

Narodna in univerzitetna knjižnica
v Ljubljani

II 116559

2.

иња Савезне управе Хидрометеоролошке службе при Влади ФНРЈ

Fédérale du Service Hydrométéorologique auprès du Gouvernement de la R.P.F. de Yougoslavie

Расправе и студије — Mémoires — 2

Dr M. ČADEŽ

O pretvaranju energije u atmosferi

Sur la transformation de l'énergie dans l'atmosphère

БЕОГРАД — BELGRADE

1 9 4 9

Расправе и студије — Mémoires — 2

Dr M. Č A D E Ž

O pretvaranju energije u atmosferi

Sur la transformation de l'énergie dans l'atmosphère

116559

Publications de la Direction fédérale du Service Hydrographique et Océanographique du Canada
Nations Unies, Commission Canadienne des Nations Unies

Рачунаре и студије — Мемоаре — 2

Dr. M. ČADEŽ

О претварању енергије у атмосферу

Sur la transformation de l'énergie dans l'atmosphère

116559



БЕОГРАД — БЕЛГРАД

0591/2040

PREDGOVOR

Prema prvom pravilu teorije toplote toplota koju dovedemo telu jednaka je zbiru iz promene unutrašnje energije tela i rada koji za vreme dovođenja toplote telo obavi zbog širenja na veću zapreminu. Već 1945 gad. sam skrenuo pažnju da je ovaj rad brojno jednak energiji koju telo oda okolnoj sredini, a koja se u ovoj u prvo vreme u celini ili najvećim delom prenosi brzinom zvuka od čestice do čestice [1].

Za zbivanja u atmosferi tumačenje ovog rada je važno. Meteorologa ne interesuju, naime, samo energetske promene u jednoj vazdušnoj masi već i jednovremene i naknadne energetske promene u okolnoj sredini. Tumačenje koje sam izložio u spomenutoj raspravi omogućava nam da pratimo jedne i druge energetske promene i da proučavamo vremenske pojave sa njima u vezi kako sa kvalitativne tako i sa kvantitativne strane.

Prvo pravilo teorije toplote je prvi osnovni princip termodinamike. Stoga novo tumačenje ovoga principa dovodi do novih shvatanja izvesnih opštih problema fizike i do novih tumačenja raznih pojava, od kojih nekoja — a uglavnom ona koja se odnose na zbivanja u atmosferi — iznosim ovde u zaokrugljenoj celini.

Meteorološkom savetniku M. Đ. Radoševiću i na ovom mestu izjavljujem svoju zahvalnost na dragocenoj pomoći koju mi je pružao svojim savetima i pri redakciji.

Beograd, u decembru 1949.

M. ČADEŽ

O pretvaranju energije u atmosferi

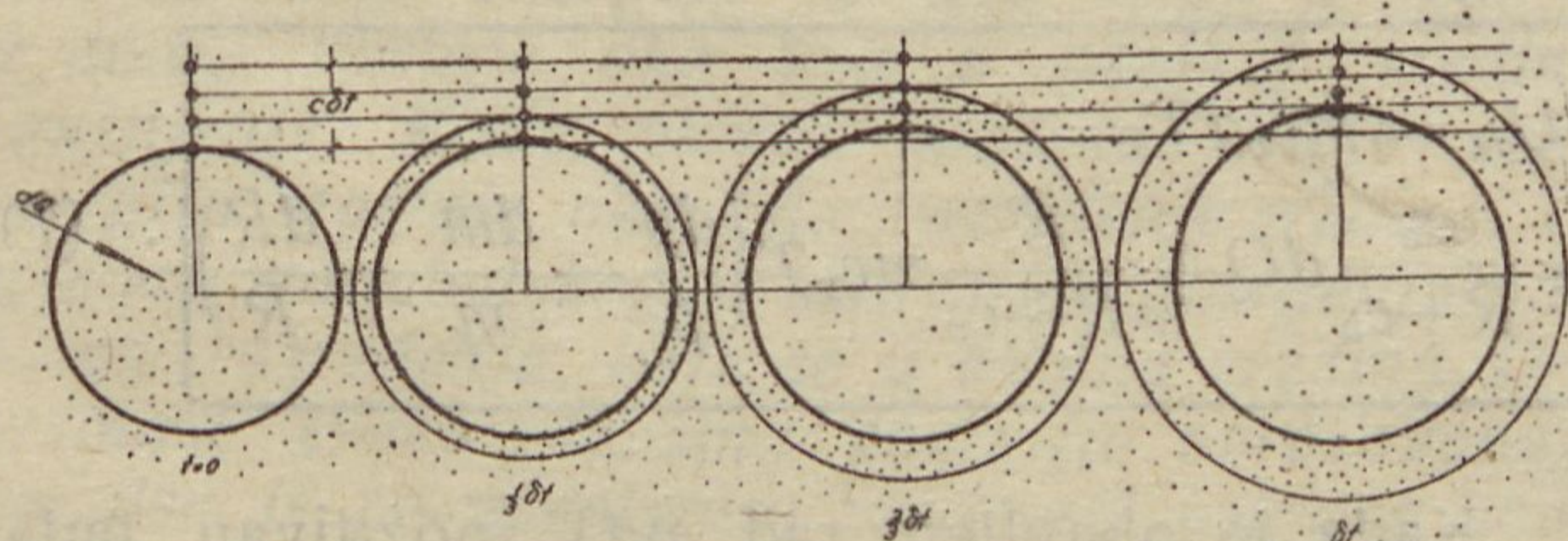
1 Prvo pravilo teorije toplote i definicija talasne energije

Energiju za održavanje bezbrojnih vremenskih pojava atmosfera prima u najvećoj meri od Sunca. U atmosferi se sunčeva energija pretvara u razne vrste energije, između ostalog i u toplotnu, tj. u energiju koja neprekidno u vidu toplotnog zračenja struji iz naše planete u vakuumu.

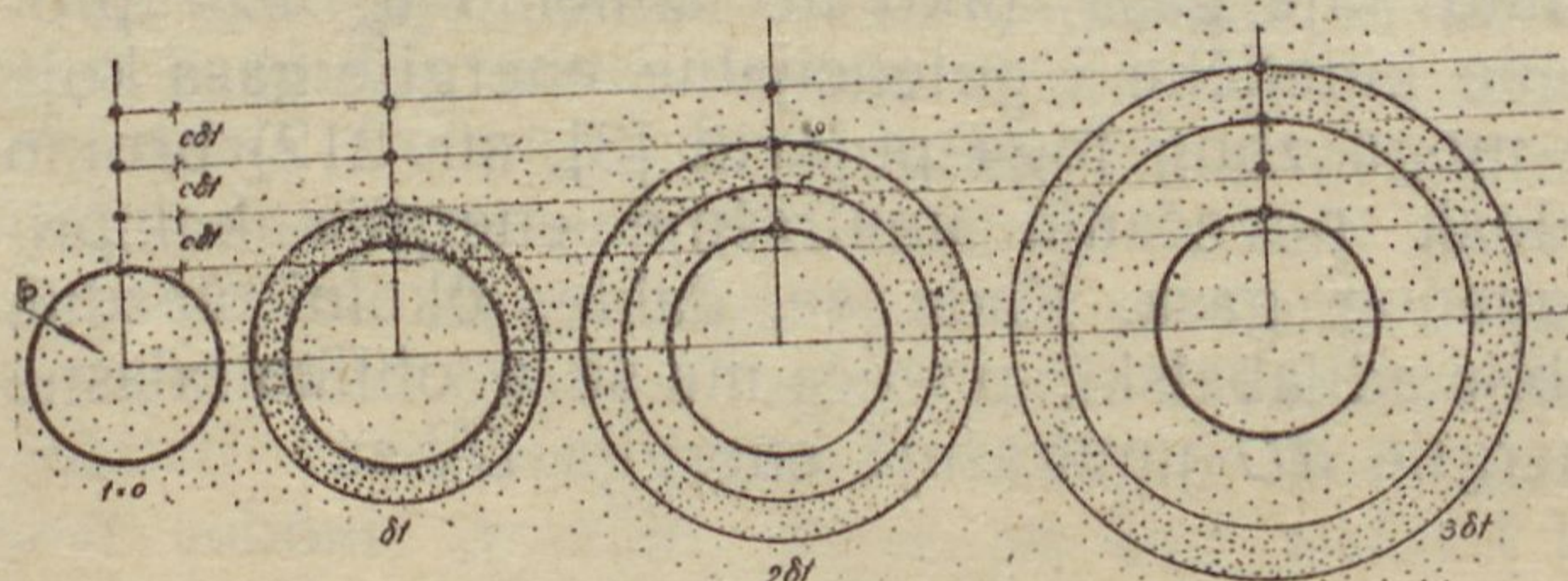
Toplotna energija je ona koja daje život atmosferi. Prvo pitanje je zbog toga, ako želimo da se upoznamo sa dinamikom atmosfere, u koju energiju se neposredno pretvara toplotna energija zračenja.

U ovom poglavlju interesuju nas neposredne posledice apsorpcije odnosno emisije toplotne energije na nekom, inače proizvoljno izabranom, mestu u atmosferi. Na ove posledice sam već upozorio [1] [2]; radi celine i proširenja prikazaću ih ovde ponovo.

Za vreme kad neka vazдушna masa u atmosferi apsorbira određenu količinu toplote ona se zagreje. U isto vreme se zagrejeni vazduh, kome se zbog dovoda toplote poveća i entropija, proširi na veću zapreminu. Zbog povećanja zapremine zagrejanog vazduha smanji se zapremina okolnog vazduha, te se oko zagrejanog vazduha pojavi zgušnjavanje (slika 1), koje se u elastičnoj atmosferi odmah posle svog obrazovanja udalji brzinom zvuka od mesta postanka (slika 2; vidi 2 poglavlje).

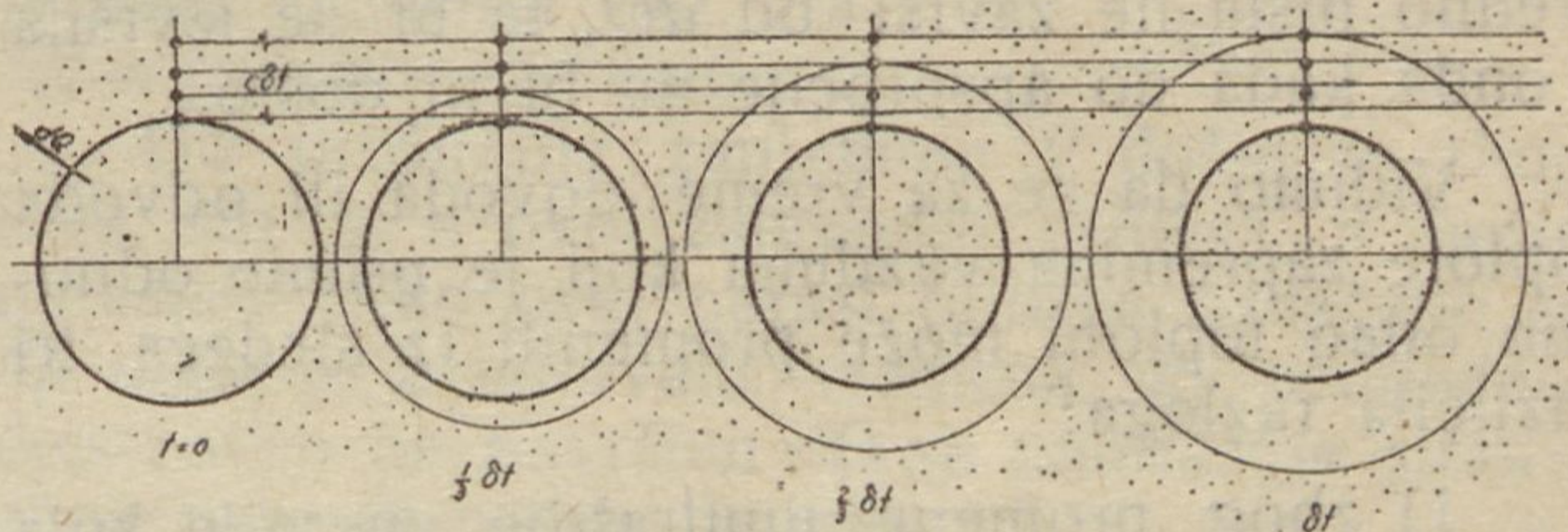


Sl. 1

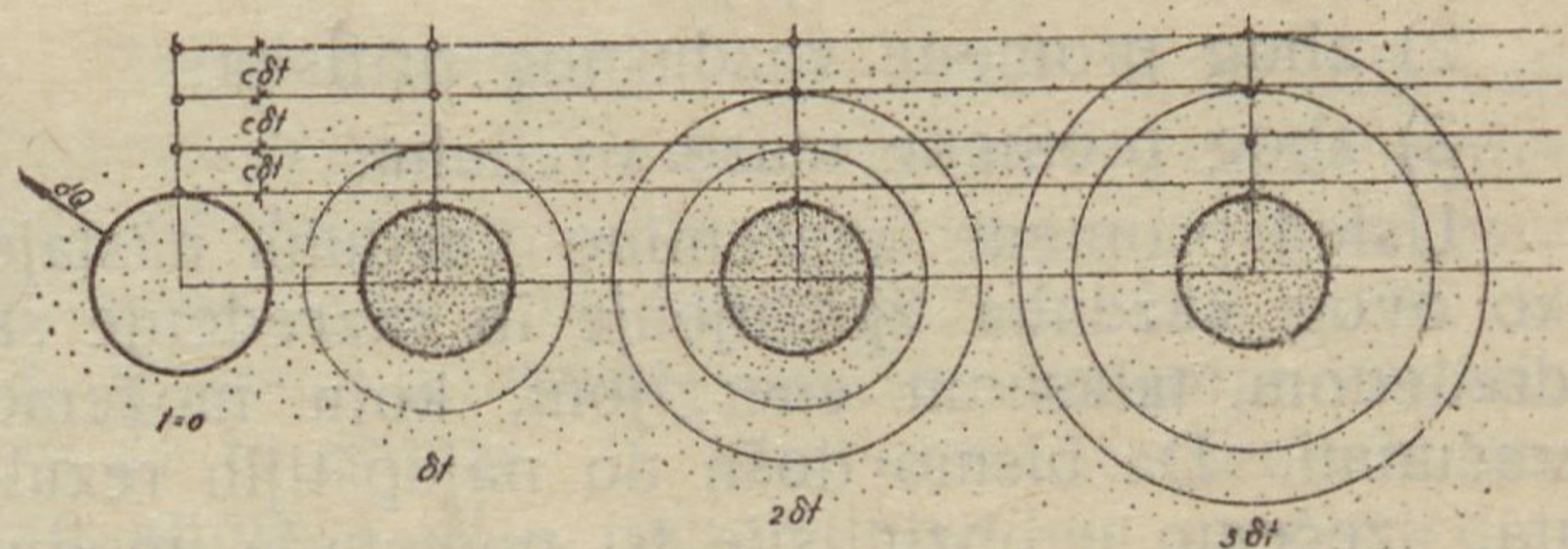


Sl. 2

Sličnu pojavu mogli bismo posmatrati i tada kad bi bilo koja vazдушna masa u atmosferi emitovala deo svoje energije. Vazдушna masa bi se ohladila, entropija bi joj se smanjila, a smanjila bi se i njezina zapremina. Kao posledica smanjenja zapremine pojavilo bi se oko posmatrane vazdušne mase izvesno razređenje vazduha, koje bi se isto onako kao i zgušnjavanje odmah posle svog obrazovanja udaljilo brzinom zvuka od svog mesta postanka (slika 3 i 4).



Sl. 3



Sl. 4

U atmosferi stvaraju se, dakle, oko vazдушnih masa koje apsorbiraju toplotnu energiju zgušnjavanja, a oko vazдушnih masa koje emituju toplotnu energiju razređenja. I jedna i druga udaljuju se od mesta postanka brzinom zvuka. Zgušnjavanja su posledica adijabatskih kompresija, usled čega vazduh na mestu gde se u datom momentu nalazi zgušnjavanje sadrži više energije nego što bi je sadržao kada se na tom mestu u tom momentu zgušnjavanje ne bi nalazilo. Suprotno tome, vazduh koji se nalazi na mestu gde se u datom momentu nalazi razređenje, a koje je uvek prouzrokovano dilatacijom (adijabatskom), sadrži manje energije nego što bi je sadržao ako se na tom mestu u tom momentu razređenje ne bi javilo. Ovu *razliku u energiji vazduha* koja je kod zgušnjavanja uvek pozitivna, a kod razređenja uvek negativna, zvaćemo *talasna energija*.

Na mestu gde je došlo do apsorpcije i emisije za vreme dovoda i odvoda toplote vazdušni pritisak je više ili manje povećan odnosno smanjen. Ova promena pritiska ima za posledicu

pojavu zgušnjavanja ili razređenja koje se obrazuje sve dotle, dok je na mestu dovoda odn. odvoda vazdušni pritisak veći ili manji nego što je bio u početku. Spomenutog povećanja i smanjenja za sada nećemo uzeti u obzir.

Dovodi i odvodi toplote u atmosferi vrše se pod najrazličitijim uslovima. Više puta se za vreme dovoda i odvoda toplote menja i vazdušni pritisak (na pr., tada kada se vazduh koji prima ili odaje toplotu penje ili spušta) i masa vazduha (na pr., zbog isparavanja ili kondenzacije vode). Sve ovo utiče na zapreminu vazduha koji je primio odnosno odao toplotu, a preko toga na vrednost talasne energije koja se pojavljuje oko vazdušne mase kojoj se je promenila zapremina. Potrebno je napomenuti da, svakako, nije nužno da sve ove promene budu posledica apsorpcije ili emisije toplote. Ako, na pr. vazduh koji se penje u intervalu vremena dt apsorbuje dQ toplotne energije, ne dolazi do promene njegove zapremine samo zbog dovoda toplote već i zbog toga što taj vazduh dolazi u područje sa manjim vazdušnim pritiskom. Ova druga promena neposredno ništa ne zavisi od dQ , te bi se izvršila i onda kada do apsorpcije ne bi ni došlo.

Vidimo da se za vreme dovoda ili odvoda toplote zapremina vazduha koji je primio odnosno odao toplotu može promeniti iz sledeća tri različita razloga:

1) zbog promene unutrašnje energije koja je prouzrokovana dovodom odnosno odvodom toplote i koja se javlja uz jednovremenu odgovarajuću promenu entropije;

2) zbog promene vazdušnog pritiska;

3) zbog promene mase vazduha.

Usled promene zapremine vazduha nastaje oko ovog vazduha zgušnjavanje ili razređenje sa određenom talasnom energijom, koju možemo izračunati. Da bismo došli do najopštijih rezultata, uzećemo u obzir sve tri pomenute mogućnosti.

Po prvom pravilu teorije toplote je

$$dQ = m c_v dT + p dV, \quad (1)$$

gde dQ znači dovedenu toplotu vazduhu mase m , $mc_v dT$ promenu unutrašnje energije mase m , koja se je za vreme dovoda toplote pojavila, a $\pm p dV$ rad koji obavi masa m ili okružujući vazduh za vreme promene zapremine mase m (c_v specifična toplota vazdušne mase m pri konstantnoj zapremini, dT i dV promena temperature T odnosno zapremine V posmatrane vazdušne mase m , p spoljašnji pritisak, koji je jednak unutrašnjem).

Gornjim obrascem ćemo se poslužiti i pri tumačenju pojava kod kojih se vazdušna masa m menja zbog delimičnog kondenzovanja vodene pare. Za ove pojave (vlažnoadijabatska hlađenja) dobiveni obrasci će važiti pod sledećim uslovima:

1) Vazduh mase m je primio svu latentnu toplotu vode koja se je zbog kondenzovanja vodene pare u masi m u intervalu vremena dt

oslobodila (temperatura kondenzovane vode se nije promenila) i

2) kondenzovana voda je odmah ispala iz vazdušne mase (pseudoadijabatsko hlađenje).

Iz jednačine gasnog stanja vlažnog vazduha, koju pišem u obliku

$$\frac{pV}{m} = RT \quad (R \text{ gasna konstanta}), \quad (2)$$

gde

$$\frac{m}{V} = \rho \quad (3)$$

znači gustinu vazduha, pomoću logaritamskog izvoda, uzimajući u obzir da se, na pr., zbog menjanja specifične vlažnosti može menjati i R za vreme vlažnoadijabatskog kretanja, dobijamo:

$$\frac{dp}{p} + \frac{dV}{V} = \frac{dT}{T} + \frac{dR}{R} + \frac{dm}{m}. \quad (4)$$

Eliminisanjem promene dV iz (1) i (4), a uzimajući u obzir (2), za promenu temperature dobijemo:

$$dT = \frac{1}{m(R+c_v)} \left[dQ + V dp - p V \left(\frac{dR}{R} + \frac{dm}{m} \right) \right]; \quad (5)$$

odavde i iz (4), ako ponovo uzmemo u obzir (2) i (5), za rad koji se obavi na potiskivanje okružujućeg vazduha dobijamo:

$$p dV = \frac{R}{R+c_v} \left[dQ - mc_v T \left(\frac{dp}{p} - \frac{dm}{m} - \frac{dR}{R} \right) \right]. \quad (6)$$

Za promenu $mc_v dT$ unutrašnje energije U_m vazdušne mase m dobijamo na sličan način, kad uzmemo u obzir (5):

$$dU_m = mc_v dT = \frac{c_v}{R+c_v} dQ + \frac{R}{R+c_v} mc_v T \left(\frac{dp}{p} - \frac{dm}{m} - \frac{dR}{R} \right). \quad (7)$$

Kada je obavljeni rad $p dV$ pozitivan, tada se oko posmatrane vazdušne mase m javlja zgušnjavanje. Nastalo zgušnjavanje odmah posle svog postanka, pod uslovom da se prostire adijabatski, nosi sobom talasnu energiju koja je brojno jednaka obavljenom radu $p dV$. Poznato je, naime, da je rad koji je potreban za adijabatsko komprimovanje gasa (ako ne uzmemo u obzir promene kinetičke i potencijalne energije gasa koje se mogu zbog toga pojaviti [3], str. 212) brojno jednak povećanju unutrašnje energije komprimovanog gasa. Kada se, dakle, okolni vazduh sabije adijabatski, poveća mu se u obliku talasne energije dU unutrašnja energija U_0 za

$$dU_0 = dU = p dV. \quad (8)$$

Uzimajući konačno u obzir (7) i (8) dobijamo mesto (1)

$$\boxed{dQ = -dU_m + dU_0} \quad (9)$$

Gornji obrasci važe svakako i za odvode toplote ($dQ < 0$). Vrednost pdV može da bude i pozitivna i negativna. Negativna je tada kada se zapremina posmatranog vazduha mase m za vreme dovoda ili odvoda toplote smanji, to je tada kada okolni vazduh obavi rad $-pdV$. Tada oko posmatrane vazdušne mase nastaje razređenje, unutrašnja energija okolnog vazduha se smanji za $-pdV$, te je talasna energija razređenja negativna.

Iz dobivenih obrazaca možemo između ostalog da vidimo:

Kada se određenoj vazdušnoj masi iz atmosfere dovodi (odvodi) toplotna energija dQ , a da se pri tom ne promene ni pritisak ni masa vazduha, tada se ovoj masi poveća (smanji) unutrašnja energija za $\frac{c_v}{R+c_v} dQ$ tj. za 71% od vrednosti dovedene (odvedene) toplote. Pri tome oko posmatrane vazdušne mase nastaje zgušnjene (razređenje) koje, ako se proces vrši adijabatski, odmah posle svog obrazovanja sadrži $\frac{R}{R+c_v} dQ = 29\%$ od dQ pozitivne (negativne) talasne energije.

Na isti način bismo sada mogli uopšte tumačiti rad koji obavlja ma koje telo ili okružujuća sredina za vreme kada se pod pritiskom širi na veću zapreminu. Ovaj rad je jednostavna mera za unutrašnju energiju koja struji za vreme povećavanja odnosno smanjivanja zapremine kroz graničnu površinu tela, i to u pravcu kretanja ove površine; izvršeni rad je brojno jednak ovoj energiji. Kada telo odaje energiju sredini, kada energija iz tela struji u okolnu sredinu, nastaje oko tela u okolnoj sredini zgušnjene. Kada okolna sredina odaje telu energiju, nastaje oko tela razređenje sredine. U primeru adijabatskog prostiranja zgušnjene odnosno razređenja, koje se u okolnu sredinu širi brzinom zvuka, talasna energija obrazovanog impulsa je po apsolutnoj vrednosti jednaka spomenutom radu; inače je apsolutna vrednost talasne energije manja od obavljenog rada (vidi 4. poglavlje).

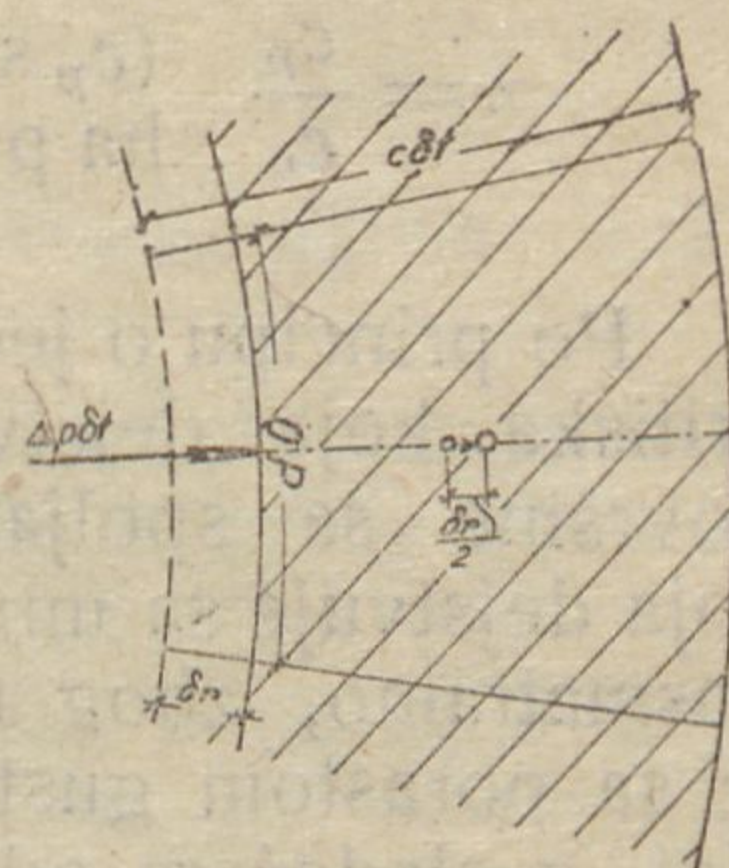
Usled apsorpcije i emisije toplotnog zračenja, usled kondenzacije i isparavanja vode vazduh u atmosferi neprekidno prima i odaje toplotnu energiju. Oko svake zagrejanje ili ohlađene vazdušne mase nastaju zgušnjene odnosno razređenja i u njima je sadržan veliki deo promene unutrašnje energije vazduha do koje je pri tome došlo. Zbog toga je sada prvi naš zadatak: proučiti osobine zgušnjene i razređenja, upoznati vrednosti talasnih energija koje ista nose sobom, proučiti, dalje, na koji način i u kojoj meri se talasna energija u atmosferi pretvara u druge vrste energije i kakve sve posledice

možemo posmatrati zbog ovih pretvaranja. Drugi naš zadatak jeste: proučiti sve posledice koje su u vezi sa promenom unutrašnje energije onog vazduha kome se je zbog primljene odnosno odate toplote promenila entropija.

2 O brzini prostiranja longitudinalnih talasa

Od osnovne važnosti za sva dalja tumačenja je tvrđenje iz prošlog poglavlja: da se nastalo zgušnjeње odnosno razređenje koje se pojavljuje oko promenjene zapremine udaljuje brzinom zvuka u okolnu atmosferu.

U elementarnom intervalu vremena $[0, \delta t]$ kada se zapremina vazduha mase m u atmosferi poveća za δV javlja se oko ove vazdušne mase zgušnjeње dobljine $c\delta t$, gde c znači brzinu kojom se prvi impuls širi u okolinu atmosfere (slika 5). Posmatrajmo deo nastalog zgušnjeja koji pripada elementu dO granične površine zapremine V .



Sl. 5

Do proširenja zapremine V došlo je zbog toga što je u ovoj zapremini pritisak p nešto porastao. Ako ovaj porast pritiska označimo sa Δp onda je u intervalu vremena δt , očigledno, delovao na površinu dO sa unutrašnje strane, zbog toga priraštaja, impuls

$$\delta I_{dO} = \Delta p dO \delta t. \quad (1)$$

Zbog proširenja zapremine V u intervalu vremenu δt pomerile su se vazdušne čestice ispred posmatranog elementa površine dO za izvesnu vrednost; ispred elementa dO izvršila se je, dakle, izvesna promena količine kretanja vazduha koji se tu nalazi. U intervalu vremena δt delovanje impulsa δI_{dO} , očigledno, ima za posledicu kretanje vazdušne mase početne debljine $c\delta t$ (vidi sliku 5) koja se nalazi neposredno ispred elementa površine dO posmatrane mase vazduha.

Ako pomeranje elementa dO , koje se je izvršilo u intervalu vremena δt , i to u pravcu normalnom na posmatrani element površine dO , i za koje možemo da kažemo da se je izvršilo ravnomerno, označimo sa δr , onda se je u ovom intervalu vremena težište spomenute vazdušne mase zbog ravnomernog pomeranja elementa dO

pomerilo za $\frac{\delta r}{2}$. Ovo pomeranje izvršilo se je brzinom $\frac{\delta r}{\delta t}$ (pola vremena bilo je težište u stanju mirovanja!). Promena količine kretanja te vazdušne mase iznosi, dakle,

$$\delta A_{dO} = (\rho dO c \delta t) \frac{\delta r}{\delta t} = \rho c dO \delta r \quad (\rho \text{ gustina vazduha}). \quad (2)$$

Po principu o jednakosti akcije i reakcije je

$$\delta I_{dO} = \delta A_{dO}, \quad (3)$$

a to, zbog (1) i (2), znači da je

$$\Delta p \delta t = \rho c \delta r. \quad (4)$$

Ako se pomeranje δr izvrši beskonačno sporo i ako pretpostavimo da se kompresija izvrši adijabatski, onda brzinu c možemo dobiti pomoću *Poisson*-ove formule

$$\frac{p}{\rho^\kappa} = \frac{p_0}{\rho_0^\kappa} \quad (5)$$

gde je

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (c_p \text{ specifična toplota vazduha pri konstantnom pritisku}). \quad (6)$$

Po principu o jednakosti akcije i reakcije sila pritiska koja deluje na posmatrani element površine sa spoljašnje strane jednaka je onoj koja deluje sa unutrašnje strane. U zgušnjenu posmatramo, zbog toga, porast pritiska Δp , koji je sa porastom gustine, po *Poisson*-ovoj jednačini, u sledećem odnosu

$$\frac{\Delta p}{p} = \kappa \frac{\delta \rho}{\rho}. \quad (7)$$

Promena gustine vazduha je posledica pomeranja čestica ispred elementa površine dO . Zbog ovog pomeranja zapremina $cdO\delta t$ smanjila se je za $dO\delta r$, a gustina povećala u odnosu na početnu, očigledno, za

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{dO\delta r}{cdO\delta t} = \frac{\delta r}{c\delta t}. \quad (8)$$

Ako sada dobivenu vrednost unesemo u (6), a posle eliminišemo Δp iz (4) i (7), dobijamo za brzinu c odmah

$$c = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} \quad (9)$$

ili, zbog jednačine stanja (1 (2), 1 (3)),

$$c = \sqrt{\kappa RT}. \quad (9')$$

Dobili smo, dakle, brzinu zvuka. Kod konačno velikih brzina $\frac{\delta r}{\delta t}$ dobili bismo više ili manje sličnu, ali uvek veću vrednost, prema tome sa kolikom tačnošću bi važio odnos (7).

Količinu kretanja datu jednačinom (2) na kraju intervala vremena $[0, \delta t]$ sadrži masa $\rho dO c \delta t$, tj. masa debljine $c\delta t$ koja se nalazi neposredno ispred površine dO . Ova količina kretanja se u idućem intervalu vremena $[\delta t, 2\delta t]$ u homogenoj atmosferi u celini — ako se ograničimo za sada na posmatranje impulsa koji se prostire u horizontalnom pravcu — prenosi na susedne vazdušne čestice, od kojih krajnje leže na otstojanju $2c\delta t$ od granične površine posmatrane mase m , itd.

Na sličan način mogli bismo videti da se i razređenje prostire i udaljuje brzinom zvuka u okolnu atmosferu.

Prenošenje impulsa od vazdušne mase kojoj se menja zapremina na vazdušne čestice u okolnoj atmosferi brzinom zvuka je, prema gornjem, prosta posledica osnovnih principa dinamike i već *najmanje povećanje ili smanjenje zapremine* ma koje vazdušne mase u atmosferi ima za posledicu obrazovanje zgušnjavanja ili razređenja koje se brzinom zvuka udaljuje u okolnu sredinu. *Svaka druga brzina dovela bi nas u kontradikciju sa principom o jednakosti akcije i reakcije, sa stavom o održanju impulsa, te prema tome ni na koji način ne možemo očekivati da bi se impuls mogao prostirati bilo kojom drugom brzinom nego brzinom zvuka.*

U vezi s tim treba imati u vidu još i činjenicu da je u pogledu talasne energije koju sobom nose zgušnjavanja i razređenja uglavnom prilično svejedno da li se pomeranje δr izvrši sporo ili brzo [3 (5), 3 (4), 3 (3)], da se u svakom slučaju impulsom prostire energija koja najvećim delom ništa ne zavisi od brzine pomeranja $\left(\frac{\delta r}{\delta t}\right)$.

Onaj deo energije koji zavisi od brzine pomeranja je u glavnom uvek neuporedivo manji od drugog — glavnog dela!

I svakodnevna posmatranja potvrđuju nam da se brzina zvuka javlja i kod najmanjih brzina pomeranja:

Zvonenje zvona može da se čuje i na otstojanju većem od 10 km od zvona. Ako uzmemo da je amplituda talasanja ploče zvona 0,5 cm, a frekvencija 500 Hz, onda je prosečna brzina kojom titra ploča zvona $2 \cdot 0,5 \cdot 500$ cm/sek. Pošto se amplituda smanjuje sa kvadratom otstojanja (v. 6 poglavlje), onda na otstojanju 10.000 m od zvona, ako je poluprečnik zvona 1 m, prosečna brzina titranja vazdušnih čestica iznosi svega

$$v = \frac{1}{10\,000^2} \cdot 5 \text{ m/sek} = 0,18 \text{ mm/h}.$$

Toliko sporo pomeranje, a opet se i sa ovog mesta koje je 10 km udaljeno od zvona impulsi titranja prenose u vidu zgušnjavanja i razređenja brzinom zvuka.

3. Talasna energija

U intervalu vremena $[0, \delta t]$ kada se zapremina određene, inače ma koje, vazdušne mase u atmosferi poveća na veću zapreminu, u okružujućem vazduhu se pojavi zgušnjavanje. Za vreme stvaranja debljina ovog zgušnjavanja vrlo brzo se povećava, njezino čelo udaljuje se, naime, od mesta obrazovanja, tj. od granične površine posmatrane zapremine brzinom zvuka, brzinom koja je neuporedivo veća od brzine kojom se posmatrana zapremina vazduha povećava (slika 1).

Počev od vremena $t = \delta t$, tj. od momenta kada se je posmatrani vazduh proširio na svoju konačnu zapreminu, debljina zgušnjavanja bitno

se ne menja. Od tada, naime, i poslednji impuls (poslednji deo zgušnjavanja) udaljuje se od mesta obrazovanja brzinom zvuka (slika 2).

Pošto je svako ovakvo zgušnjavanje prouzrokovano, praktično, adijabatskom kompresijom vazduha, uvek je na onom mestu gde se trenutno prostire zgušnjavanje, vazdušni pritisak veći nego što bi bio kada se u ono vreme na onom mestu zgušnjavanje ne bi nalazilo. Pošto je, dalje, svaka kompresija u vezi sa dovodom energije vazduhu koji se komprimuje, uvek je na onom mestu gde se zgušnjavanje trenutno nalazi i temperatura nešto veća nego što bi bila kada se u to vreme na onom mestu zgušnjavanje ne bi nalazilo. Dakle:

Ma koje zgušnjavanje ima za posledicu na mestima gde se trenutno nalazi privremene poraste vazdušnog pritiska i temperature. Zbog pomeranja vazdušnih čestica koje se vrši u pravcu prostiranja zgušnjavanja mogu se pojaviti posle prolaza zgušnjavanja na onim mestima i promene temperature i pritiska. Ako se zgušnjavanje na gore širi, na pr., u indiferentnoj atmosferi, posle prolaza zgušnjavanja na kojem god mestu povećavaju se i vazdušni pritisak i temperatura, jer se je vazduh premestio na veću visinu.

Slično se u slobodnoj atmosferi u intervalu vremena $[0, \delta t]$, kada se izma kog razloga zapremina neke vazdušne mase smanji, obrazuje oko ove mase razređenje (slika 3), koje se posle vremena $t = \delta t$ u celini udaljuje brzinom zvuka od mesta obrazovanja (slika 4). Za obrazovanje a i koje god drugo razređenje važi analogo kao što važi za zgušnjavanje:

Svako razređenje ima za posledicu na mestima gde se trenutno nalazi pomeranje vazdušnih čestica u pravcu suprotnom pravcu njegovog prostiranja i privremeno sniženje vazdušnog pritiska i temperature. Zbog pomeranja vazdušnih čestica mogu da se na mestima koja je razređenje prošlo pojave i promene temperature i vazdušnog pritiska.

Zgušnjavanje i razređenje koje se prostire brzinom zvuka po potrebi možemo nazvati zajedničkim izrazom „impuls“ [4]; ovim izrazom možemo se poslužiti, jer je svako zgušnjavanje i razređenje u bitnoj vezi sa veličinom koja znači u fizici impuls.

Apsolutna vrednost pomeranja vazdušnih čestica, $|\delta n|$, koje se izvrši na nekom mestu za vreme prolaza impulsa preko tog mesta svakako je pri većim apsolutnim vrednostima talasne energije veća. Ova vrednost je neka vrsta mere za intenzitet impulsa na posmatranom mestu te ćemo je zbog toga po potrebi kratko nazvati *intenzitet impulsa*. Kod zgušnjavanja ćemo pomeranja dosledno smatrati pozitivnim ($\delta n > 0$), kod razređenja negativnim ($\delta n < 0$).

Pitamo se, kolika je pod opštim uslovima talasna energija impulsa intenziteta $|\delta n|$.

Ako u mirnoj atmosferi pomerimo u intervalu vremena δt neku ravnu prepreku za δn u pravcu normalnom na prepreku, ispred svakog

površinskog elementa dO centralnog dela prepreke pojaviće se zgušnjavanje. Ono sadrži

$$\delta U_{dO}^+ = (p + \Delta p) dO \delta n = p dO \delta n + \Delta p dO \delta n \quad (1)$$

talasne energije tj. toliko energije koliko je rada bilo utrošeno za pomeranje prepreke. Ovde Δp znači porast početnog vazdušnog pritiska p , koji je posledica pomeranja prepreke za δn , a koji predstavlja konačnu vrednost [uporedi 2 (4)].

Slično tome iza svakog površinskog elementa dO centralnog dela prepreke javlja se razređenje, koje sadrži

$$\delta U_{dO}^- = (p + \Delta p) dO \delta n = p dO \delta n + \Delta p dO \delta n \quad (2)$$

talasne energije; Δp u ovoj jednačini je negativan i po apsolutnoj vrednosti samo u prvoj aproksimaciji jednak onom iz jednačine (1).

U oba primera je deo talasne energije koji svoj izvor ima u porastu odnosno smanjenju vazdušnog pritiska *pozitivan* te ga pomoću jednačine 2 (4) možemo napisati u obliku

$$\delta U_{dO, k} = \Delta p dO \delta n = \rho c dO \delta t \cdot \left(\frac{\delta n}{\delta t} \right)^2 \quad (3)$$

Prostor koji zahvata posmatrani deo zgušnjavanja u vremenu $t = \delta t$ i leži neposredno ispred elementa površine dO sadrži masu vazduha $\rho c dO \delta t$. Ova masa primila je u posmatranom intervalu vremena $[0, \delta t]$ celokupnu energiju koja je prošla kroz ovaj element površine dO na prednju stranu prepreke. U trenutku $t = \delta t$ ova masa sadrži i celokupnu kinetičku energiju koju smo pomeranjem prepreke saopštili vazduhu na prednjoj strani prepreke ispred elementa površine dO .

Pošto se je pomeranje δn izvršilo ravnomerno ($\delta t \rightarrow 0$), ukupna kinetička energija svih čestica koje sačinjavaju spomenuti vazduh mase $\rho c dO \delta t$ očigledno je u vremenu $t = \delta t$ jednaka polovini gornje vrednosti (3), dakle polovini onog dela talasne energije koji ima svoj izvor u porastu vazdušnog pritiska. Slično važi i za razređenje.

Od važnosti je pri tome da je ova kinetička energija deo talasne energije, da se ona sa zgušnjavanjem odnosno razređenjem prostire i da nikako ne ostaje vezana za određene vazdušne čestice. Ovim se postavlja pitanje, da li ne važi uopšte da se energija samo prostire da li nije kretanje materijalnih čestica samo jedna od vidnih manifestacija prostiranja energije.

Sva razmišljanja u ovom pravcu vode nas do zaključka, da stvarno ne postoji druga mogućnost — ni u atmosferi ni uopšte u prirodi [1].

Iz jednačina (1) i (2) vidimo da se talasna energija ma kog impulsa u atmosferi sastoji iz dva u suštini potpuno jednaka, a po svom dejstvu vrlo različita dela. Prvi „kvazistatički“ deo talasne energije

$$\boxed{\delta U_{dO,q} = p dO \delta n} \quad (4)$$

ne zavisi od brzine pomeranja, te je jednak talasnoj energiji impulsa intenziteta δn koji bi se pojavio ispred odnosno iza površine dO u istoj atmosferi kad bi se pomeranje δn izvršilo kvazistatično, tj. beskonačno sporo. Drugo, „kinematički“ deo talasne energije određen je vrednošću (3), te je dva puta veći od kinetičke energije koju talas nosi sobom.

Talasnu energiju kojeg god impulsa možemo dakle izraziti kao zbir iz kvazistatičkog i kinematičkog dela

$$\boxed{\delta U = \delta U_q + \delta U_k} \quad (5)$$

Sa stanovišta kinetičke teorije idealnih gasova možemo kvazistatički i kinematički deo talasne energije tumačiti na sledeći način:

Posmatranu vazдушnu masu $\rho dO \delta t$ koja leži neposredno ispred odnosno iza elementa površine dO sačinjavaju molekuli koji se kreću određenim brzinama. Ako brzinu molekula j u početku našeg posmatranja $t=0$ označimo sa c_j onda je kinetička energija svih molekula

$\frac{1}{2} \sum_1^N m_j c_j^2$, gde m_j znači masu molekula j , a zbir se odnosi na sve molekule koji sačinjavaju taj vazduh. Ovaj zbir istovremeno predstavlja unutrašnju energiju ovog vazduha [3] str. 266.

Na završetku intervala vremena $[0, \delta t]$ zbog izvršenog pomeranja δn promeni se ukupna kinetička energija molekula. Ako promenu brzine molekula j koja se je pojavila zbog pomeranja površine dO , a koja se je izvršila samo u pravcu normalnom na dO , označimo sa Δc_j onda ukupna kinetička energija posmatrane mase na završetku intervala vremena δt iznosi

$$\begin{aligned} \frac{\sum_1^N m_j (c_j + \Delta c_j)^2}{2} &= \frac{1}{2} \sum_1^N m_j c_j^2 + \sum_1^N m_j c_j \Delta c_j \\ &+ \frac{1}{2} \sum_1^N m_j \Delta c_j^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Zbog pomeranja elementa površine dO za δn pojavila se je, dakle, ispred odnosno iza elementa dO talasna energija

$$\delta U = \sum_1^N m_j c_j \Delta c_j + \frac{1}{2} \sum_1^N m_j \Delta c_j^2. \quad (7)$$

Prva suma, koja je pri zgušnjenu uvek pozitivna (porast prosečne brzine molekula) a pri razređenju uvek negativna, predstavlja nam, očigledno, kvazistatički, a druga koja je bitno pozitivna, predstavlja kinematički deo talasne energije.

Kinematički deo je kod pojava u atmosferi neuporedivo manji od kvazistatičkog dela. Ako, na pr., u mirnoj atmosferi pri pritisku $p = 1000 \text{ mb} = 100000 \text{ kg m}^{-1} \text{ sek}^{-2}$ pri sobnoj temperaturi pomerimo u jednom sekundu neku prepreku za 1 dm u pravcu normalnom na prepreku, javiće se ispred (iza) svakog m^2 prepreke zgušnjene (razređenje) sa talasnom energijom [(5), (4), (3)]

$$\begin{aligned} \delta U &= \pm 100000 \cdot \frac{1}{10} + 1,3 \cdot 330 \cdot \frac{1}{100} \text{ džaula} \\ &= \pm 10^4 + 4,3 \text{ džaula.} \end{aligned}$$

Kvazistatički deo $\pm 10^4$ (pri razređenju negativan znak) koji je, dakle, po apsolutnoj vrednosti $10^4 : 4,3$ puta $= 2300$ puta veći od kinematičkog ne iznosi ni pola promila kvazistatičkog.

S obzirom na postanak, možemo u atmosferi posmatrati u glavnom tri vrste talasnih energija; pored „barske“ i „kondenzacione“, o kojima ćemo detaljnije raspravljati u petom poglavlju, još „zračnu“. Zračna talasna energija javlja se kao neposredna posledica toplotnog zračenja, kao posledica apsorpcije i emisije toplotnih zrakova. Ona je brojčano određena vrednošću [1 (8), 1 (6)]

$$\delta U_z = \frac{R}{R + c_v} \delta Q = 0,29 \delta Q, \quad (8)$$

gde δQ znači u vidu elektromagnetsk'ih toplotnih zrakova dovedenu ($\delta Q > 0$) ili odvedenu ($\delta Q < 0$) toplotu, određenoj inače bilo kojoj vazdušnoj masi u atmosferi.

U fizici i meteorologiji smatra se za talasnu energiju (u gasovima) samo onaj deo koga smo nazvali kinematičkim i koji je obično neuporedivo manji od kvazistatičkog dela. Lord Rayleigh uzeo je, na pr., u početku u obzir i ovaj veći deo. Ali s obzirom na to da je proučavao harmonične talase odbacio ga je smatrajući ga nepotrebnim ([5], str. 27). Naime, pri harmoničnom talasanju se kvazistatički delovi zgušnjavanja (koji su pozitivni) poništavaju sa negativnim kvazistatičkim delovima razređenja i u celini pri ovakvom talasanju talasi nose sobom toliko energije koliko to iznose kinematički delovi zgušnjavanja i razređenja.

Ali dok ne uzmemo u obzir neuporedivo veće kvazistatičke delove talasnih energija ne možemo tumačiti, na pr., pretvaranja talasne energije u druge vrste energije, što je od osnovne važnosti za dinamiku atmosfere.

4. O pretvaranju talasne energije u atmosferi uopšte

Talasna energija ma kog impulsa u atmosferi neprestano se menja: usled pretvaranja potencijalne energije položaja vazdušnih masa u talasnu i obrnuto, usled zračenja, usled unutrašnjeg trenja i usled delimičnog odbijanja talasa u nehomogenoj atmosferi.

U pogledu spomenutog pretvaranja možemo odmah ustanoviti neke važne osnovne činjenice:

Za vreme prostiranja zgušnjavanja u mirnoj atmosferi u pravcu na gore (na dole) povećava (smanjuje) se potencijalna energija položaja atmosfere. Pri ovakvom prostiranju se, naime, na mestu gde nailazi zgušnjavanje, premešta vazduh u veće (manje) visine, a time se povećava (smanjuje) potencijalna energija položaja. Pošto je ovo pretvaranje prouzrokovano samo posmatranim zgušnjavanjem, iz ovog izlazi, uzimajući u obzir zakon o održanju energije, da se talasna energija zgušnjavanja pri prostiranju na gore (na dole) smanjuje (povećava), a da se potencijalna energija položaja atmosfere istovremeno povećava (smanjuje). Vidimo da bilo za koju atmosferu važi sledeće:

U vremenu kada se u atmosferi prostire zgušnjavanje u pravcu na gore talasna energija zgušnjavanja se pretvara u potencijalnu energiju položaja atmosfere, a u vremenu kada se prostire u pravcu na dole, pretvara se potencijalna energija položaja atmosfere u talasnu energiju zgušnjavanja

Slično važi za razređenje:

U vremenu kada se u atmosferi razređenje prostire u pravcu na gore pretvara se potencijalna energija položaja atmosfere u talasnu energiju razređenja, a u vremenu kada se prostire u pravcu na dole pretvara se talasna energija u potencijalnu energiju položaja atmosfere. Treba napomenuti da se talasna energija razređenja (koja je uvek negativna) povećava (smanjuje) tada kada se njena apsolutna vrednost smanjuje (povećava).

Više o pretvaranju talasne energije u potencijalnu energiju položaja i obrnuto biće govora u šestom poglavlju.

Interesantno je menjanje talasne energije kao posledica zračenja.

Zamislimo da se u inače mirnoj izotermnoj atmosferi prostire zgušnjavanje. Na mestima gde se zgušnjavanje trenutno nalazi temperatura je veća nego na drugim mestima u atmosferi (str 9). Zbog toga vazduh zgušnjavanja emituje u vidu toplotnih zrakova (*Kirchhoff*-ov zakon više energije nego što bi iste na isti način iz hladnije okoline primio. Ova razlika između emisije i apsorpcije toplotne energije može da se u nešto većoj meri manifestuje samo tada kada je posmatrano zgušnjavanje naročito jako, kada je njegova temperatura u poređenju sa temperaturom okoline visoka. Što je veća ova razlika vazduh koji se nalazi na mestu zgušnjavanja više gubi na energiji u vidu toplotnih zrakova, i zbog toga mu se više smanjuje entropija. U zgušnjavanju postoji, dakle, više tačaka u kojima vazduh emituje toplotnu energiju nego tačaka u kojima je apsorbuje. Oko tačaka emisije stvaraju se razređenja, oko tačaka apsorpcije zgušnjavanja koja se od ovih tačaka udaljuju brzinom zvuka [3 (8)]. Ona od ovih razređenja koja su posledica širenja posmatranog zgušnjavanja nazvaćemo *sekundarna razređenja*.

Okolni vazduh koji se nalazi neposredno ispred i iza zgušnjavanja prima zbog prisustva zgušnjavanja

u vidu toplotnih zrakova veće količine energije nego što bi inače primao. Okolni vazduh se zbog toga zagreva, entropija mu se povećava, a oko ovih zagrejanih mesta stvaraju se zgušnjavanja koja ćemo analogo nazvati *sekundarna zgušnjavanja*.

Zbog sekundarnih razređenja koja se stvaraju na mestu gde se javlja zgušnjavanje, tj. zbog razređenja koja se delimično prostiru u istom pravcu kao posmatrano zgušnjavanje, zgušnjavanje se u većoj ili manjoj meri uništava.

Analogo zbog zračenja u atmosferi slabe i razređenja.

U razređenjima je temperatura niža nego u okolini. Vazduh gde se nalazi razređenje je apsorbuje dakle više toplotne energije nego što je emituje. Posledice ove razlike su sekundarna zgušnjavanja koja se stvaraju u razređenju i koja time posmatrano razređenje uništavaju. Suprotno tome, vazduh koji se nalazi neposredno ispred i iza razređenja prima iz razređenja, u vidu toplotnih zrakova, manje toplotne energije nego što bi je primao kada se na onom mestu razređenje ne bi javilo. Zbog toga se vazduh više ili manje hladi, a oko ovih mesta hlađenja stvaraju se sekundarna razređenja.

Na osnovu izloženog vidimo da se u atmosferi impulsi uništavaju odnosno da se mogu uništavati već zbog toga što uopšte dovod toplote u vidu zračenja iz mesta gde se impuls nalazi u okolinu nije jednak, dovodu toplote u isto mesto.

Uništavanje impulsa iz ovog razloga je, sva kako, tim veće, što je veća razlika između temperature u impulsu i van njega i što je veća moć apsorpcije vazduha na mestu gde se impuls prostire.

Svako prostiranje impulsa je uzročno vezano sa opisanim pojavama zračenja — sa sekundarnim impulsima, koji imaju za posledicu da su u zgušnjavanjima pritisak i temperatura nešto manji, a u razređenjima nešto veći, nego što bi bili inače. Ali, pošto su ove razlike samo malene količine drugog reda, ako ih uporedimo sa razlikama temperature i pritiska koji su posledica prisustva impulsa, možemo pri izračunavanju uzeti da se u svakom elementu vremena dt impuls prostire adijabatski.

Zamislimo sada da se u izotermnoj mirnoj atmosferi temperature T prostire zgušnjavanje sa ravnim čelom intenziteta δn i debljine $c\delta t$ u vodoravnom pravcu (δt interval vremena u kome je izvršeno pomeranje čestica δn , c brzina širenja zgušnjavanja). Pomeranje se izvrši brzinom $\frac{\delta n}{\delta t}$ koju možemo smatrati konstantnom u elementarnom intervalu vremena δt . Zbog toga je pritisak u zgušnjavanju svuda jednak i za neku određenu vrednost veći od pritiska u okolini. Pošto je taj porast praktično posledica adijabatske kompresije, svuda u zgušnjavanju temperatura je veća nego što je u okolini. Za porast pritiska Δp možemo pisati (2 (4))

$$\Delta p = \rho c \frac{\delta n}{\delta t}, \quad (1)$$

a za porast temperature, u prvoj aproksimaciji ([6] str. 73, (1), 2 (9), 2 (6)),

$$\Delta T = \frac{R}{c_p} \frac{T \Delta p}{p} = \frac{R}{c_v} \frac{T}{c} \frac{\delta n}{\delta t} \quad (2)$$

Primer:

$$\frac{\delta n}{\delta t} = 1 \text{ m sek}^{-1}, \rho = 1 \text{ kg m}^{-3}, c = 300 \text{ m sek}^{-1}, c_p = 0,24.4186 \text{ m}^2 \text{ sek}^{-2} \text{ grad}^{-1};$$

$$\Delta p = 300 \text{ kg m}^{-1} \text{ sek}^{-2} = 3 \text{ mb i } \Delta T = 0,3^\circ.$$

Da bismo mogli približno oceniti jačinu ovog uništavanja im ulsa, primenićemo Štefan-ov zakon. Smatraćemo da je u datom intervalu vremena vazduh u zgušnjenu jedno telo koje zrači, a vazduh neposredno ispred i iza zgušnjena dva druga tela koja zrače. Na taj način bi vazduh u zgušnjenu u intervalu vremena dt kroz svaku jedinicu granične površine (koja graniči zgušnje od okolnog vazduha), kad bi zračio kao idealno crno telo, emitovao

$$\delta S_1 = \sigma (T + \Delta T)^4 dt \quad (\sigma = 5,77 \cdot 10^{-8} \text{ kg sek}^{-3} \text{ grad}^{-4}) \quad (3)$$

toplotne energije. Zgušnje bi istovremeno primilo kroz svaku jedinicu granične površine od vazduha ispred i iza zgušnjena, ako bi i ovo zračilo kao idealno crno telo,

$$\delta S_2 = \sigma T^4 dt \quad (4)$$

toplotne energije. Kroz svaku jedinicu granične površine otišlo bi, dakle, u intervalu vremena dt pod ovim uslovima u vidu toplotnih zrakova iz zgušnjena

$$\delta S_1 - \delta S_2 = \sigma (T + \Delta T)^4 dt - \sigma T^4 dt = 4\sigma T^3 \Delta T dt \quad (5)$$

više energije nego što bi je zgušnje na isti način kroz svaku jedinicu granične površine od okružujućeg vazduha primilo. Pošto se ovo izračivanje vrši na prednjoj i zadnjoj strani zgušnjena deo posmatranog zgušnjena koji leži iza svake jedinice granične površine čela u intervalu vremena dt gubi u celini $2(\delta S_1 - \delta S_2)$ toplotne energije.

Zbog zračenja u posmatranom intervalu vremena dt iza svake jedinice granične površine čela javlja se na području zgušnjena $2 \frac{R}{R + c_v} (\delta S_1 - \delta S_2)$ negativne talasne energije [3 (8)], od koje se polovina prostire u istom pravcu kao zgušnje. Time se zgušnje uništava, i u posmatranom intervalu vremena dt pod gornjim uslovima bi se talasna energija δn posmatranog dela zgušnjena smanjila za (5)

$$-d(p\delta n) = -pd(\delta n) = \frac{R}{R + c_v} (\delta S_1 - \delta S_2) = 4 \frac{R}{R + c_v} \sigma T^3 \Delta T dt \quad (6)$$

a intenzitet zgušnjena bi se u to vreme promenio za

$$d(\delta n) = -4 \frac{R}{R + c_v} \sigma \frac{T^3 \Delta T}{p} dt, \quad (7)$$

tj. zbog (2) za

$$d(\delta n) = -\frac{4R^2 \sigma T^4}{(R + c_v) c_p c} \frac{\delta n}{\delta t} dt, \quad (7')$$

Pod pretpostavkom da je za vreme prostiranja zgušnjena u zgušnjenu temperatura svuda jednaka i da se δt u toku vremena ne menja, integracijom gornje jednačine dobijamo

$$\delta n = \delta n_0 e^{-\frac{4R^2 \sigma T^4}{(R + c_v) c_p c \delta t} t} \quad (8)$$

(δn_0 intenzitet zgušnjena u vremenu $t=0$; e baza prirodnih logaritama).

Iz dobivene jednačine dobijamo odmah da se pod gornjim uslovima intenzitet, a time i talasna energija posmatranog zgušnjena, smanji u odnosu $e:1$ u vremenu

$$t_e = \frac{(R + c_v) c_p c \delta t}{4R^2 \sigma T^4}. \quad (9)$$

Primer: Za $T = 273^\circ$ $p = 1000 \text{ mb}$, je $t_e = 2 \cdot 10^5 \delta t \text{ sek}$.

Iz primera vidimo da se i pod ovakvim, za nas nepovoljnim uslovima, kakve smo u svrhu prostog izračunavanja zamislili, impulsi u atmosferi uglavnom vanredno sporo uništavaju.

Ako uzmemo u obzir da je moć apsorpcije vazduha neznatna i da su i porasti temperature koji se sa impulsima javljaju uglavnom neznatni onda možemo zaključiti da se zgušnje, a isto tako i razređenja koja nas ovde interesuju zbog opisanih pojava zračenja praktično ne uništavaju. Ali, na pr., kod ultrazvučnih talasa, gde je δt vrlo maleno, može da bude spomenuta apsorpcija, kao što vidimo iz (9), vrlo velika.

Vanredno slabo deluje, dalje, na uništavanju impulsa u atmosferi i unutrašnje trenje. Zbog unutrašnjeg trenja mogu se uništavati impulsi na taj način što razne čestice prašine, kapljice, kristalići itd., deli koji se uvek u većim ili manjim količinama nalaze u vazduhu, prime deo količine kretanja koju impulsi nose sobom.

U atmosferi gustine $\rho = 0,0013 \text{ g cm}^{-3}$ sa unutrašnjim trenjem $\mu = 0,00019 \text{ CGS}$, gde se impulsi prostiru brzinom $c = 33200 \text{ cm sek}^{-1}$, amplituda ravno g harmoniskog talasa talasne dužine λ smanji se u odnosu $e:1$ (e baza prirodnih logaritama) na putu

$$x = 8800 \lambda^2 \text{ cm} \quad [5], \text{ str. 309.} \quad (10)$$

Na nekom mestu u ovakvoj atmosferi zbog dovoda toplote zapremina vazduha koji je apsorbirao toplotu poveća se, na pr., za pola sekunda

na konačnu veću zapreminu. Za zgušnjene koje se za to vreme zbog toga oko zagrejanog vazduha pojavi možemo uzeti da je $\lambda = c$. U ovakvoj atmosferi bi se amplituda, a time i talasna energija, smanjile u odnosu $e:1$ tek na putu

$x = 0,088.32200^2$ km, tj. na putu koji je više nego 2000 puta veći od dužine zemljinog ekvatora.

Atmosfera uopšte je kako u pogledu raspodele vazdušnog pritiska tako i u pogledu raspodele temperature vrlo nehomogena. Zbog toga se intenzitet zgušnjavanja i razređenja u atmosferi uglavnom neprekidno menja; čas jača, čas slabiji; sad se impuls delimično odbija kao razređenje, sad kao zgušnjavanje. Ovo pretvaranje, očigledno, ne dovodi do ukupne promene talasne energije.

Zbog vanredno malene apsorpcije longitudinalnih talasa većih amplituda u atmosferi, možemo u prvoj aproksimaciji smatrati da se ovakvi talasi u slobodnoj atmosferi uopšte ne uništavaju.

Često možemo atmosferu smatrati u ovom pogledu kao idealan gas, i kao takvu ćemo je za sada i smatrati. Na taj način ćemo doći do rezultata koji će nam, svakako, već vrlo dobro prikazati stvarno stanje u kvantitativnom pogledu. Ne smemo, naime, zaboraviti da se u atmosferi impulsi koji dolaze u obzir za vremenske pojave stvaraju oko mesta dovoda i odvoda toplotne energije i kod raznih kretanja i da su zbog toga tipa infrazvučnih talasa koji se zbog zračenja i unutrašnjeg trenja teško uništavaju. Naknadnim uzimanjem u obzir spomenute apsorpcije i prenošenja talasne energije na zemljino tlo možemo dobivenu sliku jednostavno dopuniti.

U pogledu ovde tretiranih talasa treba napomenuti da su oni takvog karaktera da ih u velikoj većini eksperimentalno ne možemo neposredno dokazati. Zbog toga ćemo potvrdu za naša izlaganja tražiti u rezultatima koje možemo eksperimentalno lako utvrditi, tražićemo dokaze u raznim pojavama koje možemo tumačiti na osnovu postavke da su bezbrojni impulsi koji se javljaju u atmosferi unutrašnjim trenjem, zračenjem ali možda i iz kakvog drugog nepoznatog uzroka praktično neuništivi. S tim u vezi mogu ukazati na konstataciju Lorda Rayleigha koju čitamo u njegovoj „Teoriji zvuka“:

„Čak i onda kada smo već pronašli teorijski rezultat ne možemo ga često podvrgnuti eksperimentalnoj kontroli zbog nemanja tačnih metoda merenja intenziteta kolebanja. U sklopu pitanja sve što mi možemo napraviti da bismo dobili rešenje, svodi se na rešenje matematički dosta prostih zadataka. Na ova rešenja i na opšte principe dužni smo da se oslonimo, pošto bismo inače ostali u potpunoj neobaveštenosti u pogledu drugih pitanja koja nas interesuju.“ [5], str. 13.

5. Barska i kondenzaciona talasna energija

Kada se u atmosferi vazduh penje adijabatski povećava mu se zapremina. Zbog povećavanja zapremine pod dejstvom spoljašnjih sila pritiska smanjuje se uzlaznom vazduhu unutrašnja

energija, a okolni vazduh u istoj meri dobija na istoj.

Napred smo videli da iz vazduha kojem se povećava zapremina — ovde iz penjućeg vazduha — struji energija brzinom zvuka u okružujuću atmosferu, da uzlazni vazduh odaje okolini izvesnu količinu unutrašnje energije, i to u vidu talasne energije.

Zamislamo sada da se u mirnoj atmosferi gde se pritisak u toku vremena ne menja masa m koja se penje psevdoadijabatski u intervalu vremena dt promeni visina z za dz . Onda se za ovo vreme oslobodi

$$\delta Q = -L dm' \quad (1)$$

(L toplota isparavanja vode, $-dm'$ masa vodene pare koja se je pri promeni visine za dz kondenzovala u masi m)

toplote isparavanja vode. Vazdušni pritisak se u saglasnosti sa osnovnom jednačinom statike promeni za

$$dp = -g \rho_1 dz = -\frac{gp}{R_1 T_1} dz \quad (2)$$

(g ubrzanje slobodnog pada, R_1 , T_1 i ρ_1 gasna konstanta, temperatura odnosno gustina okolnog vazduha)

Istovremeno se masa vazduha m zbog kondenzacije promeni za

$$dm = dm' = \frac{mdq}{1-q}, \quad (3)$$

što dobijamo iz jednačine

$$q = \frac{m'}{m} \quad (m' \text{ masa vodene pare u masi } m) \quad (4)$$

kojom definišemo specifičnu vlažnost q .

Ako dobivene vrednosti unesemo u (6) i uzmemo u obzir da je gasna konstanta posmatranog vazduha

$$R = R_s (1 + 0,604q) \quad (5)$$

(R_s gasna konstanta suvog vazduha),

dobijamo, posle preuređenja članova, za talasnu energiju oslobođenu iz posmatranog vazduha mase m u posmatranom intervalu vremena dt

$$\delta U = p \delta V = \frac{R}{R + c_v} m \left[\frac{g c_v}{R_1} \frac{T}{T_1} + \left(-\frac{L}{1-q} + \frac{c_v T}{1-q} + \frac{0,604 c_v T}{1 + 0,604q} \right) \frac{dq}{dz} \right] dz. \quad (6)$$

Za prilike koje se javljaju u atmosferi je u dobivenoj jednačini prvi član $\frac{mg c_v}{R + c_v} \frac{RT}{R_1 T_1} dz$ najveći; on je jednak talasnoj energiji koja bi se

oslobodila u posmatranom intervalu vremena dt iz posmatrane vazdušne mase kada bi se promena visine izvršila adijabatski. Ovu talasnu energiju koja se pojavljuje neposredno zbog menjanja vazdušnog pritiska nazvaćemo *barskom talasnom energijom*.

Iz posmatrane vazdušne mase m u intervalu vremen dt u kojem joj se je promenila visina z za dz oslobodilo se je, dakle,

$$\delta U_b = \frac{c_v}{R + c_v} \frac{R}{R_1} \frac{T}{T_1} mgdz = 0,71 \frac{T_v}{T_{v,1}} mgdz = -0,71 dB \quad (7)$$

(T_v i $T_{v,1}$ virtuelna temperatura mase m odnosno okolnog vazduha)

barske talasne energije, gde je

$$dB = -\frac{T_v}{T_{v,1}} mgdz \quad (8)$$

istovremena promena potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska mase m [7].

Ostala tri člana u jednačini (6) potiču od promene specifične važnosti q . Prvi od njih

$$\delta U_{k,L} = -\frac{R}{R + c_v} \frac{mLdq}{1-q} \quad (9)$$

potiče neposredno od oslobođene latentne toplote $-\frac{mLdq}{1-q}$, drugi

$$\delta U_{k,m} = \frac{R}{R + c_v} \frac{mc_v T dq}{1-q} \quad (10)$$

od promene dm mase m , a treći

$$\delta U_{k,p} = \frac{R}{R + c_v} \frac{0,604 mc_v T dq}{1 + 0,604q}, \quad (11)$$

kao što ćemo odmah videti, od promene gustine vazduha koja bi se pri konstantnoj temperaturi T i konstantnom pritisku p pojavila samo zbog promene specifične vlažnosti q .

Iz jednačine stanja 1 (2), ako uzmemo u obzir (4), dobijamo odmah čim napravimo logaritamski izvod relativnu promenu gustine ρ uslovljenu samo promenom specifične vlažnosti q ($p = \text{konst.}$, $T = \text{konst.}$).

$$\left(\frac{d\rho}{\rho}\right)_q = -\frac{0,604dq}{1 + 0,604q}, \quad (12)$$

tako da možemo mesto (11) pisati

$$\delta U_{k,p} = -\frac{R}{R + c_v} mc_v T \left(\frac{d\rho}{\rho}\right)_q \quad (11')$$

Talasnu energiju

$$\delta U_k = \delta U_{k,L} + \delta U_{k,m} + \delta U_{k,p}, \quad (13)$$

koja potiče od promene specifične vlažnosti, nazvaćemo *kondenzacionom talasnom energijom*.

Deo talasne energije koji potiče neposredno od oslobođene latentne toplote vode uvek je suprotnog znaka prema ostala dva člana ((9), (10) i (11)). Ovaj deo energije je za područja gde se stvaraju padavinski oblaci otprilike osam puta veći od ostala dva dela:

Pošto je

$$\delta U_{k,m} + \delta U_{k,p} = \frac{1604R}{R + c_v} \frac{mc_v T dq}{(1-q)(1 + 0,604q)} \quad (14)$$

to se sa dovoljnom tačnošću može staviti

$$-\frac{\delta U_{k,L}}{\delta U_{k,m} + \delta U_{k,p}} = \frac{L}{1,604c_v T} \quad (15)$$

Ako uzmemo u obzir poznati odnos ([6], tablica br. 1a)

$$L = 597 - 0,57(T - 273) \text{ Kal/kg grad}, \quad (16)$$

onda je gornji količnik 7,6 pri temperaturi $+10^\circ\text{C}$, a 8,3 pri temperaturi -10°C . U atmosferi nastaju padavine u najvećoj meri pri temperaturama između -10 i $+10^\circ\text{C}$ tako da za ova područja možemo praktično uzeti da je

$$-\frac{\delta U_{k,L}}{\delta U_{k,m} + \delta U_{k,p}} = 8 \quad (15')$$

i, zbog (9) i dobivene vrednosti za kondenzacionu talasnu energiju (13)

$$\delta U_k = -\frac{7}{8} \frac{R}{R + c_v} mLdq = -\frac{1}{4} mLdq. \quad (17)$$

Ukupna talasna energija koja se javlja za vreme promene visine za dz sastoji se dakle iz barske i kondenzacione talasne energije

$$\boxed{\delta U = \delta U_b + \delta U_k} \quad (18)$$

Od važnosti je odnos između kondenzacione talasne energije δU_k i barske talasne energije δU_b koja se javlja u isto vreme. Iz (7) i (17) dobijamo za taj odnos odmah

$$\frac{\delta U_k}{\delta U_b} = -\frac{7}{8} \frac{RL}{gc_v} \frac{T_{v,1}}{T_v} \frac{dq}{dz} \quad (19)$$

Pošto je očigledno sa dovoljnom tačnošću

$$-L \frac{dq}{dz} = c_p (\Gamma_a - \Gamma_v), \quad (20)$$

gde Γ_a znači adijabatski a Γ_v vlažnoadijabatski temperaturski gradijent možemo mesto (19) pisati

$$\frac{\delta U_k}{\delta U_b} = \frac{7Rc_p}{8gc_v} \frac{T_{v,1}}{T_v} (\Gamma_a - \Gamma_v) = 36 (\Gamma_a - \Gamma_v) \quad (19')$$

(Kod približne vrednosti: Γ_a i Γ_v u $^{\circ}\text{C/m}$).

Traženi odnos je dakle srazmeran razlici između adijabatskog i vlažnoadijabatskog temperaturskog gradijenta. Pošto je $\Gamma_a = 0,01 \text{ grad m}^{-1}$, a na visinama gde se stvaraju padavinski oblaci $\Gamma_v = 0,005$ do $0,007 \text{ grad m}^{-1}$, važi za ove visine

$$0,11 < \frac{\delta U_k}{\delta U_b} < 0,18 \quad \text{odnosno} \quad 6 < \frac{\delta U_b}{\delta U_k} < 10$$

U atmosferi se za vreme vlažnoadijabatskog kretanja vazduha na gore uopšte oslobađa bar šest puta više barske nego kondenzacione talasne energije.

Pri adijabatskim kretanjima vazduha je $\delta U_k = 0$, a δU_b određen je jednačinom (7). Pošto je u ovom slučaju individualni temperaturski gradijent

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{T_v}{T_{v,1}} \frac{g}{c_p}, \quad (21)$$

možemo pisati za δU_b (vidi (7)).

$$\delta U_b = -mc_v dT \quad (R + c_v = c_p). \quad (22)$$

Pri adijabatskom kretanju neke vazdušne mase oslobođena talasna energija jednoka je negativnoj promeni unutrašnje energije te mase.

U svrhu tumačenja ukupnog uticaja ovde prikazanih vrsta talasnih energija na zbivanja u atmosferi moramo uzeti u obzir dve mogućnosti.

Prvo treba pogledati količine talasnih energija koje se oslobode za vreme u kojem se određenoj, a inače ma kojoj, vazdušnoj masi m promeni visina z_0 za konačnu vrednost $z - z_0$ vlažnoadijabatski. U ovo vreme oslobodi se očigledno (7)

$$\begin{aligned} U_b &= \int_{z_0}^z \frac{c_v}{R + c_v} \frac{T_v}{T_{v,1}} mg dz = \\ &= 0,71 mg (z - z_1) + 0,71 mg \int_{z_0}^z \frac{T_v - T_{v,1}}{T_{v,1}} dz \quad (23) \end{aligned}$$

barske talasne energije i u prvoj dobroj aproksimaciji, najmanje (17)

$$U_k = -\frac{7}{8} \int_{z_0}^z \frac{R}{R + c_v} mL dq = \frac{1}{4} mL (q_0 - q) \quad (24)$$

kondenzacione talasne energije, gde q_0 i q znače specifičnu vlažnost na visini z_0 odnosno z .

Kod vremenskih pojava razlika između T_v i $T_{v,1}$ iznosi najviše nekoliko stepena. Zbog toga je drugi član u (23) u poređenju sa prvim uopšte vrlo mali, te ne iznosi ni jedan procenat ove vrednosti.

Kada bi se vazduh kretao adijabatski, bilo bi $U_k = 0$, a U_b iz (23) mogli bismo izraziti i kao negativnu promenu unutrašnje energije mase kojoj se je promenila visina (22).

Kada podignemo 1 kg vazduha za 100 m oslobodi se (23) $U_b = 0,71 \cdot 1 \cdot 10 \cdot 100 \text{ kg m}^2 \text{ sek}^{-2} = 71 \text{ mkg}^*$ barske talasne energije. Čitava ova energija je otišla u okolinu!

Drugo, treba izračunati količine talasnih energija koje se u određeno vreme na određenom području D oslobode. Oslobođene talasne energije dolaze praktično sve do svog izražaja, tako da je ukupna oslobođena talasna energija jednaka zbiru svih oslobođenih talasnih energija za ovo vreme. Poznato je naime, da se zbog interferencije talasi samo superponuju, a pri tome nikako ne uništavaju.

Pošto se na ovom mestu pitamo po količini barske i kondenzacione talasne energije, pustimo neka se na posmatranom području sve pojave vrše adijabatski ili vlažnoadijabatski.

Iz (18) dobijamo odmah da se iz mase m u jedinici vremena oslobodi

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU_b}{dt} + \frac{dU_k}{dt} \quad (25)$$

talasne energije.

Ako zanemarimo srazmerno vrlo male količine talasne energije koje se oslobode zbog kretanja vazduha u horizontalnom pravcu, iz čitavog područja D oslobodi se u jedinici vremena ukupno očigledno ((7), (17))

$$\frac{dU_b}{dt} = 0,71 \int_D \frac{T_v}{T_{v,1}} g \frac{dz}{dt} dm \quad (26)$$

(dm element mase, a integral se odnosi na čitavo područje D)

barske i

$$\frac{dU_k}{dt} = -\frac{1}{4} \int_D L \frac{dq}{dt} dm \quad (27)$$

kondenzacione talasne energije.

Kada u jedinici vremena padne $\frac{dh}{dt} \text{ mm} = \frac{dh}{dt} \text{ kg/m}^2$ padavina, oslobodi se iznad svake jedinice površine $L \frac{dh}{dt}$ toplote isparavanja vode, a ukupna oslobođena kondenzaciona talasna energija u jedinici vremena na području D iznosi praktično

$$\frac{dU_k}{dt} = \frac{L}{4} \int_D \frac{dh}{dt} dO \quad (28)$$

(dO element horizontalne projekcije zemljine površine područja D)

Iz dobivenog obrasca mogli bismo na prost način određivati količinu kondenzacione talasne energije koja se oslobodi na nekom području gde smo izmerili padavine. Dobivena vrednost nam onda omogućuje da ocenimo još i barsku talasnu energiju koja je na padavinskim područjima gde duvaju samo vetrovi u pravcu na više u celini najmanje šest puta veća od oslobođene kondenzacione talasne energije.

6. Pretvaranje talasne energije u potencijalnu energiju položaja i obrnuto

Videli smo da se u polju zemljine teže apsolutna vrednost talasne energije pri prostiranju impulsa na dole povećava, a pri prostiranju na gore smanjuje. Upoznati vrednost ovih pretvaranja od osnovne je važnosti za tumačenje vremenskih pojava. Zbog toga je potrebno ova pretvaranja detaljnije proučiti.

Iz razloga koje smo već naveli u četvrtom poglavlju tretiraćemo pri ovim i računavanjima vazduh kao gas bez unutrašnjeg trenja sa apsorpcionom moći nula. Smatraćemo, dakle, da se ma koji impuls unutrašnjim trenjem i zračenjem ni u najmanjoj meri ne poništava i da se prostire adijabatski.

U intervalu vremena $[0, \delta t]$ neka se iz vazduha mase 1 u mirnoj izotermnoj atmosferi oslobodi $\frac{dV}{dt} \delta t$ pozitivne talasne energije. Ova se talasna energija prostire u vidu zgušnjjenja na sve strane od mesta postanka. Pošto se u izotermnoj atmosferi pojavljeno zgušnjjenje prostire u svim pravcima istom brzinom c vazdušne čestice do kojih je u određeno dovoljno kratko vreme već stiglo čelo zgušnjjenja, leže na površini lopte sa centrom na mestu nastanka zgušnjjenja i sa poluprečnikom

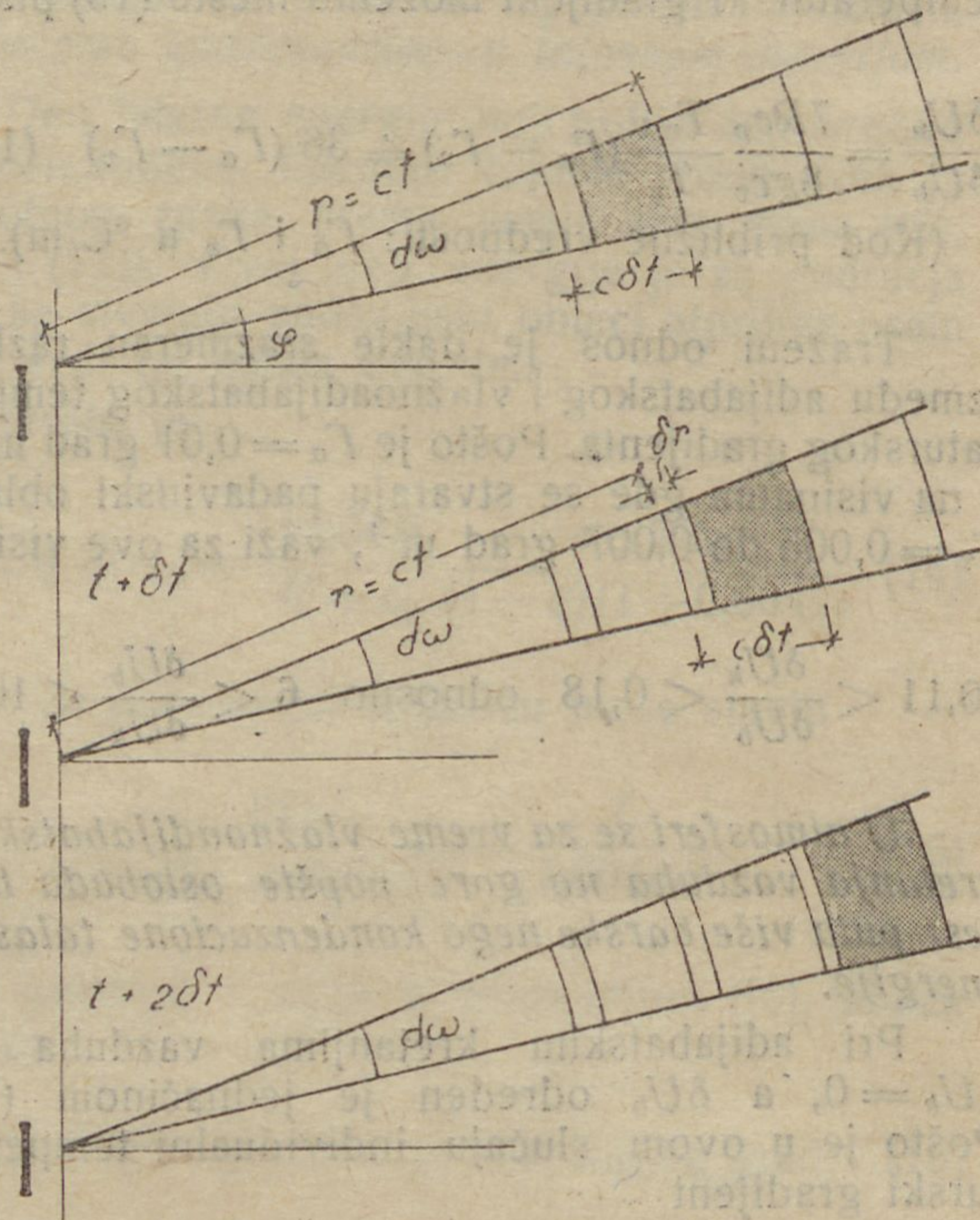
$$r = ct \quad (1)$$

(t vreme koje je manje od vremena u kojem bi na dole usmereni deo zgušnjjenja stigao do zemljine površine).

Pošto se zgušnjjenje prostire u bilo kom pravcu jednakom brzinom, možemo se ograničiti na posmatranje pretvaranja samo onog dela talasne energije u potencijalnu energiju položaja atmosfere koji se prostire u prostornom uglu $d\omega$ sa vrhom na mestu postanka zgušnjjenja (slika 6).

U intervalu vremena $[t, t + \delta t]$ vazdušne čestice koje su se u vremenu t nalazile na otstojanju $r = ct$ od mesta postanka (od tačke I) pomere se za δr u radijalnom pravcu od ovog mesta, i to u pravcu prostiranja onog dela zgu-

šnjenja koje se prostire u prostornom uglu $d\omega$. U istom intervalu vremena δt čelo zgušnjjenja stigne do otstojanja $r + c\delta t$; u vremenu $t + \delta t$ iznosi, dakle, debljina zgušnjjenja $c\delta t - \delta r$ (slika 6).



Sl. 6

U intervalu vremena $[t, t + \delta t]$ u kojem čelo zgušnjjenja stigne od otstojanja r do otstojanja $r + c\delta t$ zapremina onog vazduha koji je pre vremena t zapremao prostor između r i $r + c\delta t$ (slika 6) u prostornom uglu $d\omega$ smanji se očigledno za $r^2 d\omega \delta r$. Za ovo smanjenje zapremine, tj. za kompresiju vazduha koji je zapremao taj prostor bilo je potrebno obaviti rad

$$\delta U_{d\omega} = pr^2 d\omega \delta r, \quad (2)$$

koji je po vrednosti jednak talasnoj energiji dela zgušnjjenja koji se u vreme $t + \delta t$ nalazi u uglu $d\omega$ između $r + \delta r$ i $r + c\delta t$. U vreme $t + \delta t$ je dakle talasna energija osmatranog dela zgušnjjenja raspoređena na zapreminu $r^2 d\omega (c\delta t - \delta r)$, koja sadrži $r^2 \rho d\omega \delta r$ mase više nego što ju je sadržavala ista zapremina pre vremena t , pre pojave zgušnjjenja na ovom mestu.

U intervalu vremena $[t, t + \delta t]$ kada je čelo zgušnjjenja prešlo od otstojanja r do otstojanja $r + c\delta t$ promeni se potencijalna energija položaja atmosfere, zbog promene visine težišta suviška mase $r^2 \rho d\omega \delta r$, suviška koji se sa posmatranim delom zgušnjjenja prividno kreće brzinom zvuka u prostoru, za

$$\delta(\delta P_{d\omega}) = pr^2 d\omega \delta r g \delta z, \quad (3)$$

gde je

$$\delta z = \sin \varphi \cdot c\delta t \quad (4)$$

(φ ugao nagiba pravca prostornog ugla prema horizontalnoj ravni).

U istom intervalu vremena δt talasna energija $\delta U_{d\omega}$ promenila se je kao što vidimo iz (2) za

$$\delta(\delta U_{d\omega}) = \left(\frac{dp}{dr} r^2 \delta r + 2pr \delta r + pr^2 \frac{d\delta r}{dr} \right) d\omega c \delta t, \quad (5)$$

gde $\frac{dp}{dr}$ znači promenu pritiska, a $\frac{d\delta r}{dr}$ promenu pomeranja δr , tj. intenziteta zgušnjavanja u pravcu r na jedinicu otstojanja.

Pošto se pod gornjim uslovima u mirnoj i izotermnoj atmosferi talasna energija zgušnjavanja može pretvarati samo u potencijalnu energiju položaja atmosfere ondnosno povećavati samo na teret ove važi po zakonu o održavanju energije

$$\delta(\delta U_{d\omega}) + \delta(\delta P_{d\omega}) = 0 \quad (6)$$

Ako sada u dobivenu jednačinu unesemo vrednosti (5) i (3) i uzmemo u obzir (4) i osnovu jednačinu statike $\left(\frac{dp}{dz} = -g\rho \right)$ dobijamo iz (6) posle integralenja za δr

$$\delta r = \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \delta r_0 \quad (7)$$

gde δr_0 znači pomeranje (intenzitet) na bliskom otstojanju r_0 od mesta postanka zgušnjavanja.

Intenzitet zgušnjavanja u izotermnoj atmosferi u *makom* pravcu od mesta postanka smanjuje se, dakle, sa kvadratom otstojanja.

U intervalu vremena $[0, \delta t]$ oslobodi se na mestu postanka zgušnjavanja $\frac{dU}{dt} \delta t$ talasne energije. Pošto je oko vazdušne mase iz koje se je ova talasna energija oslobodila pritisak svuda isti, otpada na posmatrani prostrani ugao

$$\delta U_{d\omega,0} = \frac{d\omega}{4\pi} \frac{dU}{dt} \delta t \quad (8)$$

talasne energije.

Intenzitet zgušnjavanja u neposrednoj blizini mesta postanka zgušnjavanja — na otstojanju r_0 — iznosi, kao što vidimo iz (2) i (8),

$$\delta r_0 = \frac{1}{4\pi r_0^2 p_I} \frac{dU}{dt} \delta t \quad (9)$$

(p_I pritisak na otstojanju r_0 ; praktično je jednak pritisku na mestu nastanka zgušnjavanja).

Ako, najzad, uzmemo u obzir (7), dobijamo za pomeranje δr na otstojanju r od zračilišta

$$\delta r = \frac{\frac{dU}{dt} \delta t}{4\pi p_I r^2} \quad (10)$$

Kad bi posmatrani vazduh mase 1 odao negativnu talasnu energiju $\left(\frac{dU}{dt} < 0, \delta U_{d\omega} < 0 \right)$ onda bi se od mesta ove mase prostiralo u svim pravcima razređenje koje bi na svim mestima gde bi se pojavilo prouzrokovalo pomeranje vazduha za $-\delta r$ ($\delta r < 0$) u suprotnom pravcu prostiranja. Svi obrasci koji su dobijeni za prostiranje zgušnjavanja važe i ovde; zbog toga oni važe uopšte za prostiranje bilo kojih longitudinalnih talasa u izotermnoj atmosferi.

Iz (2) i (10) dobijamo i vrednost talasne energije koja se nalazi u prostornom uglu $d\omega$ na otstojanju r od zračilišta na mestu gde vlada vazdušni pritisak p

$$\delta U_{d\omega} = \frac{d\omega}{4\pi} \frac{p}{p_I} \cdot \frac{dU}{dt} \delta t \quad (11)$$

Iz obrazaca (6), (10) i (11) možemo da izvučemo sledeće zaključke:

1) *Ako se u mirnoj izotermnoj atmosferi impuls prostire adijabatski, onda je promena talasne energije jednaka promeni potencijalne energije položaja atmosfere.*

2. *Pomeranje vazduha na nekom određenom — inače ma kom mestu mirne izotermne atmosfere zbog prolaska impulsa (od tla neodbijenog), koje se izvrši u pravcu prostiranja impulsa ako je impuls zgušnjavanje, a u suprotnom pravcu, ako je impuls razređenje u slučaju adijabatskog prostiranja srazmerno je oslobođenoj talasnoj energiji, a obrnuto srazmerno je vazdušnom pritisku u zračilištu i kvadratu otstojanja od zračilišta.*

3. *Talasna energija impulsa koji se prostire u izotermnoj mirnoj atmosferi adijabatski u određenom, inače ma kom, pravcu srazmerna je oslobođenoj talasnoj energiji i vazdušnom pritisku na mestu gde se trenutno nalazi impuls, a obrnuto srazmerna vazdušnom pritisku u zračilištu.*

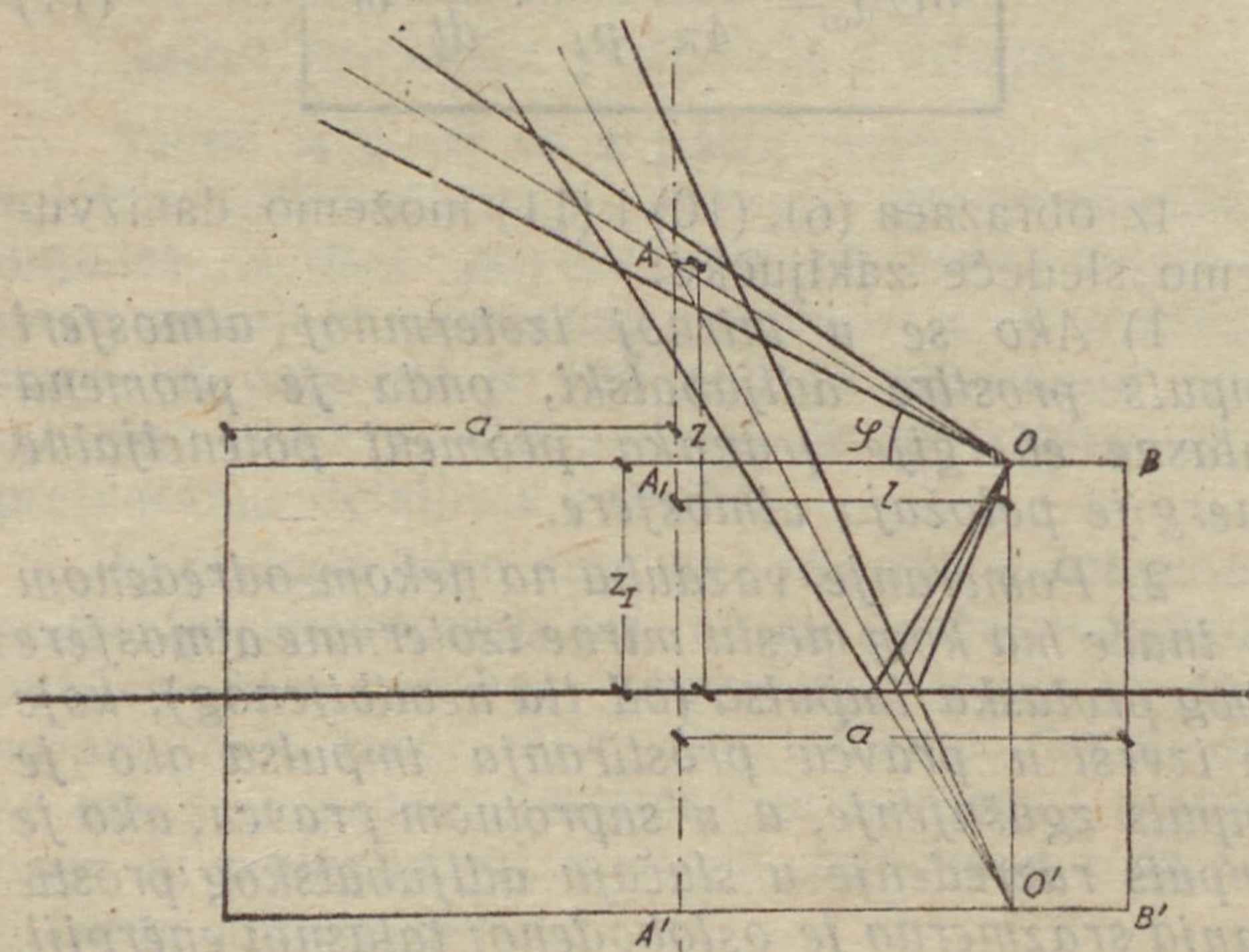
Pošto se vazdušni pritisak do visine 5 km smanji otprilike na polovinu možemo zaključiti sledeće:

4. *Pri adijabatskom prostiranju impulsa u mirnoj izotermnoj atmosferi na gore apsolutna vrednost talasne energije na vertikalnom otstojanju od 5 km smanji se na polovinu. Obrnuto pri prostiranju na dole poveća se na ovolikom otstojanju apsolutna vrednost talasne energije na dvostruku početnu vrednost.*

Vazduh koji se vlažnoadijabatski penje, odaje neprekidno talasnu energiju (5 (18)). Polovina talasne energije u vidu zrakova koji se prostiru brzinom zvuka, prostire se neposredno na gore, tj. u prostor koji leži iznad horizontalne ravni kroz uzlazni vazduh. Impulsi koji dospeju do zemljine površine i posle odbijanja na zemljinoj površini vrata se natrag u vis, povećavaju isto tako kao i prvi potencijalnu energiju položaja vazdušnih masa koje leže iznad uzlaznog vazduha.

U cilju ocene promene potencijalne energije položaja atmosfere koja je posledica ovakvog uzdizanja vazdušnih masa razmotrićemo poseban primer koji će nam koristiti kasnije pri tumačenju energetike ciklona.

Neka svaki m^3 padavinskog oblaka izrači svakog sekunda $\frac{dU}{dt}$ pozitivne talasne energije. Kroz bilo koju vazдушnu masu u atmosferi prolaze zraci talasne energije koji potiču iz padavinskog oblaka i koji dolaze na ovo mesto bilo direktno bilo indirektno. Indirektno dolaze oni zraci koji se po zakonu odbijanja odbijaju od zemljine površine i koji u slučaju kad je zemljina površina horizontalna, što i pretpostavljamo, prividno izviru iz zračilišta koje u odnosu na zemljinu površinu leži simetrično postojećem zračilištu (slika 7). Uticaj odbijenih zrakova jednak



Sl. 7

je uticaju onih zamišljenih neodbijenih zrakova koji bi svoj izvor imali u prividnom zračilištu (O') i koje bi zračilo jednake količine talasne energije kao što ih zrači prvo.

Utvrđimo, prvo, kolika bi bila brzina $\frac{dz}{dt}$ kojom se vazduh penje iznad prostranog oblaka oblika spljoštenog vodoravno ležećeg valjka. Debljina (visina) oblaka neka bude Δz , poluprečnik osnovne površine ležeće na visini z_1 iznad tla neka bude a . Izračunajmo brzinu dizanja $\frac{dz}{dt}$ na visini z u tački A (slika 7) koja leži iznad baze oblaka na njegovoj osi (na osi valjka). Neka oblak već dovoljno dugo vremena zrači pozitivnu talasnu energiju. Pored toga, neka iz ma kog kubnog metra oblaka dolaze uvek jednake količine talasne energije. Usled toga se brzina $\frac{dz}{dt}$ u tački A u toku vremena ne menja.

Kroz tačku A prolaze direktno i indirektno zraci koji izviru iz prostranog oblaka. Svako zgušnjavanje koje prođe mesto A pomeri vazduh koji se tu nalazi za $\delta r = dr$ u pravcu svog prostiranja. Zbog svakog takvog pomeranja podiže

se na tom mestu vazduh za $dr \sin \varphi$ (φ ugao između pravca odgovarajućeg zračenja i njegove vodoravne projekcije).

Element zapremine oblaka $2l\pi dl\Delta z$ (l poluprečnik kruga koji leži na jednoj ili drugoj osnovnoj površini oblaka sa središtem na simetričnoj) oda svakog sekunda $2l\pi dl\Delta z \frac{dU}{dt}$ pozitivne talasne energije. Na taj način bi brzina uzdizanja u tački A usled dejstva direktnih zrakova koji potiču iz ovog zapreminskog elementa iznosila (10)

$$\frac{d_1 z}{dt} = \frac{2l\pi dl\Delta z \frac{dU}{dt}}{4\pi r^2} \sin \varphi \quad (12)$$

(r otstojanje tačke A od kojegod tačke kruga sa poluprečnikom l),

a usled dejstva direktnih zrakova iz čitavog oblaka

$$\frac{d_1 z}{dt} = \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{2p_1} \int_0^a \frac{l \sin \varphi dl}{r^2} \quad (13)$$

Pošto je (vidi sliku 7)

$$l = \overline{AA_1} \operatorname{ctg} \varphi; \quad dl = -\frac{\overline{AA_1}}{\sin^2 \varphi} d\varphi \quad (14)$$

i

$$r = \frac{\overline{AA_1}}{\sin \varphi} \quad (15)$$

dobijamo iz (13) posle integralenja

$$\frac{d_1 z}{dt} = \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{2p_1} (1 - \sin \varphi_a) \quad (16a)$$

(φ_a ugao φ koji pripada poluprečniku a).

Na isti način dobili bismo i drugi deo brzine $\frac{d_2 z}{dt}$, koji je posledica pomeranja prouzrokovanih indirektnim zracima,

$$\frac{d_2 z}{dt} = \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{2p_1} (1 - \sin \varphi_a) \quad (16b)$$

(φ_a ugao φ koji pripada polugrečniku $l = a$ naznačenom na slici 7 sa $\overline{A'B'}$ na osnovnoj površini zamišljenog simetrično ležećeg oblaka).

Ukupna vertikalna brzina u tački A prouzrokovana ukupnim zračenjem talasne energije koja izvire iz oblaka iznosi, dakle,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{d_1 z}{dt} + \frac{d_2 z}{dt} = \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{p_1} \left(1 - \frac{\sin \varphi_a + \sin \varphi_a}{2}\right) \quad (17)$$

Pošto je, kao što vidimo iz slike 9,

$$\sin \varphi_a = \frac{z - z_1}{\sqrt{a^2 + (z - z_1)^2}} = \frac{z - z_1}{a} (1 - \dots) \quad (18)$$

$$\sin \varphi_a = \frac{z + z_1}{\sqrt{a^2 + (z + z_1)^2}} = \frac{z + z_1}{a} (1 - \dots)$$

a otuda pri dovoljno prostranom oblaku

$$\sin \varphi_a + \sin \overline{\varphi_a} \geq \frac{2z}{a}, \quad (19)$$

dobijamo za prostrani oblak (za malene $\overline{\varphi_a}$ i φ_a)

$$\frac{dz}{dt} \geq \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{p_1} \left(1 - \frac{z}{a}\right). \quad (20)$$

Iz dobivenog obrasca izlazi sledeće:

Nad prostranim (beskonačno velikim) padavinskim oblakom koji odaje svuda i uvek jednake količine talasne energije izdiže se ravnomerno čitava atmosfera. Brzina izdizanja iznosi

$$\boxed{\frac{dz}{dt} = \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{p_1}} \quad (21)$$

Pošto se iznad oblaka prostranih padavinskih područja kada su ispunjeni gornji uslovi celokupna atmosfera — a time i težište vazdušnih slojeva koji leže iznad oblaka ravnomerno diže, to se povećava potencijalna energija atmosfere.

Ako uzmemo u obzir činjenicu da je u našem primeru vazdušni pritisak p_1 brojčano jednak težini vertikalnog vazdušnog stuba preseka 1 koji se prostire od visine oblaka pa do vrha atmosfere iz poslednjeg obrasca izlazi sledeće:

Iznad prostranog (beskonačno velikog) područja koje odaje uvek i na svakom mestu jednake količine talasne energije povećava se potencijalna energija položaja atmosfere u svakoj jedinici vremena za onoliko koliko talasne energije emituje ovo područje u svakoj jedinici vremena.

Ako se opet vratimo na gornji slučaj možemo kazati da se brzina izdizanja gornjih slojeva atmosfere $\frac{dz}{dt}$ smanjuje prema rubu padavinskog oblaka. Kao što vidimo iz (17) iznad oblaka brzina $\frac{dz}{dt}$ opada i sa visinom.

Primer: $a = 50$ odn. 100 km, $p_1 = 700$ mb = 70000 kg m⁻¹ sek⁻²; neka svakog sata padne iz oblaka 1 mm padavina. Izdizanje $\frac{dz}{dt}$ koje bi bilo posledica emitovanja kondenzacione talasne energije dobijamo iz (20) prema 5 (28) ako

$$za \frac{dU}{dt} \Delta z \text{ napišemo } \frac{600 \cdot 4186}{4} \text{ kg m}^2 \text{ sek}^{-2}/\text{h}.$$

Ono iznosi u tački A koja se nalazi na visini 5, 10, 15 odnosno 20 km u prvom slučaju ($a = 50$ km) 8,1; 7,2; 6,3 odnosno 5,9 m/h, a u drugom slučaju ($a = 100$ km) 8,5; 8,1; 7,6 odnosno 7,2 m/h.

Pri $a = \infty$ bila bi brzina na svim visinama jednaka; iznosila bi 9,0 m/h.

Stacionarno emitovanje talasne energije koja izvire iz horizontalnog oblaka debljine Δz ima u tački A za posledicu i promenu vazdušnog pritiska koja u jedinici vremena iznosi (5 (2), (20))

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g \rho \frac{dz}{dt} \geq g \rho \frac{dU}{dt} \frac{\Delta z}{p_1} \left(1 - \frac{z}{a}\right). \quad (22)$$

Pošto pri $a = 50$ odnosno 100 km, $p_1 = 700$ mb iz oblaka ispadne svakog sata $1 \text{ kg/m}^2 = 1 \text{ mm}$ padavina $\left(\frac{dU}{dt} \Delta z = \frac{600 \cdot 4186}{4} \text{ kg m}^2 \text{ sek}^{-2}\right)$ dobijamo iz (22) za promenu vazdušnog pritiska iznad centralnog dela oblaka na visini 5, 10 odnosno 15 km 0,6 (0,6) 0,3 (0,3) odnosno 0,1 (0,1) mb/h. Brojevi van zagrade se odnose na $a = 50$ km, a brojevi u zagradi na $a = 100$ km.

Ako iznad nekog padavinskog područja duvaju vetrovi (koso) na više kao što je to na primer slučaj pri nadirañju hladnog vazduha ili pri penjanju vazduha preko brdskog grebena i hladnih vazdušnih masa, oslobađa se pored kondenzacione talasne energije još mnogo više pozitivne barske talasne energije. Možemo s toga opravdano očekivati da se ovakva kretanja vazduha na gore, koja dovode do poremećaja barskog bolja na visinama, od presudnog značaja za stanak i razvoj ciklona.

Prikazani veliki porast vazdušnog pritiska na visinama nekog padavinskog (ciklonalnog) područja ima, svakako, za posledicu da visinski vazduh odmah u početku počinje oticati iz njega na sve strane. Usled toga se povećavanje vazdušnog pritiska na visinama smanjuje. Ali, ovi dinamički procesi ne mogu da spreče tendenciju ka porastu vazdušnog pritiska na visinama područja u kojem se neprekidno nanovo oslobađaju ogromne količine barske i kondenzacione talasne energije (vidi 8).

Na visinama područja u kojem se oslobađa negativna talasna energija (na primer u anticyklonima) i gde se zbog toga cela atmosfera spušta, vazduh silazi $\left(\frac{dz}{dt} < 0 \text{ u (22)}\right)$. Kad ne bi dolazio novi vazduh (na primer pri noćnom hlađenju) vazdušni pritisak bi se na visinama stalno smanjivao. Ali, usled spuštanja vazdušnih slojeva u slobodnoj atmosferi dolazi do popunjavanja horizontalnih vetrova, koji mogu da spreče opadanje, ali ne i tendenciju opadanja pritiska na visini (8).

7. Unutrašnja energija

U atmosferi se prostiru raznovrsni impulsi, bilo kao zgušnjavanja bilo kao razređenja. Ovi impulsi prenose s jednog mesta na drugo velike količine energije koja jednim svojim delom bar predstavlja deo unutrašnje energije vazduha (1 (8), 3 (5)).

Oko svake vazdušne mase kojoj se promeni zapremina pojavi se impuls i udalji se od mesta obrazovanja brzinom zvuka. Talasna energija obrazovanog impulsa jednaka je promeni unutrašnje energije vazduha na mestu gde se impuls nalazi (1 (8)).

U vezi sa ovim postavlja se pitanje: *može li promena unutrašnje energije da se manifestuje na još koji drugi način sem u vidu talasne energije?*

Zamislamo zatvoren sud sa pomerljivim klipom napunjen bilo kojim gasom. Kad pomoću klipa malo gas komprimujemo, povećavajući time njegovu unutrašnju energiju, javlja se u njemu u trenutku kada smo počeli pomerati klip, neposredno ispred klipa zgušnjavanje. Obrazovano zgušnjavanje sadrži u sebi ukupnu promenu unutrašnje energije i ono se od svog mesta obrazovanja udaljuje u zatvorenom gasu brzinom zvuka, pa se posle odbijanja na suprotnom zidu suda vraća nazad ka klipu. Na taj način se pod inače nepromenjenim uslovima obrazovano zgušnjavanje bar izvesno vreme prenosi u gasu noseći sobom izvesnu količinu talasne energije koja je deo unutrašnje energije gasa.

Zamislamo sada da je posmatrani zatvoreni gas idealni gas sa apsorpcionom moći i spoljašnjim trenjem gasa o zidove suda jednakim nula. U trenutku kada bismo ovakvom gasu počeli pomeranjem klipa smanjivati zapreminu pojavilo bi se u njemu ispred klipa zgušnjavanje koje bi sadržalo u sebi ukupnu promenu unutrašnje energije nastale usled obavljenog rada i koje bi se prostiralo brzinom zvuka. Ovakvo zgušnjavanje se u zamišljenom gasu ne bi moglo samo po sebi uništiti: ono bi se prostiralo u gasu brzinom zvuka i, u skladu sa zakonima odbijanja talasa, odbijalo bi se od zidova suda u odgovarajućim pravcima. Svaka nova kompresija imala bi za posledicu nova zgušnjavanja, a ukupna promena unutrašnje energije prouzrokovana kompresijom manifestovala bi se kao talasna energija ovih zgušnjavanja.

Analogo bi svako povećanje zapremine posmatranog gasa imalo za posledicu pojavljivanje razređenja, koja bi se u njemu prostirala brzinom zvuka; u njima bi se u vidu negativne talasne energije manifestovalo ukupno smanjenje unutrašnje energije uslovljeno dilatacijom gasa.

Prema tome, možemo zaključiti da je *unutrašnja energija idealnog gasa sa apsorpcionom moći nula jednaka ukupnoj talasnoj energiji bezbrojnih impulsa koji se prostiru u njemu.*

Zbog izvršnih promena zapremine došlo je i do promene jačine sile pritiska kojom gas dejstvuje na zidove suda. I ova promena, očigledno, nije ništa drugo nego zbir svih sila pritiska ko-

jima na zidove suda dejstvuju u gasu pojavljena zgušnjavanja i razređenja.

U vezi sa prostiranjem zgušnjavanja i razređenja u idealnom gasu sa apsorpcionom moći nula možemo ustanoviti važnu činjenicu da su zbog više ili manje neravnomerne raspodele zgušnjavanja i razređenja u gasu relativna kretanja susednih molekula u određenom dovoljno kratkom intervalu vremenu na nekim mestima naročito jaka a na drugim, opet, slaba. Mesta naročito jakih relativnih kretanja zvaću privremeno *kritična mesta*, a među njima ćemo ona gde se molekuli kreću jedan ka drugome, tj. u smislu povećavanja gustine gasa, nazvati *pozitivna*, a ona gde se molekuli kreću jedan od drugog, tj. u smislu smanjivanja gustine, *negativna*.

U idealnom gasu sa apsorpcionom moći nula ne bi se talasna energija impulsa nigde, pa ni na kritičnim mestima, ni u najmanjoj meri uništavala. Po Kirchhoff-ovom zakonu ovakav gas ne bi, naime, odavao toplotnu energiju, i u gasu prisutni impulsi ne bi se mogli ni zbog zračenja uništavati (vidi 4).

Drukčije je sa realnim gasovima:

Na osnovu razmatranja u četvrtom poglavlju vidimo odmah da gas odaje u vidu elektromagnetskih talasa na pozitivnim kritičnim mestima više toplotne energije u okolinu nego što je na isti način od okoline prima. Analogo, na negativnim kritičnim mestima gas prima u vidu toplotnih zrakova od okoline više energije nego što je daje.

Zbog emitovanja odnosno apsorbovanja toplotnih zrakova na kritičnim mestima, koja su čas ovde čas onde, stvaraju se u gasu neprestano novi impulsi: oko pozitivnih kritičnih mesta — razređenja, oko negativnih — zgušnjavanja. Usled ovoga javljaju se u gasovima bezbrojna zgušnjavanja i razređenja, koja se na kritičnim mestima, i uopšte na mestima gde gas emituje i apsorbuje toplotne zrake, neprestano nanovo stvaraju i uništavaju. Ne može da bude drukčije, *svako odvođenje i dovođenje toplotne energije u vidu zračenja uvek je, naime, u vezi sa istovremenom pojavom razređenja odnosno zgušnjavanja oko mesta emisije i apsorpcije toplotnog zračenja. Ova zgušnjavanja i razređenja se ni pod kojim uslovom (vidi 2) ne lokalizuju na određenom mestu, već se uvek brzinom zvuka prenose od čestice na česticu noseći sobom veće ili manje količine talasne tj. unutrašnje energije gasa.*

Ne možemo tvrditi da će se energija toplotnog zračenja pretvarati u talasnu, tj. unutrašnju i obrnuto samo na mestima naročito jakih relativnih brzina tamošnjih molekula. Zbog toga kritičnim mestima, pozitivnim i negativnim, možemo smatrati sva ona mesta u gasu gde se unutrašnja energija pretvara u toplotnu zračnu energiju i obrnuto.

U svakom gasu postoje, dakle, uvek dve bitno različite vrste energije: *talasna energija bezbrojnih zgušnjavanja i razređenja, koji se prostiru brzinom zvuka, i energija elektromagnetskih talasa, koji se prostiru brzinom svetlosti.* Ove dve energije

su u nekom funkcionalnom odnosu. Prva od njih ne može da bude ništa drugo nego unutrašnja energija gasa, a druga je njegova toplotna energija. Toplotna energija bila bi prema ovome nešto bitno drugo od unutrašnje.

U vezi s ovim možemo očekivati da na termometar utiču samo toplotni zraci, koji se u gasu prostiru brzinom svetlosti i koji se neprekidno na više ili manje kratkim otstojanjima nanovo stvaraju i uništavaju, a na barometar longitudinalni talasi, koji se prostiru brzinom zvuka. Jednačina gasnog stanja $pV = RT$ pokazuje nam, možda, samo funkcionalni odnos između ukupne talasne (unutrašnje) i toplotne energije gasa; p pripada kvalitativno unutrašnjoj a T toplotnoj energiji.

Na ovoj osnovi mogli bismo da tumačimo i toplotnu provodnost gasa:

Zamislamo gas koji se neposredno graniči sa drugim gasom na višoj temperaturi od njega. Pošto topliji gas jače emituje toplotu putem elektromagnetskih talasa on se hladi, a hladniji gas se zagreva. Ako pretpostavimo da se energija elektromagnetskih talasa koja je na pozitivnim kritičnim mestima nastala iz unutrašnje pretežno ponovo pretvara na najkraćim otstojanjima u unutrašnju, onda se prenos toplotne energije od toplotnog na hladni gas vrši uglavnom kontinuirno od granične površine oba gasa. Na isti način možemo protumačiti toplotnu provodnost svih tela.

Kada bismo u napred posmatrani idealni gas sa apsorpcionom moći ν (gde se ne javljaju elektromagnetski talasi) stavili termometar, ovaj ne bi mogao nikako pokazivati njegovu temperaturu. Gas bi, naime, zbog odsustva toplotnih zrakova bio za toplotu neprovodljiv. Sve promene stanja vršile bi se adijabatski a u jednačini stanja tog gasa se temperatura ne bi javljala.

Prema gornjem, unutrašnja energija gasa ne može da bude ništa drugo nego ukupna talasna energija svih longitudinalnih talasa koji se u njemu prostiru brzinom zvuka.

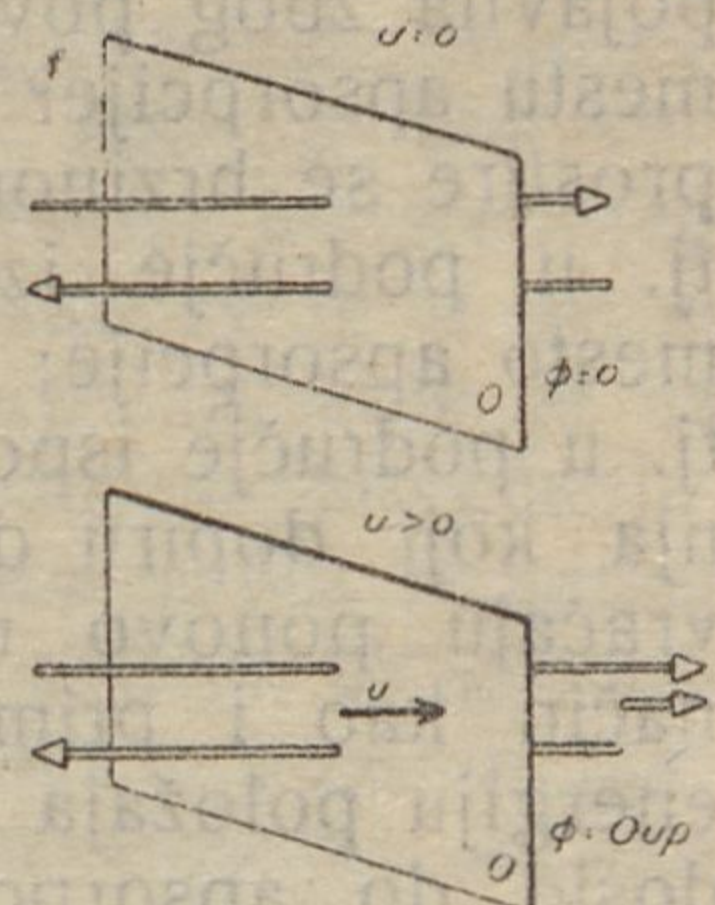
Na sličnoj osnovi, uzimajući u obzir još i transversalne talase, izračunao je *Debye* unutrašnju energiju čvrstih tela ([3], str. 282—286).

U vezi sa pojavom impulsa oko vazdušne mase kojoj se je promenila zapremina javlja se još jedno principijelno pitanje:

Uzmimo, da se je vazdušnoj masi u mirnoj atmosferi zapremina promenila usled apsorpcije toplotne energije, da joj se je, dakle, zapremina povećala. Usled dovedene toplotne energije došlo je u samoj vazdušnoj masi i u okolini do povećanja unutrašnje energije. Ali, u okolini je došlo i do kretanja vazdušnih čestica u radijalnom pravcu upolje. Do kretanja je došlo samo zbog obrazovanja zgušnjavanja, koje svuda gde se pojavi izaziva određeno kretanje vazdušnih čestica (kinematički deo talasne energije). Postavlja se pitanje: Da li može još na koji drugi način doći do kretanja vazdušnih čestica, pa i da kretanja uopšte, nego na taj način da se prostiranjem zgušnjavanja i razređenja preko čestica izazivaju razna pomeranja čestica, a time i njihovo kretanje.

Sva naša istraživanja vode nas do odgovora da druge mogućnosti ne postoje (vidi i [1]).

Svaki impuls nosi sobom izvesnu količinu talasne energije, koja se u svima slučajevima sastoji iz kvazističkog i kinematičkog dela. Na taj način kroz svaki presek atmosfere struje, veće ili manje količine talasne (unutrašnje) energije u vidu longitudinalnih talasa u najrazličitijim pravcima. Ukupna količina talasne energije koja u određenom vremenu prolazi kroz presek na jednu stranu uopšte nije jednaka količini talasne energije koja u isto vreme pređe na drugu stranu preseka (slika 8).



Sl. 8

Zamislamo u atmosferi neku prepreku, koja leži normalno na pravac kretanja i koja se kreće istom brzinom kojom se vazduh na tom mestu kreće. U jedinici vremena u kojoj se prepreka pomeri za u u pravcu kretanja vazduha, obavi vazduh iza prepreke, očigledno, rad Oup (O površina prepreke). Da se ovaj rad stvarno obavi, izlazi bez daljnega otuda što bi za izvršenje ovog pomeranja, ako tamo (iza prepreke) ne bi bilo vazduha, morali sami da obavimo potreban rad. Kad bi vazduh u slobodnoj atmosferi mirovao u jedinici vremena prešla bi, po drugom pravilu teorije toplotne, ista količina energije (unutrašnje) na jednu kao i na drugu stranu prepreke. Kada se vazduh kreće, prolazi više u pravcu njegovog kretanja nego u suprotnom pravcu, u našem slučaju, kroz prepreku površine O , više za pOu . U pravcu kretanja struji, dakle, kroz svaku jedinicu površine energetska struja jačine

$$\phi = up. \quad (1)$$

Primer: $u = 1 \text{ msek}^{-1}$, $p = 100000 \text{ kgm}^{-1}\text{sek}^{-2} = 1000 \text{ mb}$; $\phi = 100000 \text{ kg m}^2 \text{ sek}^{-2}/\text{m}^2 \text{ sek}$. Uzmemo li u obzir da je kinetička energija svakog kg ovog vazduha (koji se kreće brzinom 1 m sek^{-1}), koji bi pri sobnim temperaturama zapremio nešto manje od 1 m^3 zapremine, svega $\frac{1}{2} \text{ kg m}^2 \text{ sek}^{-2}$, onda vidimo da u pravcu kretanja vazduha teče energetska struja koja je za naše pojmove ogromna.

U atmosferi posmatramo raznovrsna kretanja vazduha i svako kretanje je uzročno vezano sa pomenutom energetsom strujom.

U atmosferi, dakle, neprekidno struje ogromne količine energije, a ovo strujanje je za tumačenje energetike atmosfere od osnovne važnosti.

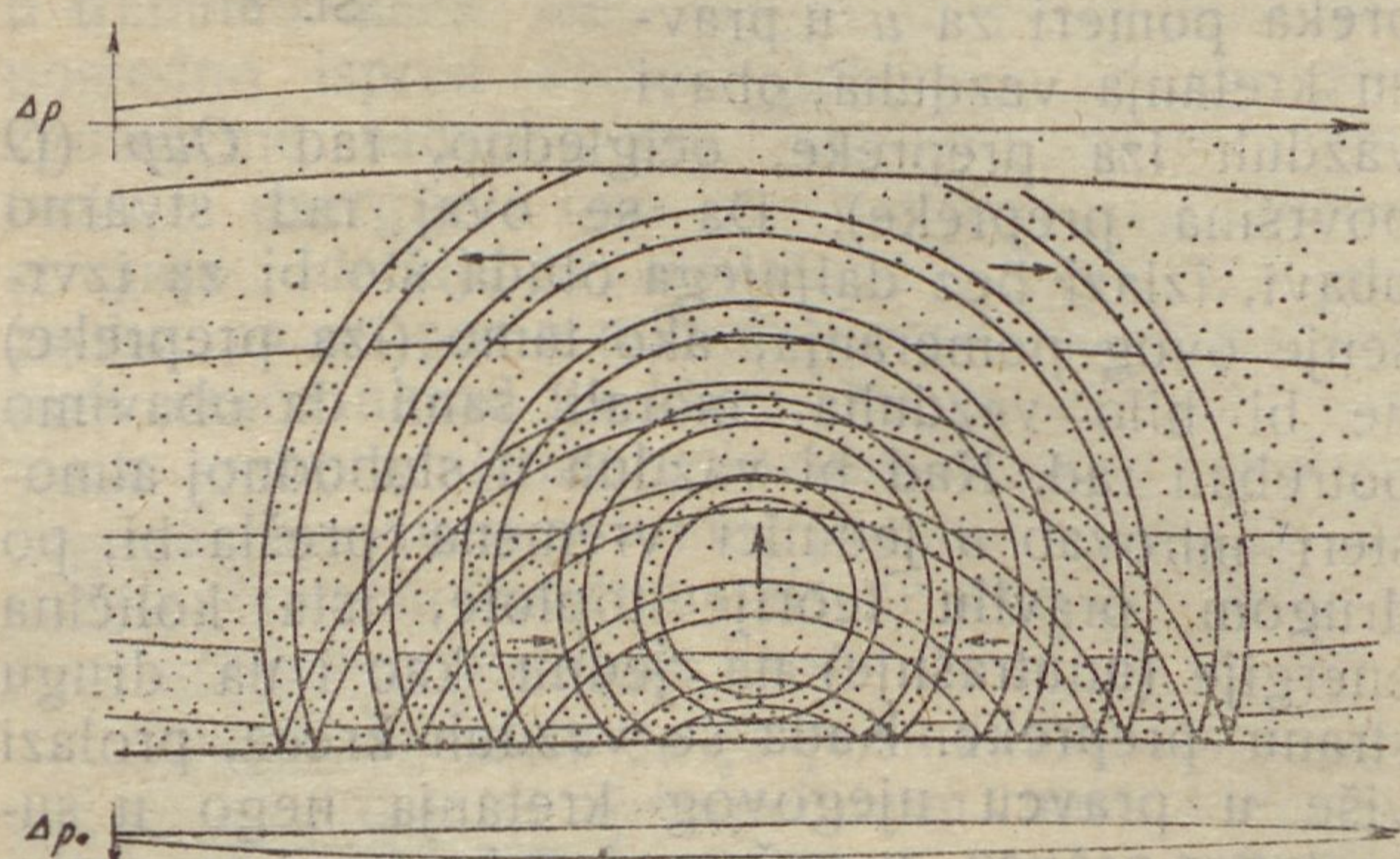
8. Stvaranje potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska kao posledica pretvaranja talasne energije u potencijalnu energiju položaja

Prostiranje impulsa u atmosferi ima za posledicu još jednu pojavu koja je od osnovne važnosti za naša dalja tumačenja.

Razmotrimo prvo sve posledice do kojih dolazi u stabilnoj mirnoj atmosferi kad joj na određenom, inače ma kom mestu, dovedemo izvesnu količinu toplote.

Na mestu apsorpcije vazduh se je zagrejao, gustina mu se pri tome smanjila, a time se je poremetila statična ravnoteža; vazduh se je počeo dizati, dobivao je pri tome na kinetičkoj energiji, a gubio na ukupnoj potencijalnoj energiji [8].

Šta je sa talasnom energijom koja se je pojavila zbog povećanja zapremine vazduha na mestu apsorpcije? Polovina ove talasne energije prostire se brzinom zvuka neposredno na gore, tj. u područje iznad horizontalne ravni kroz mesto apsorpcije; polovina se prostire na dole, tj. u područje ispod ove ravni. Delovi zgušnjavanja koji dopiru do zemljinog tla odbijaju se i vraćaju ponovo u vis, a povećavajući na taj način kao i primarno zgušćenje potencijalnu energiju položaja vazduha u području gde je došlo do apsorpcije (6, slika 9). Na visinama



Sl. 9

neposredno iznad mesta apsorpcije očigledno se javlja najveće pomeranje vazdušnih masa na gore, veće nego u okolini, gde je pomeranje vazdušnih masa na gore sve manje što se ide dalje od posmatranog područja u kojem je došlo do apsorpcije (slika 9).

Zbog ovog neravnomernog podizanja vazdušnih masa (porasta potencijalne energije položaja) javljaju se u visinama gradijenti vazdušnog pritiska usmereni u horizontalnom pravcu radijalno izvan ovog područja. Poremećaji barskog polja izazivaju horizontalna kretanja vazduha, visinske vetrove koji u početku duvaju u pravcu spomenutih gradijenata, transportujući vazduh na periferiju područja. Ovakav transport gornjeg vazduha ima za posledicu opadanje vazdušnog pritiska u nizinama centralnog dela posmatranog područja, a time kretanje donjih vazdušnih masa ka mestu gde je došlo do apsorpcije ([9], str. 505).

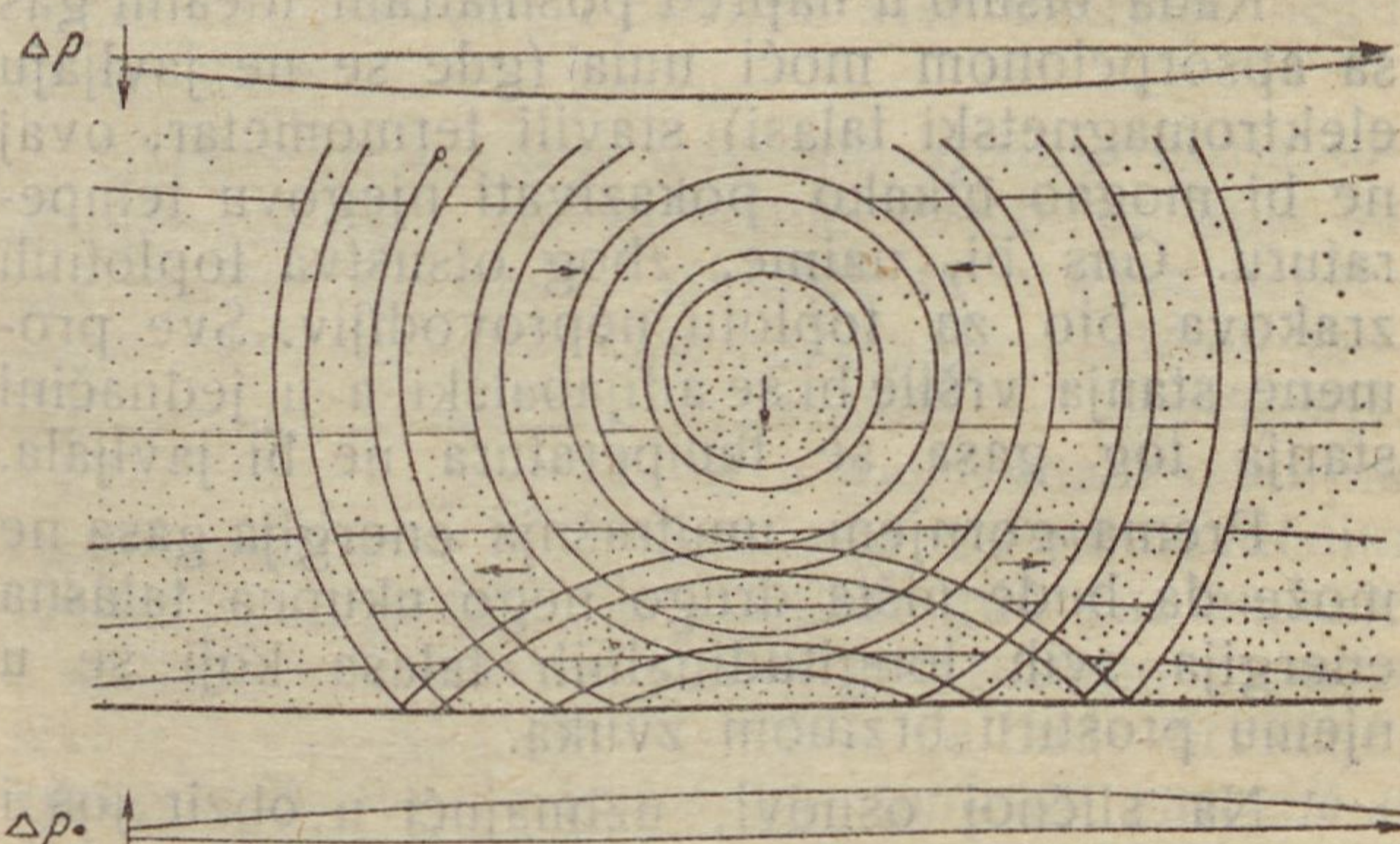
Pojavljeni gradijenti vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu posledica su pretvaranja oslobođene talasne energije u potencijalnu energiju položaja. Javlja se pitanje: odakle nastali horizontalni vetrovi crpe potrebnu energiju? Svakako ne iz potencijalne energije položaja, pošto se pri horizontalnim kretanjima vazduha

potencijalna energija položaja vazdušnih slojeva ne menja. Ovi vetrovi mogu dobijati potrebnu energiju samo iz *potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska* ([10], str. 505), tj. drugim rečima, iz unutrašnje energije vazdušnih masa.

Na prvi pogled se možda čini neverovatno da kinetička energija horizontalnih vetrova može nastati iz energije koja ne izvire u dovedenoj energiji već u nekoj drugoj energiji, u energiji koja je u nekom obliku bila već pre dovoda toplote u atmosferi prisutna.

Pre dovoda toplote nije bilo u posmatranoj mirnoj atmosferi nikakve potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu. Ova energija počela je da se pojavljuje naporedo sa pretvaranjem talasne energije u potencijalnu energiju položaja. Počela se je pojavljivati zbog toga što je ovo pretvaranje imalo za posledicu stvaranje gradijenta vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu. Usled toga je deo unutrašnje energije vazdušnih masa došao u „*labilan položaj*“, tj. deo unutrašnje energije vazdušnih masa dobio je značenje *potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu*; taj deo unutrašnje energije počeo se zbog toga pretvarati u kinetičku energiju horizontalnih vetrova.

Potpuno analoge pojave bismo posmatrali kada bi na nekom mestu u mirnoj atmosferi vazduh odao toplotnu energiju (slika 10, [8]).



Sl. 10

Energiju raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu (p.h.) koja se javlja kao posledica oslobođene talasne energije $\frac{dU}{dt} \delta t$ u intervalu vremena δt negde u mirnoj izotermnoj atmosferi možemo na sledeći način izračunati.

Zbog oslobođenja talasne energije prostire se u prostor impuls debljine $c \delta t$.

Posmatrajmo prvo koliko se p.h. javlja kao posledica adijabatskog prostiranja jednog dela ovog impulsa, i to zgušćenja debljine $c \delta t$ i intenziteta δr koje se prostire na gore i koji pripada čelu dO .

U intervalu vremena $[t, t + \delta t]$ u kojem se posmatrani deo zgušćenja pomeri za $c \delta t$ radijalno u polje nalazeći se na visini z potencijalna energija položaja atmosfere promeni se (poveća

se), samo zbog pomeranja ovog dela zgušnjena, za (6 (3), 6 (4))

$$\delta P_{do,cdt} = \rho dO \delta r g \sin \varphi \delta t \quad (1)$$

(φ ugao između pravca prostiranja posmatranog dela impulsa i njegove horizontalne projekcije).

Kao što smo videli isto tolika je negativna vrednost u isto vreme nestale promene talasne energije ovog dela zgušnjena

$$\delta P_{do,cdt} = - \delta U_{do,cdt} \quad (2)$$

Pošto se u ovom intervalu vremena potencijalna energija položaja atmosfere poveća, poveća se istovremeno i visina težišta z odgovarajućeg beskonačno malog dela atmosfere, tj. vazdušne mase zapremine $dO \delta t$ (slika 6) sa težištem koje se na početku posmatranog intervala nalazi na čelu zgušnjena, i to za $\delta r \sin \varphi$. Na taj način se na ovom mestu zbog pomeranja ovog zgušnjena vazdušni pritisak poveća za

$$\delta p = g \delta r \sin \varphi \quad (3)$$

Analogi porasti vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu izvan područja u kojem se je oslobodila talasna energija sve su manji tako da su na većim otstojanjima neuporedivo manji od onih iz srednjeg dela područja. Atmosferu dovoljno velikog područja oko mesta gde se je oslobodila talasna energija možemo zbog toga smatrati kao zatvorenu vazdušnu masu. Onaj deo zgušnjena koji se od mesta obrazovanja prostire prvo na dole a posle odbijanja od zemljine površine ponovo vraća u vis nećemo za sada uzeti u obzir.

Ako bismo pomenuti element vazdušne mase zapremine $dO \delta t$, koji se nalazi na visini z , preneli adijabatski u horizontalnom pravcu dovoljno daleko, tj. na mesto gde je promena vazdušnog pritiska zbog prostiranja impulsa praktično nula, smanjila bi se njegova unutrašnja energija za (I (7))

$$-dU_{do,cdt} = \frac{R}{R+c_v} \rho dO \delta t c_v T \frac{\delta p}{p} \quad (4)$$

Dobivena vrednost je očigledno jednaka onoj p.h. $\delta B_{do,cdt}$ koja se javlja kao posledica prostiranja posmatranog dela impulsa u intervalu vremena $[t, t + \delta t]$ ([10], str. 150). Ako uzmemo sada kod (4) u obzir (3), jednačinu stanja (I (2)) i I (3), kao i (1) i (2), dobijamo odmah vezu između nastale p.h. i istovremene odgovarajuće promene talasne i potencijalne energije položaja

$$\boxed{\begin{aligned} \delta B_{do,cdt} &= -dU_{do,cdt} = \frac{c_v}{R+c_v} \delta P_{do,cdt} = \\ &= -\frac{c_v}{R+c_v} \delta U_{do,cdt} \end{aligned}} \quad (5)$$

Dobiveni obrazac možemo uopštiti: Ako je $\frac{dU}{dt} \delta t < 0$, ako se, dakle, od mesta obrazovanja talasne energije prostire razređenje, onda se na istom mestu kao pre na visini z pojavi smanjenje vazdušnog pritiska (δp negativno (3)). Ovo je, u slučaju da je $\frac{dU}{dt}$ po apsolutnoj vrednosti jednako kao ono kod zgušnjena, jednako predašnjem povećanju. Kako se je na visini z , posle prolazanja zgušnjena, pojavilo povećanje vazdušnog pritiska, koje je bilo sve manje, što je mesto bilo udaljenije od srednjeg dela posmatranog područja, tako se je u ovom slučaju pojavilo smanjenje pritiska, koje je na svim mestima jednako predašnjem povećanju, koje je, dakle, isto tako sve manje što je mesto udaljenije od srednjeg dela područja. Očigledno se je i u ovom slučaju na visini z pojavilo isto onoliko p.h. kao i u slučaju zgušnjena; razlika je u tome što su u prvom slučaju nastali centrifugalni vetrovi, a u ovom centripetalni.

Vidimo da (5) važi — za sada bez obzira na znak — i za ovaj slučaj. Ovde je $\delta B_{do,cdt} < 0$ ($dU_{do,cdt} > 0$, $\delta P_{do,cdt} < 0$). Da bi važio rezultat i s obzirom na znak, smatraćemo uopšte $\delta B_{do,cdt}$ tada pozitivnim kada se ono javlja kao posledica pretvaranja talasne energije u potencijalnu energiju položaja, a negativnim kada se ono javlja kao posledica pretvaranja potencijalne energije položaja u talasnu energiju. Pri prostiranju zgušnjena na gore ili razređenja na dole nastaje, dakle, na mestima gde se impuls nalazi pozitivna p.h., a pri prostiranju zgušnjenuja na dole ili razređenja na gore nastaje na mestima gde se impuls nalazi negativna p.h.

Obrazac (5) važi, očigledno za ma koju atmosferu i omogućuje nam izračunavanje kinetičke energije horizontalnih vetrova koji se pojavljuju kao posledica pretvaranja talasne energije u potencijalnu energiju položaja i obrnuto.

Na osnovu izloženog možemo kazati:

Pretvaranje talasne energije u potencijalnu energiju položaja i obrnuto u izotermnoj mirnoj atmosferi ima za posledicu stvaranje potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu. Stvorena potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska iznosi 71% istovremene promene potencijalne energije položaja, a koja je jednaka negativnoj istovremenoj promeni talasne energije.

Kada se na prostranom području pojavljuje p.h. otprilike svuda u jednakim količinama onda se atmosfera čitavog područja više ili manje ravnomerno ili diže ili spušta; gradijenti vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu se ne pojavljuju ili su slabi — p.h. se ne može u većoj meri pretvarati u kinetičku energiju. Ovo je, na primer, slučaj pri dnevnom zagrevanju odnosno noćnom hlađenju atmosfere. Ali, ako se na određenom srazmerno malom području u toku vremena oslobađaju velike količine pozitivne ili negativne talasne energije, onda se tu mogu u toku vremena stvoriti veliki gradijenti

vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu, i to kao posledica p.h., koja se uvek nanovo stvara i koja, kao što ćemo videti u idućem poglavlju, može u najvećoj meri da se pretvori u kinetičku energiju horizontalnih vetrova.

Kada bi se nastali gradijenti vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu usled horizontalnih vetrova potpuno uništili, bila bi ukupna p.h. pretvorena u kinetičku energiju ovih vetrova; dobiveni obrazac (5) pokazuje nam, dakle, i vezu između pretvorene talasne energije i maksimalne moguće kinetičke energije horizontalnih vetrova koji su izazvani ovim pretvaranjem.

Ako bi se izvorno mesto oslobođene talasne energije $\frac{dU}{dt} \delta t$ nalazilo u prizemlju, tada bi se zbog pretvaranja talasne energije u potencijalnu energiju položaja izobarske površine za izvesnu, ne svuda jednaku, vrednost podigle (kod zgušnjavanja, slika 9) ili spustile (kod razređenja, slika 10). U ovom slučaju bi ukupna p.h. iznosila 71% od vrednosti $\frac{dU}{dt} \delta t$. Ali, kada se izvorno mesto nalazi negde na visini, onda moramo uzeti u obzir još i onaj deo impulsa koji se od zemljinog tla odbija i vraća nazad u vis. Ovaj reflektovani deo dejstvuje na visinama iznad mesta gde se je oslobodila talasna energija u istom smislu kao direktan impuls; na drugim visinama dejstvuje u suprotnom smislu. Ako se iznad izvornog mesta usled pretvaranja talasne energije pojavljuje pozitivna p.h. ispod njega se pojavljuje negativna i obrnuto. Iznad izvornog mesta javlja se po apsolutnoj vrednosti, očigledno, najmanje jedna polovina apsolutne vrednosti od $\frac{c_v}{R+c_v} \frac{dU}{dt} \delta t$ p.h.

9. O postanku i razvoju ciklona

Na osnovu nadred izloženog možemo očekivati, da su prvi počeci postanka i glavni uzroci održavanja i produbljivanja ciklona statičkog porekla, da su u vezi sa stvaranjem divergentnog područja na visinama centralnog dela ciklona [11].

U pogledu postanka i energetike ciklona postoje u literaturi razna gledišta. Preovlađuje mišljenje da cikloni crpe energiju za svoj postanak i razvoj u potencijalnoj energiji položaja vazdušnih masa ili u kinetičkoj energiji već prisutnih vazdušnih masa u kretanju ili u jednoj i drugoj. „Izvor energije za ciklonalno kretanje koji je dao *Margules**) *fali* u slučaju *temperaturske simetrije*. Zbog toga još ostaje kinetička energija dveju struja koje jedna pored druge klize i energija kondenzacione toplote.“ (F. M. *Exner* [10] str. 359).

Kako se kondenzacionoj toploti još i pripisuje izvestan značaj, a naročito pri tumačenju tropskih ciklona (*Helmholtz*), tako se, praktično, ne pripisuje nikakav značaj potencijalnoj energiji raspodele vazdušnog pritiska. Ovu energiju je

prvi određivao *Margules* [12], ali joj nije pripisivao onaj odlučujući značaj koji ona u stvari ima. Sličnog je mišljenja bio i *Exner*, koji u svojoj Dinamičkoj meteorologiji, na stranama 154 i 155, kaže „da se posmatranjem brzine vetra kao efekta horizontalne raspodele vazdušnog pritiska ne izlazi na kraj. Obe pojave idu paralelno, ali ne stoje u međusobnoj uzročnoj vezi.“ *Koschmieder* po ovom pitanju piše sledeće:

„*Margules* kaže, da... energija oluja ne može da potiče iz horizontalne raspodele vazdušnog pritiska.

Da li se ovaj slavni *Margules*-ov zaključak može upotrebiti za svako područje niskog vazdušnog pritiska sada još nije moguće zaključiti.

Izgleda da je ovo pitanje od velikog značaja u odnosu na to da polja oluja nastaju i tada kada u prizemnim slojevima nema većih temperaturskih razlika. Tamo je verovatno trenutno nastala kinetička energija posledica raspodele vazdušnog pritiska koja dejstvuje spolja. Nužno je potrebno da se prikupi posmatrački materijal po ovom, a isto tako i da se izvedu gore naznačeni teorijski računi“ ([6], str. 348).

H. *Ertel* je saglasan sa *Margules*-ovim pogledima; on kaže: „Najvažniji rezultat *Margules*-ovih istraživanja sastoji se u dokazu da u zatvorenom sistemu, potencijalna energija horizontalnih gradijenata pritiska daje samo malen udeo u kinetičkoj energiji oluja, a da se u potencijalnoj energiji vertikalne raspodele vazdušnih masa nalazi dovoljan izvor istih“ [13].

Kao što je poznato, *Margules* je do gornjeg zaključka došao na osnovu poređenja kinetičke energije svih gradijentskih vetrova stacionarnog ciklona sa istovremenom p.h. u istom ciklonu. Našao je da je prva neuporedivo veća od druge i iz toga je zaključio da u zatvorenom sistemu energija oluja ne može imati svoj izvor u p.h.

Ali, ovo poređenje nam u stvari još ne daje pravo da napravimo pomenuti zaključak. Kinetička energija se je mogla, naime, dobiti pretvaranjem iz druge p.h., iz energije koja se je stalno na novo stvarala i pretvarala u kinetičku i koju zbog toga razvijeni ciklon više ne sadrži (vidi 8).

Neka se na nekom području u atmosferi oslobode veće količine pozitivnih talasnih energija. U prirodi postoje razne mogućnosti za ovako oslobađanje: na primer u kumulusu i kumulonimbusu, dalje u područjima gde su zbog orografskih prepreka ili zbog hladnih vazdušnih masa tople vazdušne mase prinuđene da se penju u veće visine i da pri tome odaju pozitivnu barsku i kondenzacionu talasnu energiju. Na ovakvom području stvaraju se bezbrojna zgušnjavanja, čija se talasna energija pri prostiranju na gore neprekidno pretvara u potencijalnu energiju položaja, što ima za posledicu stalno novo pojavljivanje p.h. Zbog povećanja potencijalne energije položaja visina težišta vazdušnih masa posmatranog područja povećava se i na visinama se, bar u početku, javljaju više ili manje jaki gradijenti vazdušnog pritiska u

*) Misli se na potencijalnu energiju položaja.

horizontalnom pravcu koji su usmereni upolje od ovog područja — zračilišta.

Potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska počinje odmah da se pretvara u kinetičku energiju horizontalnih vetrova. Vazdušne mase se zbog toga pomeraju ka periferiji područja, a kao posledica ovog pomeranja, a u većoj ili manjoj meri, i stvaranja negativne p.h. u nizinama, počinje vazdušni pritisak u nizinama da opada.

U ovakvom zračilištu, koje se zbog osnovnog strujanja vazduha može pomeriti na drugo mesto, počinje da se razvija prava barometarska depresija. Na razvoj obrazovane depresije bitno utiču, na jednoj strani, sile devijacije (*Coriolis*-ova sila) i cintrifugalne sile, a na drugoj strani turbulencija. Na donje vazdušne mase utiče još i trenje o zemljinu površinu, važna sila za tumačenje postanka i razvoja ciklona. Zbog prisustva ovih sila posmatramo na visinama, kao što je poznato, uglavnom gradijentne vetrove, dok u prizemlju duvaju vetrovi po spiralnom putu ka centru depresije (zbog trenja o zemljino tlo).

Na taj način nagomilavaju se u donjim visinama centralnog dela depresije koja se formira uvek nove količine vazdušnih masa, što je u vezi sa obrazovanjem nove potencijalne energije raspodele vazdušnog pritiska u *vertikalnom* pravcu ($-\frac{\partial p}{\partial z} > g\rho$). Kao posledica ove pojave a, možda, i potiska (vlažna labilnost, koja je u velikoj meri posledica turbulencije [14]) duvaju u centralnom delu vetrovi na gore. Zbog ovih vetrova je zračilište sve vreme aktivno; za vreme kretanja vazduha na gore oslobađaju se, naime, uvek nove količine pozitivnih barskih i kondenzacionih talasnih energija. Ciklon je u svom punom razvoju.

Količinu oslobodene p.h., prouzrokovane vertikalnim vetrovima na gore u jezgru ciklona, možemo već iz sledećeg primera vrlo dobro oceniti:

Neka na horizontalno zemljino tlo, koje ima oblik kružne površine, padne iz mirne atmosfere u dovoljno kratkom vremenu 1 mm (1 kg/m^2) padavina. Za to vreme oslobodi se iznad ove površine $\frac{L}{4} r^2 \pi$ (r poluprečnik kružne površine) pozitivne kondenzacione talasne energije (vidi 5 (28)). Samo zbog ove talasne energije pojavi se na visinama najmanje $\frac{c_v}{2(R+c_v)} \cdot \frac{L}{4} r^2 \pi$ p.h. (vidi prošlo poglavlje). Kad bi se sva ova energija pretvorila u kinetičku energiju horizontalnih vetrova u području 10 puta većem od posmatranog padavinskog, a koje bi bilo visoko 10 km, onda bi prosečna kinetička energija svakog m^3 vazduha iznosila $\frac{c_v}{2(R+c_v)} \frac{L}{4} r^2 \pi : 10 r^2 \pi \cdot 10000 =$
 $= 2,2 \text{ kg m}^2 \text{ sek}^{-2}$; prosečna brzina horizontalnih vetrova ($\rho = 0,75 \text{ kg/m}^3$) iznosila bi, dakle

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 2,2}{0,75}} = 2,4 \text{ m/sek.}$$

Kad vazdušne mase u početku ne bi mirovale već bi kružile, u vidu gradijentnih vetrova, na primer brzinom od 20 m/sek, onda bi porast brzine bio manji (promena kinetičke energije je srazmerna brzini kretanja), iznosio bi svega 0,1 m/sek. Ako bi na ovo područje palo mesto 1 mm padavina 36 mm onda bi u prvom slučaju porast bio 14,4 m/sek, a u drugom 4,5 m/sek.

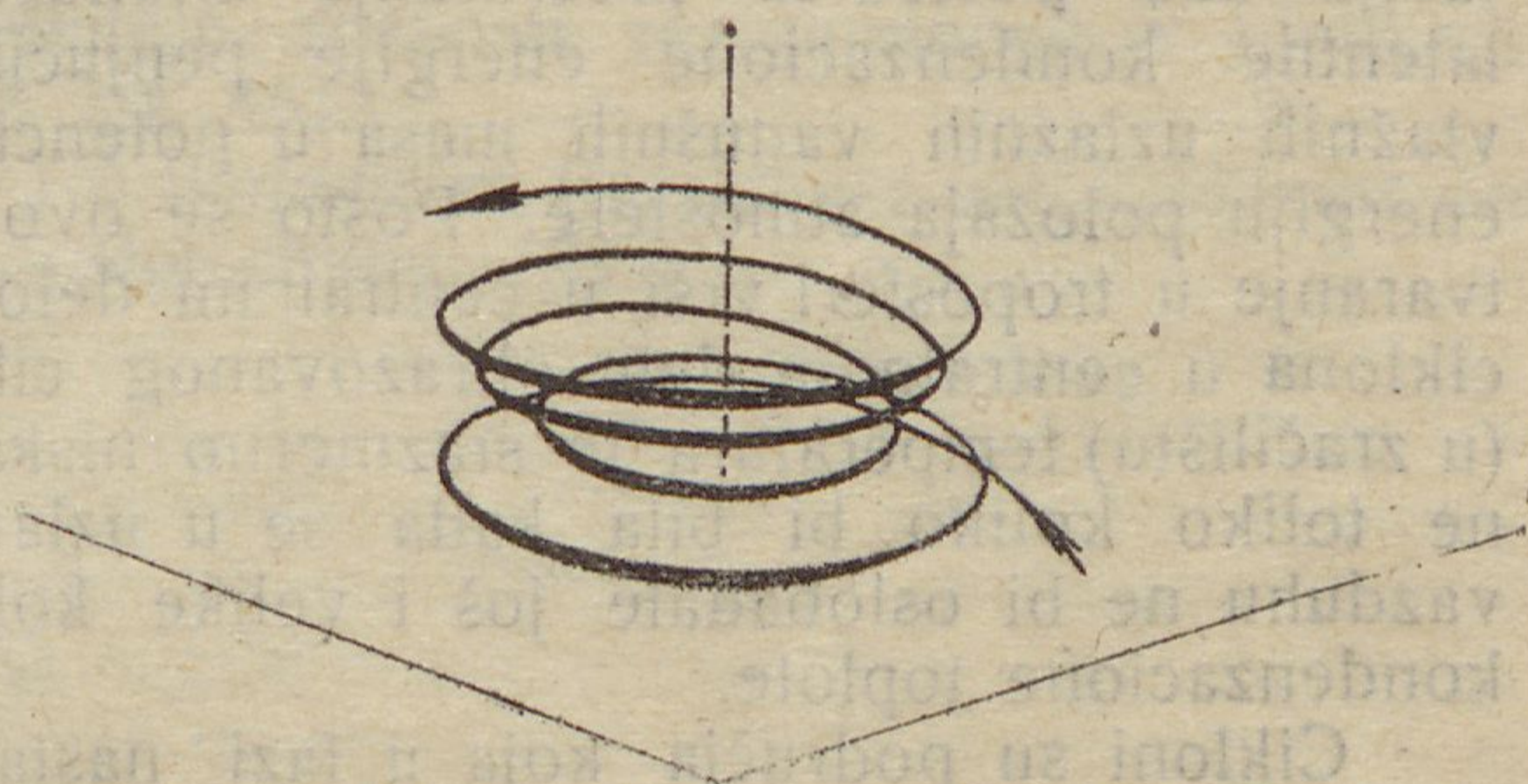
Svakako se ne pretvara sva pojavljena p.h. u kinetičku energiju horizontalnih vetrova, već uvek jedan deo ostaje nepretvoren. Ali, kao što je pokazao *Margules* [12] kinetička energija horizontalnih vetrova u bilokom području atmosfere uvek je neuporedivo veća od p.h. ovog područja. Zato možemo da kažemo da se u našem primeru uglavnom sva pojavljena p.h. pretvara u kinetičku energiju horizontalnih vetrova.

Iz ovih primera vidimo da uloga oslobodene latentne toplote vodene pare nije samo u tome da pogoršava stabilnost atmosfere već i u tome (što je od naročite važnosti) da *omogućava* pretvaranje velikih količina unutrašnje energije u p.h., a ove u kinetičku energiju horizontalnih vetrova [8].

U vezi sa navedenim primerima treba napomenuti da se zbog vetrova usmerenih na gore oslobađaju u centru ciklona naporedo sa pozitivnom kondenzacionom talasnom energijom još i velike količine barske talasne energije, koje mogu da budu 6 i više puta veće od kondenzacione talasne energije koja se istovremeno pojavi. Kada bi uzeli u obzir još ovo dobili bi u primeru 2 do 3 puta veće promene u brzini.

Na osnovu izloženog dobijamo sledeću sliku o vetrovima u ciklonu koji se stvara:

Oko centra nastalog ciklona kruži vazduh, koji na visinama duva približno kao gradijentni vetar. U prizemlju, zbog trenja o zemljino tlo, duvaju vetrovi po spiralnom putu ka centru gde uvek nove vazdušne mase bivaju prinuđene da se penju. Vazduh koji prodire u visine ima za posledicu povećavanje potencijalne energije položaja u centralnim delovima ciklona, što je u vezi sa neprestanim novim obrazovanjem p.h., a to dalje znači sa strujanjem vazduha u horizontalnim pravcima po spiralnom putu od centra upolje (slika 11). Ovo strujanje na visinama



Sl. 11

izgleda na prvi pogled, možda, paradoksalno. Zato, možda neće biti nekorisno malo detaljnije objašnjenje:

Zamislimo stacionaran ciklon sa kružnim izobarama i gradijentnim vetrovima na visini; rezultanta spoljašnjih sila: gradijentne i sile devijacije koje deluju na masu koju vazдушnu masu na visini jednaka je, kao što je poznato, centrifugalnoj sili inercije koja deluje u istom pravcu a suprotnom smislu.

Kada bi se u centru ciklona počele oslobađati veće količine pozitivne talasne energije, nego one koje su potrebne za održavanje stacionarnog stanja, onda bi se izobarne površine malo podigle — najviše u centru, a prema periferiji sve manje. Zbog toga bi na visinama gradijent vazdušnog pritiska oslabio, a time bi oslabila i gradijentna sila. Spomenute sile ne bi sada bile više u ravnoteži; gradijentni vetrovi bi se pretvorili u protivgradijentne vetrove, sa tim većom komponentom ka periferiji što je veće oslobađanje talasne energije u centru ciklona.

S tim u vezi potrebno je skrenuti pažnju da obrazovana p.h. smanji u početku na visinama gradijent vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu. Zbog smanjenja gradijenta, nesmanjene sile devijacije i centrifugalne sile skreću u početku vetrovi u desno. Usled toga dolazi do transporta vazduha u horizontalnom pravcu upolje, a time do produbljivanja ciklona.

Oslobađanjem pozitivne talasne energije u centru ciklona može se obrazovati toliko p.h. da količine vazdušnih masa koje prodiru ka centru ciklona nisu dovoljne za popunjavanje ciklona koji se stvara. Zbog toga visinski protivgradijentni vetrovi, koji transportuju vazduh po spiralnom putu iz centralnog dela ciklona ka periferiji, vuku za sobom i vazduh sa većih visina $\left(-\frac{\partial p}{\partial z} < g\rho\right)$. Ova pojava ima, očigledno, za posledicu sniženje substratosfere — tropopauzni levak, koji se stvara u centru ciklona i koji je toliko karakteristična pojava koja prati naše, a naročito tropske ciklone. Po ovom tumačenju tropopauzni levak nije efekat centrifugalnih sila (*Palmén*), već trenja o zemljinu površinu koje nije toliko jako da bi omogućilo dovoljan transport vazduha ka centru ciklona.

Opisani ciklon u stvaranju nalazi energiju za svoj postanak i razvoj u p.h., tj. u unutrašnjoj energiji vazdušnih masa. Ova energija se javlja kao posledica pretvaranja unutrašnje i latentne kondenzacione energije penjućih se vlažnih uzlaznih vazdušnih masa u potencijalnu energiju položaja atmosfere. Pošto se ovo pretvaranje u troposferi vrši u centralnim delovima ciklona u centralnom delu obrazovanog ciklona (u zračilištu) temperatura je srazmerno niska, ali ne toliko koliko bi bila kada se u uzlaznom vazduhu ne bi oslobađale još i velike količine kondenzacione toplote.

Cikloni su područja koja u fazi nastajanja zrače u okolinu ogromne količine talasnih energija. Ciklon nije zbog toga u atmosferi nikakva izolovana tvorevina, već ima najveći uticaj i na zbivanje u atmosferi na potpuno drugim mestima, i to u datom trenutku i kasnije. Sve pojave u zemljinoj atmosferi u nekoj su međusobnoj

zavisnosti, te opravdano možemo da očekujemo da se slično kao u Sunčevoj atmosferi, javljaju i u Zemljinoj atmosferi, izvesni ritmi u pogledu učestanosti i geometrijske i vremenske raspodele karakterističnih tvorevina.

Na sam razvoj ciklona naših širina, a ponekad i tropskih, bitan uticaj imaju prisutne hladne vazdušne mase, koje mogu često da budu prva veća prepreka toplim i vlažnim vazdušnim masama i zbog kojih može da dode do vertikalnih kretanja na gore, tj. do prvog začetka ciklona. Zbog prisustva hladnog vazduha u razvijenom ciklonu može oslobađanje pozitivnih talasnih energija iz toplog i vlažnog vazduha na jednom i drugom frontu da bude vrlo ojačano i praćeno odgovarajuće jakim građenjem p.h.

Za vreme kruženja u ciklonu obično se visina svake vazdušne mase neprekidno menja. Time se menja i potencijalna energija vazdušnih masa i potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska što je sve u vezi sa istovremenim menjanjem kinetičke energije vazduha.

S tim u vezi setimo se strujanja vode u okeanima, gde se javljaju stalne hladne i tople struje, a gde nema ni traga o tvorevinama koje bi u svom razvoju bile slične ciklonima. U vodi se ne stvara potencijalna energija analoga potencijalnoj energiji raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu (p.h.) koja bi omogućavala stvaranje i razvoj vodnih ciklona. Drukčije je na Suncu; tamo se, naime, za vreme vertikalnih kretanja gasova oslobađaju ogromne količine talasnih energija. Na taj način nastaju u Sunčevoj atmosferi poznate Sunčeve pege sa srazmerno niskim temperaturama, a koje u svom gornjem delu potpuno liče na ciklone Zemljine traatmosfere [15]. Ove se tvorevine verovatno u velikoj meri usled izračivanja velikih količina talasnih energija periodično pojavljuju u potpuno određenom redu na raznim mestima i sa različitim jačinom.

Funkcija hladnog vazduha je, dalje, i u tome, da u početku ubrzava razvoj ciklona, a da ga za vreme okluzije često potpuno zaustavi. Za vreme okluzije, naime, skuplja se u manjim visinama troposfere u centru ciklona samo još hladan srazmerno stabilan vazduh, koji se zbog toga neuporedivo teže penje nego što se je pre toga prisutni topal i vlažan vazduh penjao. Na taj se način stvaranje pozitivne talasne energije u centru ciklona bitno ukoči, ciklon počne da slabi, te se može, kao što je poznato, virtuelnim unutrašnjim trenjem i trenjem o Zemljino tlo potpuno uništiti.

Pri razmatranju uticaja prisustva hladnog vazduha na razvoj ciklona moramo da imamo u vidu da se na jednoj strani za vreme snižavanja težišta određenih hladnih vazdušnih masa kinetička energija vazdušnih masa, koje se kreću koso na niže, povećava i da se na taj način u izvešnoj meri ubrzava razvoj ciklona, ali da je na drugoj strani svako snižavanje vazduha u vezi sa pojavljivanjem negativne talasne energije, što zaustavlja razvoj gornje divergencije, a time i razvoj ciklona. Spuštanjem m kg vaz-

duha za dz smanji se potencijalna energija položaja ovog vazduha za $mgdz$, a pri tome se pojaviti $\frac{1}{1,4}mgdz$ negativne talasne energije; jedna pojava, dakle u velikoj meri poništava drugu.

Na osnovu prednjeg dolazim do zaključka:

Cikloni se uglavnom stvaraju i jačaju usled oslobađanja pozitivnih talasnih energija u njihovim područjima. Paralelno sa ovim oslobađanjem stvara se potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu, koja se u najvećoj meri pretvara u kinetičku energiju horizontalnih vetrova, a posredno (zbog trenja) u toplotnu energiju.

Potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska u horizontalnom pravcu od osnovne je važnosti za energetiku ciklona, za tumačenje njegovog postanka i razvoja. Ali ova energija nije zapažena, relativno niske temperature u ciklonima tumačile su se i tumače se kao posledica pretvaranja unutrašnje energije vazduha koji se penje u rad potreban za povećavanje zapremine. Ali, energija se ne može pretvoriti u

rad; ona se samo pretvara iz jedne vrste u drugu. Ako je ovako, onda se nužno javlja pitanje: kuda, na koji način i u kojoj meri odaje svoju unutrašnju energiju vazduh koji se penje u centru ciklona. Odgovor na ova pitanja dala su nam prednja izlaganja.

U atmosferi se kinetička energija vetrova javlja neposredno samo iz p.h. i iz potencijalne energije položaja. Jedni i drugi vetrovi mogu imati olujne jačine. Kao karakteristične olujne vetrove koji su posledica pretvaranja p.h. u kinetičku energiju možemo da smatramo tornade i tajfune, a kao karakteristične vetrove koji su posledica pretvaranja potencijalne energije položaja u kinetičku, možemo uglavnom smatrati različite lokalne vetrove (bura, košava, varadarac). Vetrovi ciklona naših širina su, uopšte, kombinacija jednog i drugog pretvaranja. Pri izrazitim prodorima hladnog vazduha pretvaranje potencijalne energije položaja u kinetičku dolazi do naročito jakog izražaja. Ali, svako ovako jako pretvaranje, uvek je, kao što je gore spomenuto, na štetu razvoja ciklona.

Literatura

1) M. Čadež, Impulzna teorija gibanja, izdanje piščevo, Ljubljana, 1945.

2) Conséquences immédiates de l'absorption et de l'émission de l'énergie calorifique, Archives des Sciences physiques et naturelles, 1947, str. 112.

3) R. Fürth, Einführung in die Theoretische Physik, 1936.

4) Grinsehl-Tomashek, Lehrbuch der Physik, 1938, 10 izd., str. 372.

5) I. W. Strutt, Baron Reyleigh, The Theory of Sound, 2 sveska, 1926, u ruskom prevodu 1944.

6) H. Koschmieder, Dynamische Meteorologie, 2 izd., 1941.

7) Potencijalna energija raspodele vazdušnog pritiska i Bernoulli-Bjerknes-ova jednačina, Hidrometeorološki Glasnik, 1948, str. 78.

8) O pretvaranju energije u atmosferi, Hidrometeorološki Glasnik 1949, str. 1.

9) Hann-Süßing, Lehrbuch der Meteorologie, 5 izd., 1940—42.

10) F. M. Exner, Dynamische Meteorologie, 2 izd. 1925.

11) Spielt die Verdampfungswärme eine Rolle bei der Zyklonogenese? Meteorologische Zeitschrift, 1939, str. 83 i Der Zusammenhang zwischen Strahlungsvorgängen und Entwicklung der Zyklonen, Meteorol. Zeitschr., 1939, str. 487.

12) M. Margules, Über die Energie der Stürme, Wien 1905.

13) H. Ertel, Methoden und Probleme der Dynamischen Meteorologie, Berlin, 1938.

14) Vpliv turbulence na postanek in razvoj inverzij ter na razvoj ničstopinjskih izotermij, Razprave matematično prirodoslovnega razreda Akademije znanosti in umetnosti v Ljubljani, 1942, str. 481.

15) Waldmeier, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, 1941.

Resumé

I

La quantité dQ d'énergie calorifique qu'une masse d'air absorbe est, d'après le premier principe de la théorie de la chaleur, donnée par la relation (1). Le changement dV du volume V d'une masse m étant toujours lié à la compression ou à la dilatation du milieu environnant, le travail $p dV$ dans les processus quasistatiques est égal au changement de l'énergie interne du milieu environnant. Lorsque le volume V augmente, il y a autour du corps compression (fig. 1) et lorsqu'il diminue, le milieu environnant se dilate (fig. 3). L'impulsion qui y apparaît (compression ou dilatation) se propage du point de sa naissance à la vitesse du son (fig. 2, 4) portant avec soi le changement total $dU_0 = p dV$ de l'énergie interne du milieu ambiant. J'appelle ce changement (positif dans le cas de compression ($dV > 0$) et négatif dans le cas de dilatation ($dV < 0$) — l'énergie ondulatoire (8). L'équation (1) du premier principe de la théorie de la chaleur en relation avec (8) prend la forme (9), valable pour tous les corps en général.

II

Les principes fondamentaux de la dynamique montrent donc que les compressions resp. dilatations dans le milieu ambiant se propagent réellement à la vitesse du son c. à d. à la vitesse des ondes longitudinales. Les impulsions qui naissent autour de la masse m de volume V , dont le changement dV est infiniment lent, se propagent à la vitesse du son de Laplace (9). Cette vitesse est la limite inférieure (supérieure) de la vitesse de propagation de la compression (dilatation),

III

L'énergie ondulatoire de chaque impulsion se compose de deux parties, en réalité égales, mais différentes d'après leur effet (5): d'une partie „quasistatique“ (4) et d'une partie „cinématique“ (3). La partie quasistatique est, en général, incomparablement plus grande que la partie cinématique — toujours positive — et pour cela elle est d'une importance primordiale pour l'interprétation des transformations de l'énergie dans l'atmosphère. La partie quasistatique définit le changement de l'énergie interne, et la partie cinématique celui de l'énergie cinétique de l'air qui se trouve dans le lieu où se propage l'impulsion.

IV

L'énergie ondulatoire de n'importe quelle impulsion dans l'atmosphère change perpétuellement par la transformation de l'énergie poten-

tielle de position des masses d'air en énergie ondulatoire et réciproquement, par la radiation, le frottement interne et par la réflexion partielle des ondes dans l'atmosphère non homogène.

La propagation des compressions (dilatations) a toujours pour conséquence le transport des particules de l'air dans la direction (contraire) de la propagation des impulsions. C'est pourquoi dans l'atmosphère, lors de la propagation des compressions (dilatations) vers le haut (bas), l'énergie ondulatoire des compressions (dilatations) se transforme en énergie potentielle de position de l'atmosphère, tandis que dans la propagation vers le bas (vers le haut), l'énergie potentielle de position de l'atmosphère se transforme en énergie ondulatoire des compressions (dilatations).

L'absorption de l'énergie ondulatoire dans l'atmosphère, due à la radiation ou au frottement interne, est insignifiante et, à première approximation, on peut considérer qu'elle ne peut pas détruire les impulsions qui ont de l'importance pour les phénomènes météorologiques. L'influence de l'absorption dans la destruction des impulsions est telle, qu'il arrive moins (plus) de chaleur sans la forme de radiations électromagnétiques dans le lieu où se trouve la compression (dilatation) qu'il n'en est perdue par le même processus. Ainsi se forment, à l'endroit où se trouvent les compressions (dilatations), des dilatations (compressions) secondaires qui affaiblissent l'intensité des impulsions. La destruction des impulsions par la radiation peut être appréciée par la formule (9), celle par le frottement interne par la formule (10).

V

Dans les processus adiabatiques humides l'air ascendant se dilate, tandis que l'air environnant est comprimé, en gagnant de l'énergie interne sous forme d'énergie ondulatoire autant que le premier en perd, c. à d. autant qu'il produit de travail en se dilatant à un volume plus grand, sous la pression extérieure.

L'énergie ondulatoire libérée dans la masse d'air, montant par voie adiabatique humide se compose de deux parties: l'une barique (7) et l'autre de condensation (17). D'une façon analogue, dans une masse d'air humide descendante il apparaît de l'énergie ondulatoire de condensation.

Aux altitudes où se forment les nuages de précipitations il se libère au moins six fois plus d'énergie ondulatoire barique que de condensation. Lorsque la hauteur d'un kilogramme d'air augmente de 100 m, il se libère

$\frac{1}{1,4} 9,81 \cdot 100 \text{ Joules} = 71 \text{ mkg}$ d'énergie ondulatoire barique. La formule (28) donne la quan-

tité d'énergie ondulatoire de condensation libérée dans la région des précipitations.

VI

L'énergie ondulatoire libérée dans l'atmosphère se transforme, en plus grande partie, en énergie potentielle de position. Pour l'impulsion qui se propage adiabatiquement dans une atmosphère isotherme et calme et qui n'est pas détruite par la radiation ou le frottement, valent les formules (6), (10), et (11). Lorsque dans une région commencent à se libérer des quantités plus grandes d'énergie ondulatoire positive, la transformation qui en résulte en énergie potentielle de position a pour conséquence le relèvement des surfaces isobariques c. à d. l'augmentation de la pression atmosphérique. Si dans une région tombe 1 kg (1 mm) d'eau par m^2 , l'énergie ondulatoire de condensation, libérée au-dessus du nuage de précipitation — celui-ci étant supposé au niveau de 800 mb — causera le relèvement de l'atmosphère de 4 m et par suite l'augmentation correspondante de la pression en altitude.

VII

Dans ses différentes parties, l'atmosphère émet et absorbe de l'énergie calorifique des ondes électromagnétiques. Autour des points d'émission et d'absorption se produisent des compressions et des dilatations qui, du point de leur naissance, s'éloignent à la vitesse du son. Dans l'atmosphère, ainsi que dans tout gaz, on observe toujours deux sortes d'énergie, qui se transforment perpétuellement l'une dans l'autre: l'énergie des ondes longitudinales (l'énergie ondulatoire) se propageant à la vitesse du son, et l'énergie des ondes électromagnétiques, qui se propagent à la vitesse de la lumière. Par la première on comprend l'énergie interne des gaz (pareillement à celle des corps durs, *Debye*) par la seconde, l'énergie calorifique. La première nous définit la température du gaz, la seconde sa pression.

VIII

Lorsqu'en un lieu, dans une atmosphère calme, se libère de l'énergie ondulatoire positive dU , en altitude au dessus de la région où cette énergie est libérée et après le passage de la compression, les surfaces isobariques s'élèvent. Ce relèvement, étant le plus grand au-dessus du lieu où l'énergie ondulatoire est mise en liberté, diminue au fur et à mesure qu'on approche de la périphérie de la région, ce qui a pour conséquence l'apparition du gradient de pression dans le sens horizontal, dirigé vers l'extérieur, et le mouvement correspondant des masses d'air dans le sens horizontal (fig. 9). L'énergie cinétique des masses d'air, résultant de ce mouvement, apparaît aux dépens de l'énergie potentielle de la répartition de la pression de l'air due au relèvement inégal des surfaces isobariques. Un phénomène semblable pourrait être ob-

servé dans le cas de mise en liberté de l'énergie ondulatoire négative (fig. 10).

Le rapport quantitatif entre l'énergie ondulatoire de compression ou de dilatation, transformée en énergie potentielle de position et l'énergie potentielle de répartition de la pression de l'air dans la direction horizontale, est donné par la formule (5). Cette dernière, résultant de la transformation de l'énergie ondulatoire (de l'énergie potentielle de position) en énergie potentielle de position (en énergie ondulatoire), est considérée comme positive (négative). Lorsque dans une région n'apparaît que de l'énergie positive (négative) de la répartition de la pression de l'air dans la direction horizontale, la pression augmente (diminue) en altitude dans cette région.

IX

Il y a, dans l'atmosphère, plusieurs possibilités, pour qu'en certaines régions d'importantes masses d'air prennent le mouvement vertical (p. ex. dans les Cu et Cb, dans les régions où les influences orographiques où les masses d'air froid forcent l'air chaud à s'élever). Dans de telles régions sont libérées de grandes quantités d'énergies ondulatoires qui se transforment immédiatement en énergie potentielle de position, dont la conséquence est la formation de l'énergie potentielle de la répartition de la pression atmosphérique, dans le sens horizontal. Cette énergie potentielle commence à se transformer en énergie cinétique des vents horizontaux, ce qui est en relation avec le transport de l'air du centre de la région vers sa périphérie. Le transport de l'air en altitude occasionne l'abaissement de la pression au sol et la naissance de vents dans les couches basses, dirigés vers le centre de la dépression et qui augmentent les courants ascendants au centre. Si l'on a en vue, qu'entres autres, sur les masses d'air agissent encore les forces de *Coriolis* et celle du frottement extérieur on voit bien que le mouvement ascendant, qui apparaît dans un espace limité, a toujours pour conséquence une circulation de l'air, telle que nous la voyons dans les cyclones.

Les calculs qui viennent d'être exposés nous donnent un moyen de suivre quantitativement toutes les transformations de l'énergie. Si p. ex. d'une atmosphère calme et dans un temps suffisamment court, il tombait sur une surface horizontale, de forme circulaire, 1 mm de précipitation, la vitesse moyenne des vents, qui auraient été causés par la libération de l'énergie ondulatoire de condensation, serait au moins de 2,4 m/sec, à condition toutefois que l'énergie potentielle, de la répartition de la pression fût totalement transformée en énergie cinétique des vents horizontaux et sur un espace dix fois plus grand, haut de 10 km.

D'après ce qui vient d'être dit on voit que l'énergie potentielle de la répartition de la pression, c. à d. l'énergie interne, est d'une importance essentielle pour la formation et le dé-

veloppement des cyclones et qu'elle se forme toujours de nouveau en se transformant sans cesse en énergie cinétique des vents. Cette énergie est restée inaperçue parce que le travail, nécessaire à l'augmentation du volume du corps

n'était pas interprété comme mesure pour l'énergie qui, par la surface limite du corps, passe dans le milieu environnant, mais au contraire on considérait que cette énergie se transformait en travail, c. à d. qu'elle était dépensée pour le travail.

L'énergie potentielle de répartition de la pression de l'air dans la direction horizontale, est donnée par la formule (2). Cette dernière, résultant de la transformation de l'énergie ondulatoire (de l'énergie potentielle de position) en énergie cinétique (de l'énergie cinétique de position) (voir l'énergie ondulatoire). L'air considéré comme une masse positive (négative). Dans une région n'apparaît que de l'énergie (négative) de la répartition de la pression de l'air dans la direction horizontale, la répartition (cinétique) en altitude dans

Il y a, dans l'atmosphère, plusieurs possibilités. On peut dire que certaines régions d'importantes masses d'air prennent le mouvement vertical (c. à d. dans les C. et C. dans les régions où les influences géographiques ou les masses d'air froid forment l'air chaud à l'élevé). Dans de telles régions sont libérées de grandes quantités d'énergie ondulatoire qui se transforment immédiatement en énergie potentielle de position. Cette correspondance est la formation de l'énergie potentielle de la répartition de la pression atmosphérique dans le sens horizontal. Cette énergie potentielle correspond à se transformer en énergie cinétique des vents horizontaux, ce qui est en relation avec le transport de l'air du pôle de la région vers sa périphérie. La transformation de l'air en altitude occasionne l'apparition de la pression au sol et la naissance de vents dans les couches basses dirigés vers le centre de la dépression et qui augmentent les courants ascendants au centre. Si l'on a en vue d'autres régions, où les masses d'air agissent encore les forces de Coriolis et celle du frottement, on voit bien que le mouvement ascendant, qui apparaît dans un espace limité, a toujours pour conséquence une circulation de l'air, telle que nous la voyons dans les cyclones.

Les calculs qui viennent d'être exposés nous donnent un moyen de suivre quantitativement les transformations de l'énergie. Si l'on connaît les transformations de l'énergie, on peut, en altitude, au-dessus de la région où la compression est libérée et après le passage de la compression, les surfaces isobares s'éloignent. Ce rélevement, étant le plus grand au-dessus de la région où l'énergie ondulatoire est libérée, diminue par un et à mesure qu'on s'approche des périphéries de la région, ce qui a pour conséquence l'apparition du gradient de pression vers l'extérieur, de la répartition de la pression au sol. Les transformations en énergie cinétique des vents horizontaux correspondent aux masses d'air dans le sens horizontal (voir 3). L'énergie cinétique des masses d'air résultant de ce mouvement apparaît aux dépens de l'énergie potentielle de la répartition de la pression de l'air, due au rélevement, lequel des surfaces isobares, due au phénomène remarquable pour elle ob-

L'énergie ondulatoire libérée dans l'atmosphère se transforme, en plus grande partie, en énergie potentielle de position. Pour l'impulsion qui se propage adiabaticquement dans une atmosphère isotherme et dans l'air qui n'est pas libérée par la radiation, la loi de répartition de l'énergie est la même. Les formules (10) et (11) s'appliquent dans une région correspondant à se libérer des quantités de grande énergie ondulatoire positive. La transformation qui se réalise en altitude est la même de position à pour conséquence la répartition des surfaces isobares, c. à d. l'augmentation de la pression atmosphérique, si dans une région l'onde I (ou II) est une onde d'énergie ondulatoire de condensation. L'énergie ondulatoire de condensation, au-dessus du passage de la répartition, est libérée et suppose au niveau de 800 m. et au-dessus de l'atmosphère de 3 m. et par le rélevement de l'atmosphère de la pression, suite l'augmentation correspondante de la pression en altitude.

Dans ses différentes parties, l'atmosphère absorbe et absorbe de l'énergie calorifique des ondes électromagnétiques. Avant des points de condensation et d'absorption se produisant des compressions et des dilatations qui du point de leur naissance, s'éloignent à la vitesse du son. Dans l'atmosphère, ainsi que dans tout gaz, on observe toujours deux sortes d'ondes, qui se transforment partiellement l'une dans l'autre. L'énergie des ondes longitudinales (énergie ondulatoire) se transforme en énergie transversale (énergie cinétique) et vice versa. Les ondes électromagnétiques, dans le vide, se propagent à la vitesse de la lumière. Par la première on comprend l'énergie interne des gaz (par rapport à celle des corps dans l'éther) par la seconde l'énergie calorifique. La première nous définit le temps de la lumière, la seconde sa pression.

La première ondulatoire, qui se libère dans une atmosphère, se libère de l'énergie ondulatoire positive en altitude au-dessus de la région où la compression est libérée et après le passage de la compression, les surfaces isobares s'éloignent. Ce rélevement, étant le plus grand au-dessus de la région où l'énergie ondulatoire est libérée, diminue par un et à mesure qu'on s'approche des périphéries de la région, ce qui a pour conséquence l'apparition du gradient de pression vers l'extérieur, de la répartition de la pression au sol. Les transformations en énergie cinétique des vents horizontaux correspondent aux masses d'air dans le sens horizontal (voir 3). L'énergie cinétique des masses d'air résultant de ce mouvement apparaît aux dépens de l'énergie potentielle de la répartition de la pression de l'air, due au rélevement, lequel des surfaces isobares, due au phénomène remarquable pour elle ob-

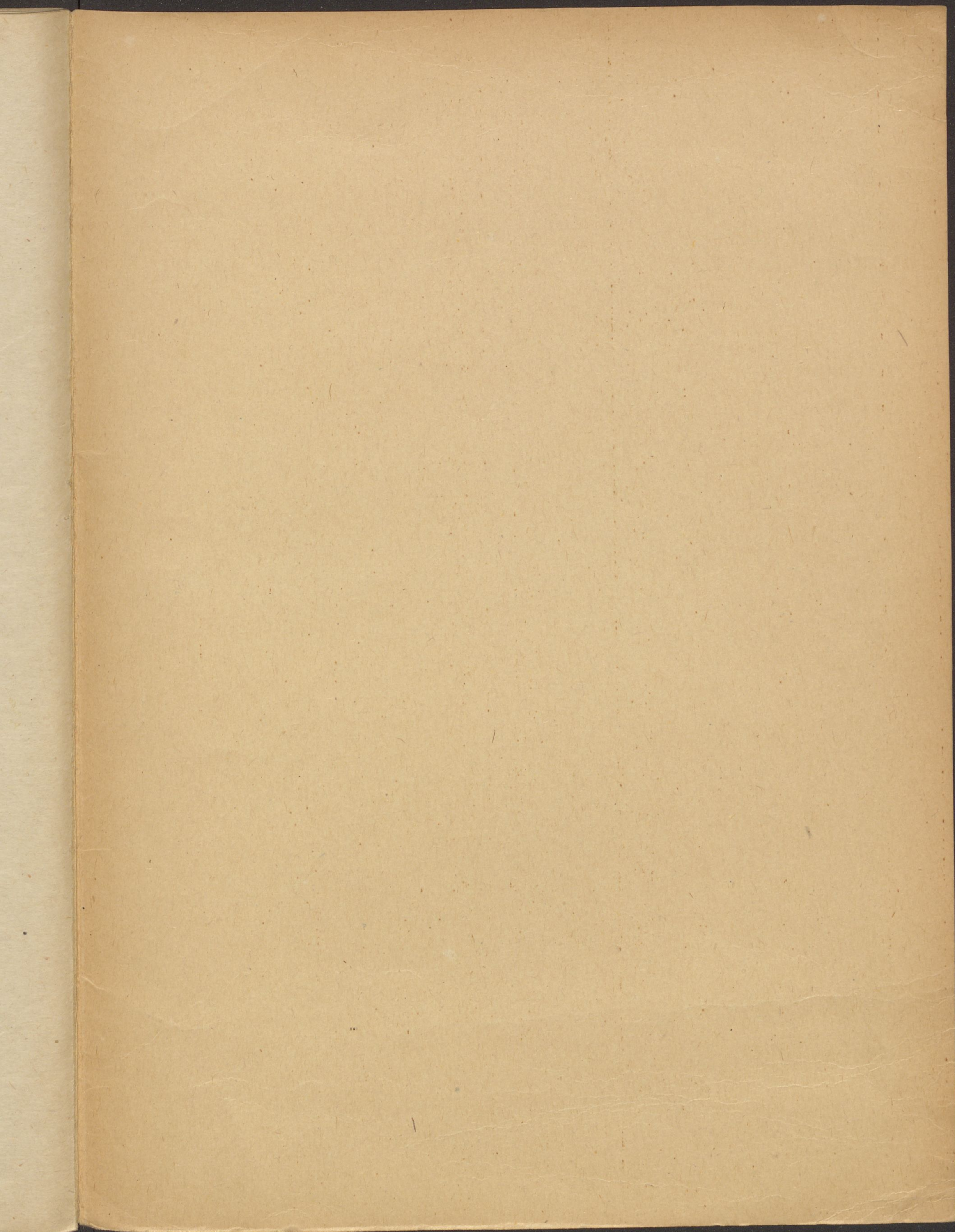


NARODNA IN UNIVERZITETNA
KNJIŽNICA

COBISS 0



00000441476



551.513(04)