

Santrauka

1. Šviesolaidžio atsakas impulsui.



$$\sigma_{ii} = M l \sigma_{\lambda}$$

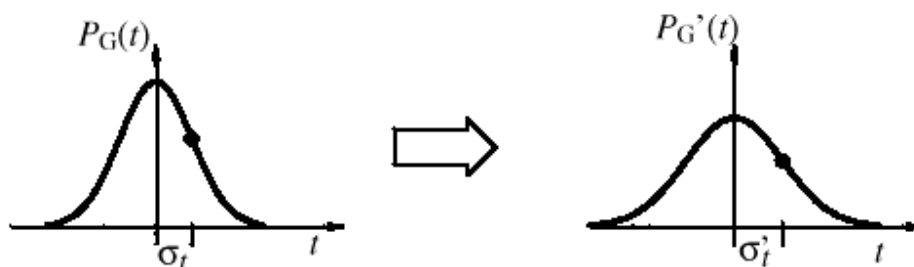
$$\Delta t_{50\%} \approx 2.36 \sigma_t$$

M – dispersijos parametras,

l – šviesolaidžio ilgis,

σ_{ii} – laikinis impulso atsako nukrypimas.

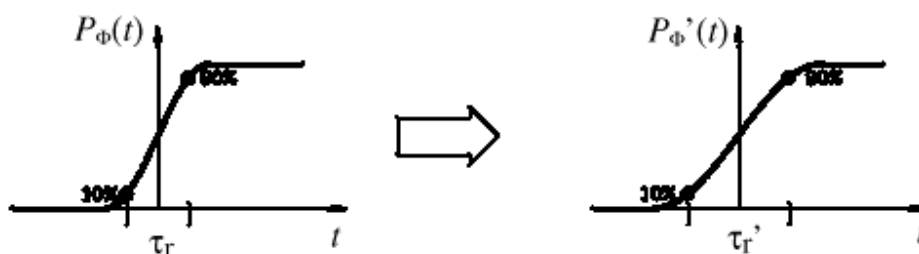
2. Gauso impulso dispersija.



$$\sigma_t' = \sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_{ii}^2},$$

čia σ_t – standartinis nukrypimas.

3. Impulso fronto dispersija.



$$\tau_r \approx 2.56$$

$$\tau_r' = 2.56 \sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_{ii}^2}$$

Dispersija sąlygota paties šviesolaidžio medžiagos

Dispersija yra nusakoma:

$$\frac{d^2 \beta}{d\omega^2}.$$

Kadangi lūžio rodiklis priklauso nuo dažnio ir tiesiogiai įeina į β , todėl dispersija priklauso ir nuo medžiagos, iš kurios pagamintas šviesolaidis.

Kita dispersija gali būti, kai sklinda kelios modos – modalinė dispersija.

Vienabangiam šviesolaidžiui bus tik medžiagos dispersija.

Tada lūžio rodiklis:

$$n: \beta = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} = \frac{\omega n}{c_0}.$$

Grupinis greitis:

$$t_g = \frac{d\beta}{d\omega} l = \frac{l}{c_0} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right). \quad (56)$$

kur λ_0 ir c_0 yra bangos ilgis ir šviesos greitis vakuume.

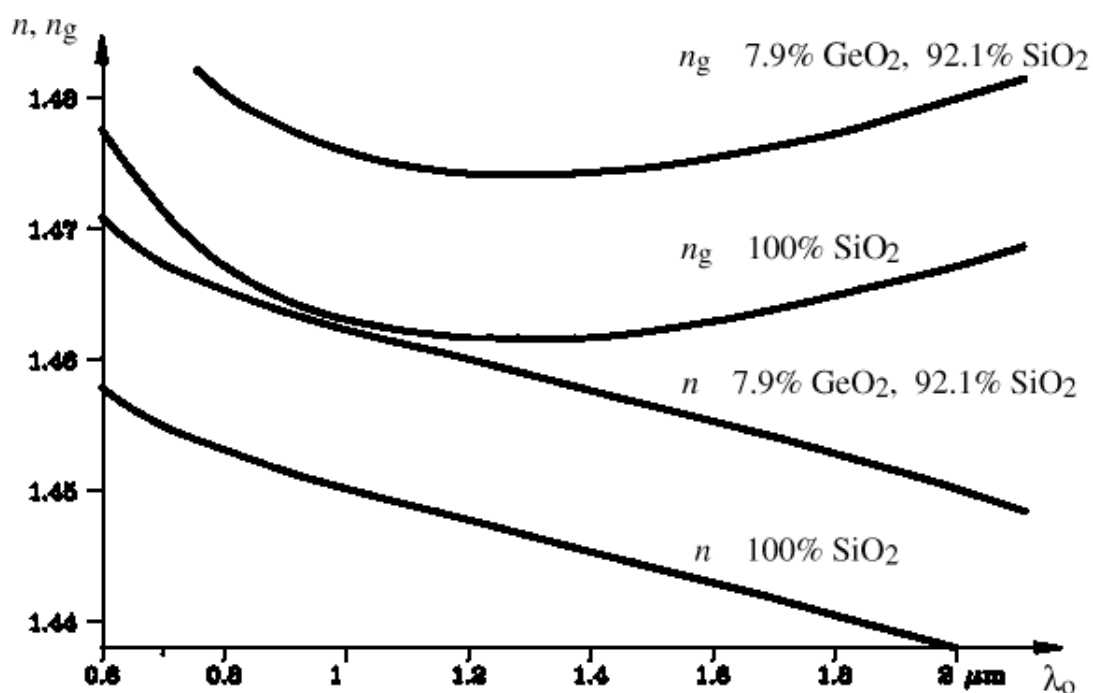
Grupinis lūžio rodiklis apibrėžiamas:

$$n_g = \frac{c_0}{l} t_g. \quad (57)$$

arba su $\omega = 2\pi c_0 / \lambda_0$ ir (56):

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0}. \quad (58)$$

Medžiagos dispersija



146 pav. Skirtingų stiklų lūžio rodiklio, grupinis lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio.

Dispersija yra nusakoma grupinio laiko skirtumais tam tikrame dažnių diapazone:

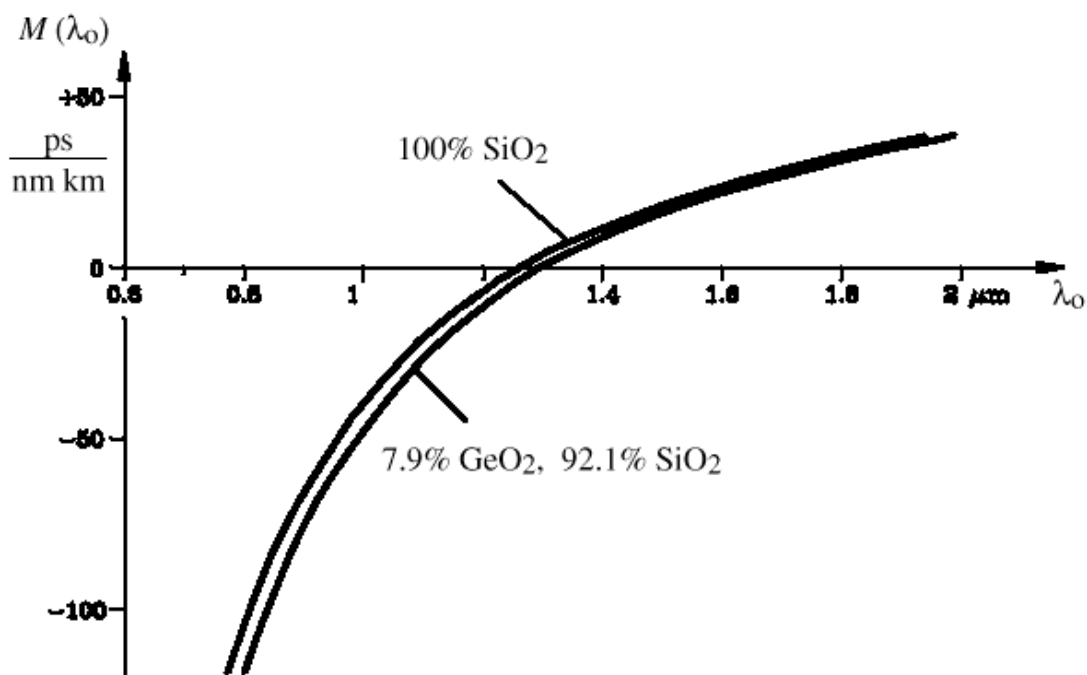
$$t_g - t_{gm} = (\lambda_0 - \lambda_m) \frac{dt_g}{d\lambda_0}.$$

Iš (50) ir (57):

$$\frac{dt_g}{d\lambda_0} = \frac{l}{c_0} \frac{dn_g}{d\lambda_0} = lM. \quad (59)$$

Medžiagos dispersijos parametras (jau naudotas (44)):

$$M(\lambda_0) = \frac{l}{c_0} \frac{dn_g}{d\lambda_0} = -\frac{\lambda_0}{c_0} \frac{d^2n}{d\lambda_0^2}. \quad (60)$$



147 pav. Medžiagos dispersijos parametras skirtingiems stiklams.

Optimalus bangos ilgis su minimalia dispersija yra $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$.

Pavyzdžiai.

1. Šviesos šaltinis GaAs – LED, $\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda_{50\%} = 40 \text{ nm}$,
 $\Rightarrow M(\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}) = -100 \text{ ps} / (\text{nm km})$,
 $\Rightarrow \Delta t_{50\%} / l = 4 \text{ ns} / \text{km}$,
 Maksimalus duomenų perdavimo greitis $100 \text{ Mb/s} \bullet \text{km}$.

2. Šviesos šaltinis GaAs – LED, $\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda_{50\%} = 2 \text{ nm}$,
 $\Rightarrow M(\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}) = -100 \text{ ps} / (\text{nm km})$,
 $\Rightarrow \Delta t_{50\%} / l = 0,2 \text{ ns} / \text{km}$,
 Maksimalus duomenų perdavimo greitis $2 \text{ Gb/s} \bullet \text{km}$.

Esant optimaliam bangos ilgiui aukštesnės išvestinės $\frac{d^n \beta}{d\omega^n}$, $n > 2$, nusako praėjimo laiko iškraipymus.

Optinis šviesolaidis su mažu lūžio rodiklio kitimu

Tai gradientinis šviesolaidis su paraboliniu lūžio rodiklio profiliu.
 Paprastai branduolys yra $2r_0 = 50 \mu\text{m}$.

Skaitmeninė apertūra $A_N = 0,2$ (iš (32) lygties).

Lūžio rodiklis $n_1 = 1,5$.

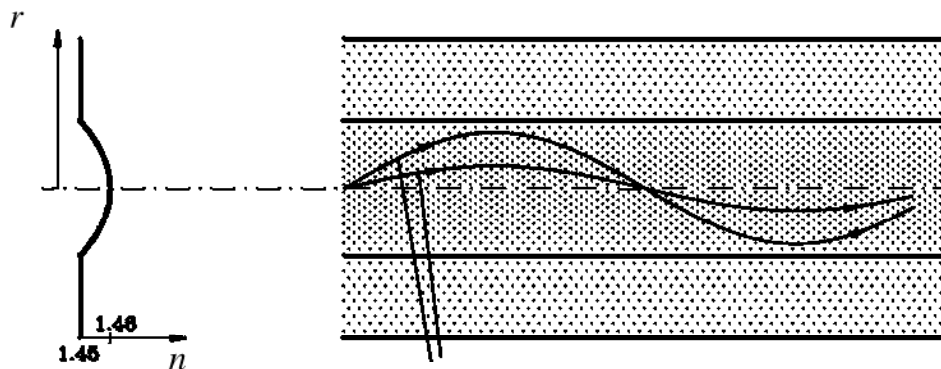
Normuotas lūžio rodiklio skirtumas $\delta_n = 0,009$ (iš (32) lygties).

Tada:

Modų skaičius N (pagal (31) ir (33) lygtis):

$$N = 342 \text{ su } V = 37 \text{ ir } \lambda_0 = 0,85 \text{ } \mu\text{m},$$

$$N = 144 \text{ su } V = 24 \text{ ir } \lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}.$$



Tas pats praėjimo laikas skirtingoms trajektorijoms

148 pav. Spindulių eiga gradientiniame šviesolaidyje:

Santrauka

- E/M banga sklinda dėka lūžio rodiklio gradiento: $n_{brandulio} > n_{apvalkalo}$.
- Teoriškai banga sklinda iki $f = 0$.
- Banga yra koncentruota tik branduolyje kai $V > 1$ arba $\lambda_0 < 2\pi r_0 \sqrt{2\delta_n}$.
- Vienbangis šviesolaidis: dispersija pagrinde sąlygota medžiagos, minimali dispersija kai $\lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$, slopinimas $< 0,5 \text{ dB/km}$ kai $\lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$.
- Taikymas, su $\lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$, šaltinis – lazeris.

Daugiabangis šviesolaidis:

Parabolinis lūžio rodiklio profilis, kad minimizuoti bangolaidžio dispersiją,

Slopinimas kaip ir vienbangiam šviesolaidžiui.

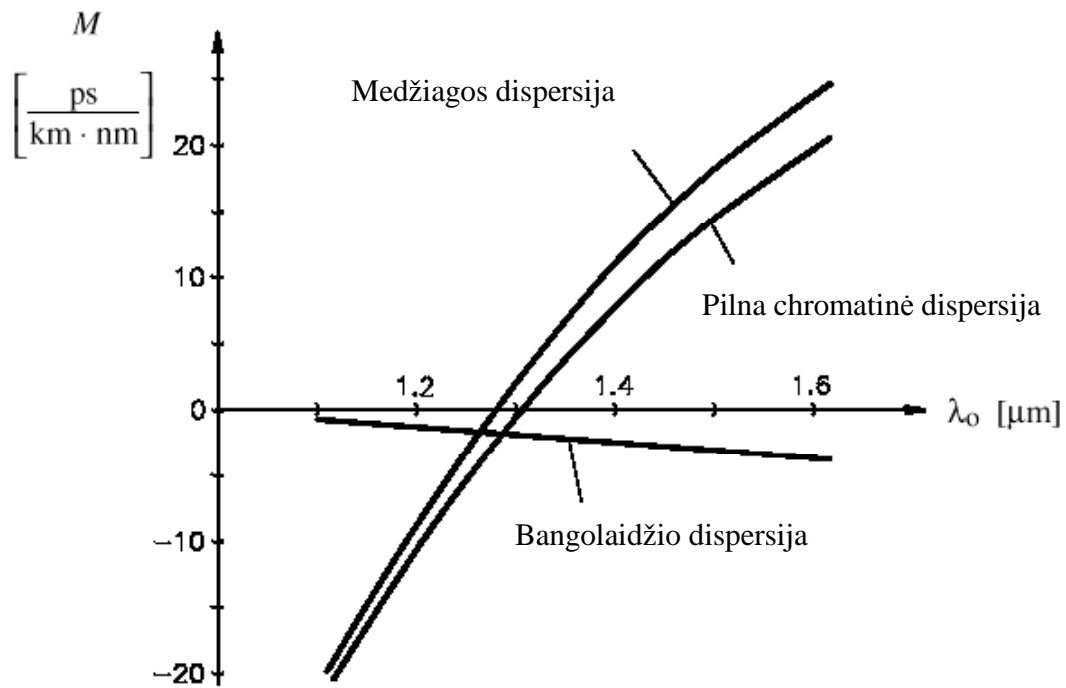
Taikymas: trumpais atstumais ($< 1 \text{ km}$), $\lambda_0 = 0,8 \text{ } \mu\text{m}$ arba $\lambda_0 = 1,3 \text{ } \mu\text{m}$. Šaltinis – LED arba lazeris.

Optimizuotas šviesolaidis (mažiausia dispersija)

Medžiagos dispersija:

$$M(\lambda_0) = -\frac{\lambda_0}{c_0} \frac{d^2 n}{d\lambda_0^2}.$$

Plius bangolaidžio dispersija. Sumoje turime:



149 pav. Dispersija šviesolaidyje.

Minimali dispersija kai $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$, o minimalus slopinimas kai $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$.

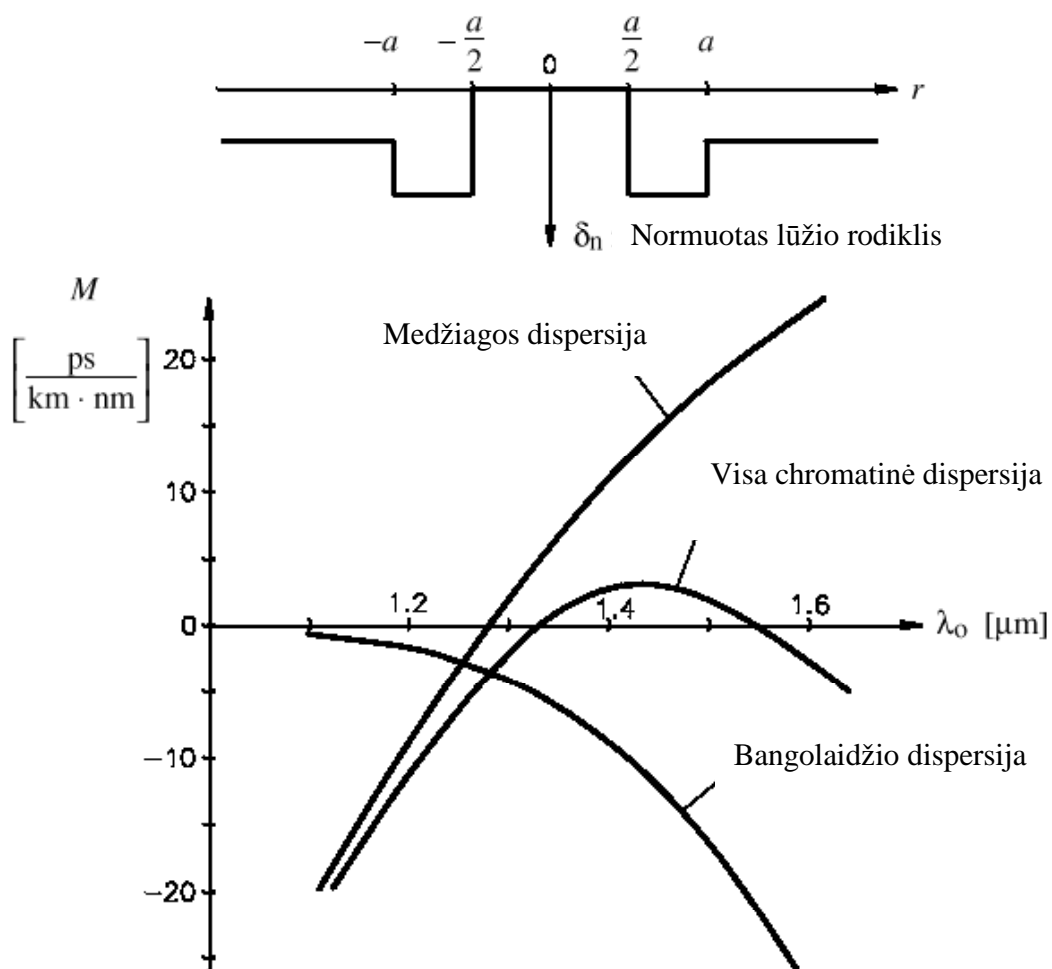
Noras: pilna chromatinė dispersija $M = 0$, ir minimalus slopinimas.

Kaip tą gauti? Atsakymas:

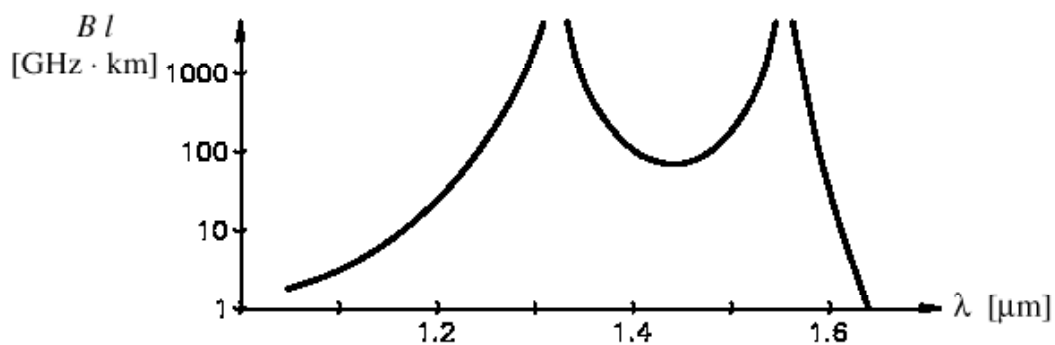
Šviesolaidžių optimizavimas.

Lūžio rodiklio profilis pakeičiamas.

Toks šviesolaidis – optimizuotas, ir yra gaunama antra $M(\lambda_0)$ šaknis.

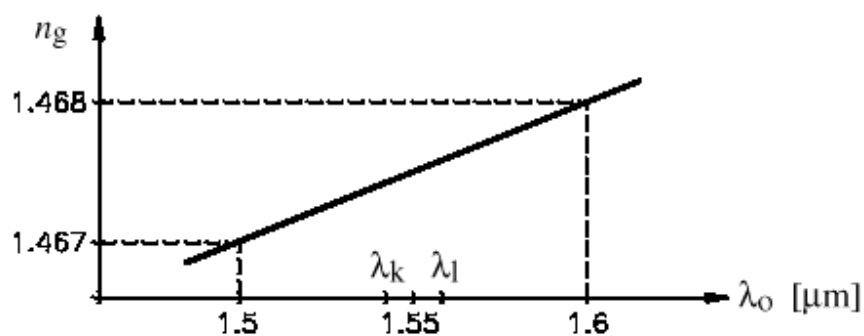


Juostos plotis – linijos ilgio rezultatas Bl



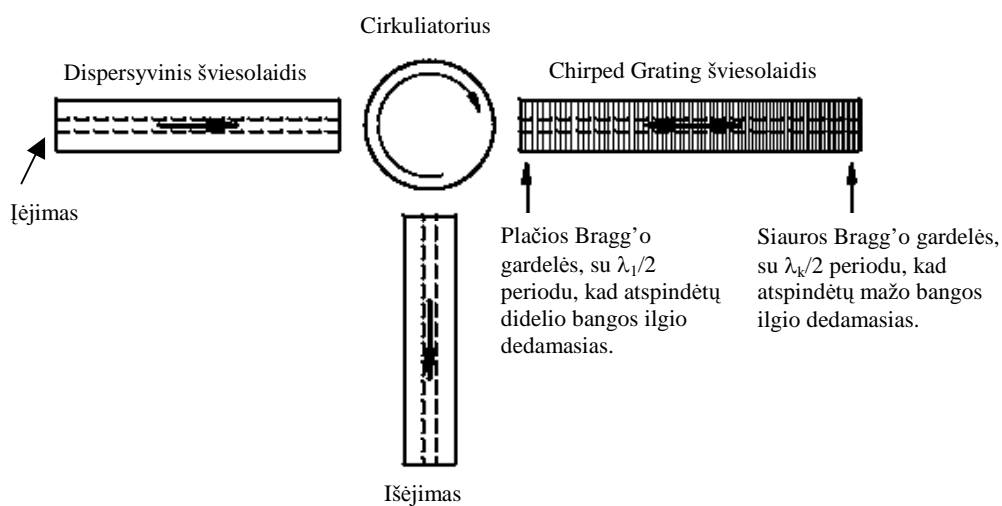
150 pav. Optimizuota šviesolaidis.

Su jau paklotais šviesolaidžiais dispersija lieka. Sprendimas: dispersijos kompensacija panaudojant kitą bangos ilgį $\lambda_0 = 1,55$ μm .



151 pav. Grupinis lūžio rodiklis.

Ilgabangės signalo komponentės bus pastumtos trumpabangių atžvilgiu. Išvengti šio efekto – naudojama kompensacija – šviesolaidis su Chirped Grating (šviesolaidis su atspindžiu priklausančiu nuo bangos ilgio).



152 pav. Kompensacija.

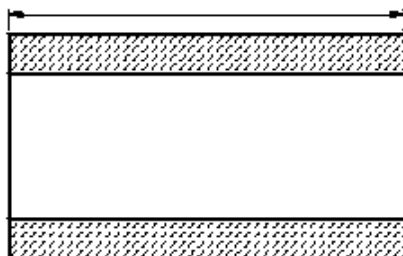
Grating (periodinė struktūra) šviesolaidyje yra įdeginama lazeriu.

Šviesolaidžio gamyba

CVD – Chemical vapor deposition.

CVD - procesas

Stiklo vamzdis, 1 metras

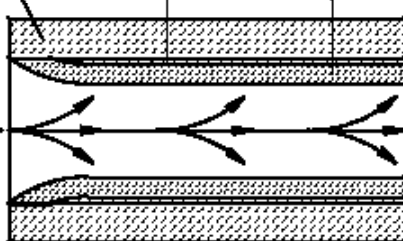


Nusodinimas

SiO₂ SiO₂-B₂O₃ SiO₂-GeO₂

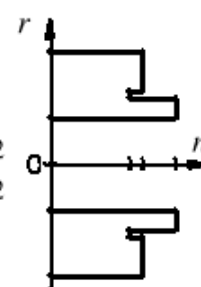
Dujų įpūtimas:

- ① SiCl₄+BCl₃+O₂
- ② SiCl₄+GeCl₄+O₂



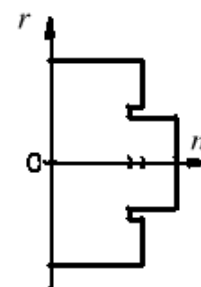
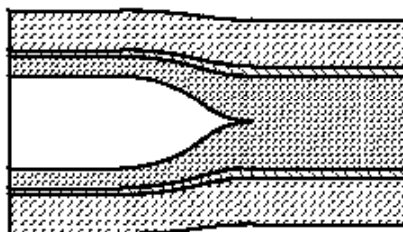
- ① Cl₂+O₂
- ② Cl₂+O₂

Lūžio rodiklis



Iš vamzdžio padaromas strypas.

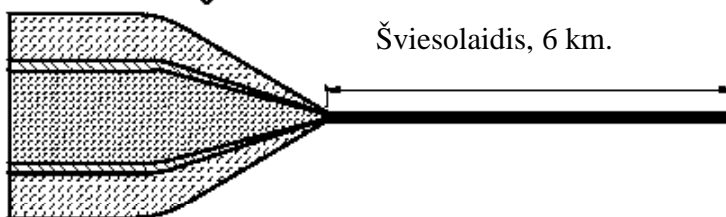
1600 °C



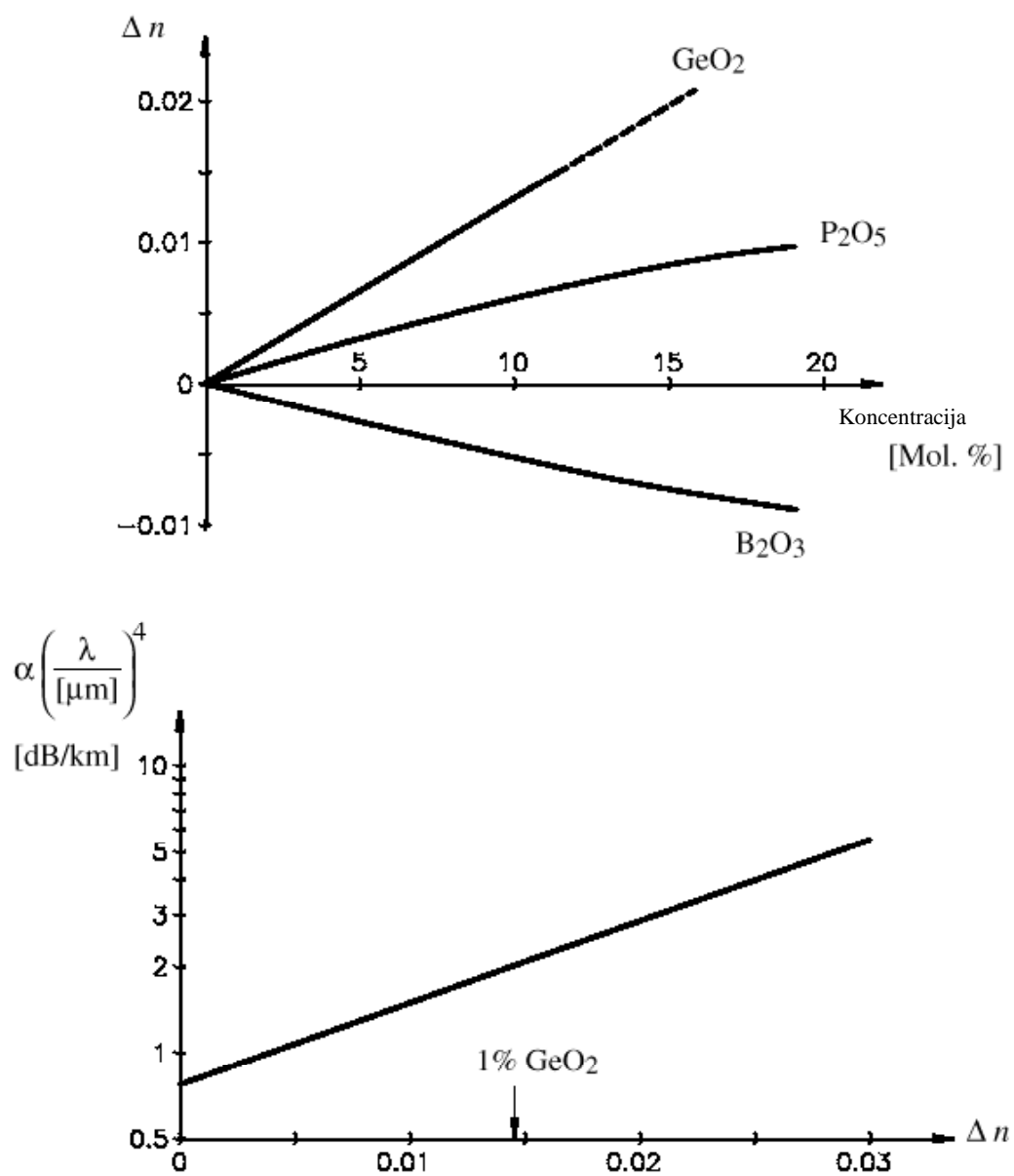
2000 °C



Šviesolaidžio ištempimas.



153 pav. Šviesolaidžio gamyba.



154 pav. Lūžio rodiklio ir slopinimo priklausomybė nuo priemaišų koncentracijos.

Rekomenduojama literatūra

1. V.Kybartas, V.Šugurovas, "Elektrodinamika," Mokslas, Vilnius, 439, 1977.
2. A.Matulis, "Elektrodinamika," Ciklonas, Vilnius, 275, 2001.
3. <http://www.ifh.ee.ethz.ch/Microwave/teaching.html>
4. D.K.Misra, "Radio-frequency and microwave communication circuits," John Wiley & Sons, Inc., New York, 577, 2001.
5. А.М.Калашников, Й.В.Степук, "Основы радиотехники и радиолокации," I часть, Колебательные системы, 124 - 207.

Turinys

Įvadas	2
I Skyrius	
Cilindrinės linijos ir Smith'o diagrama	8
Linijos modelis	10
Linijos be nuostolių ekvivalentinė schema	11
Linijos be nuostolių telegrafinės lygtys	12
Įtampa, srovė ir banginė varža	14
Linijos su nuostoliais telegrafinės lygtys	14
Bangų sklidimas linijoje su nuostoliais	16
Perdavimo linija su šaltiniu ir apkrova	19
Impedanso transformacija ir Smith'o diagrama	25
II Skyrius	
Įvairios perdavimo linijos	41
Koaksialinė linija	41
Dvilaidė linija	57
Juostelinė linija	58
Atskiri linijų su nuostoliais atvejai	61
III Skyrius	
Įvadas į bangolaidžių teoriją	71
Greitis ir bangos ilgis	79
Bangolaidžių teorija	85
Apvalusis bangolaidis	91
Juostelinė linija	97
IV Skyrius	
Rezonatoriai	109
Juostelinės linijos rezonatoriai	110
Tūriniai rezonatoriai. Stačiakampis tūrinis rezonatorius	117
Dielektrinis rezonatorius	117
V Skyrius	
Šviesolaidis	122
Bangų sklidimas šviesolaidyje	125
Dispersija ir praėjimo laikas	140
Šviesolaidžio gamyba	157
Rekomenduojama literatūra	160
Turinys	161