

## IX SKYRIUS

## ŠVIESOS SKLIDIMAS JUDANČIOSE TERPĖSE

Prieš nagrinėdami judančiųjų terpių optinius reiškinius, trumpai pa-nagrinėsime šviesos greičio matavimo metodus. Šviesos greitis priklauso svarbiausioms fizikos konstantoms, kurios vadinamos pagrindinėmis (fundamentaliosiomis). Nė viena konstanta neturi tokios pagrindinės reikšmės teorinėje ir eksperimentinėje fizikoje, kaip šviesos greitis. Šviesos greičio kaip fizikinės konstantos reikšmė susijusi su jos invariantiškumu keičiant at-skaitos sistemas. Šviesos greitis vakuume – ribinis bet kokių fizikinių po-veikių sklidimo greitis, o terpėje priklauso nuo dažnio. Labai didelė praktinė reikšmė. Tiksliai jos vertė reikalinga radijo ir šviesos lokacijoje, matuojant at-stumus nuo Žemės iki kitų planetų, valdant palydovus ir kosminius laivus. Šviesos greičio nustatymo užduotis priklauso svarbiausioms optikos (ir fizi-kos bendrai) problemoms.

## 9.1. ŠVIESOS GREIČIO MATAVIMO METODAI

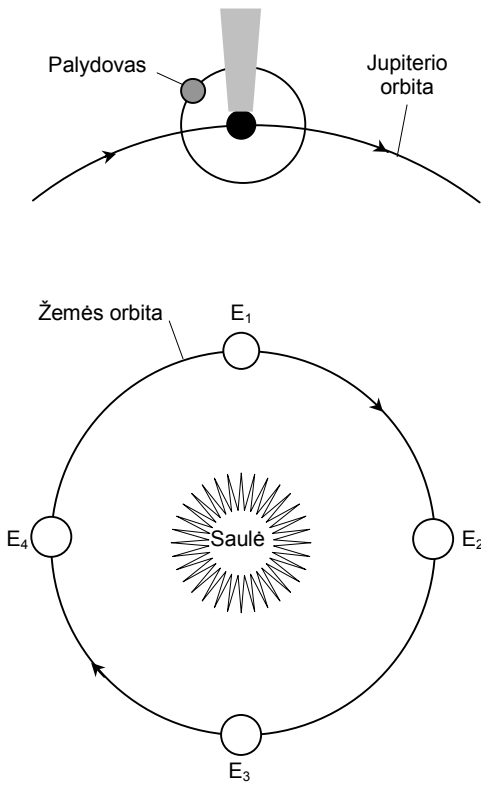
Šviesos greičio matavimo metodai skirstomi į tiesioginius ir netiesio-ginius. Pirmieji šviesos greičio matavimai grindžiami astronominiais stebė-jimais. Patikimą šviesos greičio vertę, artimą šiuolaikinei ( $299792,5 \pm 0,4$ ) km/s, pirmą kartą nustatė 1676 m. Riomeris, stebėdamas Jupiterio palydovų užtemimus.

**Riomerio metodas.** Astronominiuose kokio nors reiškinio, vykstan-čio dangaus šviesulyje, stebėjimuose šviesos signalas pasiekia stebėtoją tuo vėliau, kuo toliau yra Žemė nuo šviesulio. Suprantama, kad reiškinys bus pastebėtas su tam tikru vėlavimu, kuris lygus laikui, reikalingam šviesai nu-eiti kelią nuo šviesulio iki Žemės, padalintam iš šviesos greičio.

Stebint kokį nors periodinį procesą, vykstantį nutolusioje nuo Žemės sistemoje, esant pastoviam atstumui tarp Žemės ir sistemos, nurodytas vėla-vimo laikas neįtakoja stebimajam periodui. Periodo pradžią ir pabai-gą atitinkantis laikas nusakomas vienodu vėlavimu, todėl jų skirtumas, kuris lygus periodui, lieka nepakitęs. Kitas reikalas, jei per periodo laiką Žemė nutolsta nuo sistemos arba priartėja prie jos. Pirmuoju atveju periodo pabai-ga bus užregistruota su didesniu vėlavimu nei pradžia, dėl ko bus netikras

periodo padidėjimas. Antruoju atveju, atvirkščiai, periodo pabaiga bus užfiksuota su mažesniu vėlavimu nei pradžia, dėl ko susidaro netikras periodo sumažėjimas. Netikrieji periodo pokyčiai abiem atvejais lygūs atstumui tarp Žemės ir sistemos periodo pradžioje ir pabaigoje padalintam iš šviesos greičio.

Aprašytieji samprotavimai yra šviesos greičio nustatymo Riomerio metodu pagrindas. Periodiniu procesu naudoti vieno iš Jupiterio palydovų



9.1.1 pav. Šviesos greičio nustatymo Riomerio metodu schema

užtemimai. Riomeris stebėjo palydovą Ijo, kurio apsisukimo periodas 42 val 27 min 33 s. Judant Žemei orbitos dalimi  $E_1E_2E_3$  (9.1.1 pav.), ji nutolsta nuo Jupiterio ir turi susidaryti periodo padidėjimas. Ir atvirkščiai, judant Žemei orbitos dalimi  $E_3E_4E_1$  stebimasis periodas bus mažesnis už tikrąjį. Kadangi atskiro periodo pokytis menkas, jį pamatyti sunku. Efektas gaunamas tik esant dideliame stebėjimų skaičiui, stebint ilgą laiką. Jei, pavyzdžiui, užtemimai stebimi pusės metų trukmėje, pradedant Žemės padėtimi  $E_1$  iki padėties  $E_3$ , tai trukmė tarp pirmojo ir paskutiniojo užtemimų bus 1320 s didesnė už teoriškai suskaičiuotąją. Užtemimų periodas teoriškai buvo apskaičiuotas Žemės padėtyje  $E_1$ , kur atstumas tarp Žemės ir Jupiterio praktiškai nekinta laike.

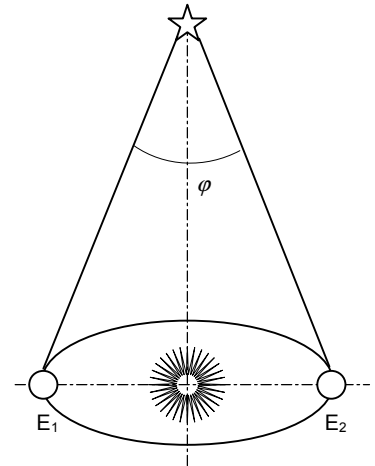
Gautąjį neatitikimą galima paaiškinti tuo, kad per pusę metų Žemė pakeitė padėtį iš  $E_1$  į  $E_3$  ir šviesa pusmečio pabaigoje nuėjo didesnę kelią nei pradžioje, kuris lygus atkarpai  $E_1E_3$ , t. y. Žemės orbitos skersmeniui. Taigi sunkiai stebimi atskiro periodo vėlavimai kaupiasi ir sudaro suminį vėlavimą. Riomerio nustatyta vėlavimo trukmė buvo 22 min. Žemės diametras  $3 \cdot 10^8$  km ir tada šviesos greičio vertė lygi 226000 km/s. Riomerio nustatytoji šviesos greičio vertė yra mažesnė už šiuolaikinę. Vėliau buvo atlikti

tikslesni matavimai, kurie pateikė tokius rezultatus: vėlavimo trukmė 16,5 min ir šviesos greitis 301000 km/s.

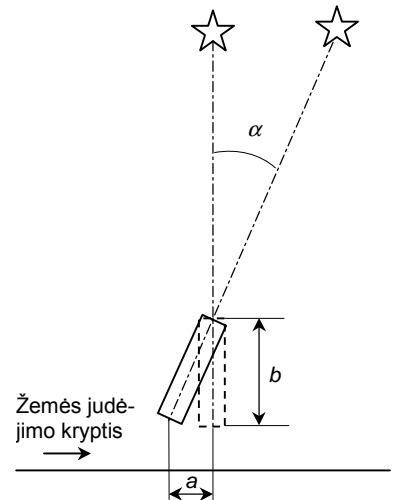
**Šviesos aberacijos metodas.** Žemėje esančiam stebėtojui stebėjimo spindulio kryptis į žvaigždę nevienoda, jei ši kryptis nustatoma įvairiu metų laiku, t. y. priklausomai nuo Žemės vietos jos orbitoje. Jei kryptis į kokią nors žvaigždę nustatoma kas pusę metų, t. y. esant Žemei priešinguose jos orbitos skersmens galuose, tai kampas tarp dviejų gautųjų kryptių vadinamas *metiniu paralaksu* (9.1.2 pav.). Kuo toliau nuo stebėtojo yra žvaigždė, tuo mažesnis jos paralakso kampas. Matuojant įvairių žvaigždžių paralakso kampus, galima nustatyti šių žvaigždžių atstumus iki mūsų planetos.

Bradlėjus (1725 ÷ 1728) m. matavo nejudančių žvaigždžių metinį paralaksą. Stebėdamas vieną Drakono žvaigždyno žvaigždę Bradlėjus aptiko, kad jos padėtis kinta metų bėgyje. Per šį laiką ji nubrėžia nedidelį apskritimą, kurio kampinis matmuo lygus  $40,9''$ . Bradlėjaus išmatuotas postūmis buvo gerokai didesnis už laukiamą paralaksinį postūmį. Šį reiškinį, pavadintą *šviesos aberacija*, jis aiškino šviesos greičio baigtinumu. Per tą trumpą laiką, per kurį patekusi į teleskopo objektyvą šviesa sklinda nuo objektyvo iki okuliario, okuliaras dėl Žemės judėjimo orbita paslenka kažkokia labai maža atkarpėle (9.1.3 pav). Dėl to žvaigždės atvaizdas paslenka atkarpa  $a$ . Iš naujo vėl nukreipus teleskopą į žvaigždę, jį tenka šiek tiek pakreipti Žemės judėjimo kryptimi norint, kad žvaigždės atvaizdas vėl patektų į okuliario siūlų sankryžą.

Tarkim, kad teleskopo pakrypimo kampas yra  $\alpha$ , šviesos sklidimo atkarpoje  $b$  (atstumas nuo teleskopo objektyvo iki okuliario) laikas  $\tau$ , Žemės judėjimo orbita greitis  $v$ . Tada



9.1.2 pav. Žvaigždės paralakso kampas



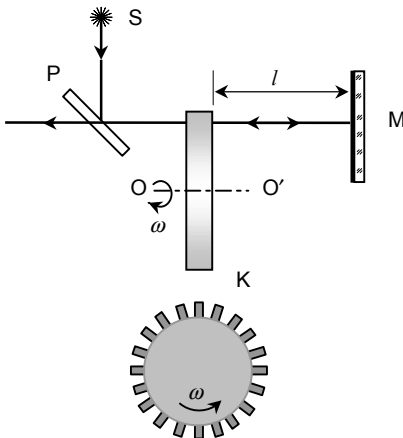
9.1.3 pav. Šviesos aberacija

$$a = v\tau; \quad b = c\tau; \quad \text{ir} \quad \text{tg}\alpha = \frac{a}{b} = \frac{v}{c}.$$

Iš Bradlėjaus matavimų buvo žinoma, kad dviejose Žemės padėtyse, atitinkančiose vieną orbitos diametrą, žvaigždė atrodo paslinkusi nuo tikrosios padėties tuo pačiu kampu  $\alpha$ . Kampas tarp šių stebėjimo kryptių  $2\alpha = 40,9''$ . Žinant Žemės judėjimo orbita greitį  $v$ , galima nustatyti šviesos sklidimo greitį  $c$ . Bradlėjaus nustatyta vertė lygi  $c = 306000$  km/s.

Reikia pabrėžti, kad šviesos aberaciją lemia Žemės greičio krypties pokytis metų bėgyje. Šis reiškinys aiškinamas korpuskuliniiais šviesos prigimties įvaizdžiais. Šviesos aberacijos nagrinėjimas iš bangų pozicijų sudėtingesnis ir susijęs su Žemės judėjimo įtaka šviesos sklidimui.

**Nenutrūkstamasis metodas (Fizo metodas).** Riomerio ir Bradlėjaus matavimai įrodė, kad šviesos greitis yra baigtinis. Tolimesnei teorijai plėtotei svarbu buvo žinoti ne tik šviesos greičio vertę pasaulinėje erdvėje, bet ir nustatyti, nuo ko priklauso šviesos greitis ir kaip jis keičiasi sklindant šviesai iš vienos terpės į kitą. Tam reikalingi metodai, kuriais galima būtų



9.1.4 pav. Fizo įrenginio schema

matuoti žemiškųjų spinduolių šviesos greitį. Pirmąjį eksperimentinį metodą pateikė 1849 m. Fizo (*Fizeau*). Bandyto schema pavaizduota 9.1.4 pav. Sklindanti iš spindulio S šviesa iš dalies atsispindi nuo pusiskaidrios plokštelės P ir nukrypsta į veidrodį M. Spindulio kelyje yra šviesos pertraukiklis – greitai besisukantis ratas K su mentelėmis, kurio ašis OO' lygiagreti su spinduliu. Šviesos spinduliai pereina tarpelius tarp mentelių, atsispindi nuo veidrodžio M ir grįžta atgal per ratą tarp mentelių ir plokštelę P į stebėtoją.

Kai ratas sukasi lėtai, perėjusi tarpelį tarp mentelių šviesa suspėja sugrįžti per tą patį tarpelį ir patenka į stebėtojo akį. Tuo momentu, kai spindulį užstoja mentelė, šviesa nepatenka į stebėtoją. Taigi, kai kampinis greitis  $\omega$  mažas, stebėtojas mato mirksinčią šviesą. Jei rato sukimosi greitis didesnis, tai kažkokiai jo vertei  $\omega = \omega_1$  perėjusi tarpelį šviesa ir sugrįžusi nuo veidrodžio nepataiko į tą patį tarpelį, o uždengiama šalia esančia mentele. Tada

esant greičiui  $\omega_1$  stebėtojas šviesos nemato (pirmasis užtemimas). Jei mentelių skaičius  $N$ , tai rato pasisukimo per pusę mentelės laikas

$$t_1 = \frac{1}{2N} \frac{2\pi}{\omega_1}.$$

Atstumą nuo rato iki veidrodžio M ir atgal šviesą nueina per laiką

$$t = \frac{2l}{c}.$$

Sulyginus šiuos laikus, galima išreikšti pirmojo užtemimo sąlygą:

$$\frac{2l}{c} = \frac{1}{2N} \frac{2\pi}{\omega_1}.$$

Iš čia šviesos greitis

$$c = \frac{2l2N\omega_1}{2\pi} = 4lN\nu_1;$$

čia  $\nu_1$  – apsisukimų skaičius per sekundę pirmojo užtemimo atveju.

Fizo bandyme bazė  $l$  buvo 8,63 km, rato mentelių skaičius 720 ir pirmasis užtemimas pastebėtas, kai  $\nu = 12,6$  aps/s.

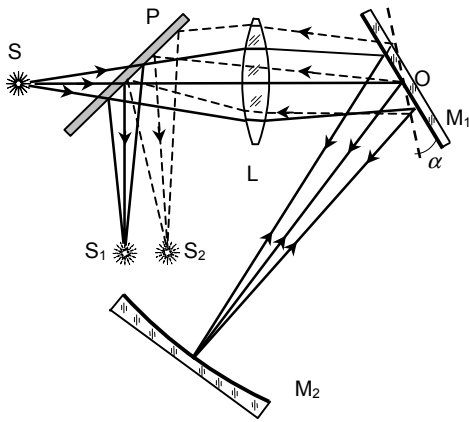
Padidinus rato apsisukimų greitį dvigubai, pastebimas prašviesėjimas, padidinus trigubai – vėl užtemimas ir t. t. Fizo apskaičiuotoji šviesos greičio vertė buvo lygi  $c = 313300$  km/s.

Pagrindinis tokių matavimų sunkumas yra tikslus užtemimo momento nustatymas. Tikslumas padidėja didinant bazę, nes tada galima stebėti aukštesniųjų eilių užtemimus. 1902 m. Perotenas atliko šviesos matavimus su baze  $l = 46$  km ir nustatė, kad  $c = (299870 \pm 50)$  km/s.

Vietoje besisukančio rato galima naudoti kitus, labiau moderniškesnius šviesos pertraukimo metodus pvz., Kero celę. Tada greitai kintantis laukas pertraukinėja šviesos spindulį net  $10^7$  kartų per sekundę. Todėl galima sumažinti bazę. Pvz., Andersono įrangoje (1941 m.) su Kero cele ir fotoelektriniu registravimu bazė buvo tik 3 m. Jo matavimų rezultatas  $c = (299776 \pm 14)$  km/s.

**Besisukančio veidrodžio metodas (Fuko metodas).** 1862 m. Fuko (*Foucault*) sukurtas šviesos greičio nustatymo metodas yra vienas iš pirmųjų laboratorinių metodų. Šiuo metodu Fuko išmatavo šviesos greitį terpėse, kurių lūžio rodiklis  $n > 1$ .

Fuko įrenginio schema pavaizduota 9.1.5 pav. Šviesa iš spinduolio S pereina puskaidrią plokštelę P, lęšį L ir krinta į plokščiąjį veidrodį  $M_1$ , kuris gali sukis apie ašį O, statmeną brėžinio plokštumai. Atsispindėjęs nuo veidrodžio  $M_1$  šviesos spindulys sklinda į nejudantį įgaubtąjį veidrodį  $M_2$ , padėtą taip, kad šis spindulys visuomet kristų statmenai jo paviršiui ir atsispindėjęs sklistų tuo pačiu keliu į veidrodį  $M_1$ . Jei veidrodis nejuda, atsispindėjęs nuo jo spindulys sugrįžta pirminiu keliu į plokštelę P ir iš dalies atsispindėjęs nuo jos sukuria spinduolio S atvaizdą  $S_1$ .



9.1.5 pav. Fuko įrenginio schema šviesos greičio matavimui

Veidrodžio  $M_1$  pasukimo kampas  $\alpha$  per laiką, kol šviesa nueina atstumą  $2l$  tarp abiejų veidrodžių pirmyn ir atgal, lygus:

$$\alpha = \omega t = \omega \frac{2l}{c} = 2\pi\nu \frac{2l}{c} ;$$

čia  $\nu$  – veidrodžio  $M_1$  apsisukimų skaičius per sekundę. Veidrodis tokiu momentu užima padėtį, 9.1.5 pav. pavaizduotą trukia linija. Atsispindėjęs nuo šio veidrodžio šviesos spindulys sukamas kampu  $2\alpha$  pirminio spindulio atžvilgiu ir susikuria spinduolio atvaizdas  $S_2$ . Išmatavus atstumą  $S_1S_2$  ir žinant įrangos geometriją, galima nustatyti kampą  $\alpha$  ir apskaičiuoti šviesos greitį:

$$c = 2l \frac{\omega}{\alpha} = \frac{4\pi l \nu}{\alpha} . \quad (9.1.1)$$

Taigi Fuko metode tiksliai nustatomas šviesos sklidimo laikas atstumu  $2l$  pagal veidrodžio  $M_1$  pasisukimo kampą, kai jo sukimosi greitis žinomas. Posūkio kampas nustatomas iš poslinkio  $S_1S_2$  matavimų. Fuko bandyme veidrodžio sukimosi greitis buvo iki 800 aps/s, bazė  $l$  kito nuo 4 m iki 20 m. Nustatyta šviesos greičio ore vertė lygi  $c = (298000 \pm 500)$  km/s.

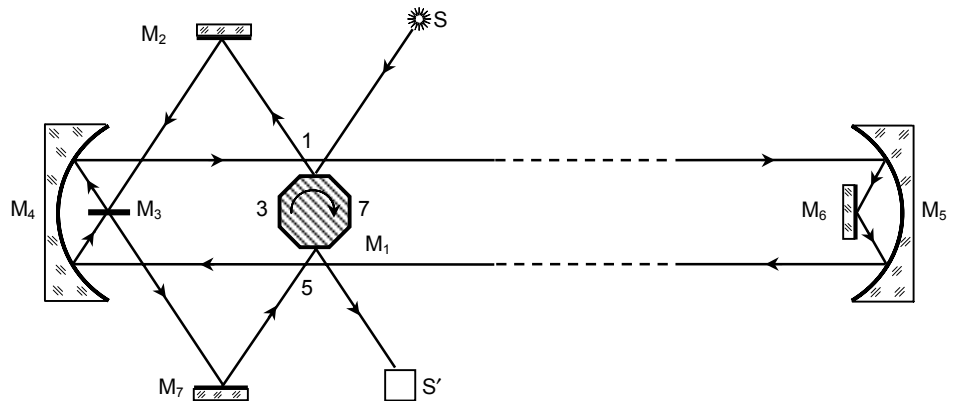
Savo įrenginiu Fuko pirmą kartą išmatavo šviesos greitį vandenyje. Posūkio kampas  $\alpha$  vandenyje padidėjo  $\frac{3}{4}$  karto ir apskaičiuotas iš (9.1.1) formulės šviesos sklidimo greitis vandenyje lygus  $(\frac{3}{4})c$ , t. y. mažesnis negu

vakuume. Tai gerai derinasi su pagal bangų teoriją gauta lūžio rodiklio verte:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{c}{(3/4)c} = \frac{3}{4} \approx 1,33$$

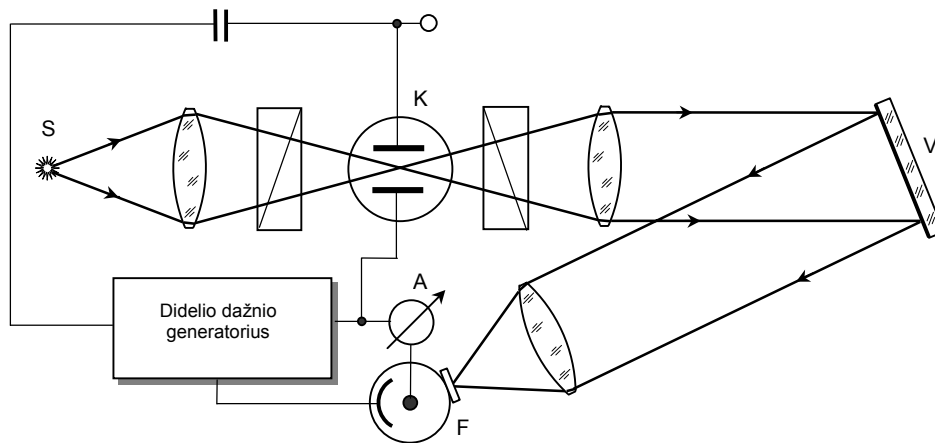
bei su tiesioginiu matavimu pagal sinusų dėsnį. Taigi šis eksperimentas eilinių kartą patvirtino bangų teorijos teisingumą.

**Maikelsono metodas.** Maikelsono įrenginys, kurio schema pavaizduota 9.1.6 pav., surinktas ant dviejų kalnų viršūnių. Šviesos spindulys sklinda nuo spindulio S iki imtuvo S'. Atsispindėjęs nuo pirmosios aštuonbriaunės veidrodinės prizmės briaunos, veidrodžių M<sub>2</sub> ÷ M<sub>7</sub> ir penktosios briaunos, spindulys nuėjo 35,4 km kelią. Prizmės sukimosi greitis (apie 528 aps/s) toks, kad per šviesos sklidimo laiką nuo pirmosios briaunos iki penktosios prizmė suspėtų pasisukti 1/8 apsisukimo. Šiuo įrenginiu nustatyta šviesos greičio vertė lygi  $c = (299796 \pm 4)$  km/s.



9.1.6 pav. Maikelsono įrenginio schema

Šiuolaikiniuose tiesioginio šviesos greičio matavimo metoduose klasikinis Fizo metodas išlieka, tik šviesa moduluojama Kero (*Kerr*) ląstele ir spinduliuotę priima ne akis, o fotoelementas arba fotodaugintuvas. 9.1.7 pav. pavaizduota principinė tokio tipo įrenginio schema. Šviesa iš spindulio S pereina Kero ląstelę ir siunčiama dideliu atstumu iki veidrodžio V. Atsispindėjęs nuo jo signalas priimamas fotoelementu F, kurio jautris moduluojamas didelio dažnio generatoriumi. Generatorius kartu maitina ir Kero ląstelę. Prietaisu A matuojama fotosrovė priklauso nuo fazių santykio tarp moduluotos šviesos ir imtuvo jautrio moduliacijos. Kintant atstumui iki



9.1.7 pav. Įrenginio su Kero ląstele schema šviesos greičiui nustatyti

veidrodžio V, stebimi fotosrovės maksimumai ir minimumai priklausomai nuo to, ar sutampa šviesos maksimumai su imtuvo jautrio maksimumais arba minimumais. Žinant moduliavimo dažnį ir atstumą galima rasti šviesos greitį.

Iš kitų šviesos nustatymo metodų galima paminėti 1972 m. atliktus matavimus, nustatant nepriklausomai šviesos bangos ilgį ir dažnį. Spinduliui naudotas helio-neono lazeris, generuojantis  $3,39 \mu\text{m}$  spinduliuotę. Bangos ilgis nustatytas interferometru, lyginant su etaloniniu kriptono oranžinės spinduliuotės bangos ilgiu, o dažnis – radijo techniniais metodais. Nustatytas šiuo metodu šviesos greitis  $c = \lambda\nu$  buvo lygus  $(299792,456 \pm 0,001) \text{ km/s}$ .

Pabaigoje reikia pabrėžti, kad nustatant šviesos greitį eksperimentiškai matuojamas grupinis jo greitis, kuris tik vakuume sutampa su faziniu.

## 9.2. OPTINIAI BANDYMAI SU JUDANČIAISIAIS KŪNAIS

Klausimas apie spindulio ir imtuvo judėjimo įtaką optiniams reiškiniams pirmą kartą iškilo Bradlėjui atradus šviesos aberaciją. Antrasis klausimas optikoje buvo klausimas apie galimą kūno judėjimo įtaką šviesos lūžiui jame, kai spindulio yra nejudantis dangaus šviesulys. Korpuskulinės teorijos požiūriu tokia priklausomybė visiškai galima. Pvz., galima buvo tikėtis, kad lėšio židinio nuotolis nustatytas naudojant Žemėje esantį spindulį, kuris nejudą lėšio atžvilgiu, bus skirtingas, jei matavimams naudoja-



ma žvaigždės šviesa. 1810 m. Agaro atliko tokį bandymą, bet gavo neigiamą rezultatą.

Bangų teorijai tokie klausimai buvo sunkesni. Ji rėmėsi įvaizdžiais apie eterį. Reikėjo supratimo kaip sąveikauja eteris su kūnais, ar skiriasi eteris kūnų viduje ir jų išorėje, kaip elgiasi eteris kūnuose jiems judant ir t. t.

Nagrinėjant problemas apie optinių reiškinių plėtotę judant sistemai, kurioje jie vyksta, svarbus buvo atsakymas į klausimą: ar galima nustatyti spinduolio ir šviesos imtuvo judėjimą atžvilgiu terpės, kurioje sklinda šviesa; o gal galima nustatyti spinduolio ir imtuvo judėjimą vienas kito atžvilgiu. Tai labai svarbios užduotys judančių terpių optikoje ir bendrai elektrodinamikoje, nes dauguma bandymų vyksta Žemės sąlygomis, t. y. sistemoje, kuri juda kitų dangaus kūnų atžvilgiu.

### 9.2.1. ETERIO PROBLEMA

Šviesos bangų teorija sukūrė *pasaulinio eterio* sąvoką. Tai terpė, kurioje gali plisti elastiniai trikdžiai ir bangos. Ši terpė turi pasižymėti nykstančiais mažu tankiu, kad nesudarytų pastebimo pasipriešinimo dangaus kūnų judėjimui. Iš poliarizacijos reiškinių nagrinėjimo nustačius šviesos bangų skersinį pobūdį, reikėjo manyti, kad eteris nespūdus ir gali patirti tik elastines šlyties deformacijas. Kadangi šviesa sklinda ne tik vakuume, bet ir pereina įvairius skaidrius kūnus (stiklą, vandenį, orą ir kt.), iš to išplaukia, kad eteris užpildo ne tik tarpplanetinę erdvę, bet turi būti ir kūnų viduje. Šviesos greitis terpėje mažesnis nei erdvėje tarp kūnų, todėl eterio savybės kūnuose turi kisti.

Pagrindinis klasikinės mechanikos dėsnis, o taip pat išvados iš jo, turi vienodą pavidalą visose inertinėse atskaitos sistemose, t. y. sistemose, kurios juda tolygiai ir tiesiai viena kitos atžvilgiu. Šis teiginys vadinamas *Galilėjaus (Galilei) reliatyvumo principu*. Klasikinės mechanikos lygtys yra invariantai *Galilėjaus pakeitimų* atžvilgiu.

Iš Galilėjaus reliatyvumo principo išplaukia, kad klasikinės mechanikos plotmėje greičio sąvoka negali turėti absoliučios prasmės. Tačiau, jei yra pasaulinis eteris kaip visur prasiskverbianti terpė, tai susieta su eteriu atskaitos sistema turės privilegijuotą reikšmę visų kitų inertinių sistemų atžvilgiu, ir materialaus taško greitis šioje sistemoje bus absoliutus taško greitis erdvėje. Jei tai teisinga, tada galima rasti absoliutaus greičio matavimo metodus arba, kaip buvo sakoma, aptikti „eterio vėją“.

„Eterio vėjo“ ieškojimų rezultatai ir su tuo susijusių problemų nagrinėjimas privertė sukurti reliatyvumo teoriją.

### 9.2.2. FIZO IR MAIKELSONO BANDYMAI

Nagrinėjant pasaulinio eterio sąveiką su judančiais kūnais, galima manyti, kad:

1. Eterį visiškai patraukia judantys kūnai, pavyzdžiui, Žemė panašiai kaip judantis kūnas patraukia prie jo esančius dujų sluoksnius.

2. Eterį iš dalies patraukia judantys kūnai ir eteris įgauna greitį  $\alpha v$  (čia  $v$  – kūno judėjimo greitis absoliučios atskaitos sistemos atžvilgiu,  $\alpha$  – patraukimo koeficientas mažesnis už vienetą).

3. Eterio visiškai nepatraukia judantys kūnai.

XIX a. atsirado dvi priešingos teorijos: visiškojo eterio patraukimo teorija (Herco (*Hertz*) elektrodinamika) ir nejudančiojo eterio teorija (Lorenco (*Lorenz*) elektrodinamika). Bandymai turėjo išspręsti, kuri teorija teisinga. Iš visų eksperimentų, susijusių su šia problema, panagrinėsime du optikos bandymus, atliktus Fizo ir Maikelsono.

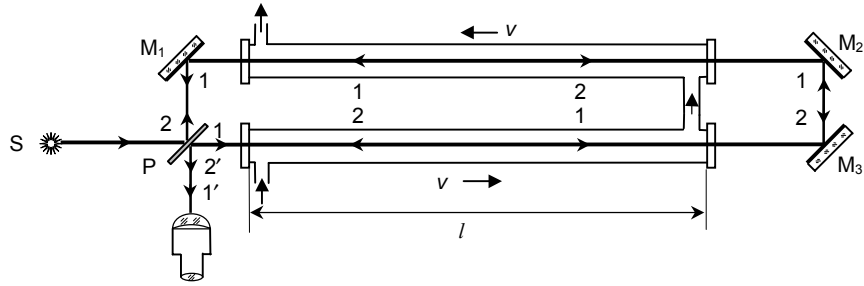
**Fizo bandymas.** Frenelis pateikė teiginį, atsveriantį dvi vieną kitą neigiančiasias hipotezes, apie dalinį eterio patraukimą. Pagal šį teiginį materialiuųjų kūnų viduje esantis eteris skiriasi nuo šių kūnų išorėje esančio tik tankiu, o kitos eterio savybės yra vienodos. Judantysis kūnas patraukia tik tą eterio dalį, kuri esanti jo viduje sudaro tankio skirtumą palyginus su tankiu erdvėje laisvoje nuo materialiuųjų kūnų. Tokiomis prielaidomis šviesos greitis  $u$  judančioje greičiu  $v$  terpėje pagal Frenelio apskaičiavimus yra lygus

$$u = \frac{c}{n} + v \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right); \quad (9.2.2.1)$$

čia  $c$  – šviesos greitis laisvajame eteryje,  $n$  – terpės lūžio rodiklis,  $c/n$  – šviesos greitis nejudančioje terpėje.

(9.2.2.1) formulės prasmė ta, kad yra dalinis eterio patraukimas ir tuo didesnis, kuo didesnis  $n$ . Daugiklis  $\alpha = 1 - 1/n^2$  pavadintas *Frenelio patraukimo koeficientu*. Vandeniui Frenelis nustatė tokią vertę:  $\alpha = 0,438$ .

Norint nustatyti, ar judantys kūnai patraukia eterį, Fizo atliko tokį bandymą. Šviesa iš spindulio S (9.2.2.1 pav.) pusskaidria plokšte P dalijama į du spindulius 1 ir 2. Atsispindėję nuo veidrodžių  $M_1$ ,  $M_2$  ir  $M_3$  ir nuėję vienodus atstumus  $2l$ , jie vėl krinta į plokštelę P. 1 spindulys iš dalies pereina plokštelę P, o 2 spindulys iš dalies atsispindi nuo jos. Dėl to susidaro du koherentiniai spinduliai 1' ir 2', kurie žiūrono židinio plokštumoje sukuria interferencinių juostelių vaizdą. 1 ir 2 spindulio kelyje yra vamzdžiai, kuriais gali tekėti vanduo greičiu  $v$  kryptimis, parodytomis paveiksle ro-



9.2.2.1 pav. Fizo bandymo schema

dyklėmis. 1 spindulys abiejuose vamzdžiuose sklinda palei vandens tėkmę, o 2 spindulys – prieš tėkmę. Kai vanduo neteka, abu spinduliai nueina kelią  $2l$  per tą patį laiką.

Pažymėkime šviesos greitį vandenyje esančio eterio atžvilgiu raide  $u$ . Manykime, kad tekantis vanduo iš dalies patraukia eterį, suteikdamas jam įrenginio atžvilgiu greitį  $\alpha v$ . Tada šviesos greitis įrenginio atžvilgiu spinduliui 1 bus lygus  $u + \alpha v$ , o spinduliui 2 lygus  $u - \alpha v$ . 1 spindulys nueina 2 spindulio kelią per laiką

$$t_1 = \frac{2l}{u + \alpha v},$$

o 2 spindulys – per laiką

$$t_2 = \frac{2l}{u - \alpha v}.$$

Laukiamas interferencinių juostelių poslinkis  $\Delta$  nusakomas laikų skirtumo ir šviesos virpesių periodo  $T$  dalmeniu. Laikų skirtumas

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{4l\alpha v n^2}{c^2 - \alpha^2 v^2 n^2}.$$

Tada poslinkis

$$\Delta = \frac{\Delta t}{T} = \frac{c \Delta t}{c T} = \frac{c \Delta t}{\lambda} = \frac{4l\alpha v n^2}{c^2 - \alpha^2 v^2 n^2} \frac{c}{\lambda} \approx \frac{4l\alpha v n^2}{\lambda c}.$$

Fizo stebėjo, kad interferencinės juostelės iš tikro pasislenka. Pagal poslinkio didumą nustatyta vertė  $\alpha = 0,46$ . Tiksliesni Maikelsono ir Morlio matavimai pateikė tokią vertę:  $\alpha = 0,434 \pm 0,020$ , kas gerai atitiko Frenelio skaičiavimus. Kartojant Fizo bandymą su judančiuoju oru, nebuvo gautas poslinkis. To ir reikėjo laukti, nes oro lūžio rodiklis mažai skiriasi nuo vieneto.

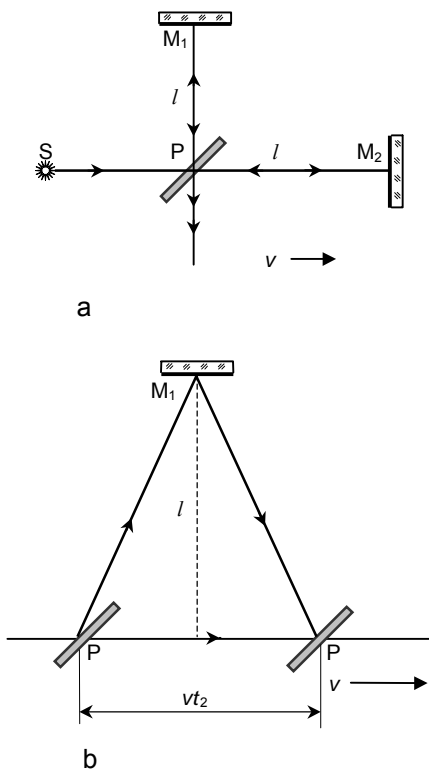
Fizo bandymų rezultatai įrodė, kad Herco teorija, kuri rėmėsi įvaizdžiais apie visišką eterio patraukimą, neteisinga.

**Maikelsono ir Morlio bandymai.** Priešingą požiūrį į judančiųjų terpių elektrodinamikos ir optikos problemą pateikė Lorencas. Jis manė, kad eteris visiškai nejuda ir nedalyvauja materialiujų kūnų judėjime. Tokia prielaida reikalauja atsisakyti mechaninio reliatyvumo principo elektrodinamikoje bei optikoje ir leidžia įvesti absoliučią atskaitos sistemą, susijusią su nejudančiuoju eteriu. Pagal Lorenčą kūnų judėjimą eteryje turi lydėti „eterio vėjas“, kurio poveikį galima būtų aptikti optikoje. Ypatingai įdomūs bandymai terpėje, kurios lūžio rodiklis  $n \approx 1$  (vakuume arba ore), nes tada patraukimo koeficientas  $\alpha \approx 0$ .

Pirmąjį tokių bandymą atliko 1881 m. Maikelsonas, o po to didesniu tikslumu pakartojo 1887 m. Maikelsonas su Morliu. Šiuose bandymuose buvo mėginama aptikti absoliutų Žemės judėjimą eteryje, matuojant šviesos

sklidimo greitį kryptimi, sutampančia su Žemės judėjimo kryptimi ir jai statmena. Tam Maikelsonas naudojo savo interferometrą (žr. § 4.11.1), kuris buvo pastatytas taip, kad vienas jo petys, pvz.,  $PM_1$  (9.2.2.2 a pav.) sutapo su Žemės judėjimo orbita greičio  $v$  kryptimi, o antrasis petys  $PM_2$  statmenas šiai kryptimi. Šviesos spinduliui nueiti kelią iki veidrodžio  $M_1$  ir atgal reikalingas laikas bus skirtingas laikui, reikalingam spinduliui nueiti kelią  $PM_2 + M_2P$ . Pasukus įrenginį  $90^\circ$  kampu, pečiai pasikeičia vietomis ir eigos skirtumas pakeičia ženklą, dėl ko interferencinės juostelės turi pasislinkti.

Paskaičiuokime laukiamą poslinkį. Surasime spindulio nueitų kelių  $PM_2 + M_2P$  ir  $PM_1 + M_1P$  trukmes  $t_1$  ir  $t_2$ . Trukmę galima nesunkiai apskaičiuoti antrosios eilės nario tikslumu atžvilgiu  $\beta = v/c$ :



9.2.2 pav. Maikelsono ir Morlio bandymo schema

$$t_1 = \frac{l}{c-v} + \frac{l}{c+v} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1-v^2/c^2} \approx \frac{2l}{c} (1 + \beta^2). \quad (9.2.2.2)$$

Laiko  $t_2$ , reikalingo šviesai nueiti kelią  $PM_1 + M_1P$ , įvertinimui reikia įskaityti tai, kad per šį laiką veidrodis  $M_1$  pasislenka lygiagrečiai su savimi atkarpa  $vt_2$  (9.2.2.2 b pav.). Kelias  $PM_1$  lygus

$$\frac{t_2}{2} c = \sqrt{l^2 + \left(\frac{t_2}{2} v\right)^2},$$

o laikas  $t_2$  lygus

$$t_2 = \frac{2l}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right). \quad (9.2.2.3)$$

Iš (9.2.2.2) ir (9.2.2.3) formulių išplaukia, kad įskaitant Žemės judėjimą atsiranda pataisa

$$\beta^2 = \frac{v^2}{c^2},$$

t. y. dydis, nusakantis antrosios eilės mažumo reiškinius. Žemės judėjimo orbita greitis yra 30 km/s, o šviesos greitis – 300000 km/s. Todėl  $\beta \approx 10^{-4}$  ir  $\beta^2 \approx 10^{-8}$ .

Trukmių skirtumas  $\Delta t = t_1 - t_2$  nusako laukiamą interferencinių juostelių poslinkį dėl Žemės judėjimo sava orbita. Iš (9.2.2.2) ir (9.2.2.3) formulių galima išreikšti taip:

$$\Delta t = \frac{2l}{c} (1 + \beta^2) - \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right) = \frac{l}{c} \beta^2.$$

Interferencinių juostelių poslinkis matuojamas pasukus interferometrą  $90^\circ$  kampu pradinės padėties atžvilgiu. Dėl posūkio susidaro laikų skirtumo ženklų pakitimas ir to rezultate

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \beta^2.$$

Jei  $\Delta t$  pakistų vienu šviesos virpesių periodu, interferencinės juostelės pasislinktų per vieną juostelę. Nagrinėjamoju atveju juostelės turi pasi-

slinkti tokia juostelės dalimi, kuri atitinka periodo  $T$  dalį, nusakoma dydžiu  $(2l/c)\beta^2$ , t. y.

$$\Delta = \frac{2l}{cT} \beta^2 = \frac{2l}{\lambda} \beta^2. \quad (9.2.2.4)$$

Norint padidinti matavimų jautrį, t. y. norint aptikti mažiausią juostelių poslinkį, interferometras Maikelsono ir Morlio bandyme buvo sumontuotas ant masyvios granito plytos, kuri plaukiojo gyvsidabryje. Tai gerokai sumažino vibravimus ir leido gana lengvai pasukti visą interferometrą  $90^\circ$  kampui. Naudojant daugkartinį atspindį, šviesos spindulio kelio ilgis praplėstas iki 11 m. Šviesos bangos ilgis buvo 590 nm. Įrašius į (9.2.2.4) formulę skaitines vertes, apskaičiuota, kad poslinkis turi būti lygus  $\Delta = 0,4$  juostelės. Įrenginys galėjo aptikti interferencinės juostelės poslinkį iki 0,01 juostelės.

Bandymo metu interferencinių juostelių poslinkio nebuvo stebėta. Gautieji poslinkiai buvo atsitiktiniai ir neviršijo 0,02 juostelės, t. y. stebėjimo paklaidų ribose.

Taigi Maikelsono bandymai nepatvirtino nejudančiojo eterio teorijos. Šie bandymai galėjo būti aiškinami kaip įrodymas, kad kūnai visiškai patraukia eterį. Tačiau tada jie prieštarautų Fizo bandymo rezultatams.

Buvo dar ir kitų mėginimų paaiškinti neigiamą Maikelsono bandymų rezultatą, neatsisakant pasaulinio eterio įvaizdžio. Maikelsono bandymus kartojo įvairūs tyrinėtojai skirtinguose techniniuose lygiuose. Didelis tikslumas buvo pasiektas 1964 m. Taunso bandyme, naudojant du He-Ne lazerius. Iš Mesbauerio (*M. βbauer*) reiškinio pagrįsto bandymo išplaukė išvada, kad nėra „eterio vėjo“

Taigi remiantis eksperimentais, kuriais buvo tikrinamas Maikelsono bandymas, galima teigti, kad neigiamas šio bandymo rezultatas įrodytas dideliu tikslumu. Tuo pačiu galima teigti, kad Žemės sistemoje šviesos greitis nepriklauso nuo jo sklidimo krypties. Kadangi bandymai buvo atliekami skirtingu metų laiku, tai tuo pačiu buvo realizuotos skirtingos inertinės sistemos. Maikelsono bandymas patvirtino vienodas inertinių sistemų savybes.

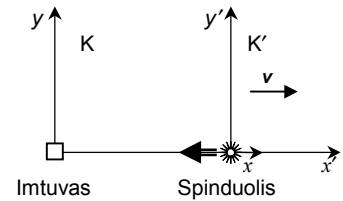
### 9.2.3. OPTINIS DOPLERIO REIŠKINYS

Nagrinėdamas šviesą kaip bangų trikdžių sklidimą eteryje, Dopleris pažbrėžė, kad priimamas imtuvu šviesos virpesių dažnis turi priklausyti tiek nuo spindulio greičio, tiek ir nuo imtuvo greičio eterio atžvilgiu. Šis dažnis

skiriasi nuo spinduolio skleidžiamųjų šviesos virpesių dažnio. Numatytasis teorinis reiškiny, vėliau vadinamas *Doplerio reiškiniu*, pasireiškia bet kurioms bangoms, nepriklausomai nuo jų prigimties, tame tarpe ir akustinėms bangoms.

Tačiau tarp Doplerio reiškinių akustinėms ir optinėms bangoms yra principinis skirtumas. Kai bangos akustinės, svarbiausias yra spinduolio ir imtuvo judėjimas atžvilgiu terpės, kurioje plinta virpesiai. Kadangi ypatingos terpės, kuri būtų elektromagnetinių bangų nešėja, nėra, tai optinis Doplerio reiškiny turi būti nusakomas tik santykinu spinduolio ir imtuvo greičiu ir yra Lorencio pakeitimų pasekmė.

Tarkim, kad imtuvas yra koordinačių sistemos K, o spinduolis – koordinačių sistemos K' pradžioje (9.2.3.1 pav.).  $x$  ir  $x'$  ašys nukreiptos palei greičio vektorių  $\mathbf{v}$ , kuriuo sistema K' (spinduolis) juda sistemos K (imtuvo) atžvilgiu. Spinduolio skleidžiamos bangos lygtis K' sistemoje atrodo taip:



9.2.3.1 pav.

$$E(x', t') = A' \cos \left[ \omega' \left( t' + \frac{x'}{c} \right) + \alpha' \right];$$

čia  $\omega'$  – registruojamasis dažnis atskaitos sistemoje, susietoje su spinduoliu, t. y. spinduolio skleidžiamosios šviesos dažnis;  $\alpha'$  – pradinė fazė. Ženklas „+“, nes banga sklinda  $x'$  mažėjimo linkme.

Remiantis reliatyvumo principu, K sistemoje banga aprašoma tokia lygtimi:

$$E(x, t) = A \cos \left[ \omega \left( t + \frac{x}{c} \right) + \alpha \right]; \tag{9.2.3.2}$$

čia  $\omega$  – K sistemoje registruojamasis dažnis, t. y. imtuvo priimamas šviesos dažnis.

Bangos lygtis K sistemoje galima išreikšti iš (9.2.3.1) lygties, naudojant Lorencio pakeitimus:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Tada galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned}
 E(x,t) &= A' \cos \left[ \omega' \left( \frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{x - vt}{c\sqrt{1-\beta^2}} \right) + \alpha' \right] = \\
 &= A' \cos \left[ \omega' \frac{1-v/c}{\sqrt{1-\beta^2}} \left( t + \frac{x}{c} \right) + \alpha' \right].
 \end{aligned}
 \tag{9.2.3.3}$$

(9.2.3.2) ir (9.2.3.3) lygtys aprašo K sistemoje tą pačią bangą, todėl turi būti tenkinamas sąryšis:

$$\omega = \omega' \frac{1-v/c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \omega' \sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}}$$

arba

$$v = v_0 \sqrt{\frac{1-v/c}{1+v/c}}. \tag{9.2.3.4}$$

Iš (9.2.3.2) ir (9.2.3.3) lygčių palyginimo išplaukia, kad  $\alpha = \alpha'$ , t. y. manant, kad (9.2.3.1) lygtyje  $\alpha' = 0$ , reikia ir (9.2.3.2) lygtyje  $\alpha$  prilyginti nuliui. Tai aiškinama tuo, kad Lorencio pakeitimai numato tokią atskaitos pradžių sistemose K ir K', kad, kai  $x' = 0$  ir  $t' = 0$ , vertės  $x$  ir  $t$  taip pat lygios nuliui.

Jei imtuvas yra K' sistemoje, o K sistemoje – spinduolis, tai gaunama tokia pati formulė kaip (9.2.3.4), kuri nusako *išilginį Doplerio reiškinių*. Kai  $v \ll c$ , (9.2.3.4) formulę galima apytiksliai užrašyti taip:

$$v \approx v_0 \frac{1 - v/2c}{1 + v/2c} = \frac{1 - \frac{v}{c} - \left(\frac{v}{2c}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{2c}\right)^2}.$$

Pasitenkinus pirmosios eilės nariais atžvilgiu  $v/c$ , užrašoma taip:

$$v = v_0 \left( 1 - \frac{v}{c} \right).$$

Tada santykinis dažnio pokytis

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{v}{c},$$



t. y. išilginis Doplerio reiškiny yra pirmosios eilės reiškiny atžvilgiu  $v/c$ .

Doplerio reiškiny pagal reliatyvumo teoriją turi pasireikšti ir tada, kai šviesos sklidimo linkmė yra statmena judėjimo kryptčiai, t. y. šviesos bangoms turi gautis ir *skersinis Doplerio reiškiny* (pvz., spinduolis juda apskritimu, kurio centre yra imtuvas).

Tada iš analogiškų skaičiavimų išreiškiama taip:

$$\nu = \nu_0 \left( 1 - \frac{v^2}{2c^2} \right)$$

ir santykinis dažnio pokytis

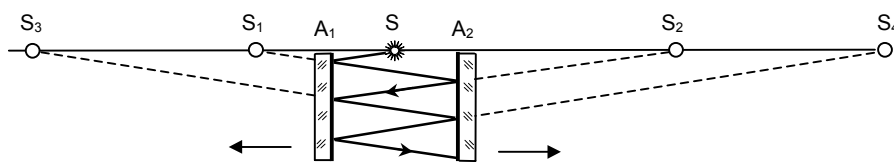
$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = - \frac{v^2}{2c^2},$$

t. y. skersinis Doplerio reiškiny yra antrosios eilės reiškiny atžvilgiu  $v/c$ .

Pirmą kartą Doplerio reiškiny optikoje eksperimentiškai patvirtintas astronominiais stebėjimais. Atradus spektrinę analizę ir nustačius cheminių elementų Žemėje ir dangaus kūnuose tapatingumą, buvo manoma, kad dėl Doplerio reiškiny turi susidaryti žvaigždžių spinduliuotės spektrinių linijų poslinkis. Pirmieji patikimi duomenys apie doplerinį Sirijaus spektro linijų poslinkį buvo stebėti, lyginant jų vietą su atitinkamomis dujų išlydžio vamzdelio spektro linijomis. Reikia pabrėžti, kad žvaigždžių spektro linijų doplerinio poslinkio matavimais, griežtai kalbant, negalima patikrinti Doplerio reiškiny, nes nėra galimybės nustatyti žvaigždės greitį. Tačiau šių duomenų pagrindu galima nustatyti žvaigždės greičio dedamąją palei liniją, jungiančią žvaigždę su Žeme, t. y. spindulinį žvaigždės greitį. Doplerio reiškiny dėka buvo atrastos spektriškai dvigubos žvaigždės. Tokių žvaigždžių spektrinės linijos periodiškai tampa dvigubomis, ką galima aiškinti prielaida, kad šviesos šaltinis yra du kūnai, besisukantys apie bendrąjį masių centrą.

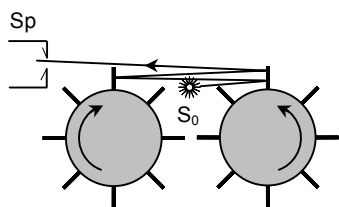
Nors astronominiais stebėjimais pasisekė patvirtinti Doplerio reiškiny taikymą sklindančiajai iš dangaus kūnų šviesai, būtina jį patikrinti laboratorinėmis sąlygomis. Pirmąjį laboratorinį bandymą atliko 1900 m. Belopolskis. Jo bandymo idėja tokia. Atsispindint šviesai nuo judančiojo veidrodžio, spinduolio atvaizdas taip pat juda ir spinduolio greitį lems veidrodžio judėjimo greitis. Naudojant daugkartinį atspindį nuo judančiųjų veidrodžių, galima padidinti spinduolio judėjimo greitį.

Tarkim, kad šviesos šaltinis  $S_0$  yra  $x$  atstumu nuo kiekvieno iš lygiagrečiųjų plokščiųjų veidrodžių  $A_1$  ir  $A_2$  (9.2.3.1 pav.). Tada atstumas nuo



9.2.3.1 pav. Spinduolio atvaizdo slinkimas judant veidrodžiams

spinduolio  $S_0$  iki pirmojo jo atvaizdo  $S_1$  lygus  $S_0S_1 = 2x$ . Jei spindulys atspindi nuo pirmojo veidrodžio ir krinta į antrąjį, atvaizdas susikuria atstumu  $S_0S_2 = 4x$ , po trečiojo atspindžio – atstumu  $S_0S_3 = 6x$  ir t. t. Kiekvienas kitas atspindys atstumą padidina dydžiu  $2x$  ir  $k$ -asis atvaizdas nuo spinduolio bus atstumu  $2kx$ . Jei veidrodžiai juda statmeną jų paviršiui kryptimi greičiu  $v = dx/dt$ , tai  $k$ -ojo atvaizdo greitis  $2kv = 2k(dx/dt)$ . Taigi judantys veidrodžiai gali pakeisti spinduolio judėjimą ir nagrinėjant atvaizdus kaip spinduolius susidaro spektrografo atžvilgiu  $k$  kartų padidintas greitis.



9.2.3.2 pav. Belopolskio įrenginys Doplerio reiškiniui stebėti

Belopolskio įrenginys sudarytas iš dviejų ratų su aštuoniomis veidrodinėmis mentelėmis (9.2.3.2 pav.). Priešpriešiniai abiejų ratų veidrodžiai statomi griežtai lygiagrečiai vienas su kitu. Ratus suka elektros motoras pastoviu greičiu. Atspindėjusioji kelis kartus (6) šviesa nukreipiama į spektrografą Sp. Pradžioje fotografuojama kai veidrodžiai nejuda, o po to kai juda į vieną ir į kitą pusę. Belopolskio bandyme

greitis  $v$  buvo 500 m/s. Bandymo rezultatai atitiko teorinius 5 % tikslumu. Vėliau šie bandymai sėkmingai buvo pakartoti 2,5 % tikslumu.

Doplerio reiškinyje esminiai įtakoja spinduolio spektrinių linijų struktūrai. Reikia pabrėžti, kad visuose dujų išlydžio spinduoliuose atomai ir jonai laksto dideliais greičiais visomis kryptimis. Priklausomai nuo greičio jie sudaro skirtingą doplerinį spinduliuotės dažnio poslinkį, dėl ko spektrinės linijos išplinta. Šis reiškinyje vadinamas *dopleriniu spektro linijų išplitimu*.

Eksperimentiškai patvirtintas ir skersinis Doplerio reiškinyje, naudojant kanalinius spindulius. Kadangi šiuo atveju poslinkis mažesnis už išilginį, reikalingas kruopštesnis ir tikslesnis bandymas.

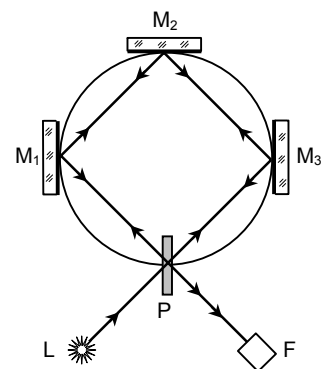
#### 9.2.4. OPTINIAI BANDYMAI NEINERTINĖSE SISTEMOSE

Panagrinėsime kai kuriuos bandymus, skirtus šviesos sklidimo besisukančiose terpėse tyrimui. Tokios terpės priklauso neinertinėms sistemoms, ir šis neinertiškumas gali būti aptiktas optiniuose bandymuose. Jei tenkinama sąlyga, kad ant besisukančios terpės apskritimo esančių taškų greitis  $v \ll c$ , tai galima nagrinėti klasikinės fizikos plotmėje, nes tada  $v/c$  atžvilgiu yra pirmosios eilės reiškinys ir skaičiavimai pagal reliatyvumo teoriją ir pagal klasikinę teoriją pateikia tą patį rezultatą.

Pirmosios eilės bandymo idėja priklauso Maikelsonui. Šis bandymas taip pat buvo skirtas išaiškinti klausimą apie eterio patraukimą judančiais kūnais. Reikalas tame, kad po to, kai Maikelsono ir Morlio bandyme išaiškėjo, kad „eterio vėjo“ nėra, kai kurie fizikai buvo linkę sugrįžti prie eterio patraukimo idėjos, nors Fizo bandymas ir šviesos aberacijos reiškinys aiškiai tam prieštaravo. Pasiūlytame Maikelsono bandyme du koherentiniai spinduliai nubėgo Žemėje uždara kelią priešingomis kryptimis. Jei Žemė patraukia eterį, tai neturėtų būti kokio nors laiko skirtumo, sklindant šviesai abejomis kryptimis. Jei eteris nejuda, turi susidaryti sklidimo laiko skirtumas ir interferencinės juostelės pasislinks.

Tokio bandymo teoriją išnagrinėjo Laue iš reliatyvumo teorijos ir Lorencio elektrodinamikos pozicijų. Jis pateikė, kaip ir reikėjo laukti, vienodą rezultatą. Maikelsono idėją eksperimentiškai įgyvendino Sanjakas 1913 m.

**Sanjako bandymas.** Ant horizontalaus 50 cm skersmens disko kvadrato kampuose buvo padėti veidrodžiai  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  ir pusskaidrė plokštelė  $P$  (9.2.4.1 pav.), kuri dalija pluoštėlį ir nukreipia spindulius priešais sukimosi kryptimi ir priešpriešiais sukimosi. Ant disko įtvirtintas spinduolis  $L$  ir interferometras su fotografavimo įrenginiu  $F$ . Jei diskas sukasi kažkuriuo kampiniu greičiu  $\omega$ , palei sukimąsi nukreiptas spindulys turi nueiti didesnę kelią nei priešinga kryptimi sklindantysis. Tarp dviejų interferuojančiųjų spindulių atsiras eigos skirtumas, proporcingas kampiniam greičiui. Atsiradusį dėl to interferencinių juostelių poslinkį galima išmatuoti bandymo metu ir apskaičiuoti iš Laue formulės:



9.2.4.1 pav. Sanjako bandymo schema

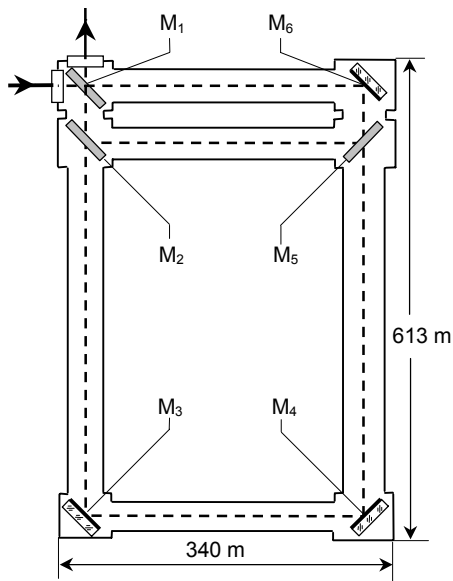
$$\Delta = \frac{4\omega S}{c\lambda}; \quad (9.2.4.1)$$

čia  $S$  – kontūro, kuriuo sklinda šviesos spindulys, plotas (kvadrato plotas).

Sanjako bandyme  $\omega = 120$  aps/min;  $S = 860$  cm<sup>2</sup>;  $\lambda = 436$  nm ir skaičiavimai pateikia vertę  $\Delta = 0,079$ . Eksperimentinis rezultatas  $\Delta = 0,077$ .

Taigi iš Sanjako bandymo išplaukia, kad besisukantys kūnai nepatraukia eterio. Tačiau šis bandymas neatsakė į klausimą, ar Žemė patraukia eterį visumoje, ar iš dalies. Reikėjo bandymo, kuriame vietoje besisukančio kūno galima būtų naudoti Žemę. Tokį bandymą atliko Maikelsonas ir Heilis.

**Maikelsono ir Heilio bandymas.** Bandymo schema pavaizduota 9.2.4.2 pav. Kontūras  $M_1M_3M_4M_6$  pagamintas iš 30 cm skersmens vamzdžių. Stačiakampio pavidalo kontūras orientuotas palei dienovidinius ir meridianus. Kad interferencinis vaizdas būtų stabilesnis, iš vamzdžių ištrauktas oras. Iš (9.2.4.1) formulės išplaukia, kad interferencinio vaizdo poslinkio nebus tada, kai kontūro ribojamas plotas praktiškai lygus nuliui. Norint sudaryti tokį mažą kontūrą, į bendrąją vamzdžių sistemą buvo įdėtas penktasis



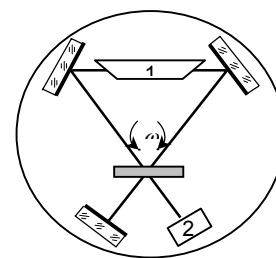
9.2.4.2 pav. Maikelsono ir Heilio bandymo schema

vamzdis šalia mažesnės stačiakampio kraštinės ir susidarė mažesnis kontūras  $M_1M_2M_5M_6$ . Matavimo metu reikėjo palyginti interferencinių juostelių padėtį abiem atvejais, t. y. sklindant šviesai mažuoju ir didžiuoju kontūru. Susidaręs dėl Žemės sukimosi juostelių poslinkis matuojamas įvairiomis dienomis, sklindant šviesai tiesiogine ir atbuline kryptimi. Sutinkamai su (9.2.4.1) formule reikėjo laukti, kad poslinkis  $\Delta = (0,236 \pm 0,002)$  juostelės, jei manyti, kad eteris nejuda. Vidutinė 269 matavimų poslinkio vertė buvo lygi  $\Delta = 0,230 \pm 0,005$ . Taigi Maikelsono ir Heilio bandymas parodė, kad besisukanti Žemė eterio nepatraukia.

Sanjako bei Maikelsono ir Heilio bandymų rezultatai buvo pakankamai įtikinantys ir idėja apie eterio patraukimą buvo galutinai palikta.

Reikia pabrėžti, kad Sanjako bandymo metodu galima išmatuoti sistemos kampinį sukimosi greitį. Dalinai, Maikelsono ir Heilio bandymo metu buvo išmatuotas Žemės sukimosi greitis.

Šiuo metu tokio pobūdžio matavimams naudojami dujų lazeriai. Viename iš galimų Sanjako bandymo variantų viename interferometro petyje įmontuotas lazeris (9.2.4.3 pav.). Visa sistema sudaro taip vadinamą žiedinį lazerį. Bandyme matuojamas interferencinio vaizdo kitimo greitis (mušimų dažnis), priklausomai nuo sistemos kampinio sukimosi greičio. Tokie įrenginiai naudojami *lazeriniuose giroskopuose*, kurie dideliu tikslumu matuoja Žemės sukimosi kampinio greičio projekciją ir tuo pačiu nusako geografinę platumą duotajame taške.



9.2.4.3 pav. Sanjako bandymo schema naudojant lazerį (1 – lazeris, 2 – foto imtuvas)