



ATMOSFÉRA  
A KLIMA  
AKTUÁLNÍ  
OTÁZKY  
OCHRANY  
OVZDUŠÍ

MARTIN BRANIŠ, IVA HŮNOVÁ (EDS.)

KAROLINUM

## **Atmosféra a klima**

Aktuální otázky ochrany ovzduší

**Martin Braniš**

**Iva Hůnová**

**a kolektiv autorů**

---

Vydala Univerzita Karlova v Praze

Nakladatelství Karolinum

Redakce Lenka Ščerbaničová

Grafická úprava Jan Šerých

Sazba DTP Nakladatelství Karolinum

Vydání první

© Univerzita Karlova v Praze, 2009

© Martin Braniš, Iva Hůnová (za kolektiv autorů), 2009

ISBN 978-80-246-1598-1

ISBN 978-80-246-3118-9 (online : pdf)



Univerzita Karlova v Praze  
Nakladatelství Karolinum 2016

[www.karolinum.cz](http://www.karolinum.cz)  
[ebooks@karolinum.cz](mailto:ebooks@karolinum.cz)



# OBSAH

## PŘEDMLUVA

11

---

*Jan Bednář*

<b>1.</b>	<b>ZÁKLADNÍ INFORMACE O ATMOSFÉŘE ZEMĚ</b>	13
1.1	Složení a vertikální členění atmosféry	13
1.2	Sluneční a dlouhovlnné záření	18
1.3	Radiační a tepelná bilance zemského povrchu	27
1.4	Stabilitní podmínky v atmosféře	28
1.5	Teplovní inverze	31
1.6	Proudění vzduchu a pole atmosférického tlaku	33
1.7	Oblaky	41
1.7.1	Podmínky vzniku oblaků	41
1.7.2	Druhy oblaků	42
1.7.3	Mikrostrukturální procesy v oblacích	44
1.7.4	Teorie vzniku srážek	46
1.7.5	Znečištění oblačné a srážkové vody	48
	Literatura	49

---

*Rudolf Přibíl*

<b>2.</b>	<b>PŘIROZENÉ SLOŽKY ATMOSFÉRY</b>	50
	Úvod	50
2.1	Historie zemské atmosféry	50
2.2	Dynamika atmosféry	52
2.3	Přirozené zdroje a propady látek v atmosféře	55
2.3.1	Biologické zdroje a propady	56
2.3.2	Geochemické zdroje a propady	57
2.3.3	Atmosférické zdroje a propady	59
2.4	Pohyb vybraných prvků v atmosféře	60
2.4.1	Dusík	60
2.4.2	Kyslík	61
2.4.3	Uhlík	62
2.4.4	Síra	63
2.4.5	Vodík	64
2.5	Závěr	65
	Literatura	66

---

*Václav Cílek, Jiří Filip*

<b>3.</b>	<b>INTERAKCE ATMOSFÉRY S DALŠÍMI ČÁSTMI ZEMSKÉHO SYSTÉMU A OKOLNÍM VESMÍREM</b>	67
3.1	Úvod	67
Box 1:	Antropocén	68
3.2	Základní pojmy a koncepce	68
3.3	Interakce atmosféry se Sluncem a okolním vesmírem	70

Box 2: Sluneční cykly	76
3.4 Atmosféra a vnitřní síly Země	77
3.5 Sedimenty a půdy jako zdroje a propady atmosférických plynů	79
3.6 Vztah atmosféry a oceánu	83
3.7 Esence života: biogeochemické cykly	85
3.8 Tři klimatické úrovně	91
3.9 Závěr: klima je víc než jenom stav atmosféry	92
Box 3: Společnost, atmosféra a klimatické katastrofy	93
Literatura	94

---

*Jana Moldanová*

<b>4. CHEMIE PLYNNÉ FÁZE</b>	96
4.1 Důležité plyny absorbující záření v atmosféře a jejich fotolýza	96
4.1.1 Absorpce záření a fotochemické procesy v atmosféře	96
4.1.2 Důležité absorbující plyny a jejich fotolýza	101
4.2 Základy atmosférické chemie plynné fáze	103
4.2.1 Cyklus kyslíku (Ox)	105
4.2.2 Cyklus oxidů vodíku (HOx)	105
4.2.3 Cyklus oxidů dusíku (NOx)	107
4.2.4 Reakce CO a těkavých uhlovodíků (VOC)	109
4.2.5 Vznik troposférického ozonu	113
4.2.6 Cyklus halogenů	116
4.2.7 Stratosférický ozon	117
Literatura	119

---

*Jan Hovorka*

<b>5. ATMOSFÉRICKÝ AEROSOL</b>	121
5.1 Definice a formy atmosférického aerosolu	121
5.2 Velikostní distribuce částic aerosolu	124
5.3 Zdroje a propady atmosférického aerosolu, doba setrvání	131
5.4 Vertikální distribuce atmosférického aerosolu	135
5.5 Chemické složení atmosférického aerosolu	137
Literatura	139

---

*Ivan Holoubek, Jan Hovorka*

<b>6. ORGANICKÉ LÁTKY V ATMOSFÉŘE</b>	140
6.1 Organické sloučeniny v životním prostředí	140
6.2 Těkavé organické látky, úvod a definice	141
6.2.1 Zdroje VOCs	142
6.2.2 Základní chemické a fyzikální vlastnosti a reaktivita VOCs	143
6.2.3 Procesy odbourávání těkavých organických látek v troposféře	143
6.2.3.1 Alkany	144
6.2.3.2 Alkeny	145
6.2.3.3 Aromáty	145
6.2.3.4 Alkoholy	146
6.2.3.5 Karbonylové sloučeniny (aldehydy, ketony)	147

6.2.3.6	Monokarboxylové kyseliny	147
6.2.3.7	Halogenované uhlovodíky	148
6.2.4	Toxické a karcinogenní účinky VOCs	148
6.2.5	Negativní účinky VOCs v atmosféře	148
6.3	Semivolatilní, persistentní organické polutanty	150
6.3.1	Zdroje POPs	151
6.3.2	Osud POPs v prostředí	151
6.3.3	Těkání pesticidů a dalších POPs z půd	155
6.3.4	Trendy v environmentální chemii persistentních, bioakumulativních a toxických látek (PBTs)	157
6.3.5	Trendy a environmentální koloběh PBTs	158
	Literatura	159

*Iva Hůnová*

<b>7.</b>	<b>ATMOSFÉRICKÁ DEPOZICE</b>	160
7.1	Úvod	160
7.2	Historický pohled na atmosférickou depozici	163
7.3	Složky atmosférické depozice	165
7.3.1	Mokrú atmosférickú depozice	165
7.3.1.1	Vertikální	165
7.3.1.2	Horizontální	166
7.3.2	Suchá atmosférická depozice	167
7.4	Atmosférická depozice v Evropě	168
7.5	Atmosférická depozice v České republice	169
7.6	Kritické zátěže	172
7.7	Účinky	175
	Literatura	177

*Martin Braniš*

<b>8.</b>	<b>ZNEČIŠŤOVÁNÍ OVZDUŠÍ</b>	180
8.1	Proces znečišťování ovzduší	180
8.2	Emise a emisní zdroje	181
8.3	Imise	183
8.4	Primární a sekundární polutanty	184
8.5	Časová a prostorová variabilita	184
8.6	Venkovní prostředí lidských sídel	186
8.6.1	Redukční smog	187
8.6.2	Fotochemický smog	188
8.7	Vnitřní prostředí	191
8.7.1	Spalovací procesy	192
8.7.2	Pohyb osob a materiálů	192
8.7.3	Zdroje biogenní povahy	193
8.7.4	Zařízení, vybavení a prostředky údržby	193
8.7.5	Vliv vnějšího ovzduší	193
8.8	Znečištění ovzduší a ekonomický rozvoj	193
	Literatura	195

*Jaroslav Fiala*

<b>9.</b>	<b>MONITORING A HODNOCENÍ KVALITY OVZDUŠÍ</b>	198
9.1	Nástroje pro získávání objektivních podkladů pro hodnocení a řízení kvality ovzduší	198
9.2	Monitoring jako klíčový nástroj získávání objektivních podkladů	199
9.3	Imisní monitoring	200
9.3.1	Imisní monitorovací síť	203
9.3.2	Přehled metod měření imisí	208
9.3.3	Přehled základních metod měření v síti manuálních stanic	210
9.3.4	Metody v sítích automatizovaného monitoringu	213
9.3.5	Spektroskopické techniky měření na dálku	221
9.3.6	Zajištění a kontrola kvality (QA/QC) naměřených dat	222
9.4	Informační systém kvality ovzduší ČR – ISKO	223
9.4.1	Datové agendy ISKO	226
9.4.2	Zajišťování kvality a věrohodnosti dat v rámci ISKO	228
9.4.3	Výstupy a služby ISKO	229
9.5	Mezinárodní informační soustavy kvality ovzduší – výměna dat	230
9.6	Principy hodnocení kvality ovzduší plynoucí ze směrnic EU	232
9.6.1	Problematika klasifikace zón z hlediska kvality ovzduší	235
	Literatura	238

---

*Josef Brechler*

<b>10.</b>	<b>MODELOVÁNÍ ZNEČIŠTĚNÍ OVZDUŠÍ</b>	240
10.1	Úvod	240
10.2	Fyzikální modelování	241
10.3	Prostorová měřítka	241
10.4	Typizace emisních zdrojů	243
10.5	Matematické modely znečištění ovzduší	247
10.5.1	Typy modelů	247
10.5.2	Základní vztahy	251
10.5.3	Rovnice difúze	251
10.5.4	Gaussovské disperzní modely	252
10.5.5	Vlečkové modely	256
10.5.6	Puff modely	257
10.5.7	Dynamické modely	258
10.5.8	Některé používané parametrizace chemických procesů	259
10.5.9	Referenční modely	261
10.6	Závěr	262
	Literatura	262

---

*Alena Bartoňová*

<b>11.</b>	<b>ÚČINKY ZNEČIŠTĚNÍ OVZDUŠÍ</b>	264
11.1	Úvod	264
11.2	Klasifikace znečišťujících látek	264
11.3	Expozice	266
11.4	Modely expozice atmosférickým škodlivinám	266



11.5	Ovzduší a zdraví	270
11.6	Účinky na stavební materiály	274
11.7	Účinky znečištění ovzduší na ekosystémy	275
	Literatura	278

---

*Jaroslava Kalvová, Jiří Mikšovský, Aleš Raidl*

<b>12. KLIMA A JEHO ZMĚNY</b>		280
12.1	Počasí a klima	280
12.1.1	Rozdíl mezi počasím a klimatem	280
12.1.2	Co vytváří klima na naší planetě?	282
12.1.3	Změny klimatu v minulosti Země	284
12.1.4	Změna klimatu, možné příčiny klimatických změn	285
12.2	Pozorované změny v klimatickém systému	286
12.2.1	Pozorované změny teploty	286
12.2.2	Pozorované změny atmosférických srážek a vlhkosti vzduchu	287
12.2.3	Pozorované změny sněhové pokrývky, mořského ledu a změny hladiny oceánů	289
12.2.4	Pozorované změny atmosférické cirkulace a změny extrémů počasí	290
12.2.5	Změny teploty vzduchu a atmosférických srážek na území ČR	291
12.3	Zesilování skleníkového efektu atmosféry	292
12.3.1	Skleníkové plyny	292
12.3.2	Radiační účinek skleníkových plynů	295
12.4	Modelování klimatického systému a jeho změn	297
12.4.1	Klimatické modely	297
12.4.2	Výstupy klimatických modelů	301
12.4.3	Zvětšení rozlišení	302
12.4.4	Pokusy prováděné s klimatickými modely	304
12.5	Scénáře budoucího vývoje klimatu	306
12.5.1	Definice klimatického scénáře	306
12.5.2	Konstrukce scénářů změny klimatu	306
12.5.3	Emisní scénáře	308
12.5.4	Změny teploty vzduchu a atmosférických srážek	311
12.6	Změny klimatu v ČR	315
12.6.1	Variantní scénáře založené na výstupech modelů HadCM2 a ECHAM4	315
12.6.2	Scénáře založené na HadCM3	317
12.6.3	Využití regionálních klimatických modelů	318
12.7	Shrnutí	320
	Literatura	322

---

*Bedřich Moldan*

<b>13. GLOBÁLNÍ ASPEKTY OCHRANY ATMOSFÉRY</b>		325
13.1	Změna klimatu	325
13.2	Redukce stratosférické ozonové vrstvy	330
13.3	Změny chemického složení troposféry	333
Box:	Ženevská úmluva a její protokoly	335
	Literatura	336

*Vladislav Bízek*

<b>14.</b>	<b>OTÁZKY SPOJENÉ SE SPRÁVOU OCHRANY OVZDUŠÍ</b>	337
14.1	Úvod – nová právní úprava ochrany ovzduší v České republice	337
14.1.1	Imisní limity a posuzování kvality ovzduší	339
14.1.2	Národní a krajské emisní stropy	340
14.1.3	Plány snížení emisí u zdroje	340
14.1.4	Programování v ochraně ovzduší	341
14.1.4.1	Národní program snižování emisí	342
14.1.4.2	Krajské programy snižování emisí a krajské programy ke zlepšení kvality ovzduší	344
14.1.5	Úloha integrované prevence (IPPC) v ochraně ovzduší	347
14.2	Stav ovzduší v České republice	347
14.3	Závěr	350
	Literatura	351

# PŘEDMLUVA

Bylo by velkým zjednodušením reality pokládat v dnešní době tematiku atmosféry, klimatu a znečištění ovzduší za módní. Stejně tak by bylo krátkozraké jí přisuzovat pouze rozměr přírodovědný. Děje, které se odehrávají v plynném obalu naší planety v lokálním regionálním i globálním měřítku, jsou předmětem diskusí nejen ve výzkumných laboratořích a za katedrami vysokoškolských poslucháren. K chemickým a fyzikálním charakteristikám ovzduší a k jejich dynamice promlouvají dnes nejen přírodovědci, ale i ekonomové, politici a dokonce i laická veřejnost. Proměny globálního klimatu na jedné straně a emise toxických znečišťujících látek do ovzduší měst a průmyslových aglomerací na straně druhé doslova hýbají světem. Pomíjení těchto skutečností může v dohledné budoucnosti vyústit ve velké ekonomické, sociální i zdravotní potíže lidstva.

Právě z těchto důvodů byl před pár lety sestaven tým odborníků, kteří se v širších souvislostech problematice atmosféry, klimatu a kvality ovzduší věnují, aby v rámci týdenního kurzu seznámili širokou odbornou veřejnost, zejména pak pracovníky státní správy, se základními poznatky týkajícími se uvedené tematiky. Po skriptech, která byla za účelem školení připravena a byla okamžitě rozebrána, ovšem zavládla velká poptávka v řadách vysokoškolských studentů i zájemců různých profesí mimo akademickou sféru. Aby bylo možno této poptávce vyhovět, nezbylo než získat nějaké finanční prostředky, znovu oslovit původní přednášející a vytvořit publikaci, která by měla delší trvanlivost a zároveň vyšší textovou i grafickou kvalitu nežli narychlo sestavené pracovní texty k jednorázovému kurzu.

Publikace, která se dostává do rukou čtenářů, si zachovává charakter díla, na kterém se podílejí autoři s různým odborným zázemím a různým pohledem na daná témata. Editoři cíleně nehledali cesty, jak jednotlivé oddíly – kapitoly – sjednotit a dát jim jakýsi jednotbarevný nádech, ani neomezili opakování některých pasáží. Překryv je naopak ponechán, a to zejména proto, že ambicí autorů a editorů není přinutit čtenáře prostudovat celé dílo, ale umožnit mu zaměřit se třeba jen na jednu kapitolu, která ho právě zajímá. Jednotlivé kapitoly jsou pak zpracovány takovým stylem, že umožňují i přírodovědecky (v oborech fyziky, chemie, matematiky) málo vyspělým zájemcům pochopit alespoň základní principy popisovaných jevů, dějů a mechanismů. I když je jistě pravděpodobné, že předkládaná publikace nepokrývá danou látku zcela vyčerpávajícím způsobem, jsou klíčová témata probrána v dostatečně širší. Ti, kdo budou hledat další souvislosti, se pak mohou obrátit na literaturu, která je u každé kapitoly uvedena, a rozšířit si své znalosti samostudiem. Jelikož všichni autoři jsou aktivními odborníky v dané problematice, je jistě možné a v mnoha ohledech žádoucí navštívit v případě hlubšího zájmu též přednášky autorů publikace nebo jiných odborníků působících v daném oboru.

Nespornou výhodou je pak to, že v záplavě anglicky psaných monografií a původních vědeckých prací poskytuje tato publikace vše v jazyce mateřském a neklade tak na uživatele nároky na dobrou znalost jazyků cizích.

Kapitoly textu na sebe volně navazují a logicky tak připravují svým obsahem prostor pro témata probíraná v následujících oddílech. Úvodní kapitoly předkládají postupně základní principy dějů v atmosféře, její složení, interakci atmosféry s dalšími částmi planetárního systému a okolním vesmírem. Další skupina kapitol si všímá chemie plynné fáze, atmosférického aerosolu a organických látek. Následují komplexnější kapitoly věnované atmosférické depozici, znečišťování, monitoringu a hodnocení kvality ovzduší. Tato část je uzavřena náročnější, ale nezbytnou kapitolou, která se věnuje modelování znečištění ovzduší. Závěrečné trio kapitol se obrací k problematice klimatické změny a k otázkám, které souvisejí s ochranou atmosféry v globálním kontextu. Text logicky uzavírá stať, která se věnuje praktickým otázkám spojeným se státní správou v oblasti ochrany ovzduší.

Jistě by bylo možné nalézt další relevantní témata, která by vhodně doplnila soubor statí zařazených v této monografii. Jedná se například o emise nebo o další aspekty související s významnou problematikou vlivu znečištění ovzduší na zdraví člověka apod. Není vyloučeno, že pokud bude o publikaci zájem, lze o jejím rozšíření v budoucnu uvažovat. Zatím je předkládáno to, na co stačila pracovní kapacita všech zúčastněných autorů a síly editorů. Věříme, že každý zájemce o problematiku klimatu, atmosféry a kvality ovzduší najde na následujících stránkách to, co ho zajímá nebo to, co potřebuje.

Publikace textu by jistě nebyla možná bez příspěvku recenzentů, kteří pečlivě pracovní verzi textu prostudovali a pomohli tak odstranit celou řadu problémů i nedostatků od jednotlivých překlepů přes terminologickou nejednotnost textů, chyby v grafech a obrázcích až po některé drobné věcné nesrovnalosti. Autoři i editoři na tomto místě děkují Ing. Jaroslavu Šantrochovi, CSc. z Českého hydrometeorologického ústavu a RNDr. Jiřímu Kastnerovi z Katedry fyzické geografie a geoekologie Přírodovědecké fakulty UK v Praze za jejich cenné připomínky.

Publikace by nevznikla ani bez finanční podpory grantu norského ministerstva zahraničních věcí (DET KONGELIGE UTENRIKSDEPARTEMENT, No. 3022062).

editoři, jaro 2009

# 1. ZÁKLADNÍ INFORMACE O ATMOSFÉŘE ZEMĚ

---

JAN BEDNÁŘ

## 1.1 SLOŽENÍ A VERTIKÁLNÍ ČLENĚNÍ ATMOSFÉRY

Atmosféra představuje vzdušný obal Země a z hlediska složení ji lze dělit na tři kvalitativní složky:

1. Tzv. suchou a čistou atmosféru tvořenou směsí plynů, které při běžných teplotách a tlacích můžeme velmi dobře považovat za termodynamicky ideální plyny, tj. plyny řídící se přesně stavovou rovnicí

$$\frac{p}{\rho} = RT,$$

kde  $p$  značí tlak plynu,  $\rho$  jeho hustotu,  $T$  teplotu v kelvinech a  $R$  měrnou plynovou konstantu. Největší relativní zastoupení mezi těmito plyny v atmosféře má dusík (cca 78 obj. procent) a kyslík (cca 21 obj. procent). Složení suchého a čistého vzduchu se v podstatě nemění až do výšek 90–100 km nad zemským povrchem. Pro podrobnější informaci o složení suché a čisté atmosféry viz dále Tab. 2.1.

Pokud jde o právě uvedenou stavovou rovnici, může být čtenář zvyklý i na její další možné tvary zápisu, např.

$$p\alpha = RT,$$

kde  $\alpha \equiv 1/\rho$  je měrný objem (tj. objem jednotky hmotnosti) plynu. Vynásobíme-li zde na obou stranách poměrnou molekulovou hmotností (molekulovou váhou)  $m$ , dostaneme

$$pm\alpha = mRT,$$

a zavedeme-li dále  $V = m\alpha$ ,  $R_a = RT$ , můžeme okamžitě psát

$$pV = R_a \cdot T,$$

kde  $V$  představuje objem jednoho molu termodynamicky ideálního plynu a  $R_a$  univerzální plynovou konstantu.

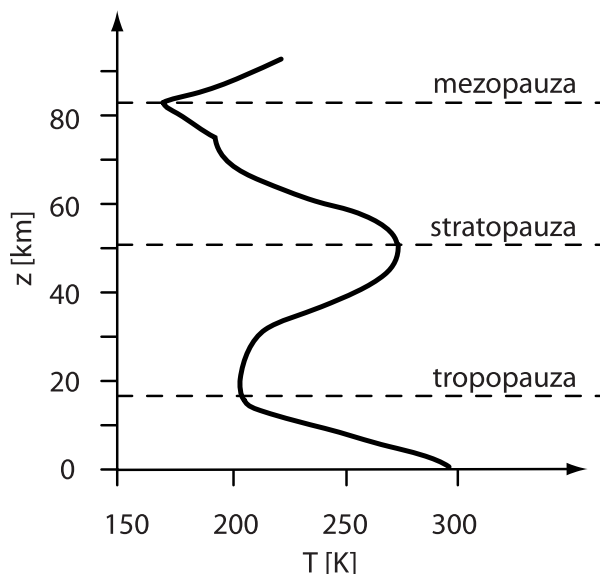
2. Vodní páru, vodní kapičky, popř. ledové částice, neboť voda se může za běžných meteorologických podmínek v atmosféře vyskytovat ve třech skupenstvích. Vodní pára se v ovzduší chová jako reálný plyn, tzn. že se přibližně řídí stavovou rovnicí, pokud ovšem nejde o páru nasycenou. Množství vodní páry i vody v ostatních dvou skupenstvích je ve vzduchu prostorově i časově velmi proměnlivé. V atmosférických podmínkách může vodní pára přecházet v kapalnou vodu kondenzací nebo přímo sublimovat v led.

3. Různé znečišťující příměsi, zejména příměsi aerosolové povahy (složky tzv. atmosférického aerosolu).

Definujeme-li obecně aerosol jako soustavu částic pevného nebo kapalného skupenství rozptýlených v plynném prostředí, potom atmosférickým aerosolem rozumíme všechny pevné a kapalné částičky vyskytující se v zemském ovzduší. Mezi znečišťující aerosolové příměsi v atmosféře počítáme půdní a prachové částice, jemné krystalky mořských solí, vulkanický popel, kosmický prach proniklý do zemského ovzduší, produkty hoření meteoritů, malá semínka rostlin, pylová zrna, bakterie, výtrusy, spory, produkty rozkladu organických látek apod. Právě uvedené příklady představují součásti přirozeného atmosférického aerosolu, avšak v poslední době se v souvislosti s ekologickou problematikou věnuje velká pozornost aerosolům antropogenního původu, které vznikají jako přímé nebo nepřímé produkty lidské aktivity (např. při důlní nebo průmyslové činnosti, v dopravě, zemědělství, v důsledku vytápění budov nebo chemickou cestou z plyných prekurzorů). Přesné odlišení přirozených a antropogenních aerosolů však není vždy možné, neboť nastávají i situace, kdy aerosolové částice stejných vlastností a téhož složení se do vzduchu dostávají jak přirozenou (přírodní), tak „umělou“ cestou. Jako běžný příklad lze v tomto směru uvést půdní částičky, které tvoří významnou součást přirozeného atmosférického aerosolu, ale dostávají se zvýšenou měrou do vzduchu i z antropogenních příčin tehdy, jestliže vlivem nevhodného hospodaření s půdou dojde k neúměrnému zesílení větrné eroze. Z aerosolových částic v atmosféře jsou meteorologicky významné především ty, jež mohou působit jako tzv. kondenzační jádra (např. částičky hygroskopických solí, některé typy kouřů apod.) nebo v roli krystalizačních (ledových) jader. Avšak i ty aerosolové částice, které se aktivně neúčastní kondenzace vodní páry nebo zamrzání přechlazených vodních kapek, mívají někdy značný význam, např. v souvislosti se zeslabováním průchodu slunečního záření zemským ovzduším, snižováním dohlednosti atd. Na základě právě uvedených skutečností můžeme tedy reálnou atmosféru považovat za koloidní systém charakteru řídkého aerosolu.

Vertikální členění zemské atmosféry není jednoznačně dáno objektivními přírodními kritérii, a proto při jeho zavádění lze uplatňovat různá hlediska a zde se zmíníme o třech nejvýznamnějších přístupech:

1. členění podle průběhu teploty s výškou (viz Obr. 1.1),
2. členění podle elektrických vlastností vzduchu,
3. členění podle intenzity promíchávání vzduchu.



**Obr. 1.1** Průběh teploty vzduchu  $T$  (v Kelvinech) s výškou  $z$  v atmosféře.

V případě členění podle průběhu teploty s výškou nazýváme nejspodnější část zemské atmosféry **troposférou**. Tato atmosférická vrstva dosahuje v našich zeměpisných šířkách přibližně do výše 11 km nad úroveň moře, u pólů pouze 8–9 km a nad rovníkem asi 17–18 km. Příčinou tohoto zploštění v oblasti pólů je zemská rotace. Troposféru charakterizuje převládající pokles teploty s výškou, v našich zeměpisných šířkách se teplota na její horní hranici pohybuje kolem  $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Nad rovníkem klesá teplota na horní hranici troposféry až k  $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ , což souvisí s větší tloušťkou této vrstvy v rovníkové atmosféře. Troposféra obsahuje podstatnou část celkového množství vodní páry v ovzduší, vytvářejí se v ní oblaky, vznikají zde atmosférické srážky atd. Tlak vzduchu dosahuje ve výškách kolem 11 km hodnot blízkých 200 hPa, nad rovníkem klesá v oblasti horní hranice troposféry pod 100 hPa (hPa – hektopascal, 100 pascalů).

Od horní hranice troposféry do výše přibližně 50 km nad úroveň moře se nalézá **stratosféra**. V její spodní polovině se teplota vzduchu s výškou výrazněji nemění (izotermie), ve vyšších hladinách dokonce s výškou roste (teplotní inverze) tak, že u horní hranice stratosféry může dosahovat i kladných hodnot ve  $^{\circ}\text{C}$ . Součástí stratosféry je tzv. **ozonoféra**, tj. vrstva s relativně vysokým obsahem ozonu, který silně absorbuje ultrafialové sluneční záření a umožňuje tím existenci života na Zemi. Hladina atmosféry s maximálním obsahem ozonu se ve středních zeměpisných šířkách nalézá ve výšce 22–25 km nad úroveň moře, zvýšený obsah ozonu však začíná již ve výškách kolem 15 km, někdy i níže, a zasahuje do výšek nad 30 km. Kdybychom všechen ozon vyskytující se v ozonoféře přivedli k tlaku

1000 hPa, vytvořil by ve středních zeměpisných šířkách vrstvičku silnou cca 3 mm. O ozonoféře a v ní probíhajících fotochemických reakcích bude podrobněji pojednáno dále.

Vrstva atmosféry ve výškách zhruba od 50 do 80 km se nazývá **mezosféra** a vyznačuje se ostrým poklesem teploty s výškou, v oblasti její horní hranice dosahuje teplota  $-80$  až  $-100$  °C. Odtud směrem vzhůru se nalézá **termosféra**, jejíž horní hranice se většinou uvažuje ve výškách kolem 500 km, někteří autoři ji však kladou až do hladin kolem 700 km. Teplota v termosféře nejprve s výškou výrazně roste, potom zůstává přibližně konstantní a řádově dosahuje stovek °C. Vzhledem k relativně nepatrné hustotě vzduchu v těchto výškách však už zde nelze teplotu měřit běžnými termometrickými metodami, ale určujeme ji na základě střední velikosti kinetické energie pohybu jednotlivých molekul. Termosféra je mj. oblastí výskytu polárních září. Poslední vrstva zemské atmosféry, která plynule přechází v meziplanetární prostor, se nazývá **exosféra**. Přechody mezi zmíněnými vrstvami (sférami) se označují jako pauzy s připojeným označením příslušné níže ležící vrstvy. Tak např. přechod mezi troposférou a stratosférou nazýváme **tropopauza**, mezi stratosférou a mezosférou jde o **stratopauzu** atd.

Z hlediska elektrických vlastností se zemská atmosféra dělí na dvě základní vrstvy – **neutrosféru** a **ionosféru**. Elektrická vodivost vzduchu, způsobená ionizací molekul jednotlivých plynných složek ovzduší, je u zemského povrchu velmi malá, ale působením kosmického záření roste s výškou natolik, že v hladinách kolem 60 km se začíná projevat charakteristickými jevy souvisejícími s odrazem krátkých rádiových vln. Odtud směrem vzhůru mluvíme o ionosféře a směrem dolů o neutrosféře.

Intenzita turbulentního promíchávání vzduchu je do výšek 90–100 km nad úroveň moře dostatečná k tomu, aby se procentuální zastoupení hlavních plynných složek ovzduší (kromě vodní páry, ozonu a oxidu uhličitého) s výškou prakticky neměnilo. Tuto část atmosféry proto nazýváme **homosférou**. Ve větších výškách již vliv turbulentního promíchávání slábne a vertikální rozložení složek vzduchu je převážně dáno difúzní rovnováhou, tzn. že s výškou ubývají rychleji relativně těžší plyny. Nejsvrchnější části zemské atmosféry jsou proto tvořeny převážně vodíkem. Vrstvy ovzduší nad homosférou se nazývají **heterosféra**. Obdobný význam jako termíny homosféra a heterosféra mají někdy užívané synonymické pojmy **turbosféra** a **difúzosféra**.

Odpověď na otázku, proč se vodní pára, ozon a oxid uhličitý vymykají z homogenního promíchání v rámci homosféry, je sice v zásadě velice jednoduchá, ale přesto ji stručně zmiňme:

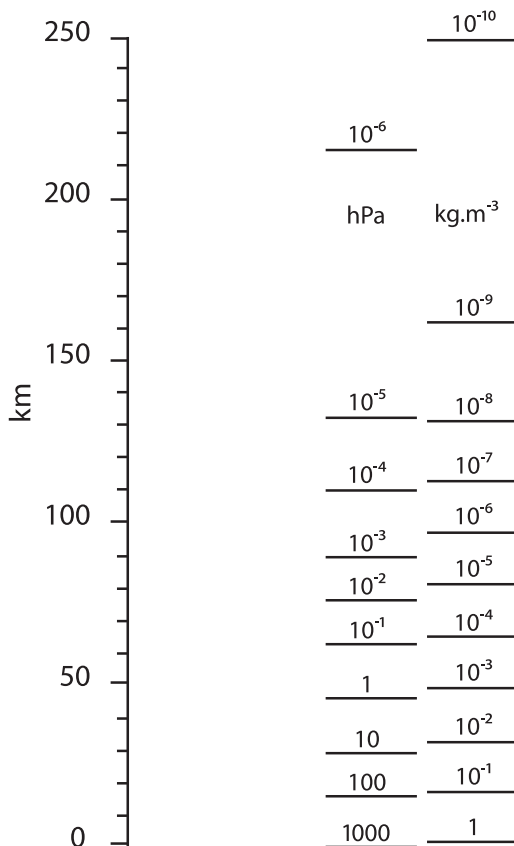
Vodní pára při svém transportu atmosférou vzhůru (působením vzestupnými pohyby ve vzduchu a difúzí) rychle kondenzuje, a to z velké části již v troposféře. Existence ozonu je v přirozených atmosférických podmínkách silně vázána na specifické podmínky umožňující příslušné fotochemické reakce, které se mohou uplatnit jen v nepříliš velkém vertikálním rozsahu v rámci ozonoféry. Oxid uhličitý je relativně velmi těžký, jeho zdroje (např. dýchání živých organismů) jsou soustředěny na povrchu Země nebo v jeho blíz-



kosti a při své difúzi atmosférou vzhůru je tento plyn účinně vymýván vodou (padajícími srážkami, v oblačných vrstvách apod.).

Zemskou atmosféru je dále možno dělit např. na **mezní vrstvu**, v níž se uplatňuje vliv tření proudícího vzduchu o zemský povrch, a na tzv. **volnou atmosféru**, kde je toto tření již zanedbatelné. Tloušťka mezní vrstvy se mění v dosti širokých mezích, roste se zvětšující se drsností zemského povrchu, s rychlostí proudění a s intenzitou vertikálního promíchávání vzduchu. Orientačně dosahuje nejčastěji hodnot v rozmezí 1–2 km nad zemským povrchem, nad vysokými pohořími je atmosférické proudění samozřejmě deformováno do podstatně větších výšek.

Nakonec uvedme malou poznámku k často užívanému pojmu „horní hranice atmosféry“. Jak jsme již naznačili, přechází atmosféra Země v meziplanetární prostor v podstatě plynule, a objektivně tedy žádná její horní hranice v podobě diskontinuity neexistuje. Horní hranice atmosféry je proto relativní pojem a mluvíme-li o ní z praktických



**Obř. 1.2** Průběh tlaku vzduchu v hPa (první škála) a hustoty vzduchu v kg.m<sup>-3</sup> (druhá škála) s výškou (km) v zemské atmosféře.

důvodů, bývá to vždy vzhledem k nějaké konkrétní užší záležitosti. Kdyby nám např. šlo o měření toků rozptýleného slunečního záření, pak by nás zajímala zemská atmosféra do výšky cca 80 km a sem bychom pak mohli položit její horní hranici. Jestliže bychom však za horní hranici chtěli považovat výšku, kde jednotlivé molekuly nesmírně zředěných plynů (zejména vodíku) jsou ještě ve svém pohybu ovlivňovány rotací Země, museli bychom jít až do vzdáleností přes 30 000 km od zemského povrchu. V souvislosti s atmosférickým tlakem můžeme za horní hranici atmosféry považovat takovou výšku, kde je již zcela zanedbatelný hydrostatický tlak atmosférických plynů v tíhovém poli Země. Podobně bychom mohli pokračovat mnoha dalšími příklady.

Kromě Obr. 1.1, zobrazujícího průběh teploty vzduchu s výškou, uvádíme i Obr. 1.2, znázorňující vertikální změny tlaku a hustoty vzduchu v celém vertikálním rozsahu atmosféry.

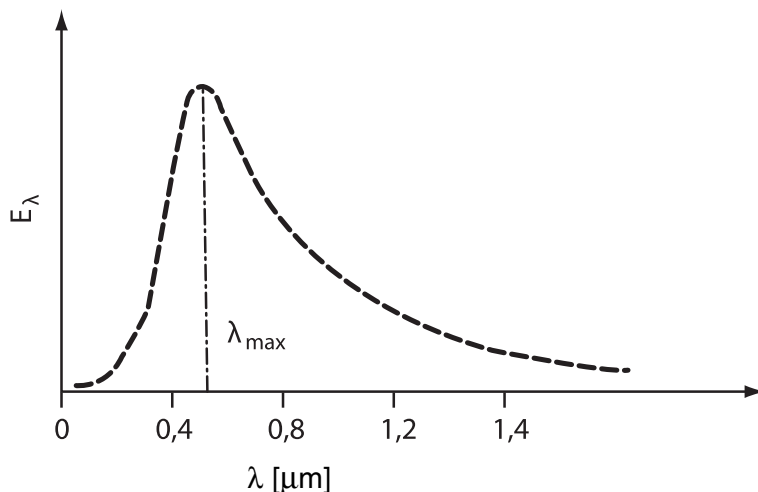
## 1.2 SLUNEČNÍ A DLOUHOVLNNÉ ZÁŘENÍ

Sluneční záření, jež představuje základní zdroj energie pro veškeré procesy probíhající v atmosféře a na zemském povrchu, lze rozdělit na dvě části, a to sluneční záření **přímé** a **rozptýlené** (difúzní). Přímé sluneční záření přichází do oka pozorovatele od slunečního disku a vzhledem k velké vzdálenosti Země od Slunce tvoří svazek prakticky rovnoběžných paprsků. Rozptýlené sluneční záření vzniká následkem rozptylu přímého slunečního záření na molekulách plynných složek vzduchu, na vodních kapičkách, ledových krystalech a na nejrůznějších aerosolových částicích vyskytujících se v zemském ovzduší. Rozptýlené sluneční záření pozorujeme jako záření oblohy, a kdyby ho nebylo, jevila by se nebeská klenba i během dne černá s ostře zářícím slunečním diskem a s hvězdami.

Sluneční záření je elektromagnetické záření o charakteristickém spektru vlnových délek, které před vstupem do zemské atmosféry přibližně odpovídá spektru vyzařování dokonale černého tělesa o povrchové teplotě 6000 K. Zastoupení jednotlivých vlnových délek  $\lambda$  v tomto spektru si můžeme znázornit spektrální funkcí  $E_\lambda$ , kterou vidíme na Obr. 1.3. Sluneční spektrum obvykle dělíme na tři základní oblasti a podle toho rozlišujeme:

1. ultrafialové sluneční záření s vlnovými délkami menšími než 400 nm, které energeticky tvoří před vstupem do zemské atmosféry asi 7 % celkového slunečního záření a jež je z velké části absorbováno atmosférickým ozonem ve stratosféře,
2. viditelné sluneční záření s vlnovými délkami od 400 do 750 nm (asi 48 % celkového slunečního záření před vstupem do atmosféry) vytvářející spektrum barev od modré po červenou,
3. infračervené záření, které má vlnové délky větší než 750 nm a před vstupem do atmosféry tvoří asi 45 % slunečního záření.

Vlnová délka  $\lambda_{\max} \approx 475$  nm odpovídající před vstupem do atmosféry maximum spektrální funkce  $E_{\lambda}$  (viz Obr. 1.3) se nalézá ve viditelné oblasti spektra. Vzhledem k tomu, že propustnost atmosféry vůči slunečním paprskům zhruba roste se zvětšující se vlnovou délkou, je toto maximum u slunečního spektra pozorovaného u zemského povrchu posunuto k delším vlnovým délkám, a to cca do oblasti 550–600 nm. Tento posun se uplatňuje zejména při nižších výškách Slunce nad obzorem.



**Obr. 1.3** Schematické znázornění spektra vyzařování černého tělesa o teplotě cca 6000 K.

Spektrum ultrafialového (UV) záření se podrobněji dělí na tzv. vzdálenou (dalekou) oblast s vlnovými délkami  $\lambda$  menšími než 200 nm, a dále na pásy A ( $200 < \lambda < 280$  nm), B ( $280 < \lambda < 320$  nm) a C ( $320 < \lambda < 400$  nm). Tab. 1.1 potom ukazuje pro podrobnější představu průměrné energetické toky ve  $W \cdot m^2$  před vstupem do zemské atmosféry odpovídající právě uvedeným spektrálním oblastem spolu s odpovídajícími veličinami pro přibližné oblasti viditelného a infračerveného (IF) záření. Součet těchto toků dává hodnotu solární konstanty (viz dále). V současné době se věnuje velká pozornost měření toků biologicky aktivního UV záření v oblasti pásu B, neboť v oblasti vlnových délek kolem 290 nm leží práh, od něž směrem dolů jsou vlnové délky slunečního záření již úplně absorbovány stratosférickým ozonem a k zemskému povrchu vůbec nepronikají.

Z hlediska procesů souvisejících s fotosyntézou je důležitá oblast vlnových délek tzv. fotosynteticky aktivního záření (angl. zkratka FAR), která se obvykle vymezuje v rozsahu 400–700 nm.

**Tabulka 1.1** Radiační toky v hlavních oblastech spektra slunečního záření před vstupem do zemské atmosféry. Dle Holton et al., 2002.

spektrální oblast	tok radiace [W.m <sup>-2</sup> ]	časová proměnlivost
vzdálená UV oblast $\lambda < 200$ nm	<1	7–80 %
UV-C oblast $200 < \lambda < 280$ nm	6,4	1–2 %
UV-B oblast $280 < \lambda < 320$ nm	21,1	<1 %
UV-A oblast $320 < \lambda < 400$ nm	85,7	<1 %
viditelné záření $400 < \lambda < 700$ nm	532	$\leq 0,1$ %
blízká infračervená oblast $700 < \lambda < 3500$ nm	722	/

Pokles intenzity ultrafialového záření na zemském povrchu se zmenšující se vlnovou délkou v okolí prahových hodnot 290–295 nm je velmi prudký díky velkým absorpčním schopnostem O<sub>3</sub> pro vlnové délky  $\lambda < 300$  nm. Intenzita biologicky aktivní UV-B radiace na zemském povrchu značně závisí na stavu ozonosféry. Protože destrukční biologický efekt (zhoubná bujení, poškozování tkání a buněčných jader atd.) UV radiace o vlnové délce 290 nm je asi 10 000krát větší ve srovnání s poškozováním živých organismů radiací o vlnové délce 320 nm, zasluhuje si každý úbytek stratosférického ozonu značnou pozornost, neboť v jeho důsledku zmíněný práh pro vstup slunečního záření do spodních hladin atmosféry klesá k nižším vlnovým délkám.

Základní veličinou při popisu přímého slunečního záření je jeho **intenzita I**, kterou definujeme jako množství zářivé energie, jež za jednotku času dopadá na jednotkovou plochu orientovanou kolmo ke slunečním paprskům. Množství přímého slunečního záření dopadajícího za jednotku času na jednotkovou plochu horizontálního zemského povrchu nazýváme insolací  $I'$  a z elementární geometrické úvahy okamžitě vyplývá vztah

$$I' = I \sin \alpha \text{ nebo } I' = I \cos \vartheta, \quad (1.1)$$

kde  $\alpha$  značí úhlovou výšku Slunce nad ideálním (geometrickým) obzorem a  $\vartheta$  úhlovou vzdálenost Slunce od zenitu (tzv. zenitový úhel Slunce). Ve vztazích (1.1) představuje  $I$  intenzitu přímého slunečního záření na zemském povrchu, kterou lze vyjádřit vzorcem

$$I = I^* \cdot \frac{R_{oz}^2}{R_z^2} \cdot P, \quad (1.2)$$

v němž  $I^*$  značí tzv. solární konstantu (solární konstanta – intenzita slunečního záření vně zemské atmosféry ve vzdálenosti od Slunce, jež se rovná střední vzdálenosti Země–Slunce,  $I^* \div 1,36 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ ),  $R_{oz}$ , resp.  $R_z$  střední, resp. okamžitou vzdálenost Země od Slunce a  $P$  propustnost zemské atmosféry pro přímé sluneční záření. Maximální vzdálenost Země od Slunce je přibližně 152 milionů km a minimální vzdálenost 147 milionů km. Hodnota faktoru  $R_{oz}^2 / R_z^2$  v průběhu roku kolísá v rozmezí zhruba 0,035 kolem jedné, což znamená, že intenzita přímého slunečního záření při vstupu do zemské atmosféry  $I_o$  se může od solární konstanty  $I^*$  maximálně lišit asi o 3,5 % její hodnoty.

Přímé sluneční záření je v atmosféře zeslabováno **rozptylem a absorpcí**.

Pokud jde o **rozptyl**, povšimněme si jeho dvou základních typů, a to rozptylu na molekulách vzduchu (molekulární rozptyl) a na větších částicích přítomných v atmosféře (vodní kapičky, ledové krystalky, různé prachové částice apod.). Účinnost molekulárního rozptylu  $i$  je úměrná čtvrté mocnině převrácené hodnoty vlnové délky  $\lambda$  rozptylovaného záření, tj.

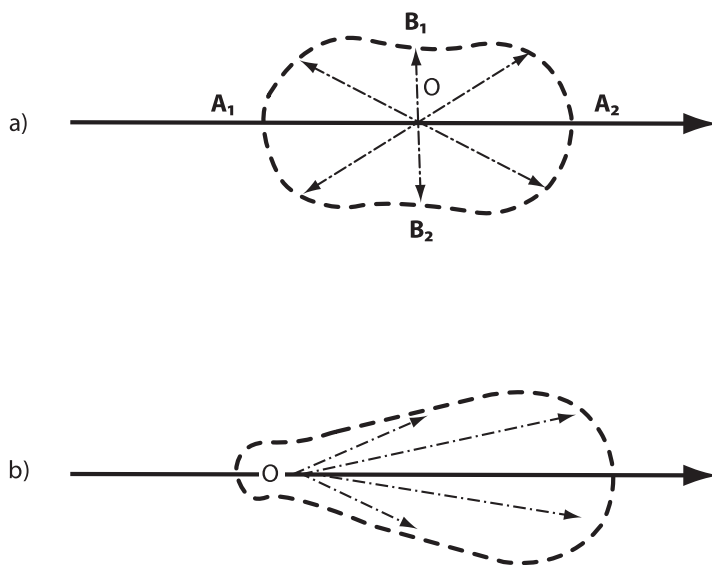
$$i \approx \frac{1}{\lambda^4} \quad (1.3)$$

a z tohoto důvodu jsou v rozptýleném slunečním záření nejvíce zastoupeny krátké vlnové délky příslušející v oblasti viditelné části slunečního spektra především fialové a modré barvě. Naproti tomu rozptyl slunečního záření na částicích, jež jsou ve srovnání s molekulami o několik řádů větší, má vzhledem k vlnové délce neutrální charakter, tzn. že různé vlnové délky jsou stejně účinně rozptylovány a rozptýlené světlo má přirozenou bílou barvu. Z těchto skutečností okamžitě vyplývá vysvětlení modré až modrofialové barvy bezoblačné oblohy způsobené slunečním zářením rozptýleným především molekulami vzduchu a bílé barvy ozářených oblaků, neboť v tomto případě vnímáme sluneční záření rozptýlené oblačnými kapkami nebo ledovými částicemi. V případě výraznějšího zakalení atmosféry prachovými částicemi nebo produkty kondenzace vodní páry (drobné kapičky), které rozptylují sluneční záření neutrálně vzhledem k vlnové délce, je modrá (modrofialová) barva oblohy tlumena a nebeská klenba nabývá bělavého vzhledu. Naproti tomu tmavě modrá až fialová barva svědčí o velké průzračnosti vzduchu.

Další rozdíl mezi rozptylem slunečního záření na molekulách vzduchu a na větších částicích spočívá v odlišném rozložení účinností rozptylu do různých směrů vzhledem ke směru dopadajících přímých slunečních paprsků. Na Obr. 1.4a vidíme prostorový diagram, tzv. rozptylovou indikatici, kde vodorovná šipka znázorňuje směr dopadajících přímých slunečních paprsků, rozptylující element objemu vzduchu se nalézá v bodě O a zakreslená čárkovaná křivka znázorňuje rozložení rozptylu do různých směrů. Z tohoto obrázku je patrné, že molekulární rozptyl má symetrický charakter vzhledem k rovině kolmé ke směru dopadajících paprsků a procházející bodem O, tj. množství záření rozptylovaného do směrů, které se směrem původního paprsku svírají úhel menší než  $90^\circ$ , je stejné jako množství záření rozptýlené do směrů svírajících se směrem tohoto paprsku úhel větší než  $90^\circ$ . Na Obr. 1.4a dále platí  $OA_1 = OA_2 = 2 OB_1 = 2 OB_2$ , tzn. že rozptyl kolmo na směr paprsků přímého slunečního záření je polovinou rozptylu přímo do jejich směru nebo do směru přesně opačného. Obr. 1.4b ukazuje typickou rozptylovou indikatici příslušející rozptylu slunečního záření na částicích řádově větších ve srovnání s molekulami vzduchu. Jak patrné, má rozptyl v tomto případě silně asymetrický charakter, většina rozptýleného záření směřuje do poměrně úzkého prostorového úhlu kolem směru původních přímých slunečních paprsků.

Oba právě zmíněné typy rozptylu lze fyzikálně řešit v rámci jednotné teorie. Pro sférické rozptylující částice lze uplatnit např. klasickou Mieovu teorii.

Druhým činitelem ovlivňujícím průchod slunečního záření atmosférou je **absorpce**. Bezoblačná atmosféra absorbuje sluneční záření poměrně slabě, asi 15–20 % z jeho vstupujícího množství. Na této absorpci se největší měrou podílí vodní pára, a to především v infračervené oblasti spektra, ultrafialové záření je intenzivně absorbováno atmosférickým ozonem a z dalších plynných složek ovzduší se na zmíněné absorpci určitou mírou podílí i oxid uhličitý.



**Obr. 1.4** Rozptylové indikatrixe pro sluneční záření při molekulárním rozptylu a při rozptylu na aerosolových částicích.

Zeslabení přímého slunečního záření v atmosféře popisuje Beerův zákon, jenž se zpravidla vyjadřuje vztahem

$$dI = -\beta \cdot I \cdot ds, \quad (1.4)$$

kde  $dI$  je zeslabení paprsku o původní intenzitě  $I$  na dráze délky  $ds$  a konstanta úměrnosti  $\beta$  představuje objemový koeficient extinkce (zeslabení). Znaménko minus se do uvedeného vztahu zavádí proto, aby zeslabení intenzity  $dI$  mělo zápornou hodnotu. Koeficient extinkce (zeslabení)  $\beta$  je součtem koeficientu rozptylu  $\beta_r$  a koeficientu absorpce  $\beta_a$ , tj.

$$\beta = \beta_r + \beta_a. \quad (1.5)$$

Kromě objemového koeficientu extinkce  $\beta$  se používá i hmotový koeficient extinkce  $\beta'$  daný vzorcem

$$\beta' = \beta/\rho,$$

v němž  $\rho$  představuje hustotu vzduchu a Beerův zákon (1.4) pak můžeme vyjádřit ve tvaru

$$dI = -\rho \cdot \beta' \cdot I \cdot ds.$$

Obdobně lze zavést i hmotové koeficienty rozptylu a absorpce.

Upravíme-li (1.4) do podoby

$$\frac{dI}{I} = -\beta \cdot ds,$$

je možno na obou stranách zavést integraci

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^S \beta \cdot ds$$

a  $S$  pak značí celkovou délku dráhy paprsku v atmosféře,  $I_0$  intenzitu přímého slunečního záření při vstupu do zemského ovzduší a  $I$  intenzitu téhož záření po uražení dráhy o délce  $S$ . Provedeme-li na levé straně naznačenou integraci, dostáváme

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\int_0^S \beta \cdot ds$$

a uvedením obou stran takto získané rovnice na exponenciální funkci obdržíme po malé úpravě vztah

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^S \beta \cdot ds\right). \quad (1.6)$$

Označíme-li dále symbolem  $m$  poměr skutečné délky dráhy paprsku v atmosféře ku délce dráhy, kterou by tentýž paprsek urazil, kdyby atmosférou procházel kolmo k horizontálnímu zemskému povrchu, můžeme (1.6) upravit na tvar

$$I = I_0 \exp\left(-m \int_z^\infty \beta \cdot dz\right), \quad (1.7)$$

v němž  $z$  představuje vertikální souřadnici hladiny, v níž má přímé sluneční záření intenzitu  $I$ . Pro zemský povrch klademe  $z = 0$  a intenzitu přímého slunečního záření  $I$  pak na něm počítáme ze vztahu

$$I = I_0 \exp\left(-m \int_0^\infty \beta \cdot dz\right). \quad (1.8)$$

Veličina  $m$  se tradičně nazývá optická hmota a zanedbáme-li zakřivení zemského povrchu i lom (refrakci) slunečních paprsků v atmosféře, lze ji vyjádřit jednoduchým vzorcem

$$m = (\cos \vartheta)^{-1}, \quad (1.9)$$

kde  $\vartheta$  je úhlová vzdálenost Slunce od zenitu (zenitový úhel Slunce). Zavedeme-li ještě označení

$$f = \exp\left(-\int_0^{\infty} \beta \cdot dz\right),$$

zjednoduší se (1.8) na tvar

$$I = I_0 \cdot f^m \tag{1.10}$$

a veličinu  $f$  nazýváme koeficient propustnosti atmosféry. Vzorce (1.8) a (1.10) se v literatuře obvykle uvádějí jako Bouguerovy vzorce. Z (1.10) je zřejmé, že koeficient propustnosti atmosféry se rovná poměru intenzity přímého slunečního záření na zemském povrchu a na horní hranici atmosféry v případě, kdy  $m = 1$ , tj. sluneční paprsky by byly kolmé k horizontálnímu zemskému povrchu.

Protože hodnoty koeficientů extinkce, rozptylu a absorpce, a tedy i koeficientu propustnosti silně závisejí na vlnové délce záření, je třeba výpočty podle vztahů (1.4), (1.6–8) a (1.10) provádět tak, že sluneční spektrum rozdělíme na dostatečně úzké intervaly, v každém z nich provedeme příslušný výpočet tak, jako by šlo o monochromatické záření o odpovídající dílčí intenzitě a výsledky sečteme přes všechny tyto intervaly. Zmíněná závislost je u koeficientů rozptylu a extinkce v oblasti viditelného a infračerveného slunečního záření spojena zejména s poklesem jejich hodnot se zvětšující se vlnovou délkou, což je dáno zejména vlivem molekulárního rozptylu. Protože tedy pro přímé sluneční záření celková extinkce (zeslabení) roste s klesající vlnovou délkou, jsou hodnoty vlnové délky  $\lambda_{\max}$  odpovídající maximu spektra (viz Obr. 1.3) u přízemních měření posunuty poněkud k větším vlnovým délkám (550–600 nm).

Po seznámení se základními vztahy popisujícími zeslabování přímého slunečního záření v atmosféře si nyní zavedme několik dalších pojmů. Označíme-li  $J$  množství rozptýleného (difúzního) slunečního záření dopadající za jednotku času na jednotku plochy horizontálního zemského povrchu, potom součet

$$Q = I' + J, \tag{1.11}$$

v němž  $I'$  představuje insolaci, nazýváme globálním slunečním zářením. Množství energie, jež získává jednotka plochy zemského povrchu za jednotku času absorbováním slunečního záření, je zřejmě rovno

$$Q(1 - A), \tag{1.12}$$

když  $A$  značí **albedo** (odrazivost) zemského povrchu, definované jako poměr množství slunečního záření odraženého a dopadlého. Z reálných povrchů má v přírodě největší albedo sněhová pokrývka (popř. zaledněné oblasti), neboť čistý čerstvě napadlý sníh odráží zhruba 70 % a někdy i více z dopadajícího slunečního záření. Ostatní přirozené povr-



chy půdy a vegetačního krytu mají albedo většinou v rozmezí 0,05–0,30 (tj. odraží 5–30 % dopadajícího slunečního záření). Relativně vysoké hodnoty albeda mají suché povrchy pouští a stepí. Albedo vodních ploch velmi výrazně závisí na výšce Slunce nad obzorem (velké, resp. malé albedo při malých, resp. velkých výškách Slunce, což se např. k večeru projevuje zrcadlovým leskem vodních ploch a v poledních hodinách naopak jejich tmavým odstínem).

Poměr množství slunečního záření odraženého Zemí jako planetou do kosmického prostoru ku množství téhož záření vstupujícího horní hranicí do zemské atmosféry se nazývá **planetární albedo** Země a podle družicových měření je přibližně rovno 0,30, tzn. že Země jako celek odraží zhruba 30 % ze slunečního záření, které na ni dopadá. Na planetárním albedu Země má největší podíl odraz slunečního záření od oblaků, jejichž vlastní albedo se nejčastěji pohybuje v rozmezí 0,50–0,80 (tj. 50–80 %), dále se na něm podílí zpětný rozptyl slunečního záření na molekulách plynných složek vzduchu (rozptyl směrem vzhůru, který je u molekulárního rozptylu slunečního záření stejně velký jako rozptyl k zemskému povrchu) a v oblastech bez oblačné pokrývky i vlastní albedo zemského povrchu.

Kromě absorbování slunečního záření zemský povrch sám vyzařuje dlouhovlnné nebo-li tepelné záření a tím se ochlazuje. Sluneční i zmíněné dlouhovlnné záření jsou fyzikální podstatou elektromagnetická záření, ale liší se vlnovými délkami. Zatímco největší část slunečního záření přísluší vlnovým délkám  $10^{-7}$  až  $10^{-6}$  m a zastoupení vlnových délek větších než  $5 \cdot 10^{-6}$  m je ve spektru slunečního záření z energetického hlediska prakticky zanedbatelné, je dlouhovlnné záření tvořeno vlnovými délkami řádově  $10^{-5}$  až  $10^{-4}$  m. Společné schematické znázornění spektra vlnových délek slunečního a dlouhovlnného záření vidíme na Obr. 1.5.

Kdyby zemský povrch vyzařoval jako dokonale černé těleso, bylo by množství jím vyzářené radiace dáno Stefanovým a Boltzmannovým zákonem

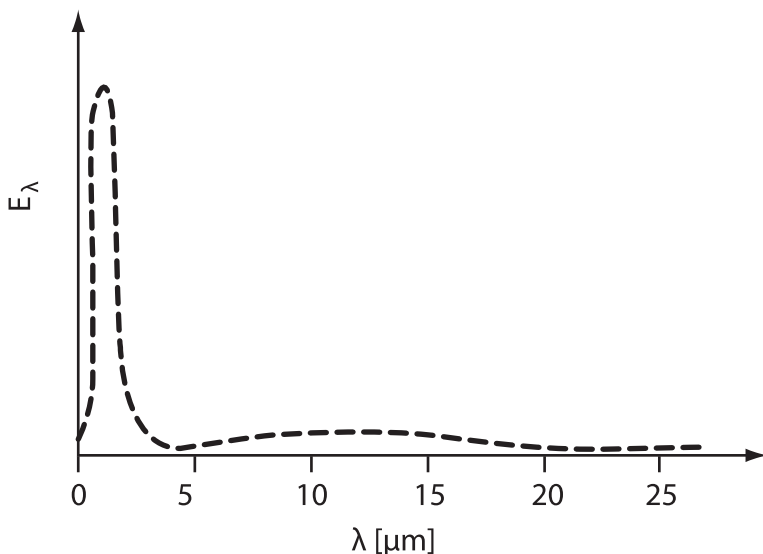
$$G = \sigma T_g^4, \quad (1.13)$$

kde  $G$  značí množství radiace vyzářené za jednotku času jednotkou plochy povrchu černého tělesa o teplotě  $T_g$  (v kelvinech) a  $\sigma$  představuje Stefanovu a Boltzmannovu konstantu. Pro reálný zemský povrch však spíše platí vztah

$$G = \varepsilon \sigma T_g^4, \quad (1.14)$$

v němž  $\varepsilon$  je kladné číslo bez fyzikálního rozměru menší než jedna, které nazýváme vyzařovací schopnost daného povrchu. Protože ale u většiny typů zemského povrchu je  $\varepsilon$  pouze o málo menší než jedna, lze v hrubém přiblížení i pro reálný zemský povrch používat (1.13) a považovat ho tak v oboru dlouhovlnného záření za prakticky černý.

Dlouhovlnné (tepelné) záření vyzařuje i zemská atmosféra a tok této radiace směřující dolů a měřený v úrovni zemského povrchu nazýváme **zpětné záření atmosféry**. Na



**Obr. 1.5** Společné schematické znázornění spektra slunečního záření procházejícího zemskou atmosférou a spektra dlouhovlnné radiace vyzařované zemským povrchem.

vzniku zpětného záření se z plynných složek atmosféry zdaleka největší měrou podílí vodní pára, avšak nezanedbatelný doplňkový účinek přísluší oxidu uhličitému. Ostatní přirozené plynné složky ovzduší přispívají ke zpětnému záření velmi málo, ale jeho silným zdrojem jsou oblaky. Označíme-li  $E$  tok zpětného záření dopadající na jednotku plochy zemského povrchu, potom podle Kirchhoffova zákona tato jednotka plochy absorbuje za jednotku času množství dlouhovlnného záření rovné  $\varepsilon E$ . Protože však, jak jsme již uvedli, hodnota vyzařovací schopnosti je pro většinu typů reálného zemského povrchu poměrně blízká jedné, lze v prvním přiblížení předpokládat, že všechno dopadající zpětné záření je zemským povrchem absorbováno.

Pro radiační režim zemského povrchu má velký význam tzv. **efektivní vyzařování**  $E^*$ , které za zjednodušujícího předpokladu  $\varepsilon = 1$  zavádíme jako rozdíl vlastního vyzařování zemského povrchu  $G$  a zpětného záření atmosféry  $E$ , tj.

$$E^* = G - E. \quad (1.15)$$

Efektivní vyzařování působí radiační ochlazování zemského povrchu a v noci, kdy chybí kompenzující příkon slunečního záření, může tak docházet např. k vytváření přízemních radiačních inverzí teploty nebo za vhodných podmínek ke vzniku přízemních mrazíků radiačního původu apod. Efektivní vyzařování výrazně roste se zvětšující se teplotou zemského povrchu, klesá s rostoucím obsahem vodní páry ve vzduchu a je výrazně zeslabováno oblačností.

## 1.3 RADIAČNÍ A TEPELNÁ BILANCE ZEMSKÉHO POVRCHU

Celkovou **radiační bilanci** zemského povrchu  $R^*$  vyjadřujeme jako rozdíl absorbovaného slunečního záření a efektivního vyzařování, tj.

$$R^* = Q(1-A) - E^*, \quad (1.16)$$

když význam prvního členu na pravé straně je vysvětlen u (1.12). Ve dne obvykle převažuje příkon slunečního záření nad efektivním vyzařováním a radiační bilance  $R^*$  je kladná. V noci chybí sluneční záření a radiační bilance nabývá záporných hodnot, neboť efektivní vyzařování má zpravidla kladnou hodnotu (až na výjimečné případy). Přechod od záporných hodnot radiační bilance ke kladným a naopak však nenastává přesně při východu nebo západu Slunce, ale nejčastěji při výškách Slunce 10–15° nad obzorem, což znamená, že v období vrcholné zimy může u nás záporná radiační bilance někdy trvat i po celý den.

Teplu, které zemský povrch získává při kladné radiační bilanci, lze rozdělit na tyto tři složky:

1. teplo přenášené v důsledku turbulentního promíchávání vzduchu od zemského povrchu vzhůru (turbulentní tok tepla),
2. teplo spotřebovávané na vypařování vody z půdy, z vegetačního krytu, popř. z vodních ploch (latentní teplo),
3. teplo odváděné do hlubších vrstev půdy nebo akumulované v tepelných kapacitách na zemském povrchu (např. budovy v zástavbě).

Množství energie spotřebovávané např. na fotosyntézu je kvantitativně ve srovnání se třemi právě uvedenými složkami prakticky zanedbatelné.

V nočních hodinách, kdy radiační bilance zemského povrchu bývá záporná, jsou tepelné ztráty působené vyzařováním kompenzovány především přívodem tepla z hlubších vrstev půdy, k čemuž někdy přistupuje i uvolňování latentního tepla při kondenzaci, popř. mrznutí vody na zemském povrchu (vznik rosy, jinovatky nebo dalších typů tzv. usazených srážek) a dolů směřující turbulentní tok tepla. Ten však bývá vzhledem k obvykle malé intenzitě turbulentního promíchávání vzduchu v noci méně významný. V městské zástavbě v noci může být zanedbatelným faktorem i uvolňování tepla akumulovaného během dne v budovách z absorbovaného slunečního záření nebo uvolňování odpadního tepla při rozmanitých antropogenních procesech (např. vytápění).

Právě zmíněné skutečnosti matematicky vyjadřuje rovnice **tepelné (energetické) bilance** zemského povrchu

$$R^* = H_0 + LV_0 + Q_0, \quad (1.17)$$

kteřá představuje jeden ze základních vztahů v meteorologii a v níž  $H_0$ , resp.  $V_0$  značí vertikální turbulentní přenos tepla, resp. vodní páry v úrovni zemského povrchu,  $L$  latentní teplo vypařování (množství tepla, jež se spotřebuje na vypaření jednotky hmotnosti vody při zachování stálé teploty) a  $Q_0$  tok tepla odváděného do půdy (při  $R^* > 0$ ) nebo přiváděného z hlubších půdních vrstev k zemskému povrchu ochlazovanému působením záporné radiační bilance. Do členu  $Q_0$  lze zahrnout i akumulaci, popř. uvolňování tepla v budovách, uvolňování odpadního tepla při antropogenních procesech apod. Členy na pravé straně rovnice (1.17) jsou kladné, představují-li pro zemský povrch ztráty tepla, a záporné, jestliže reprezentují přívod tepla k zemskému povrchu ochlazovanému zápornou radiační bilancí.

## 1.4 STABILITNÍ PODMÍNKY V ATMOSFÉŘE

Jedním z faktorů, které významně ovlivňují vertikální přenos hybnosti, tepla, vodní páry, popř. různých příměsí v zemské atmosféře, jsou tzv. stabilitní podmínky, které si ilustrujme následujícím způsobem:

Uvažujme v atmosféře jistou vhodně zvolenou hladinu  $z_0$ , ve které je hustota vzduchu  $\rho_0$  a teplota  $T_0$ . Předpokládejme, že z této hladiny vychýlíme pomocí určitého vnějšího impulsu vzduchovou částici ve vertikálním směru. V případě, kdy zmíněná vzduchová částice jeví po svém počátečním vychýlení tendenci k návratu do původní hladiny  $z_0$ , označíme **stav** atmosféry jako **stabilní**. V opačné situaci, kdy vychýlená částice urychleně pokračuje v započatém vertikálním pohybu a zvětšuje svou výchytku už bez působení počátečního vnějšího impulsu, se atmosféra nachází v **instabilním (labilním) stavu**. Mezním případem je **indiferentní stav**, v němž vychýlená vzduchová částice nejeví tendenci ke zvětšování své počáteční výchytky, ani se samovolně nevrací do původní polohy. Je zřejmé, že čím větší je stabilita v atmosféře, tím jsou horší podmínky pro vertikální promíchávání vzduchu, což znesnadňuje vertikální transport hybnosti, tepla, vodní páry a nejrůznějších příměsí.

V předchozím textu jsme použili pojem **vzduchové částice**. K tomu jen malé vysvětlení: Rozumíme tím elementární objem vzduchu, který je na jedné straně natolik velký, že můžeme abstrahovat od jeho molekulární struktury a považovat ho za kontinuum, ale na druhé straně natolik malý, že mu lze připisovat jednu hodnotu teploty, tlaku, vlhkosti vzduchu apod. a při jeho vertikálních pohybech zanedbávat v okolním vzduchu kompenzující pohyby.

Děje, které uvnitř takovýchto částic probíhají při jejich vertikálních přemístěních v atmosféře, lze s vysokým stupněm přesnosti považovat za **adiabatické procesy**, tzn. že mezi uvažovanou vzduchovou částicí a okolním vzduchem nedochází k výměně tepla. Při pohybu dané vzduchové částice v atmosféře vzhůru (dolů) dochází tedy k jejímu adiabatickému rozpínání (stlačování) a v důsledku toho k ochlazení (oteplení)

o  $0,0097 \text{ } ^\circ\text{C/m}$  (tj. o cca  $1 \text{ } ^\circ\text{C}$  na  $100 \text{ m}$  vertikálního přemístění). Toto však platí pouze tehdy, jestliže vzduch neobsahuje nasycenou vodní páru a právě uvedenou hodnotu pak nazýváme **suchoadiabatickým gradientem**. V případě, že vzduchová částice obsahuje nasycenou vodní páru, dochází při pohybu vzhůru ke kondenzaci vody a uvolněné kondenzační latentní teplo zmenšuje pokles teploty. Místo suchoadiabatického gradientu pak mluvíme o **nasyceně adiabatickém gradientu**, jehož hodnota závisí na výchozí teplotě i tlaku, avšak za běžných meteorologických podmínek bývá blízká  $0,0065 \text{ } ^\circ\text{C/m}$ , tj. poklesu teploty o  $0,65 \text{ } ^\circ\text{C}$  na  $100 \text{ m}$  výstupu. Uvedené hodnoty suchoadiabatického a nasyceně adiabatického gradientu lze odvodit ze zákonů adiabatického děje.

Obraťme pozornost ke stavové rovnici  $p/\rho = RT$ , uvažujme vzduchovou částici o teplotě  $T'$  a hustotě  $\rho'$ , která je obklopena vzduchem o teplotě  $T''$  a hustotě  $\rho''$ . Protože tlak uvnitř zmíněné částice se okamžitě přizpůsobuje okolnímu atmosférickému tlaku  $p''$ , můžeme pro tuto částici psát

$$\frac{p''}{\rho'} = RT', \quad (1.18)$$

zatímco pro okolní vzduch platí

$$\frac{p''}{\rho''} = RT''. \quad (1.19)$$

Vzájemným vydělením těchto vztahů dostáváme

$$\frac{\rho'}{\rho''} = \frac{T''}{T'}. \quad (1.20)$$

Podle Archimedova zákona působí na uvažovanou vzduchovou částici kromě tíže  $G$  i nadlehčující síla  $F'$ , která se rovná záporně vzaté tíži okolního vzduchu, jenž by zaujal objem dané částice. Celkovou sílu  $F$  působící ve vertikálním směru na částici potom můžeme vyjádřit jako

$$F = F' - G. \quad (1.21)$$

V souladu s druhým Newtonovým pohybovým zákonem představuje výsledná síla  $F$  součin hmotnosti částice a zrychlení jejího vertikálního pohybu, které označme  $a$ . Platí tedy

$$F = aV\rho', \quad (1.22)$$

když  $V$  je objem uvažované vzduchové částice o hustotě  $\rho$ . Tíži  $G$  vyjádříme jednoduše vztahem

$$G = gV\rho', \quad (1.23)$$

v němž  $g$  představuje velikost tíhového zrychlení. Prostřednictvím Archimedova zákona lze nadlehčující sílu  $F'$  vypočítat ze vzorce

$$F' = gV\rho''. \quad (1.24)$$

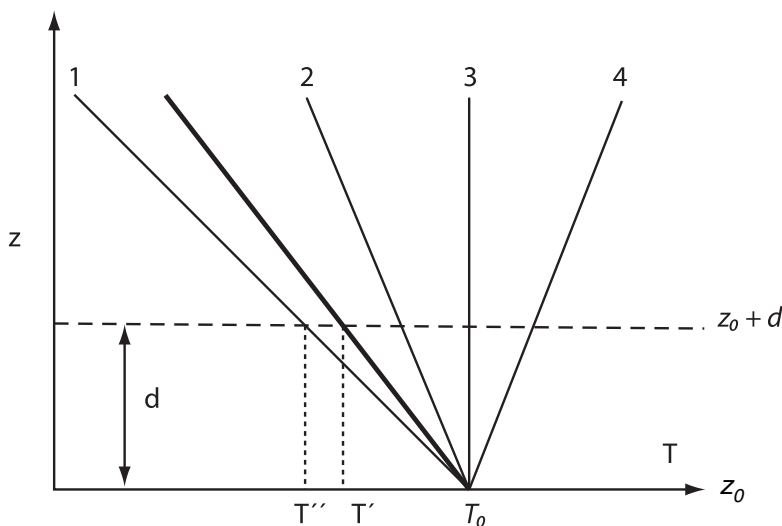
Dosazením (1.22–24) do (1.21) dostáváme po jednoduché úpravě

$$a = g \cdot \frac{\rho'' - \rho'}{\rho'} \quad (1.25)$$

a použijeme-li ještě vztahu (1.20), můžeme (1.25) upravit na výsledný tvar

$$a = g \cdot \frac{T' - T''}{T'} \quad (1.26)$$

Na Obr. 1.6, kde na vodorovnou osu nanášíme teplotu  $T$  a na svislou osu hodnoty vertikální souřadnice  $z$ , máme silnou nečíslovanou čarou schematicky znázorněn průběh teploty vzduchové částice během jejího přemísťování z hladiny  $z_0$  s teplotou  $T_0$  do výše ležící hladiny  $z_0 + d$ . Při tomto přemísťování se teplota vystupující částice mění, jak jsme již uvedli, adiabaticky a v hladině  $z_0 + d$  dosahuje hodnoty  $T'$ , zatímco teplotu okolního vzduchu zde označme  $T''$ . Jestliže platí  $T' > T''$ , potom podle (1.26) má vystupující vzduchová částice v hladině  $z_0 + d$  vertikální zrychlení  $a$  kladné, tj. směřující vzhůru (opačně vzhledem ke směru tíhového zrychlení), a urychleně tedy pokračuje ve svém výstupu. Právě popsaná situace nastává v případě, kdy teplota ve vzduchu obklopujícím vystupující částici klesá s výškou rychleji, než odpovídá hodnotě suchoadiabatického (v nenasyčeném vzduchu) nebo nasyceně adiabatického (ve vzduchu obsahujícím nasycenou vodní páru) gradientu. Takovýto průběh teploty s výškou znázorňuje na Obr. 1.6 čára 1.



**Obr. 1.6** Průběh teploty vzduchu s výškou při instabilním, indiferentním a stabilním zvrstvení atmosféry.

V případě, kdy teplota okolního vzduchu klesá s výškou pomaleji, než odpovídá adiabatickým změnám ve vystupující částici (čára 2 na Obr. 1.6), případně se s výškou nemění (tzv. izotermie znázorněná čarou 3), nebo dokonce roste (tzv. teplotní inverze – viz čára 4), platí v hladině  $z_0 + d$  relace  $T' < T''$  a zrychlení  $a$  je záporné, tj. směřuje dolů (ve směru působení tíhového zrychlení), což znamená, že počáteční výstup vzduchové částice je brzděn a tato jeví tendenci k samovolnému návratu do výchozí hladiny  $z_0$ .

Závěry z právě provedených úvah lze zřejmě shrnout do následujících kritérií:

1. Jestliže teplota vzduchu klesá v atmosféře s výškou rychleji ve srovnání s hodnotou suchoadiabatického (nenасыený vzduch), resp. nasyceně adiabatického (nasycený vzduch) gradientu, jde o instabilní stav a malý počáteční impuls může vést k rozvoji významných vertikálních pohybů a k intenzivnímu promíchávání ve vzduchové hmotě.
2. V stabilním případě, kdy teplota klesá s výškou pomaleji, než odpovídá adiabatickému výstupu vzduchové částice, nebo se s výškou nemění (izotermie), nebo dokonce roste (teplotní inverze), jsou vertikální pohyby v atmosféře bržděny a promíchávání vzduchu se tím tlumí.
3. Situace, za níž pokles teploty vzduchu s výškou odpovídá adiabatickému gradientu (suchoadiabatickému nebo nasyceně adiabatickému, jde-li o vzduch nenасыený nebo nasycený vodní párou), reprezentuje indiferentní stav ovzduší.

Podrobnější výklad ohledně stability v atmosféře, zejména v souvislosti s adiabatickými ději, lze nalézt v literatuře uvedené na konci této kapitoly.

## 1.5 TEPLOTNÍ INVERZE

Teplotní inverze, tj. případy, kdy v určité vrstvě ovzduší teplota roste s výškou, představují nejstabilnější typ stavu atmosféry, silně potlačují vertikální pohyby a promíchávání ve vzduchových hmotách, čímž omezují vývoj konvekčních oblaků, prostorový rozptyl znečišťujících příměsí apod. Můžeme je dělit na **přízemní**, u nichž vrstva s vertikálním růstem teploty začíná bezprostředně u zemského povrchu, a **výškové**, jejichž dolní hranice se nalézá v určité výšce. Uvedme nyní nejvýznamnější příčiny vzniku teplotních inverzí v troposféře:

### a) Radiační inverze

Zemský povrch, jako každý povrch fyzikálního tělesa, jehož teplota je různá od 0 K, vyzařuje elektromagnetickou radiaci, na což spotřebovává tepelnou energii a tím se ochlazuje. V noci, kdy chybí kompenzující příkon slunečního záření, může tak nastat jeho značné ochlazení a od podkladu se pak prochlazuje i bezprostředně přiléhající vzduchová vrstva. V zimě, kdy příkon slunečního záření je na zemském povrchu obecně malý, mohou být podmínky pro vznik přízemních radiačních inverzí teploty splněny i během

dne, neboť ztráty tepla působené na zemském povrchu vyzařováním často nejsou dostatečně kompenzovány absorpcí dopadajícího slunečního záření při obecně malých výškách Slunce nad obzorem. Výskyt teplotních inverzí je častý zejména v údolích, v uzavřených kotlinách, na územích pod svahy apod., neboť zde k radiačním faktorům přistupuje i skutečnost, že těžší prochlazený vzduch sklesává podél svahů dolů. Vzniku přízemních radiačních inverzí výrazně napomáhá existence sněhové pokrývky, neboť sníh velmi účinně odráží sluneční záření a kromě toho brání přívodu tepla z půdy, čímž podstatně přispívá k prochlazování přízemní vrstvy vzduchu. Z běžných meteorologických faktorů usnadňuje vytváření přízemních radiačních inverzí teploty především jasná obloha a slabé proudění, popř. bezvětří v přízemní vrstvě ovzduší, tj. podmínky příznivé pro velké efektivní vyzařování a malé promíchávání vzduchu.

Kromě přízemních teplotních inverzí však mohou z radiačních příčin vznikat i inverze výškové. Představme si např. vrstvu ovzduší, jež z určitých důvodů obsahuje zvýšené množství vodní páry. Protože vodní pára intenzivně vyzařuje elektromagnetickou radiaci (v infračerveném oboru vlnových délek), dojde k postupnému radiačnímu ochlazování zmíněné vrstvy a v blízkosti její horní hranice pak může vzniknout teplotní inverze. Stejným způsobem, ale z kvantitativního hlediska ještě daleko intenzivněji, působí vrstva oblačnosti, neboť oblaky v atmosféře silně vyzařují infračervenou radiaci a v důsledku toho se prochlazují.

#### **b) Advekcční inverze**

Přízemní inverze advekcčního typu vznikají tehdy, proudí-li relativně teplý vzduch nad studenější zemský povrch a ochlazuje se od něj. Taková situace nastává např. v zimě při proudění teplejšího oceánského vzduchu nad prochlazený kontinent. Typickým příkladem může rovněž být příliv relativně teplého vzduchu nad území pokryté sněhem (tzv. sněhová inverze) apod. Mechanismus vytváření výškových advekcčních inverzí je zcela obdobný a projevuje se tehdy, proudí-li ve výšce vzduch teplejší než v nižších hladinách, avšak bez přítomnosti frontálního rozhraní.

#### **c) Frontální inverze**

Představují přechodovou vrstvu mezi dvěma teplotně odlišnými vzduchovými hmotami nalézajícími se částečně jedna nad druhou. Tyto inverze vznikají na teplé frontě nasouváním relativně teplého vzduchu nad vzduch studený, nebo na studené frontě, kde těžší studený vzduch naopak zatlačuje teplejší vzduchovou hmotu, přičemž pod ni částečně proniká a „nadzvedává“ ji.

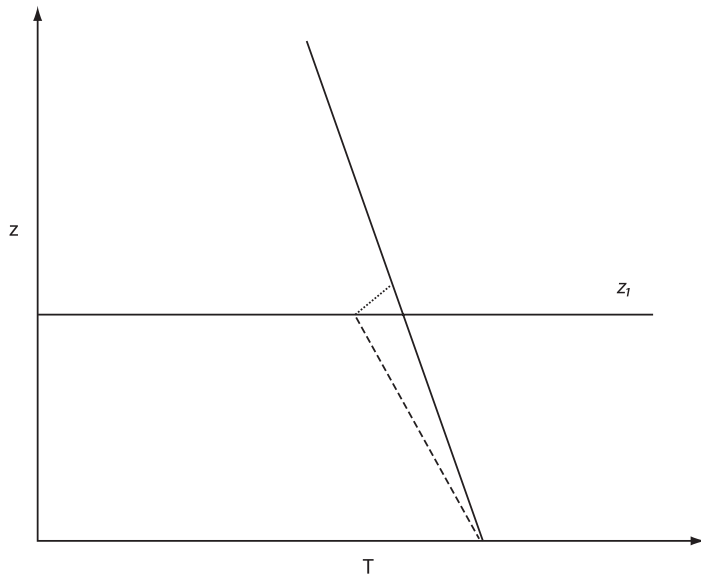
#### **d) Subsidenční inverze**

Vznikají vlivem sesedání (subsidence) stabilní vzduchové hmoty v oblastech vysokého tlaku vzduchu. Subsidenční inverze jsou výškové, ale mohou postupně klesat až k zemskému povrchu, kde rychle zanikají.



### e) Turbulentní inverze

Jde o vertikálně nepříliš mohutné výškové inverze, jejichž dolní hranice nejčastěji leží ve výšce několika set metrů nad zemským povrchem. Způsob jejich vzniku je zřejmý z Obr. 1.7, kde na svislou osu nanášíme výšku  $z$  nad zemským povrchem a na vodorovnou osu teplotu vzduchu  $T$ . Plná čára značí počáteční vertikální profil teploty v atmosféře. Předpokládejme, že tento profil odpovídá mírně stabilním podmínkám, za nichž teplota vzduchu klesá s výškou pomaleji, než přísluší suchoadiabatickému gradientu (ve vzduchu nenasyčeném vodní párou). Dojde-li potom ve vrstvě sahající od zemského povrchu do hladiny  $z_I$  k rozvinutí intenzivního turbulentního promíchávání, např. z mechanických příčin při přechodu proudění nad drsnější typ povrchu, vytvoří se zde přibližně indiferentní zvrstvení teploty (viz přerušovanou čáru na Obr. 1.7). Vzhledem k tomu, že nad touto turbulentní vrstvou se teplota nezměnila, vznikne pak v blízkosti hladiny  $z_I$  teplotní inverze (vyznačena tečkovaným průběhem teploty s výškou).



Obr. 1.7 Vznik turbulentní teplotní inverze.

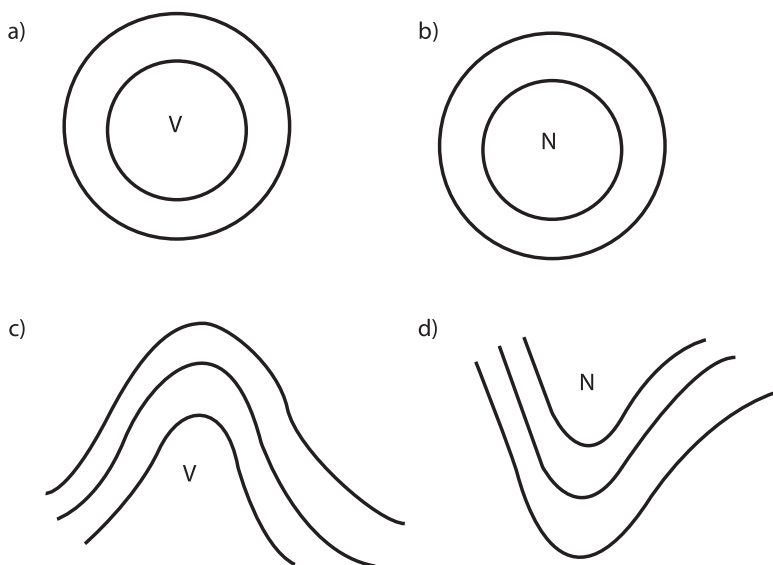
## 1.6 PROUDĚNÍ VZDUCHU A POLE ATMOSFÉRICKÉHO TLAKU

Proudění vzduchu v atmosféře je rozhodující měrou určováno polem atmosférického tlaku, které můžeme zobrazit prostřednictvím **izobar**, což jsou čáry spojující na zemském povrchu místa se stejným atmosférickým tlakem redukováným (přepočteným) na referenční mořskou hladinu. K základním tlakovým útvarům v zemském ovzduší počítáme

především **tlakové níže** (*cyklony*), **tlakové výše** (*anticyklony*), **hřebeny vysokého tlaku** a **brázdy nízkého tlaku**.

Tlakovou níží (*cyklonou*) nazýváme oblast, ve které je atmosférický tlak nižší než v okolí, a podobně tlaková výše (*anticyklona*) představuje oblast, v níž je atmosférický tlak vzhledem k okolí vyšší. K tomu, abychom tlakový útvar označili jako níží nebo výši, však musí kolem jeho centra existovat uzavřené izobary. Oblasti vysokého tlaku, které neobsahují uzavřené izobary, představují hřebeny nebo pásy vysokého tlaku a analogicky mluvíme o brázdách nebo pásech tlaku nízkého. Schematické znázornění pole izobar s vyznačením oblastí vysokého tlaku (V) nebo nízkého tlaku (N) v uvedených případech tlakových útvarů vidíme na Obr. 1.8.

V důsledku toho, že na různých místech zemského povrchu existují různé hodnoty atmosférického tlaku redukovaného na mořskou hladinu, vznikají v ovzduší horizontální složky **síly tlakového gradientu**, které mají tendenci vyrovnávat zmíněné tlakové rozdíly. Kdyby neexistovala žádná další síla působící v horizontální rovině na částice vzduchu, pohybovaly by se tyto částice kolmo na izobary do oblastí nižšího atmosférického tlaku, čímž by došlo k rychlému zániku horizontálních tlakových rozdílů a bylo by tak vyloučeno dlouhodobější trvání tlakových útvarů. Vedle síly tlakového gradientu však existuje tzv. **Coriolisova síla**, která vzniká působením zemské rotace a její velikost je úměrná rychlosti proudění. Proudění vzduchu ve volné atmosféře (tj. nad mezní vrstvou, v níž se bezprostředně projevuje tření proudícího vzduchu o zemský povrch) zhruba zachovává stav rovnováhy mezi horizontální složkou síly tlakového gradientu a Coriolisovou silou.



**Obr. 1.8** Znázornění pole izobar v hlavních tlakových útvarech: a) tlaková výše (anticyklona), b) tlaková níže (cyklona), c) hřeben vysokého tlaku, d) brázda nízkého tlaku.

Vertikální složka Coriolisovy síly je přibližně o čtyři řády menší ve srovnání se silou tíže, a z tohoto důvodu ji v našich úvahách budeme zanedbávat. Mluvíme-li o Coriolisově síle, rozumíme tím zde její horizontální složku.

Ze zákonů atmosférické dynamiky lze dokázat, že za podmínky rovnováhy mezi horizontální složkou síly tlakového gradientu a Coriolisovou silou musí vítr vanout podél izobar tak, že horizontální složka síly tlakového gradientu a Coriolisova síla jsou stejně velké, ale opačného směru. Protože síla tlakového gradientu je v horizontální rovině kolmá na izobary a působí ve směru poklesu tlaku, zatímco Coriolisova síla je vždy kolmá ke směru proudění a na severní polokouli směřuje od něho vpravo (na jižní polokouli vlevo), platí jednoduché pravidlo, podle něžž rovnovážný **vítr ve volné atmosféře vane podél izobar tak, že na severní polokouli máme po pravé ruce vyšší tlak a po levé nižší tlak (na jižní polokouli opačně), postavíme-li se čelem po směru proudění** (Buys-Ballotovo pravidlo). Ideální nezrychlované proudění, pro něž je zcela přesně zachována rovnováha mezi horizontální složkou síly tlakového gradientu a Coriolisovou silou v poli přímkových izobar, se nazývá **geostrofické proudění** (*geostrofický vítr*) a představuje v praxi často používanou přibližnou aproximaci reálného proudění ve volné atmosféře.

V případě zakřivení izobar (proudnic) ovšem musí existovat normálové zrychlení pohybu, tzn. že síla horizontálního tlakového gradientu a Coriolisova síla nejsou přesně v rovnováze a existuje jejich relativně malá nenulová výslednice. Sílu reakce k této výslednici označme  $r$  a v meteorologické literatuře bývá obvykle nazývána odstředivou silou při pohybu po zakřivené trajektorii. Tohoto označení se pro jednoduchost přidržíme i zde, i když z hlediska striktní obecné fyzikální terminologie nemusí být považováno za zcela korektní, neboť nejde o sílu v rotující souřadnicové soustavě. Odchylna od rychlosti geostrofického proudění související s právě uvedeným však v případech proudění velkoprostorového měřítka v mírných zeměpisných šířkách nebývá velká, neboť zmíněná odstředivá síla je podstatně menší ve srovnání s horizontální složkou síly tlakového gradientu a Coriolisovou silou. Teoretické proudění splňující podmínku rovnováhy mezi právě zmíněnou odstředivou silou, Coriolisovou silou a horizontální složkou síly tlakového gradientu se nazývá **gradientové proudění**.

Jako ukázkou možné metodiky výkladu vzniku jednoduchého geostrofického proudění v poli ideálně přímkových izobar si dovoluujeme uvést následující příklad:

Uvažujeme situaci, kdy vzduchová částice, původně „držená“ v místě znázorněném na Obr. 1.9 bodem A, se začne působením horizontální složky síly tlakového gradientu  $b$  pohybovat kolmo na zakreslené přímkové izobary do oblasti nižšího (N) atmosférického tlaku. V okamžiku, kdy započne pohyb této vzduchové částice vůči zemskému povrchu, však začne působit Coriolisova síla  $c$ , která stáčí její trajektorii na severní polokouli vpravo (na jižní polokouli vlevo), a to tak dlouho, dokud se neustaví rovnováha znázorněná na Obr. 1.9 v bodě B. Za této rovnováhy jsou horizontální složky síly tlakového gradientu a Coriolisovy síly stejně velké, ale opačného směru, tzn. že daná vzdu-