

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA · LOODUSVURIJATE SELTS

Päike, Maa ja atmosfäär



TARTU · 1967

PÄIKE, MAA JA ATMOSFÄÄR

THE SUN, EARTH AND ATMOSPHERE
BY J. V. KILB, M. A., F. R. S.

THE SUN, EARTH AND ATMOSPHERE

BY J. V. KILB, M. A., F. R. S.

THE SUN, EARTH AND ATMOSPHERE

SUN, EARTH AND
ATMOSPHERE

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON

THE SUN, EARTH AND ATMOSPHERE

ОБЩЕСТВО ЕСТЕСТВОИСПЫТАТЕЛЕЙ
ПРИ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР
THE NATURALISTS' SOCIETY ATTACHED TO
AKADEMY OF SCIENCES OF THE ESTONIAN SSR.

СОЛНЦЕ, ЗЕМЛЯ И АТМОСФЕРА

ТРУДЫ СЕКЦИИ ТОЧНЫХ НАУК IV

SUN, EARTH AND ATMOSPHERE

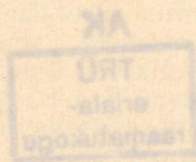
PROCEEDINGS OF THE SECTION OF EXACT SCIENCES IV

TARTU 1967 TARTU

LOODUSUURIJATE SELTS
EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA JUURES

PÄIKE, MAA JA ATMOSFÄÄR

TÄPPISTEADUSTE SEKTSIOONI TOIMETISED IV



TARTU 1967

Toimetuse kolleegium:

J. Gabovitš, P. Kard, A. Kipper, I. Kull, H. Käämbre, R. Lias, Ü. Lumiste,
Ü. Mullamaa (sekretär), K. S. Rebane, J. Ross (esimees)

Trükitud Eesti NSV Teaduste Akadeemia
Toimetus- ja Kirjastusnõukogu otsusel

TKN nr. 573

AK
TRÜ
eriala-
raamatukogu

84-2052

Atmosfääri läbipaistvusest ja Forbes'i efektist

Maa atmosfääris võib tähele panna väga mitmesuguseid füüsikalisi protsesse ja nähtusi, nagu õhu liikumist, pilvede tekkimist ja kadumist, veepiiskade auramist ja veeauru kondenseerumist, rõngaid ja sambaid Päikese ja Kuu ümber, vikerkaart ning veel paljusid teisi nähtusi. Füüsikast teame, et nähtuste ja protsesside esilekutsumiseks ja kulgemiseks kulub energiat. Seepärast kerkib päris loomulikult üles küsimus — missuguse energia arvel toimuvad atmosfääris grandioossed protsessid? Uurimised on veenvalt näidanud, et peaaegu kõik Maa atmosfääri füüsikalised protsessid ja nähtused tekivad ja kulgevad Päikese kiirgusenergia arvel — Päike on Maale praktiliselt ainsaks jõuamaks. Peale Päikese saab atmosfäär energiat maa sisemusest soojuse, tähtedelt valguse ja maailmaruumist kosmilise kiirguse näol. Kuid nende energialiikide osatähtsus atmosfääri energiabilansis on niivõrd väike, et sellega ei tule praktiliselt arvestada. On huvitav märkida, et meie geograafilisel laiusel saadakse maa seest aasta jooksul umbes sama palju soojust (ligikaudu 54 cal/cm^2), kui palju annab Päike suvisel keskpäeval ühe tunni jooksul.

Kuigi inimene juba ammu mõistis Päikese suurt mõju kogu loodusele, muu hulgas ka ilmastikule, piirduti kaua aega atmosfääri protsesside ja nähtuste uurimisel ainult fenomenoloogilist laadi kirjeldustega. Alles uusaja algul (XVII ja XVIII sajandil) tehti esimesi katseid meteoroloogiliste nähtuste teaduslikuks seletamiseks. Esimesteks nähtusteks, mille olemust selgitati füüsikaseadustele tuginedes, olid optilised nähtused atmosfääris, nagu vikerkaar, halod ja taeva sinine värvus. Nende seletamine on seotud selliste teaduse ajaloos tuntud nimedega, nagu Descartes, Newton, Airy, de Saussure jt.

Päikese kiirgust atmosfääris hakati energia seisukohalt uurima XVIII sajandi teisel poolel. Pioneerina tuleks mainida tuntud prantsuse teadlast Pierre Bouguer'd (1698—1758), kelle tööde tähtsus teaduse üldises arengus ei ole vähenenud, vaid koguni kasvanud.

Kui hinnata Päikese kiirguse uurimisi kuni käesoleva sajandi alguseni kaasaja teaduse tasemelt, tuleb märkida

nende suhtelist piiratust, mis avaldub selles, et uuriti kiirgusbilansi üht komponenti (otsest kiirgust) omaette, isoleeritult, kusjuures teised komponendid jäeti kõrvale. Sedavõrd, kuidas arenesid täppisteadused (eriti füüsika ja matemaatika), avarus ja süvenes ka Päikese kiirguse uurimine, täiustus selle metoodika. Käesoleva sajandi algul «füüsika kriisile» järgnenud füüsikaliste teaduste tormiline areng andis suure tõuke ka kiirgusprotsesside uurimisele — meteoroloogiast hakkas välja kooruma uue ja kiiresti areneva teadusena aktinomeetria.

Vastavalt kiirgusprotsesside sügavamale tundmaõppimisele on aktinomeetria omandanud järjest suurema tähtsuse meteoroloogias. Kaasajal ei ole meteoroloogia ilma aktinomeetriata isegi enam mõeldav. Kujuka ülevaate sellest, kuidas aktinomeetria tähtsus meteoroloogias viimase sajandi jooksul on kasvanud, võib saada, kui jälgida Päikese kiirgusele pühendatud küsimuste sisu ja mahtu oma aja autoriteetsete teadlaste poolt koostatud meteoroloogia käsiraamatutes ja kõrgematele koolidele määratud õpikutes, mis sageli täitsid ka käsiraamatute ülesannet.

Kui möödunud sajandi keskel ilmunud L. F. Kämtzi [1] ja E. E. Schmidti [2] kapitaalsetes õpikutes käsitletakse mõnda aktinomeetria küsimust (solaarkonstant, heliomeeter, vähesel määral andmeid Päikese kiirguse intensiivsuse kohta) ainult sissejuhatavas osas õige pealiskaudselt, siis käesoleva sajandi esimesel veerandil trükitud meteoroloogia-alastes monograafiates sellistelt tuntud autoritelt, nagu J. Hann [3, 4], R. Süring [4], F. Linke [5], N. Shaw [6] jt., on aktinomeetriliste küsimuste ring avardunud ja süvenenud. Neis töodes paistab kõigepealt silma kiirgusenergia osatähtsuse mõistmine kliimat kujundavate tegurite kompleksis ja seoses sellega kiirgusbilansile senisest suurema tähelepanu pööramine. Samuti tugevneb tendents käsitleda kiirgusprotsesse füüsikalisest küljest; seda võib eriti öelda atmosfääri läbipaistvuse uurimise kohta.

Võrreldes venekeelset meteoroloogia-alast kirjandust võõrkeelsega paistab esimene silma oma kõrgema taseme ja aktinomeetriliste küsimuste ulatuslikuma käsitlemise poolest. Öeldu on eriti kehtiv nende tööde kohta, mille autoriteks on sellised tuntud teadlased, nagu seismoloogia rajaja B. B. Golitsõn [7], omaaegne Füüsika Peaobservatooriumi juhataja M. A. Rõkatšov, kauaaegne Tartu Meteoroloogia Observatooriumi juhataja B. I. Sreznevski [8] jt. B. B. Golitsõni ja B. I. Sreznevski tööd paistavad silma oma matemaatilise käsitlemise ja füüsikalise külje rõhutamise poolest.

Iseloomustades aktinomeetria arengut üldistes joontes võib öelda — kui varem meteoroloogid piirdusid mõne üksiku aktinomeetrilise küsimuse lihtsa käsitlemisega ilma nende sidumiseta omavahel ja teiste meteoroloogiliste protsessidega, siis

iseseisvaks meteoroloogiliste teaduste rühma kuuluvaks distsipliiniks on aktinomeetria kujunenud alles kaasajal. Praegu on aktinomeetria kiiresti arenev teadus, millest hakkab kujunema või õieti ongi juba kujunenud mitmed uued kitsama profiiliga teadusharud. Aktinomeetria on jõudnud juba sellesse faasi, et põhjendatult võib tõstatada küsimuse — kas senine nimetus «aktinomeetria» on veel sobiv, sest tänapäeva aktinomeetria ei tegele ainult kiirgusprotsesside mõõtmisega atmosfääritingimustes, nagu see oli tema «noorpõlves» mõnikümme aastat tagasi. Arvestades praegust arengutaset ja probleemistikku oleks õigem kasutada nimetust «aktinoloogia» — õpetus kiirgusprotsessidest atmosfääritingimustes. Et see nimetus ei ole üldiselt veel käibel, kasutame edaspidi ajalooliselt väljakujunenud nimetust «aktinomeetria», kusjuures seda tuleb mõista laiemas tähenduses.

Kaasaja aktinomeetrias on välja kujunenud kaks ulatuslikku osa: 1) lühi- ja 2) pikalainelise kiirguse aktinomeetria. Esimene nendest käsitleb Päikese, teine aga Maa ja atmosfääri kiirgusvooge [9, 10].

Teatavasti mõistame kiirgusena energia ülekandumist elektromagnetilise lainetuse näol. Olenevalt lainepikkusest on kiirgus mitmesuguse toimega. Ta põhjustab soojust, keemilisi protsesse, nägemisaistinguid jne. Vastavalt sellele võib kiirgust käsitleda mitmelt seisukohalt. Teadust, mis uurib Päikese kiirgust energia levimise seisukohalt, nimetatakse aktinomeetriaks, ja teadust, mis uurib Päikese kiirgust nägemise seisukohalt — atmosfäärioptikaks. Viimase uurimisobjektiks on mitmesugused optilised nähtused atmosfääris.

Juba Newtoni ajaloolistest katsetest teame, et valgus sisaldab mitmesuguse lainepikkusega kiirgust. Sellist kiirgust nimetatakse polükromaatiliseks või integraalseks. Koosneb aga kiirgus teatud kindla lainepikkusega elektromagnetilistest lainetest, nimetatakse kiirgust monokromaatiliseks. Vastavalt sellele eristatakse integraalset aktinomeetriat spektraalsest aktinomeetriast. Rääkides aktinomeetriast mõeldakse selle all integraalset aktinomeetriat.

Aktinomeetria on väga tihedalt seotud mitmete teiste teadustega, eelkõige aga klimatoloogia ja meteoroloogiaga, millest ta välja areneski. Viimasel ajal on ta tungimas sünoptikasse, bioloogiasse (fotosüntees), tehnikasse (heliotehnika) ja mujale. Mõningaid nimetatud küsimusi käsitletakse üksikasjalikumalt käesoleva kogumiku teistes artiklites.

Aktinomeetria üks tähtsamaid ja vanemaid ülesandeid on maapinnale jõudnud Päikese kiirguse tundmaõppimine. Atmosfääri läbimisel muutub kiirgus nii kvantitatiivselt kui kvalitatiivselt. Esimene muutus avaldub kiirguse intensiivsuse nõrgenemises, teine aga kiirguse spektraalses koostises, s. t.

maapinnal on kiirgusenergia jaotus lainepikkuse järgi teistsugune kui atmosfääri ülemisel piiril. Selliseid muutusi põhjustab kiirguse neeldumine ja hajumine õhus. Väga tabavalt võrdleb V. G. Rosenberg Maa atmosfääri gigantse filtriga, mis asub kiirgusallika ja maapinna vahel. Võrreldes teiste valgusfiltritega, mida tunneme füüsikas, on atmosfääril siiski rida olulisi iseärasusi, milledest tähtsamatena võiks mainida järgmisi.

1. Kõigepealt on atmosfäär sume keskkond, milles veeauru, tolmu, suitsu ja muu kiirgust nõrgendava substantsi hulk muutub kiiresti nii ajaliselt kui ka ruumiliselt. Vastavalt sellele muutub ka kiirguse neeldumine ja hajumine alata, mis tunduvalt raskendab atmosfääri kui kiirgusfiltri omaduste tundmaõppimist.

2. Kui laboratoorsetes tingimustes mingi sumeda keskkonna parameetrid, mis iseloomustavad kiirguse nõrgenemist selles keskkonnas, on mõõtmistele kättesaadavad, siis sama ei saa öelda atmosfääri kohta. Isegi praegu, mil me kasutame atmosfääri uurimisel sputnikuid, ei ole meil täit selgust veeauru, tolmu ja muu kiirgust nõrgendava substantsi vertikaalse jaotuse kohta maapinnalt kuni atmosfääri ülemise piirini, rääkimata selle ajalistest muutustest.

3. Suuri raskusi atmosfääri kui kiirgusfiltri omaduste tundmaõppimisel valmistab ka see fakt, et kiirguse neeldumine ja hajumine on väga komplitseeritud protsess, mida atmosfääritingimustes mõjustavad omavahel keeruliselt seotud tegurite kompleksid. Kui näiteks hajutajaks osakeseks on väga väike veepiisake, hajutab ta kiirgust Rayleigh'i ehk neljanda astme seaduse järgi:

$$\sigma = \frac{\text{const.}}{\lambda^4}, \quad (1)$$

kus σ — hajumise koefitsient, λ — kiirguse lainepikkus. Kasvab aga sama piisake suuremaks, muutub ka hajumise mehhanism ja selle kohta kehtivad seadused. Kuid piisakese kasvamine või kahanemine sõltub paljudest teguritest, nagu õhus leiduvast veeaurust, temperatuurist, õhu turbulentsest segunemise astmest, piisakese enda suurusest jt. teguritest.

4. Kui sumeda keskkonna omaduste uurimisel laboratooriumis on sellele keskkonnale langenud ja sealt väljunud kiirguse intensiivsus ja spektraalne koostis otsestele mõõtmistele kättesaadavad, siis atmosfääri puhul on olukord teine — meie ei tea praegu päris täpselt ei Päikese kiirguse intensiivsust ega tema energia jaotust lainepikkuste järgi atmosfääri ülemisel piiril. Praegu teame põhilise aktinomeetrilise suuruse — solaarkonstandi arvulist väärtust vaid ligikaudselt (umbes 2 cal/cm²min). Teades küll keskkonnast väljunud kiirgust

küllaldase täpsusega, kuid sellesse sisenenud kiirgust ligikaudselt, ei ole võimalik täpsemalt öelda, kui suured muutused toimusid kiirgusega atmosfääris.

Atmosfääri omaduste tundmaõppimine ei ole lihtne. Atmosfääri kui sumeda keskkonna omaduste uurimisel kasvab kõigepealt vajadus vastavate kvantitatiivsete karakteristikute ehk parameetrite järele. Et sumedus on komplitseeritud mõiste, siis selle kvantitatiivseks iseloomustamiseks läheb tarvis mitu parameetrit, sest igaüks neist kirjeldab sumeduse teatud külge või teatud protsessi (näiteks kiirguse neeldumist, hajumist, murdumist jne.).

Nagu eespool mainitud, on aktinomeetria üheks küllalt tähtsaks ülesandeks uurida maapinnale jõudnud kiirgusenergia hulka. See aga sõltub oluliselt kiire tee pikkusest atmosfääris, mida aktinomeetrias iseloomustatakse massiarvu m abil, ja atmosfääri läbipaistvusest, mida iseloomustavad mitmed läbipaistvuse või sumeduse karakteristikud.

Aktinomeetrias kasutatakse praegu kõige rohkem Bouguer' valemi

$$S_m = S_0 p_m^m \quad (2)$$

järgi defineeritud Bouguer' läbipaistvuse koefitsienti p_m . Selles valemis tähendab S_m — integraalse otsese kiirguse intensiivsust, S_0 — solaarkonstanti ja m — massiarvu.

Ajalooliselt on huvitav märkida, et kiirguse intensiivsuse eksponentsiaalse seaduse (2) avaldas esmakordselt tuntud prantsuse teadlane Pierre Bouguer 1729. aastal, millele ta hiljem (1760. aastal) andis teoreetilise põhjenduse [11]. Välismaises kirjanduses seotakse see seadus ekslikult J. Lamberti (1728—1777) nimega, kes seaduse avaldamise ajal (1729. a.) oli vaid üheaastane ja ka hiljem ei ole sellele midagi uut omalt poolt juurde lisanud. Nähtavasti on Lamberti nime sidumine Bouguer'ga tingitud sellest, et 1760. aastal avaldas ta oma kuulsas fotomeetria-alases töös [11] seaduse (2) Bouguer' poolt antud kujul, viidates seejuures originaalile. J. Lambert ise ei ole kunagi pretendeerinud selle seaduse avastamise või täiendamise prioriteedile.

Hinnates Bouguer' seadust tänapäeva teaduse seisukohalt, tuleb öelda, et see on üks tähtsamaid ja teaduses enam kasutatavaid looduseadusi. Tema kehtivust kontrollis 1920. aasta paiku nõukogude akadeemik S. I. Vavilov ja leidis, et monokromaatilise valgusvoo intensiivsuse muutumisel väga laiades piirides (10^{-11} — 10^8 erg/cm²s) jääb nõrgenemise koefitsient k_λ konstantseks.

Kuid juba möödunud sajandil jõudsid mõned teadlased (de Saussure, Schlaginweit, Oddene jt.) veendumusele, et Bouguer' läbipaistvuse koefitsient p_m kasvab kiire tee pikene-

misel õhus. Samale tulemusele jõudsid palju usaldusväärsema ja ulatuslikuma vaatlusmaterjali alusel nõukogude silmapaistvad aktinometristid N. N. Kalitin, S. I. Sivkov, Š. M. Tšhaidze, S. M. Averkijev jt. (Et p sõltub peale läbipaistvuse ka massiarvust m , on valemis (2) p varustatud indeksiga m).

Millega seletada silmanähtavat vastuolu S. I. Vavilovi väga täpsete ja usaldusväärsete katsete ja aktinometristide samuti usaldusväärsete tähelepanekute vahel? Põhjus on päris lihtne: S. I. Vavilov uuris Bouguer' seaduse kehtivust monokromaatilise, s. o. ühesuguse lainepikkusega kiirguse puhul, aktinometristid aga mõõtsid integraalset, s. o. kõikidest lainepikkustest koosnevat kiirgust. Seega tuleb integraalse kiirgusvoo nõrgenemisel arvestada veel ühte tegurit — kiirguse spektraalset koostist, mille all mõistetakse kiirgusenergia jaotust lainepikkuse järgi. Asja tuum seisneb selles, et integraalse kiirguse puhul keskkond nõrgendab (neelab ja hajutab) mõne lainepikkusega kiirgust rohkem, teisi vähem, mõne lainepikkusega kiirgust üldsegi mitte. Sel puhul öeldakse, et kiirguse nõrgenemine on selektiivne (sõltub lainepikkusest λ).

Selektiivsest nõrgenemisest tingituna ei nõrgenda koostise poolest homogeenne keskkond integraalset kiirgust igas kohas ühesuguselt: esimesed kihid, kuhu tungib kiir, nõrgendavad integraalset kiirgust kõige rohkem, sest integraalses kiirguses leidub sellise lainepikkusega kiirgust, mida vaadeldav aine nõrgendab suhteliselt kõige rohkem. Sügavamatesse kihtidesse jõudnud kiirgusest on intensiivselt neelatatav osa eelmiste kihide poolt juba tunduval määral neelatud ja hajutatud, kuna vähem neelatatav spektri osa nõrgeneb suhteliselt vähe. Selle tulemuseks on, et kiire teekonna pikenemisel keskkonnas kasvab vähem neelatava ja hajutatava kiirguse intensiivsuse osatähtsus spektris. Kirjeldatud nähtust, mille avastas inglise teadlane J. Forbes (1845), nimetatakse tema nime järgi Forbes'i efektiks.

See efekt avaldab mõju kõikidele integraalse kiirguse kaudu määratud läbipaistvuse karakteristikutele: muutumatu läbipaistvusega atmosfääris mõned karakteristikud (näiteks Bouguer' läbipaistvuse koefitsient p) kasvavad, teised (näiteks Linke sumedustegur T) aga kahanevad. Seega siis sõltuvad integraalsed läbipaistvuse karakteristikud ühelt poolt atmosfääri läbipaistvusest, mille määrab kiirgust nõrgendava substantsi hulk ja olek õhus, ja teiselt poolt Forbes'i efekti tõttu kiire tee pikkusest atmosfääris, millega on seotud massiarvu m mõiste.

Kui ei ole teada nimetatud tegurite mõju vaadeldavale karakteristikule π , siis ei saa viimase järgi anda objektiivset hinnangut atmosfääri läbipaistvuse muutumise kohta. Ilmekalt demonstreerib seda järgmine näide. Mõõtmised näitavad,

et püsiva selge ilma puhul Päikese kõrguse vähenemisel Bouguer' läbipaistvuse koefitsient kasvab. Siit oleks loomulik järeldada — selge ilmaga enamasti õhtupoolikul veeauru, tolmu, suitsu jne. hulk väheneb. Tegelik olukord on aga väga sageli vastupidine. Selle põhjuseks on asjaolu, et p kasvamine ei ole tingitud kiirgust nõrgendava substantsi hulga vähenemisest, vaid Forbes'i efekti mõjust Bouguer' läbipaistvuse koefitsiendile.

Et läbipaistvuse karakteristikud täidaksid oma põhilise ülesande — iseloomustada läbipaistvust, mis on tingitud kiirgust nõrgendavast substantsist õhus — on tarvis tunda Forbes'i efekti mõju integraalsetele läbipaistvuse karakteristikutele.

Erialases kirjanduses on seda küsimust puudutatud pealis-kaudselt: leiduvad mõned tabelid, mis võimaldavad muutumatu läbipaistvuse korral Bouguer' läbipaistvuse koefitsienti taandada ühelt massiarvult teisele. Need tabelid, mis sisuliselt peegeldavad Forbes'i efekti, on koostatud empiirilise materjali alusel; teoreetiliselt seda küsimust seni uuritud ei ole. Selle arvele võib osalt kirjutada fakti — kuigi me kasutame atmosfääri läbipaistvuse kvantitatiivseks iseloomustamiseks mitmesuguseid integraalse kiirguse intensiivsuse kaudu määratud läbipaistvuse karakteristikuid, ei tunne me siiski piisavalt nende põhilisi omadusi. Sellest tingituna võib juhtuda, et järeldused, mida teeme läbipaistvuse karakteristikute alusel, ei ole alati tegelikkusega kooskõlas.

Et läbipaistvuse karakteristikud on avaldatavad nõrgenemise koefitsiendi k kaudu, siis on loomulik kõigepealt uurida Forbes'i efekti sellel.

Füüsikast teame, et monokromaatilise kiirguse jaoks on kehtiv Bouguer' diferentsiaalvõrrand

$$dS_{\lambda} = -k_{\lambda} S_{\lambda} dm, \quad (3)$$

kus S_{λ} ja k_{λ} on vastavalt monokromaatilise kiirguse (lainepikkusega λ) intensiivsus ja nõrgenemise koefitsient, dm — elementaarne mass, mis nõrgendas kiirguse intensiivsust dS_{λ} võrra. Selle diferentsiaalvõrrandi lahendiks on avaldis

$$S_{\lambda} = S_{0,\lambda} e^{-k_{\lambda} m}, \quad (4)$$

kus $S_{0,\lambda}$ on vaadeldava monokromaatilise kiirguse intensiivsus atmosfääri ülemisel piiril ($m = 0$).

Et saada keskkonda läbinud integraalse kiirguse intensiivsust, tuleb eelmise valemi mõlemaid pooli korrutada $d\lambda$ -ga ja integreerida kõigi lainepikkuste ($\lambda = 0$ kuni $\lambda = \infty$) järgi:

$$S_m = \int_0^{\infty} S_{0,\lambda} e^{-k_{\lambda} m} d\lambda. \quad (5)$$

Maapinnale jõudnud kiirguse intensiivsuse S_m arvutamine selle valemi järgi on tülikas, sest k_{λ} ja $S_{0,\lambda}$ on väga keerulised lainepikkuse funktsioonid. Lisaks sellele tunname Päikese kiirguse spektraalset jaotust $S_{0,\lambda}$ atmosfääri ülemisel piiril puudulikult. Seepärast tuleb S_m arvutamiseks otsida sobivamaid valemid teisiti.

Üheks võimaluseks on, kui kirjutada ka integraalse kiirguse puhul valemi (3) eeskujul Bouguer' diferentsiaalvõrrand

$$dS = -k(m) S dm, \quad (6)$$

kusjuures Forbes'i efekti tõttu k sõltub praegusel juhul massiarvust [12].

Selle diferentsiaalvõrrandi lahendiks on

$$S_m = S_{m_1} e^{-\int_{m_1}^m k(m) dm}, \quad (7)$$

kus S_m ja S_{m_1} on massiarvudele m ja m_1 vastavad intensiivsused. Atmosfääri ülemisel piiril on $m_1 = 0$ ja $S_{m_1} = S_0$ (solaarkonstant). Silmas pidades seda, saame kirjutada

$$S_m = S_0 e^{-\int_0^m k(m) dm}. \quad (8)$$

Nende valemite kasutamine eeldab $k(m)$ tundmist. Seda saab aga leida kas empiiriliselt või teoreetiliselt. Esimesel juhul on tarvis mõõta muutumatu läbipaistvusega atmosfääris otsese kiirguse intensiivsust Päikese mitmesuguse kõrguse korral, teisel juhul aga tuleb lähtuda teatud eeldustest ja teoreetiliselt tuletada nõrgenemise koefitsiendi k ja massiarvu m vaheline seos. Näiteks monokromaatilise kiirguse puhul $k(m)$ ei sõltu massiarvust. Asendades $k(m) = k_{\lambda}$ saame valemist (8) eespool leitud Bouguer' valemi (5) monokromaatilise kiirguse kohta.

Valemid (7) [või (8)] on otsese kiirguse intensiivsuse valemid üldisel kujul. Asendades nendes $k(m)$ vastava funktsiooniga saame tuletada kõik aktinomeetrias tuntud otsese kiirguse intensiivsuse valemid, nagu Kastrovi, Sivkovi, Gulnitski jt. omad [10]. Tuleb märkida, et valem (7) ei sisalda solaarkonstanti S_0 , mille väärtust teame praegu ainult ligikaudselt; piisab juba mõõtmistele kättesaadava massiarvu m_1 juures mõõdetud intensiivsusest S_{m_1} .

Valemi (7) [või (8)] tähtsus ei piirdu ainult tuntud valemite tuletamisega teiselt seisukohalt lähtudes, vaid ta või-

maldaab leida uusi valemid, mille kooskõla tegelikkusega ei ole halvem kui seni kasutatud valemil.

Uute valemite tuletamisel lähtume teatud eeldustest nõrgenemise koefitsiendi kohta. Nagu mõõtmised näitavad, kahaneb massiarvu suurenemisel muutumatu läbipaistvusega atmosfääris nõrgenemise koefitsient k . Iseloomustame seda kahane-
mist $k(m)$ muutumise kiiruse $\frac{dk(m)}{dm}$ kaudu. Arusaadavalt sõltub viimane atmosfääri läbipaistvust määravatest parameetritest $s_1, s_2, s_3 \dots$ (näiteks yeeauru, tolmu, suitsu jne. hulk) ja Forbes'i efekti tõttu massiarvust:

$$\frac{dk(m)}{dm} = -f(s_1, s_2, s_3 \dots m). \quad (9)$$

Paremal esinevat funktsiooni $f(s_1, s_2, s_3 \dots m)$ võib konstrueerida mitmeti. Eeldades, et see on kahe funktsiooni korrutis, milledest üks sõltub ainult läbipaistvust määravatest parameetritest, teine aga massiarvust, saame kirjutada

$$f(s_1, s_2, s_3 \dots m) = B(s_1, s_2, s_3 \dots) \cdot \varphi(m). \quad (10)$$

Kui ei muutu $s_1, s_2, s_3 \dots$ (muutumatu läbipaistvus), siis $B(s_1, s_2, s_3 \dots) = B = \text{const}$ ja seega

$$\frac{dk(m)}{dm} = -B \cdot \varphi(m). \quad (11)$$

Lisatingimusel, et massiarvu $m = m_1$ korral on nõrgenemise koefitsient $k(m_1)$, on selle diferentsiaalvõrrandi lahendiks avaldis

$$k(m) = k(m_1) + BF(m_1) - BF(m), \quad (12)$$

kus $F(m) = \int \varphi(m) dm$.

Asetades selle valemisse (7) saame pärast mõningaid teisendusi

$$\left. \begin{aligned} S_m &= S_{m_1} p^{m-m_1} e^{B \int_{m_1}^m F(m) dm} \\ p &= e^{-k(m_1) - BF(m_1)} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Vaatamata kohmakusele on sel valemil mõned positiivsed jooned: 1) ta ei sisalda solaarkonstanti, mille väärtust me praegu täpselt ei tea, 2) temas esinevad põhilised funktsioonid $[F(m), B, k(m_1)]$ on kas ainult läbipaistvuse $[B, k(m_1)]$ või massiarvu $[F(m)]$ funktsioonid ja 3) ta on üldine, s. t. on rakendatav kõigi nende nähtuste puhul, mis alluvad Bouguer'

diferentsiaalvõrrandile (6) ja täidavad tingimust (11). Valemitale (11)–(13) konkreetsema kuju andmiseks püstitame veel ühe tegelikkusega heas kooskõlas oleva eelduse: nõrgenemise koefitsiendi muutumine on võrdeline massiarvu relatiivsele muutumisele $\frac{dm}{m}$, s. t. $\varphi(m) = \frac{1}{m}$. Sellisel eeldusel kujuneb valem (13) järgmiseks:

$$\left. \begin{aligned} S_m &= S_{m_1} p^{m-m_1} \left(\frac{m^m}{m_1^{m_1}} \right)^B \\ p &= e^{-k(m_1) - B \ln m_1} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Viimased valemid muutuvad tunduvalt lihtsamateks, kui $m_1 = 1$ või $m_1 \rightarrow 0$. Esimesel juhul

$$S_m = S_1 p^{m-1} m^{Bm} \quad (15)$$

ja teisel juhul

$$S_m = S_0 p^m m^{Bm}, \quad (16)$$

kus S_1 on otsese kiirguse intensiivsus $m=1$ korral, S_0 — solaarkonstant.

Võrreldes viimast valemit Bouguer' valemiga (2) selgub, et

$$\rho_m = p m^B, \quad (17)$$

kusjuures $p = p_1$, s. t. p on Bouguer' läbipaistvuse koefitsient massiarvu $m=1$ korral.

Valemite (16) ja (17) järgi arvutatud S_m ja ρ_m väärtused langevad väga hästi kokku mõõtmistest saadud andmetega — hälbed jäävad peaaegu eranditult mõõtmisvigade piiridesse. Silmas pidades seda, on nimetatud valemeid kasutatud mitmete küsimuste lahendamisel: nendele toetudes on uuritud atmosfääri läbipaistvuse karakteristikute omadusi, püstitatud karakteristikute hindamise objektiivsed kriteeriumid, klassifitseeritud karakteristikuid, arvutatud otsese kiirguse võimalikke päeva-, dekaadi- ja kuusummasid tähtajaliste mõõtmisandmete järgi jt. Üldse võib lugeda valemeid (16) ja (17) õige produktiivseteks.

Neid ridu lugedes kerkib iseenesest küsimus: kas Forbes'i efektina tuntud nähtus esineb ainult atmosfääris või kohtume sellega ka mujal? Silmas pidades Forbes'i efekti olemust võib öelda — see esineb kõikjal, kus keskkond või miljöö mõjustab vaadeldavat nähtust või protsessi selektiivselt. Kuid sellised on

valdav enamik nähtusi (või protsesse) looduses (ja ühiskonnas). Selle illustreerimiseks võiks tuua lihtsa näite.

Loomuliku selektsiooni näide. Külvamisel satub põllule nii vilja- kui ka umbrohuseeme. Et viimane on väliskeskkonna tingimustele vastupidavam kui esimene, siis ilma inimese vahelesegamiseta mõne aja pärast umbrohu «erikaal» põllul kasvab, viljal aga väheneb.

Taoliste näidete rida võib vaevata pikendada. Kõigi nende nähtuste ühiseks jooneks on miljöo selektiivne mõju nähtustele, mille tõttu nende «spekter» (taimede protsentuaalne koostis liikide järgi) muutub, järelikult Forbes'i efekt esineb nende nähtuste juures.

Arusaadavalt on eespool toodud valemid kehtivad miljöo poolt selektiivselt mõjustatud nähtuste puhul, eeldusel, et on täidetud nende valemite tuletamisel püstitatud tingimused (6), (10) ja (11). Muidugi tuleb sel korral valemites esinevate tähtede tähendust üldistada: m all tuleb mõista mitte ainult massiarvu, vaid mingit üldist muutujat, nagu tee pikkust, massi, aega jne; S_m — üldistatud intensiivsust, $k(m)$ — üldistatud nõrgenemise koefitsienti, mis on defineeritud valemi (6) alusel. Hoopis keerukamaks võib osutada B ja ϕ jaoks konkreetse funktsiooni leidmine, mis kahtlematult iga nähtuste rühma jaoks on isesugune. Kui on küllaldaselt vaatlusmaterjali, ei valmista ka nende leidmine põhimõtteliselt raskusi.

Forbes'i efekt laiemas tähenduses võimaldab mitmeid seni peamiselt kvalitatiivselt käsitletud nähtusi või protsesse uurida ka kvalitatiivsest küljest; seega osutub võimalikuks matemaatiliste meetodite rakendamine senisest laiemas ulatuses. Jääb soovida, et Forbes'i efekti vastu tunneksid huvi peale aktinometristide ka teiste teadusalade esindajad ja see osutuks mujal sama produktiivseks kui aktinomeetrias.

KIRJANDUS

1. Kämtz, L. F., Vorlesung über Meteorologie. Halle, 1840.
2. Schmid, E. E., Lehrbuch der Meteorologie. Leipzig, 1860.
3. Hann, J., Lehrbuch der Meteorologie. Leipzig, 1901.
4. Hann, J. — Süring R., Lehrbuch der Meteorologie. Halle, 1840.
5. Linke, F., Meteorologisches Taschenbuch. Leipzig, I Aufl., 1931; V Aufl., 1939.
6. Shaw, N., Austin, E., Manual of Meteorology. Vol. I—IV, Cambridge, 1926—1931.
7. Голицын Б., Материалы к изучению метеорологии. С.-Петербург, 1887.
8. Срезневский Б. И., Конспект курса метеорологии и физической географии, читанного в 1892/93 году в Имп. Моск. Унив. (Рукопись).
9. Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца. Л., 1954.
10. Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере. Л., 1956.

11. Бугер Пьер, Оптический трактат о градации света. Изд. АН СССР, Л., 1950.
12. Мюрк Х., О новой формуле интенсивности излучения и о новых характеристиках прозрачности атмосферы. Иссл. по физ. атм., № 1, 1959.

Х. Мюрк

Тартуский государственный университет

О прозрачности атмосферы и эффекте Форбса

Резюме

В первой части статьи опубликован краткий обзор развития актинометрии в течение последнего столетия и подчеркивается, что значение ее в метеорологии непрерывно возрастает.

До настоящего времени свойства характеристик прозрачности атмосферы при интегральной радиации мало изучались. При проведении подобных исследований целесообразно исходить из коэффициента ослабления k , который при интегральном излучении зависит от числа масс m . Исходя из этого предположения, выведена общая формула (3) для интенсивности прямой радиации; известные в актинометрии формулы (Кастрова, Козика и др.) являются частными случаями этой формулы.

Количественно влияние эффекта Форбса на коэффициент ослабления характеризует скорость изменения по числу масс [форм. (9) или (11)].

Выразив $k(m)$ через некоторую функцию от m , можно вывести новые формулы интенсивности (13) и (17), из которых последняя приводит к результатам, согласующимся с действительными данными.

По мнению автора, эффектом Форбса можно пользоваться не только в актинометрии, но и в других случаях, когда среда влияет на некоторое явление или процесс селективно (например, при биологических процессах).

About the Transparency of the Atmosphere and Forbes' Effect

Summary

In the first part of this paper the history of actinometrics is discussed.

Hitherto little research has been carried out into the qualities of the characteristics of transparency of the Atmosphere which is determined by the intensity of integral radiation. The coefficient of extinction k depends on the physical situation of the Atmosphere and, owing to Forbes' effect, also on the air-mass m . In the case of stable transparency, k is only a function of m . Assuming this, the author has obtained the general formula (3) for the intensity of radiation; the other formulae (Kastrov's, Sivkov's, Kozik's etc.) are special cases of formula (3).

Quantitatively, Forbes' effect on the coefficient of extinction is characterized by the expression $\frac{dk}{dm}$ [formula (9) or (11)].

Supposing that the expression (11) is right for $\frac{dk}{dm}$, the formula (13) is derived; if $\frac{dk}{dm} = \frac{B}{m}$ (where B does not depend on m), we get the formulae (14)–(16), which are in good accordance with reality.

The author believes that Forbes' effect can be used whenever the medium affects a process or a phenomenon selectively (e. g. a biological process).

Kiirgusvoogudest Maa atmosfääris

Sissejuhatus

Paljude kiirguse ülekande küsimuste lahendamisel kõrvuti eksperimentaalsete uurimistega on protsesside seaduspärasuste ja olemuse selgitamisel väga oluline ka kiirgusvoogude arvutamine. Maa atmosfääris esinevate kiirgusvoogude arvutamiseks tuleb lahendada täielik kiirguse ülekande võrrand, arvestades nii atmosfääri kui ka aluspinna füüsikalisi omadusi. Kiirguse ülekande teooria moodustab tähtsa osa nii teoreetilises astrofüüsikas, geofüüsikas kui ka mitmetes rakendusfüüsika harudes (kolloidlahuste optika, spektroskoopia, soojustehnika jne.). Viimasel ajal on nimetatud teorial suur tähtsus ka aatomifüüsikas, sest neutronite hajumine allub samasugustele võrranditele kui kiirguse ülekande atmosfääris.

Geofüüsikud uurivad kiirguse ülekande protsesse Maa atmosfääris ja veekogudes. Käesolevas artiklis vaatleme kiirguse ülekande küsimusi Maa atmosfääris. Kiirguse ülekande võrrandi lahendamise eesmärgiks on leida üles- ja allasuunatud kiirguse intensiivsuse jaotus poolsfääris, kiirgusvoogude väärtused mitmesugustel kõrgustel aluspinnast jne., eeldades, et on teada atmosfääri optilised karakteristikud ja pealelangeva kiirguse spektraalne intensiivsus.

Kiirguse ülekande atmosfääris kujutab endast elektromagnetilise lainetuse levimise protsessi hajutavas ja neelavas keskkonnas. Klassikaliseks ülesandeks on siin elektromagnetilise lainetuse hajumine sfäärilistel osakestel, mille formaalne lahend oli teada eelmisel sajandil. Valguse hajumise ülesande sfääriliste osakeste korral, mis on väikesed, võrreldes valguse lainepikkusega; lahendas esmakordselt Rayleigh [1]. Rayleigh' seaduse järgi toimub hajumine molekulidel ja ka vabadel elektronidel. Teoreetilised alused valguse hajumise kohta osakestel, mis on suured, võrreldes valguse lainepikkusega, esitas G. Mie [2]. Ülevaate uurimustest valguse hajumise kohta üksikutel osakestel võib leida K. S. Šifriini [3] ja van de Hulsti [4] raamatuist, milles käsitletakse peamiselt ühekordset hajumist osakestel. Nimetatud töodes esitatakse ulatuslikud arvutused hajumise kohta mitmesuguste komplekssete murdumisnäitajatega osakestel, uuritakse difraktsiooni ja interferentsi efekte

hajumisel, samuti hajumiskarakteristikute sõltuvust aerosooli osakeste suurusest ja omadustest ning näidatakse võimalusi aerosooli struktuuri optiliseks määramiseks.

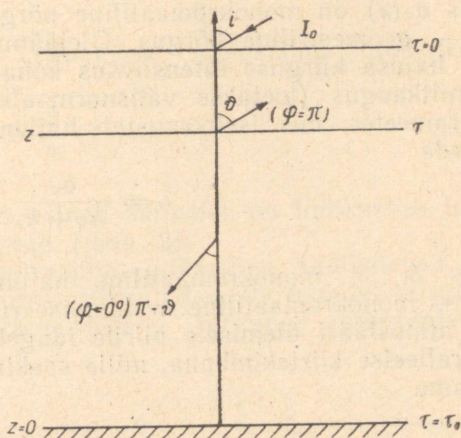
Kiirguse ülekande teoorias Maa atmosfääri jaoks on oluline mitmekordse hajumise arvestamine. Suure panuse kiirguse ülekande teooria arendamisel on andnud nõukogude teoreetikud V. A. Ambarzumijan, V. G. Fessenkov, J. S. Kuznetsov, V. V. Sobolev, K. S. Sifrin, G. V. Rosenberg, E. M. Feigelson, M. S. Malkevits jt.

Käesolevas artiklis esitatakse kiirguse ülekande võrrand, loetletakse selle lahendamise võimalusi ning vaadeldakse mõningaid küsimusi seoses lühilainelise ja pikalainelise kiirguse arvutamisega Maa atmosfääri mitmesuguste kihtide jaoks. Eksperimentaalsete uurimiste tulemusi käsitleme vaid niivõrd, kui need on vajalikud teoreetiliste mudelite loomiseks ja neis sisalduvate parameetrite määramiseks. Käesoleva artikli raamides on aga ka teoreetiliste küsimuste ammendav käsitlemine võimatu. Lugejale, kes tunneb põhjalikult huvi kiirguse ülekande küsimuste vastu Maa atmosfääris, soovitame tutvuda monograafiatega [5, 6].

Kiirguse ülekande võrrand ja selle lahendamine

Kuna enamik kiirguse ülekande ülesandeid Maa atmosfääris sarnaneb klassikalisele Milne'i probleemile astrofüüsikast, siis vaatleme kiirguse ülekande võrrandit ja selle lahendusmeetodeid lähtudes Milne ülesandest.

Milne ülesannet võiks kirjeldada järgmiselt. Vaatleme stel-



Joon. 1. Tasaparalleelne atmosfääri mudel.

laarset atmosfääri, mis on jaotatud homogeenseteks tasaparalleelseteks kihtideks nii, et ühe muutujaga (geomeetriline kõrgus, temperatuur või gaasi rõhk) on võimalik üheselt määrata antud kihti. Atmosfäär on kiirgustasakaalu olekus, s. t. energiavahetus konvektsiooni ja soojusjuhtivuse teel on tähtsusetu, võrreldes energiavahetusega kiirguse teel. Kiirguse sagedus hajumisel ei muutu. Eeldame, et kehtib lokaalne termodünaamiline tasakaal.

Kiirguse ülekande võrrandi monokromaatilise kiirguse jaoks tasaparalleelses atmosfääris (joon. 1) võib esitada järgmisel kujul *:

$$-\cos \vartheta \frac{dI(\tau, \vartheta, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \vartheta, \varphi) + B(\tau, \vartheta, \varphi), \quad (1)$$

kus $B(\tau, \vartheta, \varphi)$ on nn. allikfunktsioon, mis arvestab keskkonnas olevaid kiirgusallikaid (B_0) ja keskkonna piirile langevat kiirgust (B_1):

$$B(\tau, \vartheta, \varphi) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi I(\tau, \vartheta', \varphi') \kappa(\gamma) \sin \vartheta' d\vartheta' + B_0(\tau, \vartheta, \varphi) + B_1(\tau, \vartheta, \varphi). \quad (2)$$

Geomeetrilise kõrguse asemel on toodud sisse optiline paksus τ , mis avaldub kujul

$$\tau = \int_z^\infty \alpha_v(z) dz, \quad (3)$$

kus $\alpha_v(z)$ on monokromaatiline nõrgenemise ruumikoefitsient, z — geomeetriline kõrgus. Ülejäänud tähistused: $I(\tau, \vartheta, \varphi)$ — hajusa kiirguse intensiivsus kohal τ suunas (ϑ, φ) , ϑ — seniitkaugus (loetakse välisnormaalist), φ — asimuut, λ — parameeter, mis iseloomustab hajumise ja neeldumise vahetkorda:

$$\lambda = \frac{\sigma_v}{\sigma_v + k_v}, \quad (4)$$

kus δ_v — monokromaatiline hajumise ruumikoefitsient ja k_v — monokromaatiline neeldumise ruumikoefitsient. Eeldades, et atmosfääri ülemisele piirile langeb Päikese otsene kiirgus paralleelse kiirtekimbuna, mille spektraalne voo tihedus on I_0 , saame

* Võrrandi tuletamine on toodud monograafias [5].

$$B_1(\tau, \vartheta, \varphi) = \frac{I_0}{4\pi} \kappa(\gamma) e^{-\tau \sin i} \quad (5)$$

γ on hajumisnurk, mis on seotud vaatesuuna (ϑ, φ) ja jooksva punkti (ϑ', φ') koordinaatidega sfäärilise trigonomeetria valemil

$$\cos \gamma = \cos \vartheta \cos \vartheta' + \sin \vartheta \sin \vartheta' \cos(\varphi - \varphi'). \quad (6)$$

Integraal valemis (2) arvestab hajusa kiirguse kasvu punktis τ suunas (ϑ, φ) mitmekordse hajumise arvel. Hajusa kiirguse kasvu Päikese kiirguse ühekordse hajumise arvel arvestab liige $B_1(\tau, \vartheta, \varphi)$.

Valemities esinev suurus $\kappa(\gamma)$ on normeeritud hajumisindikatriss ehk hajumise suundkoefitsient, s. o. suurus $\frac{1}{4\pi} \kappa(\gamma)$ näitab, milline osa antud punktis τ hajutatud kiirgusest hajub suunas (ϑ, φ) . Indikatrissi normeerimistingimus avaldub valemiga

$$\int \kappa(\gamma) \frac{d\omega}{4\pi} = 1. \quad (7)$$

Arvestades, et ruuminurga element avaldub valemiga

$$d\omega = \sin \gamma \, d\gamma d\varphi, \quad (8)$$

saame normeerimistingimuse esitada kujul

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi \kappa(\gamma) \sin \gamma \, d\gamma = 1. \quad (9)$$

Molekulaarsel hajumisel (Rayleigh' atmosfäär) indikatriss avaldub valemiga

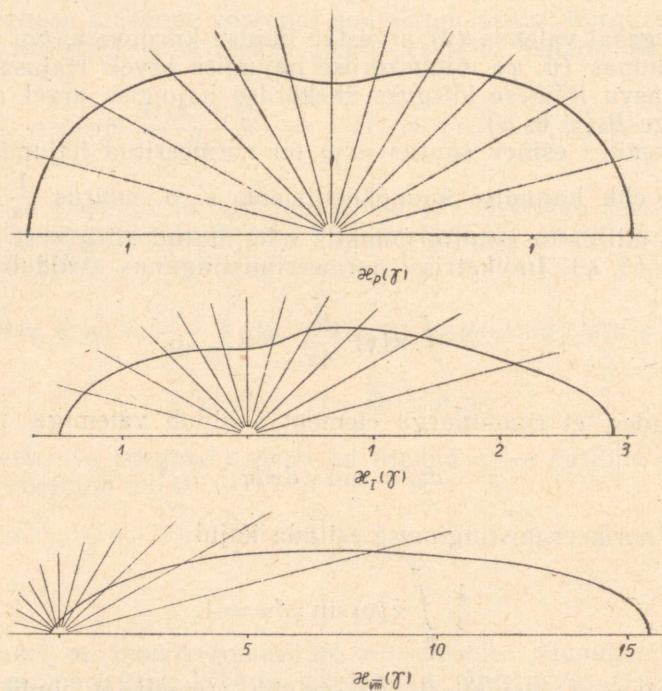
$$\kappa_p(\gamma) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \gamma). \quad (10)$$

Reaalses atmosfääris, kus esineb aerosool, on indikatriss tunduvalt enam välja venitatud (joon. 2).

Kui hajumine on isotroopne (sfääriline indikatriss) ja keskkonnas puuduvad kiirgusallikad ($B_0 = 0$), taandub kiirguse ülekande võrrandi (1) lahendamine järgmise integraalvõrrandi lahendamisele:

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} E i(\tau - \tau') B(\tau') d\tau' + \frac{\lambda}{4\pi} I_0 e^{-\tau \sec i}. \quad (11)$$

Selle integraalvõrrandi lahendamine on võimalik näiteks järkjärgulise lähenemise meetodiga. Sama meetodiga saab lahendada kiirguse ülekande võrrandit ka üldisemal juhul (väljavenitatud indikatrissi korral). Järkjärgulise lähenemise (iteratsiooni) meetodiga on põhimõtteliselt võimalik lahendada kiirguse ülekande ülesannet mistahes täpsusega, kuid arvu-



Joon. 2. Hajumise indikatrissid: $\kappa_p(\gamma)$ — Rayleigh' atmosfääris (valemi (10) põhjal); $\kappa_I(\gamma)$ — reaalses atmosfääris väga nõrga sombu korral [7]; $\kappa_{VIII}(\gamma)$ — reaalses atmosfääris tugeva sombu korral [7].

tuste töömahukuse tõttu on ulatuslikumaid arvutusi võimalik läbi viia vaid elektronarvutusmasinate abil. Seni on ulatuslikud arvutused tehtud isotroopse hajumise jaoks [8] ja Rayleigh' atmosfääri jaoks [9, 10]. On huvitav märkida, et arvutuste põhjal peaks Rayleigh' atmosfääris taeva värvus seniidis päikese loojangu ajal olema rohekassinine ning hämarikus muutuma kollakaks. Et reaalses atmosfääris seniidi värvus

jääb siiski siniseks, on tingitud kollaste kiirte neeldumisest osooni neeldumisribades (Chapuis' ribad) [11]. Rayleigh' atmosfääri jaoks on lahendatud kiirguse ülekande võrrand, arvestades polarisatsiooni. Sel juhul tuleb võrrandi (1) asemele vektorvõrrand ja hajumisindikatriss asendub hajumismaatriksiga.

Peale iteratsioonimeetodi kasutatakse kiirguse ülekande võrrandi lahendamisel väga mitmete autorite poolt loodud ligikaudseid meetodeid. Enam kasutatavatest lahendusmeetoditest võiks nimetada järgmisi:

1) meetodid, kus keskmised intensiivsused leitakse suundade järgi (näit. Schwarzschild-Schusteri, Eddingtoni, Sobolevi, Kagan-Judini jt. meetodid);

2) Chandrasekhari meetod, kus integraal võrrandis (2) asendatakse Gaussi summaga ja saadakse $2n$ lineaarset diferentsiaalvõrrandit;

3) Ambarzumijani meetod (lõplike kihtide liitmise meetod);

4) tõenäosusmeetodid, kus funktsioon $B(\tau, \vartheta, \varphi)$ määratakse kiirguse kvandi keskkonnast antud suunas väljumise tõenäosuse kaudu;

5) variatsioonimeetodid, mis põhinevad funktsionaali leidmisel (viimane omandab ekstremaalsed väärtused, kui arvutada ta kiirguse ülekande võrrandi lahendi kohal);

6) resolventide meetodid, kus leitakse integraalvõrrandi (11) resolvent.

Nimetatud loetelu ei hõlma muidugi kõiki võimalusi kiirguse ülekande võrrandi lahendamiseks. Sobiva ligikaudse meetodi valik sõltub konkreetse lahendatava probleemi iseärasusest, nõutavast täpsusest ja lubatavast töömahust.

Atmosfääri protsesside uurimisel pakub erilist huvi kiirguse ülekande võrrandi lahendamine väljavenitatud indikatrisside korral, mis esinevad reaalses atmosfääris, kus hajumine toimub peale molekulide ka aerosoolil. Mõningate atmosfääri füüsikalist olukorda iseloomustavate parameetrite väärtuste jaoks (optiline paksus τ ja hajumisindikatriss $\kappa(\gamma)$) on kiirguse ülekande võrrandi lahendid toodud tabelitena töodes [12—14]. Kõige üldisemaks kiirguse ülekande võrrandi lahendamise meetodiks väljavenitatud indikatrisside korral on sfääriliste harmooniliste meetod. Indikatriss aproksimeeritakse sfääriliste funktsioonide reana ja kiirguse ülekande võrrandi lahend leitakse iteratsiooni teel. Elektronarvutusmasinaid rakendades on otstarbekohane kasutada lõplike vahede meetodit.

Viimasel ajal on pööratud tähelepanu ebatasaste aluspindade (näit. lainetav merepind) kiirgusrežiimi uurimisele (koos polarisatsiooni arvestamisega). Eeldatakse, et pinna kohal on

Rayleigh' atmosfäär, ja arvutatakse peegeldunud kiirguse intensiivsuse suundjaotus mitmesuguste pinna parameetrite jaoks. Sellise ülesande lahendamine on väga oluline seoses nähtavuse (lennukitelt) probleemi lahendamisega ja ebatasaste pindade spektraalse albeedo leidmisega.

Lõpuks märgime, et praktilise rakendamise jaoks Maa atmosfääris lahendab kiirguse ülekande teooria kaasajal rahuldava täpsusega neid erijuhte, kus arvestatakse ainult hajumist või ainult neeldumist. Kui samaaegselt tuleb arvestada nii neeldumist kui ka hajumist, muutub probleem eriti komplitseerituks. Suurtele raskustele põrkame siis, kui tuleb kasutada neeldumiskoefitsiente valemites (1—4) ligidases infrapunases piirkonnas. Veeauru ja süsihappegaasi neeldumisribad koosnevad suurest arvust osaliselt kattuvaist neeldumisjoontest, mis on nii kujult kui ka intensiivsuselt erinevad.

Et neeldumiskoefitsiendid oleksid peaaegu sõltumatud kiire teest neelavas gaasis (s. o. et kehtiks Bouguer' seadus $T_v = e^{-k_v \omega}$), peaks spektrivahemikus 1—10 μ teostama umbes 10 miljonit neeldumiskoefitsiendi mõõtmist, mis muidugi on tülikas. Seepärast püütakse esimeses lähenduses arvestada neeldumist, kasutades eksperimentaalselt leitud neeldumiskõõrde sisse neeldumisribades. Ligemalt tutvume nimetatud küsimustega järgmises alajaotuses, kus vaatleme Maa atmosfääris esinevate kiirgusvoogude arvutamist.

Lühilainelised kiirgusvood Maa atmosfääris

Aktinomeetrias mõistetakse lühilaineliste kiirgusvoogude all Päikese otsest, hajusat ja maapinnalt peegeldunud kiirgust. Johnsoni [15] järgi langeb 99% Päikese — Maa põhilise energiallika kiirgusest spektrivahemikku 0,22—4 μ . Nagu näitavad arvutused [16], võib hajusa kiirguse uurimisel piirduda lainepikkustega $\lambda < 2\mu$.

Lühilaineliste kiirgusvoogude uurimisega seotud küsimusi võib jaotada järgmiselt.

1. Aktinomeetrias pööratakse peamine tähelepanu kiirgusvoogude energetilistele vahetustele ja kiirgusvooge vaadeldakse süsteemi Maa—atmosfäär või maapinna kiirgusbilansi komponentidena.

2. Kiirgusvooge uuritakse nende poolt tekitatud optiliste efektide järgi. Atmosfäärioptikas on olulisteks probleemideks taeva ja ka atmosfääri sombu (mis asetseb objekti ja vaatleja vahel) spektraalse heleduse arvutamine. Need probleemid on seotud praktikas väga oluliste ülesannetega — optiliste riistade viseerimisega (nii horisontaalsuunas kui ka kaldu) vaadeldavatele objektidele, s. o. vaatekauguse ja nähtavuse küsimustega. Käesolevas kirjutises ei ole lähemalt vaadeldud

küsimusi, mis on seotud lühilaineliste kiirgusvoogude uurimisega klimatoloogilistel ja rakenduslikel eesmärkidel, vaid on käsitletud protsesse ja tegureid, mis mõjuvad lühilainelise kiirguse levimisele Maa atmosfääris.

Päikese otsese kiirguse spektraalse koosseisu muutumist Maa atmosfääris põhjustab peamiselt 1) molekulaarne hajumine, mis on lühematel lainepikkustel intensiivsem (hajunud kiirguse intensiivsus Rayleigh' atmosfääris on pöördvõrdeline λ^4) ja 2) selektiivne neeldumine lähedases infrapunases spektripiirkonnas veeauru ja CO_2 neeldumisribades. Peale molekulaarse hajumise peab arvestama hajumist aerosoolil. Aerosoolil hajunud kiirguse intensiivsus on ligikaudu pöördvõrdeline lainepikkusega. Samuti tuleb arvestada neeldumist osoonil ja atmosfääri permanentsetel koostisosadel.

Fritz [17] märgib, et atmosfääri kõrgemates kihtides ($z > 30$ km) neeldub ainult 1% Päikese kiirgusest. Miley jt. hinnangu järgi [18, 19] moodustab hajusa kiirguse väärtus 30 km kõrgusel vaid 2–3% hajusa kiirguse väärtusest maapinnal. Seega Päikese kiirguse muundumise protsessid toimuvad praktiliselt kihis 0–30 km.

Lühilainelise kiirguse neeldumise ja hajumise samaaegne arvestamine on küllaltki keeruline.

1. Veeauru ja süsihappegaasi neeldumisribadel lähedases infrapunases piirkonnas on keeruline struktuur, nad koosnevad suurest hulgast osaliselt kattuvatest neeldumisjoontest, mille laius sõltub rõhust. Kasutades keskmisi neeldumiskoefitsiente teatud spektraalintervallis (neeldumisribas), selektiivse neeldumise tõttu neeldumise massikoefitsiendid kahanevad neelava aine massi kasvades (nn. Forbes'i efekt). Selliseid neeldumiskoefitsiente pole võimalik kasutada kiirguse ülekande võrrandis (1).

2. Veeauru ja süsihappegaasi kontsentratsioon muutub kõrgusega erinevalt hajuvate osakeste kontsentratsiooni muutusest.

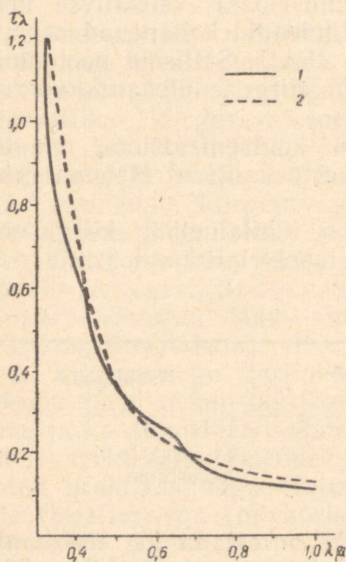
Eespool nimetatud põhjustel on lühilaineliste kiirgusvoogude arvutamisel kasulik jagada spektripiirkond kahte ossa järgmiselt:

Spektripiirkond	Mitmekordne hajumine	Neeldumine
$\lambda < 0,7\mu$ $0,7\mu < \lambda < 4\mu$	Arvestame Ei arvesta	Ei arvesta Arvestame

Piirkonnas $\lambda < 0,7\mu$ tuleb siiski arvestada ka neeldumist osoonil, mille peamine kontsentratsioon esineb kihis 20–

60 km. Wexleri [20] andmetel on integraalse kiirgusvoo nõrgenemine osooni tõttu põhjapoolkeral keskmistel laiustel (keskmine O_3 -sisaldus 0,25 atmos. cm) ainult 2%. Kuid spektraalsete kiirgusvoogude arvutamisel on osooni mõju arvestamine oluline, sest osoon neelab tugevalt kiirgust ultravioletses spektriosas (Hartley ribad, Hugginsi ribad) ja suhteliselt vähem nähtavas osas (Chapuis' ribad). Esimeses lähenduses võib osooni neeldumiskoeffitsiente lugeda sõltumatuks osooni hulgast kiirte teel. Praktilistes arvutustes kasutatakse nn. «osooni kihi alust Päikese kiirguse intensiivsuse jaotust», s. o. eeldatakse, et Päikese kiirgus neeldub kõigepealt osooni neeldumisribades ja alles pärast seda toimub hajumine. Kiirguse ülekande võrrandi lahendamisel võetakse ääritingimuseks «osooni kihi aluse Päikese kiirguse» spektraalsed intensiivsused ja vaadeldakse kiirguse ülekannet alumises 20 km paksuses kihis, arvestades mitmekordset hajumist.

Piirkonnas $\lambda > 0,7\mu$ on otstarbekohane loobuda mitmekordse hajumise arvestamisest, sest mitmekordse hajumise mõju atmosfääris lähedases infrapunases spektri piirkonnas on väike. Näiteks optilise paksuse $\tau_\lambda = 0,1$ korral kõrgemat järku hajumise mitteamvestamine põhjustab vea, mis on väiksem kui 10%. Reaalse atmosfääri keskmistest spektraalsetest optilistest paksustest võib saada ettekujutuse joon. 3 põhjal, kus on toodud optilised paksused atmosfääri standardlähbipaist-



Joon. 3. Spektraalne optiline paksus sõltuvalt lainepikkusest: 1 — keskmise standardatmosfääri jaoks Savostjanova [21] järgi; 2 — arvutatud Sifrini ja Minini teoreetilise skeemi järgi [13], kui $\tau_0(\lambda_0) = 0,3$, $\lambda_0 = 0,550\mu$.

vuse korral Savostjanova [21] andmete põhjal. Neeldumise arvutamiseks lähedases infrapunases spektriosas on sobiv kasutada eksperimentaalselt leitud läbilaskefunktsioone neeldumisribades ja kasutada kihilist atmosfääri mudelit, kusjuures loobutakse kiirguse ülekande võrrandi (1) kasutamisest ja arvestatakse ainult ühekordset hajumist. Selline mudel võimaldab arvestada rõhu mõju neeldumisele ja arvutada kiirgusvooge lähedases infrapunases spektri piirkonnas täpsusega 10–15% [16].

Tuleb märkida, et reaalse atmosfääri spektraalsete kiirgusvoogude arvutamisel osutuvad seni tabuleeritud optiliste paksuste juhud [12–14] mitteküllaldaseks. Jooniselt 3 nähtub, et keskmise optilise režiimi korral spektrivahemikus $\lambda = 0,3\text{--}1,0\mu$ muutub optiline paksus piirides $\tau = 1,2\text{--}0,1$. Optilise paksuse muutumise piiridest reaalses atmosfääris võib saada teatava ettekujutuse ekstremaalsete väärtuste järgi standardlainepikkuse $\lambda_0 = 0,550\mu$ korral. Rayleigh' atmosfääris (puudub täielikult aerosool ja hajumine toimub ainult õhumolekulidel) optiline paksus $\tau(\lambda_0) = 0,095$, tugeva sombu korral — $\tau(\lambda_0) = 0,5$. Märgime, et keskmise optilise režiimi puhul on $\tau(\lambda_0) = 0,3$ (vt. [21]). Seega on väga oluliseks ülesandeks arvutada spektraalsed intensiivsused kõigi reaalses atmosfääris esinevate optiliste paksuste jaoks. Seoses sellega on väga vajalik atmosfääri muutlike koostisosade (H_2O , CO_2 , aerosool) kontsentratsiooni jaotuse keskmise režiimi uurimine, reaalse atmosfääri spektraalsete karakteristikute täpsustamine ning atmosfääris esinevate olukordade klassifitseerimine vastavalt aastaaegadele ja geograafilisele laiusele.

Kokku võttes võib öelda, et lühilaineliste kiirgusvoogude arvutamisel püütakse luua mudelid, mis võimalikult hästi kajastavad atmosfääri keskmist optilist režiimi, ja arvutatakse kiirgusvood selliste mudelite jaoks.

Peale lühilaineliste kiirgusvoogude tuleb süsteemi Maa — atmosfäär ja maapinna soojusrežiimi uurimisel arvestada ka pikalainelisi kiirgusvooge.

Pikalainelised kiirgusvood Maa atmosfääris

Teatavasti kiirgab maapind vastavalt oma temperatuurile soojuskiirgust. Samuti kiirgab ka atmosfäär, mis soojeneb soojusvahetuse (peamiselt turbulentse) teel maapinnaga, veeauru kondensatsioonisoojuse vabanemisel ning lühilainelise kiirguse neeldumisel. Atmosfäärist maapinna poole suunatud kiirgust nimetatakse atmosfääri vastukiirguseks, maapinna kiirguse ja atmosfääri vastukiirguse vahet aga efektiivseks

kiirguseks. Aktinomeetrias nimetatakse selliseid kiirgusvooge pikalainelisteks.

Pikalaineliste kiirgusvoogude arvutamise meetoditest ja tulemustest võib saada täieliku ülevaate monograafiatest [22, 23].

Pikalainelise kiirguse arvutamine on väga oluline atmosfääri ja maapinna kiirgusbilansi määramisel. Seoses sellega on põhjalikult uuritud atmosfääri koostisosade mõju pikalainelisele kiirgusele. Selgub, et kui atmosfääri põhilised koostisosad (lämmastik, hapnik) ei neela pikalainelist kiirgust, siis atmosfääri muutlikud koostisosad (veeaur, süsihappegaas, osoon, lämmastikoksiid ja mitmesugused süsinikuühendid) omavad suure arvu neeldumisjooni ja -ribasid infrapunases spektriosas. Kõige intensiivsemad neeldumisribad infrapunases spektriosas on veeaurul. Et tavalistel temperatuuridel atmosfääris põhiline osa soojuskiirgusest langeb lainepikkuste vahemikku $\lambda = 4 - 40\mu$, siis ta peaaegu täielikult neelatakse veeauru poolt. Oluline on ka 15μ juures asetsev süsihappegaasi neeldumisriba, sest sel lainepikkusel on atmosfääri soojuskiirguse spektris maksimum. Ainult vahemikus $\lambda = 8 - 12\mu$ (nn. atmosfääri läbipaistvuse akna kohal) puuduvad veeaurul intensiivsed neeldumisribad ja selles piirkonnas lahkub pikalaineline kiirgus ka maailmaruumi.

Nagu eespool märgitud, lahendatakse lühilaineliste kiirgusvoogude arvutamisel tavaliselt ülesanne konkreetse atmosfääri mudeli jaoks (s. o. etteantud hajuvate osakeste ja neelavate gaaside kontsentratsiooni jaotuse korral).

Pikalaineliste kiirgusvoogude leidmiseks kasutatakse peamiselt kolme meetodit: 1) ligikaudseid poolempiirilisi valemid, 2) kiirguse ülekande võrrandi ligikaudseid lahendeid ja 3) kiirguse ülekande võrrandi lahendite põhjal konstrueeritud kiirgusnomogramme [22]. Empiirilised valemid on õiged ainult atmosfääri keskmise režiimi jaoks ja neid saab kasutada vaid kiirgusvoogude ligikaudseks hindamiseks. Et ka lihtsustatud teoreetiliste valemitega arvutused on väga suure töömahuga, siis on paljude autorite poolt välja töötatud graafilised meetodid pikalaineliste kiirgusvoogude leidmiseks. Graafilised meetodid põhinevad kiirguse ülekande võrrandi lahenditel ja võimaldavad arvestada reaalselt esinevaid neelavate ja kiirgavate gaaside kontsentratsiooni jaotuse iseärasusi. Ülevaate mitmesugustest kiirgusnomogrammidest koos nende täpsuse kriitilise hinnanguga on andnud K. J. Kondratjev ja Helgi Niilisk [41, 43]. Helgi Niilisk on loonud ka täiustatud kiirgusnomogrammi [24, 44], mis võimaldab määrata veeauru, süsihappegaasi ja osooni mõju atmosfääri pikalainelise kiirguse neeldumisele, arvestades rõhu muutumist kõrgusega.

Kiirguse ülekandest atmosfääri kõrgemates kihtides

Kui maapinnalähedases kihis (0—20 km) kiirguse ülekande võrrandi lahendamisel või piirduda tasaparalleelse atmosfääri mudeliga, jättes arvestamata maapinna kumeruse ja atmosfääri refraktsiooni, siis seoses kosmiliste lendudega ja meteoroloogiliste sputnikute kasutusele võtmisega on muutunud eriti vajalikuks arvutused sfääriliste mudelite jaoks. Peale selle on oluliseks erinevuseks kiirgusrežiimi määramisel kõrgemates kihtides see, et seal tuleb arvestada kõrvuti kiirgusprotsessidega ka dünaamilisi protsesse, s. t. kõrgemates kihtides ei ole enam võimalik vaadelda atmosfääri kiirgustasakaalu olukorras.

Põhjalikuma ülevaate ülesannetest atmosfääri kõrgemate kihtide uurimisel ning rakettide ja sputnikute kasutamisest meteoroloogilistel uurimistel võib leida monograafiatest [25—27].

Kuna atmosfääri omadused kõrgusega muutuvad, siis on loomulik, et atmosfääri soojusrežiimi vaatlemiseks jaotame atmosfääri üksikuteks kihtideks. Tavaliselt vaadeldakse eraldi troposfääri, stratosfääri, mesosfääri, termosfääri (eraldades sellest ionosfääri) ja eksosfääri. Rangelt võttes on selline jaotus isoleeritud kihtides õige vaid esimeses lähenduses, sest atmosfäär moodustab ühtse terviku ning protsessid erinevates kihtides on omavahel seotud.

Peab märkima, et täielikumalt on uuritud atmosfääri soojusrežiimi troposfääris, stratosfääris ja mesosfääris, s. o. kihis kõrgusega $z < 100$ km. Nimetatud kihis on eksperimentaalsete andmete saamine suhteliselt kerge (lennukite, rakettide [26] ja optilise sondeerimise abil). Selle kihi soojusrežiimi teoreetilist käsitlust lihtsustab oluliselt ka see, et seal on atmosfääri keemiline koostis peaaegu konstantne.

Tunduvalt raskem on soojusrežiimi määramine kihtides, mis on kõrgemal kui 100 km. Sellisel kõrgusel ei ole atmosfäär enam termodünaamilises tasakaalus ja seal tuleb kasutada tavalise temperatuuri mõiste asemel osakeste kineetilise temperatuuri mõistet.

Üheks oluliseks probleemiks vaba atmosfääri aktinomeetrias on nn. pöördülesannete lahendamine, s. o. mitmesuguste atmosfääri koostisosade (O_3 , aerosooli jne.) kontsentratsiooni jaotuse määramine maakeralt lahkuvate kiirgusvoogude põhjal. Kiirguse andmete põhjal on võimalik ka pilvesüsteemide struktuuri ja pilvede ülemise piiri kõrguse määramine [28].

Suurt tähelepanu pööratakse ka maakera kui terviku soojusbilansi uurimisele. Kasutades võimsaid eksperimentaalseid vahendeid, meteoroloogilisi sputnikuid ja rakette, on võimalik

täpsustada kvantitatiivseid vahekordi oluliste faktorite vahel, mis määravad protsesse kõrgemates kihtides (näiteks Päikese ultravioletse kiirguse, korpuskulaarsete voogude, kosmilise kiirguse ja neutronite lagunemisel vabaneva energia vahel).

Saadud ulatuslik informatsioon lubab püstitada teoreetilised mudelid ka kõrgemate kihtide jaoks. Selliste mudelite püstitamine ja lahendamine on kaasajal teooria lähemaks ülesandeks.

Kiirguse ülekande uurimisest Eesti NSV Teaduste Akadeemia Füüsika ja Astronoomia Instituudis

Lõpuks püüame anda lühikese ülevaate kiirguse ülekande küsimustest, mida lahendatakse ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudi atmosfäärifüüsika sektoris. Uuritavaid probleeme võib jaotada kaheks:

1) lühilainelise ja pikalainelise kiirguse ülekanne reaalses atmosfääris.

2) aluspinna spektraalne kiirgusrežiim.

Kiirguse ülekande probleemide lahendamiseks vajalikud töomahukad arvutused on tehtud TRÜ arvutuskeskuses elektronarvutusmasinal.

Lühilainelise kiirguse spektraalsete intensiivsuste ja voo-
gude arvutamisel püütakse edasi arendada ligikaudseid meetodeid (Sobolevi meetod) ja arvestada võimalikult täielikult kõiki hajutavaid ja neelavaid komponente [29—37]. Selleks on loodud pilvitu atmosfääri jaoks keskmine optiline mudel [16], mis võimaldab arvutada lühilainelisi kiirgusvooge kihis 0—20 km. Sellise mudeli põhjal on arvutatud maakeralt peegeldunud ja tagasisuunas hajunud Päikese kiirguse ($\lambda = 0,4 — 4\mu$) spektraalse intensiivsuse nurkjaotus, arvestades maakerasfäärilisust [37, 38] ja aluspinna peegeldumisomadusi (merepinna anisotroopsust) [39]. Saadud tulemusi kasutatakse mõõtmisandmete interpreteerimisel ja atmosfääri «pöördülesannete» lahendamisel.

Pikaajalise kiirguse ülekande küsimustega tegeleb füüsika-matemaatika kandidaat Helgi Niilisk. Tema töodes on põhjalikult käsitletud pikalainelise kiirguse leidmise graafiliste meetodite täpsust ja võrreldud arvutuse teel saadud kiirgusvoogude väärtusi eksperimentaalsete andmetega [41—44]. Üksikute neelavate gaaside (veeaur, CO_2 , O_3) mõju atmosfääri soojuskiirgusele on detailselt uuritud [42, 46, 47] ja on loodud uus täiustatud kiirgusnomogramm, mis põhineb uuema kirjanduse andmete järgi leitud atmosfääri integraalsel läbilaskefunktsioonil [24, 42]. Eelnimetatud meetodika alusel on tehtud ulatuslikke arvutusi, et välja selgitada maakeralt lahkuva kiirguse

ruumilist jaotust, geograafilist ja sesoonset muutumist ja spektraalsed koostised reaalses atmosfääris [45—49].

Aluspinna kiirgusomadusi uurib bioaktinomeetria tööühm füüsika-matemaatika kandidaatide J. Rossi ja H. Toominga juhtimisel. Nimetatud probleemi uurimisel pühendatakse peatähelepanu spektraalse režiimi määramisele taimkattes ja taimkatttega pindade kohal, kasutades selleks vastavaid mudeleid ja lahendades antud ääritingimuste korral kiirguse ülekande ülesande. Üksikasjalikum ülevaade on antud J. Rossi [50] ja H. Toominga [51] artiklites.

Maa atmosfääris esineva kiirguse ülekande uurimisel pakub erilist huvi kiirgusrežiimi määramine statistiliselt etteantud pinnanormaalide sagedusjaotusega aluspinna (näit. lainetav merepind) kohal. Selle küsimuse lahendamisel on Ü. Mullamaa läbi viinud ulatuslikud arvutused, arvestades ka kiirguse polarisatsiooni [52]. Detailsemalt on antud küsimust käsitletud Ü. Mullamaa töös [53].

Lähemate aastate jooksul kujuneb oluliseks probleemiks atmosfäärifüüsika sektoris süsteemi Maa—atmosfäär kiirgusrežiimi uurimine ja Maalt lahkuvate kiirgusvoogude määramine seoses kiirguse mõju arvestamisega pikaajaliste prognooside teoorias.

KIRJANDUS

1. Rayleigh (the Hon. J. W. Strutt), On the Scattering of Light by Small Particles. Philos. Mag., 41, 447—454, 1871.
2. Mie, G., Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metall-lösungen. Ann. Physik, 25, No. 3, 377—445, 1908.
3. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, М.—Л., 1951.
4. Van de Hulst, H. C., Light Scattering by Small Particles. John Wiley Sons, New York — London, 1957.
5. Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, М., 1956.
6. Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца. Гидрометеиздат, Л., 1956.
7. Foitzik, L., Zhaeck, H., Messungen der spektralen Zerstreuungsfunktion bodennaher Luft. Zs. Meteor., 7, Nr. 1, 1—19, 1953.
8. Кузнецов Е. С., Овчинский Б. В., Результаты численного решения интегрального уравнения теории рассеяния света в атмосфере. Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. № 4, 1949.
9. Chandrasekhar, S., Elbert, D. D., The Illumination and Polarization of the Sky on Rayleigh' Scattering. Trans. Amer. Philos. Soc. Philadelphia, New Series 44, Part 6, 1954.
10. Coulson, K. L., Dave, J. V., Sekera, Z., Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering. University of California Press, Berkley and Los Angeles, 1960.
11. Hulburt, E. O., Explanation of the Brightness and Color of the Sky, Particularly the Twilight Sky. J. Amer. Opt. Soc., 43, No. 2, 113—118, 1953.

12. Фейгельсон Е. М., Малкевич М. С. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии. Часть I, Труды ИФА АН СССР, № 1, 1958. Часть II, Труды ИФА АН СССР, № 3, 1962.
13. Шифрин К. С., Минин И. Н., К теории негоризонтальной видимости. Труды ГГО, вып. 68, 5—75, 1957.
14. Шифрин К. С., Пятовская Н. П., Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Гидрометеониздат, Л., 1959.
15. Johnson, F. S., The Solar Constant. J. Meteorol., **11**, No. 6, 431—439, 1954.
16. Шифрин К. С., Авасте О., Потоки коротковолновой радиации в безоблачной атмосфере. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 23—66, 1960.
17. Fritz, S., Solar Radiation and the Lower Atmosphere. Proc. Nat. Acad. Sci. Wash., **43**, No. 1, 95—104, 1957.
18. Miley, A. H., Cullington, E. H., Bedinger, J. F., Day — Sky Brightness Measured by Rocketborne Photoelectric Photometers. Trans. Amer. Geoph. Union, **34**, No. 5. 680—694, 1953.
19. Морозов В. М., Измерения яркости дневного неба фотоэлектрическими фотометрами, поднимаемыми на ракетах. УФН, **53**, № 1, 142—145, 1954.
20. Wexler, H., A Meteorologist Looks at the Upper Atmosphere; Atmospheric Exploration, ed. by Houghton H. G., John Wiley and Tehnology Press, Massachusetts, 1958.
21. Савостьянова М. В., Спектральный состав дневного неба при фотосъемке. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 4, 148—164, 1942.
22. Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеониздат, Л., 1956.
23. Flügge, S. (editor), Handbuch der Physik. Springer Verlag, Berlin—Göttingen—Heidelberg, 1957.
24. Нийлск Хельги, Новая радиационная номограмма. Изв. АН ЭССР, сер. техн. и физ.-матем. наук, № 4, 329—339, 1961.
25. Кондратьев К. Я., Филипович О. П., Тепловой режим верхних слоев атмосферы. Гидрометеониздат, Л., 1960.
26. Кондратьев К. Я., Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. Гидрометеониздат, Л., 1962.
27. Малкевич М. С., Угловое и спектральное распределение радиации, отраженной Землей в мировое пространство. В сб.: Искусственные спутники Земли, вып. 14, 30—48, 1962.
28. Кондратьев К. Я., Метеорологические спутники. Гидрометеониздат, Л., 1963.
29. Авасте О. А., Атрошенко В. С., О точности метода В. В. Соболева. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 507—509, 1960.
30. Авасте О., Поглощение коротковолновой инфракрасной радиации. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 14—23, 1960.
31. Авасте О. А., Яркость воздушной дымки и многослойной атмосферы. Труды ГГО, вып. 109, 13—14, 1961.
32. Авасте О. А., О точности приближенной схемы расчета наклонной дальности видимости. Труды ГГО, вып. 109, 3—12, 1961.
33. Авасте О. А., О точности приближенного метода расчета наклонной дальности видимости. В сб.: Актинометрия и атмосферная оптика. Гидрометеониздат, Л., 1961.
34. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С., Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 23—71, 1963.

35. Авасте О., О приближенном решении задачи переноса излучения при анизотропном рассеянии. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 72—84, 1963.
36. Schiffrin, K. S., Avaste, O. A. The field of shortwave radiation in case of a clear sky. *Geof. Pura e Appl.*, 53, No. 3, 101—110, 1962.
37. Шифрин К. С., Минин И. Н., Авасте О. А., Пятовская Н. П., Теория спектральных потоков коротковолновой радиации в реальной атмосфере. В сб.: Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания (Ленинград, 23—29/VII 1961), том VI, 30—44, Гидрометеиздат, Л., 1963.
38. Авасте О. А., Метод расчета интенсивностей и потоков уходящего излучения при сферической Земле в близкой инфракрасной области спектра. Труды ГГО, вып. 166, 152, 1964.
39. Авасте О. А., Результаты расчетов интенсивностей и потоков уходящего излучения в близкой инфракрасной области спектра. Труды ГГО, вып. 166, 1964.
40. Авасте О., Мулламаа Ю., Шифин К. С., Поле уходящей коротковолновой радиации в видимой и близкой инфракрасной областях спектра при неортогортной подстилающей поверхности. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 5—53, 1964.
41. Kondratiev, K. Y., Niilisk, H. J., Comparison of Radiation Chart. *Geof. Pura e Appl.*, 46, No. 2, 231—240, 1960.
42. Kondratiev, K. Y., Niilisk, H. J., On the Question of Carbon Dioxide Heat Radiation in the Atmosphere. *Geof. Pura e Appl.*, 46, No. 2, 216—230, 1960.
43. Нийлиск Хельги, К вопросу о расчетах теплового излучения атмосферы. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 67—114, 1960.
44. Kondratiev, K. Y., Niilisk, H. J., The New Radiation Chart, *Geof. Pura e Appl.*, 49, No. 2, 197—207, 1961.
45. Нийлиск Хельги, Об определении интенсивности длинноволновой радиации в атмосфере. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 85—109, 1962.
46. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю., О тепловом излучении 9.6 мк полосы поглощения озона в атмосфере. В сб.: Проблемы физики атмосферы, ЛГУ, № 2, 3—27, 1963.
47. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю., К вопросу о тепловом излучении в атмосфере. В сб.: Проблемы физики атмосферы, ЛГУ, № 2, 28—47, 1963.
48. Нийлиск Х. Ю., К вопросу о тепловом излучении атмосферы. В сб.: Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания (Ленинград, 23—29/VII-1961), т. VI, 170—185, Гидрометеиздат, Л., 1963.
49. Нийлиск Х. Ю., Некоторые результаты теоретических расчетов углового распределения излучения Земли как планеты в реальных условиях. Труды ГГО, вып. 166, 1964.
50. Ross, J. K. Päikese kiirgus, fotosüntees ja suured saagid. *Käesolev kogumik*, lk. 130—142.
51. Tooming, H. Päikese kiirgus ja taimkate. *Käesolev kogumik*, lk. 109—129.
52. Мулламаа Ю., Диффузное отражение и пропускание света неровной поверхностью раздела двух изотропных сред. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 5—22, 1962.
53. Мулламаа Ю.-А. Р., Атлас оптических характеристик взволнованной поверхности моря. ИФА, АН ЭССР, 1964.

О. Авасте

*Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР*

О вычислении радиационных потоков в атмосфере Земли

Резюме

В работе дан краткий обзор методов решения уравнения переноса излучения. Рассмотрены проблемы расчета коротковолновых радиационных потоков (т. е. прямой солнечной, рассеянной и отраженной от земной поверхности радиации). Изложены методы для определения тепловой радиации атмосферы и Земли, а также некоторые вопросы актинометрии верхней атмосферы. Перечислены проблемы переноса излучения, изучаемые в секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН Эстонской ССР.

O. Avaste

*Institute of Physics and Astronomy of the
Academy of Sciences of the Estonian SSR*

On the Calculation of Radiation Fluxes in the Earth's Atmosphere

Summary

A short review of the methods for solving the radiation transfer equation is given. The problems involved in calculating the short-wave radiation fluxes and intensities (i. e. the direct Sun radiation, diffused radiation and the radiation reflected from the ground) are discussed. The methods for determining the thermal radiation from the atmosphere and the Earth are described and some problems of the actinometry in the upper atmosphere are reviewed. The radiation transfer problems investigated at the Atmospheric Physics Laboratory of the Institute of Physics and Astronomy of the Estonian Academy of Sciences are briefly discussed.

Mõningaid andmeid summaarse kiirguse päevasummade muutlikkusest Eestis

Meteoroloogiliste elementide ajaline muutlikkus vähendab tunduvalt keskmiste klimatoloogiliste andmete praktilise kasutamise efektiivsust. On ju selge, et meteoroloogiliste elementide keskmised väärtused ei kajasta kõiki neid variatsioone, mis esinevad reaalsetes ilmastikutingimustes. Kuid inimese tootmistegevuse kaasaegsel etapil peab klimatoloogiline informatsioon olema rohkem diferentseeritud ja sellepärast on ka arusaadav, miks viimasel ajal osutatakse erilist tähelepanu klimatoloogilistele tõenäosuskarakteristikutele [1].

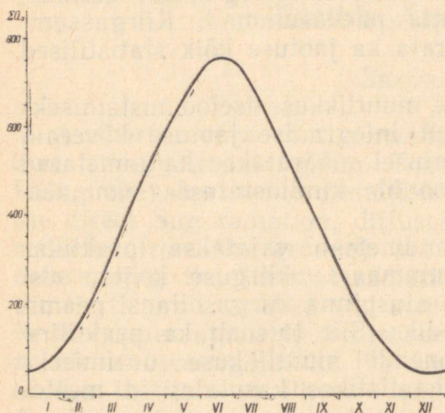
Üheks olulisemaks meteoroloogilis-geograafiliste teaduste küsimuseks tänapäeval on kiirgusklimatoloogiliste ehk aktinoklimatoloogiliste protsesside varieerumise uurimine, sest kliimaatilis-energeetilised tingimused on geograafilises keskkonnas toimuvate looduslike muutuste üheks põhiteguriks [2]. Teatavasti atmosfääri alumistes kihtides (nn. troposfääris) allub Päikese kiirgus väga suurtele kõikumistele ja järelikult kiirguskliima iseloomustamine ainult keskmiste ja ekstreemaaalsete kiirgussummade kaudu ei ole küllaldane. Selleks et saada üksikasjalikumat klimatoloogilist informatsiooni Päikese kiirgusest kui looduslikust energeetilisest ressursist, peab teadma kiirgussummade ajalist jaotust, kusjuures elementaarsummadeks, lähtudes praktilistest kiirgusklimatoloogilistest eesmärkidest, on otstarbekohane võtta päevasummad. Kiirgussummade jaotuse kaudu võib määrata ka jaotuse kõik statistilised karakteristikud.

Meteoroloogiliste elementide muutlikkuse iseloomustamiseks kasutatakse praktikas tavaliselt integraalse jaotuse kõveraid [3], kuna integraalse jaotuse alusel määratakse ka nimetatud elementide erinevate gradatsioonide kindlustatust (summaarset tõenäosust).

Aktinoklimatoloogilistest andmetest vajatakse praktikas kõige sagedamini andmeid summaarse kiirguse kohta, sest summaarne Päikese kiirgus on aluspinna kiirgusbilansi peamiseks ja määravaks komponendiks. Siit tuleneb ka praktiline vajadus nimetatud liitkomponendi muutlikkuse uurimiseks [4, 5], rakendades variatsioonistatistikas kasutatavaid meetodeid.

Käesolevas artiklis on esitatud meie vabariigi kohta mõningaid andmeid summaarse kiirguse päevasummade klimatoloogilisest jaotusest. Kuigi faktilised andmed põhinevad küll ainult Tartu aktinomeetriaajas teostatud vaatlustel (aastaist 1953—1960), võib saadud arvulisi tulemusi teatud reservatsioonidega laiendada kogu vabariigi territooriumi kohta. Kiirgussummad määrati pideva registreerimise teel [6]. Summaarse kiirguse päevasummad (ΣQ), peale mõningate erandite, määrati meetodil $\Sigma Q = \Sigma S' + \Sigma D$, kus $\Sigma S'$ — horisontaalpinnale langeva otsese kiirguse päevasumma, ΣD — hajusa kiirguse päevasumma (samuti horisontaalpinnale). Summaarse kiirguse summad, mis kuuluvad perioodi I/1953—IV/1954, määrati summaarse registreerimise teel, s. o. solarigraafilisel meetodil. Käesolevas töös esitatud kiirgussummade absoluutväärtused on taandatud kõik uuele rahvusvahelisele pürhelio-meetrilisele skaalale (IPS, 1956).

Kiirgussummade muutlikkus iseloomustub üldjuhul nn. suhteliste summade jaotusega. Kui aga summad vastavad Päikese kõrguse ühesugustele väärtustele, siis avaldub muutlikkus ka absoluutsete summade jaotuses. Summaarse kiirguse suhtelise päevasumma (γ) all mõeldakse tavaliselt suhet $\gamma = \frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_0}$, kus ΣQ_0 — keskmine tasandatud võimalik päevasumma (see vastab juhule, kui puudub pilvisus, ja kujutab endast konstantset suurust vastava kalendripäeva jaoks konkreetses geograafilises punktis). Võimalikke päevasummasid võib vaadelda kui päikesekadastri foonisummasid. Olgu märgitud, et päikesekadastri foonisummadeks võivad olla ka Päikeselt atmosfääri ülemisele piirile langeva kiirguse summad, arvestatuna horisontaalpinnale [7].



Joon. 1. Summaarse kiirguse võimalike päevasummade aastane käik Tartus (aastaist 1953—1960); ΣQ_0 cal/cm² · päev.

Foonisummade aastane käik, mis on saadud tegelikult esinenud võimalike päevasummade graafilise tasandamisega, on esitatud joonisel 1. Selgub, et see aastane käik on mõningal määral ebasümmeetriline suvise pööripäeva suhtes; kevadisel poolaastal on summad üldiselt suuremad kui sügisesel poolaastal (põhjus peitub aluspinna albeedo ja atmosfääri läbi- paistvuse aastase käigu ebasümmeetrias). Keskliste foonisummade leidmise hõlbustamiseks on andmed esitatud ka tabeli kujul (tabel 1).

Faktilised võimalikud suhtelised päevasummad (γ_v), sõltuvalt atmosfääri efektiivse läbi- paistvuse [8, 9] ja aluspinna

Tabel 1

Summaarse kiirguse võimalike päevasummade keskmised tasandatud väärtused Tartus ($\text{cal/cm}^2 \cdot \text{päev}$)

Kuup.	Jaan.	Veebr.	Märts	Apr.	Mai	Juuni
1	51	106	232	424	588	716
2	51	110	238	430	593	720
3	52	113	243	436	598	723
4	53	117	249	442	602	726
5	54	120	255	448	607	729
6	55	124	261	454	611	732
7	56	128	267	460	616	734
8	57	132	273	466	620	737
9	58	136	280	472	625	739
10	59	140	286	478	629	741
11	60	144	292	484	634	743
12	61	149	298	490	638	745
13	63	153	305	496	643	746
14	64	157	311	502	647	747
15	66	162	318	507	652	748
16	67	166	324	513	656	749
17	69	170	330	518	661	749
18	71	175	336	524	665	750
19	73	180	343	529	669	750
20	75	184	349	534	673	750
21	77	189	355	539	677	750
22	79	194	361	544	681	750
23	82	199	368	549	685	750
24	84	204	374	554	688	750
25	87	210	380	559	692	749
26	89	215	386	564	695	749
27	92	221	393	569	699	748
28	94	226	399	574	702	748
29	97		405	579	706	747
30	100		411	584	709	746
31	103		418		713	

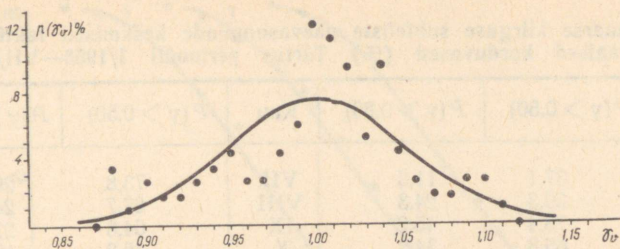
Tabel 1 (järg)

Kuup.	Juuli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dets.
1	744	612	445	280	131	57
2	742	607	439	274	128	56
3	739	602	434	269	124	55
4	736	596	428	263	121	54
5	733	591	423	258	117	53
6	730	586	417	252	114	53
7	726	581	412	247	111	52
8	723	575	406	241	108	51
9	719	570	401	236	105	50
10	715	565	395	231	102	49
11	711	560	390	226	99	49
12	707	554	384	221	96	48
13	702	549	379	216	94	48
14	698	544	373	211	91	48
15	693	538	368	206	89	47
16	689	533	362	201	86	47
17	684	527	357	196	84	47
18	680	522	351	191	81	47
19	675	516	346	186	79	46
20	671	511	340	181	76	46
21	666	505	335	176	74	46
22	662	500	329	172	72	46
23	657	494	324	168	70	46
24	653	489	318	163	68	46
25	648	483	313	159	66	47
26	643	478	307	155	64	47
27	638	472	302	151	63	48
28	633	467	296	147	61	48
29	628	461	291	143	60	49
30	623	456	285	139	58	49
31	617	450		135		50

efektiivse (s. o. kaalutud keskmise) albeedo muutlikkusest, alluvad küllaltki tunduvale variatsioonile, kõikides Tartus üldiselt piirides $\gamma_v = 0,88 \div 1,12$ (sombuseid päevi pole arvestatud). Tuleb märkida, et suvekuudel on variatsioon umbes kaks korda nõrgem. Faktilised andmed näitavad, et γ_v väärtuste kõikumise iseloom on väljendatav normaalse jaotuse seadusega (Gaussi jaotus), kuigi tegelikult esineb küll nõrk negatiivne asümmeetria (joon. 2). Järelikult võime kirjutada

$$p(\gamma_v) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Delta\gamma_v)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

kus p on summade jaotuse tihedus, σ — keskmine ruuthälve; $\Delta\gamma_v = \gamma_v - 1$.



Joon. 2. Summaarse kiirguse võimalike suhteliste päevasummade keskmine korduvus Tartus (ilma suvise perioodita). Kõver vastab valemile (1); $\sigma = \pm 0,05$.

Summaarse kiirguse tegelike päevasummade kõikumine sõltub peamiselt pilvisuse muutlikkusest ja on palju kordi suurem võimalike päevasummade kõikumisest, hõlmates muutusvahemikku $\gamma \approx 0,1 \div 1,2$. Minimaalsed suhtelised summad vastavad juhtudele, millal kogu päeva jooksul esineb tihe pilvkate.

Tegelike päevasummade muutlikkust iseloomustavad alljärgnevad suhteliste summade integraalse jaotuse graafikud (joon. 3 ja 4), kusjuures integraalset korduvust (P) loetakse argumendi maksimaalsest väärtusest alates, s. o.

$$P(\gamma) = \int_{\gamma}^{\gamma_{max}} p(\gamma) d\gamma. \quad (2)$$

Nagu graafikutest nähtub, on jaotuskõveratel märkimisväärtne aastane käik, mis avaldub

1) jaotuse maksimumi (s. o. argumendi modaalväärtuse) nihkes,

2) jaotuse asümmeetria muutuses,

3) jaotustsentrumi nihkes,

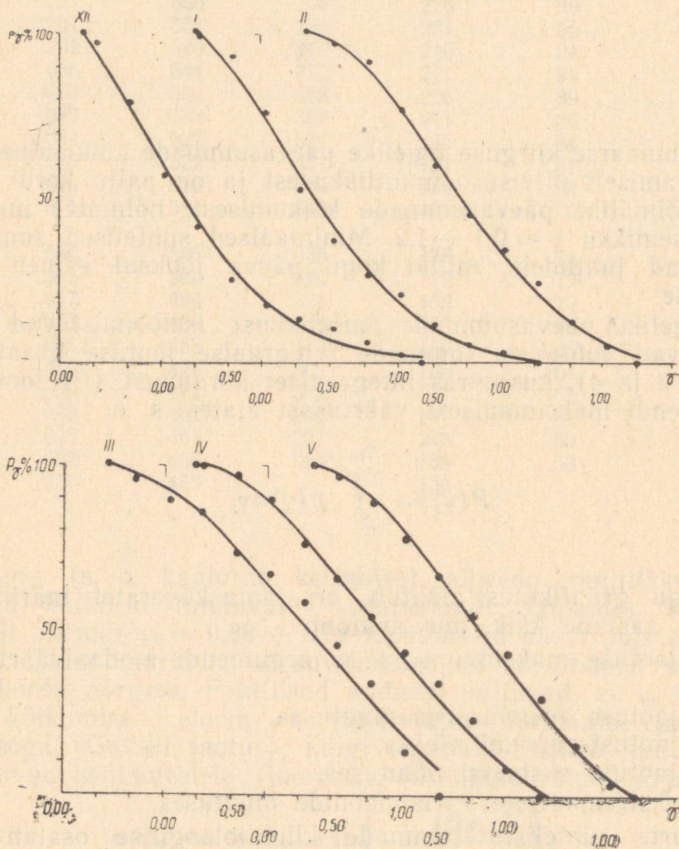
4) jaotuse ekstsessi muutuses,

5) ekstremaalsete variatsioonide muutuses.

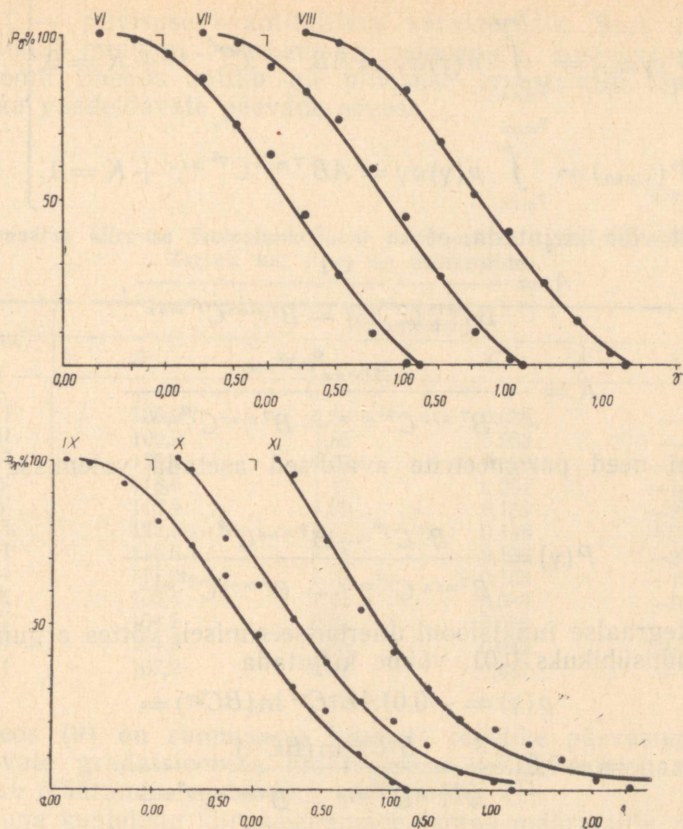
Suurte suhteliste summade klimatoloogilise osatähtsuse maksimum langeb märtsisse, sest siis seoses intensiivse anti-tsükloonaalse tegevusega esineb selgeid päevi keskmiselt võrdlemisi palju. Nimetatud summade sageduse miinimum esineb talve esimesel poolel (tabel 2).

Summaarse kiirguse suhteliste päevasummade keskmised faktilised integraalsed korduvused (%) Tartus perioodil 1/1953—VII/1960

Kuu	$P(\gamma > 0.50)$	$P(\gamma > 0.80)$	Kuu	$P(\gamma > 0.50)$	$P(\gamma > 0.80)$
I	37,1	11,3	VII	73,8	26,6
II	59,3	24,3	VIII	67,7	24,9
III	73,4	45,2	IX	64,8	23,3
IV	65,8	34,2	X	38,2	13,4
V	66,9	29,4	XI	30,5	13,8
VI	72,9	27,1	XII	24,9	10,1



Joon. 3. Summaarse kiirguse suhteliste päevasummade keskmised integraalsed korduvused Tartus; aproksimeerimiskõverad vastavad valemile (3).



Joon. 4. Summaarse kiirguse suhteliste päevasummade keskmised integraalsed korduvused Tartus; aproksimeerimiskõverad vastavad valemile (3).

Nii Tartus kui ka paljudes teistes geograafilistes punktides on klimatoloogiline funktsioon $P(\gamma)$ avaldatav empiirilise valemiga

$$P(\gamma) = AB\gamma C\gamma^2 + K, \quad (3)$$

kus A , B , C , K — jaotusparameetrid [10]. Aproksimeerimine lihtsamal kujul osutub üldiselt mitterahuldavaks.

Saadud valemit võib avalda ka teisel kujul, kui võtta arvesse, et

$$\left. \begin{aligned} P(\gamma_{max}) &= \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} p(\gamma) d\gamma = AB^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2} + K = 0, \\ P(\gamma_{min}) &= \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} p(\gamma) d\gamma = AB^{\gamma_{min}} C^{\gamma_{min}^2} + K = 1. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Siit võib kirjutada, et

$$A = \frac{1}{B^{\gamma_{min}} C^{\gamma_{min}^2} - B^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2}}, \quad (5)$$

$$K = - \frac{B^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2}}{B^{\gamma_{min}} C^{\gamma_{min}^2} - B^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2}}. \quad (6)$$

Kui need parameetrite avaldised asetada valemisse (3), saame

$$P(\gamma) = \frac{B^{\gamma} C^{\gamma^2} - B^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2}}{B^{\gamma_{min}} C^{\gamma_{min}^2} - B^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2}}. \quad (7)$$

Integraalse funktsiooni diferentseerimisel, võttes argumendi muutumisühikuks 0,01, võime kirjutada

$$\begin{aligned} p(\gamma) &= -0,01 AB^{\gamma} C^{\gamma^2} \ln(BC^2\gamma) = \\ &= -0,01 \frac{B^{\gamma} C^{\gamma^2} \ln(BC^2\gamma)}{B^{\gamma_{min}} C^{\gamma_{min}^2} - B^{\gamma_{max}} C^{\gamma_{max}^2}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Jaotusfunktsiooni valem (3) on kehtiv praktiliselt argumendi kõigi reaalsete väärtuste korral, välja arvatud juhud mõningate kalendrikuude puhul, kui $\gamma > 1,00$.

Iseenesest mõistagi, kui jaotusfunktsiooni valem on kehtiv keskmise kuulise jaotuse puhul, siis peab see valem olema kehtiv ka teiste kalendriperioodide kohta (parameetrite väärtused muidugi muutuvad).

Jaotusfunktsiooni konkreetse kuju aastane muutus iseloomustub jaotusparameetrite aastase käiguga (tabel 3).

Nii teoreetilised kaalutlused kui ka faktilised andmed näitavad, et tegelike kiirgussummade suhteliste väärtuste jaotus sõltub praktiliselt pilvisuse jaotusest [10].

Võib kirjutada, et

$$\int_{\gamma}^{\gamma_{max}} p(\gamma) d\gamma = \int_0^{\xi(\gamma)} p[\xi(\gamma)] d\xi, \quad (9)$$

kus ξ — pilvisuse kvantitatiivne karakteristik. Seos (9) on tegelikult muidugi korrelatiivse iseloomuga, kusjuures korrelatsiooni tihedus sõltub nii pilvisuse arvestamise täpsusest kui ka vaadeldavate päevade arvust.

Tabel 3

Summaarse kiirguse jaotusfunktsiooni parameetrite faktilised väärtused Tartus, kui $P(\gamma)$ on protsentides

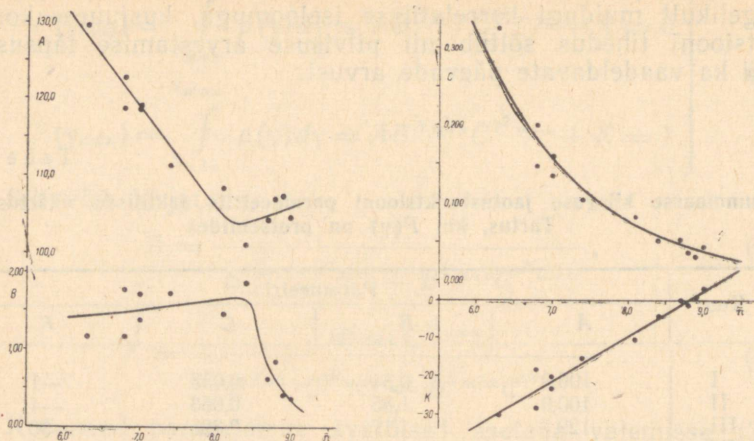
Kuu	Parameetrid			
	A	B	C	K
I	106,9	0,84	0,038	—1
II	100,9	1,85	0,053	—4
III	129,7	1,17	0,325	—30
IV	118,6	1,17	0,201	—18
V	118,9	1,39	0,159	—20
VI	122,7	1,77	0,148	—28
VII	118,6	1,71	0,135	—23
VIII	111,2	1,73	0,105	—15
IX	108,4	1,45	0,085	—10
X	104,2	0,61	0,053	0
XI	104,5	0,35	0,045	+3
XII	107,2	0,41	0,032	+1

Seos (9) on summaarse kiirguse tegelike päevasummade erinevate gradatsioonide kindlustatuse kõige ratsionaalsema kaudse määramise meetodika aluseks [10, 11].

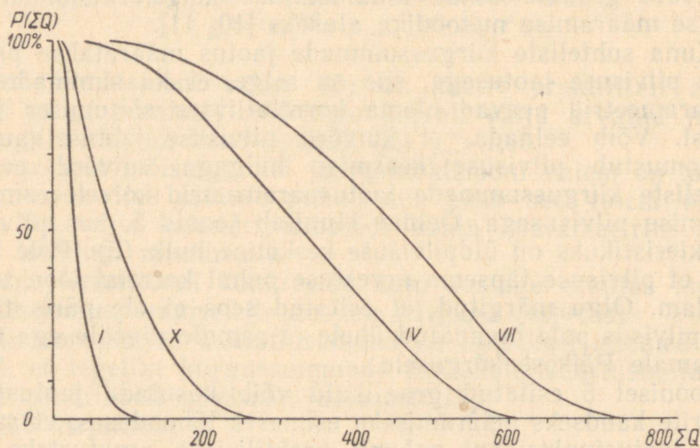
Kuna suhteliste kiirgussummade jaotus määratakse praktiliselt pilvisuse jaotusega, siis on selge, et ka summade jaotusparameetrid peavad olema korrelatiivses sõltuvuses pilvisusest. Võib eeldada, et kuivõrd pilvisuse jaotus kaudselt iseloomustub pilvisuse keskmise hulgaga, niivõrd peavad suhteliste kiirgussummade jaotusparameetrid korreleeruma ka keskmise pilvisusega. Õeldut kinnitab joonis 5, kus pilvisuse karakteristikuks on üldpilvisuse keskmine hulk ($\bar{n}$). Pole kahtlust, et pilvisuse täpsema arvestuse puhul korrelatsioon tuleks tihedam. Olgu märgitud, et esitatud seos ei ole päris täpne, sest pilvisus pole taandatud ühele ja samale nivoole ega ühele ja samale Päikesse kõrgusele.

Joonisel 5 esitatud graafikuid võib kasutada jaotusparameetrite kaudseks määramiseks esimeses lähenduses, et rakendada jaotusfunktsiooni valemit praktilisteks arvutusteks.⁴

Kiirgussummade absoluutväärtuste jaotus sõltub nii meteoroloogilistest faktoritest kui ka otseselt Päikesse kõrgusest. Töös [11] on näidatud, et kiirgussummade absoluutväärtuste jaotus on korrelatiivselt tihedasti seotud suhteliste summade



Joon. 5. Jaotusparameetrite sõltuvus päevase üldpilvisuse mitmeaastasest kuukeskmisest hulgast ($\bar{n}$).



Joon. 6. Summaarse kiirguse päevasummade absoluutväärtuste keskmine tasandatud integraalne korduvus Tartus jaanuaris, oktoobris, aprillis ja juulis (1953—1960); ΣQ cal/cm²·päev.

jaotusega ja et summade absoluutväärtuste jaotusfunktsioon on sarnane suhteliste summade jaotusfunktsiooniga (joon. 6). Absoluutväärtuste jaotusfunktsiooni võib leida suhteliste summade jaotusfunktsioonist, kui vahetada argumendid ja seejuures muutuja jagada teatud parameetriga, mis kujutab endast foonisummade keskmist väärtust (vastavalt kalendriperioodile).

Kui lähtuda valemist (3), võib kirjutada

$$P(\Sigma Q) \approx AB \frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_0} C \left(\frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_0} \right)^2 + K, \quad (10)$$

s. o.

$$P(\Sigma Q) \approx AB^{k\Sigma Q} C^{(k\Sigma Q)^2} + K, \quad (11)$$

$$\text{kus } k = \frac{1}{\Sigma Q_0}.$$

Summaarse kiirguse päevasummade absoluutväärtuste keskmine faktiline jaotus on esitatud tabelis 4. Sagedused on summeeritud vastavalt valemile $P(\Sigma Q) = \int_{\Sigma Q}^{\Sigma Q_{\max}} p(\Sigma Q) d\Sigma Q$.

Tabel 4

Summaarse kiirguse päevasummade absoluutväärtuste ($\text{cal/cm}^2 \cdot \text{päev}$) integraalne jaotus Tartus perioodil 1953—1960; $P(\Sigma Q)$ protsentides

ΣQ	$P(\Sigma Q)$					
	Jaan.	Veebr.	Märts	Apr.	Mai	Juuni
1	100,0	100,0	100,0	100,0		
51	19,4	84,1	97,6	99,6	100,0	100,0
101	0,4	42,0	89,1	97,5	98,8	99,2
151		14,6	75,4	89,6	95,2	98,3
201		3,1	62,5	77,5	87,9	95,8
251			44,0	67,5	80,2	91,7
301			24,6	54,6	72,2	86,2
351			14,5	45,4	62,5	78,3
401			3,6	35,8	52,8	69,2
451				22,5	45,2	63,3
501				7,1	34,3	49,6
551				3,8	25,8	36,2
601				0,4	14,5	26,7
651					6,0	12,9
701					1,2	3,8
751						0,4

Tabel 4 (järg)

ΣQ	$P(\Sigma Q)$					
	Juuli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dets.
1		100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
51	100,0	99,6	96,7	66,5	23,3	2,8
101	99,6	98,4	80,4	40,7	4,2	
151	96,8	91,1	72,1	17,7		
201	91,9	83,9	57,5	5,6		
251	85,1	71,8	38,3	0,4		
301	79,8	56,5	22,9			
351	72,2	45,6	10,0			
401	60,0	34,3	3,3			
451	50,8	20,6				
501	39,5	9,7				
551	27,0	3,2				
601	15,3	0,4				
651	5,6					
701	3,2					

Nagu ülalesitatud tabelist nähtub, võivad kiirgussummade absoluutväärtused varieeruda väga suurtes piirides. Summade keskmistest väärtustest annab ülevaate tabel 5.

Tabel 5

Summaarse kiirguse tegelike päevasummade keskmised väärtused
(cal/cm² · päev) Tartus (1953—1960)

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
34	97	232	325	413	482	440	333	216	91	36	19

Teatavasti sõltub meteoroloogiliste andmete klimatoloogiline representatiivsus vaatlusrea pikkusest. Vastavad uurimised on näidanud, et kiirgussummade puhul võib piirduda kümneaastase perioodiga [4]. Kui lähtuda sellisest perioodist kui kriteeriumist, siis on tõenäoline arvata, et käesoleva töö arvulisi tulemusi võib laiendada ka eelnevatele ja järgnevatele perioodidele.

KIRJANDUS

1. Сапожникова С. А., Современные методы климатологии и перспективы их развития. Труды Всес. научного метеорол. совещания, т. IV, Гидрометеиздат, Л., 1962.

2. Б уд ы ко М. И., Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеоиздат, Л., 1956.
3. Методы климатологической обработки метеорологических наблюдений. Под ред. О. А. Дроздова. Гидрометеоиздат, Л., 1957.
4. Бер ля н д Т. Г., Распределение солнечной радиации на континентах. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
5. Д а н и л о в а Н. А., Суммарная радиация на Европейской части СССР, ее внутригодовое распределение и межгодовая изменчивость. Научные сообщения, Институт геологии и географии АН Литовской ССР, т. 13, вып. 1, 1962.
6. Я н и ш е в с к и й Ю. Д., Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеоиздат, Л., 1957.
7. Sch ul ze, R., Über die Vorzüge der Verwendung der «Relativen Bestrahlung» für strahlungsklimatologische Betrachtungen. Arch. Meteorol., Geophys. und Bioklimatol., Serie B, Bd. 11, H. 3, 1961.
8. С и в ко в С. И., Об эффективном коэффициенте прозрачности атмосферы. ДАН СССР, т. 80, № 4, 1951.
9. Ко н д р а т ь е в К. Я., Лучистая энергия Солнца. Гидрометеоиздат, Л., 1954.
10. У н д л а И., О закономерностях изменчивости дневных сумм суммарной радиации. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 1963.
11. У н д л а И., К вопросу расчета распределения дневных сумм солнечной радиации. Труды ГГО, вып. 164, 1964.

И. Ундла

*Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР*

Некоторые данные об изменчивости дневных сумм суммарной радиации в Эстонии

Резюме

В статье приводятся основные данные о среднемесечном распределении дневных радиационных сумм, полученных суммарной солнечной радиацией в Тарту за период с 1953 по 1960 год. В основу положены относительные значения дневных сумм (γ), т. е. $\gamma = \frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_0}$, где ΣQ — действительная дневная сумма, ΣQ_0 — соответствующая средняя сглаженная возможная дневная сумма.

В эмпирическом обобщении получено, что средние интегральные повторяемости (P) относительных дневных сумм могут быть аппроксимированы формулой (3), где A , B , C , K — параметры распределения. Указано, что для характеристики колебания возможных относительных дневных сумм (γ_v) применима гауссова функция.

Some Data on the Variability of Daily Totals of the Global Radiation in Estonia

Summary

The paper gives fundamental data on the mean monthly distribution of the daily totals of global solar radiation (ΣQ) measured at Tartu in the period of time from 1953 to 1960. The variability is considered on the basis of relative values of daily totals (γ), i. e. $\gamma = \frac{\Sigma Q}{\Sigma Q_0}$, where ΣQ_0 is the corresponding mean smoothened possible daily total.

In empirical generalization the mean integral frequencies (P) of relative daily totals may be approximated by the formula (3), where A, B, C, K are the distribution parameters. It is indicated that for the characterization of the variation of the possible relative daily totals (γ_v) the Gauss funktion may be used.

Päikese kiirguse mõõtmise aparatuur ja sellealastest uurimistöödest ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudis

Et paremini mõista aktinometristide-eksperimentaatorite ees seisvaid probleeme, tutvume kõigepealt lühidalt suurus-tega, millede mõõtmisega tuleb neil kokku puutuda. Kaasajal on aktinomeetria arenenud laialdaseks teadusharuks kiirguse levimisest ja muundumisest atmosfääris ning maapinnal. Terminiga «kiirgus» tähistavad aktinometristid elektromagnetilist kiirgust lainepikkuste vahemikus $0,2\mu$ — 100μ . Aktinomeetrias eristatakse järgmisi kiirguse liike.

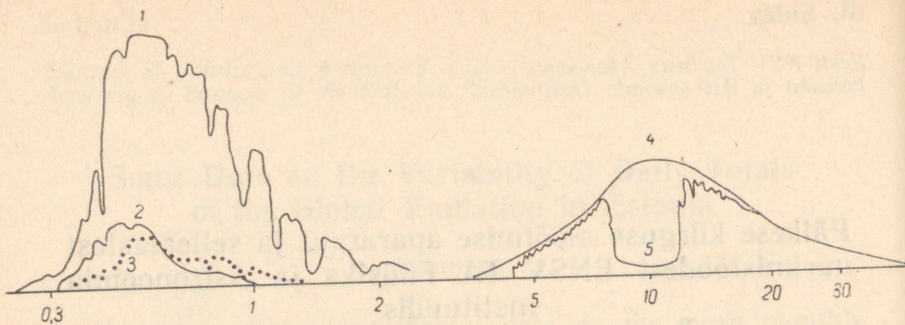
Päikese otsene kiirgus S — see on osa Päikese kiirgus-energiast, mis jõuab maapinnale nähtavalt päikesekettalt peaaegu paralleelse kimbuna. Sageli kasutatakse selle asemel teist suurust — otsene kiirgus horisontaalsele pinnale e. inso-latsioon S' , mis on seotud eelmisega valemi $S' = S \sin h_{\odot}$ kaudu, kus $h_{\odot}$ on Päikese kõrgus horisondist.

Hajus kiirgus D kujutab seda osa Päikese kiirgusest, mis jõuab maapinnale pärast hajumist atmosfääris. Siia hulka tuleb lugeda ka pilvedelt või teistelt vaatluspunktist kõrgemal asuvatelt esemetelt peegeldunud kiirgus.

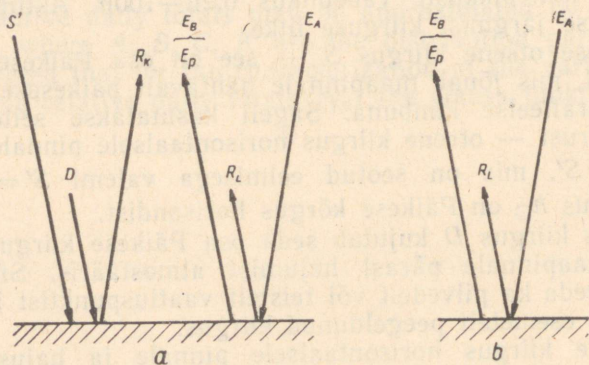
Otsene kiirgus horisontaalsele pinnale ja hajus kiirgus koos moodustavad summaarse kiirguse $Q = D + S'$.

Et maapind ei ole absoluutselt must, siis mitte kogu maa-pinnale langenud kiirgus ei neeldu seal, vaid osa sellest pee-geldub. See osa on lühilaineline peegeldunud kiirgus R_K . Maapinna peegeldusomadusi iseloomustatakse suurusega $A = \frac{R_K}{Q}$, mida nimetatakse albeedoks.

Kõiki eespool mainitud kiirguse liike nimetatakse aktino-meetrias lühilainelisteks. Peale nende on olulise tähtsusega veel nn. pikalaineline kiirgus, mis jaotatakse atmosfääri pika-laineliseks kiirguseks e. atmosfääri vastukiirguseks E_A (kuju-tab endast atmosfääri koostisesse kuuluvate gaaside, samuti tahkete ning vedelate osakeste soojuskiirgust) ja maapinna pikalaineliseks kiirguseks E_B . Joonisel 1 on esitatud mõnede kiirgusliikide tüüpiline spektraalne koostis.



Joon. 1. Mõnede kiirgusliikide tüüpiline spektraalne koostis: 1 — Päikese otsene kiirgus, 2 — selge taeva hajus kiirgus, 3 — pilves taeva hajus kiirgus, 4 — maapinna pikalaineline kiirgus temperatuuril 20° , 5 — selge taeva pikalaineline kiirgus. (Kõverate 4 ja 5 ordinaate on suurendatud 20 korda.)



Joon. 2. Maapinna kiirgusbilansi komponendid:
a) päeval, b) öösel.

Maapinnale langenud ja sealt lahkunud kiirguste vahe moodustab maapinna kiirgusbilansi

$$B = S' + D + E_A - R_K - E_B.$$

Joonisel 2 on skemaatiliselt kujutatud maapinna kiirgusbilansi komponendid päeval ja öösel. Siinjuures peab märkima, et tavaliselt ei eraldata maapinnalt peegeldunud pikalainelist kiirgust R_L ja maapinna omakiirgust E_P , vaid maapinna pikalainelise kiirguse E_B all mõeldakse mõlemaid koos.

Kiirguse mõõtmine võib meid huvitada kahest aspektist.

1. Maapinna kiirgusbilansi ja selle komponentide määramine küllaldase täpsusega ja võimalikult suuremas arvus punktides üle terve maakera. Nende mõõtmiste eesmärgiks on koguda andmeid kiirgusliku energiavahetuse kohta ning tundma õppida selle mõju ilmastikunähtuste kujunemisele. Aktinomeetriliste andmete kogumiseks on üle terve maakera organiseeritud aktinomeetriaajaamade võrk. Nõukogude Liidu territooriumil on praegu üle 200 jaama; Eestis teostatakse aktinomeetrilisi vaatlusi peale Tartu veel Tiirikoja meteoroloogiajaamas. Teaduslik töö sel alal võib olla kahesugune — aparatuuri ja vaatlusmetoodika täiustamine ning kogutud vaatlusmaterjali üldistamine. Eksperimentaatorid on seotud muidugi esimesega neist.

2. Spetsiaalsed eksperimentaalsed uurimistööd atmosfäärifüüsika ja rea teiste teadusharude kitsamate probleemide lahendamiseks.

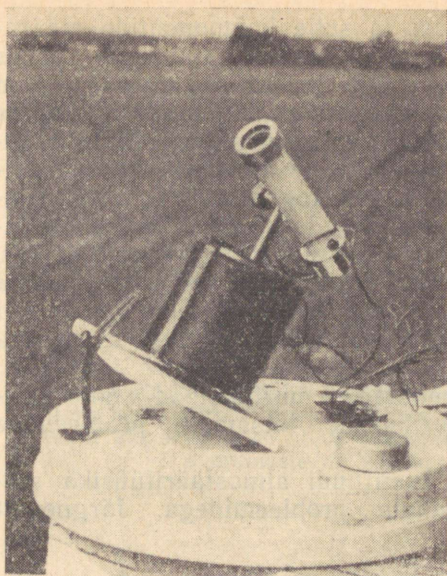
Füüsika ja Astronoomia Instituudi atmosfäärifüüsika sektoris tegeldakse mõlema suuna probleemidega. Järgnevalt vaatleme neid eraldi.

Võrguaparatuuri ja vaatlusmetoodika täiustamine

See oli esimene ja rida aastaid ainus aktinomeetriaalane uurimissuund Eestis. Alguse sai ta aktinomeetriaajaama rajamisega Tartus 1950. aastal. Vastloodud jaama noore kollektiivi ees seisis ülesanne organiseerida kõikide kiirgusbilansi komponentide mõõtmine kaasaja teadusele piisava täpsusega.

Nõukogude Liidu aktinomeetriaajaamades kasutatakse kiirgusbilansi ja selle komponentide mõõtmiseks eranditult kodumaiseid, peamiselt J. D. Janiševski konstrueeritud kiirguse vastuvõtjaid. Mõõtmisprintsiibilt on nad kõik termoelektrilised, s. t. vastuvõtupinnal neeldunud kiirgus tõstab selle temperatuuri kiirguse eest varjatud või kiirgust mitteneelava pinna suhtes, kusjuures temperatuuride vahe on esimeses lähenduses võrdeline vastuvõtjale langeva kiirgusega. Seda temperatuuride vahet mõõdetakse termopaari või termopatareiga.

Kõige paremini on praeguseks ajaks välja töötatud otsese kiirguse vastuvõtjad — aktinomeetrid (joon. 3) ja pürheliomeetrid ning vastav mõõtmismetoodika. Seepärast on ka nende riistade uurimisele instituudis pööratud suhteliselt vähem tähelepanu. J. Ross [1, 2] on uurinud termoelektriliste aktinomeetrite süstemaatilisi vigu, võttes aluseks Ängströmi pürheliomeetri. Tehti kindlaks, et aktinomeetrite gradueerimise täpsus on ligikaudu $\pm 1\%$. Kõikide aktinomeetrite tundlikkus sõltub temperatuurist, kusjuures olenevus on suurusjärgus 0,1% kraadi kohta. See sõltuvus on tingitud peamiselt galvāno-

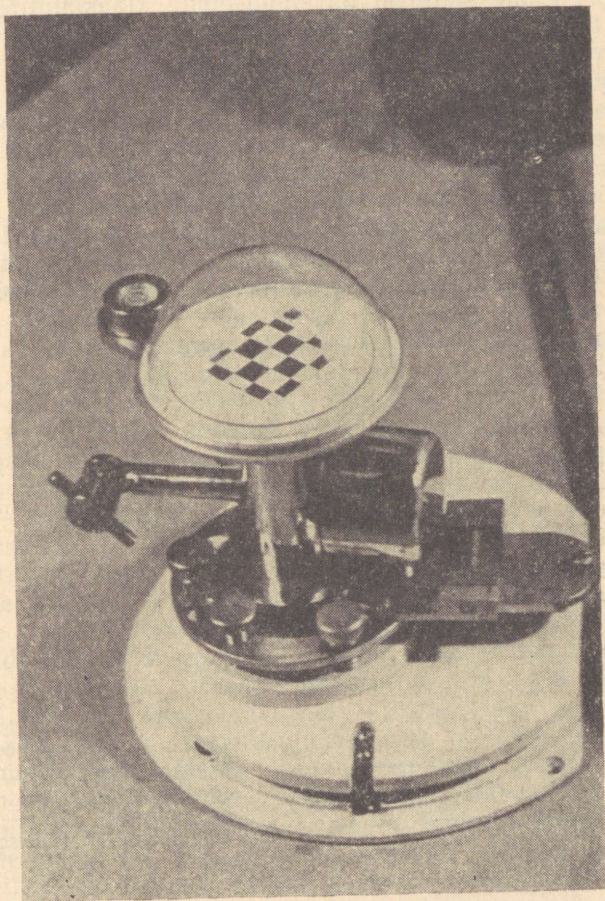


Joon. 3. Termoelektriline aktinomeeter heliostaadil.

meetri (tüüp ГСА) sisetakistuse muutumisest temperatuuriga. Huvitav on see, et vaatluste käigus ei avastatud aktinomeetri ja pürheliomeetri avanurkade suuruse ja kuju (ümmargune ja ristkülikukujuline) erinevusest põhjustatud vigu aktinomeetrite gradueerimisel, kuigi selline viga peaks olema mõningatel juhtudel oluline.

Terve rida probleeme on aga seotud hajusa, summaarse ja peegeldunud kiirguse mõõtmise riistade — püranomeetritega. Püranomeetri vastuvõtupind kujutab endast musta-valget malelauakujulist ruudustikku; valged ruudud on kaetud magneesiumoksiidi, mustad — tahma sisaldava värviga. Ruudukeste all paikneb termopatarei niimoodi, et ühed jootekohad asuvad mustade, teised valgete ruutude all. Vastuvõtja on kaetud poolsfäärilise klaaskupliga (joon. 4). Ideaalne vastuvõtja lühilainelise kiirguse mõõtmiseks peaks olema mitteselektiivne kogu meid huvitava spektripiirkonna (praktiliselt $0,29-4\ \mu$) ulatuses, s. t. omama selles vahemikus ühesugust tundlikkust mistahes lainepikkusega kiirguse suhtes. Ja teiseks, kuna me püranomeetritega mõõdame kiirgust, mis langeb poolsfäärist horisontaalsele pinnale, ei tohi püranomeetri tundlikkus sõltuda kiirguse langemise suunast asimuudi järgi, tundlikkuse olenevus kiirguse langemise suunast kõrguse järgi peab aga vastama koosinusseadusele, s. t. kui tundlikkus risti langevate kiirte suhtes on k_0 , siis nurga z all (pinna normaalist arvates) langeva kiirguse jaoks peab see olema $k_z =$

$= k_0 \cos z$. Täpselt ei vasta nendele nõuetele ükski püranomeeter, see aga põhjustab mõõtmisel süstemaatilisi vigu. Püranomeetrite süstemaatiliste vigade uurimine ning vastavate parandite arvutamine mõõtmistulemuste korrektsuse tõstmiseks oli J. Rossi kandidaadiväitekirja [3] põhiliseks sisuks, neid küsimusi on ta käsitlenud ka mitmes artiklis [4, 5]. Selle uurimistöö põhilised tulemused on lühidalt kokku võetud järgnevas. Valgete ruutude neeldumiskoeffitsiendi ja klaasi läbilaske selektiivsusest tingituna oleneb püranomeetrite tundlikkus oluliselt mõõdetava kiirguse spektraalsest koostisest. Kui püranomeeter on gradueeritud otsese kiirguse järgi, tuleb



Joon. 4. Termoelektriline püranomeeter.

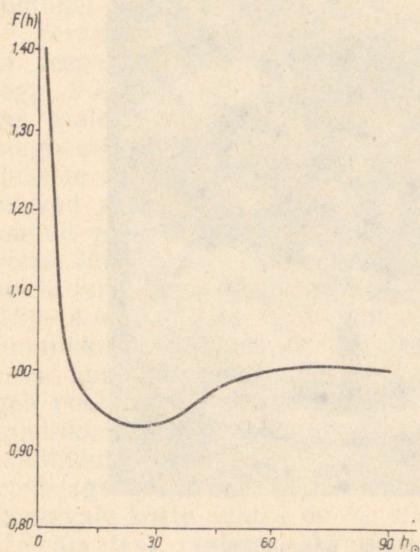
selektiivsusest tingitud süstemaatilise vea vähendamiseks kasutada järgmisi paranduskoefitsiente:

Tabel 1

	Hajus kiirgus	Peegeldunud kiirgus			
		Kuiv muld	Märg muld	Roheline taimkate	Lumi
Selge	1,05	0,99	0,99	0,94	1,01
Pilves	0,94	0,96	0,96	0,93	0,97

Nagu näeme tabelist 1, on selektiivsus küllaltki oluline ja selle arvestamata jätmine võib viia süstemaatiliste vigadeni kuni 6%. Peale selle on püranomeetrite klaaskuplite läbilaset hiljem täpsemalt mõõtnud H. Moldau ja nende mõõtmiste põhjal arvutanud spektraalsed parandid tüüpiliste tingimuste jaoks [6]. Moldau tulemused üldiselt kinnitavad J. Rossi tööresultaate, andes maksimaalseks veaks 7% (selge taeva hajusa kiirguse mõõtmisel talvel).

Püranomeetrite süstemaatiliste vigade teiseks allikaks, nagu öeldud, on mittevastavus koosinusseadusele. Selle vea hindamine ning arvestamise meetodika on samuti esitatud J. Rossi töödes [3, 4], ka on seda meetodikat uurinud V. Põldmaa [7]. Koosinusseadusele mittevastavust võetakse arvesse nn. tsonaalsete parandite kasutamise teel. Nende parandite määramiseks on meil tarvis teada püranomeetrite tundlikkuse



Joon. 5. Püranomeetri tundlikkuse oleneyus kiirguse langemisnurgast. $F(h)$ — tsonaalne parand, h_0 — kiirguse langemisnurk (horisondist arvates).

olenevust kiirguse langemisnurgast, mis tavaliselt määratakse laboratoorselt, ja samuti mõõdetava kiirguse jaotust kõrguse järgi horisondist. Näitena on joonisel 5 esitatud ühe konkreetse püranomeetri tundlikkuse käik olenevalt kiirguse langemisnurgast (horisondist arvates). Sama püranomeetri jaoks arvutatud tsonaalsed parandid on järgmised:

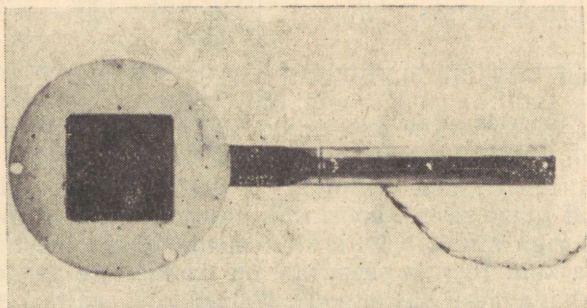
Tabel 2

Hajus kiirgus	Selge	0,96
	Pilves	0,97
Peegeldunud kiirgus	Pinnas	0,97
	Rohi	0,97

Antud juhul ulatub koosinusseadusele mittevastavusest põhjustatud viga ainult 3%-ni, kuid mõnel püranomeetril võib see viga olla kuni 10% ja seepärast on tsonaalsete parandite kasutamine hädavajalik. Eeltoodu põhjal võib väita, et hoolikalt teostatud vaatluste ning tulemuste ümbertöötamisel kõikide parandite arvestamise korral oskame tänapäeval mõõta otsest kiirgust veaga 1,5—2%, ülejäänud lühilainelist kiirgust veaga 5—7%. Enamiku praktiliste nõudmiste jaoks on selline täpsus piisav.

Hoopis raskem on aga olukord pikalainelise kiirguse ja kiirgusbilansi osas. Ainult parimal juhul ulatub mõõtmistäpsus 10%-ni, olles tavaliselt aga 20—30% piires. Millised on siin raskused? Nagu eespool nägime, moodustub maapinna kiirgusbilanss komponentidest, mis hõlmavad lainepikkuste vahemiku $0,29\mu$ — 100μ . Järelikult peab ideaalne kiirgusbilansi mõõtja — bilansomeeter — olema mitteselektiivne terves selles vahemikus. Ja siit raskused algavadki. Võime teha järgmise vastuvõtja: kaks paralleelset mustaks värvitud plaati, millete vahel asetseb termopatarei, mis mõõdab plaatide temperatuuride vahet. Ülemise plaadi temperatuuri määrab sellel neeldunud ülalt alla suunatud kiirgus, millest lahutub plaadi omakiirgus; alumise plaadi temperatuur on aga määratud analoogiliselt alt üles suunatud kiirguse ja omakiirguse vahega. Et plaatide temperatuuride vahe on väga väike, siis võime nende omakiirgused lugeda võrdseks. Seega määrab termopatarei emj., mis on võrdeline plaatide temperatuuride vahega, ülemisele ja alumisele plaadile langeva kiirguse vahe ehk teiste sõnadega, kiirgusbilansi. Sellisel põhimõttel on ehitatud näiteks Nõukogude Liidus kasutatav Janiševski bilansomeeter (joon. 6). Kuid kuna sellise riista vastuvõtupindade temperatuur erineb õhu omast, siis eksisteerib vastuvõtupinna

ja õhu vahel soojusvahetus. Viimane aga sõltub õhu liikumise kiirusest plaadi kohal. Seega oleneb sellise vastuvõtja tundlikkus suuresti tuule kiirusest, talle avaldavad mõju õhuvoolu mikroturbulentsus ja soojenenud maapinnalt tõusvad õhuvoolud. Need mõjud on raskesti arvestatavad, põhjustavad näidu ebastabiilsust ja suuri vigu, eriti üksikmõõtmise korral. Tuule häirivast mõjust vabanemiseks on mitu võimalust.



Joon. 6. Termoelektriline bilansomeeter. (Foto E. Selleke).

1. Mõõtmise kompensatsioonimeetodil. Peamiseks puuduseks on asjaolu, et see meetod võimaldab mõõta ainult olukorras, kus vastuvõtja omakiirgus on suurem talle langevast kiirgusest, s. t. vastuvõtupinna kiirgusbilanss on negatiivne. Seega on praktiliselt võimalik mõõta atmosfääri vastukiirgust ainult öösel, ja sedagi mitte alati. Sellel meetodil põhinevatel riistadel on ka teisi puudusi, mistõttu nende levik on piiratud.

2. Vastuvõtja kunstlik ventileerimine, mis tähendab seda, et vastuvõtupinna kohal luuakse ühtlase tugevusega õhuvool, mis ületab tuule tugevuse. Sel teel õnnestub teatud piirides tuule ja eriti vertikaalsete õhuvoolude mõju vähendada. Samal ajal aga kokkusurumisel ventilaatoriga ning hõõrdumisel õhukanalis õhu temperatuur tõuseb, mis põhjustab olulisi süsteematailisi vigu [8, 9]. Ka on raske pikemat aega hoida ventileeriva õhuvoolu kiirust ühtlasena.

3. Vastuvõtja katmine kiirgust läbilaskva kattega. See meetod võimaldab viia tuule mõju miinimumini, kuid takistuseks on asjaolu, et ei leidu materjale, mis oleksid küllalt läbi-
paistvad nii suures lainepikkuste vahemikus ja sealjuures võimalikult vähe selektiivsed. Kõige enam leiab praegu kasutamist polüetüleenkile paksusega 0,04—0,20 mm, enamasti pool-

sfäärilise kuplina. Polüetüleenilise puuduseks on läbilaske suur selektiivsus ja lühilainelise kiirguse hajumine kiles, mille tulemusena efektiivne läbilase pikalainelises osas on kuni 30% väiksem kui lühilainelises [10]. Teistest materjalidest leiab kasutamist KRS-5, mis kujutab endast kristalli talliumjodiidi ja talliumbromiidi segust.

Atmosfäärifüüsika sektoris on pikalainelise kiirguse mõõteriistade alal peamine tähelepanu pööratud kõige levinumate tüüpide omavahelisele võrdlemisele ja nende vigade uurimisele. Vaatluse all on olnud kolme põhilist liiki riistad: katmata ja ventileerimata vastuvõtupindadega (Janiševski bilansomeeter), sundventilatsiooniga (Courvoisier' bilansomeeter) ja polüetüleenkuplitega (Schulze bilansomeeter) vastuvõtjad. Nii välitingimustes kui laboratooriumis tehtud uurimistöö tulemusena võib öelda järgmist [8—10].

1. Ükski nimetatud vastuvõtjatest ei garanteeri vajalikku mõõtmistäpsust, eriti päevastel mõõtmistel. Kõigile neile on omased süstemaatilised vead, millede arvestamine on kas tülikas või äärmiselt ligikaudne.

2. Schulze bilansomeetri selektiivsus on tunduvalt suurem, kui seni arvati, mistõttu on vajalik vastavate paranduskoefitsientide kasutamine andmete ümbertöötamisel mitte ainult pikalainelise kiirguse, vaid iga kiirgusliigi jaoks [6, 10].

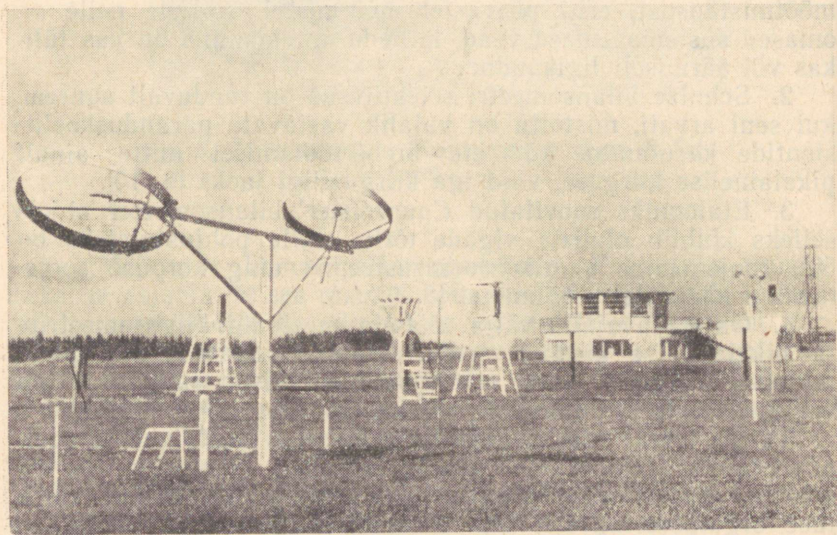
3. Etalooniks soovitatud Courvoisier' bilansomeeter ei ole selleks kõlblik oluliste vigade tõttu, mille põhjustajateks on õhu soojenemine ventilatsioonisüsteemis ning korpuse soojenemine päevastel mõõtmistel [8, 9].

4. On hädavajalik välja töötada meetodid bilansomeetrite ja pikalainelise kiirguse vastuvõtjate gradueerimiseks pikalainelise kiirguse järgi, et eksperimentaalselt määrata iga konkreetse riista tundlikkus kõikide kiirguse liikide jaoks.

Tartus tehtav töö kiirgusbilansi ja selle pikalaineliste komponentide mõõtmise alal äratas laialdast tähelepanu ja oli ajendiks pikalainelise kiirguse vastuvõtjate üleliidulise võrdluse organiseerimisele. See võrdlus toimus kahes etapis — esimene Tartus 1963. a. märtsis ja teine Taškendis sama aasta septembris. Võrreldi kõiki Nõukogude Liidus konstrueeritud pikalainelise kiirguse vastuvõtjaid, samuti mõningaid meil levinud välismaiseid riistu (24 erinevat vastuvõtjat [11—13]).

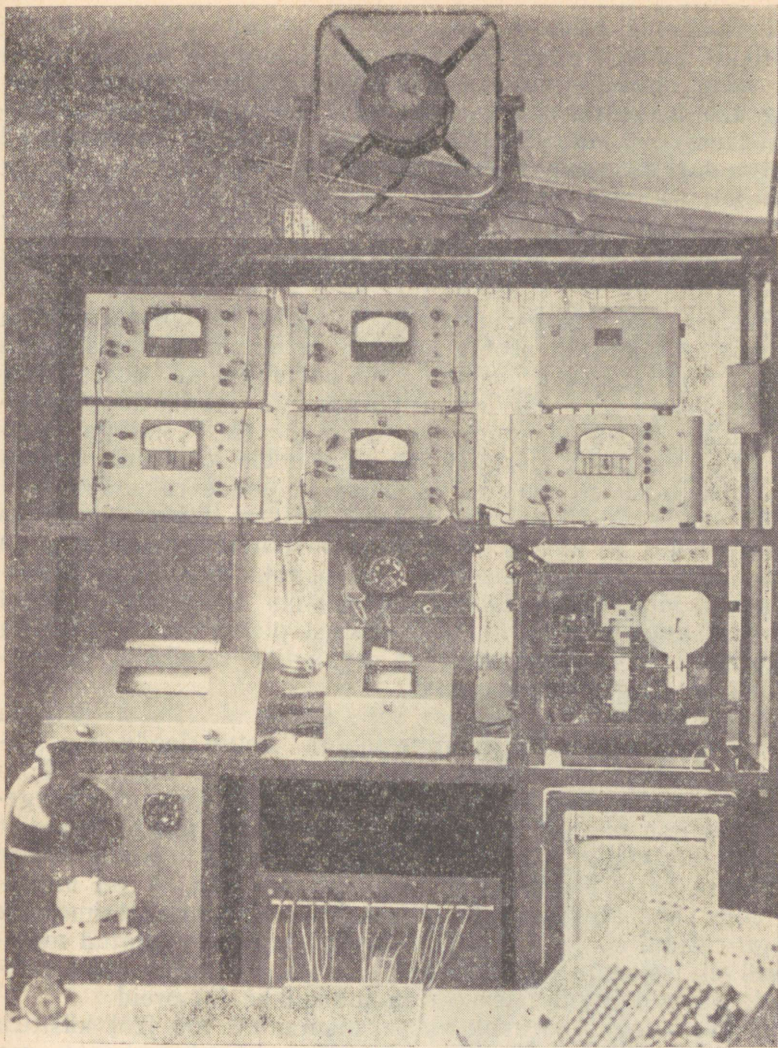
Kiirgusvoogude mõõtmise täpsus on seotud mitte ainult vastuvõtjatega, vaid ka vastuvõtja signaali registreerivate (või näitavate) elektriliste mõõteriistadega. Kuigi kaasajal on elektrilised mõõteriistad küllalt täpsed ja tundlikud, on aktinomeetriliste suuruste mõõtmisel mitmed probleemid siiski seotud just nendega. Kiirguse vastuvõtjate tundlikkus ei ole eriti suur, nendel tekkiv elektromotoorne jõud ületab harva 10 mV. Sellise signaali mõõtmiseks on tarvis galvanomeetreid tund-

likkusega 10^{-8} — 10^{-9} A/jaotis, mis samal ajal peavad olema piisava täpsusega, töökindlad ja sobima töötamiseks väliolukorras. Nõukogude Liidus toodetakse aktinomeetriliste vaatluste tarvis galvanomeetreid ГСА, mis üldiselt kõiki loetletud nõudeid rahuldavad. Kuid galvanomeetritega saab praktiliselt teha ainult üksikvaatlusi, mille tulemusena saadakse üksikuid lugemeid teatud aja tagant, mis annavad ebapiisavat ja katkendlikku informatsiooni mõõdetava kiirguse kohta. Siit selgub, miks peamist huvi pakub kiirgusvoogude ajaline käik ööpäeva jooksul ja eriti kiirgusenergia summad teatud ajavahemiku (tund, ööpäev, kuu) kestel. Seda aga galvanomeetrid ei võimalda määrata ning üha enam hakkavad juurduma kirjutavad (registreerivad) mõõteriistad — galvanograafid, kompensograafid (elektronpotentsiomeetrid) jne. Nende rakendamine nõuab aga seeriaviisiliselt toodetavate seadmete kohandamist



Joon. 7. Tõravere aktinomeetriaajaama vaatlusväljak.

aktinomeetrilisteks mõõtmisteks ja sobiva meetodika väljatöötamist. Tartu aktinometristid olid pioneerideks kompensograafide kasutuselevõtmisel [14], millede abil kuni viimase ajani registreeriti pidevalt kõik lühilainelised kiirgusvood ja kiirgusbilanss. Et aga registraatorite üleskirjutuste ümbertöötamine on töömahukas ja tülikas, muutliku kiirguse korral ka ebatäpne, siis ei saa kiirgussummade leidmist sel meetodil pidada küsimuse parimaks lahenduseks, kuigi see on suureks sammuks edasi, võrreldes üksikvaatlustega. Aktinomeetriliste vaatluste täielikuks automatiseerimiseks on J. Reemann konst-



Joon. 8. Elektronintegraatorid aktinomeetriaama vaatlustoas.

rueerinud mitu elektronintegraatorit ja uurinud nende rakendamist aktinomeetrias [15—19]. Need kõrge tundlikkusega integraatorid (kõige tundlikum piirkond pinge järgi 0,5—0—0,5 mV, voolu järgi 10^{-9} —0— 10^{-9} A) on suure täpsusega — 0,5%, ja kuigi nad on mõeldud aktinomeetriliste vaatluste automatiseerimiseks, sobivad nad mistahes väikeste pingete või nõrkade voolude integreerimiseks ning võivad leida kasutamist paljudes teaduse ja tehnika harudes.

Eelloetletud tööde tulemusena on praegu Tartus ainuke täielikult automatiseeritud aktinomeetriaajaam Nõukogude Liidus ning siinseid andmeid peetakse kõige korrektsemateks ning usaldusväärsemateks. Joonisel 7 näeme praeguse aktinomeetriaväljaku üldvaadet, joonisel 8 aga automaatseid integraatoreid jaama vaatlustoas.

Spetsiaalsed uurimused

Spetsiaalsed eksperimentaalsed tööd atmosfäärifüüsika sektoris on põhiliselt seotud kiirguse ja taimkatte vastastikuse mõju uurimisega [20], üksikuid töid on tehtud ka seoses teiste probleemidega [21—23]. Kuna kiirguse ja taimkatte probleemist üldse on antud ammendav ülevaade H. Toominga artiklis [20], vaatleme järgnevalt ainult bioaktinomeetrilisteks mõõtmisteks konstrueeritud seadmeid ja nende rakendust.

Et saada täielikku pilti sellest, kuidas kiirgus neeldub taimelehtedes ja kuidas ta toimib fotosünteesi protsessis, on tarvis teada nii integraalsete kui ka monokromaatiliste kiirgusvoogude nõrgenemist taimkattes, üksiku taimelehe optilisi omadusi, taimelehtede ruumilist jaotust jne. Atmosfäärifüüsika sektoris on loodud aparatuur ja meetodika taimkatte kiirgusrežiimi igakülgselt uurimiseks.

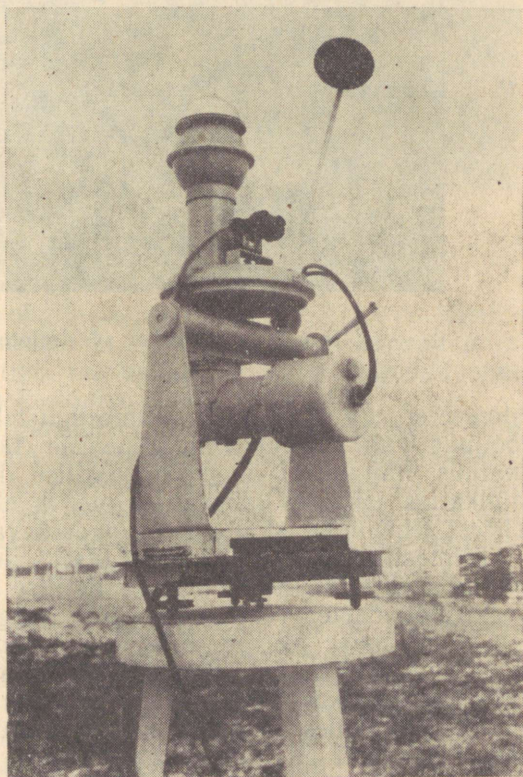
Bioaktinomeetriline suund sai alguse J. Rossi [24] ja H. Toominga [25] töödest taimestikuga kaetud looduslike pindade kiirgusrežiimi eksperimentaalse uurimise alal. J. Ross määras standardsete aktinomeetriliste vastuvõtjate abil nõrgenemiskoefitsiendid hajusa ja otsese kiirguse jaoks olenevalt Päikese kõrgusest ja rukkikülvi arengufaasist, samuti otsese ja hajusa kiirguse albeedo. Tulemused näitasid, et sel meetodil võib saada huvitavaid ning vajalikke andmeid taimestiku kiirgusrežiimi kohta, kuid ühes kindlas punktis teostatud mõõtmised ei iseloomusta taimkatet piisava täpsusega, sest tulemustele avaldab mõju terve rida juhuslikke faktoreid.

H. Toominga ulatuslik eksperimentaalne töö [25] käsitleb looduslike pindade albeedo seaduspärasusi ning annab rea uudeid tulemusi. Detailselt on uuritud albeedo päevast käiku, samuti pikemaajalisi seaduspärasusi (albeedo käik vegetatsiooniperioodi kestel, aastane käik). Taimkatte albeedo päevases käigus avastati asümmeetria keskpäeva suhtes — pärast keskpäeva on albeedo suurem kui enne seda. Kõige huvipakuvam osa tööst käsitleb maisikülvi kiirgusrežiimi, millest ülevaade on antud H. Toominga artiklis [20].

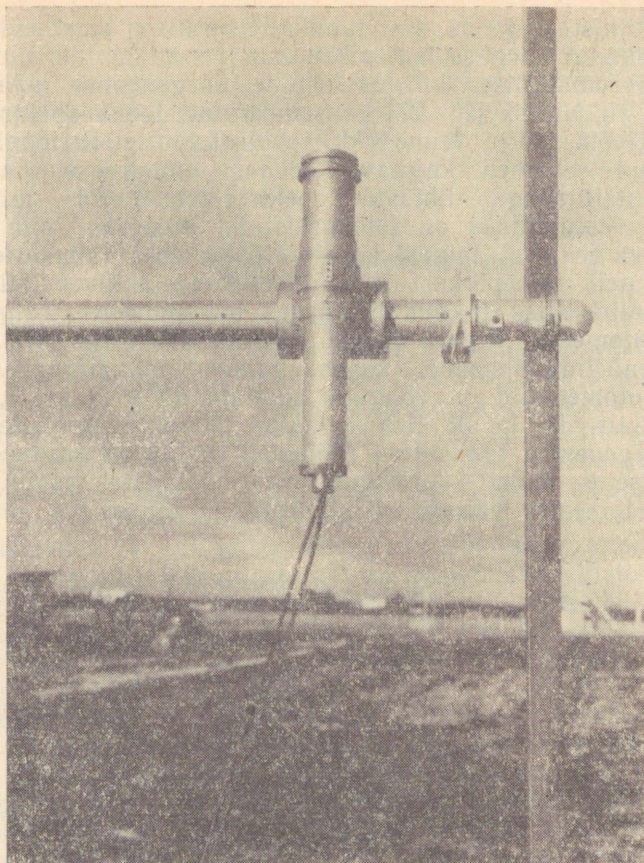
Mainitud tööd näitasid, et standardsed aktinomeetrilised vastuvõtjad ja meetodid ei võimalda ammendavalt uurida taimkatte kiirgusrežiimi. Eriti teravalt kerkis üles spektraal-

sete mõõtmiste vajadus, sest taimkatte optilised omadused sõltuvad suuresti kiirguse lainepikkusest.

Monokromaatiliste kiirgusvoogude nõrgenemise määramiseks on H. Niilisk [23, 27] konstrueerinud taeva spektrofotomeetri (joon. 9) ja taimestiku spektrofotomeetri (joon. 10). Nimetatud seadmed kujutavad endast integreeriva keraga interferentsfiltritega lihtsaid spektrofotomeetreid, milledes kiirguse vastuvõtjaks on fotokordistaja. Mõõtmisi võib teostada viiel erineval lainepikkusel. Mõõtmisteks taimkattes on valitud neli lainepikkust fotosünteesiliselt aktiivse kiirguse (FAR) piirkonnas ja üks lähedases infrapunases. Taimkatte spektrofotomeeter liigub mööda viiemeetrist latti. Nii tagatakse mõõtmistulemuse keskmistamine horisontaalsuunas. Spektrofotomeetreid on võimalik suunata nii üles kui alla ja mõõta ülalt alla ja alt üles suunatud monokromaatiliste voogude nõrgenemist taimkattes. Mõlemad riistad on gradueeritud absoluutsetes ühikutes. Nõrgenemise mõõtmistel asub taeva spektrofotomeeter väljaspool taimestikku, taimestiku spektro-



Joon. 9. Taeva spektrofotomeeter.



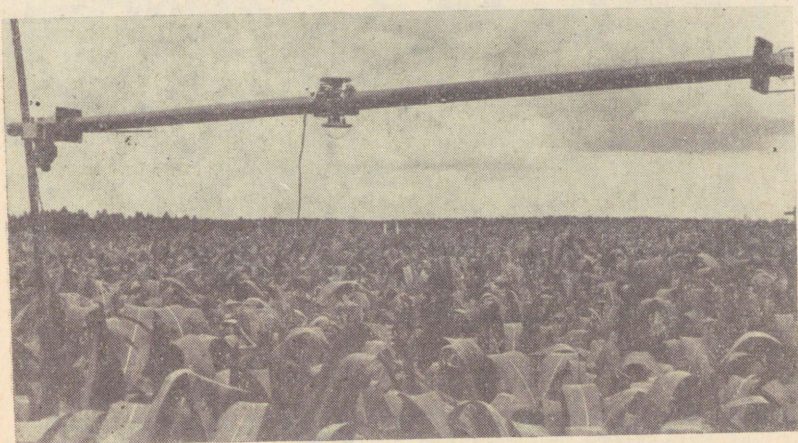
Joon. 10. Taimestiku spektrofotomeeter.

fotomeeter aga taimestikus mitmesugustel kõrgustel. Vastavate voogude suhe annabki nõrgenemise taimestikus. Tulemuste analüüs näitab, et monokromaatilise kiirguse nõrgenemine taimkattes esimeses läheduses oleneb eksponentsiaalselt suhtelisest lehepindalast ülalpool vaadeldavat nivood.

Taimestiku kiirgusrežiimi detailseks uurimiseks on A. Laisk loonud spektrofotomeetri koos statistilise analüsaatoriga [8, 30]. Spektrofotomeeter võimaldab mõõta kiirgust neljal lainepikkusel, kolm neist asuvad FAR-i piirkonnas, neljas lähedases infrapunases. Trosside süsteemi abil liigub spektrofotomeeter umbes 5 m pikkusel teel ja teda on võimalik pöörata mitmesugustes suundades. Statistiline analüsaator, mis on ehitatud kompensograafi ЭПП-09 baasil, annab voogude jaotusfunk-

siooni voo suuruste järgi. Paralleelselt statistilise analüsaatoriga kasutatakse registraatorina ka elektronintegraatorit, millega saadakse voo keskväärtsu valitud nivool ja lõigul. See seadmete komplekt võimaldab uurida suunatud keskmiste voogude struktuuri mitmesugustel lainepikkustel, samuti monokromaatiliste voogude statistilist jaotust. Töö eesmärgiks on leida taimkatte kiirgusrežiimi kirjeldamiseks lähendusvalemid, mida saaks kasutada fotosünteesi matemaatilise teooria loomisel.

Paralleelselt spektraalsete mõõtmistega teostatakse ka ülalt alla ja alt üles suunatud integraalsete voogude mõõtmist taim-

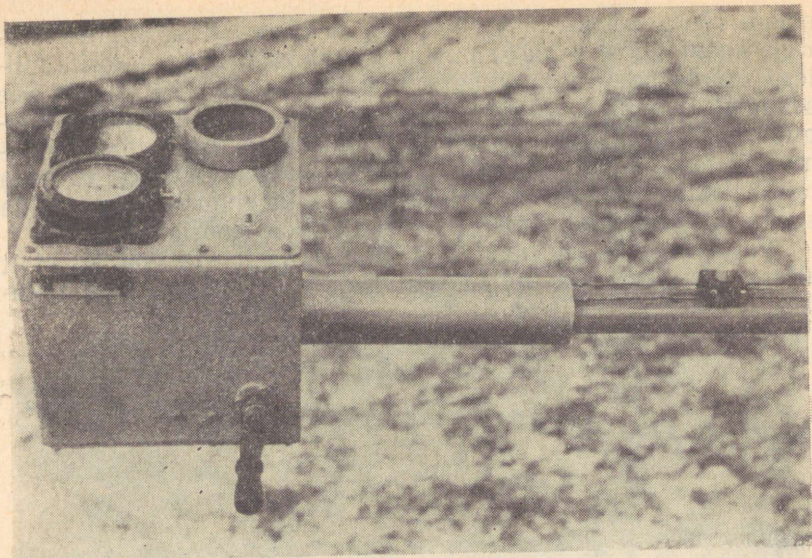


Joon. 11. Püranomeetrid kiirguse mõõtmiseks taimestikus.

kattes ja taimkatte kohal, kusjuures vastuvõtjatena kasutatakse tavalisi püranomeetreid. Taimestiku kohal asuvad püranomeetrid on liikumatud, taimestiku sees aga liiguvad spetsiaalsel latil, et saada keskmist voogu (joon. 11).

Otsese kiirguse nõrgenemise mõõtmiseks on ehitatud fotomeetriline latt [29] (joon. 12), millega saab määrata päikese laikude suhtelist pindala, s. t. seda osa taimestikualusest pindalast, mis on valgustatud Päikese otseste kiirtega. Kui meil on teada otsene kiirgus taimestiku kohal, on laikude suhtelise pindalaga määratud ka otsene kiirgus taimestikus valitud nivool.

Taimestiku kiirgusrežiimi matemaatiliseks kirjeldamiseks ei piisa ainult kiirguse mõõtmisest, vaid kiirgusrežiim tuleb siduda taimestikku iseloomustavate suurustega, nagu suhteline lehepindala, lehtede ruumiline asetus jne. Seepärast on vaja samaaegselt mõõta ka neid karakteristikuid. Selle töö hõlbustamiseks on ehitatud mitmed abivahendid, näiteks foto-

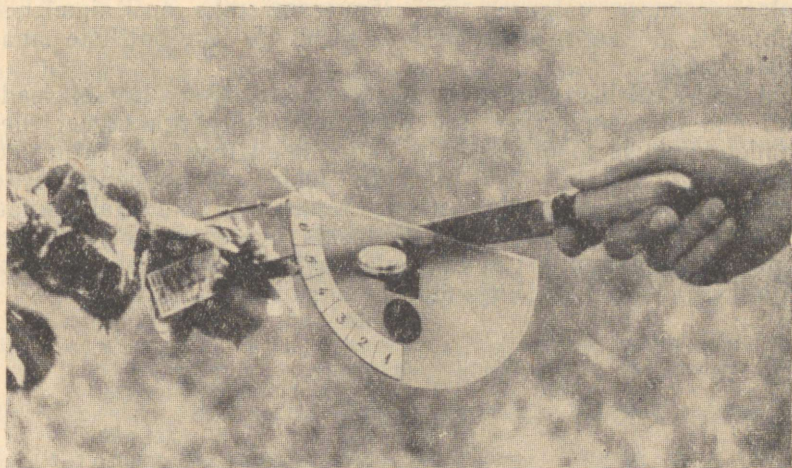


Joon. 12. Fotomeetriline latt.



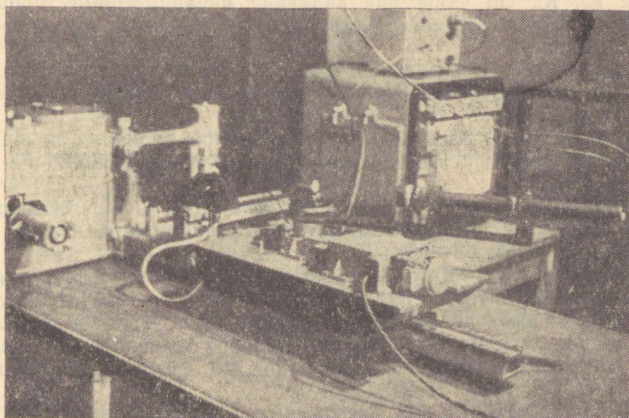
Joon. 13. Fotoplanimeeter.

planimeeter lehtede pindala kiireks mõõtmiseks (joon. 13) ning vahend lehtede ruumilise orientatsiooni määramiseks (joon. 14).



Joon. 14. Vahend lehtede orientatsiooni määramiseks.

Suure tähtsusega on ka üksiku taime või isegi selle üksikute osade optiliste omaduste määramine. Selleks otstarbeks on H. Moldau ehitanud spektrogoniomeetri (joon. 15) taimelehtede peegeldamis- ja hajutamisindikaatorite määramiseks



Joon. 15. Spektrogoniomeeter.

monokromaatilises valguses. Seade võimaldab mõõta taimelehtede või mistahes teise objekti indikatisse sõltuvalt lagemisnurgast ja vaatlustasandist monokromaatilises valguses lainepikkuste vahemikus $0,4-0,8\mu$ nii polariseeritud kui ka polariseerimata valguses. Töö lõppeesmärgiks on taimelehes toimuvate bioloogiliste protsesside uurimine lehe optiliste omaduste kaudu.

Lõpuks tuleb mainida, et käesoleva kirjutise autor ei seadnud endale eesmärgiks anda põhjalikku ning igakülgselt ülevaadet kiirguse mõõtmisest ja aktinomeetrilisest aparatuurist, vaid ainult lühidalt ära märkida meie eksperimentaatorite peamised töösuunad ning nende raames üksikud tähtsamad probleemid. Kuna kõik tööd on trükkis avaldatud, on igaühel soovi korral võimalik tutvuda teda huvitava küsimusega üksikasjalikumalt vastava kirjanduse vahendusel.

KIRJANDUS

1. Росс Ю. К., О зависимости переводного множителя относительных актинометров от температуры. Труды ГГО, вып. 68, 204—208, 1957.
2. Росс Ю. К., О влиянии околосолнечной радиации на результаты градуировки термоэлектрических актинометров. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 1, 43—52, 1959.
3. Росс Ю. К., Некоторые вопросы измерений коротковолновой радиации на поверхности Земли. Автореферат на соискание ученой степени кандидата физ.-матем. наук. Л., 1957.
4. Росс Ю. К., Об измерении радиации пиранометрами Янишевского. Часть I. Изв. АН ЭССР, сер. техн. и физ.-матем. наук, № 1, 3—18, 1957.
5. Росс Ю. К., Об измерении радиации пиранометрами Янишевского. Часть 2. Изв. АН ЭССР, сер. техн. и физ.-матем. наук, № 2, 109—121, 1957.
6. Молдау Х., О спектральной чувствительности пиранометра Янишевского и балансомера Шульце. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 136—149, 1962.
7. Пылдмаа В., О распределении рассеянной радиации по небосводу. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 111—119, 1963.
8. Ross, J., Sulev, M., Some Results of the Comparison of Courvoisier, Schulze and Yanishevsky Balancemeters. Geofis. pura e appl., vol. 53, 88—100, 1962.
9. Росс Ю. К., Сулев М. А., Некоторые результаты сравнения балансомеров Курвуазье, Шульце и Янишевского. Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, т. VI, 280—290, Л., 1963.
10. Сулев М., О применении полиэтиленовой пленки в качестве ветрозащитных покрытий. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 81—91, 1964.
11. Росс Ю. К., Сулев М., Всесоюзное сравнение приемников длинноволновой радиации в Тарту. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1762—1763, 1963.

12. Сулев М., Второй этап всесоюзного сравнения приемников длинноволновой радиации в Ташкенте. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 967, 1964.
13. Результаты сравнений приемников длинноволновой радиации. Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова, Л., 1964.
14. Росс Ю. К., Опыт применения электронных потенциометров в актинометрии. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 164—171, 1960.
15. Рееманн Ю., Об интегрировании прямой солнечной радиации при помощи индукционного счетчика. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 172—180, 1960.
16. Рееманн Ю., Электронные интеграторы для актинометрических наблюдений. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 160—186, 1962.
17. Рееманн Ю., Интегратор на базе электронного автоматического потенциометра. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 187—194, 1962.
18. Рееманн Ю., Упрощенный электронный интегратор для актинометрических измерений. Исследования по физике атмосферы ИФА, АН ЭССР, № 4, 124—134, 1963.
19. Рееманн Ю., Опыт применения электронных интеграторов при актинометрических измерениях. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 141—147, 1963.
20. Тооминг, Н., Päikese kiirgus ja taimkate. Käesolev kogumik, lk. 109—129.
21. Põldmaa, V., Hämarikunähtustest. Käesolev kogumik, lk. 70—86.
22. Пылдмаа В., Спектрофотометр сумеречного неба, Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и техн. наук, № 3, 192—199, 1964.
23. Нийлиск Х., Упрощенный спектрофотометр для измерения спектральных потоков рассеянной радиации. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 150—159, 1962.
24. Росс Ю. К., О коротковолновом радиационном режиме поверхности, покрытой растительностью. LTSR MA Geologijos ir Geografijos Institutas Moksliniai Pranešimai, Geofizika ir Klimatologija, V, t., 41—60, 1957.
25. Тооминг Х. Г., Отражение и поглощение коротковолновой солнечной радиации некоторыми естественными поверхностями. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-матем. наук, Тарту, 1961.
26. Тооминг, Н., Looduslike pindade peegeldumisvõimest. Loodus ja matemaatika, nr. 2, 5—26, 1960.
27. Нийлиск Х., Спектрофотометр для измерения спектральных потоков внутри посева. Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и техн. наук, № 4, 1965.
28. Лайск А., Спектрофотометр для детального исследования радиационного поля в посевах. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 99—109, 1964.
29. Нийлиск Х., Светоизмерительная рейка для определения прямой радиации внутри посевов и растительности. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 120—123, 1963.
30. Лайск А., Экспериментальное исследование статистического характера радиационного поля в посеве кукурузы. Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и техн. наук, № 1, 107—119, 1965.

М. Сулев

*Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР*

Аппаратура для измерения солнечной радиации и связанные с ней исследования в Институте физики и астрономии АН Эстонской ССР

Резюме

В публикации изложен обзор экспериментальных исследований, проведенных в секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН Эстонской ССР. Работы в секторе проводились в двух основных направлениях: исследования и усовершенствование сетевой аппаратуры и методики наблюдений и изучение радиационного поля внутри растительного покрова. Экспериментаторами сектора исследованы приборы для измерения коротковолновой радиации [1—7] и некоторые приборы для измерения длинноволновой радиации [8—13], сконструированы и построены точные электронные интеграторы для автоматизации актинометрических наблюдений [15—19], проведено исследование радиационного режима сельскохозяйственных культур [20, 24—26], для чего создан ряд оригинальных приборов [27—30] и т. д.

M. Sulev

*Institute of Physics and Astronomy of the
Academy of Sciences of the Estonian SSR*

Instruments for Measuring Solar Radiation and Corresponding Investigations at the Institute of Physics and Astronomy of the Academy of Sciences of the Estonian SSR

Summary

The author presents a brief survey of experimental investigations carried out at the Department of Atmospheric Physics of the Institute of Physics and Astronomy of the Academy of Sciences of the Estonian SSR. The investigations are carried out in two main directions: improvement of the

actinometric apparatus for network use and of observation methods, and investigation of the radiation field within plant covers. The research workers at the Department have investigated instruments for measuring short-wave radiation [1—7] and some instruments for long-wave measurements [8—13], designed precise electronic integrators for actinometric measurements [15—19]; they have also carried out investigations of the radiation regime in agricultural crops [20, 24—26] and designed some instruments for this purpose [27—30], etc.

Hämarikunähtustest

Igapäevane valguse ja pimeduse vaheldumine Maal on avaldanud olulist mõju meie planeedi elusorganismide elurütmi väljakujunemisele. Kaks korda ööpäeva jooksul muutuvad valgustingimused maakeral. Suured muutused toimuvad sel ajal ka nii maakera kui teda ümbritseva atmosfääri energiabilansis.

Tänu atmosfääri omadusele hajutada valgust ei toimu päeva üleminek ööks silmapilkselt momendil, mil päikeseketas vajub horisondi taha, vaid teatud aja jooksul, tuues endaga kaasa terve rea kiiresti muutuvaid ja oma loomult erinevaid optilisi nähtusi.

Kogu seda optiliste nähtuste kompleksi, mis leiab aset atmosfääris päeva üleminekul täielikuks ööks (ja ümberpöörduvalt), nimetatakse hämarikuks.

Meie geograafilisel laiusel elab ja töötab inimene ligikaudu veerandi oma elust hämariku tingimustes. Ekvaatoril kestab hämarik umbes kümnendiku aastast, kuna pooluste suunas hämariku kestus pikeneb.

Valguse ja pimeduse vaheldumise korra poolest võiks meie planeedi üldse jaotada viieks vööndiks [1]. Esimene vöönd ulatub ekvaatorist kuni paralleelini $\varphi = 49^\circ$. Ainult siin on igal ööpäeval täielik päev ja täielik öö. Teises vööndis ($\varphi = 49-65,5$) on suvise pööripäeva paiku valgete ööde periood. Kolmandas, kitsas vööndis ($\varphi = 65,5-67^\circ,5$) ei looju päike suvise pööripäeva paiku üldse rea ööpäevade kestel — see on kesköise Päikese vöönd. Geograafiliste laiuste vahemikus $\varphi = 67,5-83^\circ,5$ on peale pideva päeva juunis iseloomulik veel mitu ööpäeva kestev öö detsembris — see on pimedate päevade vöönd. Kõige keerukam on valguse ja pimeduse vaheldumine viiendas vööndis ($\varphi > 83^\circ,5$). Kogu poolaasta suvisest pööripäevast talviseni jaguneb viieks perioodiks. Esimese perioodi jooksul püsib kogu aeg päev; teisel vahelduvad päevad hämarikuga, kuid puuduvad ööd; kolmandal perioodil on kogu aeg hämarik, puuduvad nii päevad kui ka ööd; neljanda perioodi kestel muutub pidev hämarik kesköö paiku ööks ja lõpuks viiendal perioodil valitseb pidev öö. Detsembrist juunini korduvad needsamad nähtused vastupidises järjekorras.

Hämarikuga seotud probleemid on juba ammu köitnud ini-

Et taevASFääri heleduse hÄmariku tingimustes mÄärab atmosfääri kõrgemates kihtides hajutatud Päikese otsese kiirguse hulk, siis on heledus oluliselt sõltuv õhukihtide hajutamisvõimest. Nagu teada, on hajutamise intensiivsus üldiselt võrdeline hajutava keskkonna tihedusega. Atmosfääri tihedus kahaneb kiiresti kõrguse kasvades. Seetõttu võiks arvata, et suurem osa kiirgusest hajutatakse (vaatleme siin ainult esimest järku hajumist *) Maa geomeetrilise varju piiril.

Tegelikult see aga nii ei ole. Need päikesekiired, mis mÄäravad Maa geomeetrilise varju (AB joonisel 1), on terminaatoril C maapinnale puutujaks. Neil tuleb läbida suhteliselt pika tee ulatuses atmosfääri madalamaid, tihedamaid kihte. Selle tagajärjel kiired nõrgenevad niivõrd, et praktiliselt nende osa Maa varju piirkonda hajunud kiirguses ei tule enam arvesse. Alles teatud kõrgusel y terminaatori kohal maapinnast mööduvad kiired suudavad anda märgatava osa Maa geomeetrilise varju piirkonda hajunud valgusest. Seetõttu suurem osa kiirgusest, mis jõuab maapinnal asuva vaatlejani, on hajutatud suhteliselt õhukeses nn. hÄmariku kihis.

See kiht asub teatud kõrgusel Maa geomeetrilise varju H kohal ja tema kaugust maapinnast nimetatakse Maa varju efektiivseks kõrguseks $\bar{H}$. y ja $\bar{H}$ omavahelise tiheda seose tõttu mÄärab $\bar{H}$ vÄärtuse y sõltuvus kiirguse lainepikkusest λ , Päikese seniitkaugusest $\xi_{\odot}$ ja atmosfääri läbipaistvusest.

Et taeva heledus hÄmariku tingimustes on vahetult seotud atmosfääri optiliste omadustega kõrgusel $\bar{H}$, on viimasel ajal [3] hÄmarikku hakatud liigitama faasideks $\bar{H}$ muutuste iseloomu järgi.

PÄeval on $y = 0$, kuid juba Päikese lähenemisel horisonidile hakkab y kasvama spektri lühilainelises osas. $\lambda_{\odot}$ suurenedes kasvab y üha kiiremini ja haarab sealjuures ikka suuremaid λ vÄärtusi. Koos sellega eemaldub ka hÄmariku kiht Maa varju piirist. Seda hÄmariku esimest faasi nimetatakse poolhÄmarikuks. Teda võib vaadelda kui üleminekulüli pÄeva ja täielikult väljakujunenud hÄmariku vahel. Teatud $\xi_{\odot}$ vÄärtuse juures, mis oleneb vaadeldava punkti asukohast taevASFääril (seniidi jaoks on see ligikaudu 94°), kuid peaaegu ei sõltu λ -st, y kasv kiiresti aeglustub ja y saavutab oma piirvÄärtuse. Koos sellega omandab püsiva vÄärtuse ka hÄmariku kihi kaugus Maa geomeetrilisest varjust $\bar{H} - H$. Algab hÄmariku teine faas — täishÄmarik. Selleks ajaks on juba täielikult välja kujunenud hÄmariku iseloomulikud jooned.

* Kui kiir oma teel hajub vaid ühe korra, rÄägime esimest järku hajumisest, enama hajumiste arvu korral aga kõrgemat järku hajumisest.

Arvukad vaatlusandmed on näidanud hämarikunähtuste olulist muutumist teatud suuremate $\xi_{\odot}$ väärtuste korral (seniidi jaoks $\xi_{\odot} \approx 100^{\circ}$). Seepärast on eraldatud veel ka hämariku kolmas faas — sügav hämarik. Seda võib käsitleda kui hämariku järkjärgulist üleminekut ööks. Sellel etapil hakkab juba olulist mõju avaldama kõrgemat järku hajumine, samuti atmosfääri enda helendus ja rida teisi tegureid.

Pärast Päikese loojumist hakkab hämariku kiht kiiresti tõusma, mistõttu informatsioon atmosfääri omaduste kohta hakkab maapinnal asuvale vaatlejale saabuma ikka kõrgematest kihtidest. Seega kujutab hämarik looduse enda poolt ülesseatud ja iga päev korduvat eksperimenti atmosfääri uurimiseks. Inimese osaks jääb nähtust vaadelda ja saadud tulemusi oskuslikult tõlgendada.

Viimase neljakümne aasta jooksul on see ülesanne olnud paljude teadlaste teoreetiliste ja eksperimentaalsete uurimiste objektiks. Et eelkõige pakub huvi hämariku optiliste nähtuste järgi atmosfääri ehituse uurimine, püütakse kaasajal leida nende nähtuste olulisemaid seaduspärasusi ja peamisi tegureid, mis võivad neid mõjutada. Selleks kasutatakse hämariku lihtsustatud mudeleid, mida järk-järgult täpsustatakse, võttes arvesse järjest suuremat hulka tegureid. Tihe side teoreetiliste ja eksperimentaalsete uurimiste vahel on võimaldanud viimasel ajal saavutada olulisi tulemusi probleemi lahendamisel [3]. Siinjuures peab mainima, et eksperimentaalseid uurimisi raskendab hämariku optiliste karakteristikute kiire ja suurtes piirides muutumine nii ajaliselt kui ka taevasfääri üksikute punktide vahel. Peale selle on mõõdetavad intensiivsused, eriti hämariku hilisemas osas, väga väikesed, mis tingib eriti tundliku mõõteaparatuuri kasutamist. Et hämarikuvaatlusteks sobib vaid pilvitu taevas, siis tuleb soodsaid vaatlustingimusi sageli kaua oodata.

Arvukad mõõtmisandmed on näidanud, et optilised nähtused hämariku tingimustes võivad kulgeda küllalt erinevalt, vaadelduna erinevates valguse lainepikkuste vahemikkudes. Seepärast on viimasel ajal hakatud teostama mõõtmisi kitsates spektriipiirkondades. Kahjuks haarab enamik seni saadud informatsioonist ainult taeva mõne üksiku punkti, tavaliselt seniidi. Et tihti on mõõtmiste eesmärgiks olnud vaid taeva heleduse ja $\xi_{\odot}$ vahelise seose leidmine, siis on seni teostatud enamasti suhtelisi mõõtmisi ja vaid mõnede üksikute autorite uurimistöõ tulemused on väljendatud absoluutsetes ühikutes [4—7].

ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudi atmosfääri-füüsika sektoris teostati 1963. a. suvel taeva heleduse spektraalseid mõõtmisi hämariku tingimustes Päikese seniitkaugustel $\xi_{\odot} = 90-100^{\circ}$. Fotoelektrilise spektrofotomeetriga saadi

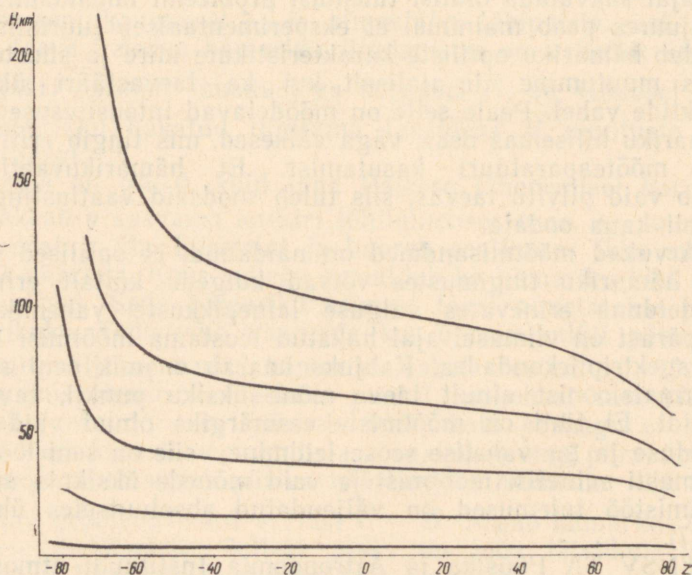
heleduste jaotus Päikese vertikaalil ja vastasvertikaalil kolmes kitsas spektripiirkonnas ($\lambda = 422, 479$ ja $574 \text{ m}\mu$). Spektrofotomeetrit ja mõõtmismetoodikat on lähemalt kirjeldatud [8].

Mõõtmiste peamiseks eesmärgiks oli atmosfääri kõrgemate kihtide füüsikaliste omaduste uurimine.

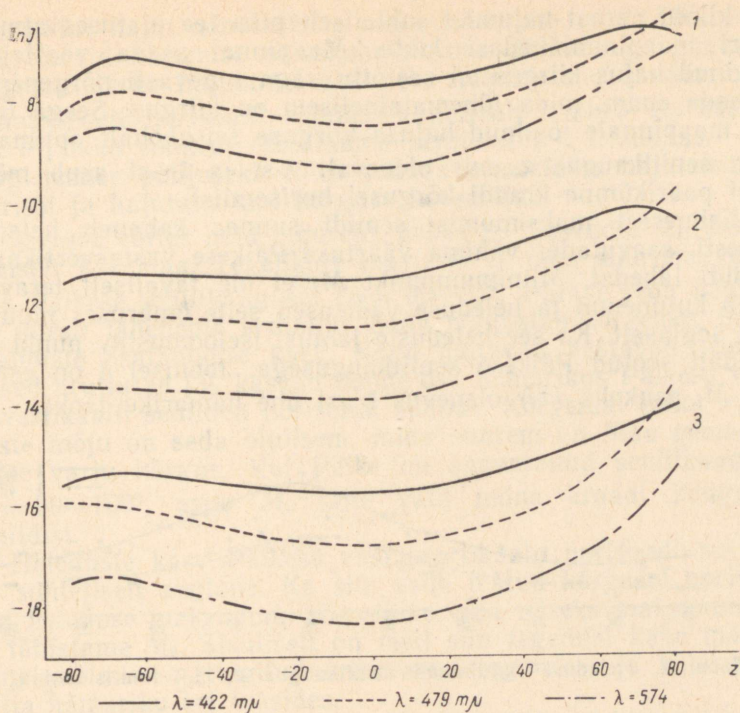
Alljärgnevalt vaadeldakse mõningaid taeva heleduse dünaamika spektraalseid iseärasusi Päikese vertikaalil ja vastasvertikaalil hämariku tingimustes.

Taevasfääri heleduse mõõtmise tulemusi

Hämariku kihi asukoht on tihedalt seotud Maa geomeetrilise varju kõrgusega. Viimane sõltub väga suurel määral nii Päikese seniitkaugusest $\xi_{\odot}$ kui ka vaadeldava punkti seniitkaugusest z (joon. 2). Seetõttu muutub taevafääri heledus nii ajaliselt kui ka erinevate punktide vahel suurtes piirides.



Joon. 2. Maa geomeetrilise varju kõrguse H olenevus z -st.
 $\xi_{\odot} = 92, 94, 96, 98$ ja 100° .



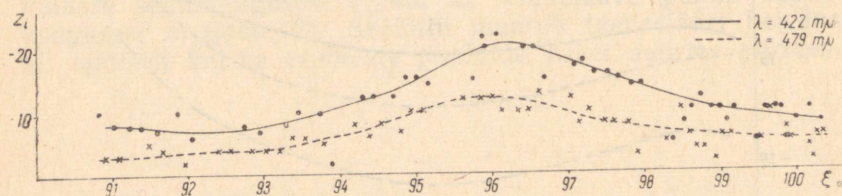
Joon. 3. Taeva heleduse käik Päikese vertikaalil ja vastasvertikaalil.
 1 — $\xi_{\odot} = 92^{\circ}$, 2 — $\xi_{\odot} = 96^{\circ}$, 3 — $\xi_{\odot} = 100^{\circ}$.

Joonis 3 annab ülevaate heleduste jaotusest Päikese vertikaalil ja vastasvertikaalil erinevate $\xi_{\odot}$ korral. Esitatud seoseid $\ln I = f(z)$ (I tähistab heledust) iseloomustab heleduse maksimumi paiknemine Päikese vertikaali horisondilähedases osas. Et hiljem tuleb juttu veel teisest maksimumpunktist, nimetame seda esimeseks maksimumiks ja tähistame M_1 . Joonisel ei ole esitatud andmeid vahemiku $z = 80-90^{\circ}$ kohta. Seetõttu enamikul juhtudel ei ole siin näha M_1 asukohta (z_1), välja arvatud $\lambda = 422 \text{ m}\mu$ puhul. z_1 on üldiselt λ , $\xi_{\odot}$ ja atmosfääri läbipaistvuse funktsioon. M_1 asub seda kõrgemal, mida lühemalainelisem on vaadeldav kiirgus ja mida väiksem on $\xi_{\odot}$. Atmosfääri läbipaistvuse halvenemisega muutub z_1 sõltuvus λ -st ja $\xi_{\odot}$ -st nõrgaks ja kogu hämariku vältel on z_1 väärtused terve spektri ulatuses peaaegu samad.

M_1 väljakujunemist põhjustab kahe teguri koosmõju [3]. Nimelt, mida suurem on z , seda tihedamas atmosfääri kihis toimub hajumine. Teiselt poolt läbivad aga suurte z -de kor-

ral kiired pärast hajumist suhteliselt pika tee ulatuses atmosfääri maapinnalähedasi kihte. Maapinnal asuva vaatlejani jõudnud hajus kiirgus on seetõttu väga tugevasti nõrgenenud ja seda enam, mida lühemalainelisem on kiirgus. Seega osutub maapinnale jõudnud hajusa kiirguse seisukohalt optimaalseks seniitkaugus z_1 , mis olenevalt λ -st ja $\xi_{\odot}$ -st asub mõne kuni paarikümne kraadi kõrgusel horisondist.

Esimesest maksimumist seniidi suunas kahaneb heledus kiiresti, saavutades vähima väärtuse Päikese vastasvertikaalil seniidi lähedal. Miinimumpunkt M_i ei ole tavaliselt teravalt välja kujunenud ja heleduse väärtused selle ümbruses muutuvad aeglaselt. Ka see heleduste jaotust iseloomustav punkt on tihedalt seotud Päikese seniitkaugusega. Joonisel 4 on esitatud M_i asukoha (z_i) olenevus $\xi_{\odot}$ -st ühe hämariku jaoks.



Joon. 4. Heleduse miinimumi seniitkaugus z_i $\xi_{\odot}$ funktsioonina.

Nagu teada [9], asub päeval taeva heleduse miinimum Päikese vastasvertikaalil, ligikaudu 90° kaugusel Päikesest. Seda põhjustab atmosfääri hajumisindikatriissi kuju. Nimelt, kui vaadata hajumise intensiivsust suundade järgi, ilmneb, et kõige intensiivsem on hajumine ette (kiire leviku suunas) ja taha, kuna 90° all hajub kõige vähem.

Päikese ja miinimumpunkti seniitkauguste vahe oleks väga lähedane 90° -le, kui oleks tegemist ainult esimest järku hajumisega. Tegelikult tuleb rangelt võttes arvestada reaalses atmosfääris ka kõrgemat järku hajumiste osa. Sellegipärast jääb vaadeldud nurk küllalt lähedaseks 90° -le, olenedes sealjuures üsna tugevasti atmosfääri hajutavatest omadustest.

Pidades silmas eeltoodut, peaks Päikese loojumise momendil z_i väga vähe nullist erinevama. $\xi_{\odot}$ kasvades peaks M_i hakkama liikuma Päikese vertikaalil suuremate z väärtuste suunas.

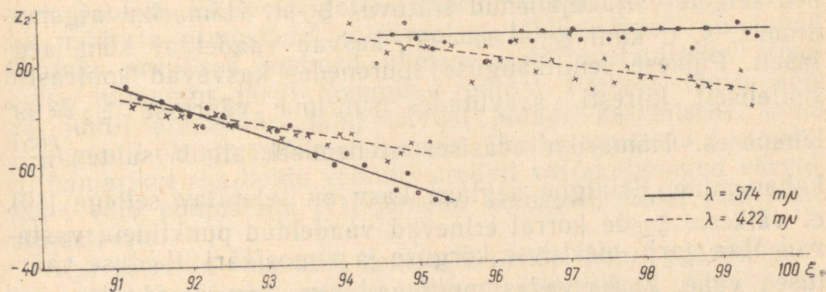
Tõepoolest, nagu ilmneb mõõtmistulemustest (joon. 4), asub M_i vahetult pärast Päikese loojumist Päikese vastasvertikaalil mõne kraadi kaugusel seniidist. Tuletame meelde, et juba varsti pärast Päikese loojumist hakkab üha kiiremini kasvama erinevus H väärtuste vahel erinevate z -de jaoks. Juhul, kui

atmosfääri hajumisindikatriss oleks sfääriline (s. t. kõik suunad oleksid hajumise seisukohalt samaväärsed) ja puuduks kõrgemat järku hajumine, kahaneks heledus $z < 0$ väärtustel monotoonselt horisondi suunas. Tegelikult hakkab $\xi_{\odot}$ kasvades M_i ikka rohkem eemalduma seniidist $z < 0$ suunas. M_i kaugenemise põhjuseks tuleb pidada atmosfääri hajumisindikatrissi ja hajutava kihi kõrguse koosmõju.

Arvesse võttes neid tegureid, peaks $\xi_{\odot}$ kasvades $|z_i|$ monotoonselt kasvama. Tegelikult saavutab ta oma suurima väärtuse Päikese seniitkaugusel $\xi_{\odot} = 96-97^{\circ}$. Pärast seda hakkab M_i uuesti lähenema seniidile. Seda põhjustab kõrgemat järku hajumiste osatähtsuse kasv. Nagu näitavad vastavad teoreetilised arutlused [3], kasvab nende osa hämarikus Päikese vastasvertikaalil seniidist horisondi suunas. Kõrgemat järku hajumiste mõju on seda olulisem, mida suurem on Maa geomeetrilise varju kõrgus. Kui Päike on saavutanud seniitkauguse $\xi_{\odot} = 99-100^{\circ}$, asub M_i jälle vaid mõne kraadi kaugusel seniidist.

Heleduste kasv Päikese vastasvertikaalil horisondi suunas on suhteliselt aeglane. Ka siin asub teatud kõrgusel horisondist heleduse maksimum. Nimetame teda teiseks maksimumiks ja tähistame M_2 . Sisuliselt on meil siin tegemist kahe maksimumiga, mis on tingitud erinevatest teguritest ja kujunevad välja hämariku eri faasides.

Reaalses atmosfääris võime vaadelda hajusat kiirgust koosnevana kahest komponendist: ühekordselt ja mitmekordselt hajunud kiirgusest. Hämariku algfaasis määrab heleduste jaotuse Päikese vastasvertikaalil ühekordselt hajunud kiirguse intensiivsuse $I_1(z)$, atmosfääri hajumisindikatrissi kuju ja atmosfääri läbipaistvuse koosmõju. Selle tulemusena asub Päikese vastasvertikaali suurima heledusega ala vahetult pärast Päikese loojumist seniitkaugusel ligikaudu -70° (joon. 5). Päikese laskumisel sügavamale hakkab maksimum



Joon. 5. Teise maksimumi seniitkauguse z_2 sõltuvus $\xi_{\odot}$ -st.

aeglaselt tõusma ja $\xi_{\odot} = 95^{\circ}$ juures on maksimumi seniitkaugus -55 kuni -60° .

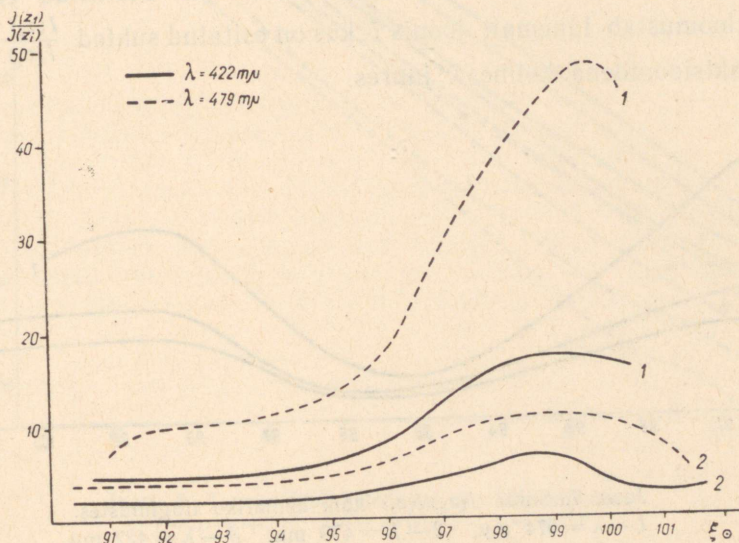
Nagu eespool mainitud, hajub osa kiirgust enne maapinnale jõudmist mitmekordselt. Üldiselt kasvab kõrgemat järku hajumise intensiivsus $I_2(z)$ Päikese vastasvertikaalil horisondi suunas. Et suurtel seniitkaugustel hakkavad mõju avaldama atmosfääri madalamad, halvema läbipaistvusega kihid, tekitab ka mitmekordselt hajunud kiirgus teatud kõrgusel horisondist heleduse maksimumi. Hämariku algfaasis on kõrgemat järku hajumise osa, võrreldes esimest järku hajumisega, väike ja tema mõju heleduste jaotuses ei tule ilmsiks. $\xi_{\odot}$ suurenedes muutub aga vahekord mitmekordse hajumise kasuks. Samal ajal hakkab ühekordsest hajumisest tingitud heledus üha kiiremini kahanema horisondi suunas. Mõjule pääseb ka kõrgemat järku hajumine. Seetõttu esineb juhul, kui $\xi_{\odot} \approx 95^{\circ}$, Päikese vastasvertikaalil samaaegselt kaks heleduse maksimumi. Seejärel hakkab $I_1(z)$ maksimum kiiresti vähenema ja varsti kaob. Siit alates iseloomustab heledusi Päikese vastasvertikaalil suuremate z -de korral juba peamiselt $I_2(z)$ käik. Vaadeldud maksimumide seniitkauguse z_2 spektraalne käik ei ole kindlalt välja kujunenud ja võib erinevatel päevadel olla erineva iseloomuga, olenedes atmosfääri läbipaistvusest, hajumisindikatrissi kujust ja tervest reast atmosfääri optilistest omadustest.

Heleduste väärtustelt on M_2 olenevalt λ -st, $\xi_{\odot}$ -st ja atmosfääri optilistest omadustest mõni kuni mõnikümmend korda nõrgem M_1 -st. Suurim erinevus on neil Päikese seniitkaugusel $\xi_{\odot} = 97-98^{\circ}$.

Nagu nähtub jooniselt 3, on heleduste jaotusel taevASFääril ka spektraalne käik. Mida pikemalainelisem on kiirgus, seda enam erinevad omavahel üksikute punktide heledused. Ilmeka pildi sellest annab joonis 6, kus on kujutatud heleduste suhe $\frac{I(z_1)}{I(z_i)}$ $\xi_{\odot}$ funktsioonina. Spektraalse olenevuse kõrval ilmneb selgelt väljakujunenud sõltuvus $\xi_{\odot}$ -st. Hämariku algstaadiumis, s. t. kuni $\xi_{\odot} = 94-95^{\circ}$, kasvab vaadeldav suhe aeglaselt. Päikese seniitkauguse suurenedes kasvavad kontrastid suhteliselt kiiresti, saavutades suurima väärtuse $\xi_{\odot} = 99^{\circ}$ läheduses. Hämariku edasisel arenemisel algab suhte $\frac{I(z_1)}{I(z_i)}$ kahanemine. Esialgne aeglane kasv on seletatav sellega [10], et väikeste $\xi_{\odot}$ -de korral erinevad vaadeldud punktidele vastavad Maa varju efektiivse kõrguse ja atmosfääri tiheduse väärtused vähe. $\xi_{\odot}$ kasvades muutuvad aga erinevused üha suuremaks, põhjustades vaadeldava kontrasti kiiret kasvu.

Teatud $\xi_{\odot}$ väärtusest alates aeglustub heleduse kahanemine M_i -s, tekitades kõveral käänupunkti. Seda põhjustab kõrgemat järku hajumise osatähtsuse kiire kasv, kui $H \geq 100$ km.

Kontrastide spektraalse erinevuse põhjuseks on [10] lühemate lainepikkuste tugevam nõrgenemine atmosfääris. Peale selle on kõrgemat järku hajumiste osa, millel on n.-ö. tasan-dav mõju, suurem spektri lühemalainelises osas.



Joon. 6. Suhte $I(z_1)/I(z_2)$ kõik hämariku tingimustes.

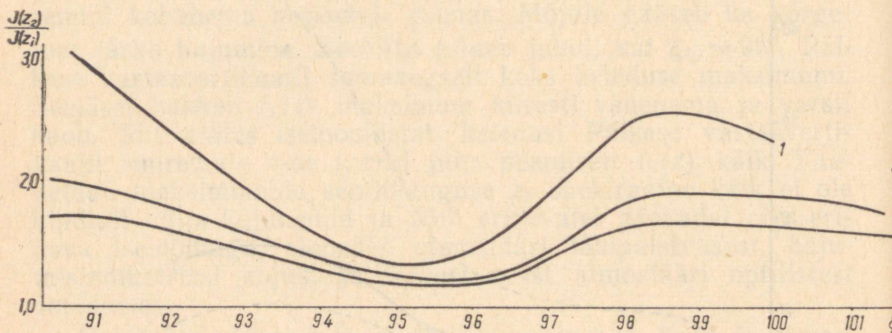
1—23. VII 1963, 2—1. VIII 1963.

Joonisel 6 on toodud mainitud kontrastid kahe hämariku jaoks, mis tugevasti erinesid omavahel atmosfääri läbipaistvuse poolest. Et spektrofotometreerimise ajal ei olnud võimalik määrata atmosfääri spektraalset läbipaistvust, puuduvad kahjuks arvulised andmed viimase iseloomustamiseks. Visuaalse hinnangu järgi hommikul pärast Päikese tõusu võis 23. juulil atmosfääri läbipaistvust pidada keskmiseks, kuna 1. augustil oli atmosfäär eriti sume. Lisaks puudusid 1. augustil hämarikul eha-koidu vööndis eredalt väljakujunenud värvid. Seda võib põhjustada [11] jämeda aerosooli rohke esinemine atmosfääris.

Kui võrrelda omavahel kontraste nendel kahel päeval, paistab silma 1. augusti seoste väiksem muutlikkus. Arvatavasti tuleb põhjuseks pidada M_1 heleduse nõrgenemist tänu atmos-

fääri läbipaistvuse halvenemisele, eriti atmosfääri alumistes kihtides, samuti aga kõrgemat järku hajumise osatähtsuse kasvu. Ka spektraalsed erinevused on atmosfääri halvema läbipaistvuse korral väiksemad.

Kui veel pöörduda tagasi joonise 3 juurde, paistab silma $\xi_{\odot}$ suurenemisega funktsiooni $\ln I = f(z)$ kuju muutus ka $z < 0$ osas. Hämariku alguses muutuvad kõverad selles osas lamedamaks. See kestab kuni $\xi_{\odot} \approx 95-96^{\circ}$. Suurematel $\xi_{\odot}$ väärtusel võtab protsess vastupidise suuna. Mainitud efekti iseloomustab lähemalt joonis 7, kus on esitatud suhted $\frac{I(z_2)}{I(z_1)}$ $\xi_{\odot}$ funktsioonidena kolme λ juures.



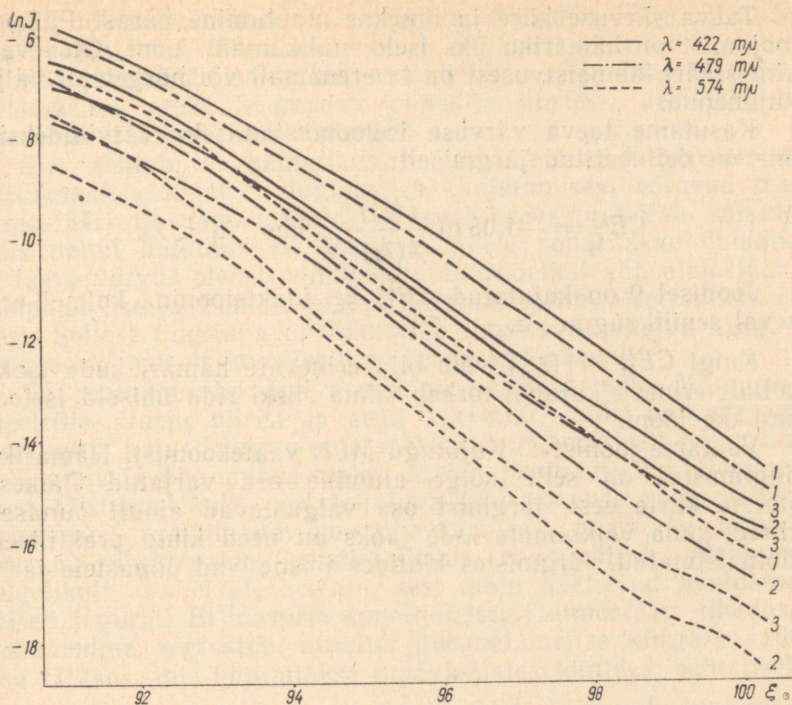
Joon. 7. Suhte $I(z_2)/I(z_1)$ kõik hämariku tingimustes.

$$1-\lambda = 574 \text{ м\mu}, \quad 2-\lambda = 479 \text{ м\mu}, \quad 3-\lambda = 422 \text{ м\mu}.$$

Taevasfääri heledus ei kahane hämariku vältel ühtlaselt (joon. 8). Esialgne aeglane heleduse muutumine kiireneb üha enam juba Päikese mõnekraadise sügavuse juures. Suurematel $\xi_{\odot}$ väärtustel muutused aeglustuvad uuesti.

Milliste $\xi_{\odot}$ -de puhul üks või teine tendents ilmneb, oleneb vaadeldava punkti seniitkaugusest z . Põhimõtteliselt läbib taevastfääri iga punkt kõik hämariku faasid ja neis võib täheldada kõiki hämarikule iseloomulikke põhilisi optilisi nähtusi. Mõnes punktis on nad ainult tugevamini välja kujunenud kui teises ja kulgevad erinevatel $\xi_{\odot}$ väärtustel. Üldiselt toimuvad need nähtused Päikese vastasvertikaalil varem kui vertikaalil. Seda võib märgata ka joonisel 8, kus kirjeldatud iseärasused kõverate $\ln I = f(\xi_{\odot})$ käigus ilmnevad $z = -70^{\circ}$ puhul kõige väiksemate $\xi_{\odot}$ juures.

Mis põhjustab vaadeldud seoste erinevat muutumist ole-
nevalt $\xi_{\odot}$ -st?



Joon. 8. Taevasfääri heledused $\xi_{\odot}$ funktsioonina.
 $1 - z = +70^\circ$, $2 - z = 0^\circ$, $3 - z = -70^\circ$.

Päikese loojangul kasvavad H väärtused suhteliselt aeglaselt kõikide z korral. Esialgu on aeglane ka hämariku kihi kõrguse kasv. Üsna pea aga kiireneb H ning samuti $\bar{H} - H$ kasv, tuues seega kaasa veelgi kiirema $\bar{H}$ kasvu. Peagi saavutab aga hämariku kiht oma suurima kauguse Maa geomeetrilise varju piirist. Edasine hajutava kihi kõrguse kasv määratakse ainult Maa geomeetrilise varju kõrguse muutumisega. Peale selle muutub üha märgatavamaks kõrgemat järku hajumiste osa (eriti alates $H \approx 100$ km [3]). Seda kinnitab ka joonis 8, kus $z = -70^\circ$ puhul alates $\xi_{\odot} = 96^\circ$ (vastab ligikaudu $H = 100$ km) aeglustub heleduse muutumine.

Kirjeldataud iseärasused tulevad esile seda teravamalt, mida suurem on λ . Peale selle kasvavad spektraalsed erinevused koos $\xi_{\odot}$ suurenemisega.

Taeva värvuse kiire ja ilmekas muutumine pärast Päikese loojumist on hämariku üks iseloomulikumaid jooni. Olenevalt atmosfääri läbipaistvusest on ta eredamalt või nõrgemalt välja kujunenud.

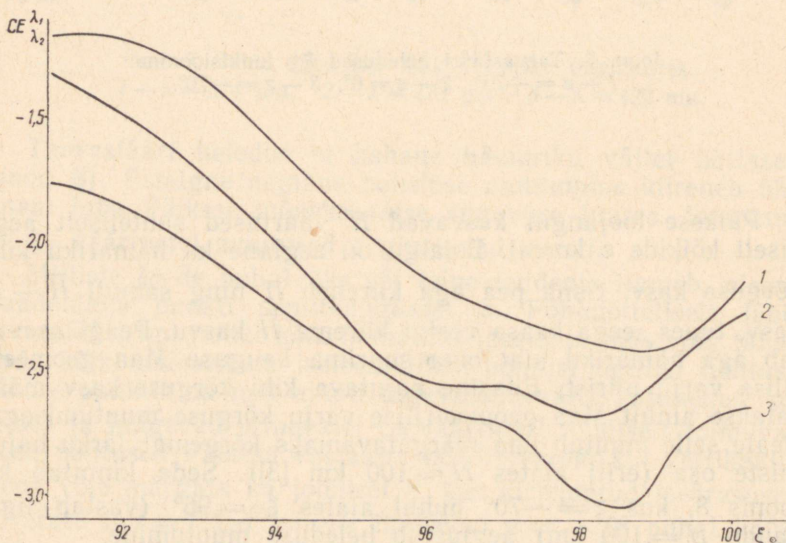
Kasutame taeva värvuse iseloomustamiseks värviindeksit, mis on defineeritud järgmiselt:

$$CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = -1,08 \ln \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)}, \quad \text{kus } \lambda_1 < \lambda_2.$$

Joonisel 9 on kujutatud $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ $\xi_{\odot}$ funktsioonina kolmel erineval seniitkaugusel z .

Kuigi $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = f(\xi_{\odot})$ võib olla erinevate hämarikkude jaoks küllalt erineva kujuga, torkab silma siiski rida ühiseid iseloomulikke jooni.

Vaatame joonist 1. Kujutagu MLN vaatekoonust. Hämariku tingimustes on selle kõige alumine osa varjatud Päikese otseste kiirte eest, järgmist osa valgustavad ainult punased kiired, kuna väiksemate λ -de jaoks on need kihid praktiliselt läbipaistmatud. Järgmistes kihtides lisanduvad punastele järk-



Joon. 9. Värviindeksi käik hämariku tingimustes.

$\lambda_1 = 422 \text{ m}\mu$, $\lambda_2 = 574 \text{ m}\mu$, $1 - z = +60^\circ$, $2 - z = -60^\circ$, $3 - z = 0^\circ$.

järgult lühemalainelised, kuni lõpuks õhusamba kõige ülemist osa valgustavad kõik kiired.

Kui jälgiksime sputnikut, mis lendab välja Maa varjust, paistaks ta meile kõigepealt punastes kiirtes. Järk-järgult lisanduksid teised spektrivärvid.

Siit nähtub, et hämarikus on suuremad λ -d hajutamise seisukohalt eelistatud tingimustes (hajutamisest võtavad osa atmosfääri tihedamad kihid). Päeval seevastu võtab kõikide λ -de puhul hajutamisest osa kogu meie kohal asuv õhukiht ja taeva värvus oleneb ainult hajutamiskoefitsiendi, atmosfääri läbipaistvuse ja Päikese otsese kiirguse spektraalsetest käikudest. Sellest tingituna on hämariku tingimustes hajus kiirgus oma spektraalselt koostiselt punasem kui päeval.

Et poolhämariku ajal eemaldub hämariku kiht Maa geomeetrilise varju piirist ja seda kiiremini, mida väiksem on λ , muutub hajus kiirgus oma spektraalselt koostiselt hämariku selles faasis üha punasemaks. Alates poolhämariku üleminekust täishämarikuks, mil hajutava kihi kõrguse spektraalsed erinevused saavutavad oma piirväärtused, peaks ka hajusa kiirguse spektraalne koostis jääma enam-vähem püsivaks. Tegelikult aga ei ole see nii, sest mõju hakkavad avaldama teised tegurid. Et kõrguse suurenemisega atmosfääri tiheduse kahanemine aeglustub, muutub pikemalainelise kiirguse selle osa tähtsus, mis hajutatakse madalamates kihtides, suhteliselt järjest väiksemaks. See aga tingib $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1}$ käigus käänupunkti tekkimise. Edaspidi hakkab hajusa kiirguse koostises üha enam kasvama spektri lühemalainelise osa tähtsus. Hajusa kiirguse sinisemaks muutumine kestab kogu täishämariku vältel (seniidi jaoks kuni $\xi_{\odot} \approx 99-100^\circ$).

Täishämariku üleminekul sügavaks hämarikuks hakkab jälle kasvama suuremate λ -de osatähtsus. Seda põhjustab ühelt poolt kõrgemat järku hajumiste osa kiire kasv. Teiselt poolt aga hakkab mõju avaldama atmosfääris kõrgemate kihtide enda helendus (näit. naatriumi aurude fluorestsents Päikese otseste kiirte toimel jt.).

Eespool kirjeldatud optilised nähtused kulgevad sellisel üldistes joontes pilvitu taeva korral. Et hämarikunähtuste põhjustajateks on terve rida tegureid atmosfääris, mis olenevalt meteoroloogilistest tingimustest võivad avaldada mõju väga erineval määral ja viisil, on igal hämarikul üksikult võetuna palju individuaalseid jooni. On raske leida kahte niisugust hämarikku, mis oma optiliste nähtuste poolest oleksid täiesti identsed. Samal ajal kulgeb nähtus oma olulistes joontes siiski alati ühteviisi.

Kuigi kosmiliste rakettide ja Maa kunstlike kaaslaste loomine on kaasaja inimesele teinud kättesaadavaks mõnesaja-

kilomeetrised kõrgused, ei ole atmosfääri uurimise kaudsed meetodid oma tähtsust kaotanud. Tänu suhtelisele lihtsusele võimaldavad nad saada regulaarset informatsiooni meid ümbritsevast atmosfäärist. Et hämarikumeetodil saadud andmed atmosfääri rõhu, tiheduse ja rea teiste parameetrite kohta on heas kooskõlas teistel meetoditel saadud tulemustega vähemalt kuni kõrgusteni 100—120 km, tuleb kirjeldatud meetodit pidada oluliseks informatsiooniallikaks kõrgemate õhukihtide uurimisel.

KIRJANDUS

1. Perelman, J., *Huvitav astronoomia*. Tallinn, 1958.
2. Фесенков В. Г., *Тр. Главн. Российской астрофиз. обсерв.*, 2, 1923. (tsiteeritakse [3] järgi).
3. Розенберг Г. В., *Сумерки*. Физматгиз, М., 1963.
4. Ljunghall, A., The intensity of twilight and its connection with the density of the atmosphere. *Meddelande Från Lunds Astronom. Observ.*, Ser. II, Nr. 125, 1949.
5. Volz, F. E., Goody, R. M., The intensity of twilight and upper atmospheric dust. *J. Atmos. Sci.*, 19, No. 5, 385—406, 1962.
6. Volz, F. E., Twilight intensity at 20° elevation. Results of observations, Contract AF 19 (604) — 4546, 1961.
7. Volz, F. E., Goody, R. M., Twilight intensity at 20° elevation, Final Report, Contract AF 19 (604) — 4546, 1962.
8. Пылдмаа В., Спектрофотометр сумеречного неба. *Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и техн. наук*, № 3, 192—199, 1964.
9. Тверской П. Н., *Курс метеорологии (физика атмосферы)*. Гидрометеониздат, Л., 1962.
10. Дивари Н. Б., Распределение яркости сумеречного неба в вертикале Солнца. *Тр. Астрофиз. института АН Каз. ССР*, том III, 188—210, 1962.
11. Заморский А. Д., Физическая природа зари, *Тр. Всесоюзного научного метеорологического совещания*, том VI, 86—91, 1963.

В. Пылдмаа

*Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР*

О сумеречных явлениях

Резюме

В статье рассматриваются вопросы, связанные с оптическими явлениями в атмосфере во время сумерек.

В первой части статьи приводятся общие сведения о сумеречном методе зондирования атмосферы и об истории развития сумеречной проблемы.

Во второй части даны некоторые результаты спектрофотометрирования сумеречного неба вдоль вертикала и противовертикала Солнца. Измерения велись летом 1963 года в секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН Эстонской ССР. Аппаратура и методика измерений уже описаны [8].

Сообщается о динамике некоторых особенностей спектральных яркостей неба. Анализируются изменения зенитных расстояний минимума яркости вблизи зенита и максимумов яркости в вертикале и противовертикале Солнца в зависимости от длины волны λ , зенитного расстояния Солнца $\xi_{\odot}$ и прозрачности атмосферы. Сравниваются между собой интенсивности в точках максимумов и минимума (приводятся отношения интенсивностей в соответствующих точках как функции от $\xi_{\odot}$).

Рассматривается спектральное изменение яркости в зависимости от $\xi_{\odot}$ при $z_1 = +70^\circ$, 0° и -70° .

Цвет неба характеризуется при помощи цветового показателя $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = -1,08 \ln \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)}$, причем $\lambda_1 < \lambda_2$. Приводится $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = f(\xi_{\odot})$ для трех направлений визирования.

V. Põldmaa

*Institute of Physics and Astronomy of the
Academy of Sciences of the Estonian SSR*

On Twilight Phenomena

Summary

In this paper the problems connected with optical phenomena in the atmosphere under twilight conditions are discussed.

In the first part the twilight method of sounding the atmosphere and the historical development of the twilight problem are described in general outline.

In the second part some results of spectrophotometry of the twilight sky, on the vertical and opposite vertical of the Sun are represented. The measurements were carried out at the department of the Atmospheric Physics of the Institute of Physics and Astronomy of the Estonian Academy of Sciences. The apparatus and measuring methods are described in [8].

The dynamics of some peculiarities of the spectral sky brightness are examined.

The dependence of such characteristic points of the distribution of brightness as the minimum brightness at the zenith and the maximum brightness on the vertical and on the opposite vertical of the Sun, on the wavelength λ , the zenith distance of the Sun $\xi_{\odot}$ and atmospheric transparency are discussed. The intensities in maximum and minimum points are compared. The dependence of the change of spectral brightness at several points on $\xi_{\odot}$ is also discussed.

The colour of the sky is characterized by means of the colour index $CE_{\lambda_2}^{\lambda_1} = -1,08 \ln \frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)}$, where $\lambda_1 < \lambda_2$. The colour index for three directions of view is represented.

Helkivate ööpilvede fotomeetrilise uurimise tulemusi *

Sissejuhatus

Meie programmi kohaselt oli helkivate ööpilvede fotomeetrilise uurimise põhiülesandeks nn. keskkonna albeedo määramine pilvevälja erinevates punktides. Keskkonna albeedo all mõistetakse siin keskkonna pinnaühikult ajaühikus väljunud ja mingilt väliselt valgusallikalt sama suurele pinnaühikule samas ajaühikus langenud energiahulkade suhet. Peale selle püüti hinnata ka aine kontsentratsiooni ja pilvekihi paksust pilvevälja mitmesuguste morfoloogiliste struktuuride puhul. Seejuures kasutati pilve moodustavate osakeste neid füüsikalisi parameetreid, mis saadi varasemates uurimistes polariimeetrilisel meetodil [1, 2]. Samuti tehti katsed määrata helkivate ööpilvede poolt hajutatud valguse indikatrissi ja valguse läbilaske koefitsienti.

Lähtematerjalina kasutati fotograafiliste vaatluste andmeid, mis saadi antud ülesandeks spetsiaalselt konstrueeritud kolme objektiiviga kaamera abil [3]. Samas on kirjeldatud ka vaatluste meetodika ja fotomeetrilise kalibreerimise ning standardiseerimise küsimusi.

Pilvevälja mitmesuguste morfoloogiliste struktuuride pindheleduse määramiseks kasutati kolme ilmingu vaatlusi (15/16. VII 1959, 8/9. VII 1961, 7/8. VIII 1961) ja indikatrissi määramiseks ühte ilmingut (30/31. VII 1959).

Pindheleduse määramisel kasutati fotomeetrilise etaloonina: 15/16. VII 1959 — Päikest (standardiseerimine viidi läbi hommikul vahetult pärast helkivate ööpilvede vaatlusi); 8/9. VII 1961 — Kapellat (ekstrafokaalset kujutist); 7/8. VIII 1961 — Veenust (planeet oli taevasfääril kõrvuti helkivate ööpilvedega).

* Helkivate ööpilvede olemuse kohta vt. Ch. Villmanni ja Ü. I. Veltmanni artiklit kogumikus «Loodus ja matemaatika I». 1959.

Pilvevälja pindheleduse ja osakeste kontsentratsiooni määramine

Olgu B_0 helkivate ööpilvede pindheledus, siis

$$B_0 = r_e \frac{b_0 - b_f}{b_e}, \quad (1)$$

kus b_0 on mõõdetud summaarne pindheledus antud pilvevälja punktis, b_f — sama taevASFääri punkti pindheledus, kui helkivad ööpilved puuduvad, b_e — standardiseerimise ekraani pindheledus, kui seda ekraani valgustavad päikesekiired, mis on risti ekraaniga ja Päike asub samal kõrgusel kui pilvevälja punkt, mille pindheledust määratakse, r_e — ekraani iseloomustav koefitsient. Kui r_e on teada, siis pindheleduse B_0 ühikuks on niisuguse absoluutselt valge ekraani pindheledus, mis on risti päikesekiirtega ja asub Maa atmosfääri ülemisel piiril. Seejuures eeldatakse, et atmosfääri läbipaistvus nii helkivate ööpilvede kui ka eha-koidutaeva (fooni) ning Päikese vaatluste ajal on ühesugune.

Kirjeldatud meetodit rakendati 15/16. VII 1959 vaatlusmaterjali töötlemisel.

Kui fotodel olid Kapella ja Veenuse kujutised (8/9. VII 1961 ja 7/8. VIII 1961), kasutati vaatlusmaterjali töötlemisel tähtede ekstrasfokaalsete kujutiste meetodit. Pilvevälja antud punkti pindheledus määrati valemist

$$\mathfrak{M} = m + 2,5 \log \frac{\pi}{4} d''^2 - 2,5 \log \frac{b_0}{b_t}, \quad (2)$$

kus $\mathfrak{M}$ on pilvevälja antud koha pindheledus tähesuurustes ühe ruutsekundi kohta, m — etaloontähe heledus, d'' — etaloontähe ekstrasfokaalse kujutise diameeter kaaresekundites, b_0 ja b_t — vastavalt pilvevälja antud koha mõõdetud pindheledus ja etaloontähe mõõdetud efektiivne pindheledus.

Viimati kirjeldatud meetodi eelis seisneb selles, et me saame elimineerida atmosfääri ekstinktsiooni efekti, kuna helkivad ööpilved ja etaloontäht asuvad ühel ja samal fotol, ning võime valida pilvevälja mõõdetava punkti nii, et selle seniitkaugus võrduks etaloontähe omaga.

Kõrvuti helkivate ööpilvede morfoloogiliste struktuuride pindheleduse määramisega leiti ka nende pilvevälja punktide kontrastsus taevafooniga.

Kontrastsus määrab helkivate ööpilvede nähtavuse astme ja on leitav järgmiselt:

$$K = \frac{b_0 - b_f}{b_0}, \quad (3)$$

kus b_0 ja b_f on sama tähendusega kui valemis (1). Et b_f vahetult pilvevälja kohalt mõõta pole võimalik, siis leiti see helkivatest ööpilvedest kõrgemal ja madalamal asuva puhta taevafooni pindheleduste poolsummana $\left(b_f = \frac{b_{f1} + b_{f2}}{2}\right)$.

Tabelis 1 on esitatud andmed töös kasutatud fotograafiliste vaatluste kohta. Ekspositsiooni keskmoment on antud tõelises päikeseajas.

16. VII 1959. a. hommikul läbiviidud Päikese vaatluste põhjal tehti Bouguer' diagramm (joon. 1). Kuigi Päikest fotografeeriti alates tõusu momendist kuni seniitkauguseni 65° , või atmosfääri massi puhul $M_Z = 27,0 \div 2,6$, saadi standardiseerimiseks kasutada siiski ainult vaatlusi, mis tehti vahemikus $M_Z = 7,8 \div 5,6$. Viimane on tingitud asjaolust, et $M_Z > 7,8$ puhul oli Päike nähtav läbi atmosfääri hägu ja $M_Z < 5,6$ juures tehtud vaatlused olid üle eksponeeritud, sest kasutatud filtri läbilaske koefitsient oli liiga suur ($r_e = 3,43 \cdot 10^{-4}$).

Helkivate ööpilvede pindheleduse ja kontrastsuse määramise tulemused on esitatud tabelis 2, kus Θ tähistab hajumisnurka, A ja Z — antud pilvevälja punkti horisondilisi koordinaate (asimuut ja seniitkaugus). Ülejäänud tähistused on samad, mida kasutati valemites (1), (2) ja (3).

Nagu tabelis 2 esitatud andmetest nähtub, oli helkivate ööpilvede pindheledus 8/9. VII ja 7/8. VIII 1961. a. mitu

Joon. 1. Bouguer' diagramm. Saadud 16. VII 1959 hommikuste Päikese vaatluste põhjal.

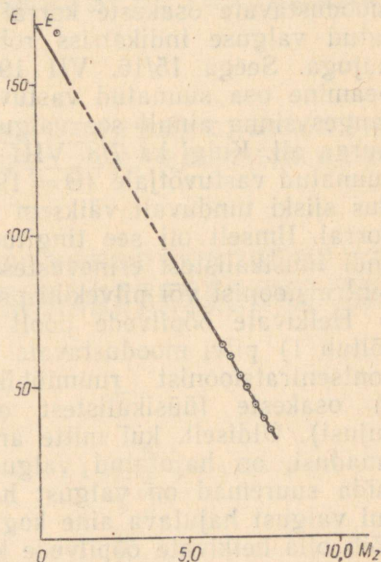


Foto nr.	Fotografeeritav objekt	Kuupäev	Kellaaeg	Ekspositioon	Suheteline arv	Filter	Päikese koordinaadid		Märkusid
							A	Z	
107	Helkivad ööpilved	16. VII	1959 00h28m05s	30*	1 : 22	ЖС-17	187°59'	98°47'	
197	Eha-koidu-taevas	17. VII	1959 00 26 05	30	1 : 22	ЖС-17	187 32	99 09	
138	Päike	16. VII	1959 04 06 00+	30	1 : 22	ЖС-17	—	97 00	÷
144			04 33 00					100 00	
42	Helkivad ööpilved	9. VII	1961 00 23 05	30	1 : 22	—	186 35	98 07	Ekstra
137	Helkivad ööpilved	8. VIII	1961 02 44 05	30	1 : 22	—	220 43	96 53	fokaalne
									"

suurusjärku väiksem kui 15/16. VII 1959. a. ilmingu puhul. Vaatlusžurnaalide sissekirjutuste põhjal võib märkida, et 15/16. VII 1959. a. vaadeldud helkivad ööpilved olid harukordse heledusega. Seevastu 8/9. VII ja 7/8. VIII 1961. a. ilmingud olid nõrga ja keskmise heledusega. Samale järeldusele võib tulla ka tabelis esitatud kontrastsuse (K) põhjal. Kuid erinevate ilmingute pindheleduse võrdlemisel tuleb arvestada ka hajumisnurkade erinevusi. Nii näiteks olid 8/9. VII 1961. a. mõõdetud pilvevälja punktide puhul hajumisnurgad ligikaudu 90° , kuid 15/16. VII 1959. a. ilmingu puhul ainult vahemikus $21 \div 29^\circ$. Võib arvata, et helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste korral (läbimõõt $\sim 10^{-5}$ cm) on hajutatud valguse indikatriss rohkem või vähem väljavenitatud kujuga. Seega 15/16. VII 1959. a. oli hajutatud valgusvoo peamine osa suunatud vastuvõtjasse, kuna 8/9. VII 1961. a. langes sinna ainult see valgusvoo osa, mis oli hajutatud 90° nurga all. Kuigi ka 7/8. VIII 1961. a. põhiline valgusvoog oli suunatud vastuvõtjale ($\Theta = 19 \div 26^\circ$), oli pilvevälja pindheledus siiski tunduvalt väiksem kui 15/16. VII 1959. a. ilmingu korral. Ilmselt oli see tingitud kõne all olevate pilveväljade endi füüsikalistest erinevustest, näit. erinevast osakeste kontsentratsioonist või pilvekihi paksusest.

Helkivate ööpilvede poolt hajutatud valguse intensiivsus sõltub 1) pilvi moodustavate osakeste suurusest, 2) osakeste kontsentratsioonist ruumiühikus, 3) pilvekihi paksusest, 4) osakeste füüsikalistest omadustest (murdumisnäitajast, kujust). Üldiselt, kui mitte arvesse võtta osakeste füüsikalisi omadusi, on hajutatud valgusvoo intensiivsus seda suurem, mida suuremad on valgust hajutavad osakesed. Kuid juhul, kui valgust hajutava aine kogumass on ette antud (nagu see võib olla helkivate ööpilvede korral), kaasneb osakeste mõõt-

Tabel 2

Kuupäev	Koordinaadid		Θ	B_0	Σ	K	Morfoloogiline struktuur
15/16. VII 1959							
Sama	209°31'	78°24'	21°22'	1,1 10 ⁻⁶	—	0,21	Loor
"	209 31	77 33	21 28	2,7 10 ⁻⁶	—	0,50	Nõrk laine
"	211 15	73 28	23 58	1,9 10 ⁻⁶	—	0,60	"
"	212 06	75 44	24 15	9,4 10 ⁻⁶	—	0,70	Tugev laine
"	216 08	75 45	28 06	10,0 10 ⁻⁶	—	0,70	Keeris
"	216 49	80 52	28 28	17,0 10 ⁻⁶	—	0,60	Keerise südamik
"	216 49	79 41	28 29	12,0 10 ⁻⁶	—	0,59	Keerise äär
"	216 49	76 23	28 40	2,4 10 ⁻⁶	—	0,59	Nõrk laine
"	216 55	81 17	28 16	16,0 10 ⁻⁶	—	0,56	Keeris
"	217 03	80 51	28 42	28,0 10 ⁻⁶	—	0,61	Keerise südamik
8/9. VII 1961							
Sama	217 03	79 28	28 43	14,0 10 ⁻⁶	—	0,46	"
"	267 20	43 45	89 32	2,4 10 ⁻¹¹	16,3	0,02	Võõr
"	267 39	43 01	89 54	8,7 10 ⁻¹¹	14,9	0,06	"
"	266 53	43 55	89 12	5,5 10 ⁻¹¹	15,4	0,04	"
"	266 55	43 09	89 23	9,6 10 ⁻¹¹	14,8	0,06	"
"	265 52	41 45	89 01	6,0 10 ⁻¹¹	15,3	0,04	"
"	262 30	41 03	87 02	8,7 10 ⁻¹¹	14,9	0,06	"
7/8. VIII 1961							
Sama	261 13	41 23	86 08	2,5 10 ⁻¹¹	16,0	0,02	"
"	238 49	75 15	19 25	2,4 10 ⁻⁹	11,3	0,10	"
"	239 12	75 15	19 46	2,2 10 ⁻⁹	11,4	0,08	"
"	238 15	75 15	18 55	2,6 10 ⁻⁹	11,2	0,12	"
"	238 15	75 51	18 42	2,4 10 ⁻⁹	11,3	0,10	"
"	238 15	75 19	18 54	2,9 10 ⁻⁹	11,1	0,12	"
"	238 15	75 53	18 41	2,6 10 ⁻⁹	11,2	0,08	"
"	238 53	75 15	19 29	3,2 10 ⁻⁹	11,0	0,12	"
"	245 05	78 11	24 32	2,6 10 ⁻⁹	11,2	0,09	"
"	245 05	77 56	24 34	2,4 10 ⁻⁹	11,3	0,06	"
"	245 05	77 54	24 35	2,6 10 ⁻⁹	11,2	0,08	"
"	245 11	77 53	24 41	2,4 10 ⁻⁹	11,3	0,06	"
"	245 11	77 37	24 44	2,9 10 ⁻⁹	11,1	0,10	"
"	246 50	78 19	26 12	2,6 10 ⁻⁹	11,2	0,11	"

mete suurenemisele nende koguarvu vähenemine, mida teatud tingimustes ei kompenseerita enam hajumiskoefitsiendi kasvuga ja üldine osakeste poolt hajutatud valguse intensiivsus hakkab langema. Kui näiteks $r \geq \lambda$ (r — osakese raadius, λ — valguslainepikkus), nagu see on helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste korral ($r \sim 10^{-5}$ cm), siis r suurenemisel osakeste hajumisvõime kasvab võrdeliselt r^2 , osakeste koguarv aga väheneb võrdeliselt r^3 . Esitatud näite korral hakkab r kasvamisel osakeste poolt hajutatud valguse intensiivsus kahanema.

Eeldades, et osakeste suurus ja füüsikalised omadused on teada, võib keskkonna pindheleduse kaudu arvutada osakeste kontsentratsiooni. Seejuures loetakse keskkonna pindheledust samaväärseks antud keskkonna näiva albeedoga.

Kontsentratsiooni arvutamiseks koostati võrrand

$$\chi = \frac{A_B}{A^*} \left\{ \pi r^2 d \sec \left[\arcsin \left(\frac{R}{R+H} \sin Z \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

kus A_B on keskkonna näiv albeedo, A^* — üksiku osakese albeedo, d — pilvekihi vertikaalne paksus, R — Maa raadius, H — helkivate ööpilvede kõrgus maapinnast, r — osakese raadius ja Z — pilvevälja antud punkti seniitkaugus.

Kontsentratsiooni kaudu arvutati helkivate ööpilvede ruumtihedus valemist

$$\rho = 4/3 \pi r^3 \delta \chi, \quad (5)$$

kus δ on üksiku osakese tihedus.

Helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste kontsentratsioon ja ruumtihedus arvutati mitme erineva variandi jaoks eeldusel, et 1) $A^* = 1$ ja $r = 1,35 \cdot 10^{-5}$ cm, 2) $A^* = 1$ ja $r = 10^{-4}$ cm, 3) $A^* = 0,3$ ja $r = 10^{-5}$ cm, 4) $A^* = 0,3$ ja $r = 10^{-4}$ cm. Esimese kahe variandi puhul oletati, et helkivad ööpilved koosnevad jääkristallikestest; kahel viimasel juhul, et pilvi moodustavad osakesed on kosmilise päritoluga (meteoorne tolmu).

Esimese variandi puhul vastab r tulemusele, mis saadi polarimeetrilistest uurimistest. Samuti tehti arvutused mitmesuguse pilvekihi etteantud vertikaalse paksuse jaoks (100, 250, 500, 1000, 2000, 2500, 3000 m).

Kontsentratsioon ja ruumtihedus leiti 15/16. VII 1959. a. ilmingu vaatlustulemuste põhjal. Pilvevälja erinevate morfoloogiliste struktuuride jaoks saadi erinevad χ ja ρ väärtused. Võib aga arvata, et osakeste kontsentratsioon ühe ja sama ilmingu korral kogu nähtava pilvevälja ulatuses on enam-vähem ühtlane ja et mitmesuguste morfoloogiliste struktuuride näiva pindheleduse erinevused on tingitud vastavat struktuuri moodustava pilvekihi vaatekiiresuunalisest paksusest. Seejärel oleks huvitav saada andmeid kontsentratsiooni mingi-

suguse keskmise väärtuse kohta. Kuid selleks on vaja eelnevalt teada pilvekihi vertikaalset (või ka vaatesuunalist) paksust erinevate morfoloogiliste struktuuride korral. Viimane ei olnud aga teada. Seepärast arvutati nn. tõenäoline keskmine kontsentratsioon pilvekihi etteantud erinevate paksuste jaoks leitud kaalutud keskmise kontsentratsiooni kaudu. Seejuures kasutati pilvevälja erinevate morfoloogiliste struktuuride jaoks erinevaid kaalusid. Viimased leiti antud morfoloogilise struktuuri pindheledusest ja pilvevälja üldisest ehitusest lähtudes. Võib oletada, et eespool esitatud kaalutud keskmiste võtte pole täiesti range, mistõttu saadud tulemusi tuleb pidada uuritava küsimuse esimeseks lähenduseks.

Keskmine kontsentratsioon ja vastav ruumtihedus erinevate osakeste puhul on esitatud tabelis 3.

Tabel 3

Osakeste karakteristikud	Keskmine kont- sentratsioon $\bar{\chi} \text{ cm}^{-3}$	Ruumtihedus ρ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$
-----------------------------	--	---

$r = 1,35 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$	$A^* = 1$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-16}$
$r = 1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$	$A^* = 1$	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-15}$
$r = 1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$	$A^* = 0,3$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-14}$
$r = 1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$	$A^* = 0,3$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-15}$

Nagu märgitud, tuleb tabelis 3 esitatud tulemusi pidada esialgu ainult ligikaudseiks. Seepärast oleks vaja neid kontrollida kas või mingil kaudsel, kuid eelmisest meetodist sõltumatul viisil. Niisugune kontrollimine ka teostati.

Selleks võeti kasutusele uus suurus K' , mis tähistab ruumiühikus olevate atmosfääri molekulide ja helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste suhet, seega

$$K' = \frac{n}{N}, \quad (6)$$

kus n on atmosfääri molekulide ja N — helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste arv ruumiühikus.

Võttes kasutusele veel mingisuguse võrdeteguri α , mis iseloomustab osakeste hajutamisevõimet atmosfääri molekulide vastava võime suhtes, saame

$$K'' = \alpha \frac{n}{N}, \quad (7)$$

kus K'' on suurus, mis näitab osakeste poolt hajutatud valguse hulka molekulide poolt hajutatud valguse suhtes.

Selleks et kindlaks teha valguse hajumise iseloom helkivate ööpilvede tsoonis, on vaja määrata valemis (7) esinev

võrdetegur α . Viimane sõltub suhtest α_μ/α_N , kus α_N ja α_μ on omakorda valguse hajumise koefitsiendid vastavalt pilvi moodustavate osakeste ja atmosfääri molekulide puhul. Kuid küsimuse lahendamisel ei piisa ainult osakeste ja molekulide poolt hajutatud integraalse intensiivsuse võrdlemisest. Siin on vaja arvestada ka vastavaid hajumise indikatrixe. Viimased võivad aga olla pilvi moodustavate osakeste ja atmosfääri molekulide puhul väga erinevad. Osakeste puhul on indikatrix üldjuhul väljavenitatud kujuga ja seepärast koondub valgus pärast hajumist osakeselt enam-vähem kitsaks suunatud vooks. Seevastu õhumolekulid, omades Rayleigh' indikatrixi, hajutavad valgust enam-vähem ühtlaselt kõigis suundades. Viimast tuleb arvestada osakeselt ja molekulidelt hajutatud valguse võrdlemisel. Kui osakeste poolt hajutatud valgus koondub põhiliselt ruuminurka γ , siis molekulidelt hajunud valgusega võrdlemisel tuleb viimasest arvestada ainult $\gamma/4\pi$ suurst osa kogu hajunud voost.

Seega:

$$\alpha = \frac{\alpha_\mu \gamma}{\alpha_N 4\pi} \quad (8)$$

ja valemi (7) võib kirjutada järgmiselt

$$K'' = \frac{\alpha_\mu \gamma n}{\alpha_N 4\pi N}. \quad (9)$$

Määrame α . Hajumiskoefitsient α_μ , arvestatud ühe õhumolekuli kohta lainepikkusel $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, on $6,7 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ [4]. Vastava koefitsiendi osakese kohta võib arvutada valemist

$$\alpha_N = \pi r_N^2 k(\rho), \quad (10)$$

kus r_N on osakese raadius, $q = \frac{2\pi r_N}{\lambda}$, $K(q)$ — nn. hajumisfunktsioon. Viimane sõltub osakese murdumisnäitajast (m).

Kui $m = 1,33$, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ja $r_N = 10^{-5} \text{ cm}$, siis $K(q) = 0,19$. Sama m ja λ korral ning $r_N = 10^{-4} \text{ cm}$ on $K(q) = 1,88$. Kui $m = 1,33$, $\lambda = 5600 \text{ \AA}$ ja $r_N = 1,35 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, siis $K(q) = 0,32$ ning juhul, kui $m = 1,55$, $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ja $r_N = 10^{-5} \text{ cm}$, siis $K(q) = 0,7$. Vastavad α_N väärtused valemist (10) on: $6,28 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2$; $5,9 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$; $1,0 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$ ja $2,2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2$.

Oletades, et osakesed hajutavad valgust ruuminurka $\gamma = (60 \div 70^\circ)^2$, siis $\lambda/4\pi \sim 10^{-1}$.

Molekulide hulk, mis võtab osa valguse hajutamisest Päikese antud negatiivse kõrguse korral, või teisiti väljendades, molekulide kogu arv, mis valguse hajutamisel tekitab helkivatele ööpilvedele eha-koidu taevafooni, arvutati integraalist

$$\int_{H_1}^{H_2} \hat{f}(n) dn, \quad (11)$$

kus $H_1 = 70$ km ja $H_2 = 700$ km, $\hat{f}(n)$ võeti standardsest atmosfäärist ARDC — 1959 [5]. Tulemuseks saadi $n \sim 3,15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste hulk ruumiühikus arvutati valemist (9)

$$N = \frac{1}{K''} \cdot \frac{\gamma \alpha_\mu}{4\pi \alpha_N} \cdot n, \quad (12)$$

kus K'' asendati järgmiselt:

$$K'' = \frac{b_f}{b_0 - b_f}. \quad (13)$$

b_0 ja b_f on sama tähendusega kui valemis (1). Seega

$$N = \frac{b_f}{b_0 - b_f} \cdot \frac{\gamma \alpha_\mu}{4\pi \alpha_N} \cdot n. \quad (14)$$

Osakeste arv N ruumiühikus, s. t. kontsentratsioon χ arvutati 15/16. VII 1959. a. ilmingu vaatlustest pilvevälja samade morfoloogiliste detailide kohta, millede pindheledused on antud tabelis 2. Saadud χ väärtused on esitatud tabelis 4.

Tabel 4

Morfoloogiline struktuur	Kontsentratsioon χ			
	$m = 1,33$		$m = 1,55$	
	$r = 1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$	$r = 1,35 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$	$r = 1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$	$r = 1 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$
Loor	$0,8 \cdot 10^{-1}$	$0,5 \cdot 10^{-1}$	$-0,9 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-1}$
Nõrk laine	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$-3,4 \cdot 10^{-4}$	$0,9 \cdot 10^{-1}$
Nõrk laine	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$-3,6 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$
Tugev laine	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$
Keeris	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$
Keerise südamik	$7,4 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$
Keerise äär	$4,6 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
Nõrk laine	$4,5 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
Keeris	$6,3 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$
Keerise südamik	$13 \cdot 10^{-1}$	$7,2 \cdot 10^{-1}$	$13,2 \cdot 10^{-4}$	$8,1 \cdot 10^{-1}$
Keerise südamik	$6,0 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$6,1 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$
Keskmine	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$

Nagu nähtub tabelis 4 esitatud andmetest, on need küllaltki ligilähedased teisel meetodil saadud nn. keskmise kaalu- tud kontsentratsiooniga, mis on esitatud tabelis 3. See lubab

teha järelduse, et saadud tulemus vastab enam-vähem tegelikkusele.

Saadud kaalutud keskmiste kontsentratsioon ja $r_N = 10^{-5}$ cm põhjal arvutati valemist (4) pilvevälja mitmesuguste morfoloogiliste struktuuride efektiivne paksus. Tulemused on esitatud tabelis 5, kus d' on vastava struktuurikihi paksus vaatekiire suunas ja d — vertikaalsuunaline paksus.

Tabel 5

Morfoloogiline struktuur	Efektiivne paksus, m			
	$A^* = 1$		$A^* = 0,3$	
	d'	d	d'	d
Loor	580	130	650	180
Nõrk laine	1 430	400	1 590	450
Nõrk laine	1 010	340	1 120	370
Tugev laine	4 980	1 520	5 540	1 700
Keeris	5 300	1 620	5 890	1 800
Keerise südamik	9 010	2 190	10 060	2 440
Keerise äär	6 360	1 620	7 080	1 810
Nõrk laine	1 270	340	1 420	420
Keeris	8 480	2 020	9 430	2 250
Keerise südamik	14 840	3 600	16 510	4 000
Keerise südamik	7 420	1 920	8 270	2 140

Vastavalt I. Hvostikovi hüpoteesile moodustuvad helkivad ööpilved veeauru kondensatsiooni või sublimatsiooni tulemusena mesopausis [6]. Kui oletada, et see on tõesti nii ja et osakese $r_N \sim 10^{-5}$ cm, siis saame helkivates ööpilvedes esineva veehulga väärtuseks $10^{-9} \div 10^{-10}$ g · cm⁻³ ja vastavaks eri niiskuseks $10^{-6} \div 10^{-9}$.

Hajumisindikatrissi määramine

Hajumisindikatrissi leidmisel eeldati, et osakeste keskmine kontsentratsioon antud ilmingu korral pilvevälja mingis morfoloogilises struktuuris on igal pool enam-vähem võrdne ja selle struktuuri moodustise (näit. vöödi või laine) efektiivne paksus on kõikjal ühesugune. Arusaadavalt on niisuguste eelduste tegemine seotud teatud riskiga, kuid antud juhul polnud teist väljapääsu.

Ülesande lahendamiseks kasutati fotograafilisi vaatlusi, mis tehti 30. VII 1959. aastal 23^h49^m45^s tõelise päikeseaja järgi. Päikese horisondilised koordinaadid ekspositsiooni keskmomendil olid: $A = 177^\circ 32'$, $Z = 102^\circ 08'$. Ekspositsiooni kestus suhtelise avaga 1:22 oli 30 sekundit. Fotografeerimisel kasutati filtrit OC-11. Fotol on hästi näha mitu heledat ööpilvede vööti, mis kulgevad peaaegu paralleelselt horisondiga läbi kogu pilvevälja.

Fotomeetriliselt määrati ühe niisuguse vöödi 17 erinevate hajumisnurkade, kuid ühesuguste seniitkaugustega punkti pindheledus. Atmosfääri ekstinktsioon loeti kõikide punktide kohta võrdseks, mille tõttu vastavat parandit sisse ei viidud. Küll aga redutseeriti punktide pindheledusi vastavalt fotoobjektiivi fotomeetrilise välja veale. Viimane määrati antud objektiivi puhul spetsiaalselt laboratoorsetes tingimustes. Saadud tulemused on esitatud tabelis 6, kus kasutatakse järgmisi tähistusi: Θ — antud punkti hajumisnurk, $\frac{B}{B_0}$ — antud punkti pindheledus suhtelistes ühikutes, s. t. antud punkti pindheleduse (B) suhe kaadri tsentris asuva punkti pindheledusse (B_0) (kaadri tsentris asus 11. punkt) ilma fotomeetrilise välja vea parandita, $\frac{B'}{B'_0}$ — sama, kuid redutseeritud vastavalt fotomeetrilise välja veale.

Tabel 6

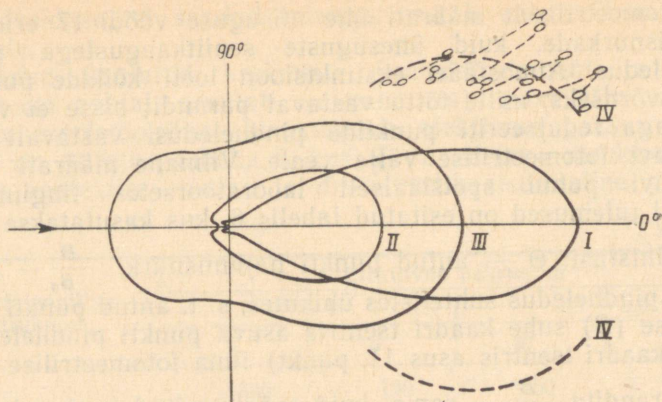
Θ	$\frac{B}{B_0}$	$\frac{B'}{B'_0}$	Θ	$\frac{B}{B_0}$	$\frac{B'}{B'_0}$
20°	0,84	1,04	30°	0,77	0,78
22°	0,98	1,12	32°	1,00	1,00
23°	0,79	0,89	34°	1,00	1,01
24°	0,73	0,79	35°	0,66	0,67
25°	0,84	0,89	37°	0,68	0,70
26°	0,98	1,03	38°	0,71	0,75
27°	0,89	0,92	39°	0,56	0,60
28°	0,72	0,74	41°	0,52	0,59
29°	0,73	0,79			

Tulemuste põhjal ehitati vektordiagrammi kujul hajumisindikatriss (joon. 2). Joonisel on kasutatud järgmisi tähistusi:

- I — indikatriss osakestele, mille $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 4$;
 II — „ „ „ „ $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 1,6$;
 III — „ „ „ „ $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 0,8$;
 IV — helkivate ööpilvede osakeste hajumisindikatriss, mis saadi eespool kirjeldatud meetodil.

Joonisel esitatud kõverate mastaabid on erinevad. IV kõver (katkendjoon) kujutab endast vaatlustest saadud 17 punkti silmamõõdulist keskmist.

Nagu jooniselt nähtub, on vaatlustest saadud punktide hajuvus küllaltki suur. See on ka täiesti arusaadav, kui võtta arvesse neid eeldusi, millest oli juttu käesoleva peatüki algul. Seepärast tuleb kõveraga IV esitatud indikatrissi pidada ainult helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste tegeliku hajumisindi-



Joon. 2. Väikese murdumisnäitajaga osakeste poolt hajutatud valguse indikatrissid. I — teoreetiline indikatriss osakeste puhul, mille $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 4$; II — teoreetiline indikatriss osakeste puhul, mille $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 1,6$; III — teoreetiline indikatriss osakeste puhul, mille $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 0,8$; IV — helkivate ööpilvede vaatlustest saadud indikatriss.

katrissi esialgseks lähendiks. Samuti selgub jooniselt, et kõige paremini sobivad omavahel kõverad II ja IV. See aga tähendab, et helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste hajumisindikatrissi põhjal saadud suurus on ligikaudu sama, mis saadi polarimeetrilistest vaatlustest [1, 2], millest selgus, et helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste puhul on $m \frac{2\pi r}{\lambda}$ 1,2–1,5 piirides.

Helkivate ööpilvede heledusfunktsiooni ja läbilaske koefitsiendi leidmine

Fotomeetrilistest tulemustest selgub, et helkivate ööpilvede pindheledus võib varieeruda küllaltki laias diapsoonis (käesolevas töös vaadeldud ilmingute puhul $28 \cdot 10^{-6} \div 2,4 \cdot 10^{-11}$ päikeseühikut), sõltuvalt antud ilmingu üldisest intensiivsusest ja mõõdetud pilvevälja punkti hajumisnurgast. Tõenäoliselt on niisugune pindheleduse variatsioon põhjustatud eelkõige osakeste kontsentratsiooni erinevusest. Viimane võib eri ilmingute puhul olla küllaltki erinev (muidugi ainult teatud piirides). Samuti võib oletada, et ka pilvevälja mitme-

suguste morfoloogiliste struktuuride efektiivne paksus võib eri ilmingute korral olla erinev ja isegi muutuda ühe ning sama ilmingu puhul. Kuid on vähe tõenäoline, et efektiivne paksus varieerub niisugusel määral, mis põhjustaks pindheleduse muutumist 5—6 suurusjärku. Samuti ei saa nii suurt pindheleduse varieerumist seletada ka osakeste suuruse muutmisega, sest polarimeetriliste mõõtmiste põhjal määratud osakeste suurus näitas, et see on enam-vähem püsiv ka eri ilmingute korral [2].

Kuid võib arvata, et juhul kui helkivad ööpilved moodustuvad kohapeal veeauru sublimatsiooni tulemusena, peaks osakeste suurus muutuma protsessi käigus sõltuvalt lähtematerjali (veeauru ja sublimatsiooni tuumade) hulgast ning sublimatsiooni protsessiks vajalike sobivate tingimuste (temperatuur, rõhk) kestusest. Seepärast arvutati aeg, mis kuluks helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste tekkimiseks veeauru sublimatsiooni teel vajaliku lähtematerjali olemasolu korral. Selleks kasutati võrrandit:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\alpha_e}{\rho_i} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \left[1 - \frac{e_i(r)}{e} \right], \quad (15)$$

kus r on osakese raadius, t — aeg, M — jää molekulkaal, ρ_i — jää tihedus, R — gaasi universaalkonstant, T — temperatuur, e — antud keskkonna veeauru rõhk, $e_i(r)$ — veeauru tasakaalurõhk antud raadiusega osakese pinnal, α — sublimatsiooni koefitsient.

Võrrandi paremal pool olevate tundmatute α , ρ_i , T ja $\left[1 - \frac{e_i(r)}{e} \right]$ arvulisi väärtusi võib ligikaudselt ette anda nii, et dr/dt suurusjärg tuleks üldiselt õige. Nimetatud suuruste arvuliste väärtuste saamiseks kasutati paljude autorite eksperimentaalseid uurimistulemusi.

Valemist (15) leiti, et $dr/dt \sim 10^{-7}$ cm/min. See tähendab, et niisuguste osakeste moodustumiseks, millest koosnevad helkivad ööpilved, kulub ligikaudu pool tundi. Helkivate ööpilvede vaatluste põhjal näib, et antud suurusjärg on küllaltki ligilähedane tegelikkusele. Nimelt selgub vaatlustest, et umbes poole kuni kolmveerand tunni jooksul pärast helkivate ööpilvede märgatavaks muutumist kujuneb välja nende morfoloogiline struktuur ja maksimaalne heledus.

Otsustades hajumisindikatrissi põhjal, mis antud juhul on ligilähedane väikese murdumisnäitajaga osakeste $\left(\frac{2\pi r}{\lambda} = 0,8 - 2,5 \right)$ teoreetilise indikatrissiga, võib pilvevälja mingi detaili pindheledus erinevate hajumisnurkade korral ($0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$) muutuda ainult piirides 0,3 — 2,0 suurusjärku. Siit

järgneb, et ka erinevate hajumisnurkade kaudu ei saa seletada pilvevälja pindheleduse suurt diapasooni.

Lõpuks tuleb märkida, et helkivate ööpilvede pindheledus sõltub ühtekokku kõigist eespool märgitud faktoritest. Viimased aga omakorda (välja arvatud hajumisnurk) on otseselt või kaudselt seotud füüsikaliste tingimustega mesopausis, kus tekivad helkivad ööpilved. Niisugusteks füüsikalisteks tingimusteks tuleb pidada sobiva temperatuuri ja rõhu, vajaliku hulga veeauru ja sublimatsioonituumade olemasolu.

Võttes arvesse eelöeldut, võib helkivate ööpilvede pindheledust vaadelda funktsioonina:

$$B_0 = F(T, p, a, n, \Delta t, \Theta), \quad (16)$$

kus T on temperatuur, p — rõhk, a — veeauru hulk (H_2O molekulide ja atmosfääri molekulide kontsentratsiooni suhe), n — sublimatsioonituumade hulk, Δt — aeg, mis on möödunud sublimatsiooni algmomendist kuni vaatluseni, Θ — hajumisnurk.

Jääkristallikese raadiuse kasvu sõltuvalt ajast võib väljendada [7] kohaselt järgmiselt:

$$r = (2D \frac{\rho_a}{\rho_i} \Delta q t)^{1/2}, \quad (17)$$

kus D on difusiooni koefitsient, ρ_a ja ρ_i — atmosfääri ning jää tihedus, Δq — veeauru üleküllastuse aste, s. t. atmosfääri eriniiskuse ja antud temperatuuril küllastuva niiskuse vahe, t — aeg.

Väljendades D rõhu p ja temperatuuri T kaudu, saame

$$D = D_0 \frac{p_0}{p} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,81}, \quad (18)$$

kus indeks 0 tähistab standardseid tingimusi. Seega (17) omandab kuju

$$r = \left[2D_0 \frac{p_0}{p} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,81} \frac{\rho_a}{\rho_i} \Delta q t \right]^{1/2}. \quad (19)$$

Väljendades valemis (4) r valemi (19) kaudu ja avaldades A_B , mis sisuliselt on samaväärne B_0 , saame

$$B_0 = \chi \pi \left[2D_0 \frac{p_0}{p} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,81} \frac{\rho_a}{\rho_i} \Delta q t \right]^{1/2} \cdot d \rightarrow \\ + \sec \left[\arcsin \left(\frac{R}{R+H} \right) \right] f(\Theta), \quad (20)$$

kus tähistused on samad, mis valemites (4) ja (19).

A^* valemis (4) loeti võrdseks ühega.

Saadud võrrand väljendab helkivate ööpilvede pindheledust ilmingu füüsikaliste ja geomeetriliste parameetrite kaudu.

Astrofüüsikaliste vaatluste seisukohalt on oluline teada valguse ekstinktsiooni helkivates ööpilvedes. Seepärast püüti olemasoleva vaatlusmaterjali põhjal hinnata läbilaske koefitsienti.

Jääkristallikestest koosneva kihi optilist paksust õhus võib väljendada valemiga

$$\tau = \frac{\bar{m}}{\rho_i \bar{r}}, \quad (21)$$

kus $\bar{m}$ on keskmine jääkristallikeste mass õhus vertikaalses sambas, mille ristlõige on üks ühik, ρ_i — jää tihedus ja $\bar{r}$ — jääkristallikeste keskmine raadius.

Teiselt poolt võib τ väljendada ka järgmiselt:

$$\tau = \int_0^x \alpha(x) dx, \quad (22)$$

kus α on ekstinktsiooni koefitsient, x — kihi kogupaksus.

Kui pidada helkivaid ööpilvi optiliselt homogeenseks ja ekstinktsiooni koefitsienti kõigis pilvevälja punktides samaks, siis

$$\tau = \alpha x \quad (23)$$

ja ekstinktsiooni eksponentsiaalseadus omandab kuju

$$T = e^{-\alpha x}, \quad (24)$$

kus T on läbilaske koefitsient.

Võttes arvesse, et astendaja αx valemis (24) on ilmutamata kujul ka valemis (21), võib kirjutada

$$T = e^{-\frac{\bar{m}}{\rho_i \bar{r}}} \quad (25)$$

või

$$T = 10^{-\frac{\bar{m}}{\rho_i \bar{r}} \log e} \quad (26)$$

Kui pidada helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste raadiuseks $r \sim 1,35 \cdot 10^{-5}$ cm, keskmiseks ruumtiheduseks $\rho \sim 3,4 \cdot 10^{-16}$ g · cm⁻³, $\rho_i = 1$ g · cm⁻³ ja pilvevälja keskmiseks paksuseks $d \sim 10^5$ cm, võib arvutada valemist (26), et $T \sim 0,99$.

Siit nähtub, et helkivate ööpilvede läbilaske koefitsient on ligilähedane ühele. See aga tähendab, et valgusvoo läbimisel on helkivate ööpilvede ekraniseerimisvõime väga nõrk.

Fotomeetriline uurimine näitas, et helkivate ööpilvede pindheledus võib varieeruda küllaltki ulatuslikus diapasonis. Nagu juba eespool märgitud, on tõenäoliselt selle üheks esmajärgulisemaks põhjuseks osakeste kontsentratsiooni muutumine nii erinevate ilmingute kui ka ühe ja sama ilmingu puhul. Siit järeldub, et helkivad ööpilved moodustuvad niisugustest osakestest, mille tekkimine kohapeal või kuhjumine pilvede esinemise tsooni on ajaliselt küllaltki paindlik ja kiire. Seega võib fotomeetriliste vaatluste resultaati mõnesugusel määral kasutada ka järelduste tegemisel helkivate ööpilvede olemuse ja tekkeprotsessi kohta. Peatume lühidalt viimati nimetatud küsimustel.

Helkivate ööpilvede uurimise ligi kaheksakümneaastane ajalugu on andnud rea vaieldamatuid vaatluste teel saadud fakte, mis peavad leidma täiesti rahuldava seletuse selle huvitava loodusnähtuse olemuse ja tekkemehhanismi teooria loomisel. Niisugusteks faktideks on suhteliselt harv esinemissagedus (mõni kuni mõniteist ilmingut aastas), pilvede peaaegu püsiv kõrgus ($80 \div 85$ km), nende esinemine suhteliselt kitsas geograafilises vööndis ($45 \div 70^\circ$ p. l.), esinemine ainult sooja aastaajal — suvel, pilvevälja väga mitmekesine morfoloogiline struktuur, tugev laineline liikumine pilveväljas, pilvede nähtavus ainult teatud kindlas Päikese negatiivsete kõrguste vahemikus ($Z = 96 \div 108^\circ$) jt. Ja kuigi viimase 4—5 aasta jooksul on olnud tõsiseid edusamme nii helkivate ööpilvede füüsikalise olemuse kui ka nende ruumilis-ajaliste ja mõnede kinemaatiliste karakteristikute tundmaõppimises, pole probleem tervenisti veel lõplikult lahendatud. Neid pilvi moodustavate osakeste füüsikaline ja keemiline olemus on teada siiski ainult ligikaudu. Samuti pole lõplikult lahendatud nende osakeste päritolu küsimus (on need maise, lokaalse või interplanetaarse päritoluga). Veelgi vähem teatakse aga helkivate ööpilvede tekkemehhanismi ja klimatoloogia kohta.

Need küsimused on aga olulised mesosfääri füüsikas (fotokeemias, veeauru ülekande protsessides, kosmilise tolmu ja mikrometeoroidide sissetungis atmosfääri) ja atmosfääri üla-kihtide dünaamikas. Võib arvata, et helkivate ööpilvede tekkemehhanismis mängivad mingisugust osa ka atmosfääri magnetohüdrodünaamilised protsessid. Seepärast pakub helkivate ööpilvede probleemi lahendamine peale astrofüüsikute huvi ka geofüüsikutele.

Käesoleval ajal eksisteerib helkivate ööpilvede tekkimise kohta kolm hüpoteesi. Ühes neist, nn. kondensatsiooni hüpoteesis, väidetakse, et helkivad ööpilved moodustuvad jääkristallikestest, mis tekivad lokaalselt veeauru sublimatsiooni teel.

Teises, nn. meteoorse tolmu hüpoteesis oletatakse, et helkivaid ööpilvi moodustavad osakesed on interplanetaarse päritoluga meteoorne tolmu, mis teatud tingimustes kuhjub helkivate ööpilvede esinemise tsooni. Kolmas, nn. kompromissvariant käsitleb meteoorse tolmu osakesi sublimatsioonituumadena, kusjuures teatud tingimustes nende tuumade ümber tekib jääkiht.



Joon. 3. Helkivad ööpilved 5. VII 1964 kell 1h11m58s (dekreetag) Viljandis.

Kõik need oletatavad tekkemehhanismi variandid omavad rea siiani veel lahendamata üksikasju. Seepärast on iga uus faktiline materjal küsimuse lõplikuks lahendamiseks teretunud. Näib, et fotomeetrilistest tulemustest selgunud pindheleduse ulatuslik varieerumine, mida võib tõlgendada osakeste kontsentratsiooni muutumise kaudu, aitab selleks kaasa. Vaevalt võib loota, et interplanetaarse meteoorse tolmu korral esineb niivõrd kiireid ja ulatuslikke kontsentratsiooni muutusi, nagu selgus fotomeetrilistest vaatlustest. Küll aga võib neil osakestel olla oluline osa sublimatsioonituumadena helkivate ööpilvede tekkemehhanismi käivitamisel. Veeauru kondensatsiooni ja sublimatsiooni teooriast on teada, et tuumakeste olemasolu korral toimuvad nimetatud protsessid vähem range-tes tingimustes kui tuumakeste puudumisel.

Kõige enam vaieldavateks küsimusteks nii kondensatsiooni hüpoteesi kui ka kompromissvariandi puhul on, 1) kas temperatuur mesopausis, kus helkivad ööpilved tekivad, on küllalt madal selleks, et antud rõhul ja veeauru hulga juures subli-

matsiooni- (kondensatsiooni-) protsess võiks toimuda, 2) kas leidub seal vajalikul hulgal veeauru.

Esimesele küsimusele annab teatud määral vastuse I. A. Hvostikov [8]. Viimastel aastatel rakettide abil teostatud uurimised on näidanud, et suvel põhjapoolkeral 50—60 geograafilise laiuskraadi piirkonnas on mesopausi temperatuur tunduvalt madalam kui sama keskkonna talvine temperatuur. Antud piirkonnas läheneb mesopausi keskmine suvine temperatuur sellele «vajalikule väärtusele» (ca 160° K), mis on tarvilik helkivate ööpilvede moodustumiseks veeauru sublimatsiooni (kondensatsiooni) teel. Ühtlasi lahendatakse sellega ka küsimus, miks helkivad ööpilved esinevad ainult suviti ja küllaltki kitsas geograafilises vööndis.

Selle kohta, kuidas satub veeaur mesopausi, on mitmeid eriarvamusi. Ühed autorid kinnitavad, et see kandub atmosfääri ülemistesse kihtidesse tõusvate õhuvooludega troposfäärist [9]; teised oletavad, et veeaur tekib atmosfääri kõrgemates kihtides kohapeal [6] või tuuakse sinna interplanetaarsest ruumist meteoroididega (viimased lagunevad põhiliselt 80—100 km kõrgusel ja neis leidunud vesi vabaneb) [10]. Arvatavasti väärib kõige enam tähelepanu teine variant.

Juba rohkem kui kümme aastat tagasi väljendas I. A. Hvostikov mõtte H_2O molekuli tekkimisest atmosfääri ülemistes kihtides Päikeselt väljapaiskunud ja Maa atmosfääri tunginud korpuskulaarse voo prootonite ja atmosfääri hapniku arvel. Seda probleemi on põhjalikumalt uurinud C. M. de Turville [11]. Tema andmete järgi on geomagnetilise välja poolt kinnihaaratud prootonite hulk nii suur, et eeldusel kui see on toimunud pidevalt Maa ajaloo vältel ($3,3 \cdot 10^9$ aastat), siis Päikeselt saadud vesiniku hulk on ligikaudu võrdne vesinikuga Maa hüdroosfääris ($1,24 \cdot 10^{24}$ g). Turville arvab, et veehulk, mis tekib ööpäeva jooksul atmosfääri ülemistes kihtides, ulatub 1,5 tonnini. Sel teel tekkinud vesi difundeerub pikka-misi alla.

D. J. Schove tuleb pikaajaliste vaatluste põhjal järeldusele, et veeauru hulk atmosfääri ülemistes kihtides on põhjapoolkeral kõige suurem suvel ja just suurematel geograafilistel laiustel ($\varphi > 45^\circ$). Ta avaldab arvamist, et vaevalt võib atmosfääri kõrgemates kihtides leiduvale veele omistada ainult maist päritolu [12].

Kui idee H_2O tekkimisest atmosfääri kõrgemates kihtides on õige, siis peaks nimetatud protsess toimuma kõige ulatuslikumalt just geomagnetiliselt aktiivses tsoonis, sest prootonite voo liikumine on teatud määral seotud magnetvälja jõujoontega. Samal ajal tuleb märkida, et helkivad ööpilved esinevad samuti põhiliselt geomagnetiliselt aktiivse tsooni läheduses. Seepärast pakuks huvi niisuguste fotokeemiliste protsesside

uurimine, mis toimuvad mesosfääris, näit. protsess $OH + H \rightleftharpoons H_2O$ ultravioletse kiirguse toimetel (nagu teada, on öise taeva spektris avastatud OH kiirgusjooned, mis on põhjustatud OH leidumisest 70–80 km kõrgusel).

Lõpuks tuleks lühidalt peatuda veel ühel küsimusel, mis helkivate ööpilvede uurimise seisukohalt on olulise, võiks isegi öelda et määrava tähtsusega. 1962. a. suvel õnnestus Rootsi ja USA teadlaste ühiste jõupingutuste tulemusena rakettide abil läbi viia helkivate ööpilvede vahetu uurimine nende esinemise piirkonnas. Eksperiment teostati Rootsis Kronogardi polügoonil rakettide «Nike-Cajun» abil ja sellest võtsid osa 13 USA ja Rootsi teadusliku uurimise asutust. Neljast eksperimentidest realiseerus kaks: 7. augustil õnnestus vastava aparatuuri abil maale tuua pilveväljast võetud proovid ja 11. augustil saadi tuua samast keskkonnast ja samade meetoditega proovid, kusjuures viimasel juhul helkivad ööpilved puudusid. 11. augusti proovid olid vajalikud selleks, et kätte saada üldist osakeste fooni mesopausis. Rakettide vastav aparatuur töötas 75–95 km kõrgusel.

Nii laboratoorsel ettevalmistamisel aparatuuri sattunud kui ka lennul sinna difundeerunud osakeste ja gaasimolekulide elimineerimiseks olid raketti paigaldatud kaks analoogilist aparatuurikomplekti, millest üks avati proovivõtmiseks, teine aga oli kogu eksperimenti kestel suletud. Saadud proovide laboratoorset töötlemist alustati kohe peale konteinerite maandumist. Kasutati nii elektronmikroskoopi, massispektromeetreid kui ka teisi kaasaegseid laboratoorseid vahendeid.

Tulemused on avaldatud töödes [13–19]. Neist nähtub, et osakeste läbimõõt on suurusjärgus 10^{-5} cm ja nende jaotus on eksponentsiaalne Nad^{-p} , kusjuures p on vahemikus 3–4. Kogutud osakeste arv raketi pilvevälja läbimisel oli $4 - 30 \cdot 10^{10} m^{-2}$, mis on üle kolme suurusjärgu suurem sellest, mis saadi helkivate ööpilvede puudumise ajal. Tulemustest selgub, et helkivaid ööpilvi moodustavate osakeste tuumad on kosmilise päritoluga ning koosnevad enamikus rauast ja niklist (vahekorras $Ni/Fe \sim 0,1$). Eksperimenti ajal on tuumad olnud suuremalt jaolt kaetud jääkestaga. Aparatuuri proovipindadel võis märgata aga ka jälgi, kus osakesel on puudunud tahke tuum. Võib arvata, et need osakesed koosnesid ainult jääst. Meeldiv on siinkohal märkida, et kirjeldatud eksperiment kinnitas täielikult varem polarimeetrilisel meetodil saadud tulemusi [1, 2, 20].

Vaatamata saavutatule pole helkivate ööpilvede probleem siiski veel täielikult lahendatud.

Eesti NSV Teaduste Akadeemia Füüsika ja Astronoomia Instituudile on usaldatud Nõukogude Liidus läbiviidava helkivate ööpilvede alase uurimistöö koordineerimine ja juhen-

damine. Instituudile saadavad oma vaatlustulemusi 206 Nõukogude Liidu helkivate ööpilvede vaatlusjaama.

KIRJANDUS

1. Виллманн Ч., О поляризации света серебристых облаков. Труды совещания по серебристым облакам III, 29—53, Таллин, 1962.
2. Виллманн Ч., Некоторые результаты изучения природы серебристых облаков. Автореферат, Тарту, 1963.
3. Виллманн Ч. И., О фотографической фотометрии, поляриметрии и колориметрии серебристых облаков. Труды VI совещания по серебристым облакам, 25—34, Рига, 1961.
4. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде. М., 1951.
5. Кондратьев К. Я., Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. Гидрометеониздат, 1962.
6. Хвостиков И. А., Серебристые облака и строение стратосферы. В сб.: Памятник С. И. Вавилова, Изд-во АН СССР, 349—362, 1952.
7. Лебединский А. И. и Салова Г. И., О количестве свободной воды на Марсе. Астрон. ж., 39, 3, 494—505, 1962.
8. Хвостиков И. А., Серебристые облака и строение атмосферы. Труды совещания по серебристым облакам III, 7—13, Таллин, 1962.
9. Гришин Н. И., К вопросу о метеорологических условиях появления серебристых облаков. Труды VI совещания по серебристым облакам, 107—140, Рига, 1961.
10. Добровольский С. П., О природе серебристых облаков. Цирк. ВАГО, № 5, 31—34, 1962.
11. Turville, C. M. de, Terrestrial accretion from the solar wind. Nature, 190, No. 4771, 156, 1961.
12. Schove, D. J., A Secondary Source of Water Vapour in the Upper Atmosphere. Nature, 197, No. 4872, 1099—1101, 1963.
13. Witt, G., Hemenway, C. L., Soberman, R. K., Collection and Analysis of Particles from the Mesopause, Presented at Committee on Space Research (COSPAR) Fourth International Space Science Symposium and Sixth Plenary Meeting Warsaw. Poland, June 3—11, 1963.
14. Hemenway, C. L., Soberman, R. K. and Witt, G., Sampling of Noctilucent Cloud Particles. Tellus, 16, 1, 84—88, 1964.
15. Soberman, R. K., Chrest, S. A., Manning, J. J., Rey, L., Ryan, T. G., Skrivaneck, R. A. and Wilhelm, N., Techniques for rocket sampling of noctilucent cloud particles. Tellus, 16, 1, 89—95, 1964.
16. Hemenway, C. L., Fullam, E. F., Skrivaneck, R. A., Soberman, R. K. and Witt, G., Electron microscope studies of noctilucent cloud particles. Tellus, 16, 1, 96—102, 1964.
17. Witt, G., Hemenway, C. L., Lange, N., Modin, S. and Soberman, R. K., Composition analysis of particles from noctilucent clouds. Tellus, 16, 1, 103—109, 1964.
18. Linscott, J., Hemenway, C. L. and Witt, G., Calcium film indicator of moisture associated with noctilucent cloud particles. Tellus, 16, 1, 110—113, 1964.
19. Skrivaneck, R. A. and Soberman, R. K., Simulation of ring patterns observed with noctilucent cloud particles. Tellus, 16, 1, 114—117, 1964.
20. Witt, G., Polarization of Light from Noctilucent Clouds. J. Geophys.

Результаты фотометрического исследования серебристых облаков

Резюме

Статья информирует о результатах абсолютной фотометрии отдельных деталей поля серебристых облаков. Всего было использовано три появления для определения яркости и одно — для определения индикатрисы рассеяния света частицами серебристых облаков.

Фотометрическая стандартизация яркости измеренных деталей производилась по Солнцу, по внефокальному изображению Капеллы и по Венере. Одновременно с определением яркости была найдена и величина ее контраста, составляемая облаком и фоном неба (табл. 2).

На основании полученных яркостей определялась вероятная концентрация и объемная плотность частиц в облаках, а также эффективная толщина различных деталей поля облаков. Полученная концентрация частиц была проверена косвенным путем (см. формулы (6—14)). Результаты приведены в табл. 3—5.

Результаты по определению индикатрисы рассеяния света частицами серебристых облаков показаны на рис. 2 прерывистой линией. Полученный отрезок индикатрисы сравнивался с теоретическими индикатрисами слабо преломляющихся частиц. Лучшее сходство получилось с индикатрисой для частиц $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 1,6$.

На основании средней объемной плотности, полученной фотометрическими исследованиями, вычислен коэффициент пропускания серебристых облаков. Последний близок к единице ($T \sim 0,99$).

Исходя из общих и фотометрических представлений строения и природы поля серебристых облаков выводится функция яркости поля облаков (20). Она рассчитана для предположения, что серебристые облака состоят из кристалликов льда, которые сублимируют на месте, т. е. в зоне образования серебристых облаков.

Результаты фотометрических наблюдений показывают, что абсолютная яркость серебристых облаков может колебаться в довольно широком диапазоне. Основной причиной этого считается вариация концентрации частиц как при различных

появлениях, так и в ходе одного и того же появления. Из этого следует, что серебристые облака состоят из частиц, образование или скопление которых должно быть сравнительно гибким и быстрым по времени. Вряд ли гипотеза о том, что серебристые облака состоят из частиц космической пыли может объяснить такое быстрое изменение количества частиц в зоне образования облаков. Более естественно предположить, что эти частицы образуются на месте, а количество и скорость формирования их зависят от физических условий и исходного материала (водяного пара и ядер сублимации), которому более свойственны относительно быстрые изменения.

Кратко рассматривается вопрос о доставке молекул H_2O в зону образования облаков и результаты ракетных исследований, проведенные в 1962 году в Швеции.

Ch. Villmann

*Institute of Physics and Astronomy of the
Academy of Sciences of the Estonian SSR*

Results of Photometric Research on Noctilucent Clouds

Summary

1. Photometric observations in absolute units have been applied to investigate the probable concentration of particles of noctilucent clouds and the effective thickness of different morphological structures. Results have been given in tables 2 (brightness), 3 and 4 (concentration and density), 5 (thickness).

2. An attempt has been made to determine the light scattering function for particles of noctilucent clouds (fig. 2 — broken line). The observed behaviour is of the kind predicted by the theory for $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 1,6$.

3. It is concluded that the variation of the brightness of noctilucent clouds over a relatively wide range is mainly caused by a different concentration of particles in different displays as well as during one and the same display. Let us assume for example, that these particles are formed locally. The function of the brightness of noctilucent clouds is deduced for the ice particle theory (20). The transmission coefficient ($T \sim 0,99$) is also computed.

4. It is assumed that noctilucent clouds consist of ice crystals with a dust nucleus.

Päikese kiirgus ja taimkate

Sissejuhatus

Teame, et Päikese kiirgus on energiaallikaks Maal toimuvaile ilmastikunähtustele, Päikese kiirguseta ei ole võimalik elu maakeral. Seepärast on arusaadav, et maapinna ja atmosfääri kiirgusbilansi andmete vastu tunnevad huvi paljude teadusharude esindajad: atmosfäärifüüsikud, bioloogid, meedikud jt.

Käesolevas artiklis käsitletakse probleemi «Päikese kiirgus ja taimkate» ning vaadeldakse seda kahest põhilisest, nimelt atmosfäärifüüsikalisest ja bioloogilisest aspektist.

Atmosfäärifüüsikalisest aspektist huvitab meid looduslike pindade, sealhulgas ka taimkattega kaetud alade energeetiline bilanss maakera erinevates rajoonides. Andmed kiirgusbilansi kohta lubavad selgitada, kuidas muundub Päikese kiirgus õhumasside liikumisenergiaks. Õhumasside tsirkulatsiooni iseloomust ühes või teises kohas sõltub aga selle koha igapäevane ilm. Atmosfääri protsessid ammutavad oma energia Päikese kiirguselt lainepikkuste vahemikus $0,29-4\mu$ (lühilaineline kiirgus).

Bioloogilisest aspektist lähtudes huvitab meid, kuidas Päikese kiirgus neeldub taimelehtedes ja transformeerub fotosünteesiprotsessis orgaaniliste ainete keemiliseks energiaks. Fotosünteesiprotsessist võtab osa ainult teatav osa Päikese kiirgusest, mis on lainepikkuste vahemikus $0,38-0,71\mu$ ja mida nimetatakse fotosünteesiliselt aktiivseks kiirguseks (FAR). Et taimkate on optiliselt selektiivne keskkond, siis FAR-i nõrgenemise ja neeldumise seaduspärasused temas erinevad kvalitatiivselt lühilainelise kiirguse nõrgenemise ja neeldumise seaduspärasustest. Seetõttu eristame edaspidises käsitluses, kus see vajalik on, Päikese lühilainelise kiirguse ($0,29-4\mu$) nõrgenemise, neeldumise ja peegeldumise karakteristikuid FAR-i vastavatest karakteristikutest.

Päikese kiirgus langeb maapinnale kahe voona: 1) otsese kiirgusena, s. t. kiirgusvoona, mis tuleb Päikese suunast siis, kui Päike paistab, ning 2) hajusa kiirgusena, mis tekib teatava osa Päikese otseste kiirte hajumise tulemusena atmos-

fääris ja pilvedes. Nende kahe kiirgusvoo summat nimetatakse lühidalt summaarseks kiirguseks.

Kõik maapinnale langevad päikesekiired ei neeldu jäägilt aluspinnas. Looduslikud pinnad peegeldavad osa Päikese kiirgust tagasi atmosfääri ja maailmaruumi. Tagasipeegeldunud kiirgusvoo suurus sõltub pinna peegeldamisvõimest, mida iseloomustatakse pinna albeedoga. Albeedo on arv, mis näitab, mitu protsenti maapinnale langevast summaarsest kiirgusest peegeldub. Tähistades peegeldunud kiirgusvoo R -ga ja summaarse kiirguse Q -ga, saame albeedo A avaldada järgmiselt:

$$A = \frac{R}{Q}. \quad (1)$$

Aluspinnas neeldunud kiirgus avaldub

$$B = Q - R$$

ehk pidades silmas albeedo definitsiooni, saame

$$B = Q(1 - A). \quad (2)$$

Niisiis on albeedo oluliseks klimatoloogiliseks suuruseks, mis koos summaarse kiirgusega määrab kindlaks Päikese kiirguse energeetilise bilansi antud maakohas. Näiteks kliima kontrast ekvaatori ja pooluste, eriti aga ekvaatori ja lõunapooluse vahel ei oleks sugugi nii selgelt välja kujunenud, kui polaaralad ei oleks kaetud igilume- ja jääväljadega. Kuigi lõunapooluse ümbrus saab polaarpäeval 24 tunni jooksul sama palju Päikese kiirgust kui päeva jooksul ekvaator, on lumeväljades neeldunud kiirguse hulk väike — suurem osa kiirgust peegeldub tagasi atmosfääri ja maailmaruumi, sest lume albeedo küünib lühilainelise kiirguse jaoks 0,90-ni.

Taimkatte kiirgusrežiimi iseloomustamiseks ei ole albeedo alati ammendavaks karakteristikuks. Mitmete atmosfäärifüüsika-, samuti fotosünteesialaste probleemide uurimisel pakub eraldi huvi, kuidas jaotub Päikese kiirgus taimkattes tungimisel, kui suur on taimedes ja taimede all maapinnas neeldunud kiirgus.

Tähistades

$T(h)$ — summaarne kiirgus, mis jõuab taimkattes teatavale nivoole h ;

$a_T(h) = \frac{T(h)}{Q}$ — taimkattekihi läbilaske koefitsient summaarse kiirguse jaoks;

$A(h)$ — antud nivoost allapoole jääva kihi albeedo, saame kiirguse jaoks, mis neeldub kihis kõrgusnivoode h_1 ja h_2 vahel, avaldise

$$\Pi(h_1, h_2) = Q[a_T(h_1) - a_T(h_2) - (a_T(h_1)A(h_1) - a_T(h_2)A(h_2))]. \quad (3)$$

Taimkatte kui terviku korral $a_T(h_1) = 1$, $A(h_1) = A$, $a_T(h_2) = a_{T_0}$, $A(h_2) = A_0$ (maapinna albeedo) ning taimkattes neeldunud kiirguse Π_t jaoks saame avaldise

$$\Pi_t = Q[(1 - a_{T_0}) - (A - a_{T_0}A_0)]. \quad (4)$$

Taimkatte all maapinnas neeldunud kiirguse jaoks saame avaldise

$$\Pi_m = a_{T_0}Q(1 - A_0). \quad (5)$$

Avaldistest (3), (4) ja (5) nähtub, et taimkatte kiirgusrežiimi määramiseks on vaja tunda suurusi Q , $A(h)$, $a_T(h)$.

Esitatud suuruste energeetiline määramine mitmesuguste taimkatteliikide korral on atmosfäärifüüsikalise eksperimendi ülesanne. Samade suuruste määramine FAR-i piirkonna jaoks aga on vajalik taimkatte fotosünteesi uurimiseks. Käesolevas artiklis antakse ülevaade eespool defineeritud kiirguskarakteristikute senise uurimise tulemustest.

Maapinnale langeva lühilainelise summaarse kiirguse ja FAR-i määramisest

Et määrata kiirguse jaotust taimkattes ja selles neeldunud kiirgust, on vaja teada antud maakohas ajaühikus maapinna ühikule langevat lühilainelist summaarset kiirgust Q ning fotosünteesiliselt aktiivset kiirgust Q_f . Olenevalt püstitatud ülesandest on viimati nimetatud suurusi vaja määrata kas lühikeste ajavahemike (minut, tund, päev) või pikemate perioodide jaoks (dekaad, kuu, sesoon, aasta). Klimatoloogiliste ja mõningate bioklimatoloogiliste uurimiste jaoks on meil võimalus kasutada aktinomeetriaajaamade mõõtmistulemusi. Lühilainelise kiirguse regulaarse mõõtmisega tegelevate aktinomeetriaajaamade üldarv maakeral küünib umbes 800-ni. Nendest ligikaudu 400-s registreeritakse pidevalt lühilainelist kiirgust. Aktinomeetriaajaamades saadud materjalide hulk on tänapäeval piisav selleks, et teha üldistusi lühilainelise kiirguse ajaliste muutuste ja geograafilise jaotuse kohta. Neid andmeid on üldistatud mitmes mahukas töös [1, 2], on tuletatud hulk empiirilisi ja poolempiirilisi valemeid lühilainelise summaarse kiirguse arvutamiseks, kui on teada geograafilised koordinaadid ja pilvisuse režiim. Mõõtmisandmed on esitatud eraldi käsiraamatutena, kust võib leida lühilaineliste kiirgus-

voogude keskmisi (päeva, kuu, aasta) väärtusi üksikute maa-kohtade kohta või geograafiliste laiuste lõikes. On koostatud ka lühilainelise summaarse kiirguse isojoonte kaardid kuude, sesoonide ja aasta kohta [1, 2, 3] terve maakera jaoks.

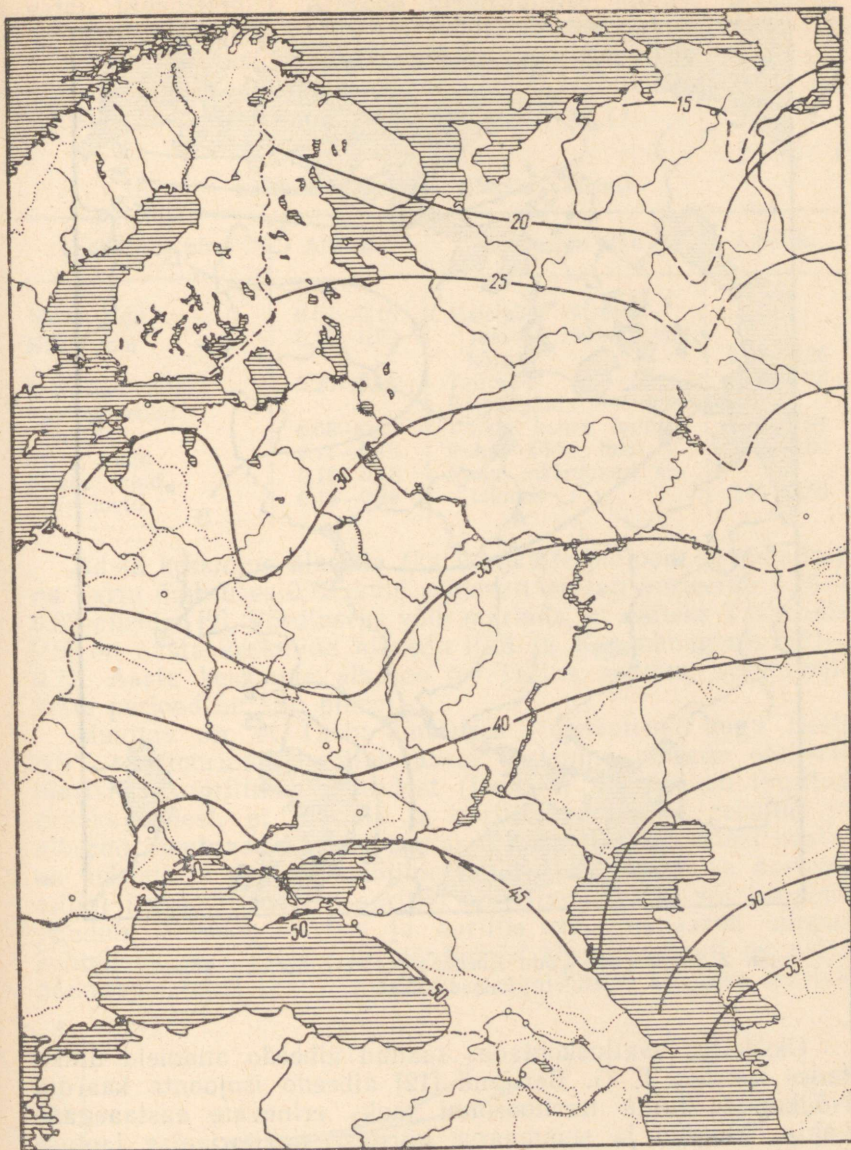
Sama ulatuslikku materjali ei ole meil aga FAR-i kohta. Fotosünteesiliselt aktiivset summaarset kiirgust on senini mõõdetud ainult episoodiliselt seoses konkreetsete fotosünteesialaste uurimistöödega. Süstemaatilised andmed FAR-i kohta on väga vajalikud selleks, et hinnata, milline kiirgusenergia varu on taimkattel või selle üksikutel liikidel kasutada ühes või teises maakohas vegetatsiooniperioodi jooksul.

Kasutades lühilainelise kiirguse kuusummade geograafilise jaotuse üldistatud andmeid ning teoreetiliselt leitud lühilaineliste kiirgusvoogude spektraalse koostise andmeid [4], koostasid ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudi töötajad FAR-i isojoonte kaardid Nõukogude Liidu Euroopa-osa territooriumi jaoks vegetatsiooniperioodi kohta [5]. Vegetatsiooniperioodi alguseks loeti ühel juhul ööpäevase keskmise õhutemperatuuri tõusmist üle 5° (joon. 1), teisel juhul üle 10° . FAR-i kaardi üksikasjalikumal vaatlemisel selgub, et FAR-i summad vegetatsiooniperioodi kohta on Kaukaasias umbes viis korda suuremad kui põhjarajoonides.

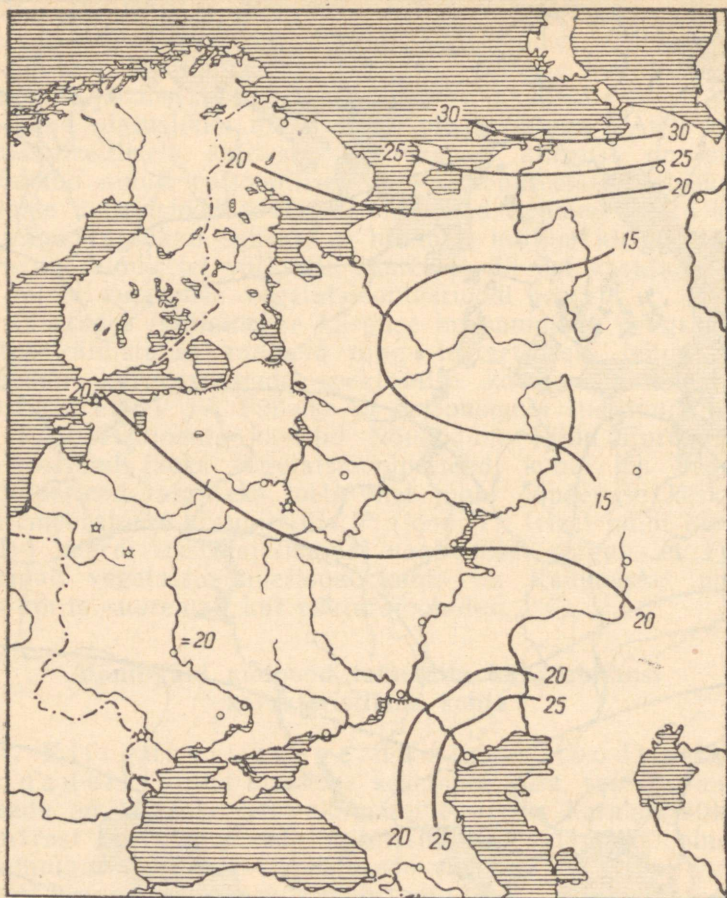
Mõningaid andmeid taimkatte kiirgusbilansi karakteristikute kohta

1. Kiirguse peegeldumine looduslikelt pindadelt. Antud maakoha keskmine (kuu, sesooni, aasta) albeedo on tähtsaks aktinoklimatoloogiliseks karakteristikuks. Seepärast on vaja tunda mitmesuguste looduslike pindade (sealhulgas ka taimkatte) albeedo väärtusi ja ajalist varieerumist erinevates geograafilistes punktides. Andmed looduslike pindade albeedo kohta on vajalikud mitmesuguste praktiliste ülesannete lahendamisel. Kuidas muutub aluspinna albeedo, kiirgusbilanss ja mikrokliima metsaraie, uudismaade, niisutussüsteemide ja suurte veehoidlate rajamise tagajärjel — nendele küsimustele tuleb pöörata tähelepanu juba nimetatud tööde planeerimisel, et võiks eelnevalt hinnata looduse ümberkujundamise tulemusena tekkivat aluspinna kiirgusrežiimi ja kliima muutust. Vastasel korral võivad tööde tagajärjed kujuneda vastupidiseks oodatule.

Albeedo sesoonset muutumist on seni üsna vähe uuritud. Albeedo määramiseks kasutatava instrumentariumi ja mõõtmismetoodika kirjelduse võib leida J. D. Janiševski [6] ja J. Rossi [7] töödes. Kokkuvõtlikke andmeid albeedo uurimise tulemuste kohta on K. J. Kondratjevi [3] ja M. J. Budõko [8] monograafiates ning autori varasemates töödes [9—11].



Joon. 1. Nõukogude Liidu Euroopa-osa territooriumile vegetatsiooniperioodi jooksul (keskmine temperatuur kõrgem kui 5°) langeva FAR-i (kcal/cm²) isojooned.



Joon. 2. Nõukogude Liidu Euroopa-osa territooriumi albeedo isojooned suvel.

Üksikutes vaatluskohtades saadud albeedo andmeid üldistades koostas T. G. Berljand [12] albeedo isojoonete kaardid Nõukogude Liidu territooriumi jaoks erinevate aastaaegade kohta. Albeedo ja summaarse kiirguse territoriaalse jaotuse kaartide alusel on võimalik koostada maapinnas neeldunud kiirguse kaarte ning nende abil teha mitmesuguseid klimatoloogilisi arvutusi. Albeedo territoriaalse jaotuse tundmine leiab praktilist kasutamist ka sünoptikas õhumasside transformatsiooni arvutamisel. Esitame illustratsiooniks albeedo isojoonete kaardi Nõukogude Liidu Euroopa-osa territooriumi jaoks suveperioodil (joon. 2). See kaart on skemaatiline ja

vajab täpsustamist. Albeedo geograafilise jaotuse täpsustamiseks on teostatud albeedo määramisi lennukitelt [13—15]. Albeedo väärtusi aitavad täpsustada looduslike pindade albeedo arvulised väärtused, mis on määratud Eesti NSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudis (tabel 1).

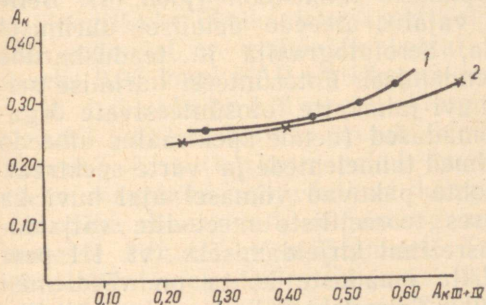
Tabel 1

Looduslike pindade albeedo väärtusi

Looduslik pind	Albeedo	Looduslik pind	Albeedo
Vana kulu	0,07—0,15	Maisipõld õitsemis-	
Noor rohi	0,16—0,20	faasis, 150—170 cm	
		kõrge	0,24—0,26
Lopsakas rohi	0,20—0,24	Talirukis	0,18—0,23
Läbiligunenud		Kartulipõld	0,19
muld	0,08—0,11	Värske kohev lumi	0,80—0,94
Märg muld	0,11—0,16	Puhas tihke lumi	0,70—0,80
Niiske muld	0,16—0,18	Vana määratud su-	
Kuiv muld	0,18—0,24	lalumi	0,40—0,50

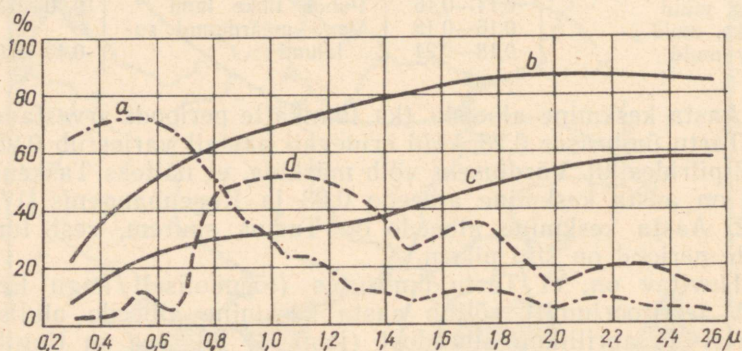
Aasta keskmine albeedo (ka lumikatte perioodi arvestades) on Tartu ümbruses 0,28, kuid erinevail aastail varieerub 0,25—0,32 piirides [9]. Võrdluseks võib märkida, et näiteks Taškendis [16] on aasta keskmine albeedo 0,23 ja Kopenhaagenis [17]—0,22. Aasta keskmine albeedo on Tartus suurem, sest lumikatte periood on siin pikem.

Huvitav on, et Tartu ümbruses (tõenäoliselt kogu Eesti NSV territooriumil) sõltub aasta keskmine albeedo oluliselt märtsi- ja aprillikuu albeedest (joon. 3) [9]. See on tingitud esiteks sellest, et märtsis ja aprillis maapinna seisund ja albeedo muutuvad aastast aastasse märgatavalt. Mõnel aastal on märtsis ja aprillis stabiilne lumikate. Kuid on ka aastaid, millal lumikate märtsis-aprillis on sulamisfaasis või hoopiski puudub. Teiseks, märtsis ja aprillis on summaarne kiirgus suhteliselt suur (Päike on võrdlemisi kõrgel, samuti on palju päikesepaistelisi ilmu), mistõttu peegeldunud kiirguse märtsi-



Joon. 3. Aasta keskmise albeedo sõltuvus märtsi- ja aprillikuu albeedest: 1 — 1956—1959, suvel rohipind; 2 — 1953—1955, suvel mullapind.

ja aprillikuu summadel on märgatav kaal aastasummas. Märtsi- ja aprillikuu peegeldunud kiirguse summa kokku moodustab maksimaalselt kuni 42% peegeldunud kiirguse aastasummast. Märtsi- ja aprillikuu peegeldunud kiirguse summa varieerumine (20—42% aastasummast) mõjustab seega oluliselt ka erinevate aastate albeedot. Detsembri-, jaanuari- ja veebruarikuus esinevad maapinna seisundi ja albeedo variatsioonid ei mõjusta oluliselt aasta keskmist albeedot — Päikese madala asendi tõttu on nende kuude kiirgussummad väikesed. Eesti NSV kiirgusrežiimi eeltoodud iseärasustest järgneb praktiline järeldus: kunstlike meetodite kasutamine aasta jooksul maapinnas neeldunud kiirguse suurendamiseks võib anda tulemusi märtsi- või aprillikuul. Siin on mõeldud eeskätt tahma puistamist põldudele lennukeilt, et vähendada lume albeedot ja kiirendada selle sulamist.



Joon. 4. Mõningate looduslike pindade spektraalse peegeldumise (albeedo) kõverad: *a* — vana lumi, *b* — lubjakivi, *c* — gneiss, *d* — rohelse taimleht.

Looduslikud pinnad on selektiivsed peegeldajad: nende albeedo on kiirguse lainepikkuse funktsioon (joon. 4). Selle funktsiooni tundmine on vajalik albeedo detailsel uurimisel peamiselt taimefüsioloogia, aerofotograafia jt. teadusharude praktiliste ülesannete lahendamisel. Fotosünteesi uurimise seisukohalt pakuvad erilist huvi taimkatte fotosünteesivate orgaanite — lehtede optilised omadused (nende spektraalne albeedo ja läbilase). Arvulised andmed taimlehtede ja -varte spektraalsete optiliste omaduste kohta pakuvad viimasel ajal huvi ka atmosfäärifüüsikutele seoses teoreetiliste meetodite väljatöötamisega taimkatte kiirgusrežiimi kirjeldamiseks (vt. III peatükk). Taimlehtede optiliste omaduste kohta on võrdlemisi palju uurimusi [11, 18, 30]. Taimlehtedele langenud kiirgus

ei peegeldu mitte üksnes lehe välispinnalt. Lehte sissetungimisel neeldub kiirgus osaliselt klorofüllis, karotinoidides jt. pigmentides, samuti lehekudedes ning kasutatakse osaliselt fotosünteesi protsessis orgaaniliste ainete moodustamiseks, osaliselt aga kulub lehe temperatuuri tõstmiseks ja aurumissoojuseks. Ülejäänud kiirgus aga hajub lehes ning pöördub tagasi peegeldunud kiirgusvoona või läbib lehe ning moodustab läbitunginud voo. Kloroplastides sisalduvad pigmendid on selektiivsed kiirguse neelajad. Nii neelab klorofüll tugevasti tumepunases piirkonnas — $0,60-0,68\mu$ (klorofüll peaneeldumisriba) ning $0,40-0,48\mu$, karotinoidid vahemikus $0,38-0,52\mu$. Tingituna kiirguse selektiivsest neeldumisest taimes omandab taimelehe ning ühtlasi ka taimkatte spektraalse peegeldumise kõver keerulise kuju, millel kirjeldatud neeldumismaksimumidele vastavad peegeldumise miinimumid (vt. joon. 4.). Rohelise taime peegeldamisvõime omab kaks maksimumi: üks lainepikkuste vahemikus $0,52-0,58\mu$; teine, tugevam algab spektri nähtava osa piirilt, $0,70\mu$ kohalt ning ulatub kuni $1,1-1,2\mu$. Teise maksimumi tekkemehhanism ei ole lõplikult välja selgitatud. Peegeldumise miinimume infrapunases spektri piirkonnas tekitab taimes sisalduv vesi. Analoogiline albeedo kõverale on taimkattelt peegeldunud kiirguse energia spektraalne jaotuskõver. Vahemärkusena olgu öeldud, et taimkatet tajume rohelisena tänu silma tundlikkuse kõvera iseloomule, millel on väga tugev maksimum taimkatte peegeldumise maksimumi kohal spektri rohelises piirkonnas. Taimkattelt peegeldunud kiirguse absoluutne maksimum kauges punases ja lähedases infrapunases spektri piirkonnas ei pääse maksvu- sele värvustaju kujunemisel inimese silmas, sest ta langeb piirkonda, kus silma tundlikkus läheneb või juba ongi võrdne nulliga.

Metoodiliste raskuste tõttu alustati looduslike pindade kui terviku spektraalse albeedo uurimisi alles mõned aastad tagasi. Esimesi tulemusi on saanud K. J. Kondratjev, Z. F. Mironova ja L. V. Dajeva [20] ning E. Ashburn ja R. Weldon [21]. Taimkatte kui terviku spektraalne albeedo osutus kvalitatiivselt analoogiliseks üksiku lehe spektraalsele albeedole. H. Niiliski [22] andmetel on maisipõllu korral albeedo keskmiseks väärtuseks $0,06$ kogu FAR-i piirkonna jaoks.

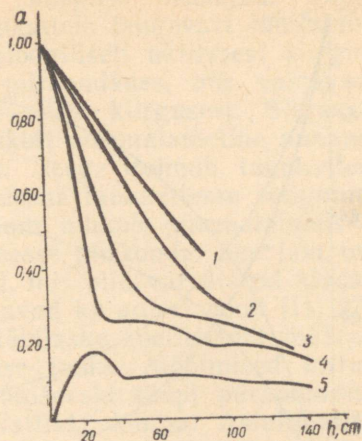
2. Lühilainelise kiirguse nõrgenemine taimkattes. Kuidas jaotub taimkattes tunginud Päikese kiirgus — see küsimus pakub huvi taimede ja taimede all oleva maapinna soojusbilansi komponentide (transpiratsioon, auramine maapinnalt, soojusvoog, mis läheb pinnase sügavimatesse kihtidesse) määramisel. Taimkatte läbilaske koefitsiente lühilainelise kiirguse jaoks ($0,4-4\mu$) on määranud puuvillapõllu korral J. Lopuhhin [23, 24], rukki- ja maisipõllu

korral J. Ross [25] ja H. Tooming [26]. Kui taimkatte albeedo määramisel meil ei tule ette väga tõsiseid meetoodilisi raskusi, siis taimkatte alla tunginud kiirgust on korrektselt hoopiski raskem mõõta. Päikese otsene kiirgus tungib taimkattes taimlehtede ja -varte vaheliste pilude kaudu, moodustades maapinnal «valgussaarekesi», mis on väga ebakorrapäraste piirjoontega ja mida vormivad tuule käes värelevad lehed. «Valgussaarekestest» suurus ja kuju muutuvad koos Päikese kõrguse ja asimuudi muutumisega. Neist asjaoludest tingituna on tehniliselt raske määrata põllule keskmisi $T(h)$ ning vastavalt ka $a_T(h)$ väärtusi. Esialgu õnnestus viimati nimetatud suurusi määrata ainult pikaajaliste (pentaadi, dekaadi, kuu) keskmistena [25, 26]. Viimastel aastatel on õnnestunud määrata põllu keskmisi kiirguskarakteristikuid ka lühiajaliste mõõtmisseeriatega abil, kasutades spetsiaalsel latil elektrimootori abil liikuvaid kiirguse vastuvõtjaid [22, 28]. Esitamata üksikasjalikke arvulisi andmeid (neid võib leida töödes [25, 26, 27]), toome mõne näite summaarse kiirguse jaotumise kohta maisi- ja rukkipõllu korral. Peamiseks faktoriks, mis määrab kiirguse jaotuse taimkattes, on lehtede tihedus, mida iseloomustatakse lehepinna suurusega maapinnaühiku kohta (suhteline lehepindala). Mõõtmised maisipõllul näitasid, et kiirguse jaotus taimkattes muutub väga kiiresti seni, kuni 1 m^2 maapinna kohta tulev lehepindala küünib $4\text{--}5 \text{ m}^2$ -ni. Sellise lehepindalaga maisis jaotub summaarne kiirgus järgmiselt: maisilt peegeldub $20\text{--}23\%$, taimed neelavad $62\text{--}68\%$ ja maapind $9\text{--}17\%$. Edasine maisi areng ja lehepinna juurdekasv ei too kaasa olulist kiirgusjaotuse muutumist. Kogu 1956. a. vegetatsiooniperioodi jooksul maisipõllule langenud summaarne kiirgus jaotus järgmiselt: peegeldus 19% , taimed neelavad 42% , maapinnas neeldus 39% .

Rukkipõllule 1954. a. vegetatsiooniperioodi jooksul langenud summaarsest kiirgusest peegeldus 20% , taimedes neeldus 65% ning maapinnas 15% .

Probleemi «Päikese kiirgus ja taimkate» uurimisel on tähtsaks lõiguks kiirguskarakteristikute vertikaalse jaotuse määramine taimkattes. Päikese kiirguse vertikaalse jaotuse iseloomust taimkattes sõltub soojusbilansi komponentide vertikaalne profiil ehk, teiste sõnadega, maalähedase õhukihi soojus- ja niiskusrežiim. Päikese kiirguse vertikaalset jaotust taimkattes on väga vähe uuritud. Kirjanduses kättesaadavad varasemad andmed [29, 30] puudutavad ainult valgustuse vertikaalset jaotust taimkattes. Lühilainelise kiirguse vertikaalset jaotust maisipõllul pilves ilmaga on uurinud autor [26]. Tulemused on esitatud joonisel 5, mis kujutab hajusa kiirguse läbilaske koefitsiendi a_D muutumist maisis. Peame silmas, et joonisel 5 on võetud nullnivooks maisi ülemine nivoo.

Joon. 5. Hajusa kiirguse läbilaske koefitsiendi a_D ja hajunud otsese kiirguse läbilaske koefitsiendi a_S^D muutumine vertikaalsuunas erineva kõrgusega maisis; Abstsissiteljel on h kaugus (cm) maisi ülemisest nivoost. Ordinaattiteljel on läbilaske koefitsiendid. 1 — a_D 10. VIII 1957; 2 — a_D 17. VIII 1957; 3 — a_D 30. VIII 1957; 4 — a_D 2.—5. IX 1957; 5 — a_S^D 2.—5. IX 1957.



Näeme, et hõreda ja suhteliselt madala maisi korral a_D kahaneb sügavusega lineaarselt. Kõrgema ($h \geq 130$ cm) ja tihedama maisi korral a_D jaotuskõverate iseloom muutub: a_D kahaneb tugevasti juba ülemises 30—40 cm paksuses kihis. Nii näiteks 145 cm kõrguse maisi korral on 30 cm sügavusel $a_D = 0,25$, s. t. hajus kiirgus on neli korda nõrgenenud. Edasine a_D kahanemine sügavusega aeglustub. Esitatud andmete põhiliseks puuduseks on asjaolu, et kiirguse nõrgenemise andmed on seotud ainult nivoo sügavusega, kuid mitte kiirgust nõrgendava substantsi — lehtede ja varte biomeetriliste karakteristikutega. Seetõttu kannavad tulemused kvalitatiivset iseloomu. Hilisemates töodes, mis viidi läbi üleliidulise fotosünteesi ja bioaktinomeetria kompleksse ekspeditsiooni raames aastatel 1962—1963, õnnestus saada ka kvantitatiivseid seoseid, mis kirjeldavad kiirguse läbilaske ja neeldumise olenevust suhtelisest lehepindalast, mis jääb ülespoole antud nivood (joon. 6).

Poolempiiriline valem lühilainelise kiirguse läbilaske koefitsiendi jaoks maisipõllu korral saadi [28] järgmisel kujul:

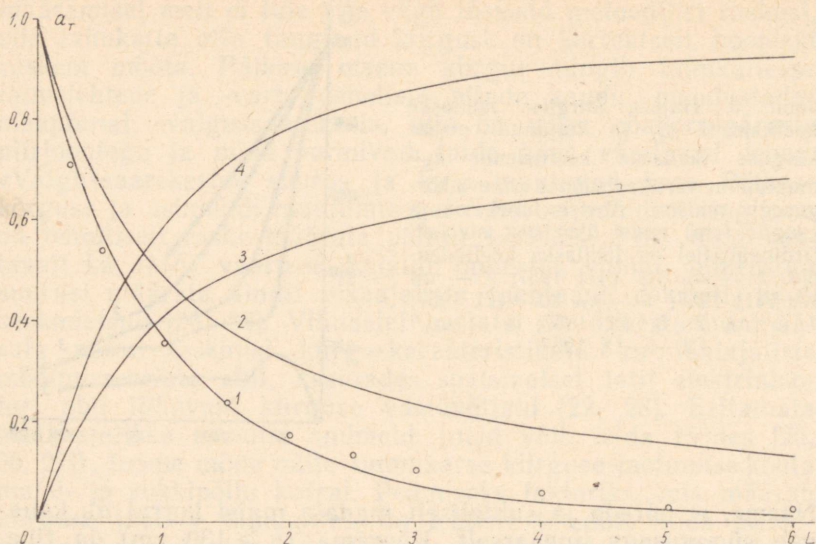
$$a_T = e^{-c_1 \frac{L}{\sin h_{\odot}}} + c_2 \left(e^{-c_1 c_3 \frac{L}{\sin h_{\odot}}} - e^{-c_1 \frac{L}{\sin h_{\odot}}} \right), \quad (6)$$

kus a_T — lühilainelise kiirguse läbilaske koefitsient,
 L — suhteline lehepindala, mis jääb antud nivoost kõrgemale,

c_1, c_2, c_3 — empiirilised koefitsiendid,

$h_{\odot}$ — Päikese kõrgus.

Neeldumiskoefitsiendi jaoks saadi [28] järgmine valem:



Joon. 6. Lühilainelise summaarse ning fotosünteesiliselt aktiivse summaarse kiirguse läbilaske ning neeldumise koefitsiendi olenevus suhtelisest lehepindalast: 1 — FAR-i läbilaske koefitsient, 2 — lühilainelise kiirguse läbilaske koefitsient, 3 — lühilainelise kiirguse neeldumise koefitsient, 4 — FAR-i neeldumise koefitsient, 5 — ringikesed — arvutatud valemi (6) järgi.

$$a_{II} = (1 - A) \left\{ 1 - \left[e^{-c_1 \frac{L}{\sin h_{\odot}}} + e^{-c_2 \left(e^{-c_1 c_3 \frac{L}{\sin h_{\odot}}} - e^{-c_1 \frac{L}{\sin h_{\odot}}} \right)} \right] \right\}, \quad (7)$$

kus A on põllu albeedo, mida maisipõllu korral võib arvutada valemi abil:

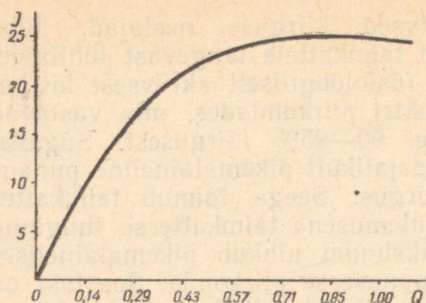
$$A = \frac{0,236 + \frac{0,348}{0,85 + \sin h_{\odot}} \cdot \frac{S'}{D}}{1 + \frac{S'}{D}}, \quad (8)$$

kus S' — Päikese otsese kiirguse voo tihedus,
 D — hajusa kiirguse voo tihedus.

3. Fotosünteesiliselt aktiivse kiirguse nõrgenemine taimkattes. Lühilainelise kiirguse nõrgenemise kõverate (vt. joon. 5) analüüs näitab, et taimkattes leiab aset efekt, mis on analoogiline Forbes'i efektile atmos-

fääris. Taimed on selektiivsed kiirguse neelajad. Juba ülemised taimelehed neelavad taimkattele langevast lühilainelisest kiirgusest valdava osa füsioloogiliselt aktiivsest kiirgusest. Nii neelavad lehed spektri piirkondades, mis vastavad pigmentide neeldumisribadele, 90—95% kiirgusest. Sügavemale taimkattesesse tungib peaaesjalikult pikemalaineline punane ja lähedane infrapunane kiirgus. Seega toimub taimkattes kiirguse filtreerimine, mille tulemusena taimkattesesse tunginud kiirguse spektris energia maksimum nihkub pikemalainelisse punasesse ja lähedasse infrapunasesse piirkonda. See fakt on kindlaks tehtud fotoelementide abil, mis olid varustatud klaasfiltritega [31, 32], ning seda kinnitavad ka autori poolt [11, 27] teostatud taimkatte energieetilise läbilaske koefitsiendi määramised infrapunase hajusa kiirguse jaoks. Mõõtmised infrapunases spektripiirkonnas tehti Janiševski tüüpi püranomeetriga, mille klaaskuppel kaeti asfaltlaki kihiga. Asfaltlakiga klaas on võrdlemisi hea filter infrapunase kiirguse eraldamiseks [11]. Selgus, et taimkatte läbilaske koefitsient on maisi-, nisu- ja päevalillepõllu korral infrapunase hajusa kiirguse jaoks poolteist kuni kaks korda suurem läbilaske koefitsiendi väärtusest integraalse kiirguse jaoks. Kiirguse spektraalse koostise muutumine taimkattesesse tungimisel tõstatab hädavaajaliku ülesande uurida kiirguse spektraalset jaotust taimkattes. See on eriti oluline fotosünteesi uurimise seisukohalt lähtudes, sest fotosüntees toimub kiirguse sama intensiivsuse, kuid erinevate spektripiirkondade mõjul erineva intensiivsusega. Arvestades, et taimkate ei ole optiliselt eriti selektiivne piirkonnas 0,4—0,7 μ , võib paljudel juhtudel piirduda spektraalsete mõõtmistega, mis eraldavad ainult FAR-i.

Milles seisneb põllumajanduslike kultuuride korral FAR-i režiimi uurimise põhiline tähtsus? Selle selgitamiseks toome näite. On teada, et füsioloogiliselt aktiivsest kiirgusest muundub fotosünteesi teel orgaaniliste ainete keemiliseks energiaks vaid $\frac{1}{100}$ — $\frac{1}{20}$. Vaatamata eesrindliku agrotehnika kasutamisele ei ületa põllumajanduspraktikas kultuuride fotosünteesi kasutegur 1—3%. Teoreetiliselt aga näib olevat võimalik fotosünteesi kasutegurit tõsta 2—5 korda, võrreldes praegusega. See aga viitab võimalusele põldude saagikuse mitmekordistamiseks. Millisel viisil võiksid andmed FAR-i jaotuse kohta taimkattes olla kasulikud fotosünteesi kasuteguri tõstmisel? Teame, et kiirgusvoo tiheduse kasvamisel fotosünteesi intensiivsus (mõõdetakse taime poolt neelatud CO₂ hulgaga mg-des ruutdetsimeetri suuruse lehepinna kohta tunnis) kiiresti kasvab, saavutades nn. küllastusnivoo kiirgusvoo tiheduse korral 0,3—0,4 cal/cm² min. (joon. 7). Edasine kiirgusvoo tiheduse kasv fotosünteesi intensiivsust enam oluliselt ei mõjuta. Seega saavutab fotosünteesi intensiivsus küllastusnivoo juba kiirgus-



Joon. 7. Fotosünteesi intensiivsuse I sõltuvus lehele langevast summaarsest kiirgusest Q .

voo tiheduse korral, mis moodustab vaid $1/2$ — $1/3$ FAR-i väärtusest päikesepaistelisel suvepäeval. Näib, et kõrgete saakide saamiseks on Päikese kiirgust küllaldaselt või isegi üleliia. Kuid ei tohi unustada, et põllul on taimede kasvutingimused hoopis teistsugused kui üksikult kasvades. Põllutingimustes assimileerivad küllastusnivool ainult taimede ülemised lehed. Alumiste lehtedeni jõuab Päikese otsene ja hajus kiirgus peale mitmekordset hajumist ülemistelt lehtedelt. Arusaadavalt assimileerivad alumised lehed tingimustes, mis on kaugel küllastusnivoost, või hingamine isegi ületab assimilatsiooni. Fotosünteesialaste uurimiste tähtsaks lõiguks on, niisiis, fotosünteesi intensiivsuse vertikaalse muutumise uurimine sõltuvalt FAR-i vertikaalsest jaotusest. Selles suunas on töid alustanud jaapanlased [34]. Nende tööde eesmärgiks on leida sordid ja optimaalsed külviviisid, millede korral kiirguse vertikaalne jaotus oleks selline, et kogu põld tervikuna assimileeriks maksimaalse intensiivsusega. Põllumajanduslike kultuuride fotosünteesi kvantitatiivse teooria loomisega tegelevad Nõukogude Liidus A. Budagovski, M. Budōko, J. Ross jt. Peale kiirgusrežiimi haarab see teooria komplekselt kõiki olulisemaid fotosünteesi mõjustavaid väliskeskkonna tegureid. Pikemalt sellel küsimusel on peatunud J. Ross [35].

Taimkatte läbilaske koefitsiente FAR-i piirkonnas, eeskätt alustaimestiku ja alusmetsa kasvutingimuste seisukohalt, hakkasid uurima peamiselt taimefüsioloogid ja ökoloogid. Pioneerideks sel alal olid L. A. Ivanov [36], A. Seybold [31], K. Egle [32], F. Sauberer [30, 37] jt. Nende töödes on peaaesjalikult piiratud nähtava spektripiirkonna jaoks summaarse läbilaske a_T määramisega. Instrumentaalsetest ja meetoodilistest puudustest tingituna aitavad tulemused üksnes kvalitatiivselt orienteeruda edaspidiste eksperimentide püstitamisel.

Taimkattesse tunginud FAR-i mõõtmisel võib korrektseid väärtusi saada, kasutades termoelektrilisi püranomeetreid, mis on varustatud teravaribaliste poolsfääriliste filtritega, näiteks BC-8 (3 mm), KC-19 (5 mm). Väga kitsastes spektripiirkonda-

des (kus püranomeetri tundlikkusest ei piisa) kasutatakse mõõtmisteks süsteeme, kus kiirguse vastuvõtjaks on fotokordistaja koos monokromaatori või interferentsfiltritega (läbilaske-riba poollaius 10–50 Å) ning registraatoriks elektronpotentsiomeeter [38, 39] (vt. ka M. Sulevi artiklit käesolevas kogumikus).

H. Niiliski [40] teostatud mõõtmised näitasid, et maisipõllu korral nõrgeneb ja neeldub kõige tugevamini spektri sinine ($\lambda = 0,46 \mu$) ja punane piirkond ($\lambda = 0,67 \mu$). Nendes piirkondades jõuab maisi alla ($L = 6-7 \text{ m}^2/\text{m}^2$) umbes 0,5% põllule langevast kiirgusest. Mõnevõrra väiksem on nõrgenemine spektri rohelises piirkonnas ($\lambda = 0,55 \mu$), kus maapinnani jõuab ca 2% langevast kiirgusest. Kogu FAR-ist jõuab maisi alla maapinnale ca 1,5%. FAR-i nõrgenemise kõver on esitatud joonisel 6, kust selgub, et tema nõrgenemine on märksa suurem kui lühilainelise kiirguse nõrgenemine. FAR-i neeldumine (joon. 6) on eriti intensiivne maisipõllul ülemistes lehtedes. Juba kihis, kus $L = 1,0$, on pool põllule langenud kiirgusest neeldunud. Mais tervikuna aga neelab 90–93% temale langenud FAR-ist. Valemid FAR-i nõrgenemise ja neeldumise jaoks on analoogilised lühilainelise kiirguse jaoks saadutele [41]. Valemites (6) ja (7) muutuvad vaid koefitsientide c_2 ja c_3 väärtused. Valemitena (6) ja (7) FAR-i nõrgenemise aproksimeerimise täpsus on võrdlemisi hea tiheda maisi korral (joon. 6).

Teoreetilised meetodid taimkatte kiirgusrežiimi kirjeldamiseks

Taimeliikide ning liigi piires sortide rohkuse tõttu on tehniliselt võrdlemisi raske saada üldistavaid andmeid üksnes eksperimentaalsel teel. Seepärast on viimasel ajal püütud küsimusele läheneda teoreetiliste meetoditega.

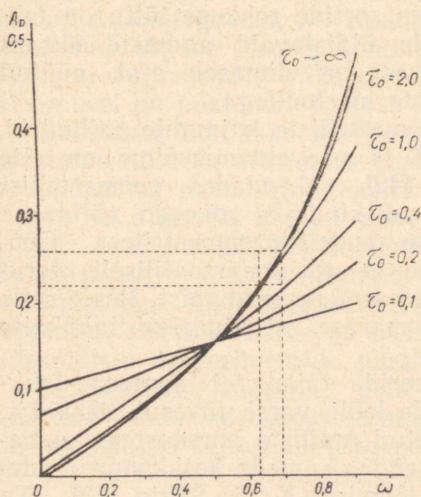
Modelleerides taimkatet geomeetriliste kujundite (silindrid, kerad) abil, millede mõõtmed ja peegeldamisvõime on ette antud, leidis V. G. Kastrov [42], rakendades geomeetrilist optikat, valemid, mis määravad kindlaks albeedo sõltuvuse Päikese kõrgusest ja taimkatte mudeli parameetritest. Geomeetriliste mudelite arvutamine on aga matemaatiliselt keeruline, eriti kui arvestada mitmekordset peegeldumist. Peale selle on ta rakendatav ainult korrapärase struktuuriga taimkatte korral.

Teine võimalus on modelleerida taimkatet sumeda keskkonna kihina, kusjuures taimede lehti, varsi, tüvesid, okkaid jt. koostisosi vaadeldakse kui tuntud optiliste omadustega sumeduselemente. Esmakordselt rakendas sumeda keskkonna mudelit taimkatte albeedo teooria loomisel K. S. Šifrin [43]. Ta

lähtus kiirguse ülekande võrrandist (vt. O. Avaste artikkel käesolevas kogumikus), eeldades, et taime koostisosad on taimkatte kihiga võrreldes väikesed, on paigutatud kaootiliselt, ning lahendas selle võrrandi Schwarzschildi meetodil üles ja alla suunatud kiirgusvoogude jaoks. Lahendid andsid albeedo taimkatte optiliste parameetrite funktsioonina. Üldisem on J. Rossi [44, 45] poolt kiirguse ülekande võrrandile antud lahend, kuna kiirgust vaadeldakse taimkattele meelevaldse nurga all langevana, nii nagu see looduses aset leiab, ning arvestatakse ka keskkonna geomeetrilist struktuuri. Peamisteks lihtsustavateks eeldusteks on nõuded, et aluspind peegeldab ortotroopselt ning hajumisindikaatoris taimkattes on sfääriline. Tulemused annavad albeedo ja läbilaskekoefitsientide sõltuvuse Päikese kõrgusest h_0 , taimkatte optilisest tihedusest τ ning hajutamiskoefitsiendist ω .

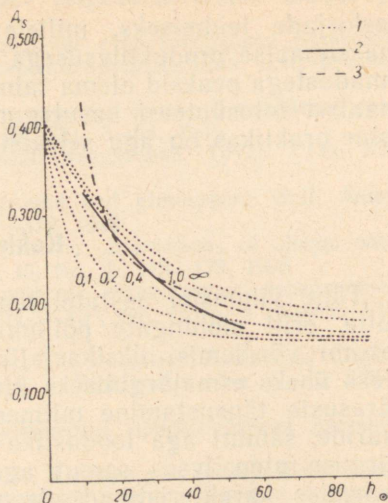
Vaatleme näiteks mõningaid J. Rossi [44] poolt saadud tulemusi. Selgus (joon. 8), et suurte optiliste paksuste korral albeedo enam oluliselt ei sõltu τ -st. Tähendab, et kui taimkate on saavutanud teatava tiheduse, siis edasine biomassi juurdekasv ei muuda oluliselt albeedo suurust. See fakt on kvalitatiivses kooskõlas eespool toodud eksperimentaalsete andmetega, millest nägime, et kui mais oli saavutanud lehepindala 4–5 m²/m², edasine lehepindala juurdekasv enam oluliselt ei mõjutanud kiirgusjaotust taimkattes.

Edasi järgneb, et taimkattes kui sumedast keskkonnas peab hajumine olema keskmiselt kolmekordne. Sellele tulemusele jõuame jällegi, kui vaatleme joonist 8. Eksperimentaalsed andmed [9] näitavad, et tiheda taimkatte korral hajusa kiirguse



Joon. 8. Hajusa kiirguse albeedo A_D sõltuvus suhtelisest hajutamiskoefitsiendist ω taimkatte mitmesuguste optiliste paksuste τ korral, kusjuures aluspinna albeedo $A_0 = 0,15$.

Joon. 9. Päikese otsese kiirguse albeedo A_s sõltuvus Päikese kõrgusest biomassi mitmesuguste optiliste paksuste τ korral: 1 — teoreetilised kõverad, 2 — rohi 40 cm kõrge, 3 — rukis 150 cm kõrge. $\omega = 0,65$; ($A_0 = 0,15$).



albeedo A_D muutub 0,22—0,26 piirides. Sellele vahemikule vastab joonisel 8 ω muutumine 0,63—0,69 piirides (kõver $\tau = \infty$). Seega muutuvad taimkatte hajutavad omadused võrdlemisi väikestes piirides ning neid võib iseloomustada väärtusega $\omega = 0,65$. See tulemus näib esimesel pilgul olevat ebakorrektn, sest arvestades peegeldumiskoeffitsiendi reaalseks väärtuseks $R = 0,20—0,25$ ja läbilaskekoeffitsiendi väärtuseks $T = 0,10—0,15$, saame ühekordse hajutamiskiirguse tulemusena ω väärtuse hoopis väiksema: $\omega = R + T = 0,30—0,40$. Tingituna peegeldumise ja läbilaske selektiivsusest muutub peegeldumise ja läbilaske akti kordsuse kasvuga kiirgus «infrapunaseks» ning seepärast ω ja A_D kasvavad. Selgub, et väärtus $\omega = 0,65$ vastab kolmekordse hajumise juhule. Joonisel 9 on esitatud Päikese otsese kiirguse albeedo A_s sõltuvus Päikese kõrgusest ($A_0 = 0,15$, $\omega = 0,65$) erinevate τ_0 väärtuste korral. Näeme, et tulemused on heas kooskõlas (välja arvatud väikesed h_0 väärtused) eksperimentaalsete andmetega, mis on saadud Tartus rukkipõllu ja rohupinna korral.

Sumeda keskkonna mudelit rakendades arvutati Päikese kõrgus, mille korral päikesepaistelisel päeval $A_s = A_D$. Tulemuseks saadi $h_0 = 38^\circ$, mis on küllalt heas kooskõlas mõõdetud tulemustega $h_0 = 40—43^\circ$ [9].

Kvalitatiivne kooskõla teoreetiliste tulemuste ja eksperimentaalsete andmete vahel annab tunnistust sumeda keskkonna mudeli rakendatavuse kohta taimkatte kiirgusrežiimi üldiseks kirjeldamiseks. Täiendamise, lihtsustamise ja konkre-tiseerimise teel on võimalik teoreetilisi meetodeid rakendada

eeskirjade leidmiseks, millele peavad vastama optimaalsed maksimaalse produktiivsusega külvid, millise kuju ja optiliste omadustega peaksid olema taimed, et tagada kultuuride maksimaalset fotosünteesi kasutegurit. Nende eeskirjade realiseerimine praktikas on aga selektsionäärade ülesanne.

Kokkuvõte

Tänu viimastel aastatel teostatud uurimistöödele on taimkatte, eriti mõningate põllumajanduslike kultuuride kiirgusrežiimi võrdlemisi üksikasjalikult tundma õpitud. Edaspidi oleks üheks esmajärguliseks ülesandeks kiirgusrežiimi seaduspärasuste täpsustamine mitmesuguste põllumajanduslike kultuuride, samuti aga looduslike taimekoosluste korral. Päikese kiirguse intensiivsus, samuti aga kiirguse peegeldumise ja nõrgenemise karakteristikud olenevad taimkatte korral Päikese kõrgusest. Päikese maksimaalne kõrgus ja päeva pikkus aga sõltuvad geograafilisest laiusest. Seega tuleb taimkatte kiirgusrežiimi karakteristikute mõõtmise tulemusi senisest enam üldistada geograafilises lõikes. Suuremat tähelepanu tuleks pöörata ka taimkatte fotosünteesi ja produktiivsuse seostamisele kiirgusrežiimiga. See eeldab muidugi fotosünteesialaste vastavasuunaliste uurimistööde paralleelset arendamist.

KIRJANDUS

1. Берлянд Т. Г., Распределение солнечной радиации на континентах. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
2. Барашкова Е. П., Гаевский В. Л., Дьяченко Л. Н., Лугина К. М., Пивоварова З. И., Радиационный режим территории СССР. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
3. Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца. Гидрометеиздат, Л., 1954.
4. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С., Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 3, 23—71, 1962.
5. Молдау Х., Росс Ю., Тооминг Х., Ундла И., Географическое распределение фотосинтетически активной радиации (ФАР) на территории Европейской части СССР. В сб.: Фотосинтез и вопросы продуктивности растений. М., 1963.
6. Янишевский Ю. Д., Актинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеиздат, Л., 1957.
7. Росс Ю. К., Некоторые вопросы измерений коротковолновой радиации на поверхности Земли. Диссертация, Тарту, 1956.
8. Будыко М. И., Тепловой баланс земной поверхности. Гидрометеиздат, Л., 1956.
9. Тооминг Х., Дневные и сезонные изменения альбедо некоторых естественных поверхностей Эстонской ССР. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 115—163, 1960.

10. Tooming, H., Looduslike pindade peegeldamisvõimest. Loodus ja matemaatika II, 5—25, 1960.
11. Тооминг Х., Отражение и поглощение коротковолновой солнечной радиации некоторыми естественными поверхностями. Диссертация, Тарту, 1961.
12. Берлянд Т. Г. Радиационный и тепловой баланс Европейской территории СССР. Труды ГГО, 10 (72), 3—68, 1948.
13. Гаевский В. Л. Альbedo больших территорий. Труды ГГО, 109, 61—75, 1961.
14. Fritz, S., The albedo of the ground and atmosphere. Bull. Amer. Meteorol. Soc., 29, No. 6, 303—312, 1948.
15. Kuhn, P. M., Suomi, V. E., Airborne observations of albedo with a beam reflector. J. Meteorol., 15, No. 2, 172—179, 1958.
16. Ярославцев И. Н., Отраженная от естественных поверхностей радиация в Ташкенте. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., XII, № 6, 523—530, 1948.
17. Ashling, H. S., Nielsen, B. F., The Radiation Balance at Copenhagen. Arch. Meteorol., Geophys. u. Bioklimatol., Ser. B, 10, 342—358, 1960.
18. Шульгин И. А., Морфофизиологические приспособления растений к свету. Изд. МГУ, 1963.
19. Шульгин И. А., Молдау Х. А., К вопросу о спектральных коэффициентах яркости листьев растений в естественном и поляризованном свете. ДАН СССР, 162, № 6, 1430—1433, 1965.
20. Кондратьев К. Я., Спектральное альbedo естественных подстилающих поверхностей. Meteorol. и гидрология, № 5, 46—53, 1960.
21. Ashburn, E. V., Weldon, R. G., Spectral diffuse reflectance of desert surfaces. J. Opt. Soc. America, 46 (8), 583—586, 1956.
22. Нийлск Х. И., Спектральный радиационный режим некоторых посевов сельскохозяйственных культур в фотосинтетически активной области спектра. Диссертация, Тарту, 1964.
23. Лопухин Е. А., К вопросу о роли радиации в жизнедеятельности хлопчатника. Тр. Ташкентск. геофиз. обсерв. 3, 14—37, 1948.
24. Лопухин Е. А., К вопросу о радиационном режиме хлопчатника. Изв. АН СССР, сер. геофиз. и геогр. XVI, № 3, 260—266, 1950.
25. Росс Ю. К., О коротковолновом радиационном режиме поверхности, покрытой растительностью. Научн. сообщ. Ин-та геол. и геогр. АН Лит. ССР, геофиз. и климат., 5, 41—60, 1957.
26. Тооминг Х., Некоторые вопросы распределения суммарной радиации внутри растительного покрова. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 1, 83—107, 1959.
27. Tooming, H., Päikese kiirguse peegeldumine ja neeldumine taimkattes. Kogumik: Vabariiklik konverents taimefüsioloogia ja -geneetika alal, 116—136, Tallinn, 1963.
28. Тооминг Х., Росс Ю., Радиационный режим посева кукурузы по ярусам и описывающие его приближенные формулы. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 63—80, 1964.
29. Кудрявцева А. А., Отражение, поглощение и проникновение солнечной радиации в травостое с.-х. растений, Доклады ВАСХНИЛ, вып. 2, 1940.
30. Sauberer, F., Härtel, O., Pflanze und Strahlung. Leipzig, 1959.
31. Seybold, A., Über den Lichtgenuss der Sonnen und Schattenpflanzen. Ber. Dtsch. bot. Ges., 52, 493, 1934.
32. Egle, K., Zur Kenntnis des Lichtfeldes der Pflanze und der Blattfarbstoffe. Planta, 26, Nr. 4, 546—583, 1937.
33. Ничипорович А. А., Строгонова Л. Е., Чмора С. Н., Власова М. П., Фотосинтетическая деятельность растений в посевах. Изд-во АН СССР, М., 1961.

34. Saeki, T., Interrelationships between leaf amount light distribution and total photosynthesis in a plant community. The Bot. Magazine, Tokyo, 73, No. 860, 55—63, 1960.
35. Ross, J., Päikese kiirgus, fotosüntees ja suured saagid. Käesolev kogumik, lk. 130—142.
36. Иванов Л. А., Свет и влага в жизни наших древесных пород. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1946.
37. Saubereger, F., Zur Kenntnis der Strahlungsverhältnisse in Pflanzenbeständen. Bioklimatol. Beibl. Meteorol. Z., Nr. 4, 145—155, 1937.
38. Нийлиск Х., Спектрофотометр для измерения спектральных потоков внутри посева. Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и техн. наук, № 2, 528—533, 1965.
39. Лайск А., Спектрофотометр для детального исследования радиационного поля в посевах. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 1964.
40. Нийлиск Херберт, Спектральный радиационный режим посева кукурузы и расчет фотосинтетически активной радиации (ФАР). Изв. АН ЭССР, сер. физ.-матем. и техн. наук, № 3, 177—191, 1964.
41. Тооминг Х., Приближенный метод определения ослабления и отражения ФАР и ближней инфракрасной радиации в посевах по измерениям интегральной радиации. В сб.: Фотосинтезирующие системы высокой продуктивности, Изд-во «Наука», М., 1966.
42. Кастров В. Г. К вопросу о дневном ходе альбедо земной поверхности. Труды ЦАО, № 14, 12—22, 1965.
43. Шифрин К. С., К теории альбедо. Труды ГГО, № 39 (101), 244—257, 1953.
44. Росс Ю. К., К теории альбедо растительного покрова. Научн. сообщ. Ин-та геол. и геогр. АН Лит. ССР, XIII, 151—165, 1962.
45. Росс Ю., Нильсон Т., К теории радиационного режима растительного покрова. Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 42—64, 1963.

Х. Тооминг

*Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР*

Солнечная радиация и растительность

Резюме

В статье дается обзор исследований радиационного режима растительного покрова. Кроме того, приводятся результаты, полученные при исследовании этой проблемы в секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН Эстонской ССР.

H. Tooming

*Institute of Physics and Astronomy of the
Academy of Sciences of the Estonian SSR*

Solar Radiation and Plant Cover

Summary

The investigations of the radiation regime in the plant cover are reviewed. Moreover, there are presented the results obtained in relevant researches carried out at the Atmospheric Physics Laboratory of the Institute of Physics and Astronomy of the Estonian Academy of Sciences.

Päikese kiirgus, fotosüntees ja suured saagid

URO tootluskomisjoni andmeil nälgis 1965. aastal maailmas 400 miljonit inimest; ligemale pooled maakera elanikest ei saanud küllaldaselt toitu. Seega tootlusküsimus on ja jääb 20. sajandi üheks põhiprobleemiks hoolimata teaduse ja tehnika erakordsetest edusammudest.

Meie partei ja valitsus osutavad pidevalt suurt tähelepanu maa toiduvarude täiendamisele, eriti põllumajandussaaduste tootmise suurendamisele, kusjuures viimasel ajal on peamise tähelepanu all tootmise suurendamine põldude väetamise, niisutamise ja maaparanduse abil.

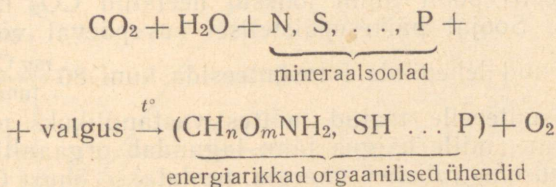
Võrreldes eesrindlike kapitalistlike riikidega on Nõukogude Liidus hektarisaagid veel liiga väikesed. Lähemas tulevikus jääb meie peaülesandeks agrotehnika parandamise ning põldude intensiivse väetamise abil suurendada hektarisaake 2—3 korda. See oleks meie põllumajandusele muidugi suur võit. Kuid arvestades maakera elanike arvu praegust kiiret kasvu, osutub saakide suurendamine 2—3 korda ikkagi veel mittepiisavaks ja ka kaugemas tulevikus tuleb teadusel tegelda põllukultuuride saagikuse tõstmise küsimustega. Sellega seoses tekib küsimus, kas on võimalik saagikust tõsta ka siis, kui põllud saavad väetist piisavalt ja kui agrotehnika tase on selline, nagu praegu vabariigi eesrindlikes majandis? Teadus vastab sellele jaatavalt, kuid tee selle juurde ei ole kerge ning on suurel määral seotud nende keeruliste bioloogiliste protsesside kompleksi tundmaõppimise ja ärakasutamisega, mida tuntakse taimede fotosünteesi ja kasvu nimetuse all.

Mis on fotosüntees? Sellele küsimusele ei suuda tänapäeva teadus veel lõplikku vastust anda, hoolimata sellest et viimastel aastakümnetel on siin tehtud väga suuri edusamme. Kuid võib öelda, et me seisame fotosünteesi saladuste lõplikule mõistmisele väga lähedal. Võib-olla toimub see juba lähema aastakümne jooksul?

Tänapäeval on teada fotosünteesi kohta järgmist.

1. Fotosüntees on väga keeruliste biokeemiliste reaktsioonide tsükkel (võib-olla on olemas isegi mitu sõltumatut tsükli), mis on omane ainult taimedele ja mille käigus lehtede abil neelatud süsihappegaasist, juurte abil mullast saadud

veest ja mineraalsooladest moodustatakse energiarikkad orgaanilised ühendid. Need fotosünteesi esmased produktid ongi ehituskivid, milledest on üles ehitatud kogu taime- ja loomariik. Ligikaudu võiks fotosünteesi kujutada järgmise keemilise skeemi abil:



2. Peamised fotosünteesivad taimeosad on lehed, mõningal määral toimub fotosüntees ka vartes, kõrtes, vetikates jne.

3. Fotosünteesi protsesside käigushoidmiseks on vajalik rea pigmentide-katalüsaatorite olemasolu, milledest tähtsaim on klorofüll, mis annab taimedele rohelist värvu.

4. Fotosünteesi käigushoidmiseks ning energiavaestest anorgaanilistest ühenditest energiarikaste orgaaniliste ühendite tootmiseks kulub energiat. Selleks energiaks on Päikese kiirgus, mille peamiseks neelajaks on taimelehed. Fotosüntees on ainuke teadaolev praktilise tähtsusega protsess, mille käigus Päikese kiirgusenergia talletatakse taimedes nendesse orgaanilistesse ainetesse, mis on vajalikud toiduks nii inimestele kui loomadele.

5. Tuleb rõhutada veel fotosünteesi ühte aspekti. Fotosünteesi käigus vabaneb molekulaarne hapnik O_2 , mis satub õhku. Seega fotosünteesi protsessil on ka tähtis õhupuhastamise funktsioon — ta kõrvaldab õhust süsihappegaasi ja varustab õhku hingamiseks vajaliku hapnikuga.

6. Huvitav on märkida, et fotosünteesi protsessis käitub loodus pillavalt, sest

a) kogu taimestikule langenud Päikese kiirgusest talletatakse fotosünteesi käigus ainult 0,5—3%, kuna ülejäänud kiirgusenergia kulub peamiselt vee pumpamiseks läbi taimede, s. o. transpiratsiooniks;

b) kogu taimestikust läbikäinud veest talletub ainult 13%, kuna ülejäänud vesi aurub läbi lehtede õhku.

7. Selleks et nisusaak ühelt hektarilt oleks 35 ts, peab põld kasvuperioodi vältel

a) neelama 2 milj. kcal päikeseenergiat, mis võrdub Narva hüdroelektrijaama poolt 16 tunni jooksul toodetud energiaga;

b) õhust neelama 20 tonni CO_2 ;

c) taimedest läbi pumpama 3400 tonni vett, kusjuures 16 tonni sellest veest lagundatakse fotokeemilisel teel molekulaarseks hapnikuks ja vesinikuks; seejuures tek-

kinud 15 tonni hapnikku eraldub õhku, kuna üks tonn vesinikku kasutatakse orgaaniliste ainete loomiseks;

d) mullast omastama 150 kg lämmastikku, 40 kg fosforit, sama palju väävlit ja 600 kg muid mineraalsooli.

8. Lehe fotosünteesi intensiivsuse mõõduks on lehe ühe ruutdetsimeetri poolt tunni jooksul neelatud CO_2 hulk milligrammides. Soojal päikesepaistelisel suvepäeval võib 1 dm²

hästi arenenud lehepinda fotosünteesida kuni $80 \frac{\text{mg CO}_2}{\text{tunnis}}$.

9. Fotosünteesile teatud mõttes vastandlikuks protsessiks on hingamine, mille käigus taim lagundab orgaanilisi aineid. Selle tulemusena vabaneb energia, neelatakse õhust O_2 ja saadetakse õhku tagasi CO_2 . Hingamise biokeemiliste protsesside tsükli kohta on meie teadmised tagasihoidlikumad, võrreldes fotosünteesiga. Hingamine moodustab taime summaarsest fotosünteesist ca 10—25%, kuid erinevalt fotosünteesist toimub hingamine ka pimedas. Hingavad kõik taimeosad, kaasa arvatud juurestik, samal ajal kui fotosüntees toimub peamiselt lehtedes. Seega orgaanilise aine juurdekasv taimedes toimub kahe protsessi — fotosünteesi ja hingamise tagajärjel ja on võrdeline taime süsihappegaasi vahetusega. Järelikult võib kirjutada:

süsihappegaasi vahetus = fotosüntees — hingamine.

Fotosünteesi intensiivsus oleneb paljudest teguritest, mis võiks jagada kahte rühma: hüdrometeoroloogilised tegurid ja bioloogilis-keemilised tegurid.

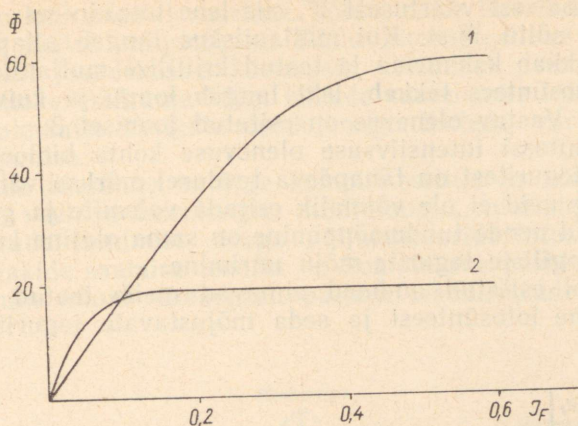
Esimesse rühma kuuluvad eelkõige Päikese kiirgus, CO_2 kontsentratsioon õhus, temperatuur, lehe veerežiim jne. Teise rühma kuuluvad mineraalse toitumise tase, lehe fotosünteesilise aparadi aktiivsus, liikide ja sortide bioloogilised iseärasused jne.

Üheks olulisemaks väliskeskkonna teguriks, mis määrab lehe fotosünteesi intensiivsuse, on lehes neeldunud fotosünteesiliselt aktiivse kiirguse (FAR) intensiivsus I_F . Fotosünteesiliselt aktiivseks kiirguseks nimetatakse seda osa Päikese ja taeva kiirgusest, mis asub spektri lainepikkuste vahemikus 0,38—0,7 μ . Kogu kiirgusest moodustab FAR umbes poole. Roheline leht neelab pealelängenud FAR-ist ära 85—90%.

Fotosünteesi intensiivsuse Φ ja FAR-i intensiivsuse I_F vaheline seos on mittelineaarne ja väljendatakse valemiga

$$\Phi = \frac{a_1 I_F}{1 + b_1 I_F}.$$

Koefitsientide suhet $\frac{a_1}{b_1}$ nimetatakse lehe fotosünteesi platooks ja see määrab ära fotosünteesi intensiivsuse suurte kiir-



Joon. 1. Taimlehtede fotosünteesi valguskõverad:
1 — fotosünteesiliselt aktiivne, 2 — fotosünteesili-
selt väheaktiivne.

guste puhul. Koefitsient a_1 iseloomustab fotosünteesi elemen-
taarakti kvantsaagist. Mida suuremad on a_1 ja $\frac{a_1}{b_1}$ väärtused,
seda paremini leht fotosünteesib.

Joonisel 1 on toodud kahe lehe — fotosünteesiliselt aktiivse
(1) ja väheaktiivse (2) — fotosünteesi valguskõverad, mis
näitavad, et samades tingimustes võib erinevate taimlehtede
fotosüntees oluliselt erineda.

Analoogiliselt mõjub lehe fotosünteesi intensiivsusele süsi-
happegaasi kontsentratsioon õhus (C). Vastav olenevus esi-
tatakse valemiga

$$a_1 = \frac{a_2 C}{1 + b_2 C}$$

ja on kujutatud joonisel 2.

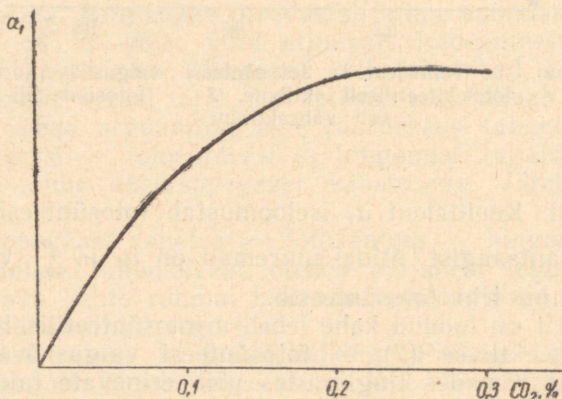
Kuna looduslikus õhus CO_2 kontsentratsioon kõigub
0,01—0,05% piirides, siis võib pidada Φ olenevust C -st ligi-
kaudu võrdeliseks.

Keerulisem on fotosünteesi olenevus lehe temperatuurist.
Fotosüntees algab 0—10°C vahel, olenevalt taimeliigist, ja
intensiivistub temperatuuri tõustes, saavutab maksimumi tem-
peratuurivahemikus 20—35°C ja langeb kiiresti nullini, kui
temperatuur tõuseb 45—60°C-ni. Fotosünteesi olenevust vee-
režiimist iseloomustatakse mullaniiskuse W kaudu, olgugi et
see pole päris täpne. Kui mullaniiskuse ei lange allapoole tea-

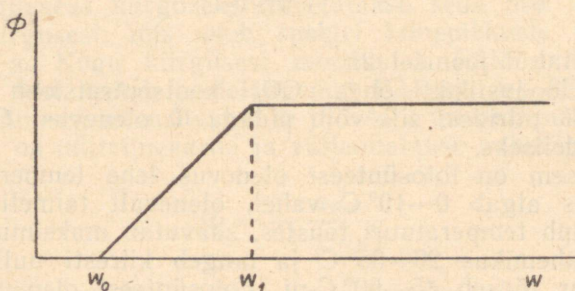
tud optimaalsest väärtusest W , siis lehe fotosünteesi intensiivsus Φ ei sõltu W -st. Kui mullaniiskus langeb allapoole W_1 , siis Φ hakkab kahanema ja teatud kriitilise mullaniiskuse W_0 juures fotosüntees lakkab, leht langeb longu ja kuivab põua tõttu ära. Vastav olenevus on esitatud joonisel 3.

Fotosünteesi intensiivsuse olenevuse kohta bioloogilis-keemilistest teguritest on tänapäeva teadusel märksa vähem andmeid ning neid ei ole võimalik esitada valemite ja graafikute kujul. Kuid nende tundmaõppimine on sama oluline kui hüdro-meteoroloogiliste tegurite mõju uurimine.

Eespool esitatud andmed annavad meile teatud ülevaate üksiku lehe fotosünteesi ja seda mõjustavate tegurite kohta.



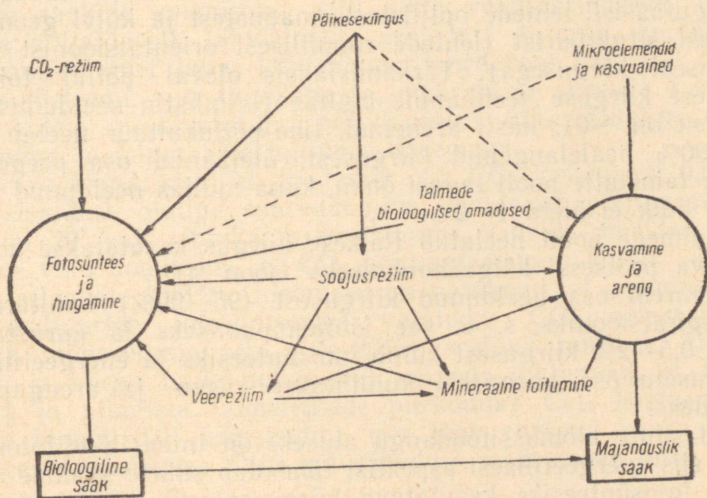
Joon. 2. Taimelehe fotosünteesi intensiivsuse olenevus süsihappegaasi kontsentratsioonist õhus.



Joon. 3. Taimelehe fotosünteesi intensiivsuse olenevus mullaniiskusest.

Fotosünteesi uurimine muutub veelgi keerulisemaks, kui me üksiku lehe asemel vaatleme põldu, mille ühel hektaril taimede arv ulatub miljonitesse. Põllu fotosünteesilise tegevuse ja biomassi juurdekasvu küsimuste uurimisel peame mingil moel kindlaks määrama kõigi lehtede summaarse fotosünteesi, samuti taimkatte üksikute osade, nagu lehtede, varte, juurte jne. hingamise.

Viimane ülesanne on õige komplitseeritud ja nõuab peale bioloogia veel meteoroloogia, hüdroloogia, mullateaduse jt. teadusharude tundmist. Seega põllukultuuride fotosüntees ja suurte saakide saamise teooria on kompleksne probleem, mille lahendamine nõuab üheaegselt paljude teadusharude rakendamist.



Joon. 4. Fotosünteesi mõjufaktorite vastastikuse toime ja saagi kujunemise skeem.

Probleemi olemuse paremaks esiletoomiseks vaatleme skeemi (joon. 4), kus on esitatud peamised mõjufaktorid ja nendevahelised seosed, mis määravad ära saagi tekkimise.

Selle skeemi kohaselt kujuneb majanduslik saak kahe bioloogiliste protsesside tsükli, ühest küljest fotosünteesi ja hingamise ning teisest küljest kasvamise ja arengu tulemusena. Fotosünteesi ja hingamisprotsesside resultaat määrab ära taimede poolt loodud biomassi hulga, s. o. bioloogilise saagi, kuna kasvu- ja arenguprotsessid määravad taimede kogu bioloogilise arengutsükli iseloomu ning sealhulgas ka selle, kui suur osa bioloogilisest saagist muutub majanduslikuks.

Seega suurte saakide saamise teooria põhiülesanne seisab selles, et neid kahte tsüklit reguleerida ja tulevikus üha enam juhtida kogu vegetatsiooniperioodi vältel selliselt, et lõpptulemuseks oleks suur majanduslik saak. Bioloogiliste protsesside keerukuse tõttu on tänapäeva teadus selle ülesande lahendamisest veel õige kaugel, hoolimata üksikutes lõikudes saavutatud headest tulemustest.

Nõukogude Liidus on suurte saakide saamise teooria põhi-probleemidega tegelnud prof. A. A. Nitšiporovitš; intensiivselt tegelevad küsimusega jaapani, austraalia, hollandi ja inglise teadlased.

Vaatleme lähemalt joonisel 4 esitatud skeemi. Energiaallikaks joonisel 4 kujutatud protsessidele on Päikese kiirgus, mille neelamine põllukultuuri poolt sõltub külvi tihedusest, arengufaasist, lehtede optilistest omadustest ja külvi geomeetrisest struktuurist (lehtede ruumilisest orientatsioonist ning jaotusest kõrgusega). Tärkamisfaasis oleval põllul toimub Päikese kiirguse neeldumine mullas (taimkatte neeldumiskoeffitsient on ~ 0); hästi arenenud, tihe põllukultuur neelab aga 80—90% pealelangenud kiirgusest, ülejäänud osa peegeldatakse taimkatte poolt tagasi õhku, kuna mullas neeldunud kiirguse hulk ei ületa 1—2%.

Taimede poolt neelatud Päikese kiirgus kasutatakse kolme erineva protsessi käigushoidmiseks (joon. 4).

Suurem osa neeldunud kiirgusest (95—99%) kulutatakse transpiratsiooniks, s. o. vee läbipumpamiseks ja aurustamiseks; 0,5—2% kiirgusest kulub fotosünteesiks ja energeetiliselt tähtsusetu osa kiirgusest kulutatakse kasvu- ja arenguprotsessideks.

Et suure biomassitoodangu aluseks on intensiivne fotosüntees, siis energeetilisest aspektist tähendab suurte saakide saamine fotosünteesiks kasutatava kiirgusenergia osa suurendamist, s. o. kiirguse fotosünteesilise kasuteguri tõstmist. Seejuures tulevad kõne alla kaks teed. Esimene tee seisab fotosünteesiva pindala, eeskätt lehtede pindala suurendamises, selleks et maapinnale langevat Päikese kiirgust võimalikult pika aja vältel paremini kinni püüda. Kuid seda teed mööda ei saa minna liiga kaugele, sest väga suure külvitiheduse puhul hakkavad lehed üksteist varjama. Peale selle suurenevad paralleelselt lehtede pindalaga hingamine ja transpiratsioon kogu põllukultuuri kohta tervikuna ja lehepindala liigne suurendamine võib anda vastupidise efekti. Palju kiirgusenergiat läheb kaduma põllukultuuri arengu algperioodil, kui üldine lehepindala on väike. Seetõttu on kiirguse neeldumiskoeffitsiendi tõstmisel suure tähtsusega lehepinna kasvugraafikute reguleerimise katsed.

Teine, põhimõtteliselt perspektiivsem, kuid ühtlasi raskem

tee seisneb lehe fotosünteesiva aparaadi aktiivsuse tõstmises, tema kiirgusliku kasuteguri suurendamises. See tee eeldab aga lehe fotosünteesi mehhanismi põhjalikku tundmist ja selle lõplik lahendamine on tuleviku ülesanne. Sordiareetuse, väetiste ning mikroelementide ja kasvustimulaatorite abil on siin juba teatud tulemusi saavutatud.

Prof. A. Nitšiporovitši arvates on tulevikus põhimõtteliselt võimalik, oskuslikult mõlemat eelmainitud teed kasutades, tõsta kiirguse fotosünteesiline kasutegur 0,5—1 protsendilt 3—5 protsendini. Selle tulemuse saavutamiseks tuleb põhjalikult tunda kõiki joonisel 4 esitatud mõjufaktoreid ja nende reguleerimist ning teed selleks on erinevates looduslikes tingimustes kahtlemata erinevad.

Kui piisav kiirgusenergia loob energeetilise potentsiaali suurte saakide saamiseks, siis selle realiseerimiseks peab olema küllaldaselt lähteaineid, milledest taimed suudaksid orgaanilist ainet luua. Lähteainete juurdevool biomassi tootvasse süsteemi, s. o. taimkattes, määratakse skeemis 4 kindlaks kolme mõjufaktoriga: põllukultuuri CO₂-režiimiga, vee-režiimiga ja mineraalse toitumise tasemega.

Nagu teada, sisaldab looduslik õhk CO₂ keskmiselt 0,03%. CO₂-sisalduse oluline suurendamine laialdastel põllumassiividel on 20. saj. tehnika taseme juures vaevalt mõeldav. Me saame vaid hoolitseda, et CO₂ kontsentratsioon külvis ei langeks allapoole 0,03%. Uurimised on näidanud, et peamine osa põllukultuuride fotosünteesiks vajalikku CO₂ omastatakse õhust, mõnesugune osa (10—20%) eraldub mullast. Tiheda külvi ja nõrga tuule puhul võib esineda juhtumeid, et keskmiste ja alumiste taimelehtede piirkonnas CO₂ kontsentratsioon langeb 0,01 protsendini, mis toob enesega kaasa fotosünteesi kahanemise. Õige külvitiheduse määramisel tuleb seda arvesse võtta.

Väga tähtsaks teguriks suurte saakide saamisel on põllukultuuride piisav varustamine veega, seda eriti Nõukogude Liidu kesk- ja lõunarajoonides, kus põldude veerežiim on kõige tähtsamaks saagikuse tõstmise probleemiks. Ka Eesti tingimustes on veerežiimil teatud tähtsus, sest mai- ja juunikuus kannatavad siin põllukultuurid küllalt sageli põua käes, kuna augusti- ja septembrikuus võib esineda liigniiskust. Nagu joonisel 4 nähtub, on veerežiim seotud soojusrežiimi kaudu Päikese kiirgusega, kusjuures kogu vegetatsiooniperioodil põllupoolt ärakulutatud vee hulga määrab peamiselt põllule langenud kiirgusenergia hulk. Seega lõunarajoonides, kus Päikese kiirgust on enam, on ka põldude veevajadus suurem.

Veepuudus mõjub takistavalt nii fotosünteesile kui ka kasvu- ja arenguprotsessidele ning halvemal juhul võib põhjustada põllukultuuri hävimise. Samuti avaldab veerežiim

mõju mineraalsele toitumisele, sest põua puhul kahaneb märgatavalt väetiste efektiivsus.

Oluliseks eelduseks suurte saakide saamisel on vajalike mineraalsoolade ja muude toitainete olemasolu mullas taimedele kättesaadaval kujul, s. o. mineraalse toitumise tase. Ühe või teise aine puudumine võib avaldada pidurdavat mõju nii fotosünteesile kui ka kasvu- ja arenguprotsessidele. Kahjuks ei ole tänapäeva teadusel veel küllaldast ülevaadet ühe või teise aine mõju konkreetsest mehhanismist ja uurimistöö on empirismi tasemel. Et aga mineraalne toitumine on üks selliseid mõjufaktoreid, mis allub hästi reguleerimisele, siis suurte saakide teoorias on väetuse küsimusel suur tähtsus. Seni vaadeldud neli mõjufaktorit — kiirgus-, vee-, CO_2 - ja mineraalse toitumise režiim — määravad ära, piltlikult öeldes, süsteemi varustamise olukorra ja potentsiaalsed võimalused süsteemi tööks. Nende võimaluste ärakasutamine sõltub põllukultuuri kui keerulise fotosünteesiva ja areneva süsteemi töö efektiivsusest ja õigest rütmist ning määratakse ära liikide ja sortide bioloogiliste omaduste ja iseärasustega. Sordiaretuse üheks eesmärgiks ongi kõrge fotosünteesilise aktiivsusega sortide aretamine, millede kasv ja areng kõige paremini vastaksid antud piirkonna keskmistele kliimatilistele tingimustele. Mõnesugusel määral aitab kasvu ja arengut mõjutada ka mikroelementide ja kasvuainete kasutamine.

Taimkatte kui fotosünteesiva ja areneva süsteemi töö intensiivsus ja toodang sõltuvad oluliselt süsteemi soojusrežiimist, s. o. taimede, eeskätt lehtede temperatuurist. Viimane avaldab otsest mõju nii fotosünteesile ja hingamisele kui ka kasvu- ja arenguprotsessidele, sest biokeemiliste reaktsioonide intensiivsus suureneb temperatuuri tõusuga. Lehe temperatuur määratakse tema soojusbilansiga. Peamiseks soojusallikaks on lehes neeldunud Päikese ja taeva kiirgusenergia. Mõnesugusel määral kaotab leht soojust infrapunase kiirguse vahetuse teel atmosfääriga, kuna suurem osa soojusest kulub transpiratsiooniks. Kui õhuniiskus on väike ja taimedes vett piisavalt, siis on transpiratsioon niivõrd intensiivne, et Päikese kiirgusest üksi ei jätku. Lehe temperatuur langeb $1-2^\circ\text{C}$ võrra madalamale õhu temperatuurist ja leht saab õhust soojust juurde turbulentse soojusvahetuse teel. Kirjeldatud olek on tüüpiline Kesk-Aasia niisutatavatel põldudel. Eesti tingimustes on suurema õhuniiskuse ja nõrgema kiirguse tõttu transpiratsioon väiksem, mistõttu lehe temperatuur on õhu temperatuuriga võrdne või veidi kõrgem sellest. Põuastes stepirajoonides jääb soojust lehes üle, mistõttu lehe temperatuur tõuseb tunduvalt kõrgemale õhu temperatuurist ja soojuse ülejääk antakse ära õhku turbulentse soojusvahetuse teel.

Nagu esitatust nähtub, jälgib lehe temperatuur õhu tem-

peratuuri. Erinevused viimasest on määratud väliskeskkonna tingimuste mitmesuguste kombinatsioonidega, eeskätt veerežiimiga.

Seega tuleb suurte saakide teooria loomisel arvestada paljude erinevate tegurite koosmõju. Küsimuse muudab veelgi keerulisemaks asjaolu, et mitmed mõjufaktorid, eriti kiirgusrežiim, on ajaliselt väga muutlikud ning omavad teatud ööpäevast ja sesoonset käiku. Seega optimaalsed seosed, mis on välja töötatud suurte saakide saamiseks antud piirkonna keskmiste kliimaatiliste tingimuste jaoks, võivad üksikutel aastatel varieeruda õige suurel määral ja on paratamatult seotud pikaajaliste prognoosidega ilmade kohta.

Probleemi keerukus ja põhjalikum tutvumine skeemiga (joon. 4) viivad mõttele vaadelda kogu suurte saakide formeerumise protsessi teatud matemaatilise mudelina, mille abil oleks võimalik sobivaid taimede omadusi ja agrotehnilisi võtteid ette arvutada elektronarvutusmasina abil. Vastava matemaatilise mudeli loomine eeldab, et mõjufaktorite omavaheline toime ning seos fotosünteesi ja kasvuprotsessidega oleksid avaldatavad matemaatiliste seoste abil. Enam või vähem rahuldavalt on see praegu võimalik kiirgusrežiimi, CO_2 -režiimi, veerežiimi ja temperatuurirežiimi puhul, toetudes eespool toodud seaduspärasustele üksiku lehe fotosünteesi ja hingamise kohta. Väga raske on matemaatiliselt esitada mineraalse toitumise ja bioloogilis-keemiliste mõjufaktorite osa.

Sellise matemaatilise mudeli loomine lubaks, esiteks, kvantitatiivselt hinnata ühe või teise mõjufaktori osatähtsust saagi formeerumise käigus ja, teiseks, läbi viia teoreetilisi eksperimente ka selliste tingimuste puhul, mis looduses praegu ei esine. Nende eksperimentide tulemusena saaks teoreetiliselt ära määrata need arengusuunad, mida mööda sordiaretustöö peab suurte saakide saamisel kulgema, samuti oleks võimalik ette ära määrata vajalikud agrotehnilised abinõud ja hinnata nende efektiivsust. Kui see õnnestuks, siis oleks tehtud suur samm põllumaianduse viimisel tõeliselt teaduslikele alustele.

Ülalesitatust selgub, et suurte saakide teooria loomisel tuleb kõigepealt tähelepanu pöörata järgmistele ülesannetele:

- 1) põhjalikult tundma õnnida fotosünteesi ja kasvuprotsessi määravate mõjufaktorite vastastikuseid seoseid erinevates kliimatingimustes;
- 2) mõjufaktorite hulga üle leida kõige enam inimese mõjustamisele alluvad tegurid;
- 3) nende tegurite muutmisega mõjustada protsessi dünaamikat niiviisi, et maksimaalselt saaksid ära kasutatud olemasolevad looduslikud tingimused kogu põllu intensiivseks fotosünteesiks ja suurte saakide saamiseks.

Eespool esitatud skeemi analüüs näitab, et kergemini allu-

vad inimese vahelesegamisele mineraalne toitumine, veerežiim, mikroelementide ja kasvuainete kasutamine ja mõnesugusel määral ka taimede bioloogilised omadused.

Nende mõjutegurite ja fotosünteesi vaheliste seoste uurimine on kaasajal väga aktuaalne.

Teisest küljest on üheks oluliseks fotosünteesi mõjustavaks teguriks Päikese kiirgus. Paraku ei ole kaasaja teaduse võimuses vegetatsiooniperioodi vältel põllule langeva kiirgushulga muutmine. Küll on aga võimalik langevat kiirgust paremini ära kasutada. Nagu öeldud, kasutavad põllukultuurid Päikese kiirgust fotosünteesiks võrdlemisi halvasti, ainult 0,5—2%, mis on mõnikümmend korda vähem teoreetilisest piirist. Seega näib, et siin peituvad suured võimalused.

Prof. Nitsiporovitši arvates tuleb ülesande lahendamiseks teha järgmist:

- 1) geneetika ja selektsiooni, samuti kasvuainete ja mikroelementide kasutamise teel suurendada lehtede fotosünteesilise aparadi aktiivsust ja aretada välja sellised sordid, millede kasvudünaamika paremini vastaks antud maakoha kliimaatilistele tingimustele;

- 2) reguleerida põllu niiskusrežiimi ja mineraalset toitumist selliselt, et see tagaks intensiivse fotosünteesi ja vajaliku kasvudünaamika;

- 3) reguleerida põllutaimede geomeetrilist struktuuri ja optilisi omadusi selliselt, et taimelehed neelaksid Päikese kiirgust optimaalselt ja kasutaksid seda maksimaalse kasuteguriga.

Püstitatud ülesanne on väga ulatuslik ja kompleksne ja nõuab paljude teadusharude, nagu bioloogia, agronoomia, meteoroloogia, füüsika ja matemaatika koostööd.

Fotosünteesi probleemid on NSV Liidus arvatud tähtsamate teaduslike probleemide hulka; sellealase uurimistöö juhtimiseks ja koordineerimiseks on loodud NSVL TA Presiidiumi juures eriline Fotosünteesi Teaduslik Nõukogu, mille esimeheks on prof. A. Nitsiporovitš, aseesimeheks NSVL TA korrespondentliige A. Krasnovski. Eestis koordineerib tööd ENSV TA Presiidiumi juures asuv Fotosünteesi Komisjon, mille esimeheks on prof. A. Nitsiporovitš ja aseesimeesteks põllumajandusteaduse kandidaat V. Dušetškin ja füüsika-matemaatika kandidaat J. Ross.

Eesti NSV-s on kavandatud uurimistööd fotosünteesi alal kolmes lõigus:

- 1) põllukultuuride fotosüntees ja selle olenevus meteoroloogilistest tingimustest — ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituut ning EPA koos Moskva instituutidega;

- 2) fotobioloogilised protsessid lehtedes ja lehtede fotosünteesiline aktiivsus — TA Eksperimentaalbioloogia Instituut;

J. Ross

*Institute of Physics and Astronomy of the
Academy of Sciences of the Estonian SSR*

The Radiation of Sun, Photosynthesis and Heavy Crop Capacity

Summary

The basic laws of the photosynthetic activity of the single leaf and of a whole crop are examined.

There are given laws which determine the dependence of photosynthesis on the conditions of the surrounding medium and a graphical scheme characterizing the correlation between the conditions of the surrounding medium and biological processes (photosynthesis, respiration, growth and evolution) in the formation of the biological crop. This scheme may be taken as a mathematical model which characterizes the photosynthesis and productivity of crops.

SISUKORD

H. Mürk, Atmosfääri läbipaistvusest ja Forbes'i efektist	5
O. Avaste, Kiirgusvoogudest Maa atmosfääris	18
I. Undla, Mõningaid andmeid summaarse kiirguse päevasummade muutlikkusest Eestis	35
M. Sulev, Päikese kiirguse mõõtmise aparatuur ja sellealastest uurimistöödest ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudis	49
V. Põldmaa, Hämarikunähtustest	70
Ch. Villmann, Helkivate ööpilvede fotomeetrilise uurimise tulemusi	87
H. Tooming, Päikese kiirgus ja taimkate	109
J. Ross, Päikese kiirgus, fotosüntees ja suured saagid	130

СОДЕРЖАНИЕ

Х. Мюрк, О прозрачности атмосферы и эффекте Форбса. Резюме	16
О. Авасте, О вычислении радиационных потоков в атмосфере Земли. Резюме	34
И. Ундла, Некоторые данные об изменчивости дневных сумм суммарной радиации в Эстонии. Резюме	47
М. Сулев, Аппаратура для измерения солнечной радиации и связанные с ней исследования в Институте физики и астрономии АН Эстонской ССР. Резюме	68
В. Пылдмаа, О сумеречных явлениях. Резюме	84
Ч. Виллманн, Результаты фотометрического исследования серебристых облаков. Резюме	107
Х. Тооминг, Солнечная радиация и растительность. Резюме	128
Ю. Росс, Солнечная радиация, фотосинтез и высокие урожаи. Резюме	141

CONTENTS

H. Mürk, About the Transparency of the Atmosphere and Forbes' Effect. <i>Summary</i>	17
O. Avaste, On the Calculation of Radiation Fluxes in the Earth's Atmosphere. <i>Summary</i>	34
I. Undla, Some Data on the Variability of Daily Totals of the Global Radiation in Estonia. <i>Summary</i>	48
M. Sulev, Instruments for Measuring Solar Radiation and Corresponding Investigations at the Institute of Physics and Astronomy of the Academy of Sciences of the Estonian SSR. <i>Summary</i>	68
V. Põldmaa, On Twilight Phenomena. <i>Summary</i>	85
Ch. Villmann, Results of Photometric Research on Noctilucent Clouds. <i>Summary</i>	108
H. Tooming, Solar Radiation and Plant Cover. <i>Summary</i>	129
J. Ross, The Radiation of Sun, Photosynthesis and Heavy Crop Capacity. <i>Summary</i>	142

СОЛНЦЕ, ЗЕМЛЯ И АТМОСФЕРА

На эстонском, русском и английском языках

Редакционно-издательский совет

Академии наук Эстонской ССР

Таллин, Сакала, 3

TKN toimetaja S. Sündema
Tehniline toimetaja K. Kurmiste

Ladumisele antud 15. XI 1965. Trükkimisele antud 5. VI 1967. Paber 60 × 90/16. Trükipoognaid 9 + lisa. Arvestuspoognaid 9,39. Trükiary 800. MB-06018. Tellimise nr. 8952. Hans Heidemanni nimeline trükikoda. Tartu, Ülikooli 17/19. II

Hind 66 kop.

Некоторые данные об изменчивости дневных сумм суммарной радиации в Эстонии. Undla I. Mõningaid andmeid summaarse kiirguse päeva-summade muutlikkusest Eestis. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 35—48 (эст.; рез. русск., англ.).

Приведены основные данные о среднемесечном распределении дневных сумм суммарной солнечной радиации, полученные в Тарту за период 1953—1960 гг., и определены вероятностно-статистические характеристики радиационного режима, исходя из относительных значений дневных сумм. В эмпирическом обобщении получено, что средние интегральные повторяемости как относительных, так и абсолютных дневных сумм описываются законом, выраженным произведением двух функций экспоненциального типа. Характер вариаций действительных относительных сумм радиации практически устанавливается по распределению облачности. Существует и корреляционная связь между параметрами функции распределения сумм радиации и количеством облачности. Среденным для рассматриваемого календарного периода. Указано, что для характеристики колебания возможных дневных сумм применима гауссова функция. Табл. 5. Илл. 6. Библ. 11.

Аппаратура для измерения солнечной радиации и связанные с ней исследования в Институте физики и астрономии АН Эстонской ССР. Sulev M. Päikese kiirguse mõõtmise aparatuur ja sellealastest uurimistöödest ENSV TA Füüsika ja Astronoomia Instituudis. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 49—69 (эст.; рез. англ., русск.).

Обзор экспериментальных исследований по актиометрии, выполненных в секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН Эстонской ССР. Работы велись в двух основных направлениях. Исследовалась и совершенствовалась методика наблюдений и изучалось радиационное поле внутри растительного покрова. Исследовались приборы для измерения коротковолновой радиации и некоторые приборы для измерения длинноволновой радиации. Сконструированы и построены точные электронные интеграторы для автоматизации актиометрических наблюдений. Проведено исследование радиационного режима сельскохозяйственных культур с помощью оригинальных приборов, созданных в секторе. Табл. 2. Илл. 15. Библ. 30.

О прозрачности атмосферы и эффекте Форбса. Mürk H. Atmosfääri läbipaistvusest ja Forbes'i efektist. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР. 1967, 5—17.

Даң краткий обзор развития актинометрии и указано, что в настоящее время для оценки прозрачности атмосферы применяются различные характеристики, недостатком которых является значительная зависимость от эффекта Форбса для интегрального излучения Солнца. Автором выведена новая формула интенсивности прямого излучения и предложена новая характеристика прозрачности, практически не зависящая от числа масс атмосферы. Эффект Форбса наблюдается не только при ослаблении радиации, но и в других природных явлениях, когда среда влияет на некоторый процесс селективно. Библ. 12.

О вычислении радиационных потоков в атмосфере Земли. Avaste O. Kiirgusvoogudest Maa atmosfääris. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 18—34 (эст.; рез. русск., англ.).

Дан краткий обзор методов решения уравнения переноса излучения. Рассмотрены проблемы расчета коротковолновых радиационных потоков. Изложены методы для определения теплового излучения атмосферы и Земли. Исследованы также некоторые вопросы актинометрии верхних слоев атмосферы. Перечислены проблемы переноса излучения, изучаемые в секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН ЭССР. Илл. 3. Библ. 53.

О сумеречных явлениях. Põldmaa V. Hämarikunähtustest. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 70—86 (эст.; рез. русск., англ.).

Рассматриваются вопросы, связанные с оптическими явлениями в земной атмосфере в сумерках. Приводятся общие сведения о сумеречном методе зондирования атмосферы, а также об истории развития сумеречной проблемы. Излагаются некоторые результаты спектрофотометрирования сумеречного неба вдоль вертикала и противовертикала Солнца, проведенного в 1963 г. в Институте физики и астрономии АН ЭССР. Рассматривается динамика яркостной картины сумеречного неба. Анализируются изменения зенитных расстояний экстремальных точек яркости неба в зависимости от длины волны, зенитного расстояния Солнца и прозрачности атмосферы. Затрагиваются вопросы спектральных изменений яркости неба в зависимости от зенитного расстояния Солнца. Цвет неба характеризуется с помощью цветового индекса. Илл. 9. Библ. 11.

Результаты фотометрического исследования серебристых облаков. Villmann Ch. Helkivate ööpilvede fotomeetrilise uurimise tulemusi. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 87—108 (эст.; рез. русск., англ.).

Определены фотометрическим путем индикатрисы рассеяния света частицами серебристых облаков, яркость и величина ее контраста. Фотометрическая стандартизация яркости измеренных деталей серебристых облаков производилась по Солнцу, по внефокальному изображению Капеллы и по Венере. На основании полученных яркостей определялись вероятная концентрация и объемная плотность частиц в облаках, а также эффективная толщина различных деталей поля облаков. Вычислен коэффициент пропускания серебристых облаков ($T \sim 0,99$). Полученный отрезок индикатрисы сравнивался с теоретическими индикатрисами слабопреломляющихся

частиц. Наилучшее сходство наблюдалось с индикатрисой для частиц $m \frac{2\pi r}{\lambda} = 1,6$. Определена функция яркости поля облаков. Табл. 6. Илл. 3. Библ. 20.

Солнечная радиация и растительность. Tooming H. Päikese kiirgus ja taimkate. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 109—129 (эст.; рез. русск., англ.).

Обзор исследований радиационного режима растительного покрова. В секторе физики атмосферы Института физики и астрономии АН ЭССР изучены следующие вопросы этой проблемы: определены падающие на земную поверхность потоки интегральной радиации и фотосинтетически активной радиации (ФАР); получены количественные данные и выяснены закономерности, характеризующие альbedo естественных поверхностей; определены спектральные альbedo листьев растений и растительного покрова; установлена зависимость коэффициентов пропускания и поглощения от относительной площади листьев растительного покрова для интегральной радиации и в отдельных участках спектра; проведены на практике теоретические методы для описания радиационного режима растительного покрова. Табл. 1. Илл. 9. Библ. 45.

Солнечная радиация, фотосинтез и высокие урожаи. Ross J. Päikese kiirgus, fotosüntees ja suured saagid. В сб.: «Päike, Maa ja atmosfäär. Täppisteaduste sektsiooni toimetised IV». «Солнце, Земля и атмосфера. Труды секции точных наук, IV». Тарту, О-во естествоисп. при АН ЭССР, 1967, 130—142 (эст.; рез. русск., англ.).

Рассматриваются основные черты фотосинтетической деятельности как отдельного листа, так и посева в целом. Характеризуются основные закономерности, определяющие зависимость фотосинтеза листа от факторов внешней среды, и приводится графическая схема, изображающая взаимосвязь между факторами внешней среды и биологическими процессами (фотосинтез, дыхание, рост и развитие) в ходе формирования биологического урожая. Намечены основные задачи по разработке количественной теории высоких урожаев и перспективы развития исследований в Эстонской ССР. Илл. 4.

