



ΑΝΑΣΤΑΣΙΑ Κ. ΠΑΣΧΑΛΙΔΟΥ

ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΡΙΑ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ Δ.Π.Θ.

ΜΑΘΗΜΑΤΑ ΦΥΣΙΚΗΣ ΤΟΥ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΑΝΑΣΤΑΣΙΑ Κ. ΠΑΣΧΑΛΙΔΟΥ
ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΡΙΑ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ Δ.Π.Θ.

Μαθήματα Φυσικής του Ατμοσφαιρικού Περιβάλλοντος

ΚΑΛΛΙΠΟΣ
ανοικτικές
εκδόσεις
ακαδημαϊκές



Μαθήματα Φυσικής του Ατμοσφαιρικού Περιβάλλοντος

Συγγραφή

Αναστασία Κ. Πασχαλίδου

Συντελεστές έκδοσης

Γλωσσική Επιμέλεια: Θεοδοσία Ε. Λαμπράκη

Γραφιστική Επιμέλεια: Ζωή Κόλλια

Copyright © 2023, ΚΑΛΛΙΠΟΣ, ΑΝΟΙΚΤΕΣ ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΕΣ ΕΚΔΟΣΕΙΣ
(ΣΕΑΒ + ΕΛΚΕ-ΕΜΠ)



Το παρόν έργο αδειοδοτείται υπό τους όρους της άδειας Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Παρόμοια Διανομή 4.0. Για να δείτε ένα αντίγραφο της άδειας αυτής επισκεφτείτε τον ιστότοπο <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/deed.el>

Αν τυχόν κάποιο τμήμα του έργου διατίθεται με διαφορετικό καθεστώς αδειοδότησης, αυτό αναφέρεται ρητά και ειδικώς στην οικεία θέση.

ΚΑΛΛΙΠΟΣ

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, 15780 Ζωγράφου

www.kallipos.gr

ISBN: 978-618-5726-29-4

Βιβλιογραφική Αναφορά: Πασχαλίδου, Α. (2023). *Μαθήματα Φυσικής του Ατμοσφαιρικού Περιβάλλοντος* [Προπτυχιακό εγχειρίδιο]. Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις. <http://dx.doi.org/10.57713/kallipos-219>

Στους γονείς μου

Περιεχόμενα

Περιεχόμενα	9
Πρόλογος	13
Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή στην ατμόσφαιρα της Γης.....	15
1 Γενικά	15
1.1 Ύψος και μάζα της ατμόσφαιρας	16
1.2 Σύνθεση της κατώτερης ατμόσφαιρας	17
1.2.1 Ξηρός αέρας.....	18
1.3 Στρωμάτωση της ατμόσφαιρας με βάση τη θερμοκρασία	28
1.3.1 Τροπόσφαιρα.....	30
1.3.2 Στρατόσφαιρα.....	31
1.3.3 Μεσόσφαιρα.....	31
1.3.4 Θερμόσφαιρα	32
1.4 Ιονόσφαιρα και μαγνητόσφαιρα.....	32
1.4.1 Πολικό Σέλας.....	34
1.5 Ατμοσφαιρικά πρότυπα	35
1.5.1 Ομογενής ατμόσφαιρα	35
1.5.2 Ισόθερμη ατμόσφαιρα.....	35
1.5.3 Βαροτροπική και βαροκλιτική ατμόσφαιρα.....	36
1.5.4 Ατμόσφαιρα με σταθερή κατακόρυφη θερμοβαθμίδα.....	36
1.5.5 Πρότυπη ατμόσφαιρα.....	36
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	38
Ελληνόγλωσση	38
Ξενόγλωσση	38
Λυμένα παραδείγματα.....	40
Κεφάλαιο 2: Ακτινοβολία.....	45
2 Γενικά	45
2.1 Θερμότητα.....	46
2.1.1 Αισθητή και λανθάνουσα θερμότητα	46
2.1.2 Τρόποι διάδοσης της θερμότητας	47
2.2 Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.....	49
2.2.1 Οι νόμοι της ακτινοβολίας.....	51
2.3 Η ηλιακή ακτινοβολία	54
2.3.1 Ηλιακή σταθερά.....	56
2.3.2 Ανάκλαση της ηλιακής ακτινοβολίας.....	59
2.3.3 Εξασθένιση της ηλιακής ακτινοβολίας	61
2.3.4 Διεσδυτικότητα της ηλιακής ακτινοβολίας	67
2.4 Η γήινη ακτινοβολία.....	68
2.5 Θερμικό ισοζύγιο μέσα στην ατμόσφαιρα.....	70
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	73
Ελληνόγλωσση	73
Ξενόγλωσση	73
Λυμένα παραδείγματα.....	75
Κεφάλαιο 3: Ατμοσφαιρική υγρασία	81
3 Γενικά	81
3.1 Υγρομετρικές παράμετροι της ατμόσφαιρας.....	82
3.1.1 Τάση υδρατμών	83
3.1.2 Έλλειμμα κόρου	84
3.1.3 Απόλυτη υγρασία.....	84
3.1.4 Αναλογία μίγματος	84
3.1.5 Ειδική υγρασία.....	85
3.1.6 Σχετική υγρασία	86
3.1.7 Θερμοκρασία του σημείου δρόσου.....	87

3.1.8 Θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου.....	87
3.1.9 Υετίσιμο ύδωρ.....	88
3.2 Εξάτμιση του νερού.....	88
3.2.1 Εξάτμιση από υδροσυλλογές.....	91
3.2.2 Εμπειρικές μέθοδοι υπολογισμού της εξάτμισης από υδροσυλλογές.....	91
3.2.3 Εξάτμιση από εδαφικές επιφάνειες.....	93
3.3 Εξατμισοδιαπνοή και παράγοντες που την επηρεάζουν.....	94
3.3.1 Εμπειρικές σχέσεις για τον υπολογισμό της εξατμισοδιαπνοής.....	95
3.4 Συμπύκνωση υδρατμών.....	96
3.5 Το ισοζύγιο του νερού στην ατμόσφαιρα.....	98
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	100
Ελληνόγλωσση.....	100
Ξενόγλωσση.....	100
Λυμένα παραδείγματα.....	101
Κεφάλαιο 4: Θερμοδυναμική της ατμόσφαιρας.....	111
4 Γενικά.....	111
4.1 Το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα.....	112
4.2 Το δεύτερο θερμοδυναμικό αξίωμα και η εντροπία.....	115
4.3 Βασικές θερμοδυναμικές διεργασίες εντός της ατμόσφαιρας.....	117
4.3.1 Ισοβαρής ψύξη.....	117
4.3.2 Αδιαβατική εκτόνωση.....	119
4.3.3 Ισενθαλπική συμπύκνωση και εξάτμιση.....	123
4.3.4 Ισενθαλπική ανάμειξη αερίων μαζών.....	124
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	127
Ελληνόγλωσση.....	127
Ξενόγλωσση.....	127
Λυμένα παραδείγματα.....	128
Κεφάλαιο 5: Υδροστατική της ατμόσφαιρας.....	139
5 Γενικά.....	139
5.1 Γεωδυναμικό.....	141
5.2 Πάχος ατμοσφαιρικού στρώματος.....	142
5.3 Κατακόρυφη θερμοβαθμίδα.....	143
5.4 Αδιαβατική θερμοβαθμίδα.....	145
5.5 Κατακόρυφη επιτάχυνση και συνθήκες ισορροπίας εντός της ατμόσφαιρας.....	146
5.6 Κατακόρυφη ταλάντωση εντός ευσταθούς ατμοσφαιρικού στρώματος.....	149
5.7 Δυνητική θερμοκρασία και ατμοσφαιρική ισορροπία.....	150
5.8 Η ενέργεια της ατμόσφαιρας ως μέτρο της ατμοσφαιρικής ισορροπίας.....	151
5.9 Μηχανισμοί ανύψωσης του αέρα εντός της ατμόσφαιρας.....	152
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	155
Ελληνόγλωσση.....	155
Ξενόγλωσση.....	155
Λυμένα παραδείγματα.....	156
Κεφάλαιο 6: Οι εξισώσεις κίνησης εντός της ατμόσφαιρας.....	167
6 Γενικά.....	167
6.1 Δυνάμεις που καθορίζουν την κίνηση εντός της ατμόσφαιρας.....	169
6.1.1 Δύναμη Coriolis.....	169
6.1.2 Δύναμη βαροβαθμίδας.....	170
6.1.3 Φυγόκεντρος δύναμη.....	171
6.1.4 Δύναμη της βαρύτητας.....	171
6.1.5 Δύναμη τριβής.....	172
6.2 Οι εξισώσεις κίνησης.....	173
6.3 Ειδικές περιπτώσεις κίνησης.....	176
6.3.1 Κίνηση αδράνειας.....	177
6.3.2 Κίνηση Euler.....	178
6.3.3 Αντισταθμιστική ροή.....	179
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	183
Ελληνόγλωσση.....	183

Ξενόγλωσση	183
Λυμένα παραδείγματα.....	184
Κεφάλαιο 7: Κίνηση στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα.....	195
7 Γενικά	195
7.1 Κατακόρυφη στρωμάτωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος	196
7.2 Αριθμός Reynolds	197
7.3 Κίνηση εντός του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος.....	197
7.4 Κ-Θεωρία και μήκος ανάμειξης.....	201
7.5 Η ροή στο επιφανειακό στρώμα	203
7.6 Η ροή στο στρώμα Ekman	204
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	207
Ελληνόγλωσση	207
Ξενόγλωσση	207
Λυμένα παραδείγματα.....	208
Κεφάλαιο 8: Οι κλίμακες της ατμοσφαιρικής κίνησης	211
8 Γενικά	211
8.1 Κινήσεις πλανητικής κλίμακας	211
8.2 Κινήσεις μεγάλης (συνοπτικής) κλίμακας	213
8.3 Κινήσεις μεσαίας κλίμακας	214
8.3.1 Ετησίες	214
8.3.2 Θαλάσσιες αύρες	214
8.3.3 Αύρες κοιλάδων	216
8.3.4 Αστική θερμοησίδα και αστικές αύρες	217
8.3.5 Αύρες ενδοχώρας και εσωτερικό οριακό στρώμα.....	219
8.3.6 Αεροχείμαρροι εντός του οριακού στρώματος	220
8.4 Κινήσεις μικρής κλίμακας.....	220
8.4.1 Ροή γύρω από εμπόδια.....	220
8.4.2 Ροή σε οδικά φαράγγια	222
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	224
Ελληνόγλωσση	224
Ξενόγλωσση	224
Λυμένα παραδείγματα.....	225
Κεφάλαιο 9: Ατμοσφαιρική ρύπανση και διασπορά.....	229
9 Γενικά	229
9.1 Διάκριση των πηγών.....	230
9.2 Μηχανισμοί καθαρισμού της ατμόσφαιρας	231
9.3 Ατμοσφαιρική διασπορά και μοντέλα ρύπανσης	231
9.3.1 Γκαουσιανά μοντέλα.....	233
9.3.2 Αριθμητικά μοντέλα.....	238
Βιβλιογραφία/Αναφορές.....	242
Ελληνόγλωσση	242
Ξενόγλωσση	242
Λυμένα παραδείγματα.....	243
Κεφάλαιο 10: Ο ήχος στην ατμόσφαιρα.....	249
10 Γενικά	249
10.1 Ταχύτητα των ηχητικών κυμάτων	250
10.2 Ισχύς και ένταση των ηχητικών κυμάτων	251
10.3 Ένταση σε dB	253
10.4 Σφαιρικά κύματα.....	254
10.5 Θόρυβος	256
10.5.1 Τύποι θορύβου	257
10.5.2 Παράγοντες εξασθένησης του θορύβου	257
10.5.3 Ισοδύναμες στάθμες θορύβου	258
10.5.4 Δείκτες θορύβου και επιτρεπόμενα όρια	259
10.5.5 Θόρυβος οδικής κυκλοφορίας.....	260
10.5.6 Θόρυβος αεροναυσιπλοΐας	261
10.5.7 Θόρυβος από τον σιδηρόδρομο	262

10.5.8 Βιομηχανικός θόρυβος	262
10.5.9 Θόρυβος εσωτερικών χώρων	263
10.5.10 Μέθοδοι περιορισμού του θορύβου	263
10.6 Φαινόμενο Doppler	264
Βιβλιογραφία/Αναφορές	266
Ελληνόγλωσση	266
Ξενόγλωσση	266
Λυμένα παραδείγματα.....	267

Πρόλογος

Το παρόν βιβλίο πραγματεύεται τις βασικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας από τη σκοπιά της επιστήμης της Φυσικής. Ειδικότερα, στο 1^ο εισαγωγικό κεφάλαιο παρουσιάζονται τα βασικά χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας και αναλύονται ορισμοί και έννοιες χρήσιμες για όλα τα επιμέρους κεφάλαια του βιβλίου. Στο 2^ο κεφάλαιο εξετάζεται η ηλιακή ακτινοβολία, ως κινητήριος δύναμη όλων των διεργασιών της ατμόσφαιρας. Ακολουθεί ένα κεφάλαιο αφιερωμένο στις υγρομετρικές παραμέτρους, με έμφαση στον καθοριστικό ρόλο των υδρατμών στις φυσικές ατμοσφαιρικές διεργασίες. Στα δύο επόμενα κεφάλαια εξετάζονται η θερμοδυναμική και η στατική της ατμόσφαιρας, ενώ το 6^ο και το 7^ο κεφάλαιο εστιάζονται στις εξισώσεις κίνησης εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού και δη εντός του οριακού στρώματος. Ακολουθούν λεπτομερής μελέτη των κλιμάκων κίνησης και εξοικείωση με την ατμοσφαιρική ρύπανση και τους μηχανισμούς διασποράς της. Το βιβλίο ολοκληρώνεται με το 10^ο κεφάλαιο, το οποίο αναφέρεται στον ήχο και την υποβάθμιση που μπορεί να επιφέρει στο φυσικό περιβάλλον. Στο τέλος κάθε κεφαλαίου περιλαμβάνεται μία σειρά από λυμένα παραδείγματα, για την καλύτερη εξοικείωση με τις έννοιες και την εμβάθυνση σε αυτές.

Το βιβλίο απευθύνεται στους προπτυχιακούς φοιτητές των Τμημάτων Φυσικής, Περιβάλλοντος, Μηχανικών Περιβάλλοντος, Γεωπονίας και Δασολογίας της χώρας, αλλά μπορεί να φανεί χρήσιμο και σε μεταπτυχιακούς φοιτητές που σπουδάζουν σε προγράμματα που παρέχουν ειδίκευση στο φυσικό περιβάλλον.

Κλείνοντας το όμορφο ταξίδι της συγγραφής, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους συναδέλφους μου στο Πανεπιστήμιο για την πολύτιμη βοήθεια και τα σχόλιά τους σχετικά με τη θεματολογία του βιβλίου, αλλά και για επιμέρους ζητήματα που με απασχόλησαν κατά τη διάρκεια της συγγραφής. Οποιαδήποτε υπόδειξη από τους αναγνώστες για ενδεχόμενες παραλείψεις και εννοιολογικά ή τυπογραφικά σφάλματα είναι περισσότερο από ευπρόσδεκτη. Άλλωστε, το βιβλίο γράφτηκε για εσάς. Καλή μελέτη!

Αναστασία Κ. Πασχαλίδου
Αναπληρώτρια Καθηγήτρια ΔΠΘ

Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή στην ατμόσφαιρα της Γης

Σύνοψη

«Ατμόσφαιρα» ονομάζεται το αεριώδες περίβλημα της Γης, το οποίο αποτελεί ένα σώμα με αυτή και μετέχει όλων των κινήσεων της. Αν και το ύψος της φαντάζει άπειρο σε έναν παρατηρητή που βρίσκεται στην επιφάνεια του εδάφους, στην πραγματικότητα πρόκειται για ένα πολύ λεπτό (σε σχέση με την ακτίνα της Γης) φιλμ που περιβάλλει τον πλανήτη. Παρά το μικρό της πάχος, ο ρόλος που επιτελεί είναι κεφαλαιώδους σημασίας για τη διατήρηση της ζωής στον πλανήτη. Αποτελείται από ένα μίγμα αερίων μέσα στο οποίο μπορούν να αιωρούνται στερεά σωματίδια και υγρά σταγονίδια με τυχαίο διαμελισμό και πλήθος. Η πυκνότητα και η πίεση εντός της ατμόσφαιρας ελαττώνονται εκθετικά με το ύψος, καθώς το σύνολο σχεδόν της μάζας της είναι συγκεντρωμένο στα πρώτα λίγα χιλιόμετρα από την επιφάνεια της Γης. Στην πράξη, το 50% της συνολικής μάζας της ατμόσφαιρας απαντάται κάτω από το ύψος των 5,6 Km, το 75% κάτω από τα 10 Km, ενώ το 95% είναι συγκεντρωμένο κάτω από το ύψος των 20-25 Km. Ομοίως ελαττώνεται με το ύψος και η συγκέντρωση των υδρατμών, με αποτέλεσμα πάνω από τα 12 Km περίπου, δηλαδή πέρα από την τροπόσφαιρα, να επικρατεί έντονη ξηρασία. Στο κεφάλαιο αυτό μελετώνται τα φυσικά χαρακτηριστικά και η σύσταση της ατμόσφαιρας, καθώς και η μεταβολή των παραμέτρων της με το ύψος. Γίνεται, επίσης, διαχωρισμός της σε στρώματα με βάση την καθ' ύψος μεταβολή της θερμοκρασίας και εξετάζονται τα βασικά χαρακτηριστικά του κάθε στρώματος. Στο τέλος του κεφαλαίου μελετώνται απλά ατμοσφαιρικά μοντέλα και οι χρήσεις τους.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να ανατρέξουμε σε κάποιο βιβλίο Γενικής Μετεωρολογίας και να θυμηθούμε τα βασικά χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας της Γης.

1 Γενικά

Ο όρος «ατμόσφαιρα» περιγράφει το αεριώδες περίβλημα της Γης, το οποίο την ακολουθεί στο σύνολο των κινήσεων της. Έτσι, εκτός των άλλων κινήσεων που εκτελεί, η ατμόσφαιρα περιστρέφεται γύρω από τον άξονα της Γης, από τα δυτικά προς τα ανατολικά, με ταχύτητα η οποία δεν ταυτίζεται πάντα με την αντίστοιχη του στερεού τμήματος του πλανήτη. Υπό φυσιολογικές συνθήκες, είναι άχρωμη και άοσμη και μέσα σε αυτή λαμβάνουν χώρα συνεχείς μετατροπές της ηλιακής και γήινης ακτινοβολίας σε άλλες μορφές ενέργειας, όπως θερμότητα, κινητική ενέργεια κ.ά. Από τις διάφορες θερμοδυναμικές μετατροπές εντός της ατμόσφαιρας δημιουργούνται τα ποικίλα μετεωρολογικά φαινόμενα που συνιστούν τον καιρό.

Η ατμόσφαιρα δεν είχε πάντοτε τη σημερινή της μορφή και σύσταση. Εικάζεται ότι στην πρώιμη μορφή της ήταν αποτέλεσμα ηλιακών ανέμων, δηλαδή ισχυρών ρευμάτων από σωματίδια εκλυόμενα από τον Ήλιο. Με τη σταδιακή ψύξη της Γης, η ατμόσφαιρα μορφοποιήθηκε σε μία πιο σταθερή κατάσταση. Κατά την πήξη των άλλοτε ρευστών τμημάτων του φλοιού της Γης, απελευθερώθηκαν αέρια παρόμοια με αυτά που εκλύονται κάθε φορά που εκρήγνυται ένα ηφαιίστειο, δηλαδή υδρατμοί, διοξείδιο του άνθρακα, άζωτο κ.ά.

Καθώς η ψύξη του πλανήτη συνεχίστηκε, ξεκίνησε η συμπίκνωση των υδρατμών και ο σχηματισμός νεφών από τα οποία προέκυψαν οι πρώτες βροχοπτώσεις. Όμως, το νερό της βροχής εξατμιζόταν, προτού φτάσει στο έδαφος, εξαιτίας των υψηλών θερμοκρασιών που επικρατούσαν στον αέρα κοντά στην επιφάνεια της Γης. Στις περιπτώσεις που κατάφερε τελικά να φτάσει στο έδαφος, θερμοκρασίες άνω του σημείου ζέσης το εξανάγκαζαν σε βρασμό και εξάτμιση. Κάτι τέτοιο, όμως, είχε ως αποτέλεσμα την επιτάχυνση της ψύξης του στερεού φλοιού της Γης. Όταν ο φλοιός ψύχθηκε σε θερμοκρασία κάτω από το σημείο ζέσης του νερού (100 °C), οι βροχές σχημάτισαν τις πρώτες λίμνες, από τις οποίες δημιουργήθηκαν προοδευτικά οι ωκεανοί. Με τον τρόπο αυτόν, μειώθηκε το περιεχόμενο της ατμόσφαιρας σε υδρατμούς αλλά και η συγκέντρωση διοξειδίου του άνθρακα στον αέρα, καθώς μεγάλες ποσότητες του αερίου αυτού διαλύθηκαν στο νερό των ωκεανών. Έτσι, προέκυψε μία ατμόσφαιρα εξαιρετικά πλούσια σε άζωτο.

Ωστόσο, η πρώιμη αυτή ατμόσφαιρα της Γης δεν περιείχε οξυγόνο. Κατά συνέπεια, οι πρώτες μορφές ζωής στον πλανήτη, δηλαδή κάποια βακτήρια, αναπτύχθηκαν απουσία οξυγόνου. Αρκετά αργότερα, εμφανίστηκαν τα πρώτα φυτά, τα οποία μέσω της φωτοσύνθεσης δημιούργησαν τα πρώτα αποθέματα οξυγόνου στην ατμόσφαιρα. Στις απαρχές του Παλαιozoϊκού αιώνα, οι ωκεανοί έβριθαν από ζωντανούς οργανισμούς, μαρτυρώντας πως η εξέλιξη της ατμόσφαιρας συνεχίστηκε παράλληλα με την εξέλιξη της ζωής στον πλανήτη.

1.1 Ύψος και μάζα της ατμόσφαιρας

Η ατμόσφαιρα έχει σχήμα παρόμοιο με αυτό της Γης, δηλαδή πρόκειται για σφαιροειδές πεπλατυσμένο στους πόλους. Το ύψος της, συγκρινόμενο με την ακτίνα της Γης, είναι εξαιρετικά μικρό, δημιουργώντας την εντύπωση ενός λεπτού φιλμ γύρω από τη Γη. Ο ακριβής, όμως, προσδιορισμός του ύψους της ατμόσφαιρας είναι πρακτικά αδύνατος, καθώς τα ανώτερα στρώματά της είναι τόσο αραιά που δύσκολα διακρίνονται από το ενδοπλανητικό διάστημα. Η κατάσταση περιπλέκεται περισσότερο από την έντονη παρουσία ιονισμένων σωματιδίων στα μεγάλα ύψη. Η κίνηση των σωματιδίων αυτών καθορίζεται από το μαγνητικό πεδίο που υφίσταται γύρω από τη Γη, με αποτέλεσμα τα ιονισμένα σωματίδια να μην ακολουθούν τη Γη σε όλες τις κινήσεις της. Παρ' όλα αυτά, από θεωρητικούς υπολογισμούς προκύπτει ότι η ατμόσφαιρα μπορεί να εκτείνεται μέχρι τα 28.000 Km πάνω από τους πόλους και μέχρι τα 42.000 Km πάνω από τον Ισημερινό. Στην πράξη, διάφορα πολύπλοκα φαινόμενα εντός της ατμόσφαιρας, όπως για παράδειγμα το πολικό σέλας, μας αναγκάζουν να δεχτούμε ως ανώτατο όριο της ατμόσφαιρας το ύψος των 3.000 Km.

Με την παραδοχή ότι η επιτάχυνση της βαρύτητας g είναι ανεξάρτητη του ύψους¹ και του γεωγραφικού πλάτους, μπορεί να υπολογιστεί προσεγγιστικά η μάζα M_A της ατμόσφαιρας ως εξής:

$$P_0 = \frac{F}{S} \quad (1.1)$$

με το P_0 να παριστάνει την ατμοσφαιρική πίεση στη μέση στάθμη της θάλασσας (1013,25 mb), το F να είναι η βαρυτική δύναμη που ασκείται κάθετα από την ατμόσφαιρα στην επιφάνεια της Γης και S το εμβαδόν της γήινης επιφάνειας. Επομένως, θα ισχύει:

$$P_0 = \frac{M_A g}{4\pi R_T^2} \quad (1.2)$$

όπου R_T είναι η ακτίνα της Γης (6371 Km). Επιλύοντας τη Σχέση (1.2) ως προς M_A και αντικαθιστώντας τις αριθμητικές τιμές, προκύπτει ότι η μάζα της ατμόσφαιρας είναι περίπου $5,2 \times 10^{18}$ Kg. Σημειώνεται πως στον παραπάνω υπολογισμό θεωρήσαμε ότι η Γη έχει σχήμα τέλειας σφαίρας και η επιφάνειά της είναι ομαλή, χωρίς εξάρσεις.

Από την άλλη μεριά, είναι γνωστό ότι η πίεση μέσα στην ατμόσφαιρα ελαττώνεται με το ύψος. Για τον προσδιορισμό της σχέσης που εκφράζει την ελάττωση αυτή, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας²:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (1.3)$$

όπου P είναι η ατμοσφαιρική πίεση στη στάθμη z και ρ η πυκνότητα του αέρα. Όμως, σύμφωνα με την καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων:

¹ Η παραδοχή αυτή ισχύει με μικρό σχετικά σφάλμα μέχρι το ύψος των 100 Km από την επιφάνεια της Γης.

² Δεχόμαστε ότι η ατμοσφαιρική πίεση σε κάποια στάθμη του αέρα οφείλεται μόνο στο βάρος (ανά μονάδα επιφάνειας) που ασκεί ο υπερκείμενος αέρας.

$$P = \rho \frac{R}{M} T \Rightarrow P = \rho R_a T \quad (1.4)$$

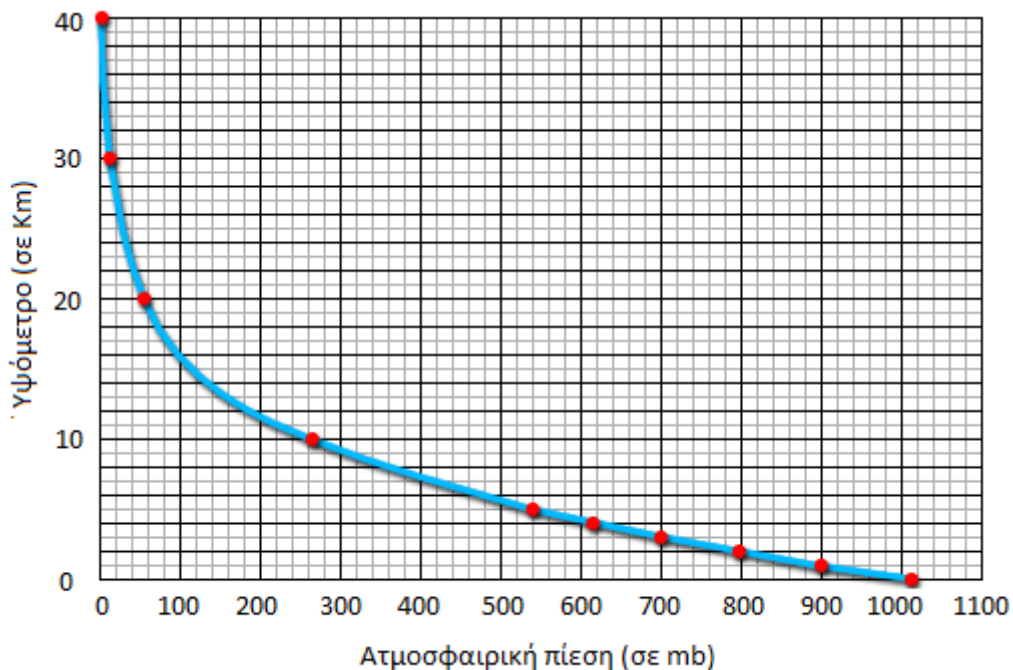
όπου R είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων και R_a είναι η ειδική σταθερά των αερίων, που για τον ξηρό αέρα παίρνει την τιμή $287,05 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$. Συνδυάζοντας τις Σχέσεις (1.3) και (1.4), παίρνουμε:

$$P_z = P_0 e^{-\frac{gz}{R_a T}} \quad (1.5)$$

όπου με P_z δηλώνεται η πίεση του αέρα σε ύψος z και T είναι η μέση τιμή της θερμοκρασίας στο θεωρούμενο ατμοσφαιρικό στρώμα. Επομένως, σε ισόθερμη ατμόσφαιρα η πίεση ελαττώνεται εκθετικά με το ύψος (Σχήμα 1.1). Επιλύοντας τις Εξισώσεις (1.3) και (1.4) ως προς την πυκνότητα, παίρνουμε:

$$\rho_z = \rho_0 e^{-\frac{gz}{R_a T}} \quad (1.6)$$

με το ρ_z να παριστάνει την πυκνότητα του αέρα σε ύψος z από την επιφάνεια και το ρ_0 να είναι η πυκνότητα στην επιφάνεια. Επομένως, εκθετική είναι και η ελάττωση της πυκνότητας του αέρα με το ύψος. Οι παραπάνω σχέσεις δείχνουν ότι η μάζα της ατμόσφαιρας δεν κατανέμεται ομοιόμορφα με το ύψος. Στην πράξη, το 50% της συνολικής μάζας της ατμόσφαιρας είναι συγκεντρωμένο κάτω από το ύψος των 5,6 Km, το 75% κάτω από τα 10 Km, ενώ το 95% απαντάται κάτω από το ύψος των 20-25 Km.



Σχήμα 1.1: Μεταβολή της ατμοσφαιρικής πίεσης με το ύψος.

1.2 Σύνθεση της κατώτερης ατμόσφαιρας

Τα κατώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας αποτελούνται από:

- ξηρό αέρα,
- υδατμούς και

- αερολύματα.

Στις ενότητες που ακολουθούν γίνεται σύντομη περιγραφή του ξηρού αέρα και των αερολυμάτων. Σημειώνεται ότι οι υδρατμοί, λόγω της μεγάλης σπουδαιότητάς τους για τις διεργασίες της ατμόσφαιρας, μελετώνται διεξοδικά στο 3^ο Κεφάλαιο.

1.2.1 Ξηρός αέρας

Πρόκειται για μίγμα που αποτελείται, κατά κύριο λόγο, από τα αέρια του Πίνακα 1.1. Εύκολα διαπιστώνει κανείς από τις συγκεντρώσεις του πίνακα ότι το 99% περίπου του ξηρού αέρα καταλαμβάνεται από άζωτο και οξυγόνο. Εκτός από τα συστατικά του Πίνακα 1.1, ο ξηρός αέρας μπορεί να περιέχει διάφορα αέρια σε πολύ μικρές και μεταβλητές συγκεντρώσεις, όπως οξειδία του αζώτου (NO, NO₂, N₂O, N₂O₄, N₂O₅), ξένο (Xe), όζον (O₃), διοξείδιο του θείου (SO₂), μονοξείδιο του άνθρακα (CO), αμμωνία (NH₃), νιτρικό οξύ (HNO₃), θειώδες οξύ (H₂SO₃), ραδόνιο (Rn) και ιώδιο (I₂). Ο ξηρός αέρας μπορεί, επίσης, να περιέχει ραδιενεργά στοιχεία από τον γήινο φλοιό και τα ραδιενεργά απόβλητα.

Πίνακας 1.1: Η σύσταση του ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα.

Συστατικό του αέρα	Μοριακός τύπος	Περιεκτικότητα (%) κ.ό.
Άζωτο	N ₂	78,084
Οξυγόνο	O ₂	20,946
Αργό	Ar	0,934
Διοξείδιο του άνθρακα	CO ₂	0,037
Νέο	Ne	0,00182
Ήλιο	He	0,000524
Μεθάνιο	CH ₄	0,00015
Κρυπτό	Kr	0,000114
Υδρογόνο	H ₂	0,00005

Η αναλογία των κυριότερων συστατικών του ξηρού αέρα διατηρείται σταθερή μέχρι και το ύψος των 100 Km περίπου, γι' αυτό και το στρώμα αυτό της ατμόσφαιρας είναι γνωστό ως «ομοιόσφαιρα». Από τα 100 Km και πάνω, η αναλογία των συστατικών παύει να είναι σταθερή και παρατηρείται ανομοιογένεια. Το στρώμα αυτό του αέρα καλείται «ετερόσφαιρα».

1.2.1.1 Άζωτο

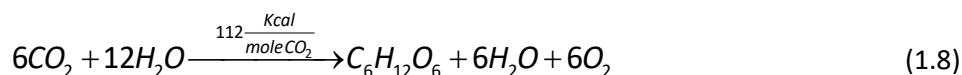
Το άζωτο, παρά τη μεγάλη αφθονία του στον ξηρό αέρα, είναι αδρανές αέριο, όπως και το αργό. Αυτό σημαίνει ότι δεν παίρνει μέρος σε χημικές αντιδράσεις, παρά μόνο υπό ακραίες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας, όπως αυτές που απαντώνται π.χ. στις δασικές πυρκαγιές και στις μηχανές εσωτερικής καύσης.

1.2.1.2 Οξυγόνο

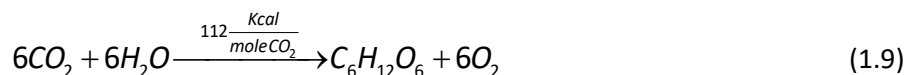
Το οξυγόνο μπορεί να εισέρχεται στην ατμόσφαιρα με δύο τρόπους. Ο πρώτος είναι η φωτοδιάσπαση του νερού, που λαμβάνει χώρα στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας:



Σημειώνεται ότι το H₂ που παράγεται από την παραπάνω αντίδραση διαφεύγει στο κοσμικό διάστημα και επομένως δεν υπάρχει η δυνατότητα τα μόρια του οξυγόνου να επανενωθούν με υδρογόνο προς σχηματισμό νερού. Ο σημαντικότερος, όμως, τρόπος παραγωγής O₂ στην ατμόσφαιρα είναι μέσω της φωτοσύνθεσης που επιτελούν οι φυτικοί οργανισμοί:



Κατά τη φωτοσύνθεση, τα φυτά δεσμεύουν CO_2 από τον ατμοσφαιρικό αέρα και παράγουν O_2 και μόρια οργανικών ενώσεων σακχάρων που στη συνέχεια μετατρέπονται σε μόρια γλυκόζης. Η απορρόφηση της ακτινοβολίας και η μετατροπή της σε χημική ενέργεια γίνεται από τη χλωροφύλλη. Διατηρώντας μόνο την καθαρή κατανάλωση νερού στην (1.8), προκύπτει η αντίδραση:



από την οποία λαμβάνουμε την απλουστευμένη μορφή της αντίδρασης της φωτοσύνθεσης:



Σήμερα, το οξυγόνο που υπάρχει στην ατμόσφαιρα θεωρείται ότι είναι σχεδόν στο σύνολό του αποτέλεσμα φωτοσύνθεσης.

1.2.1.3 Διοξείδιο του άνθρακα

Το διοξείδιο του άνθρακα μπορεί να απελευθερώνεται στην ατμόσφαιρα με τους εξής μηχανισμούς:

- αναπνοή των έμβιων όντων,
- αποσύνθεση της οργανικής ύλης,
- καύση της οργανικής ύλης (κυρίως των ορυκτών καυσίμων),
- αλλαγές στη χρήση γης (κυρίως αποψίλωση των δασών) και
- φυσικές διεργασίες, όπως οι εκρήξεις των ηφαιστειών, οι θερμοπηγές και η διάβρωση των πετρωμάτων.

Από την άλλη μεριά, το CO_2 της ατμόσφαιρας μπορεί να δεσμεύεται:

- μέσω της φωτοσύνθεσης,
- από τους ωκεανούς, στο νερό των οποίων παρουσιάζει μεγάλη διαλυτότητα και
- μέσω της παρασκευής χούμου από νεκρά οργανικά υλικά.

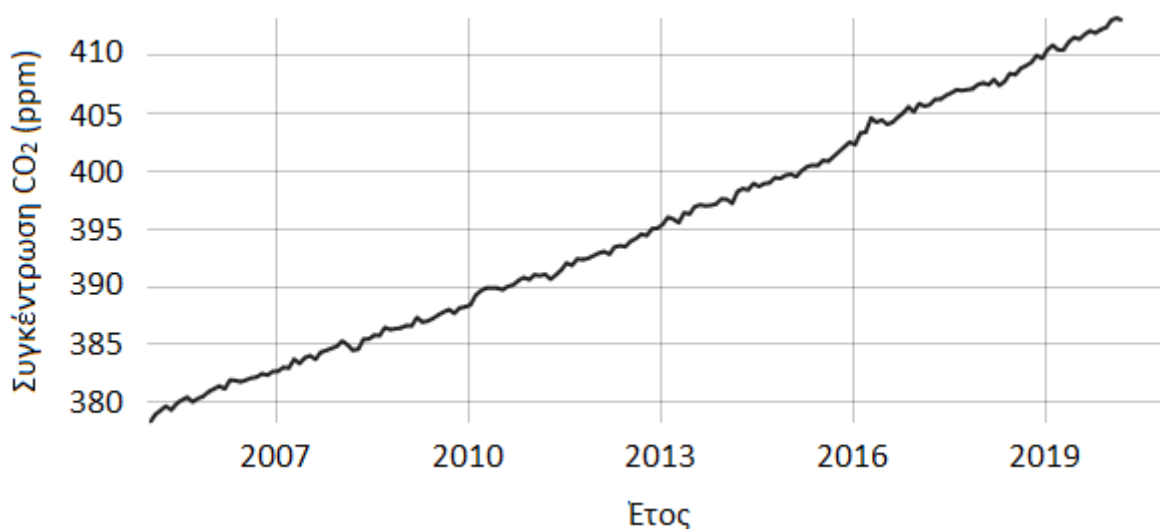
Αν και η συγκέντρωση του CO_2 στην ατμόσφαιρα είναι μικρή, το αέριο αυτό αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα συστατικά του ξηρού αέρα, διότι, ως θερμοκηπικό αέριο, παίζει καθοριστικό ρόλο στη θέρμανση της κατώτερης ατμόσφαιρας (και την ψύξη της ανώτερης ατμόσφαιρας). Δρώντας ως επιλεκτικός απορροφητής της ακτινοβολίας, επιτρέπει τη διέλευση της ηλιακής ακτινοβολίας, αλλά δεσμεύει την εξερχόμενη υπέρυθη ακτινοβολία της Γης. Ένα μέρος αυτής μπορεί να επανεκπέμπεται προς την επιφάνεια της Γης, διατηρώντας έτσι τη θερμοκρασία του αέρα κοντά στο έδαφος σε υψηλά επίπεδα.

Η συγκέντρωση του CO_2 στην ατμόσφαιρα έχει υποστεί μεγάλες διακυμάνσεις κατά τη διάρκεια της γεωλογικής ιστορίας της Γης. Οι διακυμάνσεις αυτές, σε συνδυασμό με τις μεταβολές των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της τροχιάς της Γης, έχουν συσχετιστεί με την περιοδικότητα εμφάνισης παγετωδών εποχών και με σημαντικές αυξομειώσεις στην πλανητική θερμοκρασία. Σύμφωνα με την 5^η έκθεση αναφοράς του IPCC (2013), στα μέσα της Πλειόκαινου υποπεριόδου, δηλαδή πριν από $3,0\text{-}3,3 \times 10^6$ χρόνια, οι συγκεντρώσεις CO_2 στην ατμόσφαιρα κυμαίνονταν μεταξύ 350-450 ppm και η μέση πλανητική θερμοκρασία στην επιφάνεια της Γης ήταν κατά $1,9\text{-}3,6$ °C υψηλότερη σε σχέση με τα προβιομηχανικά επίπεδα. Στις αρχές της Ηώκαινου υποπεριόδου, δηλαδή πριν από $48\text{-}52 \times 10^6$ χρόνια, οι συγκεντρώσεις CO_2 υπερέβαιναν τα 1000 ppm, με τη μέση πλανητική θερμοκρασία της επιφάνειας να είναι $9\text{-}14$ °C υψηλότερη από τα προβιομηχανικά επίπεδα. Στο Σχήμα 1.2 παρουσιάζεται η μεταβολή της συγκέντρωσης του CO_2 στην

ατμόσφαιρα κατά τη διάρκεια των 3 τελευταίων παγετωδών περιόδων, όπως έχει προκύψει από μετρήσεις σε πυρήνες πάγου της Γροιλανδίας και της Ανταρκτικής. Εύκολα μπορεί να διακρίνει κανείς ότι, μέχρι πρότινος, η συγκέντρωση του CO₂ στην ατμόσφαιρα ουδέποτε ξεπέρασε τα 300 ppm. Ωστόσο, σύγχρονες μετρήσεις στο παρατηρητήριο Mauna Loa της Χαβάης δίνουν τη σημερινή συγκέντρωση CO₂ στην ατμόσφαιρα ίση με 417 ppm (Σχήμα 1.3), τιμή που είναι η υψηλότερη των τελευταίων 800.000 ετών.



Σχήμα 1.2: Εκτιμήσεις για τη μεταβολή της συγκέντρωσης του CO₂ στην ατμόσφαιρα κατά τη διάρκεια των 3 τελευταίων παγετωδών περιόδων από μετρήσεις σε πυρήνες πάγου της Ανταρκτικής και της Γροιλανδίας (Πηγή: NOAA).



Σχήμα 1.3: Μετρήσεις της συγκέντρωσης του CO₂ στο παρατηρητήριο Mauna Loa (Χαβάη). Από την καμπύλη έχει αφαιρεθεί ο θόρυβος του εποχικού κύκλου (Πηγή: NOAA).

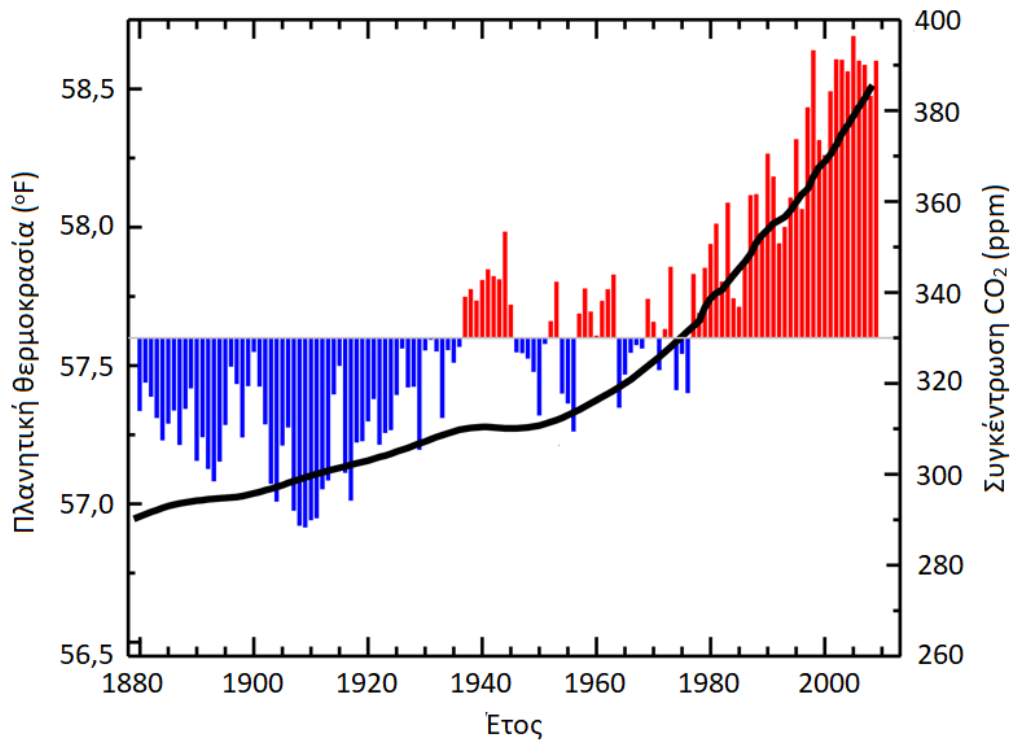
Η εκτίναξη των συγκεντρώσεων CO₂ στο Σχήμα 1.2 συνδέεται με τη μεταστροφή που σημείωσε η παγκόσμια οικονομία από τη βιομηχανική επανάσταση και μετά. Αναμφίβολα, η τεχνολογική ανάπτυξη και η ευημερία που κατακτήθηκαν κατά τους δύο τελευταίους αιώνες βασίστηκαν στην καύση ορυκτών καυσίμων για την ηλεκτροπαραγωγή, τις μεταφορές, την οικιακή θέρμανση και την παραγωγή τσιμέντου και λοιπών αγαθών. Από τις καύσεις αυτές εκλύθηκαν και συνεχίζουν να εκλύονται στην ατμόσφαιρα τεράστιες ποσότητες CO₂. Σημαντική για την εκτόξευση των εκπομπών υπήρξε και η αλλαγή στις χρήσεις γης που προέκυψε ως αποτέλεσμα της ραγδαίας αστικοποίησης και της καύσης/αποψίλωσης των δασών. Με την καύση των δασών, εκτός του ότι ο άνθρακας της φυτικής βιομάζας επιστρέφει στην ατμόσφαιρα, περιορίζεται και το δυναμικό δέσμευσης CO₂, καθώς η φωτοσύνθεση των φυτών αποτελεί τη δεύτερη σημαντικότερη καταβόθρα άνθρακα μετά τους ωκεανούς. Στον Πίνακα 1.2 παρατίθενται στοιχεία για τις μεταβολές του ισοζυγίου των εκπομπών CO₂ για διάφορες χρονικές περιόδους από το 1750 και έπειτα. Τα στοιχεία του πίνακα προκαλούν ιδιαίτερη ανησυχία, δεδομένου ότι το διοξείδιο του άνθρακα, ως το σημαντικότερο θερμοκηπικό αέριο, είναι υπεύθυνο για το 63,54% της υπερθέρμανσης του πλανήτη (Σχήμα 1.4). Καθώς η συνολική συμβολή του CO₂ στη διαταραχή του ενεργειακού ισοζυγίου Γης-ατμόσφαιρας (Radiative Forcing)³ ανέρχεται στα +1,82 (1,46-2,18) W/m², η συγκέντρωσή του στην ατμόσφαιρα αποτελεί μείζον ζήτημα.

Πίνακας 1.2: Μεταβολές στο ισοζύγιο των εκπομπών CO₂ για διάφορες χρονικές περιόδους (Πηγή: Ciais et al., 2013).

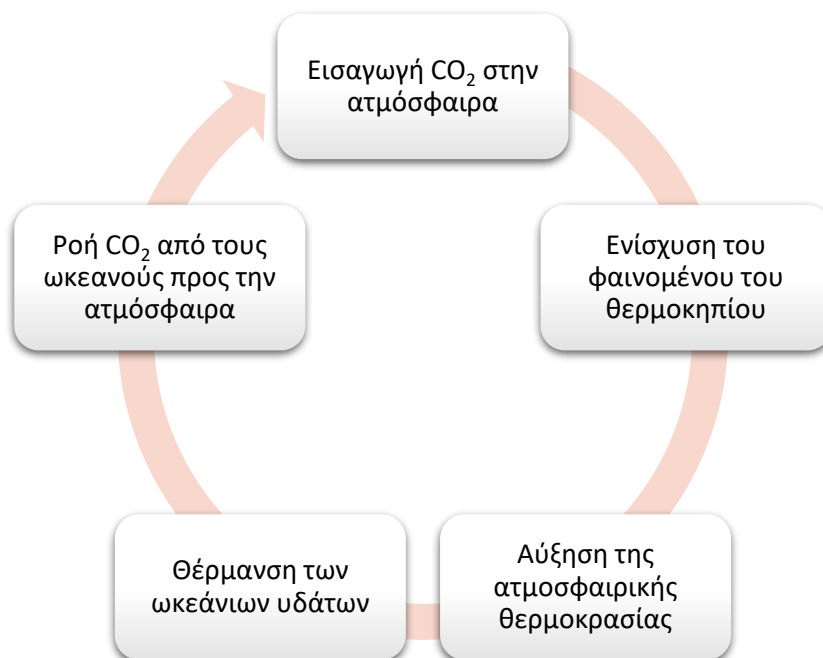
	1750-2011 (συνολικές εκπομπές σε PgC)	1980-1989 (PgC/yr)	1990-1999 (PgC/yr)	2000-2009 (PgC/yr)	2002-2011 (PgC/yr)
Καθαρή αύξηση στην ατμόσφαιρα	240 ± 10	3,4 ± 0,2	3,1 ± 0,2	4,0 ± 0,2	4,3 ± 0,2
Καύση ορυκτών καυσίμων και παραγωγή τσιμέντου	375 ± 30	5,5 ± 0,4	6,4 ± 0,5	7,8 ± 0,6	8,3 ± 0,7
Ροή από την ατμόσφαιρα προς τους ωκεανούς	-155 ± 30	-2,0 ± 0,7	-2,2 ± 0,7	-2,3 ± 0,7	-2,4 ± 0,7
Συνολική ροή από το έδαφος προς την ατμόσφαιρα	30 ± 45	-0,1 ± 0,8	-1,1 ± 0,9	-1,5 ± 0,9	-1,6 ± 1,0
Αλλαγές στη χρήση γης	180 ± 80	1,4 ± 0,8	1,5 ± 0,8	1,1 ± 0,8	0,9 ± 0,8
Δέσμευση από το έδαφος	-160 ± 90	-1,5 ± 1,1	-2,6 ± 1,2	-2,6 ± 1,2	-2,5 ± 1,3

Τις παραπάνω ανησυχίες εντείνει το γεγονός ότι οι δύο βασικές καταβόθρες του CO₂ υφίστανται διαρκή καταπόνηση. Μεγάλες πυρκαγιές κατακαίουν τεράστιες δασικές εκτάσεις, μειώνοντας έτσι το δυναμικό πρόσληψης CO₂ από τη βιόσφαιρα. Στον αντίποδα, οι ωκεανοί, αν και μπορούν θεωρητικά να δεσμεύουν πολλαπλάσια ποσότητα CO₂ συγκριτικά με την ατμόσφαιρα, δέχονται σημαντική επιβάρυνση από τις διάφορες πηγές ρύπανσης. Εξάλλου, η δέσμευση του CO₂ συντελείται μόνο από τις πρώτες εκατοντάδες μέτρων από την επιφάνεια. Για τη δέσμευση CO₂ σε μεγαλύτερα βάθη, απαιτούνται μέχρι και 1000 έτη. Παράλληλα, η διαλυτότητα του CO₂ στο νερό των ωκεανών είναι αντιστρόφως ανάλογη της θερμοκρασίας. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι με την υπερθέρμανση του πλανήτη, μεγάλες ποσότητες CO₂ απελευθερώνονται από τους ωκεανούς, εντείνοντας περαιτέρω το φαινόμενο του θερμοκηπίου (Σχήμα 1.5).

³ «Radiative Forcing» καλείται η διαταραχή του ενεργειακού ισοζυγίου που προκύπτει ως μεταβολή της «καθαρής» ακτινοβολίας (δηλαδή της διαφοράς μεταξύ εισερχόμενης και εξερχόμενης ακτινοβολίας) στην κορυφή της τροπόσφαιρας, σε σχέση με την τιμή υποβάθρου που αναφέρεται στην προβιομηχανική περίοδο.



Σχήμα 1.4: Μεταβολή της συγκέντρωσης του CO₂ και της παγκόσμιας μέσης θερμοκρασίας από το 1880 και έπειτα (Πηγή: NOAA). Εύκολα διαπιστώνει κανείς ότι η μεταβολή της πλανητικής θερμοκρασίας ακολουθεί παρόμοια πορεία με την καμπύλη συγκέντρωσης του CO₂.



Σχήμα 1.5: Με τη θέρμανση των ωκεανών, μεγάλες ποσότητες CO₂ εκλύονται από τον ωκεανό προς την ατμόσφαιρα. Το πλεόνασμα του CO₂ στην ατμόσφαιρα ενισχύει περαιτέρω το φαινόμενο του θερμοκηπίου, προκαλώντας νέα αύξηση της θερμοκρασίας των ωκεάνιων υδάτων κ.ο.κ.

1.2.1.4 Όζον

Το όζον απαντάται στη γήινη ατμόσφαιρα με μεταβλητή συγκέντρωση⁴, από την επιφάνεια του εδάφους μέχρι τα 55-66 Km περίπου. Η υψηλότερη συγκέντρωσή του καταγράφεται στη ζώνη μεταξύ 15-35 Km, που αποτελεί τη λεγόμενη «οζονόσφαιρα». Είναι ευρέως γνωστό για τη δράση του ως απορροφητή της υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας μήκους κύματος 2000-3000 Å, με την οποία αφενός προστατεύει τα έμβια όντα από επιβλαβή έκθεση, αφετέρου συμβάλλει στη θέρμανση της ατμόσφαιρας.

Το όζον παράγεται στη στρατόσφαιρα, από το ύψος των 20 Km και άνω, όταν υπεριώδης ηλιακή ακτινοβολία με μήκος κύματος μεταξύ 1300-1750 Å διασπά μόρια οξυγόνου προς σχηματισμό ατόμων οξυγόνου. Στην επόμενη φάση, τα ελεύθερα άτομα οξυγόνου συγκρούονται με μόρια οξυγόνου, με αποτέλεσμα την παραγωγή μορίων όζοντος, σύμφωνα με τις αντιδράσεις:



όπου το M παριστάνει τον καταλύτη, δηλαδή ένα τρίτο μόριο το οποίο είναι απαραίτητο, προκειμένου να διατηρηθεί η ενέργεια και η ορμή της εξώθερμης αντίδρασης (1.12).

Κατά την αντίστροφη διαδικασία, κάθε φορά που ένα μόριο O_3 απορροφά υπεριώδη ακτινοβολία κατάλληλου μήκους κύματος, διασπάται σε μοριακό και ατομικό οξυγόνο, σύμφωνα με την αντίδραση:



Τα ελεύθερα άτομα οξυγόνου που παράγονται από την (1.13) πολύ γρήγορα συγκρούονται με μόρια οξυγόνου, σχηματίζοντας όζον, σύμφωνα με την αντίδραση:



Το καθαρό αποτέλεσμα που προκύπτει από τις αντιδράσεις (1.13) και (1.14) είναι η κατανάλωση της υπεριώδους ακτινοβολίας. Οι αντιδράσεις αυτές συνιστούν τον λεγόμενο «κύκλο οξυγόνου-όζοντος».

Ανταγωνιστικά του παραπάνω κύκλου μπορούν να λειτουργούν χημικές ενώσεις που περιέχουν στο μόριό τους άτομα χλωρίου. Τέτοιες ενώσεις είναι γνωστές ως «χλωροφθοράνθρακες» (CFCs). Κάθε φορά που εκλύονται CFCs στην ατμόσφαιρα, ένα μέρος τους καταφέρνει να φτάσει στη στρατόσφαιρα, όπου «βομβαρδίζονται» από την υπεριώδη ακτινοβολία του Ήλιου και απελευθερώνουν άτομα Cl. Τα ελεύθερα άτομα Cl αντιδρούν με τα μόρια O_3 , σχηματίζοντας μονοξείδιο του χλωρίου (ClO), σύμφωνα με την αντίδραση:



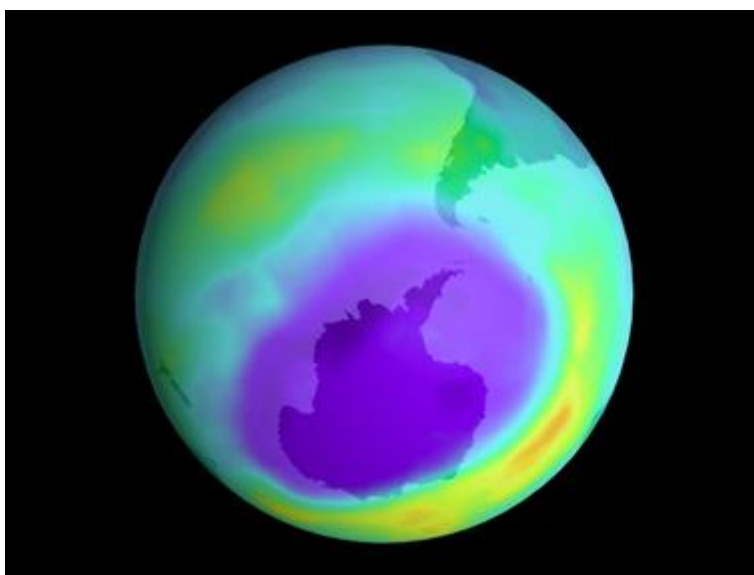
Στην επόμενη φάση, τα μόρια ClO μπορούν να δεσμεύσουν ελεύθερα άτομα οξυγόνου, σύμφωνα με την αντίδραση:



⁴ Η συγκέντρωση όζοντος στην ατμόσφαιρα είναι τόσο χαμηλή, ώστε, αν υπήρχε η δυνατότητα να συγκεντρωθεί το σύνολο της μάζας του κοντά στην επιφάνεια της Γης υπό κανονικές συνθήκες (πίεση $P = 760$ mmHg και θερμοκρασία $T = 273$ K), θα σχηματιζόταν ένα λεπτό φιλμ γύρω από τη Γη, πάχους μόλις 3 mm. Το λεπτό αυτό στρώμα συχνά καλείται «ισοδύναμο πάχος O_3 ».

Με τον τρόπο αυτόν, απελευθερώνονται και πάλι άτομα Cl, τα οποία μπορούν να επαναλάβουν την ίδια διαδικασία και να διασπάσουν νέα μόρια O₃⁵.

Η παραπάνω δράση των ατόμων Cl είναι υπεύθυνη για το φαινόμενο που είναι ευρύτερα γνωστό ως «τρύπα του όζοντος» (Σχήμα 1.6). Παρατηρήθηκε για πρώτη φορά στις αρχές της δεκαετίας του '80 πάνω από την Ανταρκτική, κατά τη διάρκεια της άνοιξης του Ν. Ημισφαιρίου, δηλαδή μεταξύ Σεπτεμβρίου και Οκτωβρίου. Αργότερα αποδείχτηκε ότι η λέπτυνση αυτή της στοιβάδας του όζοντος σχετιζόταν με την παρουσία παγωμένων σωματιδίων που εντείνουν τη διάσπαση του O₃ από άτομα Cl στη στρατόσφαιρα του Ν. Πόλου. Κατά τους επόμενους μήνες (Νοέμβριο και Δεκέμβριο), οι άνεμοι που πνέουν στο ύψος της στρατόσφαιρας εξασθενούν, διευκολύνοντας την ανάμειξη του στρατοσφαιρικού αέρα των ανταρκτικών περιοχών με αέρα από μικρότερα γεωγραφικά πλάτη. Έτσι, αποκαθίσταται, ως έναν βαθμό, η συγκέντρωση του όζοντος. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται και στην αρκτική ζώνη του Β. Ημισφαιρίου, με μικρότερη, όμως, ένταση.



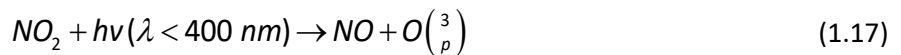
Σχήμα 1.6: Η τρύπα του όζοντος πάνω από την Ανταρκτική τον Σεπτέμβριο του 2000 (Πηγή: NOAA).

Με στόχο τον περιορισμό της τρύπας του όζοντος, υπεγράφη το 1987 το Πρωτόκολλο του Μόντρεαλ. Το πρωτόκολλο αυστηροποιήθηκε περαιτέρω τον Ιούνιο του 1990, οπότε και συμφωνήθηκε η ολική απαγόρευση της χρήσης των CFCs μέχρι τις αρχές του 21^{ου} αιώνα. Ωστόσο, αν και τα CFCs έχουν πλέον απαγορευτεί και αντικατασταθεί από άλλες ουσίες, τα άτομα Cl που έχουν εισέλθει στη στρατόσφαιρα παραμένουν εκεί και συνεχίζουν την επιζήμια δράση τους. Εκτιμάται ότι αυτό θα συνεχιστεί μέχρι και τα μέσα περίπου του 21^{ου} αιώνα. Παρ' όλα αυτά, τα επίπεδα Cl μέσα στη στρατόσφαιρα σημείωσαν μείωση 0,8% ανά έτος κατά την περίοδο 2005-2016, γεγονός που έχει οδηγήσει στη μερική αποκατάσταση της τρύπας του όζοντος.

Εκτός από το στρατοσφαιρικό όζον, που όπως εξηγήθηκε παραπάνω είναι φυσικό και απαραίτητο συστατικό της ατμόσφαιρας, υπάρχει και το τροποσφαιρικό, που αποτελεί δευτερογενή ρύπο, από τους πλέον επικίνδυνους για τη δημόσια υγεία. Παράγεται κοντά στην επιφάνεια του εδάφους, όταν αντιδρούν πρωτογενείς ρύποι και συγκεκριμένα πτητικές οργανικές ενώσεις (VOCs – Volatile Organic Compounds) με μονοξείδιο του αζώτου (NO) και διοξείδιο του αζώτου (NO₂) παρουσία ηλιακής ακτινοβολίας. Οι μηχανισμοί που σχετίζονται με την παραγωγή και διάσπαση τροποσφαιρικού όζοντος είναι:

(I) Οι τρεις αντιδράσεις του φωτοστατικού ισοζυγίου:

⁵ Τον επιζήμιο για το όζον ρόλο των ατόμων Cl των CFCs ανακάλυψαν οι Paul Crutzen, F. Sherwood Rowland και Mario Molina το 1974. Για τη σπουδαία ανακάλυψή τους αυτή τιμήθηκαν με το βραβείο Nobel Χημείας το 1995.



(II) Η αντικατάσταση του O_3 από τα υπεροξειδία:



όπου με R αποδίδεται ο οργανικός παράγοντας



Οι παραπάνω αντιδράσεις ελέγχονται σε μεγάλο βαθμό από τις εκπομπές πρωτογενών ρύπων, που αποτελούν πρόδρομες ενώσεις του O_3 . Ειδικότερα, οι συγκεντρώσεις του O_3 κοντά στο έδαφος διαμορφώνονται από τον λόγο NO/NO_2 , με αποτέλεσμα σε τοπική κλίμακα ως καθαρή παραγωγή O_3 να νοείται ο αριθμός των moles O_3 που παράγονται προς τα moles των οξειδίων του αζώτου που καταναλώνονται. Η διαδικασία (II) μπορεί να λειτουργεί ανταγωνιστικά και να υποκαθιστά την αντίδραση (1.19), οδηγώντας σε αυξημένα επίπεδα O_3 . Γενικότερα, το ισοζύγιο μεταξύ της αντίδρασης (1.19) και της διαδικασίας (II) διαμορφώνεται από πολύπλοκες αντιδράσεις στις οποίες λαμβάνουν μέρος ρίζες HO^\cdot , υπεροξειδία και άλλες αζωτούχες ενώσεις.

Σε ένα αστικό κέντρο, οι εκπομπές των οχημάτων είναι πλούσιες σε NO , το οποίο οξειδώνεται με αργό ρυθμό προς NO_2 , σύμφωνα με τις αντιδράσεις (1.20) και (1.21). Το παραγόμενο NO_2 μπορεί στη συνέχεια να αντιδρά προς σχηματισμό O_3 . Κατά συνέπεια, στα αστικά κέντρα και τις μεγάλες οδικές αρτηρίες, όπου εκπέμπονται υψηλά επίπεδα NO , η παραγωγή O_3 είναι διαδικασία αργή. Αντιθέτως, το NO μπορεί ταχύτατα να διασπά μόρια O_3 , σύμφωνα με την αντίδραση (1.19). Έτσι, τα υψηλότερα επίπεδα O_3 καταγράφονται στην ύπαιθρο, ενώ στις μεγάλες οδικές αρτηρίες και το κέντρο των πόλεων οι συγκεντρώσεις O_3 εμφανίζονται πολύ χαμηλότερες. Δεδομένου ότι πρόκειται για φωτοχημικό ρύπο, η όλη διαδικασία ελέγχεται από την ακτινοβολία και τη θερμοκρασία. Κατά τη διάρκεια των ζεστών ανέφελων ημερών του καλοκαιριού, ο μηχανισμός παραγωγής O_3 υπερισχύει της διάσπασης, οδηγώντας σε αυξημένα επίπεδα O_3 . Το αντίθετο παρατηρείται κατά τις ψυχρές νεφελώδεις ημέρες του χειμώνα, όπου οι συγκεντρώσεις O_3 εμφανίζονται χαμηλές.

Το τροποσφαιρικό O_3 είναι τοξικός ρύπος, ιδιαίτερα επικίνδυνος για τη δημόσια υγεία. Η έκθεση σε υψηλές συγκεντρώσεις μπορεί να προκαλέσει λοιμώξεις και ερεθισμούς του αναπνευστικού συστήματος, κυρίως κατά τη διάρκεια βαριάς σωματικής άσκησης, να ερεθίσει τα μάτια και να προσβάλλει τις επιφάνειες και τα υλικά (κυρίως τα πλαστικά). Επιδημιολογικές μελέτες έχουν δείξει ότι η μακροχρόνια έκθεση σε O_3 μπορεί να επιδεινώσει το άσθμα και άλλες χρόνιες παθήσεις των πνευμόνων, να αυξήσει την ευαισθησία στο κοινό κρυολόγημα αλλά και στις πνευμονίες και να προκαλέσει μόνιμες βλάβες στους ιστούς των πνευμόνων. Αξιοσημείωτες είναι και οι ζημιές που μπορεί να προκαλέσει σε ορισμένα είδη καλλιεργειών.

1.2.1.5 Αερολύματα

Στα αερολύματα (ή aerosols) συγκαταλέγονται στερεά σωματίδια και υγρά σταγονίδια τα οποία μπορούν να παραμένουν αιωρούμενα στην ατμόσφαιρα με τυχαία συγκέντρωση που μεταβάλλεται στον χώρο και στον χρόνο (Σχήμα 1.7). Τα μεγαλύτερα αερολύματα εμφανίζουν μικρό χρόνο παραμονής στην ατμόσφαιρα, καθώς κατακάθονται γρήγορα στο έδαφος λόγω της βαρύτητας. Όμως, τα λεπτά σωματίδια και σταγονίδια

μπορούν, θεωρητικά τουλάχιστον, να παραμένουν στην ατμόσφαιρα επ' άπειρον. Μία βασική ταξινόμηση των αερολυμάτων μπορεί να γίνει με βάση τη διάμετρό τους⁶:

- **πυρήνες Aitken**, δηλαδή aerosols με αεροδυναμική διάμετρο < 0,1 μm,
- **μεγάλοι πυρήνες**, με αεροδυναμική διάμετρο μεταξύ 0,1-1,0 μm και
- **γιγάντιοι πυρήνες**, με αεροδυναμική διάμετρο > 1 μm.

Μια δεύτερη κατηγοριοποίηση των αερολυμάτων βασίζεται στην προέλευσή τους, που μπορεί να διακρίνεται σε ανθρωπογενής και φυσική. Φυσικής προέλευσης aerosols (Πίνακας 1.3) είναι:

- **τα εδαφικά αιωρήματα**, όπως οι σκόρες από την αποσάθρωση των πετρωμάτων και οι λεπτοί κόκκοι άμμου της ερήμου, που μπορούν να μεταφέρονται με την ατμοσφαιρική κυκλοφορία σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή,
- **η διαπλανητική σκόνη** από τα υπολείμματα της καύσης μετεωριτών που εισέρχονται στην ατμόσφαιρα και τα ηλεκτρικά φορτισμένα αιωρήματα κοσμικής ύλης,
- **η στάχτη και η αιθάλη** από εκρήξεις ηφαιστειών, δασικές πυρκαγιές κλπ.,
- **τα μόρια χλωριούχου νατρίου** από την εξάτμιση του θαλασσινού νερού και
- **τα οργανικά αιωρήματα**, όπως κόκκοι γύρης, βακτήρια, σπόροι, μύκητες κλπ.

Πίνακας 1.3: Μέσος ρυθμός εκπομπής αερολυμάτων φυσικής προέλευσης και πρόδρομων ενώσεών τους σε πλανητική κλίμακα (οι τιμές είναι σε Tg/yr, εκτός από τα μονοτερπένια και το ισοπρένιο που δίνονται σε TgC/yr και το διμεθυλοσουλφίδιο που δίνεται σε TgS/yr) (Πηγή: Boucher et al., 2013).

	Ελάχιστη τιμή	Μέγιστη τιμή
Θαλασσινό αλάτι	1400	6800
Σκόνη	1000	4000
Βιολογικά αιωρήματα	50	1000
Διμέθυλο-σουλφίδιο	10	40
Μονοτερπένια	30	120
Ισοπρένιο	410	600
Δευτερογενή οργανικά αιωρήματα	20	380

Στα ανθρωπογενή aerosols (Πίνακας 1.4) περιλαμβάνονται, μεταξύ άλλων, η στάχτη και η αιθάλη από τις παντός τύπου καύσεις (π.χ. βιομηχανικές καύσεις για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, οικιακές καύσεις για τη θέρμανση των κτιρίων, ανάφλεξη στις μηχανές εσωτερικής καύσης των οχημάτων κλπ.) αλλά και οι σκόρες από χωματοουργικές, οικοδομικές ή γεωργικές εργασίες, καθώς και η σκόνη που επαναιωρείται από την κίνηση των τροχοφόρων.

Μία τρίτη ταξινόμηση των αερολυμάτων μπορεί να γίνει βάσει των επιπτώσεών τους στην ανθρώπινη υγεία. Κατά κανόνα, περισσότερο επικίνδυνα είναι τα σωματίδια μικρής διαμέτρου, διότι εκτός του ότι μπορούν να παραμένουν αιωρούμενα στην ατμόσφαιρα για μεγάλα χρονικά διαστήματα, μπορούν να διεισδύουν μέσω των αναπνευστικών οδών και να επικάθονται στους πνεύμονες. Με αυτή τη λογική, τα σωματίδια μπορούν να διακριθούν ανάλογα με τη διάμετρό τους στις εξής κατηγορίες:

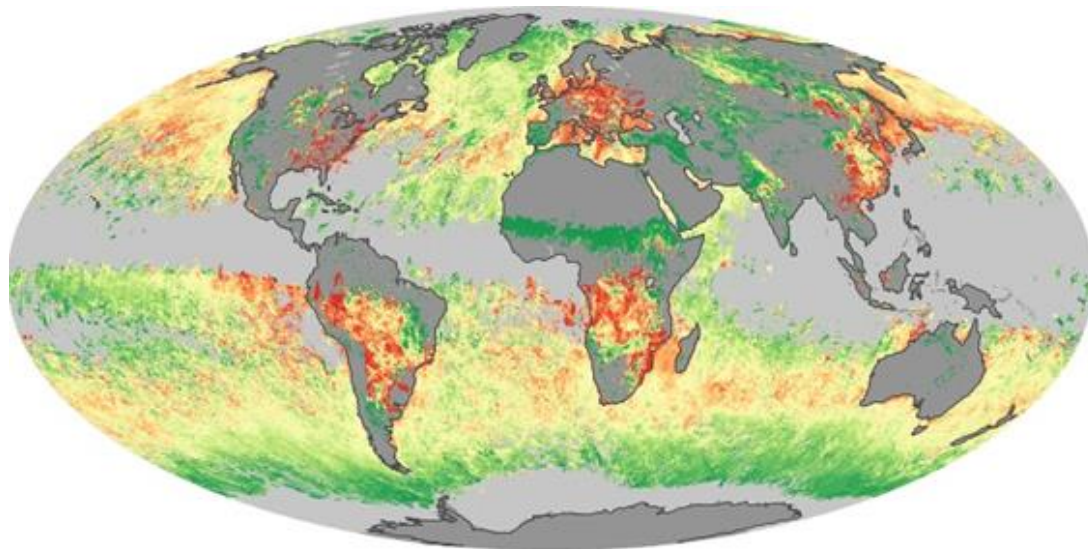
- **d ≤ 10 μm: Εισπνεύσιμα σωματίδια.** Εισέρχονται στο αναπνευστικό σύστημα μέσω των αεραγωγών και αποτίθενται στη ρινική κοιλότητα.
- **d ≤ 7 μm: Θωρακικά σωματίδια.** Μπορούν να διαπερνούν το ανώτερο τμήμα της αναπνευστικής οδού (ρινοφάρυγγας).

⁶ Τα αερολύματα της ατμόσφαιρας δεν είναι πάντοτε σφαιρικά. Συχνά απαντώνται κυλινδρικά σωματίδια, όπως ο ίνες αμιάντου και βάμβακος, πεταλοειδή σωματίδια, όπως η πυρίτια (SiO₂), και σωματίδια ακανόνιστου σχήματος, όπως η σκόνη άνθρακα και τα σωματίδια μετάλλων και μεταλλοξειδίων. Για τον λόγο αυτόν, για την ταξινόμηση των σωματιδίων χρησιμοποιείται η λεγόμενη «αεροδυναμική διάμετρος», που ισούται με τη διάμετρο ισοδύναμης σφαίρας που καταλαμβάνει τον ίδιο όγκο με το θεωρούμενο σωματίδιο.

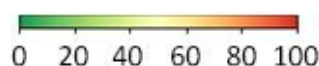
- **$d \leq 2,5 \mu\text{m}$: Αναπνεύσιμα σωματίδια.** Πρόκειται για το πιο επικίνδυνο για τη δημόσια υγεία κλάσμα των σωματιδίων. Μπορούν να περνούν στην κυκλοφορία του αίματος μέσα από τις κυψελίδες των πνευμόνων και να προκαλούν πλήθος βλαβών στην ανθρώπινη υγεία.

Πίνακας 1.4: Μέσος ρυθμός εκπομπής ανθρωπογενών αερολυμάτων στην ατμόσφαιρα, ανά γεωγραφική περιοχή (Πηγή: Boucher et al., 2013).

	Αιθάλη (Tg/yr)	Πρωτογενή οργανικά αερολύματα (Tg/yr)	Αερολύματα από καύση βιομάζας (Tg/yr)
Σύνολο	4,8	10,5	49,1
Δυτική Ευρώπη	0,4	0,4	0,4
Κεντρική Ευρώπη	0,1	0,3	0,3
Πρώην Σοβιετική Ένωση	0,3	0,7	5,4
Μέση Ανατολή	0,1	0,2	0,3
Βόρεια Αμερική	0,4	0,5	2,0
Κεντρική Αμερική	0,1	0,3	1,44
Νότια Αμερική	0,3	0,6	5,9
Αφρική	0,5	1,4	23,9
Κίνα	1,2	2,4	1,1
Ινδία	0,7	1,9	0,5
Υπόλοιπη Ασία	0,6	1,7	2,0
Ωκεανία	0,03	0,05	5,8
Θαλάσσιες μεταφορές	0,1	0,1	-

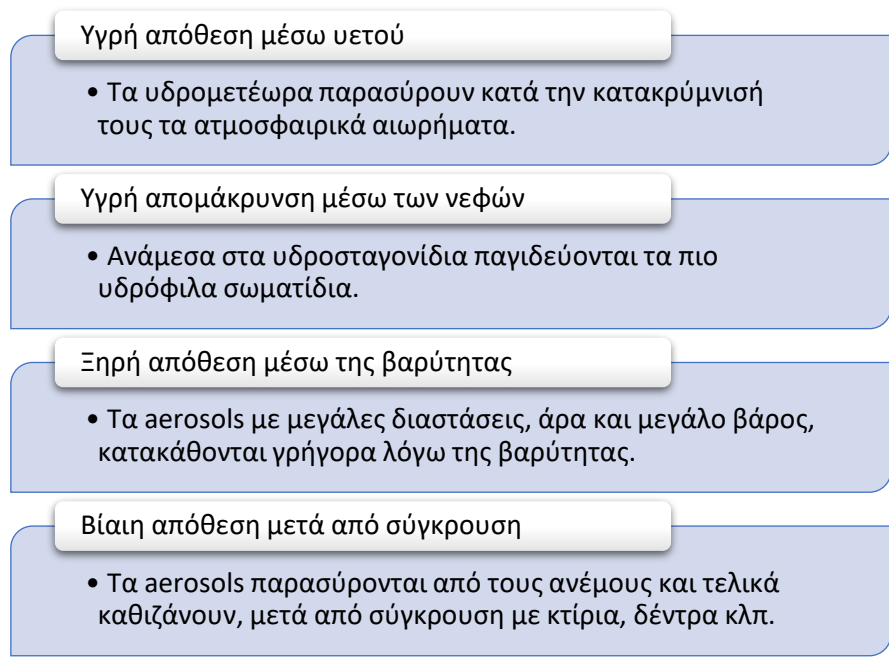


Ποσοστό λεπτών σωματιδίων (%)



Σχήμα 1.7: Γεωγραφική κατανομή των σωματιδίων στην ατμόσφαιρα τον Σεπτέμβριο του 2016, με τη χρωματική διαβάθμιση να αντιστοιχεί στο μέγεθος των σωματιδίων. Με πράσινο έχουν αποδοθεί περιοχές όπου κυριαρχούν τα μεγάλα σωματίδια, ενώ στις κόκκινες περιοχές είναι σε αφθονία τα λεπτόκοκκα σωματίδια. Με κίτρινο έχουν χρωματιστεί οι περιοχές όπου η αναλογία των λεπτών και των χονδρόκοκκων σωματιδίων στο μίγμα του αέρα είναι περίπου η ίδια (Πηγή: NASA).

Η σπουδαιότητα των αερολυμάτων στην ατμόσφαιρα είναι πολύ μεγάλη, καθώς μπορούν να επηρεάζουν το κλίμα και τις ατμοσφαιρικές διεργασίες με δύο τρόπους, άμεσα και έμμεσα. Κατά την άμεση δράση, μπορούν να ανακλούν και να σκεδάζουν την ηλιακή ακτινοβολία, προκαλώντας ψύξη της ατμόσφαιρας. Η έμμεση δράση τους επηρεάζει τη φυσική των νεφών, καθώς αερολύματα που περιέχουν άλατα και θείο μπορούν να λειτουργούν ως πυρήνες συμπύκνωσης, πάνω στους οποίους σχηματίζονται τα υδροσταγονίδια των νεφών και της ομίχλης. Έτσι, τα νέφη γίνονται φωτεινότερα και μπορούν να ανακλούν περισσότερη ηλιακή ακτινοβολία. Πρόκειται για το φαινόμενο που είναι γνωστό ως «Twomey effect» και συμβάλλει στην ψύξη της ατμόσφαιρας. Ταυτόχρονα, μπορεί να επηρεάζεται ο χρόνος ζωής των νεφών, καθώς και η ικανότητά τους να παράγουν υετό. Από την άλλη μεριά, στην άμεση δράση των αερολυμάτων συγκαταλέγεται και η δράση της αιθάλης. Ωστόσο, η αιθάλη εμφανίζει διαφορετική συμπεριφορά από τα υπόλοιπα αερολύματα, καθώς λειτουργεί ως θερμοκηπικό αέριο, δηλαδή απορροφά ισχυρά τη γήινη υπέρυθη ακτινοβολία, συμβάλλοντας έτσι στην υπερθέρμανση του πλανήτη. Επιπρόσθετα, η αιθάλη μπορεί να μεταβάλλει την ανακλαστικότητα της επιφάνειας του πάγου και του χιονιού, συμβάλλοντας στη θέρμανση της ατμόσφαιρας. Ενδιαφέρον παρουσιάζει και η ημι-άμεση δράση των αερολυμάτων, κατά την οποία τα τροποσφαιρικά αερολύματα μπορούν να απορροφούν ηλιακή ακτινοβολία, προκαλώντας θέρμανση της ατμόσφαιρας.



Σχήμα 1.8: Μηχανισμοί απομάκρυνσης των αερολυμάτων από την ατμόσφαιρα.

Τέλος, τα αερολύματα μπορούν να απομακρύνονται από την ατμόσφαιρα με τους τέσσερις μηχανισμούς που περιγράφονται στο Σχήμα 1.8.

1.3 Στρωμάτωση της ατμόσφαιρας με βάση τη θερμοκρασία

Η γεωγραφική κατανομή της θερμοκρασίας T σε κάθε σημείο του χώρου περιγράφεται με τη βοήθεια της κλίσης της:

$$\vec{\nabla}T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k} \quad (1.22)$$

Στην πράξη, ενδιαφέρει παρουσιάζει η θερμοβαθμίδα:

$$\vec{\gamma} = -\vec{\nabla}T \quad (1.23)$$

με την οριζόντια και κατακόρυφη συνιστώσα της να δίνονται από τις σχέσεις:

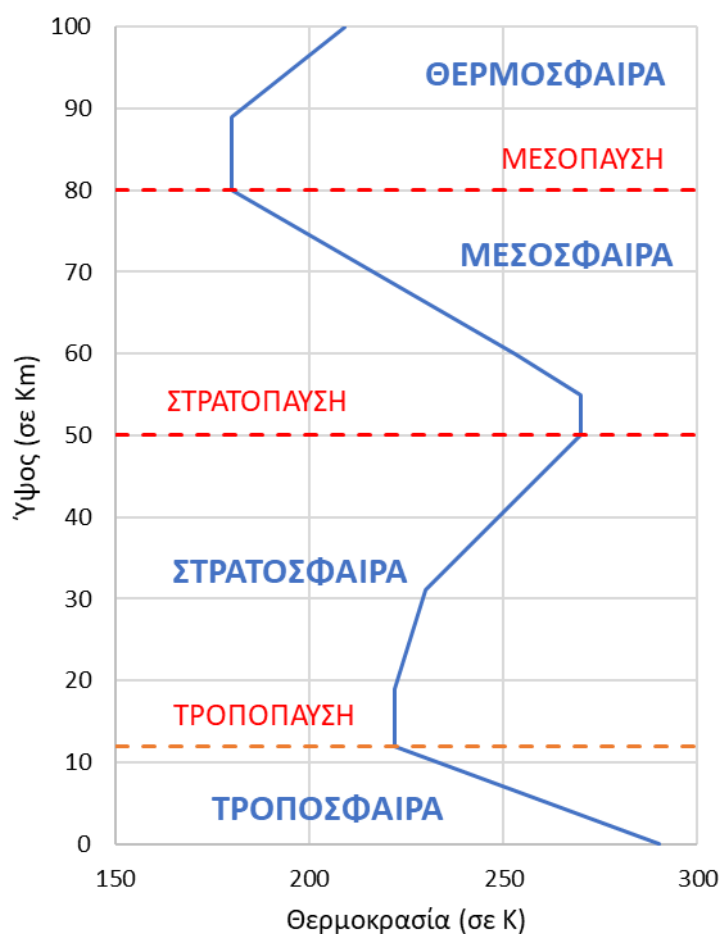
$$\vec{\gamma}_{ορ.} = -\left(\frac{\partial T}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y}\vec{j}\right) \quad (1.24)$$

και

$$\vec{\gamma}_{κατ.} = -\frac{\partial T}{\partial z}\vec{k} \quad (1.25)$$

Καθώς οι παρατηρούμενες στην ατμόσφαιρα θερμοβαθμίδες έχουν μικρό μέγεθος, η μονάδα που χρησιμοποιείται συνήθως για την κατακόρυφη θερμοβαθμίδα είναι °C/Km, ενώ η συνήθης μονάδα για την οριζόντια θερμοβαθμίδα είναι °C/100 Km.

Πριν τον 20^ο αιώνα, επικρατούσε η αντίληψη ότι η θερμοκρασία ελαττώνεται με το ύψος μέχρι το ανώτατο όριο της ατμόσφαιρας, όπου λαμβάνει την ελάχιστη τιμή της, αυτή του απολύτου μηδενός (-273 °C). Ωστόσο, το 1902 ο Γάλλος επιστήμονας Leon Philippe Teisserenc de Bort διαπίστωσε ότι η πτώση της θερμοκρασίας με το ύψος παύει γύρω στα 8-12 Km από την επιφάνεια της Γης. Η ανακάλυψη αυτή δέχτηκε μεγάλη αμφισβήτηση για αρκετό καιρό. Σήμερα, όμως, γνωρίζουμε ότι η ατμόσφαιρα μπορεί να χωριστεί σε τέσσερα διακριτά στρώματα με βάση τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος. Στις ενότητες που ακολουθούν μελετάται η καθ' ύψος στρωμάτωση της ατμόσφαιρας.



Σχήμα 1.9: Κατακόρυφη στρωμάτωση της ατμόσφαιρας με βάση τη θερμοκρασία μέχρι το ύψος των 100 Km.

1.3.1 Τροπόσφαιρα

«Τροπόσφαιρα» καλείται το κατώτατο στρώμα της ατμόσφαιρας, που εκτείνεται από την επιφάνεια του εδάφους μέχρι το ύψος των 12 ± 4 Km (Σχήμα 1.9). Το ύψος της δεν είναι σταθερό, αλλά μεταβάλλεται με το γεωγραφικό πλάτος. Πάνω από τους πόλους φτάνει μέχρι τα 7-8 Km, ενώ πάνω από τα εύκρατα πλάτη μπορεί να εκτείνεται μέχρι τα 11-12 Km. Το μέγιστο ύψος της παρατηρείται πάνω από τον Ισημερινό (16-17 Km), εξαιτίας της έντονης θέρμανσης του εδάφους και της ισχυρής θερμικής ανάμειξης που παρατηρείται πάνω από τη συγκεκριμένη περιοχή. Γενικότερα, οι διακυμάνσεις του ύψους της τροπόσφαιρας προέρχονται από φαινόμενα που σχετίζονται με τις εποχές και τα βαρομετρικά συστήματα που επικρατούν. Σε γενικές γραμμές, το ύψος της τροπόσφαιρας εμφανίζεται μεγαλύτερο σε περιοχές όπου επικρατούν αντικυκλωνικά συστήματα και μικρότερο πάνω από υφέσεις⁷.

Από μετεωρολογικής σκοπιάς, η τροπόσφαιρα αποτελεί το σημαντικότερο τμήμα της ατμόσφαιρας, διότι περιλαμβάνει το σύνολο σχεδόν των υδρατμών της και το 80% περίπου της μάζας της. Μέσα σε αυτό το στρώμα του αέρα, το νερό μπορεί να υφίσταται συνεχείς μετατροπές της φάσης του, κατά τις οποίες ανταλλάσσονται με το περιβάλλον μεγάλα ποσά θερμότητας. Έτσι, δημιουργούνται θερμοδυναμικά φαινόμενα και ατμοσφαιρικές διαταράξεις που γίνονται αντιληπτές ως μετεωρολογικά φαινόμενα. Στα κύρια χαρακτηριστικά της τροπόσφαιρας συγκαταλέγονται:

- η ομοιόμορφη πτώση της θερμοκρασίας του αέρα με το ύψος,
- η μεγάλη συγκέντρωση υδρατμών,
- η ενίσχυση της έντασης των ανέμων με το ύψος, λόγω ελάττωσης της τριβής,
- οι αξιόλογες κατακόρυφες κινήσεις των αερίων μαζών και
- οι συνεχείς ατμοσφαιρικές διαταράξεις, που συνιστούν τον καιρό.

Το κατώτατο στρώμα της τροπόσφαιρας, δηλαδή η περιοχή που εκτείνεται από την επιφάνεια του εδάφους μέχρι τα 1500 m περίπου, καλείται «οριακό στρώμα» ή «στρώμα τριβής». Στο στρώμα αυτό οι αέριες μάζες υπόκεινται στην επίδραση της τριβής (εσωτερικής και ολίσθησης) κατά την κίνησή τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη λογαριθμική αύξηση της ταχύτητας του ανέμου με το ύψος, η οποία μεγιστοποιείται στην κορυφή του οριακού στρώματος. Εντός του οριακού στρώματος καταγράφονται σημαντικές μεταβολές της ατμοσφαιρικής κυκλοφορίας κατά τη διάρκεια του 24ώρου.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η συνεχής μείωση της θερμοκρασίας T με το ύψος z μέσα στην τροπόσφαιρα, που γίνεται με σταθερό ρυθμό της τάξης των $6,5$ °C/Km. Πρόκειται για την «κατακόρυφη θερμοβαθμίδα» γ :

$$\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.26)$$

η οποία είναι αποτέλεσμα του ενεργειακού ελλείμματος που παρουσιάζει η τροπόσφαιρα. Τα κατώτερα στρώματα του ατμοσφαιρικού αέρα θερμαίνονται κατά κύριο λόγο από την επαφή τους με το έδαφος, το οποίο έχει προηγουμένως θερμανθεί από την εισερχόμενη ηλιακή ακτινοβολία. Με την αύξηση του ύψους καταγράφεται μείωση της θερμοκρασίας του αέρα, καθώς αυξάνεται η απόσταση από την πηγή θερμότητας, δηλαδή το έδαφος. Από τη Σχέση (1.26) και με την παραδοχή ότι η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα μέσα σε ένα συγκεκριμένο πάχος της τροπόσφαιρας είναι περίπου σταθερή, προκύπτει, μετά από ολοκλήρωση, ότι:

$$T_2 = T_1 - \gamma(z_2 - z_1) \quad (1.27)$$

όπου T_2 και T_1 είναι η θερμοκρασία στα επίπεδα z_2 και z_1 , αντίστοιχα. Επομένως, αν είναι γνωστή η θερμοκρασία T_1 σε ύψος z_1 , μπορεί να υπολογιστεί η T_2 σε οποιοδήποτε στάθμη z_2 .

⁷ Θυμηθείτε ότι σε έναν αντικυκλώνα η πίεση εμφανίζεται αυξημένη στο κέντρο του συστήματος και ελαττώνεται προοδευτικά, καθώς κινούμαστε προς την περιφέρεια. Αντιθέτως, στο κέντρο μίας ύφεσης επικρατούν χαμηλές πιέσεις.

Ο παραπάνω κανόνας μείωσης της θερμοκρασίας με το ύψος έχει συχνά εξαιρέσεις, που είναι γνωστές ως «θερμοκρασιακές αναστροφές». Οι αναστροφές παρατηρούνται μέσα σε περιοχές της ατμόσφαιρας που καλούνται «στρώματα αναστροφής» και χαρακτηρίζονται από αύξηση της θερμοκρασίας με το ύψος. Πρόκειται για ευσταθή στρώματα που δεν ευνοούν τις ανοδικές κινήσεις του αέρα. Η βάση μίας αναστροφής μπορεί να ταυτίζεται με την επιφάνεια του εδάφους (αναστροφή επιφάνειας) ή να εντοπίζεται σε οποιοδήποτε ύψος μέσα στην τροπόσφαιρα (αναστροφή ελεύθερης επιφάνειας).

Η διαχωριστική ζώνη μεταξύ τροπόσφαιρας και του επόμενου ατμοσφαιρικού στρώματος (στρατόσφαιρα) είναι γνωστή ως «τροπόπαυση». Κύριο χαρακτηριστικό της είναι ότι μέσα σε αυτήν η θερμοκρασία παραμένει αμετάβλητη με το ύψος, από $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ έως $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ πάνω από τις ισημερινές περιοχές και από $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$ έως $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ πάνω από τα μεσαία γεωγραφικά πλάτη. Το πάχος της τροπόπαυσης δεν είναι σταθερό, αλλά μεταβάλλεται ακανόνιστα σε ημερήσια βάση. Στα μεσαία γεωγραφικά πλάτη η τροπόπαυση παρουσιάζει χαρακτηριστική ασυνέχεια, με αποτέλεσμα τη διαίρεσή της σε τροπική και πολική. Η τροπική απαντάται μεταξύ των 40°B και 40°N γεωγραφικού πλάτους. Στα μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη (μέχρι τους πόλους) απαντάται η πολική τροπόπαυση. Συχνά, τα δύο τμήματα επικαλύπτονται, καθώς η τροπική τροπόπαυση μπορεί να εκτείνεται κατά $5^{\circ}\text{-}10^{\circ}$ πέρα από τις 40° . Κατά συνέπεια, στα μεσαία γεωγραφικά πλάτη μπορούν να παρατηρούνται δύο τροποπαύσεις, η μία υπερκείμενη της άλλης και σε κατακόρυφη απόσταση 2,5-5 Km μεταξύ τους. Το μέγιστο της απόστασης παρατηρείται κατά την ψυχρή περίοδο του έτους. Αξίζει να σημειωθεί ότι μεταξύ αυτών των δύο διακριτών στρωμάτων πνέει ένα ρεύμα αέρα εξαιρετικά μεγάλης ταχύτητας που είναι γνωστό ως «αεροχειμάρρος⁸». Ο αεροχειμάρρος έχει ταχύτητα άνω των 50 κόμβων, μήκος χιλιάδων Km, πλάτος μεγαλύτερο των 150 Km και βάθος μερικών Km.

1.3.2 Στρατόσφαιρα

Η στρατόσφαιρα διακρίνεται σε δύο τμήματα, την κατώτερη και την ανώτερη. Στην κατώτερη, που εκτείνεται μέχρι τα 35 Km περίπου, η θερμοκρασία παρουσιάζει μικρή αύξηση με το ύψος. Στο στρώμα αυτό επικρατεί ισχυρή ευστάθεια, δηλαδή οι κατακόρυφες κινήσεις των αερίων μαζών είναι σχεδόν ανύπαρκτες. Ωστόσο, καταγράφεται σημαντική οριζόντια κυκλοφορία. Η οριζόντια κίνηση γίνεται με μεγάλες ταχύτητες και χαρακτηριστική εμμονή, που επηρεάζεται από την παρουσία βαρομετρικών συστημάτων. Η περιεκτικότητα σε υδρατμούς είναι σχεδόν αμελητέα.

Στην ανώτερη στρατόσφαιρα παρατηρείται ομοιόμορφη σχεδόν αύξηση της θερμοκρασίας με το ύψος μέχρι τα 50-55 Km περίπου, όπου η θερμοκρασία λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της (περίπου $0\text{ }^{\circ}\text{C}$). Η άνοδος της θερμοκρασίας σχετίζεται με την παρουσία όζοντος, που, όπως προαναφέρθηκε, απορροφά ισχυρά την ηλιακή ακτινοβολία στα μήκη κύματος μεταξύ 2000-3000 Å. Οι μέγιστες θερμοκρασίες στην ανώτερη στρατόσφαιρα παρατηρούνται κατά το θέρους των πολικών περιοχών.

Μεταξύ στρατόσφαιρας και τροπόσφαιρας παρατηρείται σημαντική μεταφορά αέριας μάζας. Ειδικότερα, ένα σημαντικό μέρος της μάζας της στρατόσφαιρας διεισδύει κάθε χρόνο στην τροπόσφαιρα, εξαιτίας μετωπογενέσεων που παρατηρούνται στην ανώτερη τροπόσφαιρα. Από την άλλη μεριά, σημαντική ποσότητα τροποσφαιρικής μάζας διεισδύει στη στρατόσφαιρα με τη βοήθεια της μεσημβρινής κυκλοφορίας. Η μεταβατική ζώνη μεταξύ στρατόσφαιρας και του αμέσως επόμενου ατμοσφαιρικού στρώματος (μεσόσφαιρα) καλείται «στρατόπαυση».

1.3.3 Μεσόσφαιρα

Κύριο γνώρισμα της μεσόσφαιρας είναι η ισχυρή ελάττωση της θερμοκρασίας με το ύψος μέχρι και τα 80-85 Km, όπου λαμβάνει την τιμή $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ ή και λιγότερο. Πρόκειται για τις χαμηλότερες θερμοκρασίες που καταγράφονται στη γήινη ατμόσφαιρα και οφείλονται στην απουσία O_3 . Στα ύψη αυτά, η πυκνότητα του

⁸ Ο αεροχειμάρρος, αν και ήταν γνωστός στην επιστημονική κοινότητα από τον 19^ο αιώνα, οφείλει τη διεθνή ονομασία του στον Γερμανό Μετεωρολόγο Heinrich Seilkopf. Κατά τη διάρκεια του Β΄ Παγκοσμίου Πολέμου, ένα πολύ ισχυρό δυτικό ρεύμα αέρα προκαλούσε σημαντική επιβράδυνση στα μεγάλης ταχύτητας βομβαρδιστικά αεροσκάφη τύπου B-24 που κινούνταν προς την Ιαπωνία, ώστε συχνά παρέμεναν σχεδόν ακίνητα σε σχέση με το έδαφος. Το ρεύμα αυτό, που δεν είναι άλλο από τον αεροχειμάρρο, ονομάστηκε "Jet Stream".

αέρα είναι εξαιρετικά χαμηλή, καθώς το σύνολο σχεδόν της ατμοσφαιρικής μάζας περιέχεται στα δύο πρώτα (από την επιφάνεια της Γης) ατμοσφαιρικά στρώματα. Ένα ακόμη ενδιαφέρον χαρακτηριστικό της μεσόσφαιρας είναι οι έντονες αναταρακτικές κινήσεις που πραγματοποιούνται πάνω από ένα στρώμα θερμότερου αέρα.

Η μεταβατική ζώνη μεταξύ μεσόσφαιρας και του αμέσως επόμενου ατμοσφαιρικού στρώματος (θερμόσφαιρα) καλείται «μεσόπαυση». Στο ύψος αυτό και ιδιαιτέρως στα ανώτερα γεωγραφικά πλάτη, εμφανίζονται τα λεγόμενα «φωσφορίζοντα νέφη», όταν ο Ήλιος βρίσκεται 5° - 10° κάτω από τον ορίζοντα. Στην πραγματικότητα, τα νέφη αυτά είναι κόκκοι σκόνης καλυμμένοι από πάγο.

1.3.4 Θερμόσφαιρα

Στη βάση της θερμόσφαιρας, η θερμοκρασία παραμένει σταθερή για τα πρώτα λίγα Km, που χαρακτηρίζονται ισόθερμα, και στη συνέχεια αρχίζει να αυξάνεται μέχρι τα 400 Km περίπου, όπου λαμβάνει την τιμή 1000 K ή και περισσότερο. Οι τιμές της θερμοκρασίας στο ύψος αυτό μεταβάλλονται με το γεωγραφικό πλάτος, την ώρα της ημέρας και την ηλιακή δραστηριότητα. Ειδικότερα, κατά την περίοδο του ηλιακού ελάχιστου, που χαρακτηρίζεται από σχεδόν απουσία ηλιακών κηλίδων, η θερμοκρασία στα μεσαία γεωγραφικά πλάτη μπορεί να φτάσει τους 750 K. Στον αντίποδα, κατά την περίοδο του ηλιακού μεγίστου, τότε και παρατηρείται αυξημένος αριθμός ηλιακών κηλίδων, η θερμοκρασία μπορεί να φτάσει ακόμα και τους 1300 K. Κατά τις ηλιακές εκλάμψεις, μπορούν να παρατηρούνται θερμοκρασίες άνω των 1700 K.

Η σημαντική αυτή αύξηση της θερμοκρασίας με το ύψος εντός της θερμόσφαιρας οφείλεται κυρίως στη μεγάλη αραιώση του αέρα. Καθώς τα μόρια του αέρα δεν είναι παρά ελάχιστα στα ύψη αυτά, είναι ελεύθερα να κινούνται με εξαιρετικά μεγάλες ταχύτητες, αποκτώντας μεγάλη (κινητική) θερμοκρασία. Οι μεγάλες θερμοκρασίες της θερμόσφαιρας οφείλονται, επίσης, στη δέσμευση μεγάλου μέρους του άκρως υπεριώδους τμήματος της ηλιακής ακτινοβολίας, αλλά και στη θερμότητα που εκλύεται από διάφορες εξώθερμες χημικές αντιδράσεις που πραγματοποιούνται στα ύψη αυτά. Εξάλλου, η μόνη σημαντική διεργασία ψύξης της θερμόσφαιρας είναι η αγωγή θερμότητας προς τα κάτω. Το υποκείμενο, όμως, στρώμα αέρα που άγει τη θερμότητα είναι, επίσης, εξαιρετικά αραιό.

Το ανώτατο όριο της θερμόσφαιρας, όπου παύει η αύξηση της θερμοκρασίας, λέγεται «θερμόπαυση». Αν και το ύψος της θερμόπαυσης δεν μπορεί να προσδιοριστεί με ακρίβεια, η κορυφή της ορίζεται συνήθως μεταξύ 400-500 Km, αναλόγως της ηλιακής δραστηριότητας. Μετά τη θερμόπαυση απαντάται η εξώσφαιρα, που αποτελεί το τελευταίο στρώμα πριν το κοσμικό διάστημα. Μέσα σε αυτήν, η θερμοκρασία του αέρα διατηρείται σταθερή με το ύψος και τα μόρια του αέρα κινούνται με εξαιρετικά μεγάλες ταχύτητες που τους επιτρέπουν να διαφεύγουν στο διάστημα.

1.4 Ιονόσφαιρα και μαγνητόσφαιρα

Ενδιαφέρον παρουσιάζει και το τμήμα της ατμόσφαιρας που εκτείνεται μεταξύ 70-400 Km. Στην περιοχή αυτή, η μικρού μήκους κύματος ηλιακή ακτινοβολία δημιουργεί έναν σημαντικό αριθμό ιονισμένων ατόμων και μορίων και των αντίστοιχων ελευθέρων ηλεκτρονίων. Έτσι, σχηματίζεται μία κατανομή πυκνότητας ηλεκτρονίων κατά την κατακόρυφο, με χαρακτηριστικές ζώνες ή περιοχές μεγάλης πυκνότητας, που αποτελούν τη λεγόμενη «ιονόσφαιρα».

Η ιονόσφαιρα χωρίζεται σε 3 περιοχές, την περιοχή D (70-90 Km), την περιοχή E (90-150 Km) και την περιοχή F (150-400 Km). Η τελευταία υποδιαιρείται σε δύο επιμέρους τμήματα, το F_1 (150-250 Km) και το F_2 (250-500 Km). Η μέγιστη συγκέντρωση ιονισμένων ατόμων παρατηρείται στην περιοχή F και η ελάχιστη στην D (Πίνακας 1.5). Τα ιονοσφαιρικά στρώματα χαρακτηρίζονται από μεγάλη μεταβλητότητα κατά τη διάρκεια του 24ώρου. Το D παρατηρείται μόνο κατά τη διάρκεια της ημέρας, ενώ το E, αν και δεν εξαφανίζεται, εξασθενεί σημαντικά κατά τη διάρκεια της νύχτας. Επίσης, τα F_1 και F_2 ενοποιούνται κατά τη διάρκεια της νύχτας σε ένα ενιαίο στρώμα, το F.

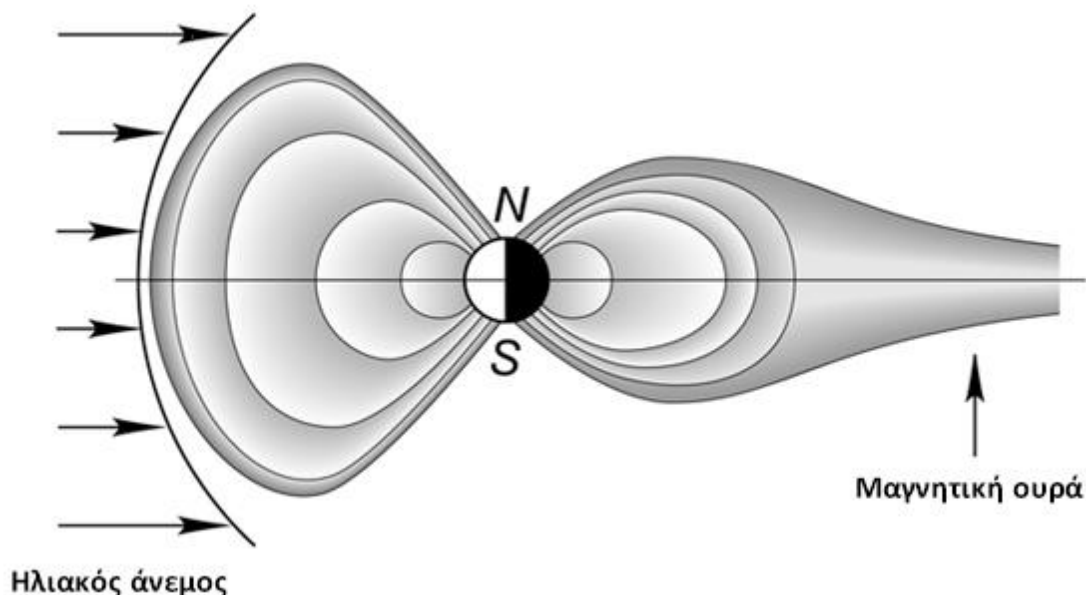
Η περιοχή D έχει μεγαλύτερη συγκέντρωση μορίων, διότι εντοπίζεται σε χαμηλότερα ύψη, με αποτέλεσμα να εμφανίζει ορισμένες ιδιαιτερότητες σε σχέση με τα άλλα ιονοσφαιρικά στρώματα. Για παράδειγμα, οι ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων που προκαλούνται από τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα εντός της περιοχής D οδηγούν σε συχνές συγκρούσεις με μόρια. Έτσι, η D έχει την τάση να απορροφά έντονα την

ενέργεια των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, η οποία και μετατρέπεται σε θερμότητα. Αυτός είναι ο λόγος της φτωχής λήψης ραδιοκυμάτων μεγάλου μήκους κύματος από απομακρυσμένους πομπούς κατά τη διάρκεια της ημέρας. Τα συγκεκριμένα κύματα ανακλώνται σε υψηλότερα στρώματα και είναι αναγκασμένα να διαπερνούν την περιοχή αυτή δύο φορές. Το φαινόμενο εκλείπει τη νύχτα, καθώς τότε η D σχεδόν εξαφανίζεται. Μία άλλη ενδιαφέρουσα συνέπεια της σύγκρουσης ηλεκτρονίων με μόρια στην περιοχή D είναι η δέσμευση ηλεκτρονίων σε μόρια και ο σχηματισμός αρνητικά φορτισμένων ιόντων. Από την άλλη μεριά, στις περιοχές E και F η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη, γι' αυτό και οι συγκρούσεις με μόρια είναι σπάνιες. Έτσι, τα στρώματα E και F περιέχουν μόνο θετικά ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Πίνακας 1.5: Οι περιοχές της ιονόσφαιρας και τα χαρακτηριστικά τους.

Περιοχή	Ύψος (Km)	Πυκνότητα ηλεκτρονίων (cm ⁻³)
D	70-90	10 ³ -10 ⁴
E	90-150	10 ⁵
F ₁	150-250	Μέγιστο της τάξης του 10 ⁶ στην περιοχή των 250-500 Km
F ₂	250-500	

Πάνω από την ιονόσφαιρα βρίσκεται η λεγόμενη «μαγνητόσφαιρα», όπου τα φορτισμένα σωματίδια επηρεάζονται από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Αν και κοντά στην επιφάνεια της Γης οι γραμμές του γεωμαγνητικού πεδίου είναι παρόμοιες με εκείνες που σχηματίζονται από μαγνητικό δίπολο, σε μεγαλύτερα ύψη παραμορφώνονται από τον ηλιακό άνεμο και αποκτούν ατρακτοειδές σχήμα (Σχήμα 1.10). Ειδικότερα, σε απόσταση 10-15 ακτινών Γης (από την πλευρά του φωτισμένου ημισφαιρίου), το μαγνητικό πεδίο εξασθενεί και γίνεται σχεδόν αμελητέο. Πρόκειται για τη λεγόμενη «μαγνητόπαυση», η οποία οριοθετεί τη μαγνητόσφαιρα. Από την άλλη μεριά (στο σκοτεινό ημισφαίριο), η μαγνητόσφαιρα εκτείνεται σε πολύ μεγάλες αποστάσεις, σχηματίζοντας τη λεγόμενη «μαγνητική ουρά της Γης».



Σχήμα 1.10: Το μαγνητικό πεδίο της Γης, όπως παραμορφώνεται από τους ηλιακούς ανέμους.

Αν και τα σωματίδια των ηλιακών ανέμων απορρίπτονται γενικώς από το γεωμαγνητικό πεδίο, οι συγκρούσεις μπορούν να διαταράξουν την τροχιά τους, με αποτέλεσμα την παγίδευσή τους εντός του πεδίου. Σε τέτοιες περιπτώσεις, υπόκεινται σε σπειροειδή κίνηση γύρω από τις δυναμογραμμές. Οι στροφές της κάθε σπείρας είναι περισσότερο ανοιχτές στον Ισημερινό, ενώ «κλείνουν» προς τους πόλους. Σε ένα ορισμένο

σημείο, που είναι γνωστό ως «σημείο-καθρέφτης», οι σπείρες αποκτούν πολύ μικρά βήματα, σχεδόν μηδενικής απόστασης, με αποτέλεσμα τα σωμάτια να εκτοξεύονται προς τα πίσω (προς το αντίθετο ημισφαίριο). Κοντά στον άλλον μαγνητικό πόλο, επαναλαμβάνεται η ίδια διαδικασία και έτσι τα σωμάτια εκτελούν τελικά σπειροειδή κίνηση πάνω-κάτω, από το ένα ημισφαίριο στο άλλο, σε χρονικές περιόδους της τάξης του 1 s. Μέσα στο ίδιο χρονικό διάστημα, ο άξονας της κάθε τροχιάς μετατοπίζεται ελαφρώς, με αποτέλεσμα τα σωμάτια να παρασύρονται αργά γύρω από τη Γη. Σημειώνεται ότι τα ηλεκτρόνια παρασύρονται από τα δυτικά προς τα ανατολικά, ενώ τα πρωτόνια στην αντίθετη κατεύθυνση. Στο τέλος κάθε διαδρομής, τα σωμάτια καταλήγουν σε περιοχές με μεγαλύτερη πυκνότητα, όπου η πιθανότητα σύγκρουσης με μόρια ή άτομα του αέρα είναι μεγαλύτερη. Μετά το πέρας ορισμένων ημερών ή και εβδομάδων, τα σωμάτια έχουν χάσει μετά από διαδοχικές συγκρούσεις την ενέργειά τους και πέφτουν στην κατώτερη ατμόσφαιρα. Τα παγιδευμένα αυτά σωμάτια συγκεντρώνονται σε δύο περιοχές γύρω από τη Γη που είναι γνωστές ως «Ζώνες Van Allen».

1.4.1 Πολικό Σέλας

Στα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη και σε ύψη μεταξύ 200-1000 Km παρατηρείται ένα εξαιρετικά θεαματικό φαινόμενο ηλεκτρομαγνητικής φύσης, το Πολικό Σέλας. Μπορεί να εμφανίζεται τόσο στο Βόρειο Ημισφαίριο (Aurora Borealis – Βόρειο Σέλας) όσο και στο Νότιο (Aurora Australis – Νότιο Σέλας). Το Σέλας έχει εξαιρετικά εντυπωσιακούς σχηματισμούς (Σχήμα 1.11) και παρατηρείται σε μία ζώνη γύρω από τον γεωμαγνητικό πόλο, μεταξύ 15°-30° από αυτόν, με τη μέγιστη συχνότητα εμφάνισης γύρω στις 22,5°.



Σχήμα 1.11: Το Βόρειο Σέλας (Aurora Borealis) στο Tromsø της Νορβηγίας στις 31 Δεκεμβρίου 2011. Το Σέλας εμφανίζεται με μεγάλη ποικιλία σχηματισμών, όπως ζώνες, ακτίνες, διαχεόμενες μορφές κ.ά. Η εμφάνισή του διαρκεί περίπου μισή ώρα, με τη μέγιστη δραστηριότητα να καταγράφεται εντός λίγων λεπτών της ώρας. Η ανάπτυξή του γίνεται εξαιρετικά γρήγορα και ορισμένες φορές δημιουργείται η εντύπωση πως το Σέλας μετατοπίζεται με μεγάλη ταχύτητα (φωτογραφία: Dr Hanneke Luijting).

Οφείλει την εμφάνισή του στις μαγνητικές καταιγίδες του Ήλιου και την αλληλεπίδρασή τους με τους γεωμαγνητικούς πόλους. Ειδικότερα, οι μαγνητικές καταιγίδες του Ήλιου εκπέμπουν τεράστιες ποσότητες ενέργειας και ταχύτατα κινούμενων σωματιδίων. Καθώς τα νέφη των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων της μαγνητικής καταιγίδας προσεγγίζουν τη Γη, παγιδεύονται από το μαγνητικό της πεδίο και οδηγούνται προς τους μαγνητικούς της πόλους. Τα ιόντα που προσκρούουν στην ιονόσφαιρα διεγείρουν άτομα οξυγόνου και μόρια αζώτου τα οποία εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που γίνεται αντιληπτή ως φως (Σέλας). Τα

κύρια μήκη κύματος που παρατηρούνται είναι στα 557,7 nm, που αντιστοιχούν στην πράσινη γραμμή του φάσματος του ατομικού οξυγόνου, και στα 636,3 nm, που αντιστοιχούν σε μία κόκκινη διπλή γραμμή, επίσης στο φάσμα του ατομικού οξυγόνου. Αν και δεν λείπουν τα μήκη κύματος που αντιστοιχούν σε γραμμές του φάσματος του αζώτου, με εξαίρεση την κόκκινη γραμμή των 650 nm, οι υπόλοιπες είναι εξαιρετικά ασθενείς σε σχέση με εκείνες του οξυγόνου. Οι πιο εντυπωσιακοί σχηματισμοί παρατηρούνται κατά τις περιόδους εμφάνισης μεγάλου αριθμού ηλιακών κηλίδων, καθώς είναι γνωστό πως οι μαγνητικές καταιγίδες συνδέονται στενά με τον αριθμό των ηλιακών κηλίδων.

Το Σέλας παρατηρείται κατά κύριο λόγο τον χειμώνα και έχει συνήθως έντονη πράσινη μορφή. Ωστόσο, στα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη μπορεί να εμφανίζεται και κατά τους καλοκαιρινούς μήνες, με λευκή-ιώδη ή μπλε-ιώδη μορφή. Τότε γίνεται άμεσα ορατό στο φωτισμένο τμήμα της ανώτερης ατμόσφαιρας, μετά τη δύση ή πριν την ανατολή του Ηλίου.

1.5 Ατμοσφαιρικά πρότυπα

Προκειμένου να μελετηθούν οι πολύπλοκες διεργασίες της ατμόσφαιρας, συχνά είμαστε υποχρεωμένοι να προβούμε σε ορισμένες παραδοχές ή απλουστεύσεις, από τις οποίες προκύπτουν διάφορα ατμοσφαιρικά πρότυπα. Παρακάτω περιγράφονται τα ατμοσφαιρικά πρότυπα που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της ατμοσφαιρικής πίεσης σε διάφορα ύψη. Όλα τα πρότυπα που δίνονται παρακάτω στηρίζονται στην υπόθεση της υδροστατικής ισορροπίας.

1.5.1 Ομογενής ατμόσφαιρα

Σύμφωνα με το πρότυπο αυτό, παραδεχόμαστε ότι η πυκνότητα του αέρα είναι σταθερή και ανεξάρτητη του ύψους. Με ολοκλήρωση της υδροστατικής εξίσωσης (Σχέση 1.3), παίρνουμε:

$$P = P_0 - \rho g z \quad (1.28)$$

όπου P_0 και P είναι η ατμοσφαιρική πίεση στη στάθμη της θάλασσας ($z = 0$) και σε ύψος z , αντίστοιχα. Αν H είναι το ύψος αυτής της ατμόσφαιρας, δεδομένου ότι $P = 0$ και $z = H$, παίρνουμε:

$$H = \frac{P_0}{\rho g} \quad (1.29)$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση ($P_0 = 1000 \text{ hPa}$, $\rho = 1,293 \text{ Kg/m}^3$ και $g = 9,81 \text{ m/s}^2$), βρίσκουμε ότι το ύψος της ομογενούς ατμόσφαιρας είναι περίπου 8 Km.

Το πρότυπο αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ικανοποιητική ακρίβεια κοντά στο έδαφος, σε ύψος όχι μεγαλύτερο των 100 m.

1.5.2 Ισόθερμη ατμόσφαιρα

Πρόκειται για την υποθετική περίπτωση όπου η θερμοκρασία του ατμοσφαιρικού αέρα θεωρείται σταθερή και ανεξάρτητη του ύψους. Όπως αποδείχτηκε παραπάνω, επιλύοντας την καταστατική εξίσωση του αέρα ως προς την πυκνότητα και αντικαθιστώντας την τιμή της στην υδροστατική εξίσωση, μετά από ολοκλήρωση, λαμβάνουμε τη σχέση:

$$P_z = P_0 e^{-\frac{gz}{R_a T}} \quad (1.30)$$

όπου P_0 και P_z είναι η ατμοσφαιρική πίεση σε ύψος 0 και z , αντίστοιχα.

Το μοντέλο αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ικανοποιητική ακρίβεια μέσα στην τροπόσφαιρα, υπό την προϋπόθεση ότι τα όρια ολοκλήρωσης του ύψους δεν διαφέρουν περισσότερο από 100 m. Με άλλα

λόγια, η σχέση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μικρές περιοχές μέσα στην τροπόσφαιρα, των οποίων το πάχος δεν ξεπερνά τα 100 m.

1.5.3 Βαροτροπική και βαροκλιτική ατμόσφαιρα

Ως «βαροτροπική» ορίζεται η ατμόσφαιρα στην οποία η πυκνότητα του αέρα είναι συνάρτηση μόνο της ατμοσφαιρικής πίεσης:

$$\rho = \rho(P) \quad (1.31)$$

Σε αυτή την περίπτωση, κάθε ισοβαρική επιφάνεια είναι και επιφάνεια σταθερής πυκνότητας. Με χρήση της καταστατικής εξίσωσης, μπορεί να αποδειχτεί ότι στη βαροτροπική ατμόσφαιρα κάθε ισοβαρική επιφάνεια είναι και ισοθερμική. Τότε, η ατμόσφαιρα βρίσκεται σε κατάσταση ηρεμίας και ο αέρας έχει την τάση να παραμένει ακίνητος. Ωστόσο, οι συνθήκες αυτές δεν είναι συνήθεις στην ατμόσφαιρα.

Από την άλλη μεριά, ως «βαροκλιτική» ορίζεται η ατμόσφαιρα της οποίας η πυκνότητα είναι συνάρτηση της πίεσης και της θερμοκρασίας:

$$\rho = \rho(P, T) \quad (1.32)$$

Η θέρμανση (ή η ψύξη) μίας στήλης αέρα αναγκάζει τις ισοβαρικές επιφάνειες να κλίνουν προς την ψυχρότερη περιοχή. Το αποτέλεσμα αυτής της φυσικής διεργασίας είναι να διατέμνονται οι επιφάνειες σταθερής πυκνότητας και πίεσης.

1.5.4 Ατμόσφαιρα με σταθερή κατακόρυφη θερμοβαθμίδα

Συνδυάζοντας την καταστατική με την υδροστατική εξίσωση, προκύπτει η σχέση:

$$-\frac{dP}{P} = \frac{g}{R_a T} dz \quad (1.33)$$

η οποία όμως δεν μπορεί να ολοκληρωθεί, αν δεν προσδιοριστεί προηγουμένως η σχέση που περιγράφει τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος. Καθώς το μοντέλο αυτό προϋποθέτει σταθερή μείωση της θερμοκρασίας με το ύψος, θα είναι:

$$T = T_0 - \gamma z \quad (1.34)$$

όπου T_0 και T είναι η θερμοκρασία του αέρα στην επιφάνεια ($z = 0$) και σε ύψος z , αντίστοιχα. Από τις δύο παραπάνω σχέσεις, με ολοκλήρωση από την επιφάνεια του εδάφους μέχρι το ύψος z , παίρνουμε:

$$-\frac{dP}{P} = \frac{g}{R_a (T_0 - \gamma z)} dz \quad (1.35)$$

Το μοντέλο αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί με μικρό σφάλμα μέχρι το ύψος των 500 m.

1.5.5 Πρότυπη ατμόσφαιρα

Με σκοπό τη βαθμονόμηση υψομετρικών οργάνων, τη μελέτη προβλημάτων αεροναυσιπλοΐας κλπ., ο Διεθνής Οργανισμός Πολιτικής Αεροπορίας (ICAO) εισήγαγε την έννοια της πρότυπης ατμόσφαιρας. Το μοντέλο αυτό επιχειρεί να προσεγγίσει με το μικρότερο δυνατό σφάλμα τη μέση ετήσια ατμόσφαιρα όλων των γεωγραφικών πλατών με τις παρακάτω παραδοχές:

- Η ατμόσφαιρα είναι ξηρή, με σταθερή σύσταση και μέσο μοριακό βάρος ίσο με 28,9644.
- Η ατμόσφαιρα συμπεριφέρεται ως ιδανικό αέριο.
- Η επιτάχυνση της βαρύτητας g στη μέση στάθμη της θάλασσας έχει την τιμή $9,8067 \text{ m/s}^2$.
- Η ατμόσφαιρα βρίσκεται σε υδροστατική ισορροπία.
- Στη μέση στάθμη της θάλασσας, η θερμοκρασία του αέρα είναι $288,15 \text{ K}$ και η ατμοσφαιρική πίεση $1013,25 \text{ mb}$.
- Εντός της τροπόσφαιρας, η θερμοβαθμίδα παραμένει σταθερή και ίση με $6,5 \text{ }^\circ\text{C/Km}$. Από την τροπόπαυση (11.000 m) μέχρι το ύψος των 20.000 m , η θερμοκρασία παραμένει σταθερή στους $-56,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Μεταξύ $20.000-32.000 \text{ m}$, η θερμοβαθμίδα ισούται με $1 \text{ }^\circ\text{C/Km}$.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η τιμή της θερμοκρασίας ϑ_z (σε $^\circ\text{C}$) σε ύψος z (σε m) στην περιοχή $0-11.000 \text{ m}$ θα δίνεται από τη σχέση:

$$\vartheta_z = 15 - 0,0065z \quad (1.36)$$

Το ύψος z (σε m) ως συνάρτηση της πίεσης P στην περιοχή μεταξύ $0-11.000 \text{ m}$ θα ισούται με:

$$z = 44,308 \left[1 - \left(\frac{P}{1013,25} \right)^{0,19023} \right] \quad (1.37)$$

ενώ για την περιοχή πάνω από τα 11.000 m , θα ισχύει:

$$z = 11000 + 6381,6 \ln \frac{2345}{P} \quad (1.38)$$

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος, Αθήνα.
- Κατσαφάδος Π. και Μαυροματίδης Η. (2015) Εισαγωγή στη φυσική της ατμόσφαιρας και την κλιματική αλλαγή [Προπτυχιακό εγχειρίδιο]. Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις. <http://hdl.handle.net/11419/3708>
- Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσούλης Β. και Χατζηναστασίου Ν. (2007) Φυσική της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπαλάτς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Πασχαλίδου Α. (2021) Κλιματική Αλλαγή. Εκδόσεις Τζιόλα, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μπλούτσος Α.Α. (1998) Φυσική Κλιματολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Τζίμας Ε. (1988) Σημειώσεις Φυσικής της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

- Andrews D.G. (2010) An Introduction to Atmospheric Physics, Second Edition. Cambridge University Press.
- Boucher O., Randall D., Artaxo P., Bretherton C., Feingold G., Forster P., Kerminen V.-M., Kondo Y., Liao H., Lohmann U., Rasch P., Satheesh S.K., Sherwood S., Stevens B. and Zhang X.Y. (2013) Clouds and Aerosols. In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Stocker, T.F., Qin D., Plattner G.-K., Tignor M., Allen S.K., Boschung J., Nauels A., Xia Y., Bex V. and Midgley P.M. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, pp. 571–658.
- Ciais P., Sabine C., Bala G., Bopp L., Brovkin V., Canadell J., Chhabra A., De Fries R., Galloway J., Heimann M., Jones C., Le Quere C., Myneni R.B., Piao S. and Thornton P. (2013) Carbon and Other Biogeochemical Cycles. In: Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Stocker, T.F., Qin D., Plattner G.-K., Tignor M., Allen S.K., Boschung J., Nauels A., Xia Y., Bex V. and Midgley P.M. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- IPCC (2013) Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Stocker, T.F., Qin D., Plattner G.-K., Tignor M., Allen S.K., Boschung J., Nauels A., Xia Y., Bex V. and Midgley P.M. (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 1535 pp.
- Lutgens F.K. and Tarbuck E.J. (2004) The Atmosphere. An introduction to meteorology. Pearson. Prentice Hall.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.

Paschalidou A.K. and Kassomenos P. (2004) Comparison of air pollutant concentrations between weekdays and weekends in Athens, Greece for various meteorological conditions. *Environmental Technology*, 25, 1241-1255, 2004.

Strahan S.E. and Douglas A.R. (2018) Decline in Antarctic Ozone Depletion and Lower Stratospheric Chlorine Determined from Aura Microwave Limb Sounder Observations. *Geophysical Research letters*, 45(1), 382-390.

Ιστοσελίδες

<https://www.noaa.gov/>

<https://earthobservatory.nasa.gov/global-maps>

Λυμένα παραδείγματα

1. Να υπολογιστεί κατά πόσο ο υγρός αέρας είναι βαρύτερος/ελαφρύτερος από τον ξηρό, θεωρώντας ότι τα δύο μίγματα έχουν την ίδια θερμοκρασία, πίεση και όγκο.

Λύση

Αν θεωρήσουμε ότι η κατ' όγκο σύσταση του ξηρού αέρα είναι 78% σε άζωτο, 21% σε οξυγόνο και 1% σε αργό, τότε το μέσο Μ.Β. του αέρα θα είναι:

$$m_{dry} = 0,78m_{N_2} + 0,21m_{O_2} + 0,01m_{Ar} = 0,78 \cdot 28 + 0,21 \cdot 32 + 0,01 \cdot 40 = 28,96$$

Από την άλλη μεριά, το Μ.Β. των υδρατμών είναι:

$$m_{H_2O} = 2m_H + m_O = 2 \cdot 1 + 16 = 18$$

Επομένως, αν σε δεδομένο όγκο ξηρού αέρα αντικατασταθεί ένα μέρος του αέρα από υδρατμούς, προκύπτει ελαφρύτερο μίγμα. Παρ' όλα αυτά, οι υδρατμοί είναι συγκεντρωμένοι στο κατώτερο στρώμα της ατμόσφαιρας, διότι εισέρχονται στην ατμόσφαιρα μέσω του οριακού στρώματος αέρα-επιφάνειας ή αέρα-ύδατος.

2. Αν γνωρίζετε ότι η ατμοσφαιρική πίεση P_0 στη στάθμη της θάλασσας ισούται με $1,01 \times 10^5$ Pa, να υπολογιστούν η μέση πυκνότητα και η συνολική μάζα της ατμόσφαιρας. Πώς συνδέονται η πίεση και η πυκνότητα με το ύψος z ; Τι ποσοστό της συνολικής μάζας της ατμόσφαιρας βρίσκεται μεταξύ της στάθμης της θάλασσας και ύψους z ;

Λύση

Για ομογενή ατμόσφαιρα, γνωρίζουμε ότι ισχύει:

$$h = \frac{P_0}{\rho g}$$

Δεχόμενοι ότι η μάζα της ατμόσφαιρας είναι συγκεντρωμένη στα πρώτα 100 Km από το έδαφος, με επίλυση ως προς την πυκνότητα ρ και αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$\rho = \frac{P_0}{gh} = \frac{1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa}}{9,81 \text{ ms}^{-2} \cdot 10^5 \text{ m}} = 0,103 \text{ Kg} / \text{m}^3$$

Για τη συνολική μάζα M της ατμόσφαιρας, ισχύει:

$$M = \rho V = \rho (4\pi R_T^2) h$$

όπου V ο όγκος της ατμόσφαιρας και R_T η ακτίνα της Γης. Με αντικατάσταση των τιμών στην τελευταία σχέση, έχουμε:

$$M = 0,103 \text{ Kg} / \text{m}^3 \cdot 4\pi \cdot (6,37 \cdot 10^6 \text{ m})^2 \cdot 10^5 \text{ m} = 5,25 \cdot 10^{18} \text{ Kg}$$

Για ισόθερμη ατμόσφαιρα θερμοκρασίας T , γνωρίζουμε ότι η πίεση σε ύψος z δίνεται από τη σχέση:

$$P_z = P_0 e^{-\frac{gz}{R_a T}}$$

Η παραπάνω σχέση μπορεί να πάρει τη μορφή:

$$P_z = P_0 e^{-\frac{z}{H}}$$

όπου:

$$H = \frac{R_a T}{g}$$

Με παρόμοιο τρόπο, επιλύοντας την καταστατική και την υδροστατική εξίσωση ως προς την πυκνότητα ρ_z , παίρνουμε:

$$\rho_z = \rho_0 e^{-\frac{gz}{R_a T}} = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}}$$

Η μάζα της ατμόσφαιρας που περιέχεται μεταξύ της στάθμης της θάλασσας ($z = 0$) και ύψους z είναι:

$$\begin{aligned} M(z) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \int_R^{R+z} dr r^2 \sin\theta \rho = \\ &= 4\pi \int_R^{R+z} dr r^2 \rho_0 e^{-\frac{r-R}{H}} \\ &= 4\pi \rho_0 e^{R/H} \int_R^{R+z} dr r^2 e^{-r/H} \\ &= 4\pi \rho_0 H^3 e^{R/H} \int_{R/H}^{(R+z)/H} dx x^2 e^{-x} \end{aligned}$$

Όμως, ισχύει:

$$\int dx x^2 e^{-x} = -e^{-x} (x^2 + 2x + 2)$$

Επομένως, η μάζα $M(z)$ θα είναι:

$$M(z) = 4\pi \rho_0 \left[(1 - e^{-z/H}) (R^2 H + 2RH^2 + 2H^3) - zH e^{-z/H} (z + 2H + 2R) \right]$$

Άρα, το ποσοστό n της ατμοσφαιρικής μάζας που περικλείεται στην περιοχή $R \leq r \leq R + z$ θα είναι:

$$n = \frac{M(z)}{M} = 4\pi \frac{\rho_0}{M} \left[(1 - e^{-z/H}) (R^2 H + 2RH^2 + 2H^3) - zHe^{-z/H} (z + 2H + 2R) \right]$$

3. Να υπολογιστεί η ταχύτητα διαφυγής ενός σώματος μάζας m από την επιφάνεια ενός πλανήτη μάζας M και ακτίνας R . Χάρην ευκολίας, μπορείτε να αγνοήσετε την τριβή του σώματος με τα μόρια της ατμόσφαιρας του πλανήτη. Στη συνέχεια, να υπολογιστεί η θερμοκρασία στην οποία τα μόρια του υδρογόνου θα μπορούσαν να διαφύγουν από την ατμόσφαιρα της Γης. Οι αντίστοιχοι υπολογισμοί να γίνουν και για την επιφάνεια της Σελήνης. Τι συμπεραίνετε; Δίνονται το ύψος της γήινης ατμόσφαιρας $z = 110 \text{ Km}$, η μάζα της Γης $M_T = 5,98 \times 10^{24} \text{ Kg}$, η ακτίνα της Γης $R_T = 6370 \text{ Km}$, η μάζα της Σελήνης $M_S = 7,35 \times 10^{22} \text{ Kg}$, η ακτίνα της Σελήνης $R_S = 1740 \text{ Km}$, η παγκόσμια βαρυτική σταθερά $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ Kg}^{-2}$, η σταθερά του Boltzmann $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ και η μάζα ενός μορίου υδρογόνου $m = 3,32 \times 10^{-27} \text{ Kg}$.

Λύση

Η δυναμική ενέργεια U ενός σώματος μάζας m θα δίνεται από τη σχέση:

$$U = -\frac{GMm}{R}$$

ενώ η κινητική του ενέργεια E_k θα είναι:

$$E_k = \frac{1}{2} mu^2$$

όπου u η ταχύτητα του σώματος. Για να διαφύγει το σώμα από την επιφάνεια του πλανήτη, θα πρέπει η δυναμική του ενέργεια να ισούται με την κινητική. Επομένως, η ταχύτητα διαφυγής u_δ μπορεί να υπολογιστεί, αν εξισώσουμε τις δύο παραπάνω σχέσεις:

$$u_\delta = \left(\frac{2GM}{R} \right)^{1/2}$$

Εύκολα διαπιστώνει κανείς ότι η ταχύτητα διαφυγής είναι ανεξάρτητη της μάζας του σώματος. Με παρόμοια λογική, βρίσκουμε ότι η ταχύτητα διαφυγής $u_{\delta,\Gamma}$ ενός σωματιδίου από την ατμόσφαιρα της Γης θα δίνεται από τη σχέση:

$$u_{\delta,\Gamma} = \left(\frac{2GM_\Gamma}{R_\Gamma + z} \right)^{1/2}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, παίρνουμε:

$$u_{\delta,\Gamma} = \left[\frac{2 \cdot (6,67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ Kg}^{-2}) \cdot (5,98 \times 10^{24} \text{ Kg})}{(6370 + 110) \times 10^3 \text{ m}} \right]^{1/2} = 11,1 \text{ Km / s}$$

Η θερμοκρασία T στην οποία τα μόρια του υδρογόνου μπορούν να διαφύγουν από την ατμόσφαιρα της Γης θα δίνεται από:

$$\frac{1}{2} m u_{\delta, \Gamma}^2 = \frac{3}{2} k T \Rightarrow T = \frac{m u_{\delta, \Gamma}^2}{3k}$$

Με αντικατάσταση των τιμών, προκύπτει:

$$T = \frac{(3,32 \times 10^{-27} \text{ Kg}) \cdot (1,11 \times 10^4 \text{ ms}^{-1})^2}{3 \cdot (1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1})} = 9,88 \times 10^3 \text{ K}$$

Η παραπάνω θερμοκρασία είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μέση θερμοκρασία της ατμόσφαιρας της Γης. Επομένως, τα μόρια του υδρογόνου δεν μπορούν να διαφύγουν από τη γήινη ατμόσφαιρα. Ομοίως, δεν μπορούν να διαφύγουν τα μόρια του οξυγόνου και του αζώτου, που αποτελούν τα βασικά συστατικά της ατμόσφαιρας, δεδομένου ότι είναι βαρύτερα από τα αντίστοιχα του υδρογόνου. Έτσι, η Γη μπορεί και συγκρατεί την ατμόσφαιρά της. Η ταχύτητα διαφυγής $u_{\delta, \Sigma}$ από την επιφάνεια της Σελήνης θα δίνεται από τη σχέση:

$$u_{\delta, \Sigma} = \sqrt{\frac{2GM_{\Sigma}}{R_{\Sigma}}}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, προκύπτει:

$$u_{\delta, \Sigma} = \left[\frac{2 \cdot (6,67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2 \text{ Kg}^{-2}) \cdot (7,35 \times 10^{22} \text{ Kg})}{1,74 \times 10^6 \text{ m}} \right]^{1/2} = 2,37 \text{ Km / s}$$

Η θερμοκρασία T' στην οποία τα μόρια του υδρογόνου μπορούν να διαφύγουν από τη Σελήνη θα είναι:

$$T' = \frac{m(u_{\delta, \Sigma})^2}{3k} = \frac{(3,32 \times 10^{-27} \text{ Kg}) \cdot (2,37 \times 10^3 \text{ ms}^{-1})^2}{3 \cdot (1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1})} = 450 \text{ K}$$

Οι παραπάνω υπολογισμοί εξηγούν τον λόγο για τον οποίο η Σελήνη, σε αντίθεση με τη Γη, έχει χάσει την ατμόσφαιρά της.

4. Έστω μία αέρια μάζα η οποία κατά την κίνησή της ανέρχεται την πλαγιά ενός λόφου. Αν υποθέσουμε ότι ο αέρας συμπεριφέρεται ως ιδανικό αέριο και ότι η εκτόνωσή του είναι αρκετά γρήγορη, ώστε να μπορεί να θεωρηθεί αδιαβατική, να υπολογιστούν η μεταβολή της θερμοκρασίας του αέρα και ο τελικός όγκος του. Δίνεται η αρχική (P_1) και η τελική (P_2) πίεση του αέρα εντός της αέριας μάζας και οι αντίστοιχοι όγκοι V_1 και V_2 , καθώς και η σταθερά γ της αδιαβατικής μεταβολής.

Λύση

Η αδιαβατική μεταβολή ενός ιδανικού αερίου περιγράφεται από τη σχέση:

$$P_1 V_1^{\gamma} = P_2 V_2^{\gamma}$$

από την οποία παίρνουμε:

$$V_2 = V_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{1/\gamma}$$

Όμως, σύμφωνα με την εξίσωση των ιδανικών αερίων, θα είναι:

$$P_1 V_1 = nRT_1$$

και

$$P_2 V_2 = nRT_2$$

όπου T_1 και T_2 είναι η αρχική και η τελική θερμοκρασία του αέρα, αντίστοιχα. Διαιρώντας τις δύο αυτές σχέσεις κατά μέλη και συνδυάζοντας με την προηγούμενη, παίρνουμε:

$$T_2 = T_1 \frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{V_2}{V_1} = T_1 \frac{P_2}{P_1} \cdot \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{1/\gamma} = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Κεφάλαιο 2: Ακτινοβολία

Σύνοψη

Ο Ήλιος αποτελεί τη μοναδική ουσιαστικά πηγή ενέργειας για τη Γη και την ατμόσφαιρά της. Η ενέργειά του προέρχεται από πυρηνικές αντιδράσεις που πραγματοποιούνται στο εσωτερικό του, με τα 2 δισεκατομμυριοστά αυτής να φτάνουν στην κορυφή της γήινης ατμόσφαιρας μέσω ακτινοβόλησης. Ως ηλεκτρομαγνητικό κύμα, η ηλιακή ακτινοβολία υπόκειται στους νόμους της ακτινοβολίας, αφού κάνουμε την παραδοχή ότι ο Ήλιος ακτινοβολεί κατά προσέγγιση ως μέλαν σώμα. Αν και ο Ήλιος εκπέμπει σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, η εκπομπή δεν είναι ομοιόμορφη για όλα τα μήκη κύματος. Περισσότερο από το 95% της ηλιακής ακτινοβολίας βρίσκεται στην περιοχή μεταξύ 0,1-2,5 μm. Το 43% περίπου αυτής είναι ορατό φως, το 49% υπέρυθρη ακτινοβολία, το 7% υπεριώδης ακτινοβολία και λιγότερο από το 1% είναι ακτίνες γ, X και ραδιοκύματα. Από τη συνολική ηλιακή ακτινοβολία που φτάνει στην κορυφή της ατμόσφαιρας, το 30%, που καλείται "albedo", επιστρέφει στο διάστημα λόγω ανάκλασης και οπίσθιας σκέδασης. Ειδικότερα, το 5% υφίσταται οπίσθια σκέδαση, το 20% ανακλάται από τα νέφη και το 5% ανακλάται από τη γήινη επιφάνεια. Το 20% της ηλιακής ακτινοβολίας απορροφάται από τη γήινη ατμόσφαιρα, ενώ το εναπομείναν 50% απορροφάται από την επιφάνεια της Γης. Συχνά, η απορρόφηση δεν γίνεται από την επιφάνεια αυτή καθ' εαυτή, αλλά ένα σημαντικό μέρος της ακτινοβολίας διεισδύει σε βάθος, μέχρις ότου απορροφηθεί. Από την άλλη μεριά, η Γη, που μπορεί να ληφθεί κατά προσέγγιση ως μέλαν σώμα θερμοκρασίας 288 K, ακτινοβολεί το μέγιστο της εκπομπής της στο υπέρυθρο τμήμα του φάσματος, μεταξύ 2,5-30 μm. Τα αέρια της ατμόσφαιρας, ως επιλεκτικοί απορροφητές, απορροφούν μεγάλο μέρος της γήινης ακτινοβολίας, συμβάλλοντας έτσι στη θέρμανση της ατμόσφαιρας και δημιουργώντας τις κατάλληλες προϋποθέσεις για τη διατήρηση της ζωής στον πλανήτη. Σε πλανητική κλίμακα, η ατμόσφαιρα εμφανίζει έλλειμμα ακτινοβολίας, το οποίο εξισορροπείται από το πλεόνασμα του εδάφους, με αποτέλεσμα τη διατήρηση του ενεργειακού ισοζυγίου Γης - ατμόσφαιρας. Βεβαίως, το ισοζύγιο διατηρείται συνολικά και όχι για κάθε γεωγραφική περιοχή και εποχή ξεχωριστά, με αποτέλεσμα τη μεσημβρινή συνιστώσα της γενικής κυκλοφορίας της ατμόσφαιρας και τα ωκεάνια ρεύματα. Έτσι, οι κινούμενες αέρια μάζες και τα ωκεάνια ρεύματα λειτουργούν ως γιγάντιες θερμικές μηχανές που μεταφέρουν το πλεόνασμα της θερμότητας από τις τροπικές περιοχές προς τους πόλους, διατηρώντας τη μέση πλανητική θερμοκρασία σταθερή.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη του κεφαλαίου, θα ήταν χρήσιμο να ανατρέξουμε σε ένα βιβλίο Γενικής Φυσικής και να θυμηθούμε τις ιδιότητες και τους νόμους της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

2 Γενικά

Η Γη αντλεί την απαραίτητη για τις διεργασίες της ενέργεια από τρεις βασικές πηγές: τον Ήλιο, τους απλανείς αστέρες και το εσωτερικό της (γεωθερμία). Ωστόσο, η κοσμική ακτινοβολία από τους απλανείς αστέρες και η γεωθερμία είναι αμελητέες πηγές ενέργειας σε σχέση με τον Ήλιο. Επομένως, ο Ήλιος αποτελεί ουσιαστικά τη μοναδική πηγή ενέργειας για τη Γη και την ατμόσφαιρά της. Το σύνολο της ακτινοβολίας που εκπέμπει ο Ήλιος προκύπτει από το άθροισμα των ακτινοβολιών των τριών διεργασιών του Σχήματος 2.1. Η απαραίτητη ενέργεια προέρχεται από πυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του Ήλιου, σε αποστάσεις μέχρι και 0,25R από το κέντρο του πυρήνα, όπου R είναι η ακτίνα του Ήλιου. Ειδικότερα, η ενέργεια προκύπτει από τη θερμοπυρηνική σύντηξη τεσσάρων πρωτονίων (πυρήνες υδρογόνου) σε έναν πυρήνα ηλίου (He), σύμφωνα με τις αντιδράσεις:





όπου p είναι τα πρωτόνια, D είναι οι πυρήνες δευτερίου, e^+ είναι τα σωματίδια β (στην περίπτωση μας τα ποζιτρόνια), ν είναι τα νετρίνα ηλεκτρονίων, γ η ακτινοβολία γ, He^3 το ελαφρύ ισότοπο του ηλίου και He^4 το βαρύ (και πιο κοινό) ισότοπο του ηλίου.

Θερμική ακτινοβολία

- Είναι η ακτινοβολία που εκπέμπει κάθε σώμα λόγω της θερμοκρασίας του.

Συγχροτρονική ακτινοβολία

- Είναι η ακτινοβολία που οφείλεται στη σχετικιστική ταχύτητα των ηλεκτρονίων εντός μαγνητικού πεδίου.

Ακτινοβολία πλάσματος

- Είναι η ακτινοβολία η οποία εκπέμπεται από τα ιονισμένα αέρια.

Σχήμα 2.1: Τα είδη της ακτινοβολίας που εκπέμπονται από τον Ήλιο.

Αθροίζοντας κατά μέλη τις τρεις παραπάνω αντιδράσεις, προκύπτει ότι η συνολική μάζα του πρώτου μέλους (630×10^6 tn/s) είναι μεγαλύτερη κατά 5×10^6 tn/s σε σχέση με τη μάζα του δεύτερου μέλους (625×10^6 tn/s). Κατά συνέπεια, από τις παραπάνω διεργασίες προκύπτει ένα έλλειμμα μάζας της τάξης του 1%. Το έλλειμμα αυτό αντιστοιχεί σε ενέργεια E , σύμφωνα με τη σχέση ισοδυναμίας μάζας και ενέργειας του Einstein:

$$E = mc^2 \quad (2.4)$$

όπου m είναι η μάζα του σώματος και c η ταχύτητα του φωτός. Η ενέργεια αυτή ισούται με $3,91 \times 10^{26}$ W και αποτελεί την εκπεμπόμενη από τον Ήλιο ακτινοβολία. Ένα μικρό ποσοστό της (περίπου τα 2 δισεκατομμυριοστά) φτάνει στα ανώτερα όρια της γήινης ατμόσφαιρας και μέρος του χρησιμοποιείται για την εξυπηρέτηση του 99,97% των ενεργειακών αναγκών του συστήματος Γης - ατμόσφαιρας.

2.1 Θερμότητα

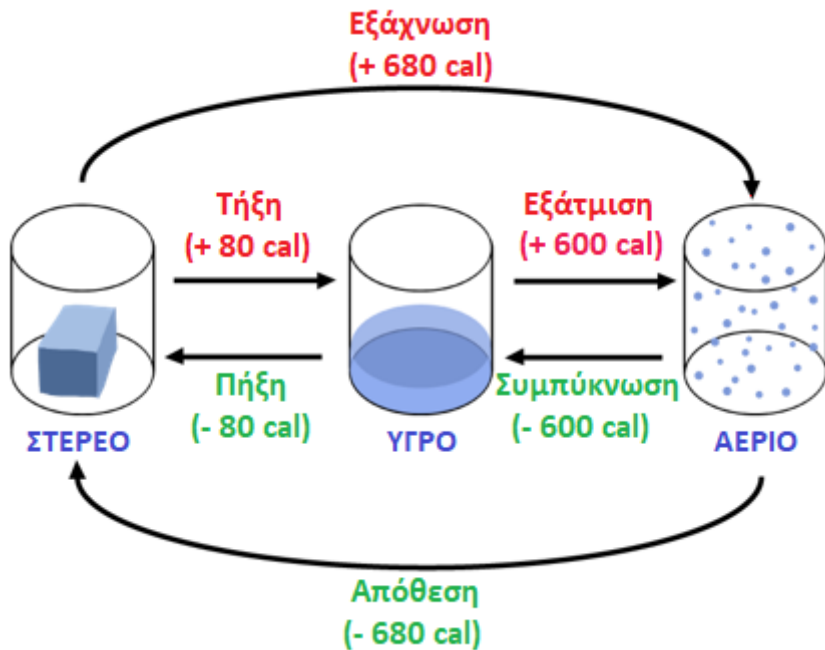
2.1.1 Αισθητή και λανθάνουσα θερμότητα

Η θερμότητα είναι μορφή ενέργειας που ρέει πάντοτε από τα θερμά προς τα ψυχρά σώματα. Με άλλα λόγια, «ροή θερμότητας» καλείται η μεταφορά ενέργειας που συντελείται μόνο όταν υπάρχει διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ δύο σωμάτων. Ως μορφή ενέργειας, η θερμότητα υπόκειται στο 1^ο Θερμοδυναμικό αξίωμα, σύμφωνα με το οποίο, η ενέργεια δεν μπορεί να δημιουργείται ή να καταστρέφεται, παρά μόνο να

αλλάζει μορφές. Σύμφωνα δε με το 2^ο Θερμοδυναμικό αξίωμα, η θερμοκρασία είναι το μέγεθος που καθορίζει τη φορά κατά την οποία ρέει η θερμότητα, καθώς η θερμότητα ρέει πάντοτε από τα σώματα υψηλής θερμοκρασίας προς τα ψυχρότερα σώματα. Το αντίστροφο είναι αδύνατο να συμβεί χωρίς την κατανάλωση έργου.

Εντός της ατμόσφαιρας, η θερμότητα εμφανίζεται με δύο μορφές: α) την αισθητή και β) τη λανθάνουσα. Από την καθημερινή μας εμπειρία γνωρίζουμε ότι η θερμοκρασία ενός σώματος μεταβάλλεται, όταν ρέει θερμότητα μεταξύ αυτού και του περιβάλλοντός του. Η θερμότητα αυτή καλείται «αισθητή». Υπάρχουν, ωστόσο, περιπτώσεις, όπου, ενώ πραγματοποιείται ροή θερμότητας, δεν καταγράφεται μεταβολή της θερμοκρασίας. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται κατά τις μετατροπές φάσης της ύλης. Ειδικά για το νερό, χαρακτηριστικό παράδειγμα μετατροπής φάσης είναι η πήξη, κατά την οποία το νερό μεταβαίνει από την υγρή στη στερεή φάση, η εξάχνωση, κατά την οποία το νερό μεταβαίνει από τη στερεή στην αέρια φάση, η εξάτμιση, κατά την οποία το νερό μεταβαίνει από την υγρή φάση στην αέρια κλπ. Σε κάθε μετατροπή φάσης συντελείται μεταφοράς θερμότητας (από ή προς το περιβάλλον), χωρίς να μεταβάλλεται η θερμοκρασία του νερού. Η θερμότητα αυτή καλείται «λανθάνουσα» (δηλαδή κρυμμένη), σε αντιδιαστολή με την αισθητή, η οποία, όταν ρέει, οδηγεί σε μεταβολή της θερμοκρασίας.

Με βάση το Σχήμα 2.2, για να λιώσει 1 g πάγου, απαιτείται η απορρόφηση από το περιβάλλον 80 cal θερμότητας. Η ενέργεια αυτή δεν χάνεται, αλλά παραμένει «κρυμμένη» μέσα στους μοριακούς δεσμούς και μπορεί να επιστρέψει στο περιβάλλον κατά την αντίστροφη μετατροπή, δηλαδή την πήξη του νερού. Κατά παρόμοιο τρόπο, κάθε φορά που εξατμίζεται 1 g νερού, απορροφάται θερμότητα 600 cal από το περιβάλλον. Η ενέργεια αυτή παραμένει «κρυμμένη» στους υδρατμούς και μπορεί να επιστρέψει στο περιβάλλον κατά τη συμπύκνωσή τους. Με τον τρόπο αυτόν, από τη συμπύκνωση των υδρατμών της ατμόσφαιρας απελευθερώνονται τεράστια ποσά θερμότητας τα οποία τροφοδοτούν με την απαραίτητη ενέργεια τα μετεωρολογικά φαινόμενα.



Σχήμα 2.2: Οι μετατροπές φάσης του νερού και η λανθάνουσα θερμότητα (σε cal) που απορροφάται/εκλύεται από τη μετάβαση 1 g νερού μεταξύ των διαφορετικών φάσεων. Με κόκκινο χρώμα έχουν αποδοθεί οι διεργασίες κατά τις οποίες απορροφάται θερμότητα από το περιβάλλον, ενώ με πράσινο χρώμα δίνονται οι διεργασίες που εκλύουν θερμότητα στο περιβάλλον.

2.1.2 Τρόποι διάδοσης της θερμότητας

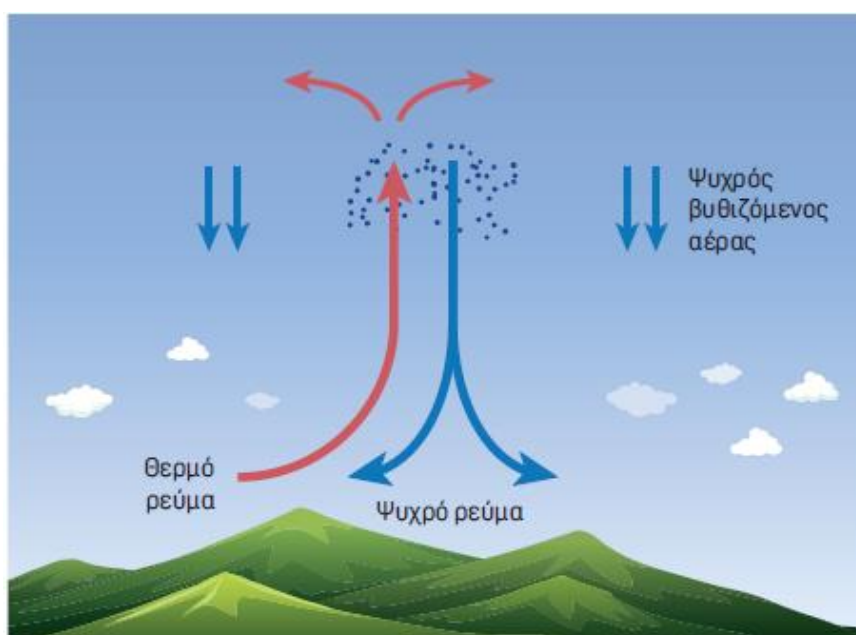
Οι τρόποι με τους οποίους μπορεί να διαδίδεται η θερμότητα είναι τρεις:

- i. αγωγή,
- ii. μεταφορά - δημιουργία ρευμάτων και
- iii. ακτινοβολία.

Κάθε φορά που δύο σημεία ενός σώματος έχουν διαφορετική θερμοκρασία μεταξύ τους, γίνεται διάδοση θερμότητας από το θερμότερο προς το ψυχρότερο, χωρίς ταυτόχρονη μετακίνηση ύλης, μέχρις ότου οι δύο θερμοκρασίες εξισωθούν. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να παρατηρείται τόσο στα στερεά όσο και στα ρευστά (υγρά και αέρια) και ονομάζεται διάδοση θερμότητας μέσω αγωγής. Ειδικά στα ρευστά, η θερμότητα μπορεί να διαδίδεται και με ρεύματα μεταφοράς. Κατά τη μεταφορά, σχηματίζονται ρεύματα και ποσότητες θερμού ρευστού μεταφέρονται σε ψυχρότερες περιοχές του υλικού, τις οποίες και θερμαίνουν. Σε αντίθεση με την αγωγή, η μεταφορά συνοδεύεται από ροή ύλης μέσω των ρευμάτων που αναπτύσσονται. Τέλος, η θερμότητα μπορεί να διαδίδεται με ηλεκτρομαγνητικά κύματα, αφού, όπως είναι γνωστό, το ηλεκτρικό και μαγνητικό τους πεδίο περικλείουν ενέργεια. Κάθε φορά που τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα απορροφώνται από κάποιο σώμα, η ενέργειά τους αυξάνει την εσωτερική του ενέργεια, με αποτέλεσμα τη θέρμανση του σώματος. Εξυπακούεται ότι η διάδοση της θερμότητας με ακτινοβολία μπορεί να συντελείται και στο κενό, αφού τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα δεν απαιτούν κάποιο μέσο για τη διάδοσή τους.

Πίνακας 2.1: Συμβολή των διαφόρων πηγών ενέργειας στη μέση ισχύ που καταγράφεται στην επιφάνεια της Γης.

Πηγή ενέργειας	Μέση Ισχύς (W/m ²)
Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία	240
Γεωθερμία	0,06
Ανθρώπινη δραστηριότητα	0,02
Ενεργειακά σωματίδια	0,001



Σχήμα 2.3: Κατακόρυφα ρεύματα μεταφοράς εντός της ατμόσφαιρας. Ενώ τα κατώτερα στρώματα του αέρα θερμαίνονται δι' αγωγιμότητας, από την επαφή τους με το θερμό έδαφος, οι υπερκείμενες μάζες του αέρα θερμαίνονται μέσω κυκλικών ρευμάτων μεταφοράς θερμότητας.

Όπως ήδη αναφέρθηκε και αποτυπώνεται στον Πίνακα 2.1, η μοναδική πηγή θερμότητας για το σύστημα Γης - ατμόσφαιρας είναι ο Ήλιος. Κατά συνέπεια, η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας διαμορφώνεται άμεσα ή έμμεσα από την ενέργεια που δέχεται η Γη από τον Ήλιο. Ειδικότερα, από την ακτινοβολία του Ήλιου θερμαίνεται το έδαφος (δι' ακτινοβολίας) και στη συνέχεια θερμαίνονται τα κατώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας που βρίσκονται σε επαφή με αυτό (δι' αγωγιμότητας). Καθώς, όμως, τα κατώτερα στρώματα

του αέρα θερμαίνονται ισχυρότερα από τα υπερκείμενα, καθίστανται ελαφρύτερα και μπορούν να ανέρχονται, διαδίδοντας (δια μεταφοράς) θερμότητα σε ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Το κενό που σχηματίζεται αναπληρώνεται από ψυχρό αέρα και έτσι παρατηρείται ένα είδος κυκλικής ροής (Σχήμα 2.3). Ο μηχανισμός αυτός δημιουργεί αστάθεια εντός της ατμόσφαιρας και μπορεί, υπό προϋποθέσεις, να οδηγήσει στον σχηματισμό νεφών και καταιγίδων.

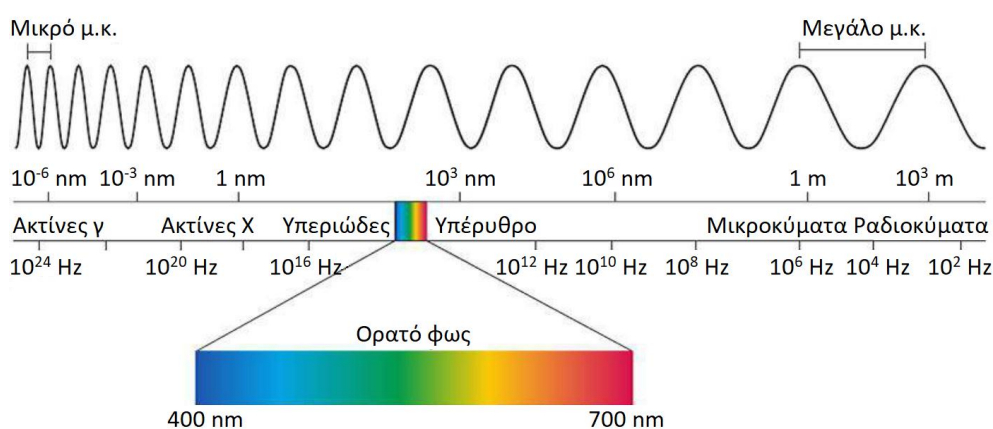
Ρεύματα μεταφοράς μπορούν να δημιουργούνται και κατά την οριζόντια έννοια. Οι ροές αυτές είναι εξαιρετικά σημαντικές για το κλιματικό σύστημα, καθώς συνιστούν τα ωκεάνια και αέρια ρεύματα, που σε πλανητική κλίμακα εξυπηρετούν τη μεταφορά θερμότητας από τις τροπικές περιοχές προς τους πόλους, προκειμένου να εξισορροπηθεί η διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ τους.

2.2 Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία

Η ακτινοβολία που εκπέμπουν τα διάφορα σώματα είναι ηλεκτρομαγνητικά κύματα, στα οποία το ηλεκτρικό και μαγνητικό τους πεδίο είναι κάθετα μεταξύ τους και ταυτόχρονα κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Η ενέργεια αυτής της ακτινοβολίας είναι ακέραιο πολλαπλάσιο μίας στοιχειώδους ποσότητας, που καλείται «κβάντο φωτός» (quantum) ή «φωτόνιο», και είναι ανάλογη της συχνότητας f της ακτινοβολίας. Κατά συνέπεια, η ολική ενέργεια της ακτινοβολίας που αποτελείται από N κβάντα θα είναι:

$$E_{\text{ακτινοβ.}} = N \cdot E_{\text{φωτονίου}} = N \cdot h \cdot f = N \cdot \frac{hc}{\lambda} \quad (2.5)$$

όπου το h παριστάνει τη σταθερά του Planck ($6,62 \times 10^{-34}$ J·s), λ είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και c η ταχύτητα του φωτός στο κενό ($2,998 \times 10^8$ m/s).

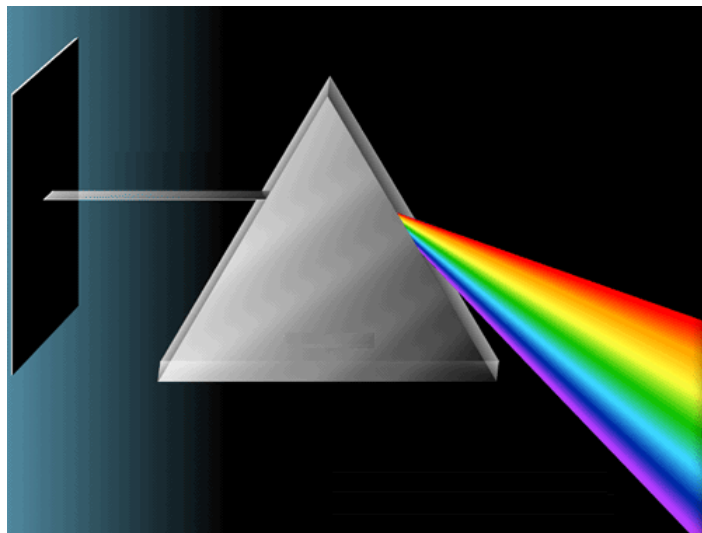


Σχήμα 2.4: Το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Το μήκος κύματος αυξάνεται από τα αριστερά προς τα δεξιά ή αντίστροφα η συχνότητα μειώνεται από τα αριστερά προς τα δεξιά.

Στο Σχήμα 2.4 παρουσιάζεται το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, με το μήκος κύματος να αυξάνεται από τα αριστερά προς τα δεξιά. Τα ραδιοκύματα εμφανίζουν τα μεγαλύτερα μήκη κύματος (ή αντιστρόφως τις μικρότερες συχνότητες). Στον αντίποδα, οι ακτίνες γ έχουν τα μικρότερα μήκη κύματος (ή αντιστρόφως τις μεγαλύτερες συχνότητες). Κατά συνέπεια, οι ακτίνες γ είναι οι πιο επικίνδυνες, καθώς περικλείουν μεγάλα ποσά ενέργειας, ενώ τα ραδιοκύματα είναι τα πιο αβλαβή. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η περιοχή μεταξύ 0,4-0,7 μm , που είναι γνωστή ως «ορατό φως»⁹. Οφείλει το όνομά της στο γεγονός ότι το ανθρώπινο αισθητήριο της όρασης είναι ευαίσθητο σε αυτή την περιοχή και μπορεί να ανιχνεύσει τις συγκεκριμένες συχνότητες. Αν και το ορατό φως αποκαλείται και «λευκό φως», εύκολα μπορεί να αναλυθεί με ένα πρίσμα σε μία σειρά από συνιστώσες, τα χρώματα της ίριδος (Σχήμα 2.5). Εξ αυτών, το

⁹ Πρόκειται για τη μοναδική περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που μπορεί να αντιληφθεί το ανθρώπινο αισθητήριο της όρασης.

ιώδες (μωβ) έχει το μικρότερο μήκος κύματος (0,4 μm) και το ερυθρό το μεγαλύτερο (0,7 μm). Δεξιάτερα του ερυθρού απαντάται η υπέρυθη ακτινοβολία, η οποία μπορεί να χωριστεί σε τρία επιμέρους τμήματα (εγγύς υπέρυθρο: 0,7-4 μm, θερμικό υπέρυθρο: 4-50 μm και μακρινό υπέρυθρο: 50 μm-1 mm). Αριστερότερα του ιώδους βρίσκεται η υπεριώδης ακτινοβολία, που είναι γνωστή για τις βλάβες που προξενεί στους βιολογικούς ιστούς. Διακρίνεται σε υπεριώδη ακτινοβολία A (UVA: 315-400 nm), B (UVB: 280-315 nm) και C (UVC: 100-280 nm).



Σχήμα 2.5: Ανάλυση του λευκού φωτός στις συνιστώσες του, τα γνωστά «χρώματα της ίριδος».

Για τη μελέτη της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, χρησιμοποιείται η έννοια του μελανού σώματος. Πρόκειται για το θεωρητικό κατασκεύασμα του οποίου η επιφάνεια έχει την ιδιότητα να απορροφά πλήρως την προσπίπτουσα ακτινοβολία, ανεξαρτήτως μήκους κύματος. Το μέλαν σώμα βασίζεται στο λεγόμενο «μοντέλο της στενής οπής». Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, αν σε έναν κύβο που είναι κενός και οι εσωτερικές του επιφάνειες μαύρες ανοίξουμε μία στενή (μικρής διαμέτρου) οπή, όλη η εισερχόμενη δια της οπής ακτινοβολία θα παγιδεύεται εντός του κύβου, διότι θα υφίσταται στο εσωτερικό του μεγάλο αριθμό διαδοχικών ανακλάσεων, χωρίς να μπορεί να εξέλθει από την οπή. Επομένως, ως «μέλαν σώμα» ορίζεται το θεωρητικό μοντέλο που εμφανίζει απορροφητικότητα 100% σε κάθε μήκος κύματος. Σε αντιδιαστολή με το μέλαν σώμα, μπορεί να οριστεί το «λευκό σώμα», ένα ακόμη θεωρητικό κατασκεύασμα, το οποίο εμφανίζει 100% ανακλαστικότητα, δηλαδή ανακλά το σύνολο της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, ανεξαρτήτως μήκους κύματος.

Τα πραγματικά σώματα που απαντώνται στη φύση δεν μπορούν να χαρακτηριστούν μελανά ή λευκά, διότι πάντοτε απορροφούν ένα μέρος της προσπίπτουσας σε αυτά ισοτροπικής ακτινοβολίας και ανακλούν κάποιο άλλο, ενώ επιτρέπουν σε ένα τρίτο τμήμα της ακτινοβολίας να διαπερνά τη μάζα τους. Κατά συνέπεια, τα πραγματικά σώματα καλούνται συνήθως «φαιά». Οι διεργασίες αυτές ποσοτικοποιούνται με τρεις συντελεστές. Το ποσοστό α της ακτινοβολίας που απορροφά ένα φαιό σώμα καλείται «απορροφητική ικανότητα» ή «συντελεστής απορρόφησης». Είναι καθαρός αριθμός και πάντοτε μικρότερος της μονάδας. Το ποσοστό r της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που ανακλάται από το φαιό σώμα ονομάζεται «ανακλαστική ικανότητα» ή «συντελεστής ανάκλασης». Είναι, επίσης, καθαρός αριθμός και πάντοτε μικρότερος της μονάδας. Τέλος, το ποσοστό t της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που διαπερνά το σώμα λέγεται «συντελεστής διαφάνειας». Η τιμή των συντελεστών αυτών δεν είναι σταθερή, αλλά εξαρτάται από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και από τη φύση/είδος της επιφάνειας στην οποία προσπίπτει η ακτινοβολία. Οι τρεις συντελεστές συνδέονται με τη σχέση:

$$\alpha + r + t = 1 \quad (2.6)$$

Εξυπακούεται ότι για το μέλαν σώμα ισχύει $\alpha = 1$, ενώ για το λευκό σώμα $r = 1$.

2.2.1 Οι νόμοι της ακτινοβολίας

Οι νόμοι της ακτινοβολίας βασίζονται στην υπόθεση του μέλανος σώματος. Κατ' επέκταση, όμως, εφαρμόζονται για όλα τα πραγματικά (φαιά) σώματα.

2.2.1.1 Ο νόμος του Kirchhoff

Ας υποθέσουμε ότι σε ένα σώμα που βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία με το περιβάλλον του προσπίπτει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία $E_{\text{προσπ.}}$. Αν ο συντελεστής απορρόφησης του σώματος, όπως ορίστηκε παραπάνω, είναι α , το σώμα θα απορροφήσει ενέργεια $E_{\text{απορ}}$, ίση με:

$$E_{\text{απορ.}} = \alpha E_{\text{προσπ.}} \quad (2.7)$$

Καθώς το σώμα βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία, πρέπει να εκπέμπει όλη την ενέργεια που απορρόφησε. Αν πρόκειται για το μέλαν σώμα, η ενέργεια που θα εκπεμφθεί είναι ίση με αυτή που απορροφήθηκε. Στα πραγματικά σώματα ο λόγος $E_{\text{απορ.}}/E_{\text{προσπ.}}$ ονομάζεται «συντελεστής εκπομπής» και συμβολίζεται με το γράμμα ε . Επομένως, ο συντελεστής εκπομπής είναι ο λόγος της ενέργειας που εκπέμπει το σώμα προς αυτή που θα εξέπεμπε, αν ήταν μέλαν. Σύμφωνα με τον νόμο του Kirchhoff, θα ισχύει:

$$\alpha = \varepsilon \quad (2.8)$$

Αυτό σημαίνει ότι τα σώματα που απορροφούν περισσότερο σε ένα ορισμένο μήκος κύματος εκπέμπουν, επίσης, περισσότερο στο συγκεκριμένο μήκος κύματος. Με άλλα λόγια, σώματα που είναι καλοί απορροφητές θα είναι και καλοί εκπομποί ακτινοβολίας, όπως το μέλαν σώμα. Σύμφωνα με μία άλλη διατύπωση, τα αέρια απορροφούν μόνο εκείνες τις ακτινοβολίες που μπορούν να εκπέμψουν, όταν βρίσκονται σε κατάσταση διέγερσης.

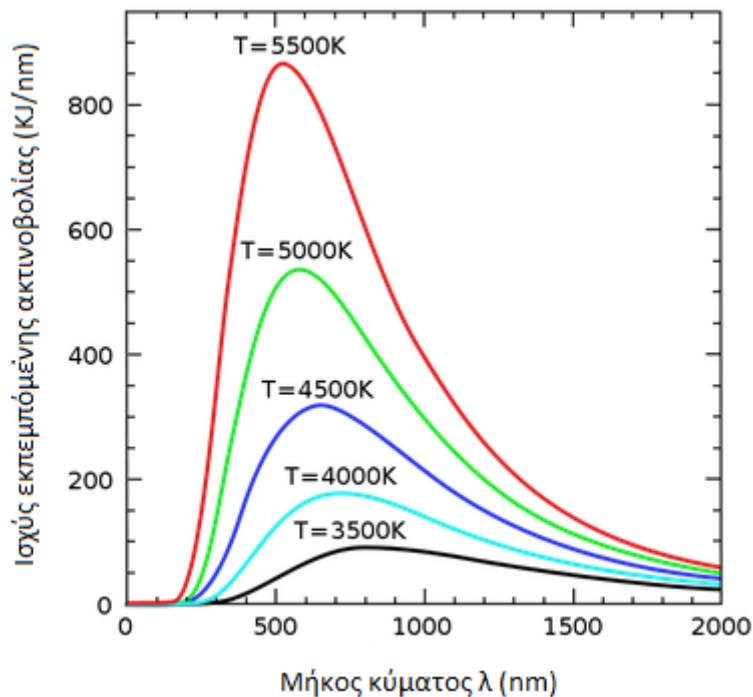
Καθώς η επιφάνεια της Γης και ο Ήλιος μπορούν να απορροφούν και να εκπέμπουν εξίσου καλά την ακτινοβολία, μπορούν με ικανοποιητική προσέγγιση να θεωρηθούν μελανά σώματα. Όμως, συχνά απαντώνται σώματα που είναι επιλεκτικοί απορροφητές (άρα και επιλεκτικοί εκπομποί) της ακτινοβολίας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν ορισμένα από τα αέρια της ατμόσφαιρας, που λειτουργούν ως θερμοκηπικά αέρια (βλ. παρακάτω). Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι η ατμόσφαιρα είναι σχεδόν «διάφανη» για ορισμένα μήκη κύματος ακτινοβολίας (δηλαδή επιτρέπει όλη σχεδόν την ακτινοβολία των συγκεκριμένων μηκών κύματος να διαπερνά τη μάζα της, απορροφώντας μόνο ένα πολύ μικρό τμήμα της), αλλά είναι «αδιάφανη» για κάποια άλλα μήκη κύματος (δηλαδή απορροφά σχεδόν πλήρως αυτή την ακτινοβολία).

2.2.1.2 Ο νόμος του Planck

Ο νόμος του Planck ορίζει ότι η μονοχρωματική ακτινοβολία που εκπέμπει ένα μέλαν σώμα εξαρτάται από τη θερμοκρασία του και το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, δηλαδή:

$$E_{\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} \quad (2.9)$$

όπου με λ δίνεται το μήκος κύματος (σε μm), T είναι η απόλυτη θερμοκρασία (σε K) και τα c_1 και c_2 είναι σταθερές, με τιμή $3,742 \times 10^{-16} \text{ Wm}^2$ και $1,439 \times 10^{-2} \text{ mK}$, αντίστοιχα. Στο Σχήμα 2.6 απεικονίζεται η ισχύς εκπομπής της μονοχρωματικής ακτινοβολίας ως συνάρτηση του μήκους κύματος για διαφορετικές τιμές θερμοκρασίας.



Σχήμα 2.6: Η ισχύς εκπομπής της μονοχρωματικής ακτινοβολίας ως συνάρτηση του μήκους κύματος για διαφορετικές τιμές θερμοκρασίας.

2.2.1.3 Ο νόμος των Stefan-Boltzmann

Ο νόμος των Stefan-Boltzmann προσδιορίζει την ολική ισχύ E που εκπέμπεται από τη μονάδα επιφάνειας του μέλανος σώματος στη μονάδα του χρόνου. Αποτελεί συνέπεια του νόμου του Planck, από τον οποίο μπορεί να ληφθεί με ολοκλήρωση ως εξής:

$$E = \int_0^{\infty} \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/\lambda T} - 1)} d\lambda \quad (2.10)$$

Θέτοντας

$$\frac{c_2}{\lambda T} = x$$

παίρνουμε:

$$E = -\frac{c_1}{c_2^4} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (2.11)$$

Για το ολοκλήρωμα, ισχύει:

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = -\frac{\pi^4}{15} \quad (2.12)$$

Επομένως:

$$E = \frac{c_1 \pi^4}{15c_2^4} \cdot T^4 \quad (2.13)$$

από όπου παίρνουμε τη μαθηματική διατύπωση του νόμου των Stefan-Boltzmann:

$$E = \sigma T^4 \quad (2.14)$$

με το σ να είναι η σταθερά του Boltzmann ($5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$). Συχνά, χρησιμοποιείται και η απλουστευμένη μορφή του νόμου των Stefan-Boltzmann που δίνεται από τη σχέση:

$$E = 5,7 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad (2.15)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω, κάθε μέλαν σώμα, ανεξαρτήτως θερμοκρασίας, εκπέμπει θερμική ακτινοβολία, η οποία είναι ανάλογη της τέταρτης δύναμης της απόλυτης θερμοκρασίας του. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι όχι μόνο τα θερμά αλλά και τα ψυχρά σώματα ακτινοβολούν, υπό την προϋπόθεση ότι έχουν θερμοκρασία μεγαλύτερη από αυτή του απολύτου μηδενός, δηλαδή $> -273 \text{ }^\circ\text{C}$. Ωστόσο, τα θερμότερα σώματα εκπέμπουν συνολικά περισσότερη ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας σε σχέση με τα ψυχρότερα, καθώς το εμβαδόν που περικλείεται από τις καμπύλες του Σχήματος 2.6 αυξάνεται, όταν αυξάνεται η θερμοκρασία της πηγής. Για παράδειγμα, ο Ήλιος, που έχει μέση θερμοκρασία επιφάνειας περίπου 6000 K, εκπέμπει σύμφωνα με τη Σχέση (2.13) ακτινοβολία $73.483.200 \text{ W/m}^2$ το δευτερόλεπτο, ενώ η Γη, που έχει μέση θερμοκρασία επιφάνειας περίπου 300 K, εκπέμπει μόνο 459 W/m^2 ανά δευτερόλεπτο.

2.2.1.4 Ο νόμος μετατόπισης του Wien

Σύμφωνα με το Σχήμα 2.6, αυξανόμενης της θερμοκρασίας, το μέγιστο της ισχύς της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας μετατοπίζεται προς τα αριστερά, δηλαδή προς τα μικρότερα μήκη κύματος. Αποδεικνύεται ότι οι τιμές του λ που αντιστοιχούν στο μέγιστο της εκπομπής μεταβάλλονται σύμφωνα με τη σχέση:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2.897,8 \text{ (σε } K \cdot \mu\text{m)} \quad (2.16)$$

Επομένως, το γινόμενο της απόλυτης θερμοκρασίας T του μέλανος σώματος επί το μήκος κύματος λ_{\max} που αντιστοιχεί στο μέγιστο της εκπεμπόμενης ισχύος είναι σταθερό. Επιπρόσθετα, αν στον νόμο του Planck θέσουμε:

$$\lambda = \lambda_{\max} = \frac{c_2}{5T} \quad (2.17)$$

προκύπτει ότι η μέγιστη ισχύς $E_{\lambda, \max}$ είναι ανάλογη της πέμπτης δύναμης της απόλυτης θερμοκρασίας του σώματος, δηλαδή:

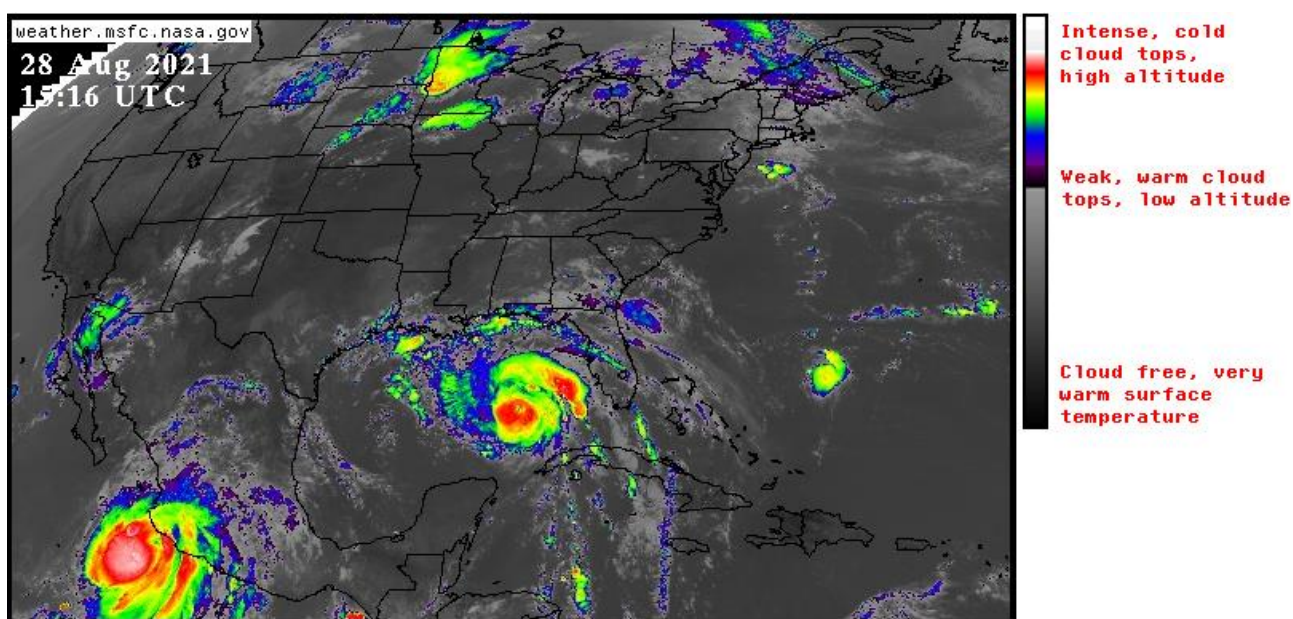
$$E_{\lambda, \max} = 1,3 \left(\frac{T}{10} \right)^5 \quad (2.18)$$

με την $E_{\lambda, \max}$ να μετριέται σε $\text{W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}$ και τη θερμοκρασία σε K.

Από τα παραπάνω, συμπεραίνουμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η θερμοκρασία ενός σώματος, τόσο μικρότερο είναι το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στο μέγιστο της εκπομπής του. Κατά συνέπεια, ο Ήλιος, που έχει μέση θερμοκρασία επιφάνειας περίπου 6000 K, εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας του στα 0,5

μη, δηλαδή στην περιοχή του ορατού. Από την άλλη μεριά, η Γη, με μέση θερμοκρασία επιφάνειας περίπου 288 K, εκπέμπει τη μέγιστη ακτινοβολία της περίπου στα 10 μm, δηλαδή στην περιοχή του υπέρυθρου. Έτσι, η ηλιακή ακτινοβολία συχνά καλείται «ακτινοβολία μικρού μήκους κύματος», σε αντίθεση με τη γήινη που λέγεται «ακτινοβολία μακρού μήκους κύματος».

Μία ενδιαφέρουσα εφαρμογή των παραπάνω είναι η ερμηνεία των δορυφορικών εικόνων υπέρυθρου. Σε αυτές αποτυπώνεται η ακτινοβολία που εκπέμπουν οι διάφορες επιφάνειες, όπως τα νέφη, οι υδάτινες μάζες και το έδαφος. Καθώς η ακτινοβολία που εκπέμπει ένα σώμα εξαρτάται από τη θερμοκρασία του, τα θερμότερα σώματα εκπέμπουν σε μικρά μήκη κύματος, σε αντίθεση με τα ψυχρά που εκπέμπουν σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Με βάση αυτή την αρχή, μία δορυφορική εικόνα υπέρυθρου μπορεί να αποκαλύψει την παρουσία καταιγιδοφόρων νεφών στην ατμόσφαιρα. Η άνω επιφάνεια στα νέφη κατακόρυφης ανάπτυξης, που είναι γνωστό ότι συνδέονται με φαινόμενα ισχυρού υετού, είναι ψυχρότερη σε σχέση με αυτή της χαμηλής νέφωσης, με αποτέλεσμα να αποτυπώνεται με μεγαλύτερα μήκη κύματος ακτινοβολίας σε μία εικόνα υπέρυθρου. Έτσι, αποκαλύπτονται περιοχές όπου σημειώνονται ισχυρές καταιγίδες (Σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7: Δορυφορική εικόνα υπέρυθρου, όπου το έδαφος και η χαμηλή νέφωση διακρίνονται από τις ψυχρές κορυφές των νεφών κατακόρυφης ανάπτυξης. Στις περιοχές αυτές είναι πιθανό να σημειώνονται φαινόμενα ισχυρού υετού (Πηγή: NASA George C. Marshall Space Flight Center Earth Science Branch in Huntsville, Alabama).

Σε αντίθεση με τις δορυφορικές εικόνες στο ορατό, οι εικόνες υπέρυθρου μπορούν να ληφθούν ακόμη και κατά τη διάρκεια της νύχτας. Στην ιδιότητα αυτή στηρίζεται και η λειτουργία μίας θερμικής κάμερας, με την οποία μπορούν να ανιχνεύονται κινήσεις σωμάτων κατά τη διάρκεια της νύχτας.

2.3 Η ηλιακή ακτινοβολία

Ο Ήλιος είναι ένας από τους 2×10^{11} αστέρες του γαλαξία μας. Αν και συγκρινόμενος με τους υπόλοιπους αστέρες του γαλαξία δεν είναι παρά μέτριος σε διαστάσεις, στην κλίμακα του ηλιακού μας συστήματος είναι μάλλον γιγαντιαίος. Έχει διάμετρο 109 φορές μεγαλύτερη από αυτή της Γης, ενώ ο όγκος του είναι $1,25 \times 10^6$ φορές μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο της Γης.

Η ακτινοβολία που δέχεται η Γη από τον Ήλιο προέρχεται από τα εξωτερικά στρώματά του, τη λεγόμενη «ηλιακή ατμόσφαιρα». Η ηλιακή ατμόσφαιρα χωρίζεται σε τρεις στοιβάδες, που είναι (από μέσα προς τα έξω):

- i. η φωτόσφαιρα,
- ii. η χρωμόσφαιρα και
- iii. το στέμμα.

Προέκταση της ηλιακής ατμόσφαιρας θεωρείται ο ηλιακός άνεμος, το μεσοπλανητικό διάστημα και το μεσοαστρικό διάστημα, μέχρι τις αποστάσεις εκείνες όπου οι ιδιότητες του διαστήματος αρχίζουν να επηρεάζουν τις φυσικές ιδιότητες της μεσοαστρικής ύλης σε μεγαλύτερο βαθμό από τον Ήλιο. Η περιοχή αυτή είναι γνωστή ως «ηλιόσφαιρα».

Η φωτόσφαιρα είναι μία λεπτή στοιβάδα πάχους 400 Km περίπου, από την οποία εκλύεται το σύνολο σχεδόν της ορατής ακτινοβολίας. Η φωτόσφαιρα είναι ορατή σε λευκό φως και ανιχνεύεται από το ανθρώπινο μάτι ως φωτεινός δίσκος. Η χρωμόσφαιρα, από την άλλη μεριά, είναι 10^3 - 10^4 φορές αραιότερη από τη φωτόσφαιρα και έχει πάχος 8000-10.000 Km. Λόγω της ασθενούς ακτινοβολίας της, που είναι μερικά χιλιοστά μόνο της αντίστοιχης της φωτόσφαιρας, είναι ορατή μόνο σε μονοχρωματικό φως. Ωστόσο, κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, όταν ο ηλιακός δίσκος καλύπτεται από τον σεληνιακό, γίνεται ορατή για λίγα δευτερόλεπτα πριν και μετά την ολική φάση ως ένας ροζ δακτύλιος γύρω από τον σεληνιακό δίσκο. Στο χρώμα αυτό οφείλει και το όνομά της. Το στέμμα, που αποτελεί την εξωτερική στοιβάδα της ηλιακής ατμόσφαιρας, βρίσκεται σε εξαιρετικά αραιή κατάσταση. Έτσι, η λαμπρότητά του αντιστοιχεί μόλις στο ένα εκατομμυριοστό της αντίστοιχης της φωτόσφαιρας, περίπου όση είναι και η λαμπρότητα της Σελήνης κατά την πανσέληνο. Κατά συνέπεια, δεν μπορεί να παρατηρηθεί παρά μόνο κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, οπότε εμφανίζεται γύρω από τον Ήλιο ως μία φωτεινή άλως.

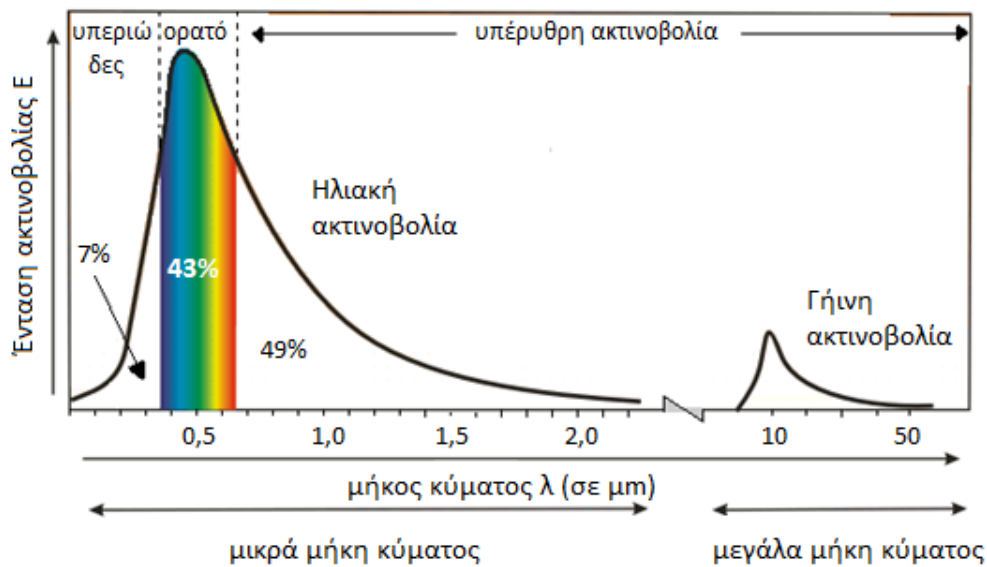
Το ηλιακό φάσμα είναι φάσμα απορρόφησης και η ορατή περιοχή του περιλαμβάνει άνω των 10.000 γραμμών. Οι περισσότερες από αυτές προέρχονται από τη φωτόσφαιρα, αλλά οι πιο έντονες είναι χρωμοσφαιρικές. Επομένως, ο Ήλιος δεν είναι μέλαν σώμα. Επιπρόσθετα, στην επιφάνειά του απαντώνται κηλίδες¹⁰ και στίγματα, που σημαίνει ότι υπάρχουν περιοχές ελάχιστης και μέγιστης εκπομπής. Ωστόσο, στην πράξη κάνουμε τις εξής παραδοχές:

- Ο Ήλιος ακτινοβολεί ως μέλαν σώμα.
- Ο ρυθμός εκπομπής της ηλιακής ακτινοβολίας είναι σταθερός από όλη την επιφάνειά του.

Πίνακας 2.2: Το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας του Ήλιου.

Φασματική περιοχή	Είδος ακτινοβολίας
$\lambda < 1 \text{ nm}$	Ακτίνες X και γ
1 nm - 200 nm	Άκρο υπεριώδες
200 nm - 315 nm	Μέσο υπεριώδες
315 nm - 380 nm	Κοντινό υπεριώδες
380 nm - 720 nm	Ορατό
720 nm - 1500 nm	Κοντινό υπέρυθρο
1,5 μm - 5,6 μm	Μέσο υπέρυθρο
5,6 μm - 1000 μm	Άκρο υπέρυθρο
$\lambda > 1000 \mu\text{m}$	Μικροκύματα

¹⁰ «Κηλίδες» ονομάζονται οι σκοτεινοί σχηματισμοί της φωτόσφαιρας, που μπορούν να εκτείνονται και στα υπερκείμενα στρώματα. Έχουν μικρότερη θερμοκρασία από αυτή της φωτόσφαιρας και μαγνητικό πεδίο της τάξης των 1000 Gauss. Εμφανίζονται συνήθως κατά ομάδες και ο αριθμός τους μεταβάλλεται περιοδικά με τον χρόνο, με μέση περίοδο 11 ετών (11-ετής κύκλος). Σε κάθε κύκλο, η πολικότητα των κηλίδων αναστρέφεται, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός ακόμη κύκλου, 22-ετούς διάρκειας.



Σχήμα 2.8: Φάσματα εκπομπής της ηλιακής και γήινης ακτινοβολίας.

Σύμφωνα με τον Πίνακα 2.2, ο Ήλιος εκπέμπει σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Η περιοχή, όμως, με το μεγαλύτερο ενδιαφέρον βρίσκεται μεταξύ:

$$0,3 \mu m < \lambda < 1,2 \mu m \quad (2.19)$$

Σημειώνεται ότι η εκπομπή δεν είναι ομοιόμορφη για όλα τα μήκη κύματος. Περισσότερο από το 95% της ηλιακής ακτινοβολίας εντοπίζεται στην περιοχή μεταξύ 0,1-2,5 μm. Το 43% περίπου αυτής είναι ορατό φως, το 49% υπέρυθρη ακτινοβολία, το 7% υπεριώδης ακτινοβολία και λιγότερο από το 1% είναι ακτίνες γ, Χ και ραδιοκύματα (Σχήμα 2.8).

2.3.1 Ηλιακή σταθερά

Η ηλιακή ακτινοβολία διανύει την απόσταση Γης - Ήλιου σε περίπου 8 min. Η ηλιακή σταθερά I_0 εκφράζει την ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας που μετρείται στην κορυφή της ατμόσφαιρας, τη χρονική στιγμή που Γη και Ήλιος βρίσκονται στο μέσον της μεταξύ τους απόστασης. Πρόκειται για την ολοφασματική ηλιακή ακτινοβολία που διαπερνά κάθετα επιφάνεια 1 cm^2 σε χρόνο 1 min, όταν η Γη απέχει από τον Ήλιο απόσταση $R_0 = 149,5 \times 10^6 \text{ Km}$. Η ηλιακή σταθερά μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$I_0 = \int_0^{\infty} W_{\lambda} d\lambda \quad (2.20)$$

όπου το W_{λ} ισούται με:

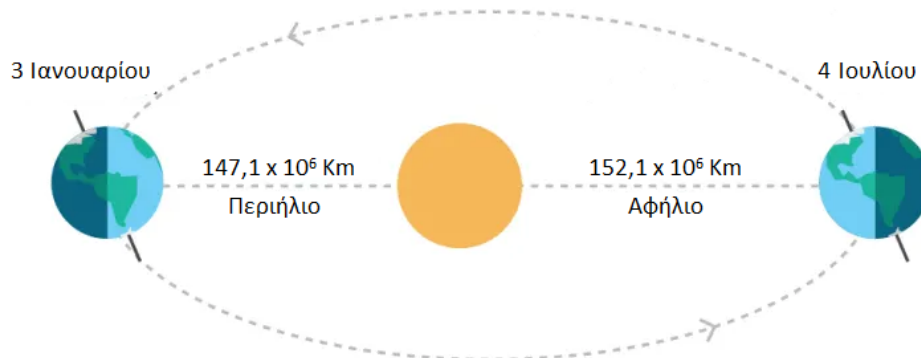
$$W_{\lambda} = E_{\lambda} \left(\frac{R_H}{R_0} \right)^2 \quad (2.21)$$

Στην παραπάνω σχέση, R_H είναι η ακτίνα του Ήλιου (περίπου $6,96 \times 10^8 \text{ m}$). Εφαρμόζοντας τον νόμο των Stefan-Boltzmann, η Σχέση (2.21) μετασχηματίζεται σε:

$$I_0 = \sigma T_H^4 \left(\frac{R_H}{R_0} \right)^2 \quad (2.22)$$

όπου T_H είναι η θερμοκρασία της φωτόσφαιρας του Ήλιου (5798 K) και σ η σταθερά Boltzmann. Αντικαθιστώντας τις τιμές, η I_0 υπολογίζεται στα 1380 W/m² περίπου. Στο ίδιο αποτέλεσμα μπορούμε να καταλήξουμε, αν θυμηθούμε ότι η συνολική ισχύς P που εκπέμπεται από την επιφάνεια του Ήλιου προς το διάστημα είναι $3,91 \times 10^{26}$ W. Η ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας που φτάνει στην επιφάνεια της Γης είναι:

$$I_0 = \frac{P}{4\pi R_0^2} = \frac{3,91 \cdot 10^{26} \text{ W}}{4\pi (1,5 \cdot 10^{11})^2 \text{ m}^2} = 1380 \text{ W / m}^2 \quad (2.23)$$



Σχήμα 2.9: Καθώς η Γη διαγράφει ελλειπτική τροχιά γύρω από τον Ήλιο, η απόσταση μεταξύ Γης και Ηλίου δεν είναι σταθερή, αλλά μεταβάλλεται μεταξύ δύο ακραίων τιμών που είναι γνωστές ως «περιήλιο» και «αφήλιο».

Στους παραπάνω υπολογισμούς, θεωρήσαμε ότι η απόσταση Γης - Ήλιου είναι σταθερή. Όμως, στην πραγματικότητα αυτό δεν ισχύει, καθώς η τροχιά που διαγράφει η Γη γύρω από τον Ήλιο είναι ελλειπτική (Σχήμα 2.9). Στις 4 Ιουλίου¹¹ κάθε έτους, η Γη βρίσκεται στο αφήλιο, δηλαδή απέχει από τον Ήλιο τη μέγιστη δυνατή απόσταση ($152,1 \times 10^6$ Km). Η απόσταση Γης - Ήλιου γίνεται ελάχιστη ($147,1 \times 10^6$ Km) στις 3 Ιανουαρίου¹² κάθε έτους, όταν η Γη βρίσκεται στο περιήλιο. Επομένως, η I_0 θα υπόκειται σε διακύμανση. Με βάση τη γνωστή σχέση της φωτομετρίας, θα είναι:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \quad (2.24)$$

όπου R είναι η απόσταση Γης - Ήλιου μία τυχαία χρονική στιγμή και I η τιμή της ηλιακής σταθεράς που αντιστοιχεί σε αυτή την απόσταση. Λαμβάνοντας υπόψη ότι:

$$R_{\text{αφηλίου}} = 1,017R_0 \quad (2.25)$$

¹¹ Πρόκειται για το λεγόμενο «Θερινό Ηλιοστάσιο» του Β. Ημισφαιρίου. Τη χρονική αυτή στιγμή, που αποτελεί την έναρξη του καλοκαιριού για το Β. Ημισφαίριο, οι ακτίνες του Ήλιου προσπίπτουν κάθετα στον Τροπικό του Καρκίνου (δηλαδή την παράλληλο των 23,5 °B).

¹² Οι ακτίνες του Ήλιου είναι κάθετες στον Τροπικό του Αιγόκερω (δηλαδή την παράλληλο των 23,5 °N). Η χρονική αυτή στιγμή σηματοδοτεί την έναρξη του χειμώνα για το Β. Ημισφαίριο και είναι γνωστή ως «Χειμερινό Ηλιοστάσιο» του Β. Ημισφαιρίου. Εξυπακούεται ότι για το Ν. Ημισφαίριο η συγκεκριμένη ημερομηνία σηματοδοτεί την έναρξη του καλοκαιριού.

και

$$R_{\text{περιηλίου}} = 0,983R_0 \quad (2.26)$$

η ηλιακή σταθερά παίρνει τις τιμές:

$$I_{\text{αφηλίου}} = 0,967I_0 \quad (2.27)$$

και

$$I_{\text{περιηλίου}} = 1,035I_0 \quad (2.28)$$

Ο Πίνακας 2.3 παρουσιάζει την ενδοετήσια μεταβολή στην ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας στο άνω όριο της ατμόσφαιρας και την αντίστοιχη τιμή της ηλιακής σταθεράς. Από τις τιμές του πίνακα διαφαίνεται ότι η ηλιακή σταθερά κυμαίνεται μεταξύ 1321 W/m^2 (στο αφήλιο) και 1413 W/m^2 (στο περιήλιο).

Πίνακας 2.3: Η ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας στο άνω όριο της ατμόσφαιρας, η (%) απόκλιση από τη μέση τιμή (1968 ly/min) και η ηλιακή σταθερά κατά τη διάρκεια του έτους.

Ημερομηνία	Ένταση ηλιακής ακτινοβολίας (ly/min)	Απόκλιση (%) της έντασης από τη μέση τιμή	Ηλιακή σταθερά (W/m^2)
1 ^η Ιανουαρίου	2,025	+ 3,3	1413,05
16 ^η Ιανουαρίου	2,023	+ 3,2	1411,65
1 ^η Φεβρουαρίου	2,017	+ 2,9	1407,46
16 ^η Φεβρουαρίου	2,007	+ 2,4	1400,48
1 ^η Μαρτίου	1,995	+ 1,8	1392,11
16 ^η Μαρτίου	1,980	+ 1,0	1381,64
1 ^η Απριλίου	1,970	+ 0,1	1374,67
16 ^η Απριλίου	1,954	- 0,7	1363,50
1 ^η Μαΐου	1,931	- 1,5	1347,45
16 ^η Μαΐου	1,914	- 2,3	1335,59
1 ^η Ιουνίου	1,903	- 2,9	1327,91
16 ^η Ιουνίου	1,897	- 3,2	1323,73
1 ^η Ιουλίου	1,893	- 3,4	1320,94
16 ^η Ιουλίου	1,895	- 3,3	1322,33
1 ^η Αυγούστου	1,901	- 3,0	1326,52
16 ^η Αυγούστου	1,911	- 2,5	1333,50
1 ^η Σεπτεμβρίου	1,925	- 1,8	1343,27
16 ^η Σεπτεμβρίου	1,940	- 1,0	1353,73
1 ^η Οκτωβρίου	1,956	- 0,2	1364,90
16 ^η Οκτωβρίου	1,973	+ 0,7	1376,76
1 ^η Νοεμβρίου	1,989	+ 1,5	1387,92
16 ^η Νοεμβρίου	2,003	+ 2,2	1397,69
1 ^η Δεκεμβρίου	2,015	+ 2,8	1406,07
16 ^η Δεκεμβρίου	2,025	+ 3,3	1413,05

Η ηλιακή σταθερά μπορεί, επίσης, να εμφανίζει διακύμανση της τάξης του $\pm 0,1\%$ (περίπου $\pm 1,5 \text{ W/m}^2$) εξαιτίας των μεταβολών στη δραστηριότητα του Ηλίου (με την εμφάνιση κηλίδων στην επιφάνειά του), αλλά και εξαιτίας των μεταβολών της εκκεντρότητας της Γης, δηλαδή του μεγέθους που εκφράζει την απόκλιση της τροχιάς της Γης γύρω από τον Ήλιο από έναν τέλειο κύκλο. Η τελευταία οφείλεται στη βαρυτική δύναμη που ασκούν στη Γη οι δύο μεγαλύτεροι πλανήτες του ηλιακού μας συστήματος, ο Δίας και ο Κρόνος και έχει ως αποτέλεσμα η τροχιά της Γης γύρω από τον Ήλιο να μεταβάλλεται από λιγότερο σε περισσότερο

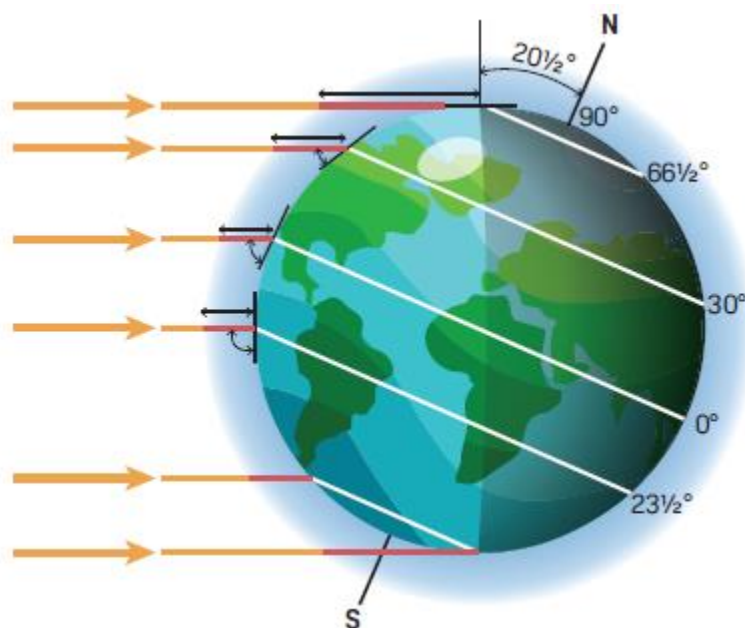
ελλειπτική. Καθώς, όμως, η διακύμανση αυτή συντελείται σε κλίμακες χρόνου της τάξης των 90.000-100.000 ετών, δεν θα μας απασχολήσει εδώ.

2.3.2 Ανάκλαση της ηλιακής ακτινοβολίας

Σε πλανητική κλίμακα, το ήμισυ περίπου της ηλιακής ακτινοβολίας που φτάνει στο άνω όριο της ατμόσφαιρας τη διαπερνά και απορροφάται από την επιφάνεια της Γης, την οποία θερμαίνει. Το 30% περίπου της ηλιακής ακτινοβολίας επιστρέφει στο διάστημα, μετά από ανάκλαση ή σκέδαση, διατηρώντας αμετάβλητο το μήκος κύματός της. Ειδικότερα, το 20% της ακτινοβολίας που χάνεται προς το διάστημα ανακλάται από τα νέφη, το 5% ανακλάται από την επιφάνεια του εδάφους (κυρίως από το νερό και τον πάγο) και το 5% σκεδάζεται προς τα πίσω. Το υπόλοιπο 20% απορροφάται από τα νέφη και τα διάφορα ατμοσφαιρικά αέρια και σωματίδια, με αποτέλεσμα τη θέρμανση της ατμόσφαιρας.

Το ποσοστό της ανακλώμενης προς τη συνολικά εισερχόμενη ηλιακή ακτινοβολία καλείται “albedo” (ή ανακλαστικότητα/λευκαύγεια). Η τιμή της ανακλαστικότητας σε πλανητική κλίμακα αγγίζει το 30% περίπου, ωστόσο μεταβάλλεται από περιοχή σε περιοχή, ανάλογα με:

- την παρατηρούμενη νεφοκάλυψη,
- τη συγκέντρωση των σωματιδίων στην ατμόσφαιρα,
- τη γωνία πρόσπτωσης των ακτίνων του Ηλίου και
- το είδος των επιφανειών όπου προσπίπτει η ακτινοβολία.



Σχήμα 2.10: Η διαδρομή που διανύει η ηλιακή ακτινοβολία μέσα στην ατμόσφαιρα για διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης. Για οξείες γωνίες πρόσπτωσης, η απόσταση που διανύει η ακτινοβολία εντός της ατμόσφαιρας είναι πολλαπλάσια αυτής που αντιστοιχεί σε ορθή γωνία πρόσπτωσης.

Ειδικότερα, η ηλιακή ακτινοβολία που προσπίπτει κάθετα στο έδαφος έχει διανύσει απόσταση ίση με το πάχος μίας ατμόσφαιρας. Όταν, όμως, η γωνία πρόσπτωσης είναι $< 90^\circ$, η απόσταση που διανύει η ακτινοβολία μέσα στην ατμόσφαιρα είναι μεγαλύτερη (Σχήμα 2.10). Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι η ηλιακή ακτινοβολία θα υποστεί μεγαλύτερη εξασθένηση προτού φτάσει στο έδαφος, αφού η πιθανότητα να ανακλαστεί/σκεδαστεί εντός της ατμόσφαιρας είναι πολλαπλάσια. Έτσι, η τιμή του albedo αυξάνεται και γίνεται μέγιστη για γωνία πρόσπτωσης ίση με 0° , όπως για παράδειγμα συμβαίνει λίγο πριν τη δύση/ανατολή του Ηλίου, που η ηλιακή ακτινοβολία διανύει απόσταση ίση με 45 ατμόσφαιρες μέχρι να φτάσει στο έδαφος (Πίνακας 2.4).

Πίνακας 2.4: Γωνία πρόσπτωσης και απόσταση (σε ατμόσφαιρες) που διανύει η ηλιακή ακτινοβολία προτού φτάσει στο έδαφος.

Γωνία πρόσπτωσης (σε °)	Διανυόμενη απόσταση (σε ατμόσφαιρες)
90	1,00
80	1,02
70	1,06
60	1,15
50	1,31
40	1,56
30	2,00
20	2,92
10	5,70
5	10,80
0	45,00

Στον Πίνακα 2.5 δίνεται η τιμή της ανακλαστικότητας για διαφορετικές επιφάνειες. Σε αντίθεση με το χιόνι και τα πυκνά νέφη, που έχουν υψηλές τιμές ανακλαστικότητας, το σκουρόχρωμο έδαφος παρουσιάζει μικρότερη ανακλαστικότητα, με αποτέλεσμα να απορροφά το μεγαλύτερο μέρος της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας¹³.

Ενδιαφέρουσα εφαρμογή των παραπάνω είναι οι δορυφορικές εικόνες στο ορατό. Σε αυτές μπορεί να αποτυπώνεται το albedo, καθώς φωτογραφίζουν την ένταση του ορατού φωτός που ανακλάται από την κορυφή των νεφών και το έδαφος. Με εξαίρεση τον πάγο και τις χιονοσκεπείς επιφάνειες, το albedo της χέρσου και των υδάτινων μαζών είναι μικρό. Αντιθέτως, το albedo των νεφών είναι υψηλό. Επομένως, σε μία δορυφορική εικόνα στο ορατό είναι εύκολο να διακρίνει κανείς τα νέφη από την επιφάνεια του εδάφους. Βεβαίως, το ποσοστό της ακτινοβολίας που ανακλάται από τα νέφη δεν είναι σταθερό, με τα πυκνά νέφη να εμφανίζουν μεγαλύτερο albedo και να αποτυπώνονται φωτεινότερα στη δορυφορική εικόνα. Η πιθανότητα εμφάνισης υετού στις περιοχές αυτές είναι μεγάλη.

Πίνακας 2.5: Τιμές της ανακλαστικότητας για διαφορετικές επιφάνειες.

Είδος επιφάνειας	Ανακλαστικότητα (%)
Χιόνι	60-90
Άμμος	20-40
Χλόη	5-25
Ξηρό έδαφος	15-25
Υγρό έδαφος	10
Δάση	5-10
Νερό (με τον Ήλιο στον ορίζοντα)	50-80
Νερό (με τον Ήλιο στο ζενίθ)	5-10
Πυκνά νέφη	70-85
Αραιά νέφη	25-30
Άσφαλτος	5
Τσιμέντο	55
Αστικό συγκρότημα	14-18

Σημειώνεται, επίσης, ότι η ανακλαστικότητα μίας επιφάνειας μεταβάλλεται με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (Πίνακας 2.6). Όπως διαπιστώνει κανείς από τις τιμές του πίνακα, η σχέση

¹³ Η Σελήνη, που δεν διαθέτει ατμόσφαιρα και νέφη, εμφανίζει τιμές ανακλαστικότητας μόλις 7%.

μεταξύ ανακλαστικότητας των διαφόρων επιφανειών και μήκους κύματος είναι περίπλοκη. Σε γενικές γραμμές, οι περισσότεροι τύποι εδάφους και βλάστησης εμφανίζουν μικρή ανακλαστικότητα στο υπεριώδες, μεγάλη ανακλαστικότητα στο ορατό και ακόμη μεγαλύτερη στο υπέρυθρο. Εξαιρεση αποτελεί ο πάγος, που εμφανίζει το μέγιστο albedo στο ορατό, ενώ στο κοντινό υπέρυθρο παρουσιάζει σημαντική ελάττωση.

Πίνακας 2.6: Η ανακλαστικότητα διαφορετικών επιφανειών, ανάλογα με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Είδος επιφάνειας	Ποσοστό ανακλαστικότητας (%)				
	Ιώδες	Πράσινο	Πορτοκαλί	Ερυθρό	Υπέρυθρο
Ξηρή άμμος	20	23	29	30	30
Υγρή άμμος	10	12	15	16	19
Καθαρός πάγος	44	54	56	48	32
Πάγος με προσμειξίς	24	33	36	31	19
Καθαρός ξηρός αέρας	29	13	6	3	2

2.3.3 Εξασθένηση της ηλιακής ακτινοβολίας

Μετά την είσοδό της στη γήινη ατμόσφαιρα, η ηλιακή ακτινοβολία εξασθενεί ως προς την ποσότητα, την ποιότητα και τη διεύθυνσή της, λόγω σκέδασης και απορρόφησης από τα αέρια του ατμοσφαιρικού αέρα και τα αερολύματα. Η εξασθένηση μίας μονοχρωματικής δέσμης φωτός (μήκους κύματος λ) δίνεται από τον νόμο του Beer:

$$I_{\lambda} = I_{o\lambda} e^{-r_{\lambda} m} \quad (2.29)$$

όπου το I_{λ} εκφράζει την ένταση της εξασθενημένης ακτινοβολίας, $I_{o\lambda}$ είναι η ένταση της ακτινοβολίας στην κορυφή της ατμόσφαιρας, r_{λ} ο συντελεστής εξασθένησης που αντιστοιχεί σε ακτινοβολία μήκους κύματος λ και m η λεγόμενη «οπτική μάζα», που εκφράζει τη μάζα του αέρα που διαπερνά η ακτινοβολία εντός της ατμόσφαιρας. Η ποσότητα $r_{\lambda} m$ αποτελεί το λεγόμενο «οπτικό πάχος» ή «οπτικό βάθος» της ατμόσφαιρας. Η παραπάνω σχέση μπορεί να μετασχηματιστεί, αν θέσουμε:

$$e^{-r_{\lambda}} = P_{\lambda} \quad (2.30)$$

Επομένως, ο νόμος του Beer μπορεί να πάρει τη μορφή:

$$I_{\lambda} = I_{o\lambda} P_{\lambda}^m \quad (2.31)$$

Τα παραπάνω ισχύουν για μονοχρωματική δέσμη φωτός. Στην περίπτωση που μας ενδιαφέρει η εξασθένηση ολοφασματικής ακτινοβολίας έντασης I , η παραπάνω σχέση γράφεται:

$$I = I_0 P^m \quad (2.32)$$

με το I_0 να παριστάνει την ηλιακή σταθερά και το P^m την ολοφασματική διαφάνεια ή διαπερατότητα της ατμόσφαιρας. Η τελευταία σχέση είναι γνωστή ως νόμος των Bouguer-Lambert. Μία ακόμη (ισοδύναμη) έκφραση του νόμου αυτού, γνωστή και ως νόμος των Lambert-Beer-Bouguer, είναι η ακόλουθη:

$$I(z) = I_0 \cdot 10^{-\tau} \quad (2.33)$$

όπου τ είναι η οπτική πυκνότητα του υλικού από το οποίο αποτελείται το μέσο στο οποίο διαδίδεται η ακτινοβολία. Η οπτική πυκνότητα δίνεται από τη σχέση:

$$\tau = \varepsilon C z \quad (2.34)$$

με το ε να παριστάνει τον συντελεστή μοριακής απορρόφησης, το C τη συγκέντρωση της χημικής ουσίας από την οποία αποτελείται το μέσο και το z την απόσταση που διανύει η ακτινοβολία εντός του μέσου.

Στις παραγράφους που ακολουθούν εξετάζονται ξεχωριστά η σκέδαση και η απορρόφηση της ηλιακής ακτινοβολίας μέσα στη γήινη ατμόσφαιρα.

2.3.3.1 Σκέδαση ηλιακής ακτινοβολίας

Η σκέδαση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας οφείλεται στην ανομοιογένεια της διηλεκτρικής σταθεράς των μέσων από τα οποία διέρχεται η ακτινοβολία. Στην ατμόσφαιρα η ηλιακή ακτινοβολία μπορεί να σκεδάζεται, όταν διαπερνά περιοχές με διαφορετική πυκνότητα. Επίσης, σκέδαση μπορεί να παρατηρείται πάνω στα αερολύματα, τα διάφορα συσσωματώματα μορίων, αλλά και τα ίδια τα μόρια του αέρα. Συχνά, τυχαίοι προσανατολισμοί πολικών μορίων μπορούν να εντείνουν τη σκέδαση της ακτινοβολίας. Η ένταση της σκέδασης εξαρτάται από:

- το μήκος κύματος της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας,
- τις διαστάσεις του κέντρου σκέδασης και
- τη διεύθυνση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας.

Ειδικότερα, η σκέδαση που συντελείται από τα μόρια της ατμόσφαιρας (και τα συσσωματώματα που δημιουργούνται εξαιτίας της τυχαίας θερμικής κίνησης των μορίων) λέγεται «μοριακή». Συμβαίνει, όταν η ηλιακή ακτινοβολία μήκους κύματος λ προσπίπτει σε σφαιρικά (ή περίπου σφαιρικά) κέντρα σκέδασης με διαστάσεις περίπου $\lambda/10$. Είναι επιλεκτική και εκθετική και εξαρτάται από το μήκος κύματος. Η μελέτη της στηρίζεται στις εξής παραδοχές:

- Τα κέντρα σκέδασης έχουν μικρές διαστάσεις.
- Το σχήμα των κέντρων σκέδασης είναι σφαιρικό.
- Τα μόρια είναι κακοί αγωγοί.
- Η σκέδαση που προκαλεί το κάθε κέντρο είναι ανεξάρτητη από αυτή των υπολοίπων.
- Η διηλεκτρική σταθερά του κέντρου σκέδασης και του μέσου είναι παρόμοιες.
- Τα κέντρα σκέδασης και το μέσο δεν περιέχουν ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Περιγράφεται από τον νόμο του Rayleigh, ο οποίος ορίζει ότι η ένταση I της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας είναι αντιστρόφως ανάλογη της τέταρτης δύναμης του μήκους κύματος:

$$I \propto \frac{1}{\lambda^4} \quad (2.35)$$

Επομένως, η μοριακή σκέδαση είναι εντονότερη για τα μικρότερα μήκη κύματος της ηλιακής ακτινοβολίας. Στην ιδιότητα αυτή οφείλεται το γαλάζιο χρώμα του ουρανού, αφού η ακτινοβολία με τα μικρότερα μήκη κύματος (ιώδης και γαλάζια) σκεδάζεται εντονότερα από ό,τι η κίτρινη και η ερυθρή. Με απλή εφαρμογή της παραπάνω σχέσης, βρίσκουμε ότι η γαλάζια ακτινοβολία ($\lambda = 400 \text{ nm}$) σκεδάζεται $(7/4)^4 = 9$ φορές εντονότερα από την κόκκινη ($\lambda = 700 \text{ nm}$). Βεβαίως, εύλογα θα μπορούσε να αναρωτηθεί κανείς γιατί ο ουρανός δεν εμφανίζει ιώδες χρώμα, αφού το ιώδες έχει μικρότερο μήκος κύματος από το γαλάζιο. Η απάντηση βρίσκεται στο γεγονός ότι το ανθρώπινο αισθητήριο της όρασης έχει μεγαλύτερη ευαισθησία στο γαλάζιο σε σχέση με το ιώδες. Επιπλέον, το ιώδες απορροφάται σε πολύ μεγάλο βαθμό από την ανώτερη ατμόσφαιρα. Έτσι, ο ουρανός εμφανίζει το γνωστό γαλάζιο του χρώμα, το οποίο είναι μάλιστα εντονότερο,

όταν η ατμόσφαιρα είναι απαλλαγμένη από μεγάλες ποσότητες αερολυμάτων. Ομοίως, στην παραπάνω ιδιότητα οφείλεται και η εικόνα της γαλάζιας ομίχλης που φαίνεται να περιβάλλει τη Γη, όταν η παρατήρηση γίνεται από το διάστημα. Από την άλλη μεριά, κατά τη δύση του Ήλιου, λόγω της μικρότερης γωνίας πρόσπτωσης των ακτίνων, η ηλιακή ακτινοβολία διαγράφει μεγαλύτερη διαδρομή μέσα στην ατμόσφαιρα, με αποτέλεσμα να σκεδάζονται ισχυρά οι γαλάζιες αποχρώσεις του φωτός και να επικρατούν οι ερυθρές (Σχήμα 2.11).



Σχήμα 2.11: Το χρώμα του ουρανού προκύπτει από τη σκέδαση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας εντός της ατμόσφαιρας. Κατά τη δύση του Ηλίου, εξαιτίας της μικρότερης γωνίας πρόσπτωσης, οι ακτίνες διανύουν περίπου 45 ατμόσφαιρες, με αποτέλεσμα το γαλάζιο τμήμα του ορατού φωτός να σκεδάζεται εντονότερα σε σχέση με το ερυθρό (φωτογραφία: Θ. Πασχαλίδης).

Επιπλέον, σύμφωνα με τον νόμο του Rayleigh, η χωρική κατανομή της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας είναι ανάλογη με την ποσότητα:

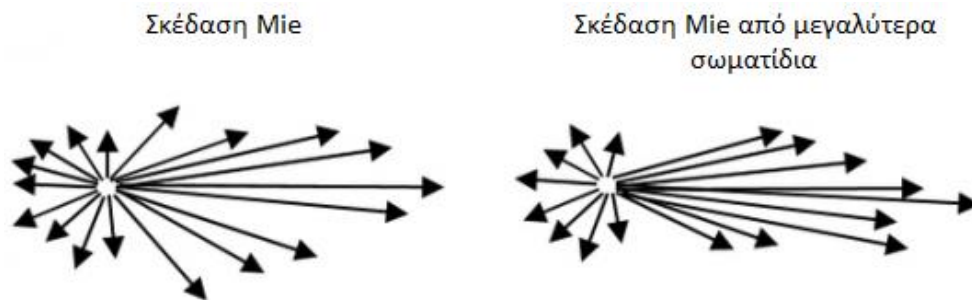
$$I \propto (1 + \cos^2 \theta) \quad (2.36)$$

όπου θ είναι η γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση της σκεδαζόμενης με τη διεύθυνση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι στη μοριακή σκέδαση η πιθανότητα εμπρόσθιας και οπίσθιας σκέδασης είναι διπλάσια στις 90° .

Όταν η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία προσπίπτει σε κέντρα μεγάλου μεγέθους με διαστάσεις $0,1\lambda < d < 25\lambda$, όπως νεφροσταγόνες, παγοκρυστάλλους και μεγάλα σωματίδια σκόνης, συντελείται σκέδαση Mie (Σχήμα 2.12), σύμφωνα με τη σχέση:

$$I = I_{\text{ολ}} e^{\left(-\frac{\beta}{\lambda^\alpha} \cdot m\right)} \quad (2.37)$$

όπου α και β είναι παράμετροι που σχετίζονται με το μέγεθος και τη συγκέντρωση των κέντρων σκέδασης που περιέχονται στην ατμόσφαιρα. Η σκέδαση Mie είναι μη επιλεκτική, δηλαδή αφορά όλα τα μήκη κύματος της ακτινοβολίας. Κατά συνέπεια, η σκεδαζόμενη ακτινοβολία έχει λευκό χρώμα. Στην ιδιότητα αυτή οφείλεται το λευκό (ή γκριζο) χρώμα των νεφών.



Σχήμα 2.12: Σκέδαση Mie πάνω σε ατμοσφαιρικά σωματίδια με διαστάσεις παρόμοιες με το μήκος κύματος λ (αριστερά) και πάνω σε μεγαλύτερα κέντρα, όπως νεφοσταγόνες ή παγοκρύσταλλοι (δεξιά). Είναι φανερό πως, όταν η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σκεδάζεται πάνω σε μεγάλα κέντρα, επικρατεί η εμπρόσθια σκέδαση.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι εκρήξεις ηφαιστειών, κατά τις οποίες εκλύονται μεγάλες ποσότητες αερίων και σωματιδίων στην ατμόσφαιρα. Όταν οι εκρήξεις είναι σφοδρές, τα εκλυόμενα σωματίδια μπορούν να εισέρχονται ακόμη και στη στρατόσφαιρα. Στο ύψος αυτό, παρασύρονται από την οριζόντια κυκλοφορία των αερίων μαζών και διασπείρονται στη στρατόσφαιρα ολόκληρης της Γης, όπου μπορούν να παραμένουν για μήνες ή και χρόνια. Η ηφαιστειακή τέφρα, για όσο παραμένει στη στρατόσφαιρα, μπορεί να ανακόπτει με οπίσθια σκέδαση την εισερχόμενη ηλιακή ακτινοβολία, μειώνοντας έτσι τη θερμοκρασία της ατμόσφαιρας¹⁴.

Τόσο η σκέδαση Rayleigh όσο και η σκέδαση Mie είναι ελαστικές, που σημαίνει ότι το μήκος κύματος της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας παραμένει αμετάβλητο. Στην περίπτωση που η σκεδαζόμενη ακτινοβολία έχει διαφορετικό μήκος κύματος από αυτό της προσπίπτουσας στα κέντρα σκέδασης, η σκέδαση ονομάζεται ανελαστική. Χαρακτηριστική περίπτωση ανελαστικής σκέδασης εντός της ατμόσφαιρας είναι η Raman. Αυτή μπορεί να συντελείται πάνω σε μόρια N_2 , O_2 , O_3 και H_2O .

2.3.3.2 Απορρόφηση ηλιακής ακτινοβολίας

Σε αντίθεση με τη σκέδαση, που μεταβάλλει μόνο τη διεύθυνση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, στην απορρόφηση μέρος της ενέργειας των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων απορροφάται από την ατμόσφαιρα, την οποία και θερμαίνει. Τα συστατικά της ατμόσφαιρας απορροφούν σημαντικά την ηλιακή ακτινοβολία στο υπέρυθρο και το υπεριώδες τμήμα του φάσματος. Ειδικά για το τμήμα του υπεριώδους με $\lambda < 290$ nm, η απορρόφηση είναι τόσο μεγάλη, ώστε η ακτινοβολία αυτή πρακτικά δεν φτάνει ποτέ στην επιφάνεια του εδάφους. Στις παραγράφους που ακολουθούν περιγράφονται οι κύριες φασματικές γραμμές και ταινίες απορρόφησης στο υπεριώδες, το ορατό και το υπέρυθρο τμήμα του φάσματος από οξυγόνο, όζον, διοξείδιο του άνθρακα, υδρατμούς, άζωτο και σωματίδια.

α) Οξυγόνο

Το O_2 απορροφά την ηλιακή ακτινοβολία στο ορατό και το υπεριώδες, στις τρεις παρακάτω φασματικές περιοχές:

1760-1925 Å
2420-2600 Å

¹⁴ Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν οι ασυνήθιστα χαμηλές θερμοκρασίες του 1815, που έχει μείνει στην ιστορία ως «έτος χωρίς καλοκαίρι». Οι ασυνήθιστες κλιματικές συνθήκες του έτους αυτού έχουν συνδεθεί με την έκρηξη του ηφαιστείου Mount Tambora στην Ινδονησία, που συνέβη στις 7-12 Απριλίου του 1815. Από την έκρηξη εκλύθηκαν στην ατμόσφαιρα περισσότερα από 100 Km^3 ηφαιστειακής στάχτης. Η στάχτη αυτή υπολογίζεται ότι επηρέασε σε μεγάλο βαθμό το κλίμα του Β. Ημισφαιρίου. Έτσι, από τον Μάιο μέχρι και τον Σεπτέμβριο σημειώθηκε μεγάλος αριθμός ψυχρών εισβολών που έπληξαν τις ΒΑ ΗΠΑ και περιοχές του Καναδά, όπου καταγράφηκαν σφοδρές χιονοπτώσεις τον Ιούνιο αλλά και παγετός ακόμη και τον Ιούλιο και Αύγουστο. Θεωρείται ότι υπεύθυνες για όλα αυτά τα ακραία φαινόμενα ήταν η ηφαιστειακή στάχτη και η ισχυρή οπίσθια σκέδαση και ανάκλαση της ηλιακής ακτινοβολίας πάνω της, γεγονός που συνεχίστηκε για πολλούς μήνες, όσο η στάχτη παρέμενε παγιδευμένη εντός της στρατόσφαιρας.

6900-7600 Å

Θα πρέπει, όμως, να σημειωθεί ότι η απορρόφηση που συντελείται στο ορατό τμήμα του φάσματος είναι εξαιρετικά μικρή. Από την απορρόφηση στο υπεριώδες προκαλείται η διάσπαση του μοριακού οξυγόνου σε ατομικό. Γενικότερα, η απορρόφηση της ηλιακής ακτινοβολίας από O_2 συμβάλλει σημαντικά στη θέρμανση της ανώτερης ατμόσφαιρας.

β) Όζον

Το O_3 απορροφά έντονα την υπεριώδη ακτινοβολία στην περιοχή με μήκη κύματος μεταξύ 2000-3200 Å, με το μέγιστο της απορρόφησης να καταγράφεται στα 2550 Å. Αξίζει να σημειωθεί ότι η απορρόφηση δεν γίνεται ομοιόμορφα κατά την κατακόρυφη έννοια, καθώς η καθ' ύψος κατανομή του O_3 δεν είναι σταθερή. Έτσι, η μέγιστη απορρόφηση γίνεται στην οζονόσφαιρα, όπου η ακτινοβολία εξασθενεί κατά 63%. Το O_3 είναι, επίσης, ο σημαντικότερος απορροφητής του ορατού τμήματος της ακτινοβολίας. Απορροφά στην περιοχή 4300-7500 Å, με το μέγιστο να καταγράφεται στα 6000 Å. Αν και το O_3 εμφανίζει απορρόφηση και στο υπέρυθρο τμήμα του φάσματος, οι συγκεκριμένες ταινίες επικαλύπτονται από αυτές του CO_2 και των υδρατμών. Εξαιρέση αποτελεί η ζώνη 9400-9900 Å, όπου η απορρόφηση από το O_3 είναι καθοριστική.

γ) Διοξείδιο του άνθρακα

Το CO_2 απορροφά αποκλειστικά στο υπέρυθρο τμήμα του φάσματος της ηλιακής ακτινοβολίας και συγκεκριμένα στα μήκη κύματος:

10.000-20.000 Å
20.500-27.000 Å
43.000 Å
129.000-171.000 Å

Από τις παραπάνω περιοχές, η ισχυρότερη απορρόφηση παρατηρείται στα 43.000 Å (4,3 μm). Ωστόσο, το μεγαλύτερο ενδιαφέρον επικεντρώνεται στην απορρόφηση στα μήκη κύματος 129.000-171.000 Å (12,9-17,1 μm).

δ) Υδρατμοί

Οι υδρατμοί αποτελούν τους σημαντικότερους απορροφητές μέσα στην ατμόσφαιρα, εξαιτίας της υψηλής συγκέντρωσής τους, αλλά και των πολυάριθμων γραμμών και ταινιών απορρόφησης που εμφανίζουν. Στο ορατό τμήμα της ηλιακής ακτινοβολίας, η σημαντικότερη απορρόφηση πραγματοποιείται στις περιοχές:

5850-6060 Å
6850-7300 Å

Η πιο ενδιαφέρουσα, όμως, περιοχή είναι αυτή του υπέρυθρου, όπου οι υδρατμοί παρουσιάζουν ολική απορρόφηση. Η απορρόφηση αυτή υπολογίζεται από την εμπειρική σχέση των Möller-Mügge:

$$\Delta I = 120(mP_w)^{0,303} \quad (2.38)$$

ή την εμπειρική σχέση του Angstrom:

$$\Delta I = 69,8 + 146,5(1 - e^{-0,23m \cdot P_w}) \quad (2.39)$$

όπου P_w είναι το υετίσιμο ύδωρ (σε cm), m είναι η οπτική μάζα και η εξασθένιση της ακτινοβολίας ΔI μετριέται σε W/m^2 .

ε) Αζωτο

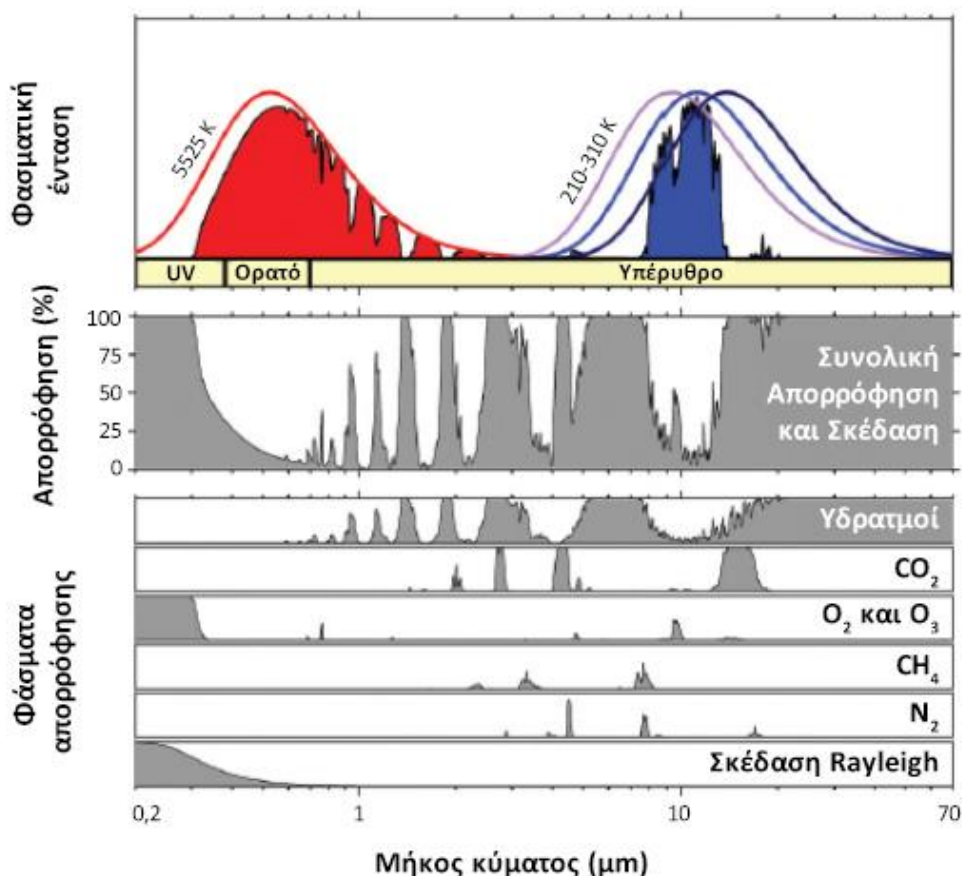
Το μοριακό άζωτο απορροφά σε διάφορες ζώνες του υπεριώδους, με σημαντικότερη την:

800-1450 Å

Επίσης, εμφανίζει ισχυρή και συνεχή απορρόφηση στο υπεριώδες τμήμα του φάσματος με μήκη κύματος μικρότερα των 800 Å. Από την άλλη μεριά, το ατομικό άζωτο παρουσιάζει, όπως και το ατομικό οξυγόνο, έντονη απορρόφηση στην περιοχή των ακτίνων Χ, με μήκη κύματος < 200 Å. Γενικότερα, αν και το άζωτο είναι το συστατικό του ξηρού αέρα με την υψηλότερη συγκέντρωση (78%), παρουσιάζει ασθενή απορρόφηση της ηλιακής ακτινοβολίας, καθώς το μέγιστο της απορρόφησής του καταγράφεται στα μεγάλα μήκη κύματος με $\lambda > 25.000 \text{ \AA}$.

στ) Σωματίδια

Ανάλογα με τη συγκέντρωσή τους στον χώρο και στον χρόνο, η απορρόφηση ηλιακής ακτινοβολίας από σωματίδια μπορεί να είναι σημαντική. Για παράδειγμα, η απορρόφηση από σωματίδια είναι συνήθως μεγάλη πάνω από μεγάλα αστικά κέντρα και βιομηχανικές περιοχές, όπου καταγράφονται υψηλά επίπεδα σωματιδιακής ρύπανσης. Σημαντική απορρόφηση μπορεί, επίσης, να καταγράφεται μετά από εκρήξεις ηφαιστειών, όπως και κατά τη διάρκεια φαινομένων μεταφοράς σκόνης από ερημικές περιοχές.



Σχήμα 2.13: Απορρόφηση και σκέδαση της ακτινοβολίας από διάφορα αέρια εντός της ατμόσφαιρας (Πηγή: Global Warming Art Project, https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Atmospheric_Transmission.png).

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον από κλιματικής σκοπιάς παρουσιάζει η λεγόμενη «ημι-άμεση» δράση των αερολυμάτων στο κλίμα. Πρόκειται για τον μηχανισμό με τον οποίο τα αερολύματα της τροπόσφαιρας απορροφούν ηλιακή ακτινοβολία, με αποτέλεσμα τη θέρμανση της τροπόσφαιρας. Η θέρμανση αυτή μπορεί

να επηρεάζει τη σχετική υγρασία και την ευστάθεια της τροπόσφαιρας και κατά συνέπεια τον σχηματισμό και τον χρόνο ζωής των νεφών.

Τα παραπάνω συνοψίζονται στο Σχήμα 2.13, στο οποίο διακρίνονται οι εξής περιοχές απορρόφησης της ηλιακής ακτινοβολίας:

- **$\lambda < 0,3 \mu\text{m}$** : Η απορρόφηση από O_3 και O_2 είναι σχεδόν ολική. Επομένως, η ακτινοβολία της συγκεκριμένης περιοχής του φάσματος που φτάνει στην επιφάνεια της Γης είναι αμελητέα.
- **$0,3 \mu\text{m} < \lambda < 0,7 \mu\text{m}$** : Η απορρόφηση από O_3 και O_2 είναι ασθενής, με αποτέλεσμα μεγάλο μέρος αυτής της ακτινοβολίας να φτάνει στην επιφάνεια της Γης.
- **$0,7 \mu\text{m} < \lambda < 4 \mu\text{m}$** : Παρατηρείται απορρόφηση από τους υδρατμούς και το CO_2 , η οποία παρουσιάζει μεγάλες διακυμάνσεις, δεδομένου ότι η συγκέντρωση των υδρατμών στον χώρο και στον χρόνο είναι μεταβλητή.
- **$4 \mu\text{m} < \lambda < 15 \mu\text{m}$** : Παρατηρείται έντονη απορρόφηση από το CO_2 , τους υδρατμούς και το O_2 . Δεν λείπουν, ωστόσο, και περιοχές στη συγκεκριμένη φασματική ζώνη όπου η απορρόφηση είναι αμελητέα. Κατά συνέπεια, η ατμόσφαιρα είναι σχεδόν διάφανη στην ηλιακή ακτινοβολία των συγκεκριμένων τμημάτων του φάσματος. Αυτές οι περιοχές καλούνται συνήθως «ατμοσφαιρικά παράθυρα».

2.3.4 Διεισδυτικότητα της ηλιακής ακτινοβολίας

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, το ήμισυ της ηλιακής ακτινοβολίας που εισέρχεται στην ατμόσφαιρα καταφέρνει τελικώς να φτάσει στην επιφάνεια της Γης. Ωστόσο, δεν απορροφάται όλη η προσπίπτουσα ακτινοβολία από την επιφάνεια του εδάφους. Ένα σημαντικό μέρος της διεισδύει σε βάθος, μέχρις ότου απορροφηθεί. Η διεισδυτικότητα στις διάφορες επιφάνειες εξαρτάται από:

- τη φύση των επιφανειών και
- το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Για παράδειγμα, στα υγρά και στα καλυμμένα με βλάστηση εδάφη μεγαλύτερη διεισδυτικότητα εμφανίζει η ιώδης ακτινοβολία, ενώ τα μεγαλύτερα μήκη κύματος δεν καταφέρνουν να διεισδύσουν σε μεγάλο βάθος. Η διεισδυτικότητα της ακτινοβολίας σε κοκκώδες έδαφος εξαρτάται από την κοκκομετρική σύστασή του, με τα χονδρόκοκκα εδάφη να εμφανίζουν τις μέγιστες τιμές διεισδυτικότητας (Πίνακας 2.7).

Πίνακας 2.7: Ποσοστό (%) της διεισδυτικότητας της ηλιακής ακτινοβολίας στο έδαφος σε συνάρτηση με το μέγεθος των κόκκων του εδάφους.

Μέγεθος των κόκκων (σε mm)	Βάθος διεיסδυσης της ακτινοβολίας (σε mm)									
	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	5,0	10,0	15,0	20,0	
0,2-0,5	25,2	10,6	2,5	0,4						
0,5-1,0	71,8	54,0	32,2	5,7	0,6					
1,0-2,0	76,0	50,5	40,2	30,0	18,0	7,3	0,3			
4,0-6,0	95,0	89,3	82,3	74,7	59,5	33,5	5,5	0,6	0,2	

Η διεισδυτικότητα στο νερό εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και εμφανίζει τις μέγιστες τιμές στο ιώδες (Πίνακας 2.8). Στα μεγάλα μήκη κύματος, το βάθος διεיסδυσης περιορίζεται σε λίγα cm. Βεβαίως, τα παραπάνω ισχύουν για το καθαρό νερό. Στην περίπτωση που το νερό παρουσιάζει θολερότητα ή περιέχει πλαγκτονικούς οργανισμούς, η διεισδυτικότητα της ηλιακής ακτινοβολίας περιορίζεται σημαντικά. Το δε μέγιστό της μετακινείται προς μεγαλύτερα μήκη κύματος.

Πίνακας 2.8: Ποσοστό (%) της διεισδυτικότητας της ηλιακής ακτινοβολίας στο νερό.

Βάθος διείσδυσης	Μήκος κύματος της ακτινοβολίας (σε nm)			
	200-600	600-900	900-1200	1200-3000
0,01 mm	100,0	100,0	100,0	97,2
0,10 mm	100,0	100,0	99,6	79,0
1,00 mm	100,0	99,8	96,2	40,7
1,0 cm	100,0	98,2	68,7	7,6
10,0 cm	99,7	84,8	4,6	0,0
1,0 m	96,8	36,0	0,0	
10,0 m	72,6	2,6		
100,0 m	5,9	0,0		

Ενδιαφέρον παρουσιάζει και ο πάγος, ο οποίος εμφανίζει ενδιάμεσες τιμές διεισδυτικότητας σε σχέση με το έδαφος και το νερό. Επιπλέον, η διεισδυτικότητα της ηλιακής ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερη στον πάγο σε σχέση με το χιόνι (Πίνακας 2.9), ενώ στα πρώτα 10-15 cm πάγου η διεισδυτικότητα εμφανίζει παρόμοια τιμή με την αντίστοιχη στο νερό.

Πίνακας 2.9: Ποσοστό (%) της διεισδυτικότητας της ηλιακής ακτινοβολίας για διαφορετικά βάθη χιονιού και πάγου.

Βάθος διείσδυσης (σε cm)	Είδος επιφάνειας		
	Υγρό χιόνι	Ξηρό χιόνι	Πάγος
2,5			86,7
5,0	8,0		75,2
10,0	2,4	18,5	56,6
15,0	1,1	5,5	42,5
20,0		3,2	32,0
25,0		2,2	24,1
40,0		1,2	10,2
60,0		0,6	3,0

2.4 Η γήινη ακτινοβολία

Με τον όρο «γήινη ακτινοβολία» νοείται η ακτινοβολία που εκπέμπεται από τη Γη και την ατμόσφαιρά της. Πρόκειται για ακτινοβολία μεγάλου μήκους κύματος, καθώς περισσότερο από το 95% αυτής εμφανίζει μήκη κύματος μεταξύ 2,5-30 μm . Σύμφωνα με τον νόμο του Wien, αν θεωρήσουμε ότι η μέση θερμοκρασία στην επιφάνεια της Γης είναι περίπου 288 K, το μέγιστο της εκπομπής θα αντιστοιχεί στα $2897/288 = 10 \mu\text{m}$ περίπου.

Το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από την επιφάνεια της Γης απορροφάται από την ατμόσφαιρα. Η απορρόφηση πραγματοποιείται σε συγκεκριμένα μήκη κύματος από αέρια όπως οι υδρατμοί και το CO₂. Ειδικότερα, η απορρόφηση της γήινης ακτινοβολίας γίνεται στα παρακάτω φάσματα:

- **$\lambda < 5 \mu\text{m}$:** Η απορρόφηση είναι σχεδόν αμελητέα.
- **$5 \mu\text{m} < \lambda < 8 \mu\text{m}$:** Η απορρόφηση από υδρατμούς είναι ισχυρή.
- **$8 \mu\text{m} < \lambda < 12 \mu\text{m}$:** Η απορρόφηση από υδρατμούς και O₃ είναι μικρή, με αποτέλεσμα μεγάλο μέρος της ακτινοβολίας αυτής να διαφεύγει στο διάστημα. Πρόκειται για το σημαντικότερο ατμοσφαιρικό παράθυρο, καθώς η περιοχή αυτή συμπίπτει με το μέγιστο της γήινης ακτινοβολίας. Διαμέσου του παραθύρου αυτού χάνεται προς το διάστημα το 8-12% περίπου της γήινης ακτινοβολίας.
- **$12 \mu\text{m} < \lambda < 17 \mu\text{m}$:** Παρατηρείται σημαντική απορρόφηση από το CO₂.
- **$17 \mu\text{m} < \lambda < 19 \mu\text{m}$:** Παρατηρείται ασθενής απορρόφηση από υδρατμούς.
- **$\lambda > 19 \mu\text{m}$:** Παρατηρείται ισχυρή απορρόφηση από υδρατμούς.

Η ακτινοβολία που απορροφάται από τα διάφορα αέρια της ατμόσφαιρας επανεκπέμπεται προς όλες τις διευθύνσεις. Βεβαίως, τα αέρια αυτά δεν εκπέμπουν ως καλοί εκπομποί της ακτινοβολίας, αλλά, σύμφωνα με τον νόμο του Kirchhoff, έχουν φάσματα εκπομπής παρόμοια με τα αντίστοιχα φάσματα απορρόφησης. Στην πραγματικότητα, μεγάλο μέρος της ακτινοβολίας που φτάνει στο έδαφος προέρχεται από ατμοσφαιρικά αέρια κοντά στην επιφάνεια. Αντιθέτως, η ακτινοβολία που χάνεται προς το διάστημα προέρχεται κυρίως από αέρια στην ανώτερη τροπόσφαιρα, όπου οι θερμοκρασίες εμφανίζονται χαμηλότερες. Κατά συνέπεια, η ακτινοβολία που χάνεται στο διάστημα οφείλεται εν μέρει στο ατμοσφαιρικό παράθυρο και εν μέρει στην εκπομπή αερίων της ανώτερης τροπόσφαιρας.

Σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα, θα πρέπει οι ετήσιες απώλειες του συστήματος Γης - ατμόσφαιρας σε μεγάλο μήκος κύματος ακτινοβολία να είναι ίσες με τα ετήσια κέρδη από τον Ήλιο. Αν r είναι η ανακλαστική ικανότητα (albedo), τότε το σύστημα Γης - ατμόσφαιρας θα απορροφά ακτινοβολία $1 - r$. Με βάση τους νόμους της ακτινοβολίας που περιγράφηκαν παραπάνω, για την ενέργεια που απορροφάται και εκπέμπεται από την επιφάνεια της Γης θα ισχύει:

$$E_{\text{απορ.}} = \pi R_{\Gamma}^2 (1 - r) I_0 \quad (2.40)$$

και

$$E_{\text{εκπ.}} = 4\pi R_{\Gamma}^2 \sigma T_e^4 \quad (2.41)$$

όπου R_{Γ} είναι η ακτίνα της Γης, I_0 η ηλιακή σταθερά, σ η σταθερά του Boltzmann και T_e η ενεργός θερμοκρασία της Γης. Εξισώνοντας τις δύο προηγούμενες σχέσεις, παίρνουμε:

$$\pi R_{\Gamma}^2 (1 - r) I_0 = 4\pi R_{\Gamma}^2 \sigma T_e^4 \quad (2.42)$$

και επιλύοντας ως προς T_e έχουμε:

$$T_e = \left(\frac{1 - r}{\sigma} \cdot \frac{I_0}{4} \right)^{1/4} \quad (2.43)$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές στην παραπάνω σχέση, βρίσκουμε ότι η ενεργός θερμοκρασία της Γης ισούται με 255 K, δηλαδή -18 °C.

Το αποτέλεσμα αυτό φαντάζει αρχικά παράδοξο, καθώς είναι γνωστό ότι σε πλανητική κλίμακα η μέση θερμοκρασία κοντά στην επιφάνεια της Γης είναι περίπου 288 K ή 15 °C. Η προκύπτουσα διαφορά οφείλεται στο γεγονός ότι στους παραπάνω υπολογισμούς δεν συνυπολογίστηκε ο ρόλος των ατμοσφαιρικών αερίων στην απορρόφηση της γήινης ακτινοβολίας. Επιβεβαιώνεται, έτσι, ο καθοριστικής σημασίας ρόλος της ατμόσφαιρας για την ύπαρξη ζωής στον πλανήτη. Πρόκειται για το γνωστό σε όλους «φαινόμενο του ατμοσφαιρικού θερμοκηπίου¹⁵», σύμφωνα με το οποίο η θερμοκρασία κοντά στην επιφάνεια του εδάφους διατηρείται περίπου 33 °C υψηλότερη σε σχέση με αυτή που θα επικρατούσε, αν δεν υπήρχε η ατμόσφαιρα.

Συχνά, το φυσικό φαινόμενο του θερμοκηπίου συγχέεται με την υπερθέρμανση του πλανήτη και τη συνακόλουθη κλιματική αλλαγή, κάτι που προφανώς δεν είναι ακριβές. Στην πραγματικότητα, υπεύθυνο για την αύξηση της θερμοκρασίας και την αλλαγή του κλίματος που παρατηρείται δεν είναι το φυσικό αυτό φαινόμενο, αλλά η αύξηση της συγκέντρωσης CO₂ μέσα στην ατμόσφαιρα από την καύση των ορυκτών καυσίμων και τις αλλαγές στη χρήση γης. Επομένως, είναι η ενίσχυση του φαινομένου του θερμοκηπίου από

¹⁵ Αν και ο όρος αυτός έχει επικρατήσει, στην πραγματικότητα δεν είναι ακριβής, γιατί σε ένα αγροτικό θερμοκήπιο η διατήρηση της θερμοκρασίας δεν σχετίζεται σε τόσο μεγάλο βαθμό με την ανταλλαγή ακτινοβολιών αλλά με τον περιορισμό των απωλειών θερμότητας μέσω των οριζόντιων (άνεμος) και κατακόρυφων (ανωμεταφορά - convection) κινήσεων του αέρα.

τις ανθρωπογενείς δραστηριότητες που οδηγεί στη διατάραξη των φυσικών ισορροπιών και την πλανητική υπερθέρμανση.

2.5 Θερμικό ισοζύγιο μέσα στην ατμόσφαιρα

Κατά τη διάρκεια της ημέρας, η γήινη επιφάνεια λαμβάνει ακτινοβολία μικρού μήκους κύματος από τον Ήλιο και ανταλλάσσει ακτινοβολία μεγάλου μήκους κύματος με την ατμόσφαιρα¹⁶. Το καθαρό ποσό ακτινοβολίας R του εδάφους που προκύπτει ως αποτέλεσμα των παραπάνω διεργασιών δίνεται από τη σχέση:

$$R = (1 - r)(Q + q) - I \quad (2.44)$$

όπου r είναι το albedo, $(Q + q)$ είναι το σύνολο της άμεσης και έμμεσης ηλιακής ακτινοβολίας που φτάνει στο έδαφος και I η εξερχόμενη από την επιφάνεια του εδάφους ακτινοβολία. Σε πλανητική κλίμακα, το έδαφος απορροφά ετησίως ηλιακή ενέργεια ίση με 124 Kly, ενώ εκπέμπει γήινη ακτινοβολία ίση με 52 Kly. Επομένως, το έδαφος εμφανίζει ένα πλεόνασμα ακτινοβολιών R ίσο με 72 Kly.

Αντίστοιχα, μπορεί να οριστεί και η καθαρή ακτινοβολία R_a της ατμόσφαιρας:

$$R_a = (C_a + A_a) - I_a \quad (2.45)$$

όπου $(C_a + A_a)$ είναι το σύνολο της ηλιακής ακτινοβολίας που απορροφάται από τα νέφη και τον αέρα και I_a είναι η εξερχόμενη από την ατμόσφαιρα ακτινοβολία. Σε πλανητική κλίμακα, η ατμόσφαιρα απορροφά ετησίως 45 Kly ηλιακής ακτινοβολίας, ενώ εκπέμπει 117 Kly ακτινοβολίας μεγάλου μήκους κύματος. Κατά συνέπεια, η ατμόσφαιρα εμφανίζει ένα έλλειμμα ακτινοβολιών R_a ίσο με 72 Kly.

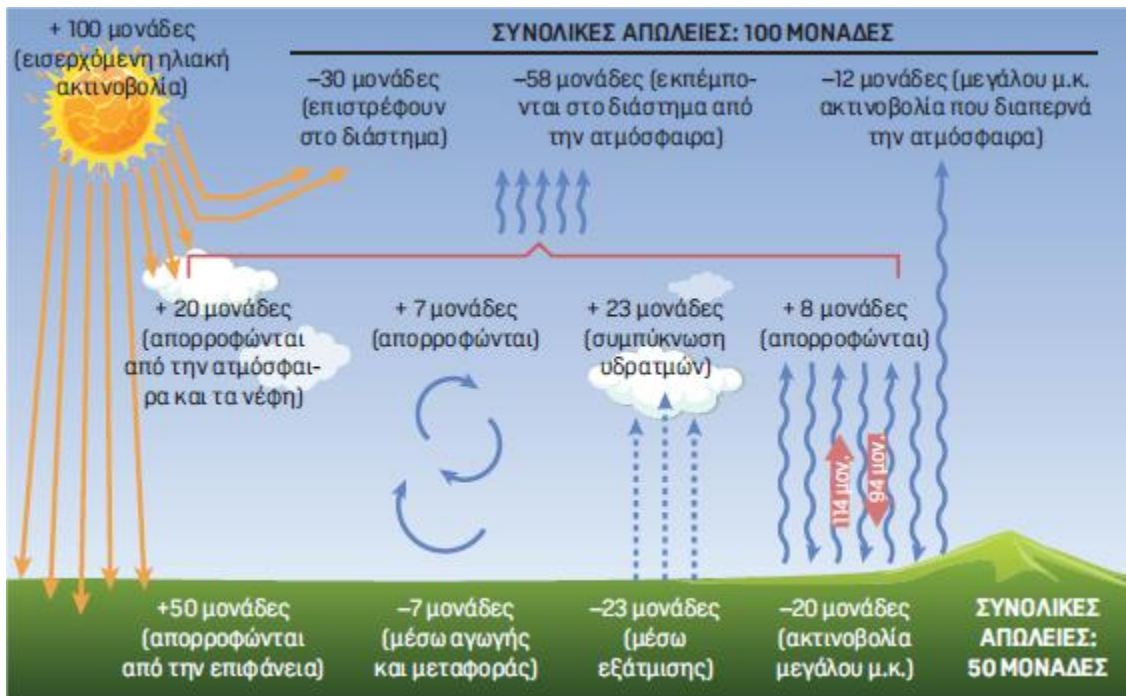
Από τα παραπάνω προκύπτει ότι το έλλειμμα ακτινοβολιών της ατμόσφαιρας εξισορροπείται από το αντίστοιχο πλεόνασμα του εδάφους και έτσι η καθαρή ακτινοβολία του συστήματος Γης - ατμόσφαιρας R_g ισούται με 0:

$$R_g = R + R_a = 0 \quad (2.46)$$

Επομένως, η τιμή της θερμοκρασίας τόσο στην επιφάνεια της Γης όσο και εντός της ατμόσφαιρας διατηρείται περίπου σταθερή σε πλανητική κλίμακα.

Η διατήρηση του ενεργειακού ισοζυγίου στο σύστημα Γης - ατμόσφαιρας μπορεί να δειχθεί και με τη βοήθεια του Σχήματος 2.14. Θεωρούμε, χάριν ευκολίας, ότι στα όρια της γήινης ατμόσφαιρας φτάνει ηλιακή ακτινοβολία ίση με 100 μονάδες. Το 30% αυτής επιστρέφει πίσω στο διάστημα μέσω των μηχανισμών της ανάκλασης και της σκέδασης. Εξ αυτών, οι 5 μονάδες ανακλώνται από την επιφάνεια του εδάφους, άλλες 5 υφίστανται οπίσθια σκέδαση μέσα στην ατμόσφαιρα και χάνονται στο διάστημα, ενώ οι υπόλοιπες 20 ανακλώνται από την κορυφή των νεφών. Από τις 70 μονάδες ακτινοβολίας που υπολείπονται, οι 20 απορροφώνται από την ατμόσφαιρα και οι 50 από το έδαφος. Στις 50 μονάδες ακτινοβολίας που απορροφώνται από το έδαφος απευθείας από τον Ήλιο προστίθενται και άλλες 94 μονάδες που επανεκπέμπονται πίσω στη Γη από τα θερμοκηπικά αέρια της ατμόσφαιρας, τα οποία απορρόφησαν προηγουμένως τη γήινη ακτινοβολία. Επομένως, το έδαφος λαμβάνει 144 μονάδες, εκ των οποίων οι 102 εκπέμπονται από τη Γη και απορροφώνται από την ατμόσφαιρα, οι 12 διαπερνούν το ατμοσφαιρικό παράθυρο και διαφεύγουν στο διάστημα, οι 23 χρησιμοποιούνται ως λανθάνουσα θερμότητα για την εξάτμιση του νερού, ενώ ακόμη 7 μονάδες μεταφέρονται στην ατμόσφαιρα μέσω θερμικής αγωγής και ρευμάτων μεταφοράς. Από το αλγεβρικό άθροισμα των τιμών ακτινοβολίας του Σχήματος 2.14 προκύπτει ότι η εισερχόμενη ακτινοβολία μικρού μήκους κύματος ισούται συνολικά με την εξερχόμενη μεγάλου μήκους κύματος ακτινοβολία.

¹⁶ Η ανταλλαγή μεγάλου μήκους κύματος ακτινοβολίας με την ατμόσφαιρα πραγματοποιείται καθ' όλο το 24ώρο.



Σχήμα 2.14: Σχηματική αναπαράσταση της διατήρησης του ενεργειακού ισοζυγίου στο σύστημα Γης - ατμόσφαιρας.

Πίνακας 2.10: Εποχική διακύμανση στη χρονική διάρκεια της ημέρας για διαφορετικά γεωγραφικά πλάτη του Β. Ημισφαιρίου.

Γεωγραφικό πλάτος (σε °)	21 Ιουνίου (θερινό ηλιοστάσιο)	21 Δεκεμβρίου (χειμερινό ηλιοστάσιο)	21 Μαρτίου και 22 Σεπτεμβρίου (εαρινή και φθινοπωρινή ισημερία)
0	12 h	12 h	12 h
10	12 h 35 min	11 h 25 min	12 h
20	13 h 12 min	10 h 48 min	12 h
30	13 h 56 min	10 h 04 min	12 h
40	14 h 52 min	9 h 08 min	12 h
50	16 h 18 min	7 h 42 min	12 h
60	18 h 27 min	5 h 33 min	12 h
70	2 μήνες	0 h 0 min	12 h
80	4 μήνες	0 h 0 min	12 h
90	6 μήνες	0 h 0 min	12 h

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να τονιστεί ότι το παραπάνω ισοζύγιο ισχύει κατά μέσο όρο για το σύνολο του συστήματος και σε ετήσια βάση και όχι για κάθε μία γεωγραφική περιοχή και εποχή ξεχωριστά. Ειδικότερα, στις περιοχές μεταξύ 38 °B και 38 °N του Ισημερινού η ατμόσφαιρα κερδίζει πολύ μεγαλύτερα ποσά ακτινοβολίας από το έδαφος σε σύγκριση με εκείνα που χάνει. Έτσι, οι περιοχές αυτές εμφανίζουν πλεόνασμα ενέργειας, με αποτέλεσμα να έχουν υψηλότερες θερμοκρασίες σε σχέση με τα μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη, όπου η ατμόσφαιρα χάνει μεγαλύτερα ποσά σε σχέση με εκείνα που δέχεται από το έδαφος. Θα μπορούσε, λοιπόν, κάποιος να σκεφτεί εσφαλμένα ότι η θερμοκρασία στις τροπικές περιοχές ολοένα και αυξάνεται, σε αντίθεση με τις πολικές περιοχές, όπου μειώνεται διαρκώς. Αυτό, όμως, δεν συμβαίνει, διότι, εκτός από την κατακόρυφη μεταφορά από το έδαφος προς την ατμόσφαιρα που μελετήθηκε παραπάνω, αναπτύσσεται και μία οριζόντια μεσημβρινή μεταφορά θερμότητας από τα μικρά

γεωγραφικά πλάτη προς τα μεγάλα. Πρόκειται για τη μεσημβρινή συνιστώσα της γενικής κυκλοφορίας της ατμόσφαιρας και τα ωκεάνια ρεύματα. Με άλλα λόγια, η ατμόσφαιρα και οι ωκεανοί λειτουργούν ως γιγάντιες θερμικές μηχανές, που μεταφέρουν μέσω των ανέμων και των ωκεάνιων ρευμάτων το πλεόνασμα της θερμότητας από τις τροπικές περιοχές στους πόλους.

Ακόμη, το ποσό της ηλιακής ακτινοβολίας που δέχεται μία συγκεκριμένη γεωγραφική περιοχή δεν είναι σταθερό στον χρόνο, αλλά μπορεί να μεταβάλλεται ανάλογα με τη νεφοκάλυψη και τη σύσταση της ατμόσφαιρας. Για παράδειγμα, στις τροπικές περιοχές, όπου συχνά παρατηρείται πυκνή νεφοκάλυψη, καταγράφονται μειωμένα επίπεδα εισερχόμενης ηλιακής ακτινοβολίας. Η παρουσία αερολυμάτων στην ατμόσφαιρα από δασικές πυρκαγιές, εκρήξεις ηφαιστειών κλπ. μπορεί, επίσης, να ανακόπτει την εισερχόμενη ηλιακή ακτινοβολία. Ο κύριος, όμως, παράγοντας που διαμορφώνει τα επίπεδα της εισερχόμενης ηλιακής ακτινοβολίας είναι η εποχική μεταβολή της γωνίας πρόσπτωσης των ακτίνων του Ηλίου και οι εποχικές αυξομειώσεις στη χρονική διάρκεια της ημέρας (Πίνακας 2.10). Αποτέλεσμα αυτών των διακυμάνσεων είναι η εναλλαγή των εποχών.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Αλεξόπουλος Κ.Δ. και Μαρίνος Δ.Ι. (1996) Γενική Φυσική: Θερμότητα. Εκδόσεις Ολυμπία, Αθήνα.
- Αλεξόπουλος Κ.Δ. και Μαρίνος Δ.Ι. (1992) Γενική Φυσική: Οπτική. Εκδόσεις Ολυμπία, Αθήνα.
- Βαρώτσος Κ. και Kondratyev Κ. (1996) Φυσικοχημεία Περιβάλλοντος. Τόμος 1: Ακτινοβολία – Θερμοκήπιο - Κλιματική Αλλαγή. Εκδόσεις Π. Τραυλός, Αθήνα.
- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος, Αθήνα.
- Κατσαφάδος Π. και Μαυροματίδης Η. (2015) Εισαγωγή στη φυσική της ατμόσφαιρας και την κλιματική αλλαγή [Προπτυχιακό εγχειρίδιο]. Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις. <http://hdl.handle.net/11419/3708>
- Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσούλης Β. και Χατζηαναστασίου Ν. (2007) Φυσική της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Λαζαρίδης Μ. (2005) Ατμοσφαιρική ρύπανση με στοιχεία Μετεωρολογίας. Εκδόσεις Τζιόλα, Θεσσαλονίκη.
- Μακρογιάννης Τ. και Σαχσαμάνογλου Χ. (1983) Μαθήματα Δυναμικής - Συνοπτικής Μετεωρολογίας. Θεσσαλονίκη.
- Μαχαίρας Π. και Μπαλαφούτης Χ. (1997) Γενική Κλιματολογία με στοιχεία Μετεωρολογίας. Εκδόσεις University Studio Press, Θεσσαλονίκη.
- Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Μπαλαφούτης Χ. και Μαχαίρας Π. (1983) Μαθήματα Γενικής Κλιματολογίας. Θεσσαλονίκη.
- Μπάνος Γ.Ι. (1998) Γενική Αστρονομία, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων, Ιωάννινα.
- Παντής Γ. (1995) Πηγές Ενέργειας. Έκδοση Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Ιωάννινα.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. (2001) Εισαγωγή στην ηλιακή και γήινη ακτινοβολία. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Μεταπτυχιακού Τμήματος Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας του Αριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μπλούτσος Α.Α. (1998) Φυσική Κλιματολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Serway R.A. (1991) Physics for Scientists and Engineers, Τόμος 3: Θερμοδυναμική-Κυματική-Οπτική, Μετάφραση Λ.Κ. Ρεσβάνη.

Ξενόγλωσση

- Andrews D.G. (2010) An Introduction to Atmospheric Physics, Second Edition. Cambridge University Press.
- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.

Lutgens F.K. and Tarbuck E.J. (2004) The Atmosphere. An introduction to meteorology. Pearson. Prentice Hall.
Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
Sellers W.D. (1965) Physical Climatology. Chicago Press.
Skinner B.J. and Murck B.W. (1995) The blue planet: An introduction to Earth system science. Willey.

Ιστοσελίδες

<https://weather.msfc.nasa.gov/goes/abi/goesEastconusband13.html>

Λυμένα παραδείγματα

1. Να υπολογιστεί η ολοφασματική ισχύς που εκπέμπεται στη μονάδα του χρόνου από τη μονάδα της επιφάνειας μελανού σώματος θερμοκρασίας $T = 2,1 \times 10^3 \text{ K}$. Δίνεται η σταθερά του Boltzmann $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.

Λύση

Με απλή εφαρμογή του νόμου των Stefan-Boltzmann, υπολογίζουμε την ολοφασματική ισχύ που εκπέμπεται στη μονάδα του χρόνου από τη μονάδα της επιφάνειας του σώματος:

$$\frac{dE}{dt dS} = \sigma T^4 = \left(5,67 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \right) (2,1 \times 10^3 \text{ K})^4 = 1,10 \times 10^6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

2. Να υπολογιστεί το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στο μέγιστο της εκπεμπόμενης ισχύος ενός σώματος θερμοκρασίας $T = 2,9 \times 10^3 \text{ K}$.

Λύση

Με απλή εφαρμογή του νόμου μετατόπισης του Wien, παίρνουμε:

$$\lambda_{\max} = \frac{2,898 \times 10^{-3} \text{ mK}}{2,9 \times 10^3 \text{ K}} = 999 \text{ nm}$$

3. Να υπολογιστεί η ολοφασματική ισχύς που εκπέμπει ο Ήλιος στη μονάδα του χρόνου, αν είναι γνωστό ότι η θερμοκρασία T_H στην επιφάνειά του είναι 5800 K και η ακτίνα του R_H ισούται με $7 \times 10^5 \text{ Km}$. Στη συνέχεια, να υπολογιστεί η ηλιακή σταθερά. Δίνεται η μέση απόσταση Γης - Ήλιου $d = 1,5 \times 10^{11} \text{ m}$ και η σταθερά του Boltzmann $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.

Λύση

Κάνοντας την παραδοχή ότι ο Ήλιος ακτινοβολεί ως μέλαν σώμα και με απλή εφαρμογή του νόμου των Stefan-Boltzmann, βρίσκουμε ότι η συνολική εκπεμπόμενη ολοφασματική ισχύς του στη μονάδα του χρόνου θα είναι:

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi R_H^2 \sigma T_H^4 = 4\pi (7 \times 10^8 \text{ m})^2 \left(5,67 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \right) (5800 \text{ K})^4 = 3,95 \times 10^{26} \text{ W}$$

Επομένως, η ηλιακή σταθερά I_0 μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$I_0 = \frac{dE / dt}{4\pi d^2} = \frac{3,95 \times 10^{26} \text{ W}}{4\pi (1,5 \times 10^{11} \text{ m})^2} = 1,4 \times 10^3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

4. Μία λυχνία των 60 W παράγει πάνω σ' ένα πέτασμα που απέχει από αυτή $r_1 = 1,5 \text{ m}$ την ίδια ένταση με μία σημειακή πηγή φωτός άγνωστης ισχύος W_2 , που απέχει από το πέτασμα $r_2 = 2,5 \text{ m}$. Να υπολογιστεί η ισχύς W_2 της σημειακής πηγής. Στη συνέχεια, να υπολογιστεί η απόσταση r_3 από το πέτασμα στην οποία θα πρέπει να τοποθετηθεί η σημειακή πηγή, ώστε η έντασή της στο πέτασμα

να ισούται με 10 W/m^2 . Για λόγους απλότητας, δεχτείτε ότι η λυχνία εκπέμπει ως ισοτροπική σημειακή πηγή.

Λύση

Η ένταση I_1 του φωτός της λυχνίας πάνω στο πέτασμα θα είναι:

$$I_1 = \frac{W_1}{4\pi r_1^2}$$

όπου W_1 είναι η ισχύς της λυχνίας. Ομοίως, η ένταση I_2 της σημειακής πηγής θα είναι:

$$I_2 = \frac{W_2}{4\pi r_2^2}$$

Από τις παραπάνω σχέσεις παίρνουμε:

$$W_2 = W_1 \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 = 60W \cdot \left(\frac{2,5m}{1,5m} \right)^2 = 166,7W$$

Στη νέα θέση που απέχει απόσταση r_3 από το πέτασμα, η σημειακή πηγή θα έχει ένταση $I_3 = 10 \text{ W/m}^2$, που θα δίνεται από:

$$I_3 = \frac{W_2}{4\pi r_3^2}$$

και λύνοντας ως προς την απόσταση, παίρνουμε:

$$r_3 = \left(\frac{W_2}{4\pi I_3} \right)^{1/2} = \left(\frac{166,7W}{4\pi \cdot 10W / m^2} \right)^{1/2} = 1,15m$$

5. Να υπολογιστεί το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στο μέγιστο της εκπεμπόμενης ισχύος της Γης, με την παραδοχή ότι η Γη ακτινοβολεί ως μέλαν σώμα θερμοκρασίας $T_G = 255 \text{ K}$. Το αποτέλεσμά σας να συγκριθεί με το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στη μέγιστη εκπεμπόμενη ισχύ του Ήλιου. Θεωρήστε ότι ο Ήλιος εκπέμπει ως μέλαν σώμα θερμοκρασίας $T_H = 5800 \text{ K}$.

Λύση

Με απλή εφαρμογή του νόμου μετατόπισης του Wien, για τη Γη λαμβάνουμε:

$$\lambda_{\max, \Gamma} = \frac{0,2898 \text{ cmK}}{255 \text{ K}} = 1,14 \times 10^{-3} \text{ cm} = 11,4 \mu\text{m}$$

Αντίστοιχα, για τον Ήλιο θα ισχύει:

$$\lambda_{\max, \text{H}} = \frac{0,2898 \text{ cmK}}{5800 \text{ K}} = 5 \times 10^{-5} \text{ cm} = 500 \text{ nm}$$

Με βάση τα παραπάνω, προκύπτει ότι ο Ήλιος εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας του στο ορατό φως, ενώ η Γη στο υπέρυθρο.

6. Να υπολογιστεί η θερμοκρασία T_H στην επιφάνεια του Ήλιου, αν είναι γνωστό ότι η ακτίνα του είναι $R_H = 7 \times 10^8 \text{ m}$, η μέση απόσταση Γης - Ήλιου είναι $d = 1,5 \times 10^{11} \text{ m}$, η ηλιακή σταθερά έχει την τιμή $I_0 = 1,4 \times 10^3 \text{ Wm}^{-2}$ και η σταθερά του Boltzmann είναι $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. Θεωρήστε ότι ο Ήλιος ακτινοβολεί ως μέλαν σώμα.

Λύση

Με εφαρμογή του νόμου των Stefan-Boltzmann, προκύπτει ότι η ολοφασματική ισχύς που εκπέμπεται από τον Ήλιο στη μονάδα του χρόνου είναι:

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi R_H^2 \sigma T_H^4$$

Όμως, γνωρίζουμε ότι:

$$\frac{dE}{dt} = I_0 \cdot 4\pi d^2$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις και λύνοντας ως προς T_H , παίρνουμε:

$$T_H = \left[\frac{I_0 \left(\frac{d}{R_H} \right)^2}{\sigma} \right]^{1/4} = \left[\frac{1,4 \times 10^3 \text{ Wm}^{-2}}{5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}} \left(\frac{1,5 \times 10^{11} \text{ m}}{7 \times 10^8 \text{ m}} \right)^2 \right]^{1/4} = 5800 \text{ K}$$

7. Αν είναι γνωστό ότι η μέση απόσταση Γης - Ήλιου είναι $r = 1 \text{ A.U.}$ και η μέση απόσταση Άρη - Ήλιου είναι $r' = 1,53 \text{ A.U.}$, να υπολογιστεί η ηλιακή σταθερά στον Άρη. Για τους υπολογισμούς σας, μπορείτε να θεωρήσετε ότι ο Ήλιος εκπέμπει ως σημειακή πηγή.

Λύση

Η ηλιακή σταθερά $I_{0,r}$ στη Γη θα δίνεται από τη σχέση:

$$I_{0,r} = \frac{dE/dt}{4\pi r^2}$$

ενώ για την ηλιακή σταθερά στον Άρη θα ισχύει:

$$I_{0,A} = \frac{dE/dt}{4\pi r'^2}$$

όπου dE/dt είναι η ολοφασματική ισχύς που εκπέμπει ο Ήλιος στη μονάδα του χρόνου. Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις, παίρνουμε:

$$\frac{I_{0,A}}{I_{0,r}} = \left(\frac{r}{r'} \right)^2$$

και με επίλυση ως προς $I_{0,A}$ και αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$I_{0,A} = I_{0,\Gamma} \left(\frac{r}{r'} \right)^2 = I_{0,\Gamma} \left(\frac{1A.U.}{1,53A.U.} \right)^2 = 0,43I_{0,\Gamma}$$

8. Έστω ότι η ηλιακή ακτινοβολία συχνότητας f_1 που φτάνει στην επιφάνεια της Γης εξασθενεί στο 0,33 της αρχικής τιμής της, δηλαδή η διαπερατότητα της ατμόσφαιρας είναι $T_1 = 0,33$ για τη συγκεκριμένη συχνότητα. Να υπολογιστεί ο συντελεστής εξασθένησης για ακτινοβολία συχνότητας f_2 που φτάνει στην επιφάνεια της Γης, αν γνωρίζετε ότι $T_1/T_2 = 0,45$, όπου T_2 είναι η διαπερατότητα της ατμόσφαιρας για τη συχνότητα f_2 . Για τους υπολογισμούς σας, μπορείτε να υποθέσετε ότι το πάχος της ατμόσφαιρας είναι 100 Km.

Λύση

Με βάση τον νόμο του Beer, για την ακτινοβολία συχνότητας f_1 θα ισχύει:

$$\frac{I_1}{I_{0,1}} = e^{-r_1 m} = T_1$$

Αντίστοιχα, για την ακτινοβολία συχνότητας f_2 θα ισχύει:

$$\frac{I_2}{I_{0,2}} = e^{-r_2 m} = T_2$$

Διαιρώντας κατά μέλη τις παραπάνω σχέσεις και αντικαθιστώντας την τιμή του λόγου $T_1/T_2 = 0,45$, παίρνουμε:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{e^{-r_1 m}}{e^{-r_2 m}} = e^{-r_1 m - (-r_2 m)} = e^{(r_2 - r_1)m} = 0,45$$

Μετά από λογαρίθμηση, η τελευταία σχέση δίνει:

$$(r_2 - r_1)m = \ln 0,45$$

Όμως, σύμφωνα με την εκφώνηση, ισχύει:

$$-r_1 m = \ln 0,33$$

Επιλύοντας την τελευταία σχέση ως προς r_1 και αντικαθιστώντας τις τιμές, προκύπτει ότι $r_1 = 1,11 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$. Επομένως:

$$r_2 = \frac{\ln 0,45}{m} + r_1 = 0,32 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$$

9. Έστω κάποιο μέσο που αποτελείται από υλικό με συντελεστή μοριακής απορρόφησης της ακτινοβολίας μήκους κύματος λ ίσο με $2 \times 10^5 \text{ dm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ για συγκέντρωση $2 \times 10^{-3} \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3}$. Αν μονοχρωματική δέσμη φωτός του συγκεκριμένου μήκους κύματος διαπεράσει το μέσο, να

υπολογιστεί η απόσταση που θα έχει διανύσει η ακτινοβολία εντός του μέσου, όταν η έντασή της εμφανίσει εξασθένηση στο 1/1000 της αρχικής τιμής της.

Λύση

Η εξασθένηση της ακτινοβολίας μπορεί να υπολογιστεί από τον νόμο των Lambert-Beer-Bouguer ως εξής:

$$I(z) = I_0 \cdot 10^{-\tau}$$

με το τ να παριστάνει την οπτική πυκνότητα του υλικού από το οποίο αποτελείται το μέσο. Η οπτική πυκνότητα δίνεται, όμως, από τη σχέση:

$$\tau = \varepsilon C z$$

όπου ε είναι ο συντελεστής μοριακής απορρόφησης, C η συγκέντρωση της χημικής ουσίας από την οποία αποτελείται το μέσο και z η απόσταση που διανύει η ακτινοβολία εντός του μέσου. Από τις παραπάνω σχέσεις παίρνουμε:

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-\tau}$$

Όμως, σύμφωνα με την εκφώνηση:

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-3}$$

Επομένως, συμπεραίνουμε ότι $\tau = 3$. Στη συνέχεια, λύνοντας ως προς z και αντικαθιστώντας τις τιμές στη σχέση που εκφράζει το οπτικό πάχος, παίρνουμε:

$$z = \frac{\tau}{\varepsilon C} = \frac{3}{(2 \cdot 10^5 \text{ dm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})(2 \cdot 10^{-3} \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3})} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

Κεφάλαιο 3: Ατμοσφαιρική υγρασία

Σύνοψη

Δεδομένου ότι οι υδρατμοί αποτελούν το δομικό συστατικό της ατμόσφαιρας, στο κεφάλαιο αυτό μελετώνται διεξοδικά οι παράμετροι προσδιορισμού της συγκέντρωσής τους, που είναι γνωστές και ως «υγρομετρικές παράμετροι». Ειδικότερα, μελετώνται η τάση των υδρατμών, το έλλειμμα κόρου, η απόλυτη υγρασία, η αναλογία μίγματος, η ειδική υγρασία, η σχετική υγρασία, η θερμοκρασία του σημείου δρόσου, η θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου και το υετίσιμο ύδωρ. Εξ αυτών, η θερμοκρασία του σημείου δρόσου θεωρείται η πλέον εύχρηστη για τον προσδιορισμό του περιεχομένου της ατμόσφαιρας σε υδρατμούς. Στην πράξη, κάθε αύξηση της θερμοκρασίας του σημείου δρόσου κατά 10 °C αντιστοιχεί σε διπλασιασμό της ποσότητας των υδρατμών που περιέχονται στην ατμόσφαιρα. Εξίσου σημαντική υγρομετρική παράμετρος είναι και η αναλογία μίγματος. Ωστόσο, ο απευθείας προσδιορισμός της τιμής της δεν είναι εύκολη υπόθεση. Από την άλλη μεριά, η σχετική υγρασία, αν και χρησιμοποιείται κατά κόρον, μειονεκτεί, καθώς η τιμή της μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία. Στη συνέχεια του κεφαλαίου εξετάζεται η διεργασία της εξατμισοδιαπνοής, η οποία είναι κεφαλαιώδους σημασίας για την ανατροφοδότηση της ατμόσφαιρας με υδρατμούς. Αναλύονται, επίσης, ο μηχανισμός συμπύκνωσης των υδρατμών και ο ρόλος τους στις διάφορες ατμοσφαιρικές διεργασίες. Στο τέλος του κεφαλαίου εξετάζεται το ισοζύγιο του νερού στην ατμόσφαιρα.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να ανατρέξουμε σε κάποιο βιβλίο Γενικής Μετεωρολογίας και να θυμηθούμε τον ρόλο του νερού στις διάφορες ατμοσφαιρικές διεργασίες.

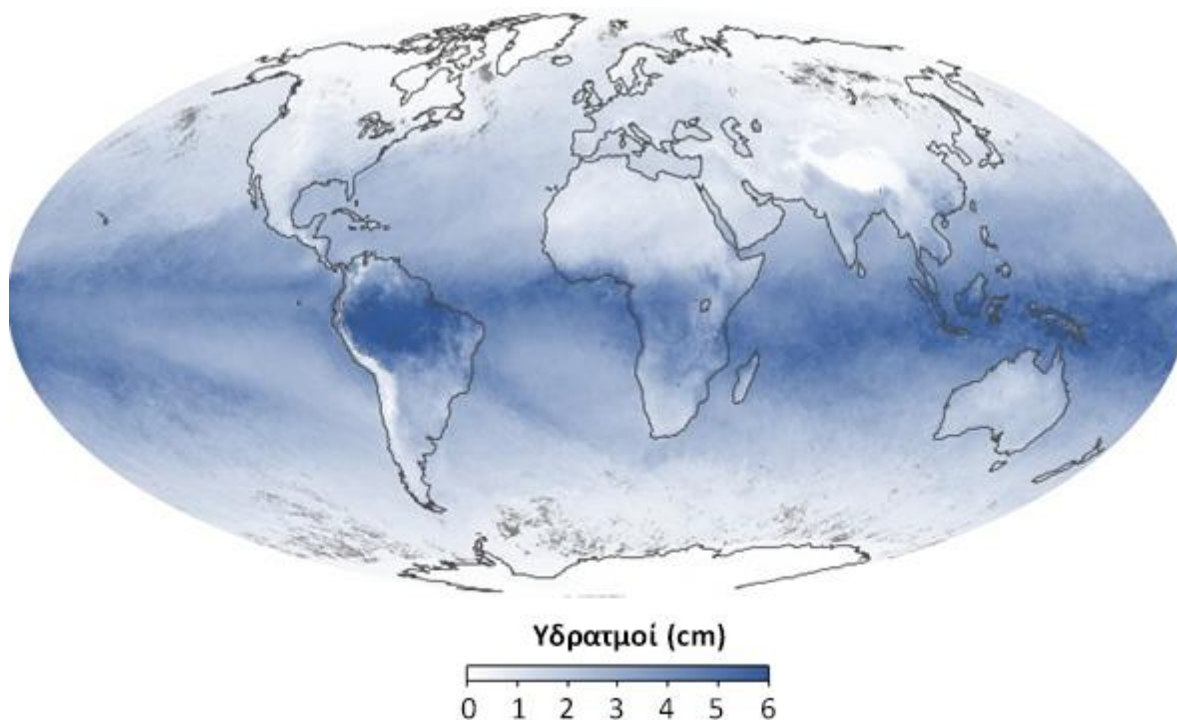
3 Γενικά

Στις συνήθεις συνθήκες που απαντώνται στην ατμόσφαιρα, το νερό μπορεί να εμφανίζεται και με τις τρεις φάσεις του: την αέρια (υδρατμοί), την υγρή (νεφροσταγονίδια, βροχοσταγόνες κ.ά.) και τη στερεή (παγοκρυσταλλίδια των ανώτερων νεφών, νιφάδες χιονιού, υαλόπαγος κ.ά.).

Οι υδρατμοί απαντώνται στην τροπόσφαιρα με μεταβλητή συγκέντρωση (Σχήμα 3.1), ενώ στη στρατόσφαιρα επικρατεί έντονη ξηρασία, καθώς πάνω από τα 10 Km η παρουσία υδρατμών είναι σχεδόν αμελητέα. Εισέρχονται στην ατμόσφαιρα με δύο τρόπους:

- μέσω της εξάτμισης του νερού των ωκεανών, των κλειστών θαλασσών και λιμνών και των λοιπών υδροσυλλογών,
- μέσω της διαπνοής των φυτών.

Οι υδρατμοί αποτελούν το δομικό συστατικό της ατμόσφαιρας, διότι επιτελούν μερικές από τις σπουδαιότερες (από μετεωρολογικής σκοπιάς) διεργασίες εντός της ατμόσφαιρας. Συγκεκριμένα, ως θερμοκηπικό αέριο, συμβάλλουν στον μέγιστο βαθμό στη θέρμανση της κατώτερης ατμόσφαιρας, ενώ από τις μετατροπές φάσης του νερού (συμπύκνωση υδρατμών, εξάτμιση νερού κλπ.) εκλύονται/δεσμεύονται μεγάλα ποσά θερμότητας που είναι γνωστή ως «λανθάνουσα θερμότητα». Η ενέργεια αυτή τροφοδοτεί βίαια μετεωρολογικά φαινόμενα εντός της ατμόσφαιρας, όπως οι ισχυρές καταιγίδες. Δεν είναι τυχαίο, άλλωστε, ότι η λέξη «ατμόσφαιρα», που έχει επιλεγεί, για να περιγράψει το αεριώδες περίβλημα του πλανήτη, έχει ως πρώτο συνθετικό τους «ατμούς», δηλαδή τους υδρατμούς.



Σχήμα 3.1: Γεωγραφική κατανομή των υδρατμών (Μάρτιος 2020). Οι υψηλότερες τιμές εμφανίζονται σε μία ζώνη γύρω από τον Ισημερινό, όπου συγκλίνουν οι αληγείς άνεμοι του Βορείου και Νοτίου Ημισφαιρίου (Πηγή: NASA).

Πίνακας 3.1: Η μέγιστη ποσότητα υδρατμών (σε g) που μπορεί να περιέχεται σε 1 Kg ξηρού αέρα για διαφορετικές τιμές θερμοκρασίας.

Θερμοκρασία (°C)	Θερμοκρασία (°F)	Μέγιστη ποσότητα υδρατμών (g)
-40	-40	0,1
-30	-22	0,3
-20	-4	0,75
-10	14	2
0	32	3,5
5	41	5
10	50	7
15	59	10
20	68	14
25	77	20
30	86	26,5
35	95	35
40	104	47

3.1 Υγρομετρικές παράμετροι της ατμόσφαιρας

Όπως εξηγήθηκε παραπάνω, η σημασία των υδρατμών είναι μεγάλη, γι' αυτό και ο προσδιορισμός της συγκέντρωσής τους είναι κεφαλαιώδους σημασίας για πολλές εφαρμογές. Για τον σκοπό αυτόν, χρησιμοποιείται μία σειρά από παραμέτρους που είναι γνωστές ως «υγρομετρικές». Παρακάτω αναλύονται οι παράμετροι αυτές.

3.1.1 Τάση υδρατμών

Έστω ένα κλειστό δοχείο που περιέχει αέρα και νερό στην υγρή φάση. Αν ο αέρας μέσα στο δοχείο είναι αρχικά ξηρός, παρατηρείται καθαρή απώλεια μορίων νερού από την επιφάνεια του υγρού, προς σχηματισμό υδρατμών, διεργασία που συνιστά την εξάτμιση. Καθώς, όμως, η μερική πίεση των υδρατμών στον αέρα πάνω από την υγρή επιφάνεια αυξάνεται, ελαττώνεται ο ρυθμός εξάτμισης, ο οποίος μηδενίζεται τελικά, όταν ο ρυθμός απώλειας μορίων νερού από την υγρή επιφάνεια εξισωθεί με τον ρυθμό συμπύκνωσης των υδρατμών. Τότε ο αέρας καλείται «κορεσμένος σε υδρατμούς», καθώς περιέχει τη μέγιστη ποσότητα που μπορεί να συγκρατήσει και η μερική πίεση των υδρατμών παίρνει τη μέγιστη τιμή της.

Εντός της ατμόσφαιρας, οι υδρατμοί αναμιγνύονται με τον ξηρό αέρα και ασκούν μερική πίεση¹⁷ που είναι ευρύτερα γνωστή ως «τάση υδρατμών» και συμβολίζεται με το γράμμα e . Αν ο αέρας είναι κορεσμένος σε υδρατμούς, η τάση τους καλείται «μέγιστη τάση» και συμβολίζεται με e_s . Η μέγιστη τάση δεν είναι σταθερή, αλλά μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία (Πίνακας 3.1). Σε υψηλές τιμές θερμοκρασίας, η ικανότητα του αέρα να συγκρατεί υδρατμούς είναι μεγαλύτερη, με αποτέλεσμα να αυξάνεται η τιμή της e_s .

Για τον προσδιορισμό της μέγιστης τάσης, χρησιμοποιείται η εμπειρική σχέση των Magnus-Tetens, σύμφωνα με την οποία:

$$e_s = e_{s,0} \cdot 10^{\frac{a\vartheta}{b+\vartheta}} \quad (3.1)$$

όπου

$$\begin{aligned} e_{s,0} &= 6,11 \text{ mb,} \\ a &= 7,5 \text{ και } b = 237,3 \text{ }^\circ\text{C, πάνω από το νερό,} \\ a &= 9,7 \text{ και } b = 265,5 \text{ }^\circ\text{C, πάνω από τον πάγο και} \\ \vartheta &\text{ η θερμοκρασία του αέρα σε }^\circ\text{C.} \end{aligned}$$

Μία άλλη εμπειρική σχέση για τον υπολογισμό του e_s είναι η:

$$\log_{10} e_s = 9,4041 - \frac{2354}{T} \quad (3.2)$$

όπου T είναι η θερμοκρασία του αέρα σε Κ. Επιπρόσθετα, η μέγιστη τάση μπορεί να υπολογιστεί από τη γνωστή εξίσωση Clausius-Clapeyron:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{e_s L_v}{R_v T^2} \quad (3.3)$$

όπου L_v είναι η λανθάνουσα θερμότητα εξαέρωσης του νερού, R_v η ειδική σταθερά των υδρατμών και T η θερμοκρασία του αέρα σε Κ. Τότε, η τάση των υδρατμών λαμβάνεται από τη σχέση:

$$e = e_s(\vartheta_w) - \frac{C_{pa}}{0,622L_v} (\vartheta - \vartheta_w) P \quad (3.4)$$

με το ϑ_w να παριστάνει τη θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου (βλ. παρακάτω) σε $^\circ\text{C}$, το C_{pa} να είναι η ειδική θερμότητα του ξηρού αέρα υπό σταθερή πίεση, ϑ η θερμοκρασία του ξηρού θερμομέτρου (βλ. παρακάτω) σε $^\circ\text{C}$ και $e_s(\vartheta_w)$ η μέγιστη τάση των υδρατμών στη θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου. Με P συμβολίζεται η ατμοσφαιρική πίεση.

¹⁷ Η μερική πίεση των υδρατμών αποτελεί συνιστώσα της ολικής ατμοσφαιρικής πίεσης.

3.1.2 Έλλειμμα κόρου

Έλλειμμα κόρου SD είναι η διαφορά μεταξύ της τάσης των υδρατμών του ατμοσφαιρικού αέρα και της μέγιστης τάσης των υδρατμών:

$$SD = e_s - e \quad (3.5)$$

3.1.3 Απόλυτη υγρασία

Ως απόλυτη υγρασία β ορίζεται ο λόγος της μάζας m_v των υδρατμών προς τον όγκο V_a στον οποίο περιέχονται:

$$\beta = \frac{m_v}{V_a} \quad (3.6)$$

Μετριέται σε gr/m^3 και συνδέεται με την τάση των υδρατμών ενός δείγματος υγρού αέρα όγκου 1 m^3 με τη σχέση:

$$\beta = \frac{804,2}{1 + 0,00367\vartheta} \cdot \frac{e}{P} \quad (3.7)$$

όπου ϑ και P η θερμοκρασία και η πίεση του δείγματος. Στην παραπάνω σχέση, η θερμοκρασία του αέρα μετριέται σε $^{\circ}\text{C}$ και οι ποσότητες P και e σε mb ή mmHg . Για πίεση 760 mmHg , η παραπάνω σχέση γράφεται ως εξής:

$$\beta = \frac{1,0599}{1 + 0,00367\vartheta} e; \quad \frac{1,1}{1 + 0,004\vartheta} e \quad (3.8)$$

Στις συνήθειες ατμοσφαιρικές συνθήκες είναι:

$$\beta = e \quad (3.9)$$

που σημαίνει ότι η απόλυτη υγρασία και η τάση των υδρατμών έχουν την ίδια αριθμητική τιμή, αλλά διαφορετικές μονάδες, με την απόλυτη υγρασία να μετριέται σε g/m^3 και την τάση των υδρατμών σε mmHg . Εύκολα αντιλαμβάνεται κανείς ότι το ίδιο ισχύει και στην περίπτωση που η ατμόσφαιρα είναι κορεσμένη σε υδρατμούς, δηλαδή $e = e_s$.

Καθώς ο αέρας κινείται κατά την οριζόντια και κατακόρυφη έννοια, οι μεταβολές στην πίεση και τη θερμοκρασία του προκαλούν μεταβολή του όγκου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η απόλυτη υγρασία να μεταβάλλεται, χωρίς την προσθήκη/απομάκρυνση υδρατμών. Έτσι, η απόλυτη υγρασία καθίσταται ακατάλληλη για τον προσδιορισμό της περιεκτικότητας του αέρα σε υδρατμούς. Το πρόβλημα αυτό ξεπερνιέται με τη χρήση της αναλογίας μίγματος, που δεν επηρεάζεται από μεταβολές της πίεσης ή της θερμοκρασίας.

3.1.4 Αναλογία μίγματος

Η αναλογία μίγματος r ενός δείγματος αέρα που περιέχει υδρατμούς ορίζεται ως ο λόγος της μάζας m_v των υδρατμών προς τη μάζα m_d του ξηρού αέρα που τους περιέχει. Εκφράζεται συνήθως σε g υδρατμών ανά Kg ξηρού αέρα. Με άλλα λόγια, η αναλογία μίγματος εκφράζει τη μάζα των υδρατμών (σε g) που περιέχονται σε 1 Kg ξηρού αέρα. Επομένως:

$$r = \frac{m_v}{m_d} \quad (3.10)$$

Εύκολα αποδεικνύεται ότι τα μεγέθη r , e και P συνδέονται μεταξύ τους με την παρακάτω σχέση:

$$r = 0,622 \frac{e}{P - e} \quad (3.11)$$

Όμως, καθώς $P \gg e$, η παραπάνω σχέση απλοποιείται σε:

$$r ; 0,622 \frac{e}{P} \quad (3.12)$$

Εξυπακούεται ότι τα παραπάνω ισχύουν και για την περίπτωση που ο αέρας είναι κορεσμένος σε υδρατμούς, δηλαδή:

$$r_s = 0,622 \frac{e_s}{P - e_s} \quad (3.13)$$

και

$$r_s ; 0,622 \frac{e_s}{P} \quad (3.14)$$

Παρά το γεγονός ότι η αναλογία μίγματος δεν επηρεάζεται από μεταβολές στην πίεση ή τη θερμοκρασία του αέρα, η απευθείας μέτρηση της τιμής της μέσα στην ατμόσφαιρα δεν είναι εύκολη υπόθεση.

3.1.5 Ειδική υγρασία

Σε ένα δείγμα υγρού αέρα, η ειδική υγρασία q ορίζεται ως ο λόγος της μάζας των υδρατμών m_v προς τη συνολική μάζα m_a του αέρα και εκφράζεται σε g υδρατμών ανά Kg υγρού αέρα:

$$q = \frac{m_v}{m_a} = \frac{m_v}{m_d + m_v} \quad (3.15)$$

Η παραπάνω σχέση εύκολα μετασχηματίζεται σε:

$$q = \frac{\frac{m_v}{m_d}}{\frac{m_d + m_v}{m_d}} = \frac{r}{1 + r} \quad (3.16)$$

Για την περίπτωση αέρα κορεσμένου σε υδρατμούς, θα είναι:

$$q_s = \frac{r_s}{1 + r_s} \quad (3.17)$$

Συνδυάζοντας τις Σχέσεις (3.11) και (3.16), παίρνουμε:

$$q = 0,622 \frac{e}{P - 0,378e} \quad (3.18)$$

Όμως, καθώς $P \gg e$, η παραπάνω σχέση απλοποιείται σε:

$$q ; 0,622 \frac{e}{P} \quad (3.19)$$

Εξυπακούεται πως τα παραπάνω ισχύουν και για την περίπτωση αέρα κορεσμένου σε υδρατμούς:

$$q_s = 0,622 \frac{e_s}{P - 0,378e_s} \quad (3.20)$$

και

$$q_s ; 0,622 \frac{e_s}{P} \quad (3.21)$$

3.1.6 Σχετική υγρασία

Ως σχετική υγρασία RH ορίζεται η μάζα m_v των υδρατμών που περιέχεται σε δοσμένο όγκο υγρού αέρα m_a προς τη μάζα m_{sv} που θα περιείχε ο όγκος αυτός, αν ο αέρας ήταν κορεσμένος σε υδρατμούς (υπό τις ίδιες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας):

$$RH = \frac{m_v}{m_{sv}} \quad (3.22)$$

Με άλλα λόγια, η σχετική υγρασία εκφράζει το ποσοστό (%) που ο αέρας απέχει από την κατάσταση κορεσμού. Η παραπάνω σχέση εύκολα μετασχηματίζεται σε:

$$RH = \frac{m_v}{m_{sv}} = \frac{\frac{m_v}{V_a}}{\frac{m_{sv}}{V_a}} = \frac{e}{e_s} \quad (3.23)$$

Με παρόμοιο τρόπο προκύπτει ότι:

$$RH = \frac{r}{r_s} \quad (3.24)$$

Στον Πίνακα 3.1 φαίνεται ότι στους 25 °C ο αέρας καθίσταται κορεσμένος, όταν περιέχει 20 g υδρατμών. Έτσι, στην περίπτωση που αέρας θερμοκρασίας 25 °C περιέχει 10 g υδρατμών, η σχετική του υγρασία υπολογίζεται ίση με 50%, ενώ η σχετική υγρασία φτάνει την τιμή 100%, όταν η ποσότητα των υδρατμών που περιέχει αυξηθεί στα 20 g. Κάτι τέτοιο μπορεί να συμβεί μέσω της εξάτμισης νερού ή της διαπνοής των φυτών. Οι παραγόμενοι υδρατμοί που εισέρχονται στην ατμόσφαιρα εμπλουτίζουν τον αέρα και αυξάνουν τη σχετική υγρασία του.

Ένας δεύτερος τρόπος με τον οποίο μπορεί να μεταβληθεί η σχετική υγρασία είναι με τη μεταβολή της θερμοκρασίας. Αν ο αέρας θερμοκρασίας 25 °C που περιέχει 10 g υδρατμών ψυχθεί στους 15 °C, τότε

αυτομάτως καθίσταται κορεσμένος. Αν η ψύξη συνεχιστεί σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, τότε το πλεόνασμα των υδρατμών που δεν μπορεί πια να συγκρατήσει ο αέρας συμπυκνώνονται και επιστρέφουν στην υγρή φάση. Κάπως έτσι σχηματίζονται και τα νέφη. Καθώς ο ακόρεστος αέρας ανέρχεται εντός της τροπόσφαιρας, η θερμοκρασία του ελαττώνεται, με αποτέλεσμα την αύξηση της σχετικής υγρασίας. Αν η θερμοκρασία ελαττωθεί αρκετά, ώστε ο αέρας να καταστεί υπέρκορος, μέρος των υδρατμών του θα συμπυκνωθεί, σχηματίζοντας ένα νέφος.

Ας μελετήσουμε τώρα την περίπτωση που αέρας θερμοκρασίας $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ περιέχει 2 g υδρατμών. Ο αέρας αυτός, σύμφωνα με τον Πίνακα 3.1, έχει σχετική υγρασία 100% και είναι κορεσμένος σε υδρατμούς. Αν όμως η ποσότητα αυτή των υδρατμών (2 g) περιέχεται σε αέρα θερμοκρασίας $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, τότε η σχετική υγρασία είναι μόλις 10% . Κι όμως, η ποσότητα των υδρατμών δεν έχει μεταβληθεί. Έτσι, μπορεί να εξηγηθεί η μεγάλη ξηρασία του αέρα που επικρατεί στις πολικές περιοχές, όπου συχνά γίνεται λόγος για «πολικές ερήμους». Πολύ περισσότερο, όμως, από το παράδειγμα αυτό διαφαίνεται ότι το ποσοστό της σχετικής υγρασίας από μόνο του δεν μπορεί να μας δώσει ασφαλή ένδειξη για την περιεκτικότητα του αέρα σε υδρατμούς, αν δεν γνωρίζουμε τη θερμοκρασία του αέρα.

3.1.7 Θερμοκρασία του σημείου δρόσου

Θερμοκρασία του σημείου δρόσου ϑ_d ονομάζεται η θερμοκρασία στην οποία πρέπει να ψυχθεί ο αέρας (υπό σταθερή πίεση), μέχρι να καταστεί κορεσμένος σε υδρατμούς. Το μέγεθος αυτό δίνει την καλύτερη εκτίμηση για τους υδρατμούς που περιέχει ο αέρας¹⁸.

Εύκολα διαπιστώνει κανείς από τον Πίνακα 3.1 ότι π.χ. για αέρα που περιέχει 20 g υδρατμών το σημείο δρόσου βρίσκεται στους $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, ενώ για αέρα που περιέχει 2 g υδρατμών το σημείο δρόσου βρίσκεται στους $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Κατά κανόνα, όσο ξηρότερος είναι ο αέρας, τόσο χαμηλότερη θα είναι η τιμή της θερμοκρασία του σημείου δρόσου. Αντιστρόφως, όταν ο αέρας είναι πλούσιος σε υδρατμούς, το σημείο δρόσου έχει υψηλή τιμή. Στην πράξη, για κάθε αύξηση της θερμοκρασίας του σημείου δρόσου κατά $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ η ποσότητα των υδρατμών που περιέχονται στην ατμόσφαιρα διπλασιάζεται. Τα παραπάνω καθιστούν το σημείο δρόσου την πλέον κατάλληλη και εύχρηστη μέθοδο για τον προσδιορισμό της ποσότητας των υδρατμών στην ατμόσφαιρα.

3.1.8 Θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου

Θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου ϑ_w λέγεται η θερμοκρασία στην οποία μεταβαίνει ο ατμοσφαιρικός αέρας, υπό σταθερή πίεση, όταν μέσα σε αυτόν γίνεται εξάτμιση νερού, μέχρι να καταστεί κορεσμένος. Η παραπάνω μεταβολή γίνεται αδιαβατικά, δηλαδή χωρίς ανταλλαγή θερμότητας με το περιβάλλον. Σύμφωνα με τον ορισμό αυτόν, θα είναι:

- $\vartheta > \vartheta_w > \vartheta_d$, για ακόρεστο αέρα,
- $\vartheta = \vartheta_w = \vartheta_d$, για κορεσμένο αέρα.

Έτσι, κατά τη χρήση ενός ψυχομέτρου, ισχύει:

$$e = e_s(\vartheta_w) - \alpha(\vartheta - \vartheta_w)P \quad (3.25)$$

όπου α είναι η λεγόμενη «ψυχομετρική σταθερά», που εξαρτάται από την ταχύτητα του αέρα. Η σταθερά αυτή παίρνει τιμές:

- για $\vartheta_w > 0$, $\alpha = 0,00079$

¹⁸ Ο όρος «θερμοκρασία δρόσου» δεν είναι τυχαίος. Συχνά, κατά τη διάρκεια της νύχτας, τα σώματα κοντά στο έδαφος ψύχονται πέρα από το σημείο δρόσου. Στις περιπτώσεις αυτές, οι υδρατμοί που συμπυκνώνονται, μιας και ο αέρας δεν μπορεί πια να τους συγκρατήσει, επικάθονται στην ψυχρή επιφάνεια των σωμάτων και δημιουργούν ένα στρώμα δρόσου. Στο φαινόμενο αυτό οφείλει την ονομασία της η συγκεκριμένη υγρομετρική παράμετρος.

- για $\vartheta_w < 0$, $\sigma = 0,00069$.

Οι παραπάνω τιμές ισχύουν για μέτριες εντάσεις ανέμου. Κατά τη νηνεμία, η α μπορεί να φτάσει την τιμή 0,0012.

3.1.9 Υετίσιμο ύδωρ

Ως υετίσιμο ύδωρ P_w ορίζεται το σύνολο των υδρατμών που περιέχονται σε κατακόρυφη ατμοσφαιρική στήλη μοναδιαίας διατομής που εκτείνεται μεταξύ δύο καθορισμένων επιπέδων εντός της ατμόσφαιρας. Αντιστοιχεί στο ύψος του νερού που θα συλλεγόταν εντός δοχείου της ίδιας διατομής, αν όλοι οι υδρατμοί που περιέχει η στήλη συμπυκνώνονταν σχηματίζοντας υετό. Το υετίσιμο ύδωρ δίνεται από τη σχέση:

$$P_w = 0,01 \int_{P_1}^{P_0} q dP \quad (3.26)$$

Στην παραπάνω σχέση το υετίσιμο ύδωρ μετριέται σε mm, η πίεση σε mb και η ειδική υγρασία σε g/Kg.

3.2 Εξάτμιση του νερού

Η εξάτμιση νερού από τη γήινη επιφάνεια προς σχηματισμό υδρατμών είναι μία εξαιρετικά σπουδαία διεργασία, τόσο από φυσικής όσο και από βιολογικής σκοπιάς, διότι η λανθάνουσα θερμότητα που εμπεριέχουν οι υδρατμοί είναι μεγάλη συγκριτικά με την ειδική θερμότητα του αέρα¹⁹. Αξίζει να σημειωθεί ότι η συνολική ποσότητα υδρατμών που περιέχεται στην ατμόσφαιρα επαρκεί για να τροφοδοτήσει μία μόνο εβδομάδα υετού σε πλανητική κλίμακα. Επομένως, ο ρόλος της εξάτμισης είναι καθοριστικός για την ανατροφοδότηση της ατμόσφαιρας με υδρατμούς.

Η εξάτμιση πάνω από μία υδάτινη επιφάνεια πραγματοποιείται σε δύο διακριτά στρώματα. Το πρώτο (κατώτερο) λέγεται «στρώμα τριβής». Πρόκειται για ένα λεπτό στρώμα αέρα, μέσα στο οποίο λαμβάνει χώρα μοριακή διάχυση, δηλαδή διάχυση που οφείλεται στην κίνηση των μορίων. Πάνω από το στρώμα τριβής απαντάται το «επιφανειακό στρώμα», όπου η διάχυση γίνεται με τη βοήθεια μικρών στροβίλων. Από τα δύο αυτά στρώματα, το μεγαλύτερο ενδιαφέρον επικεντρώνεται στο επιφανειακό στρώμα, καθώς μέσα στο παχύτερο αυτό στρώμα επικρατεί έντονη ανατάραξη. Σε κάθε περίπτωση, η ποσότητα E των υδρατμών που παράγονται από την υδάτινη επιφάνεια και καταλήγουν στην ατμόσφαιρα είναι ανάλογη προς την κατακόρυφη βαθμίδα της ειδικής υγρασίας:

$$E = -\rho K \frac{\partial q}{\partial z} \quad (3.27)$$

με το ρ να παριστάνει την πυκνότητα του ατμοσφαιρικού αέρα και το K τον συντελεστή διάχυσης (μοριακής ή στροβιλώδους, ανάλογα με το στρώμα μέσα στο οποίο πραγματοποιείται η εξάτμιση). Το αρνητικό πρόσημο έχει φυσική σημασία και υποδηλώνει ότι η ροή υδρατμών είναι θετική, όταν η ειδική υγρασία μειώνεται καθ' ύψος. Η παραπάνω σχέση μπορεί να απλουστευθεί, κάνοντας τις εξής τρεις παραδοχές:

- i. Ο συντελεστής κατακόρυφης διάχυσης των υδρατμών K_{qz} ισούται με τον συντελεστή κατακόρυφης διάχυσης της ορμής K_{mz} .
- ii. Οι οριζόντιες τάσεις Reynolds δεν μεταβάλλονται με το ύψος.
- iii. Η ταχύτητα του ανέμου παρουσιάζει λογαριθμική μεταβολή με το ύψος.

Λαμβάνοντας υπόψη μας ότι:

¹⁹ Θυμηθείτε ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται από τη συμπύκνωση 1 g υδρατμών είναι ικανή να αυξήσει τη θερμοκρασία 1 Kg αέρα κατά 2,5 K.

$$K_{mz} = K_{qz} = ku_* z \quad (3.28)$$

η παραπάνω σχέση μετασχηματίζεται σε:

$$E = -\rho K_{qz} \frac{\partial q}{\partial z} = -\rho k u_* \frac{\partial q}{\partial \ln z} \quad (3.29)$$

όπου k είναι η σταθερά von Karman και u_* η ταχύτητα τριβής. Καθώς η μελέτη εστιάζεται στην κατακόρυφη διάσταση, η παραπάνω σχέση μπορεί να απλοποιηθεί ως εξής:

$$E = -\rho K_{qz} \frac{dq}{dz} = -\rho k u_* \frac{dq}{d \ln z} \quad (3.30)$$

Για τη λογαριθμική μεταβολή του ανέμου με το ύψος, ισχύει:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \Rightarrow du = \frac{u_*}{k} d \ln z \Rightarrow u_* = \frac{k du}{d \ln z} \quad (3.31)$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, παίρνουμε:

$$E = -\rho k^2 \frac{du dq}{(d \ln z)^2} \quad (3.32)$$

Στην παραπάνω σχέση, τα διαφορικά μπορούν να αντικατασταθούν από τις διαφορές μεταξύ των δύο εξεταζόμενων σταθμών z_1 και z_2 :

$$E = -\rho k^2 \frac{\bar{u}_2 - \bar{u}_1}{\left(\ln \frac{z_2}{z_1} \right)^2} (q_2 - q_1) \quad (3.33)$$

Η ποσότητα:

$$C = \rho k^2 \frac{\bar{u}_1}{\left(\ln \frac{z_2}{z_1} \right)^2} \quad (3.34)$$

είναι γνωστή ως «συντελεστής εξάτμισης» και υπολογίζεται πειραματικά. Έτσι, η ποσότητα των υδρατμών που διαχέεται μεταξύ των δύο στρωμάτων z_1 και z_2 θα δίνεται από τη σχέση:

$$E = C \bar{u}_1 (q_2 - q_1) \quad (3.35)$$

Για το στρώμα του αέρα που εκτείνεται μέχρι ύψους 6 m πάνω από τη θάλασσα, ισχύουν τα ακόλουθα:

$$\text{για } \bar{u} \geq 6,5 \text{ m/s, } C = 0,148 \quad (3.36)$$

$$\text{για } \bar{u} < 6,5 \text{ m/s, } C = 0,085 \quad (3.37)$$

όπου \bar{u} είναι η μέση ταχύτητα του ανέμου στο εξεταζόμενο στρώμα. Επομένως, θα ισχύει:

$$\text{για } \bar{u} \geq 6,5 \text{ m/s, } E = 9,8 \cdot 10^{-4} (e_0 - e) \bar{u} \quad (3.38)$$

και

$$\text{για } \bar{u} < 6,5 \text{ m/s, } E = 2,8 \cdot 10^{-4} (e_0 - e) \bar{u} \quad (3.39)$$

με τα e_0 και e να παριστάνουν την τάση των υδρατμών στην επιφάνεια της θάλασσας και στη στάθμη των 6 m, αντίστοιχα.

Από τα παραπάνω, συμπεραίνουμε ότι η εξάτμιση είναι εντονότερη, όταν επικρατεί ισχυρή κατακόρυφη βαθμίδα τάσης των υδρατμών. Κάτι τέτοιο μπορεί να συμβεί, όταν ψυχρές αέριες μάζες από τη χέρσο μεταφέρονται κατά τη διάρκεια του χειμώνα πάνω από τη θερμότερη θαλάσσια επιφάνεια²⁰.

Για τη μεταβολή της ειδικής υγρασίας με τον χρόνο, μπορεί να αποδειχτεί ότι ισχύει:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_{qz} \frac{\partial q}{\partial z} \right) \quad (3.40)$$

Αν το εξεταζόμενο ατμοσφαιρικό στρώμα είναι αρκετά λεπτό, οι ποσότητες ρ και K_{qz} μπορούν να ληφθούν σταθερές με πολύ καλή προσέγγιση. Έτσι, η παραπάνω σχέση γράφεται:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = K_{qz} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \quad (3.41)$$

Επιλύοντας την παραπάνω διαφορική εξίσωση, προκύπτει:

$$q(z,t) = \overline{q(z)} + \Delta q_0 e^{-az} \cos(\omega t - az) \quad (3.42)$$

όπου $\overline{q(z)}$ είναι η μέση τιμή της ειδικής υγρασίας σε ύψος z και $\Delta q_0 e^{-az}$ είναι η μέγιστη τιμή κύμανσης της ειδικής υγρασίας. Το a δίνεται από τη σχέση:

$$a = \sqrt{\frac{\omega}{2K_{qz}}} \quad (3.43)$$

Επομένως, γίνεται αντιληπτό ότι η τιμή της ειδικής υγρασίας παρουσιάζει περιοδική μεταβολή κατά τη διάρκεια του 24ώρου και ελαττώνεται εκθετικά με το ύψος.

²⁰ Θυμηθείτε ότι κατά τη διάρκεια του χειμώνα η χέρσος ψύχεται εντονότερα σε σχέση με τη θάλασσα, πάνω από την οποία επικρατούν χαμηλότερες πιέσεις. Σε τέτοιες περιπτώσεις, ο ψυχρός αέρας των χερσαίων εδαφών, υπό κατάλληλες προϋποθέσεις, μπορεί να κινείται παράλληλα με το έδαφος και να περνά πάνω από τις θερμότερες θαλάσσιες επιφάνειες.

3.2.1 Εξάτμιση από υδροσυλλογές

Η εξάτμιση πάνω από μία υδάτινη επιφάνεια ευνοείται από συνθήκες υψηλής θερμοκρασίας και ξηρασίας. Αντιστρόφως, οι χαμηλές θερμοκρασίες μειώνουν τα επίπεδα εξάτμισης. Ομοίως, οι συνθήκες νηνεμίας δεν ευνοούν την εξάτμιση, καθώς η απουσία οριζόντιων ρευμάτων αέρα περιορίζει την απαγωγή και διάχυση των παραγόμενων υδρατμών, με αποτέλεσμα το αέριο στρώμα που βρίσκεται σε επαφή με την υδάτινη επιφάνεια να καθίσταται πολύ γρήγορα κορεσμένο. Έτσι, επιβραδύνεται ή ακόμα και ανακόπτεται η εξάτμιση. Οι παραπάνω αρχές εκφράζονται με τον γνωστό νόμο του Dalton:

$$E = \frac{AS(e_s - e)}{P} \quad (3.44)$$

όπου E είναι η εξάτμιση (ή ταχύτητα εξάτμισης) εκφρασμένη σε μονάδες μήκους (mm ή cm) στη μονάδα του χρόνου (s , min κλπ.), A είναι ένας συντελεστής που εξαρτάται, μεταξύ άλλων, από την ταχύτητα απαγωγής των παραγόμενων υδρατμών (άρα από την ταχύτητα του ανέμου) και από τη φύση του ίδιου του υγρού, e_s είναι η μέγιστη τάση των υδρατμών στη θερμοκρασία της υδάτινης επιφάνειας, e είναι η τάση των υδρατμών του ατμοσφαιρικού αέρα, P η ατμοσφαιρική πίεση (σε mmHg ή mb) και S η επιφάνεια του υγρού, που συνήθως λαμβάνεται ίση με τη μονάδα. Από τον νόμο του Dalton προκύπτει ότι η ταχύτητα εξάτμισης:

- είναι ανάλογη της επιφάνειας του νερού,
- είναι ανάλογη του ελλείμματος κόρου (που συχνά ονομάζεται «παράγοντας εξάτμισης»),
- είναι αντιστρόφως ανάλογη της ατμοσφαιρικής πίεσης,
- εξαρτάται από την ταχύτητα του ανέμου.

Γενικότερα, μετεωρολογικές παράμετροι που καθορίζουν την ταχύτητα εξάτμισης είναι οι παρακάτω:

- η θερμοκρασία του νερού,
- το περιεχόμενο του αέρα σε υδρατμούς,
- η ταχύτητα του ανέμου και
- η ανατάραξη εντός της ατμόσφαιρας.

Συνοπλογίζοντας τα παραπάνω, εύκολα αντιλαμβάνεται κανείς ότι η εξάτμιση είναι εντονότερη κατά τη διάρκεια της ημέρας (παρά τη νύχτα) και μάλιστα κατά τη θερμή περίοδο του έτους.

Άλλοι παράγοντες που επηρεάζουν την εξάτμιση είναι η ποιότητα του νερού, το βάθος της υδροσυλλογής και η έκταση της υδάτινης επιφάνειας. Αναφορικά με την ποιότητα του νερού, είναι γνωστό πως η εξάτμιση ελαττώνεται κατά 1%, όταν η αλατότητα του νερού αυξάνεται κατά 1%. Γενικότερα, η εξάτμιση από την επιφάνεια της θάλασσας είναι κατά 2-3% μικρότερη από την αντίστοιχη πάνω από υδροσυλλογές γλυκού νερού. Η ανατάραξη εντός της υδάτινης μάζας μπορεί, επίσης, να διαμορφώνει τα επίπεδα εξάτμισης, καθώς μεταβάλλει το albedo και επομένως το ισοζύγιο των ακτινοβολιών και τη θερμοκρασία του νερού. Τέλος, όσον αφορά την έκταση της υδάτινης επιφάνειας, αποδεικνύεται ότι μικρές επιφάνειες με μικρές τιμές σχετικής υγρασίας δίνουν μεγάλες τιμές ρυθμού εξάτμισης.

3.2.2 Εμπειρικές μέθοδοι υπολογισμού της εξάτμισης από υδροσυλλογές

Για τον υπολογισμό της εξάτμισης E από μεγάλες υδάτινες επιφάνειες, χρησιμοποιούνται διάφορες εμπειρικές σχέσεις που έχουν τη γενική μορφή:

$$E = f(u)(e_s - e) \quad (3.45)$$

όπου $f(u)$ είναι μία συνάρτηση της ταχύτητας του ανέμου πάνω από την επιφάνεια του νερού, e η τάση των υδρατμών του αέρα και e_s η τάση των κορεσμένων υδρατμών κοντά στην υδάτινη επιφάνεια. Η συνάρτηση της ταχύτητας του ανέμου έχει συνήθως τη μορφή:

$$f(u) = a(1 + bu) \quad (3.46)$$

με τα a και b να είναι σταθερές που εξαρτώνται από τη φύση της εξατμίζουσας επιφάνειας και από το ύψος πάνω από την υδάτινη επιφάνεια στο οποίο μετριέται η ταχύτητα του ανέμου. Οι σταθερές αυτές υπολογίζονται πειραματικά. Παρακάτω εξετάζονται ορισμένες από τις πιο γνωστές εμπειρικές σχέσεις για τον υπολογισμό της εξάτμισης πάνω από φυσικές και τεχνητές υδροσυλλογές.

3.2.2.1 Εμπειρική σχέση του Rohwer

Σύμφωνα με τον Rohwer, η εξάτμιση δίνεται από τη σχέση:

$$E = 0,40(1 + 0,6048u)(e_s - e) \quad (3.47)$$

με την ταχύτητα του ανέμου να μετριέται σε m/s στην επιφάνεια του νερού. Σημειώνεται ότι η εξάτμιση στην παραπάνω σχέση μετριέται σε μονάδες πίεσης (όμοιες με εκείνες των e και e_s).

3.2.2.2 Εμπειρικές σχέσεις του Penman

Σύμφωνα με τον Penman, η εξάτμιση μπορεί να δίνεται από τη σχέση:

$$E = 0,40(1 + 0,38u)(e_s - e) \quad (3.48)$$

με την ταχύτητα του ανέμου να μετριέται σε m/s σε ύψος 2 m πάνω από την επιφάνεια του νερού. Εναλλακτικά, μπορεί να χρησιμοποιείται η σχέση:

$$E = 0,35(1 + 2,24 \cdot 10^{-2}u)(e_s - e) \quad (3.49)$$

με την ταχύτητα του ανέμου να μετριέται σε m/d σε ύψος 2 m πάνω από την επιφάνεια του νερού. Βελτιωμένη εκδοχή της τελευταίας σχέσης αποτελεί η εξίσωση:

$$E = 0,35(0,5 + 10^{-2}u)(e_s - e) \quad (3.50)$$

όπου η ταχύτητα του ανέμου μετριέται σε m/d σε ύψος 2 m πάνω από την επιφάνεια του νερού. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις η τάση των υδρατμών μετριέται σε ύψος 1 m από την επιφάνεια του νερού.

3.2.2.3 Εμπειρική σχέση των Kirilova και Ogneva

Η συγκεκριμένη σχέση αφορά την εξάτμιση από τεχνητές υδροσυλλογές και έχει τη μορφή:

$$E = 0,114u(e_0 - e) \quad (3.51)$$

όπου e_0 και e είναι η τάση των υδρατμών (σε mb) στην επιφάνεια και σε ύψος 2 m, αντίστοιχα. Η ταχύτητα του ανέμου (σε m/s) μετριέται σε ύψος 1 m από την επιφάνεια του νερού και η εξάτμιση E εκφράζεται σε mm/d.

3.2.2.4 Εμπειρικές σχέσεις από μετρήσεις στη λίμνη Hefner

Από μετρήσεις με εξατμισόμετρα έχει προκύψει ότι:

$$E = (0,42 + 0,0896u)(e_s - e) \quad (3.52)$$

και

$$E = (0,37 + 0,9184u)(e_s - e)^{0,88} \quad (3.53)$$

Στις δύο προηγούμενες σχέσεις, η ταχύτητα του ανέμου (σε m/d) μετριέται σε ύψος 1,5 m πάνω από την επιφάνεια του νερού. Παράλληλα, από πραγματικές μετρήσεις της εξάτμισης στη λίμνη Hefner, έχει προκύψει ότι:

$$E = 1,95u(e_s - e)P^{-1} \quad (3.54)$$

όπου P είναι η ατμοσφαιρική πίεση και η μέτρηση της ταχύτητας του ανέμου και της τάσης των υδρατμών γίνεται σε ύψος 4 m από την επιφάνεια του νερού.

3.2.2.5 Τύπος του Penman

Εκτός από τις εμπειρικές σχέσεις που περιγράφηκαν παραπάνω, ο Penman, χρησιμοποιώντας αρχές της αεροδυναμικής και του ενεργειακού ισοζυγίου, προχώρησε στη διατύπωση της παρακάτω σχέσης:

$$E = \frac{\Delta Q_n + \gamma E_a}{\Delta + \gamma} \quad (3.55)$$

όπου η εξάτμιση E μετριέται σε mm/d, Δ είναι η κλίση της καμπύλης της τάσης των υδρατμών ως συνάρτηση της θερμοκρασίας του αέρα, δηλαδή $\Delta = de_s/dT$, Q_n είναι η καθαρή ακτινοβολία στη θεωρούμενη επιφάνεια (σε mm/d), γ είναι η λεγόμενη «ψυχομετρική σταθερά», με τιμή 0,65, και E_a είναι η μάζα των υδρατμών που μετακινούνται, γνωστή και ως «αεροδυναμική εξάτμιση». Σημειώνεται ότι η θερμοκρασία της υδάτινης επιφάνειας λαμβάνεται ίση με τη θερμοκρασία του αέρα στο ύψος του μετεωρολογικού κλωβού (2 m).

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι η εξάτμιση ελέγχεται από δύο παράγοντες, τον ενεργειακό Q_n και τον αεροδυναμικό E_a . Οι παράμετροι Δ και γ ποσοτικοποιούν τη σπουδαιότητα των δύο αυτών παραγόντων.

3.2.3 Εξάτμιση από εδαφικές επιφάνειες

Οι σχέσεις που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη ενότητα αφορούν την εξάτμιση από υδροσυλλογές και δεν είναι κατάλληλες για τον υπολογισμό της εξάτμισης από εδαφικές επιφάνειες. Για την εξάτμιση πάνω από το έδαφος, χρησιμοποιούνται εμπειρικές σχέσεις στις οποίες, αντί για την e_s της θεωρούμενης επιφάνειας, χρησιμοποιείται η μέγιστη τάση των υδρατμών του αέρα e_{sa} . Για παράδειγμα, συχνά χρησιμοποιείται η σχέση:

$$E = 21,2(e_{sa} - e) \quad (3.56)$$

όπου η εξάτμιση μετριέται σε μονάδες πίεσης. Παράγοντες που επηρεάζουν την εξάτμιση πάνω από το έδαφος είναι:

- η περιεκτικότητα του εδάφους σε υγρασία,

- τα τριχοειδή χαρακτηριστικά του εδάφους,
- το βάθος του υδροφόρου ορίζοντα,
- το χρώμα του εδάφους και
- η παρουσία βλάστησης.

Η εξάτμιση από εδαφικές επιφάνειες είναι κατά κανόνα μικρότερη από την αντίστοιχη πάνω από υδάτινες επιφάνειες, καθώς τα αποθέματα υγρασίας στο έδαφος είναι μικρότερα. Επίσης, θα πρέπει να αποσαφηνιστεί ότι η εξάτμιση πραγματοποιείται μόνο από το επιφανειακό στρώμα του εδάφους. Έτσι, ακόμη και όταν τα βαθύτερα στρώματα είναι κορεσμένα σε υγρασία, δεν συνεισφέρουν στην εξάτμιση, καθώς η κίνηση του νερού από τα βαθύτερα προς τα επιφανειακά στρώματα πραγματοποιείται με εξαιρετικά αργό ρυθμό. Ένα άλλο ενδιαφέρον στοιχείο είναι το γεγονός ότι η εξάτμιση είναι μεγαλύτερη από μία επιφάνεια που έχει πρόσφατα διαβραχεί από ήπια και διαλείπουσα βροχή σε σχέση με μία επιφάνεια που δέχτηκε ραγδαία βροχόπτωση του ίδιου ύψους.

Αναφορικά με τα τριχοειδή χαρακτηριστικά του εδάφους, αξίζει να σημειωθεί ότι σε έδαφος με λεπτόκοκκη υφή η ανυψωτική ικανότητα του τριχοειδούς μπορεί να φτάσει το 1 m ή και περισσότερο. Αντιθέτως, σε χονδροκόκκο έδαφος η ανύψωση περιορίζεται σε λίγα εκατοστά. Παρ' όλα αυτά, ακόμα και στην περίπτωση του λεπτόκοκκου εδάφους, η ταχύτητα της ανοδικής κίνησης του νερού είναι αντιστρόφως ανάλογη της ανύψωσης, με αποτέλεσμα η αύξηση της εξάτμισης που προκύπτει να είναι σχεδόν αμελητέα. Από την άλλη μεριά, όταν ο υδροφόρος ορίζοντας φτάνει μέχρι την εξατμίζουσα εδαφική επιφάνεια, η εξάτμιση μεγιστοποιείται.

Το χρώμα του εδάφους καθορίζει το albedo της επιφάνειας και κατά συνέπεια το ισοζύγιο των ακτινοβολιών και τη θερμοκρασία του εδάφους. Έτσι, τα σκουρόχρωμα εδάφη συχνά εμφανίζουν αυξημένο ρυθμό εξάτμισης σε σχέση με τα ανοιχτόχρωμα.

Τέλος, ο ρόλος της βλάστησης στην εξάτμιση είναι πολύπλοκος και διαμορφώνεται από πολλά επιμέρους χαρακτηριστικά, όπως το είδος της βλάστησης, το ύψος των φυτών, το ποσοστό της φυτοκάλυψης του εδάφους κ.ά. Κατά κανόνα, η βλάστηση περιορίζει την εξάτμιση, καθώς:

- Μειώνει τα επίπεδα ακτινοβολίας που φτάνουν στο έδαφος και επομένως ελαττώνει τη θερμοκρασία της εξατμίζουσας επιφάνειας.
- Ανακόπτει την ταχύτητα του ανέμου και επομένως περιορίζει το ρεύμα απαγωγής των παραγόμενων υδρατμών.
- Αυξάνει την υγρασία του αέρα πάνω από το έδαφος, περιορίζοντας το δυναμικό της εξάτμισης.

3.3 Εξατμισοδιαπνοή και παράγοντες που την επηρεάζουν

Όπως ήδη αναφέρθηκε, η ατμόσφαιρα μπορεί να εμπλουτίζεται σε υδρατμούς και μέσω της διαπνοής των φυτών. Η διαδικασία αυτή, μαζί με την εξάτμιση, συνιστά την εξατμισοδιαπνοή, που είναι γνωστή και ως «ολική εξάτμιση». Εκτός από την πραγματική εξατμισοδιαπνοή (ΑΕ), ενδιαφέρον παρουσιάζει και η δυνητική εξατμισοδιαπνοή (ΡΕ). Σύμφωνα με τον Thornthwaite, δυνητική εξατμισοδιαπνοή είναι η απώλεια νερού που σχετίζεται με τις ανάγκες της βλάστησης, υπό την προϋπόθεση ότι δεν παρατηρείται έλλειψη νερού στο έδαφος. Ένας άλλος ορισμός είναι αυτός του Penman, σύμφωνα με τον οποίο ως δυνητική εξατμισοδιαπνοή ορίζεται η εξάτμιση από μία επιφάνεια που είναι καλυμμένη με μικρού ύψους πράσινη βλάστηση η οποία σκιάζει πλήρως το έδαφος, υπό την προϋπόθεση ότι υπάρχει πλήρης επάρκεια νερού. Με άλλα λόγια, πρόκειται για το μέγιστο της απώλειας νερού από μία περιοχή καλυμμένη με βλάστηση.

Η δυνητική εξατμισοδιαπνοή διαμορφώνεται κυρίως από μετεωρολογικές παραμέτρους, σε αντίθεση με την πραγματική που ελέγχεται και από παράγοντες που αφορούν τα ίδια τα φυτά και το έδαφος. Ειδικότερα, η δυνητική εξατμισοδιαπνοή ελέγχεται από:

- την ηλιακή ακτινοβολία,
- τη θερμοκρασία,

- το περιεχόμενο της ατμόσφαιρας σε υδρατμούς και
- τον άνεμο.

Κατά κανόνα, η αύξηση της θερμοκρασίας και της ακτινοβολίας επιταχύνει τις λειτουργίες των φυτών, όπως π.χ. τη φωτοσύνθεση, με αποτέλεσμα να αυξάνεται και ο ρυθμός διαπνοής. Κατά συνέπεια, το μέγιστο της δυνητικής εξατμισοδιαπνοής καταγράφεται κατά τη διάρκεια της ημέρας και μάλιστα κατά τη θερμή περίοδο του έτους. Ομοίως, η δυνητική εξατμισοδιαπνοή ευνοείται από τον άνεμο, καθώς το αέριο ρεύμα που δημιουργείται απάγει τους παραγόμενους υδρατμούς. Αντιθέτως, υψηλά επίπεδα υγρασίας στην ατμόσφαιρα επιβραδύνουν τη δυνητική εξατμισοδιαπνοή, διότι ο αέρας καθίσταται γρήγορα κορεσμένος σε υδρατμούς.

Αναφορικά με την πραγματική εξατμισοδιαπνοή, αυτή ελέγχεται, επίσης, από τον βαθμό επάρκειας υγρασίας στο έδαφος, την πυκνότητα της βλάστησης (που εκφράζεται συνήθως με το ποσοστό της επιφάνειας των φύλλων σε σχέση με την επιφάνεια του εδάφους), το στάδιο ανάπτυξης των φυτών κλπ. Για παράδειγμα, στα αρχικά στάδια ανάπτυξης ενός φυτού παρατηρείται αυξημένη εξατμισοδιαπνοή η οποία στη συνέχεια επιβραδύνεται.

3.3.1 Εμπειρικές σχέσεις για τον υπολογισμό της εξατμισοδιαπνοής

Αν και επί του παρόντος δεν υπάρχει μία σχέση που να μπορεί να αποδώσει με ακρίβεια την εξατμισοδιαπνοή, κατά καιρούς έχουν προταθεί διάφορες εμπειρικές σχέσεις. Παρακάτω δίνονται οι πιο γνωστές από αυτές.

3.3.1.1 Τύπος του Penman

Σύμφωνα με τον Penman, η δυνητική εξατμισοδιαπνοή E_{PE} είναι μικρότερη από την εξάτμιση E από υδάτινη επιφάνεια κατά έναν παράγοντα f :

$$E_{PE} = fE \quad (3.57)$$

όπου ο παράγοντας f λαμβάνει την τιμή 0,6 κατά τη χειμερινή περίοδο και 0,8 κατά τη θερινή. Τότε η αεροδυναμική εξάτμιση E_a (σε mm/d) δίνεται από τη σχέση:

$$E_a = 0,35(1 + u/100)(e_s - e) \quad (3.58)$$

όπου u είναι η μέση ταχύτητα του ανέμου στα 2 m από την επιφάνεια του εδάφους (σε mi/d), e_s είναι η μέγιστη τάση των υδρατμών στη θερμοκρασία του αέρα σε ύψος 2 m και e η μέση τιμή της τάσης των υδρατμών (σε mmHg) στα 2 m.

Για την ποσότητα Q_n , ισχύει η εμπειρική σχέση:

$$Q_n = I_0(1-r) \left(a + b \frac{n}{N} \right) - \sigma T^4 (0,56 - 0,09\sqrt{e}) \left(0,1 + 0,9 \frac{n}{N} \right) \quad (3.59)$$

όπου I_0 είναι η ηλιακή σταθερά εκφρασμένη σε μονάδες εξάτμισης, n και N η πραγματική και η θεωρητική διάρκεια ηλιοφάνειας, αντίστοιχα, κατά την εξεταζόμενη χρονική περίοδο, σ η σταθερά Boltzmann εκφρασμένη σε μονάδες εξάτμισης ($2,01 \times 10^{-9}$ mm/d), T η απόλυτη θερμοκρασία του αέρα (σε K), r το albedo και a και b δύο σταθερές.

3.3.1.2 Τύπος του Thornthwaite

Σύμφωνα με τον Thornthwaite, η μηνιαία τιμή E_{μ} της δυνητικής εξατμισοδιαπνοής (σε cm) είναι:

$$E_{\mu} = 1,6(10T_i / I)^{\alpha} \quad (3.60)$$

όπου T_i είναι η μέση θερμοκρασία του μήνα i (σε °C) και I ένας δείκτης που είναι σταθερός για κάθε περιοχή και δίνεται από το άθροισμα των 12 επιμέρους μηνιαίων τιμών I_i :

$$I_i = (T_i / 5)^{1,514} \quad (3.61)$$

Η παράμετρος α εξαρτάται από το I και δίνεται από την εμπειρική σχέση:

$$\alpha = 6,75 \cdot 10^{-7} I^3 - 7,714 \cdot 10^{-5} I^2 + 1,792 \cdot 10^{-2} I + 0,49239 \quad (3.62)$$

Σημειώνεται ότι η τιμή της E_{μ} που προκύπτει από τις παραπάνω σχέσεις προσαρμόζεται πολλαπλασιαζόμενη με τον κατάλληλο συντελεστή διόρθωσης που είναι συνάρτηση του γεωγραφικού πλάτους και δίνεται στον Πίνακα 3.2. Κατά κανόνα, η πραγματική εξατμισοδιαπνοή ισούται με τη δυνητική στα υγρά κλίματα. Στα ξηρά, όμως, κλίματα η πραγματική εξατμισοδιαπνοή είναι μικρότερη. Τότε ο λόγος της πραγματικής προς τη δυνητική εξατμισοδιαπνοή καλείται «συντελεστής εξατμισοδιαπνοής» και υπολογίζεται χωριστά για κάθε μήνα.

Πίνακας 3.2: Συντελεστής διόρθωσης για τον υπολογισμό της μηνιαίας τιμής της δυνητικής εξατμισοδιαπνοής (για το Β. Ημισφαίριο), σύμφωνα με τη σχέση του Thornthwaite.

Γεωγραφικό πλάτος	Μήνας											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
20	0,95	0,90	1,03	1,05	1,13	1,11	1,14	1,11	1,02	1,00	0,93	0,94
30	0,90	0,87	1,03	1,08	1,18	1,17	1,20	1,14	1,03	0,98	0,89	0,88
35	0,87	0,85	1,03	1,09	1,21	1,21	1,23	1,16	1,03	0,97	0,86	0,85
39	0,85	0,84	1,03	1,11	1,23	1,24	1,26	1,18	1,04	0,96	0,84	0,82
40	0,84	0,83	1,03	1,11	1,24	1,25	1,27	1,18	1,04	0,96	0,83	0,81
41	0,83	0,83	1,03	1,11	1,25	1,26	1,27	1,19	1,04	0,96	0,82	0,80
45	0,80	0,81	1,02	1,13	1,28	1,29	1,31	1,21	1,04	0,94	0,79	0,75

3.4 Συμπύκνωση υδρατμών

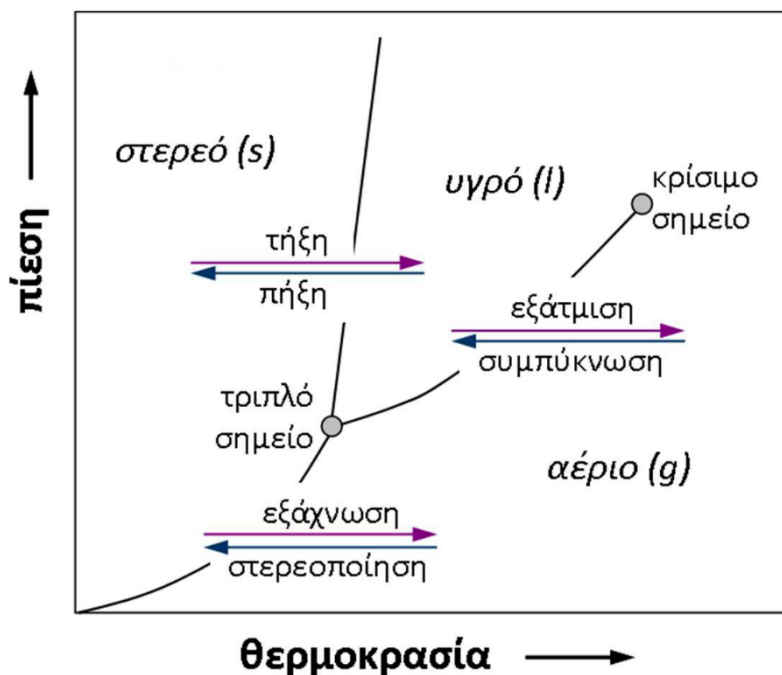
Το διάγραμμα του τριπλού σημείου του νερού (Σχήμα 3.2) παριστάνει την καμπύλη τήξης, την καμπύλη τάσης κορεσμένων ατμών (ή εξαέρωσης) και την καμπύλη εξάχνωσης του νερού. Οι τρεις καμπύλες τέμνονται σε ένα σημείο που είναι γνωστό ως «τριπλό σημείο». Όπως είναι γνωστό, η φάση του νερού εξαρτάται από τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας που επικρατούν εντός του ατμοσφαιρικού αέρα. Καθώς οι τρεις καμπύλες στο διάγραμμα του τριπλού σημείου διαχωρίζουν το επίπεδο πίεσης-θερμοκρασίας (P - θ) σε τρία χωρία, ανάλογα με το χωρίο στο οποίο βρίσκεται το σημείο που ορίζεται από τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας που επικρατούν κάθε φορά, το νερό μπορεί να βρίσκεται στην υγρή, τη στερεή ή την αέρια φάση. Στα σημεία που βρίσκονται πάνω στην καμπύλη τήξης μπορούν να συνυπάρχουν ταυτόχρονα η υγρή και η στερεή φάση (όπως συμβαίνει λ.χ. σε ένα ποτήρι που περιέχει υγρό νερό και παγάκια), ενώ στα σημεία που βρίσκονται πάνω στην καμπύλη τάσης κορεσμένων ατμών μπορούν να συνυπάρχουν η υγρή και η αέρια φάση (όπως για παράδειγμα συμβαίνει στη χύτρα του Parin). Κατ' αναλογία, πάνω στην καμπύλη εξάχνωσης μπορούν να συνυπάρχουν η στερεή και η αέρια φάση. Στο τριπλό σημείο ($e_s = 6,11$ hPa και $\theta = 0,16$ °C) μπορούν να συνυπάρχουν ταυτόχρονα και οι τρεις φάσεις.

Ειδικά για την ισορροπία μεταξύ υγρής και αέριας φάσης, ισχύει η εμπειρική εξίσωση των Magnus-Tetens (3.1). Σύμφωνα με όσα περιγράφηκαν παραπάνω, διακρίνονται δύο περιπτώσεις. Η πρώτη αναφέρεται στη μέγιστη ποσότητα υδρατμών που μπορεί να συγκρατήσει ο ατμοσφαιρικός αέρας πάνω από μία υδάτινη επιφάνεια, ενώ η δεύτερη περίπτωση αναφέρεται σε περιοχές χιονοσκεπείς ή καλυμμένες από πάγο.

Για την περιγραφή των παραπάνω ισορροπιών, μπορεί να χρησιμοποιηθεί και η εξίσωση Clausius-Clapeyron, με μεγαλύτερο όμως σφάλμα, που αποδίδεται στους δεσμούς υδρογόνου μεταξύ των μορίων του νερού. Γενικότερα, η εξίσωση Clausius-Clapeyron εκφράζει την ασυνεχή μεταβολή ανάμεσα σε δύο φάσεις του νερού, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{dA} \quad (3.63)$$

όπου ο όρος dP/dT εκφράζει την κλίση της εφαπτομένης μίας εκ των καμπυλών στο διάγραμμα του τριπλού σημείου, L είναι η λανθάνουσα θερμότητα της συγκεκριμένης μετατροπής φάσης και dA η μεταβολή του όγκου κατά τη μετάβαση του νερού από τη μία φάση στην άλλη. Εφαρμόζοντας τον δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο και την καταστατική εξίσωση και κάνοντας ορισμένες πράξεις και προσεγγίσεις, προκύπτει η μορφή της εξίσωσης Clausius-Clapeyron που αποδόθηκε παραπάνω με τη Σχέση (3.3).



Σχήμα 3.2: Το τριπλό σημείο του νερού.

Αξίζει να σημειωθεί ότι η καμπύλη της τάσης κορεσμένων ατμών μπορεί να επεκτείνεται και πέρα από το τριπλό σημείο, προς χαμηλότερες τιμές θερμοκρασίας και πίεσης. Πρόκειται για την περίπτωση ισορροπίας της αέριας φάσης με την υγρή, η οποία όμως βρίσκεται σε κατάσταση υπέρτηξης²¹. Η κατάσταση αυτή βρίσκει εφαρμογή στον σχηματισμό του υετού από ψυχρά νέφη (φαινόμενο Bergeron). Ειδικότερα, σε ένα νέφος κατακόρυφης ανάπτυξης²², διακρίνονται τρεις περιοχές:

²¹ Στην κατάσταση υπέρτηξης, οι συνθήκες είναι τέτοιες, ώστε το νερό να παραμένει στην υγρή φάση, παρά το γεγονός ότι η θερμοκρασία είναι χαμηλότερη των 0 °C.

²² Ως νέφη κατακόρυφης ανάπτυξης στη Μετεωρολογία ταξινομούνται οι σωρειτομελανίες (νέφη *cumulonimbus*).

- η κατώτερη, που αποτελείται από νεφοσταγονίδια,
- το μεσαίο τμήμα, που μπορεί να περιέχει παγοκρυσταλλίδια αλλά και νεφοσταγονίδια, παρά το γεγονός ότι η θερμοκρασία του αέρα στο στρώμα αυτό της ατμόσφαιρας είναι αρκετά κάτω από τους 0 °C και
- το ανώτερο, που αποτελείται αποκλειστικά από παγοκρυσταλλίδια, καθώς η θερμοκρασία του αέρα μπορεί να αγγίζει τους -40 °C.

Το μεγαλύτερο ενδιαφέρον εστιάζεται στο μεσαίο τμήμα, όπου ο αέρας είναι κορεσμένος ως προς τα νεφοσταγονίδια αλλά υπέρκορος ως προς τα παγοκρυσταλλίδια (Πίνακας 3.3). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα παγοκρυσταλλίδια να προσελκύουν περισσότερα μόρια νερού σε σχέση με αυτά που χάνουν λόγω εξάχνωσης. Η συνεχής εξάτμιση νεφοσταγονιδίων που λαμβάνει χώρα στην περιοχή αυτή τροφοδοτεί τα παγοκρυσταλλίδια, τα οποία αποκτούν προοδευτικά μεγάλες διαστάσεις και δεν μπορούν να συνεχίσουν να αιωρούνται. Πέφτοντας, μπορούν να μεγεθύνονται ακόμη περισσότερο, καθώς παρασύρουν νεφοσταγονίδια που παγώνουν πάνω στην επιφάνειά τους. Πριν φτάσουν στο έδαφος, διαχωρίζονται σε μικρότερα τμήματα που αποτελούν τις γνωστές σε όλους χιονονιφάδες. Αν η θερμοκρασία κοντά στο έδαφος είναι αρκετά χαμηλή, οι χιονονιφάδες αυτές φτάνουν στο έδαφος σε στερεή μορφή (χιόνι). Στην περίπτωση που η θερμοκρασία του εδάφους είναι υψηλή (συνήθως πάνω από 4 °C), οι χιονονιφάδες τήκονται και δίνουν βροχή.

Πίνακας 3.3: Η σχετική υγρασία ως προς τον πάγο, όταν ο αέρας είναι κορεσμένος ως προς το υγρό νερό.

Θερμοκρασία (° C)	Σχετική υγρασία (%) ως προς το νερό	Σχετική υγρασία (%) ως προς τον πάγο
0	100	100
-5	100	105
-10	100	110
-15	100	115
-20	100	121

Ένα ακόμη ενδιαφέρον σημείο στο Σχήμα 3.2 είναι το «κρίσιμο σημείο». Πρακτικά, πρόκειται για το σημείο όπου «τερματίζει» η καμπύλη των υδρατμών. Πέρα από το σημείο αυτό, δεν είναι δυνατή η διάκριση ανάμεσα στην υγρή και την αέρια φάση. Με άλλα λόγια, το υγρό νερό μπορεί να γίνεται υδρατμός (και αντιστρόφως οι υδρατμοί να γίνονται υγρό νερό), χωρίς να μεσολαβεί μετατροπή φάσης. Η θερμοκρασία και η πίεση που αντιστοιχούν στο σημείο αυτό ονομάζονται «κρίσιμες».

3.5 Το ισοζύγιο του νερού στην ατμόσφαιρα

Έστω στήλη ατμοσφαιρικού αέρα που εκτείνεται από την επιφάνεια της Γης μέχρι την κορυφή της ατμόσφαιρας²³. Οι υδρατμοί μπορούν να εισέρχονται στη στήλη αυτή μέσω της εξάτμισης E από την επιφάνεια της Γης αλλά και μέσω της οριζόντιας μεταφοράς C_i από το περιβάλλον της στήλης. Από την άλλη μεριά, οι υδρατμοί μπορούν να απομακρύνονται από τη στήλη με τη βροχόπτωση r αλλά και με οριζόντια μεταφορά C_o από τη στήλη προς το περιβάλλον. Επιπρόσθετα, μικρές απώλειες υδρατμών D μπορούν να σχετίζονται με τον σχηματισμό πάχνης και δρόσου.

Με βάση τα παραπάνω, ο ρυθμός g μεταβολής της υγρασίας εντός της στήλης θα δίνεται από:

$$g = E + C_i - C_o - r - D \quad (3.64)$$

Πρόκειται για νέφη που έχουν τη βάση τους κοντά στην επιφάνεια της Γης και μπορούν να εκτείνονται μέχρι και τα 12 Km περίπου. Το ανώτερο τμήμα τους έχει τη μορφή άκμονα. Είναι καταιγιδοφόρα νέφη που μπορούν να δώσουν ισχυρές νεροποντές και, υπό ορισμένες προϋποθέσεις, ακόμη και χαλαζοπτώσεις.

²³ Στην πράξη, μπορούμε να περιορίσουμε τη μελέτη μας μέχρι τη στάθμη των 400 hPa, καθώς πέρα από αυτό το ύψος η συγκέντρωση των υδρατμών είναι αμελητέα.

Σε σύγκριση με τις υπόλοιπες διεργασίες, η δρόσος και η πάχνη συνεισφέρουν ελάχιστα στο παραπάνω ισοζύγιο, οπότε μπορούν να παραλειφθούν:

$$g = E - r - \Delta C \quad (3.65)$$

Στην τελευταία σχέση $\Delta C = C_o - C_i$ είναι η καθαρή απώλεια υδρατμών κατά την οριζόντια διεύθυνση. Η ποσότητα αυτή εξαρτάται από το υετίσιμο ύδωρ P_w και την οριζόντια συνιστώσα του ανέμου u . Έτσι, αν η στήλη έχει διατομή A και το ύψος της είναι h_o και h_i για την υπήνεμη και την προσήνεμη πλευρά της, αντίστοιχα, θα ισχύει:

$$\Delta C = \frac{1}{A} [h_o (u \cdot P_w)_o - h_i (u \cdot P_w)_i] \quad (3.66)$$

όπου:

$$C_o = \frac{h_o}{A} (u P_w)_o \quad (3.67)$$

και

$$C_i = \frac{h_i}{A} (u P_w)_i \quad (3.68)$$

Η ποσότητα $u P_w$ λαμβάνεται ως ο μέσος όρος των τιμών που μετρούνται με ραδιοβολήσεις σε έναν μεγάλο αριθμό διαδοχικών στρωμάτων στα οποία χωρίζεται η στήλη. Όμως, για ένα πλήρες έτος, η ποσότητα των υδρατμών που περιέχονται στη στήλη είναι σταθερή. Επομένως, ο ρυθμός μεταβολής g είναι μηδενικός και θα ισχύει:

$$\Delta C = E - r \quad (3.69)$$

Σημαντική, όμως, σε πλανητική κλίμακα είναι και η μεταφορά υδρατμών κατά την οριζόντια έννοια. Ειδικότερα, για την οριζόντια μεταφορά υδρατμών ισχύουν τα παρακάτω:

- Πέρα από τις 20° γεωγραφικού πλάτους, παρατηρείται ροή υδρατμών προς τους πόλους των δύο ημισφαιρίων.
- Κατά τη μεσημβρινή μεταφορά υδρατμών (δηλαδή παραλλήλως των γραμμών γεωγραφικού μήκους), το μέγιστο του νοτίου ημισφαιρίου είναι διπλάσιο από το αντίστοιχο του βορείου.
- Από τις υποτροπικές περιοχές των δύο ημισφαιρίων, οι υδρατμοί συγκλίνουν προς την ενδοτροπική ζώνη.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

Αλεξόπουλος Κ.Δ. και Μαρίνος Δ.Ι. (1996) Γενική Φυσική: Θερμότητα. Εκδόσεις Ολυμπία, Αθήνα.

Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος, Αθήνα.

Κατσαφάδος Π. και Μαυροματίδης Η. (2015) Εισαγωγή στη φυσική της ατμόσφαιρας και την κλιματική αλλαγή [Προπτυχιακό εγχειρίδιο]. Κάλλιπος, Ανοικτές Ακαδημαϊκές Εκδόσεις.
<http://hdl.handle.net/11419/3708>

Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Κατσούλης Β. και Χατζηαναστασίου Ν. (2007) Φυσική της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μπλούτσος Α.Α. (1998) Φυσική Κλιματολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.

Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.

Lutgens F.K. and Tarbuck E.J. (2004) The Atmosphere. An introduction to meteorology. Pearson. Prentice Hall.

Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.

Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.

Ιστοσελίδες

<https://earthobservatory.nasa.gov/global-maps>

Λυμένα παραδείγματα

1. Έστω ένα δείγμα αέρα με αναλογία μίγματος 8 g/Kg. Αν η ατμοσφαιρική πίεση είναι 1024 mb, να υπολογιστεί η τάση των υδρατμών.

Λύση

Δεδομένου ότι η αναλογία μίγματος r δίνεται από τη σχέση:

$$r = 0,622 \frac{e}{P - e}$$

με επίλυση της σχέσης ως προς την τάση των υδρατμών e , παίρνουμε:

$$r(P - e) = 0,622e \Rightarrow rP = re + 0,622e = (r + 0,622)e \Rightarrow$$

$$e = \frac{rP}{r + 0,622}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, προκύπτει:

$$e = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot 1024}{8 \cdot 10^{-3} + 0,622} = 13 \text{ mb}$$

2. Κάποια χρονική στιγμή, οι ενδείξεις ενός θερμο-υγραγράφου είναι $\vartheta = 4 \text{ }^\circ\text{C}$ και $RH = 35\%$. Να υπολογιστεί η απόλυτη υγρασία του αέρα, αν γνωρίζετε ότι η μέγιστη τάση υδρατμών στους $4 \text{ }^\circ\text{C}$ είναι 6,1 mmHg.

Λύση

Από τον ορισμό της σχετικής υγρασίας:

$$RH = \frac{e}{e_s} \Rightarrow e = RH \cdot e_s = 0,35 \cdot 6,1 = 2,1 \text{ mmHg}$$

Όμως, γνωρίζουμε ότι στις συνήθεις μετεωρολογικές συνθήκες η τάση των υδρατμών ισούται με την απόλυτη υγρασία του αέρα. Επομένως:

$$\beta = 2,1 \text{ g} / \text{m}^3$$

3. Να υπολογιστεί η σχετική και η ειδική υγρασία ενός δείγματος αέρα, αν γνωρίζετε ότι η απόλυτη υγρασία είναι 8 g/m^3 , η θερμοκρασία $15 \text{ }^\circ\text{C}$ και η πίεση 980 mb. Δίνεται ότι η μέγιστη τάση των υδρατμών στους $15 \text{ }^\circ\text{C}$ είναι 17,05 mb και $1 \text{ mmHg} = 1,333 \text{ mb}$.

Λύση

Στις συνήθεις μετεωρολογικές συνθήκες, η απόλυτη υγρασία ισούται με την τάση των υδρατμών:

$$\beta = 8 \text{ mmHg} = 10,664 \text{ mb}$$

Σύμφωνα με τον ορισμό της σχετικής υγρασίας:

$$RH = \frac{e}{e_s} = \frac{10,664}{17,05} = 63\%$$

Για τον υπολογισμό της ειδικής υγρασίας, χρησιμοποιούμε τη σχέση:

$$q = 0,622 \frac{e}{P - 0,378e} = 0,622 \frac{10,664}{980 - 0,378 \cdot 10,664} = 6,7 \cdot 10^{-3} \text{ g / g}$$

4. Έστω ένα δείγμα αέρα με πίεση 990 mb, θερμοκρασία 15 °C και αναλογία μίγματος 3 g/Kg. Να υπολογιστούν η αναλογία μίγματος στην κατάσταση κόρου, η θερμοκρασία του σημείου δρόσου και η μέγιστη τάση των υδρατμών.

Λύση

Χρησιμοποιούμε τη σχέση που συνδέει τη μέγιστη τάση υδρατμών με τη θερμοκρασία (σε K):

$$\log_{10} e_s = 9,4041 - \frac{2354}{T}$$

και με αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$\log_{10} e_s = 9,4041 - \frac{2354}{273 + 15} = 1,23 \Rightarrow e_s = 10^{1,23} = 17 \text{ mb}$$

Για την αναλογία μίγματος στον κορεσμό, ισχύει:

$$r_s = 0,622 \frac{e_s}{P - e_s}$$

από όπου, με αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$r_s = 0,622 \frac{e_s}{P - e_s} = 0,622 \frac{17}{990 - 17} = 10,9 \times 10^{-3} \text{ Kg / Kg}$$

Για τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου, λαμβάνουμε τη μερική πίεση των υδρατμών ως μέγιστη και έχουμε:

$$r_s = r \Rightarrow 0,622 \frac{e'_s}{P - e'_s} = \frac{3}{1000} \Rightarrow e'_s = 4,8 \text{ mb}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στη σχέση:

$$\log_{10} e_s = 9,4041 - \frac{2354}{T_d}$$

παίρνουμε:

$$\log_{10} 4,8 = 9,4041 - \frac{2354}{T_d} \Rightarrow T_d = 269,8K$$

Επομένως, η θερμοκρασία του σημείου δρόσου θα είναι:

$$\vartheta_d = 269,8 - 273 = -3,2^\circ C$$

5. Να υπολογιστεί η ειδική, η σχετική και η απόλυτη υγρασία του ατμοσφαιρικού αέρα στη στάθμη των 1000 mb, αν γνωρίζετε ότι η αναλογία μίγματος είναι 6 g/Kg και η θερμοκρασία 15 °C. Δίνεται ότι η μέγιστη τάση των υδρατμών στους 15 °C είναι 17,05 mb. Επίσης, δίνεται ότι 1 mmHg = 1,333 mb.

Λύση

Από τη γνωστή σχέση για την αναλογία μίγματος, με επίλυση ως προς e , παίρνουμε:

$$r = 0,622 \frac{e}{p - e} \Rightarrow e = 0,622 \frac{Pr}{0,622 + r} = 0,622 \frac{1000 \cdot 6 \cdot 10^{-3}}{0,622 + 6 \cdot 10^{-3}} = 5,94 mb$$

Για την ειδική υγρασία, ισχύει:

$$q = 0,622 \frac{e}{p - 0,378e} = 0,622 \frac{5,94}{1000 - 0,378 \cdot 5,94} = 3,7g / Kg$$

Για τη σχετική υγρασία, θα είναι:

$$RH = \frac{e}{e_s} = \frac{5,94}{17,05} = 35\%$$

Τέλος, για την απόλυτη υγρασία, κάνουμε την κατάλληλη μετατροπή στις μονάδες της τάσης των υδρατμών:

$$e = 5,94 mb = 5,94 \cdot 0,75 = 4,5 mmHg$$

Έτσι, η απόλυτη υγρασία θα είναι:

$$\beta = 4,5g / m^3$$

6. Από την ανάγνωση των τιμών ενός ψυχομέτρου, προκύπτουν οι τιμές $\vartheta = 19^\circ C$ και $\vartheta_w = 14^\circ C$. Αν η τιμή της ατμοσφαιρικής πίεσης είναι 1000 mb, να υπολογιστούν η τάση των υδρατμών, η σχετική υγρασία και η αναλογία μίγματος. Δίνεται $e_{s,14^\circ C} = 15,98 mb$ και $e_{s,19^\circ C} = 21,96 mb$.

Λύση

Σύμφωνα με τη σχέση που συνδέει τη θερμοκρασία του ξηρού και του υγρού θερμομέτρου σε ένα ψυχρόμετρο, είναι:

$$e = e_s(\vartheta_w) - a(\vartheta - \vartheta_w)P$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, παίρνουμε:

$$e = 15,98 - 0,00079 \cdot (19 - 14) \cdot 1000 = 12,03 \text{ mb}$$

Για τη σχετική υγρασία, θα είναι:

$$RH = \frac{e}{e_s} = \frac{12,03}{21,96} = 55\%$$

Για την αναλογία μίγματος:

$$r = 0,622 \frac{e}{P - e} = 0,622 \frac{12,03}{1000 - 12,03} = 7,6 \text{ g / Kg}$$

7. Έστω δείγμα αέρα με περιεκτικότητα 4% σε υδρατμούς. Να υπολογιστούν η αναλογία μίγματος για το συγκεκριμένο δείγμα, η τάση των υδρατμών, αν η ολική πίεση είναι 1000 mb, και η μέγιστη τάση των υδρατμών που μπορεί να αποκτήσει το δείγμα, χωρίς να μεταβληθεί η υγρασία του, αν RH = 75%.

Λύση

Καθώς η περιεκτικότητα του δείγματος σε υδρατμούς είναι 4%, ο ξηρός αέρας στο δείγμα θα είναι 96%. Επομένως, η αναλογία μίγματος θα είναι:

$$r = \frac{4}{96} = 0,04 \text{ g / g}$$

Η τάση των υδρατμών μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$r = 0,622 \frac{e}{P - e} \Rightarrow e = \frac{rP}{r + 0,622}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, παίρνουμε:

$$e = \frac{0,04 \cdot 1000}{0,04 + 0,622} = 60,4 \text{ mb}$$

Για τη μέγιστη τάση των υδρατμών που μπορεί να αποκτήσει το δείγμα, χωρίς να μεταβληθεί η υγρασία του:

$$e_s = \frac{e}{RH} = \frac{60,4}{0,75} = 80,5 \text{ mb}$$

8. Να υπολογιστούν η αναλογία μίγματος και η ειδική υγρασία για μίγμα ατμοσφαιρικού αέρα που έχει πίεση 850 mb και θερμοκρασία $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, αν γνωρίζετε ότι η σχετική υγρασία είναι 20%. Δίνεται ότι η μέγιστη τάση των υδρατμών στους $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ είναι 1,25 mb.

Λύση

Σύμφωνα με τον ορισμό της σχετικής υγρασίας:

$$RH = \frac{e}{e_s} \Rightarrow e = RH \cdot e_s = 0,20 \cdot 1,25 = 0,25 \text{ mb}$$

Για την αναλογία μίγματος, θα είναι:

$$r = 0,622 \frac{e}{p - e} = 0,622 \frac{0,25}{850 - 0,25} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ g / Kg}$$

Για την ειδική υγρασία:

$$q = \frac{r}{1 + r} = \frac{1,8 \cdot 10^{-4}}{1 + 1,8 \cdot 10^{-4}} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ g / Kg}$$

9. Έστω μία αέρια μάζα θερμοκρασίας $18\text{ }^{\circ}\text{C}$ και σχετικής υγρασίας 85%. Αναμιγνύουμε τη μάζα αυτή με μία δεύτερη που έχει θερμοκρασία $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ και σχετική υγρασία 85%. Να υπολογιστεί η σχετική υγρασία του μίγματος, αν γνωρίζετε ότι η μέγιστη τάση των υδρατμών στους $18\text{ }^{\circ}\text{C}$, στον $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ και στους $9,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ είναι 20,63 mb, 6,56 mb και 11,87 mb, αντίστοιχα.

Λύση

Για την 1^η αέρια μάζα θα ισχύει:

$$RH_1 = \frac{e_1}{e_{s,1}} \Rightarrow e_1 = RH_1 \cdot e_{s,1} = 0,85 \cdot 20,63 = 17,5 \text{ mb}$$

Για τη 2^η αέρια μάζα θα ισχύει:

$$RH_2 = \frac{e_2}{e_{s,2}} \Rightarrow e_2 = RH_2 \cdot e_{s,2} = 0,85 \cdot 6,56 = 5,6 \text{ mb}$$

Για τη θερμοκρασία του μίγματος:

$$\vartheta = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} = \frac{18 + 1}{2} = 9,5\text{ }^{\circ}\text{C}$$

Για την τάση των υδρατμών του μίγματος:

$$e = \frac{e_1 + e_2}{2} = \frac{17,5 + 5,6}{2} = 11,55 \text{ mb}$$

Επομένως, η σχετική υγρασία του μίγματος θα είναι:

$$RH = \frac{11,55}{11,87} = 97,3\%$$

10. Έστω ότι η απόλυτη υγρασία στα ύψη z_1 και z_2 έχει τιμές β_1 και β_2 , αντίστοιχα. Αν γνωρίζετε ότι ο συντελεστής στροβιλώδους ροής στο ύψος z ισούται με K , να υπολογιστεί η ταχύτητα της εξάτμισης.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι για την εξάτμιση ισχύει:

$$E = -\rho k^2 \frac{\bar{u}_2 - \bar{u}_1}{\left(\ln \frac{z_2}{z_1}\right)^2} (q_2 - q_1)$$

Η σχέση αυτή μπορεί να μετασχηματιστεί σε:

$$E = -u_* k \rho \frac{(q_2 - q_1)}{\ln \frac{z_2}{z_1}}$$

αν λάβουμε υπόψη ότι:

$$u_* = \frac{k du}{d \ln z}$$

Όμως, για τον συντελεστή στροβιλώδους ροής, ισχύει:

$$K = k u_* z$$

και για την απόλυτη υγρασία:

$$\beta = \rho q$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις, προκύπτει:

$$E = -K \frac{(\beta_2 - \beta_1)}{z \ln \frac{z_2}{z_1}}$$

11. Να υπολογιστεί με βάση τη μέθοδο Penman η τιμή της δυνητικής εξατμισοδιαπνοής για τον μήνα Ιούλιο στην περιοχή της Θεσσαλονίκης, αν γνωρίζετε ότι η μέση μηνιαία τιμή της θερμοκρασίας του αέρα στο ύψος του μετεωρολογικού κλωβού (2 m) είναι 20 °C, η μέση τιμή του κλάσματος ηλιοφάνειας είναι 70%, η τιμή της ηλιακής σταθεράς σε μονάδες εξάτμισης είναι 16,93 mm/d, το

albedo είναι 40%, η μέση μηνιαία ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 2 m είναι 65 mi/day και η μέση σχετική υγρασία (στα 2 m) είναι 70%. Δίνονται η μέγιστη τάση των υδρατμών στους 20 °C $e_s = 17,36$ mmHg, η σταθερά του Boltzmann (σε μονάδες εξάτμισης) $\sigma = 2,01 \times 10^{-9}$ mm/d, οι σταθερές a και b για τη Θεσσαλονίκη $a = 0,19$ και $b = 0,53$ και η κλίση της καμπύλης των υδρατμών για τη θερμοκρασία των 20 °C $\Delta = 1,08$.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι για τη σχετική υγρασία ισχύει:

$$RH = \frac{e}{e_s}$$

από όπου, με αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$e = 0,7 \cdot 17,36 = 12,2 \text{ mmHg}$$

Επομένως, η αεροδυναμική εξάτμιση E_a θα είναι:

$$E_a = 0,35(1 + u/100)(e_s - e) = 0,35(1 + 60/100)(17,36 - 12,2) = 2,9 \text{ mm/d}$$

Η καθαρή ποσότητα ακτινοβολίας Q_n πάνω από τη θεωρούμενη επιφάνεια (σε μονάδες εξάτμισης) θα είναι:

$$\begin{aligned} Q_n &= I_0(1-r) \left(a + b \frac{n}{N} \right) - \sigma T^4 (0,56 - 0,09\sqrt{e}) \left(0,1 + 0,9 \frac{n}{N} \right) = \\ &= 16,93(1 - 0,4)(0,19 + 0,53 \cdot 0,7) - 2,01 \cdot 10^{-9} \cdot 293^4 (0,56 - 0,09\sqrt{12,2}) (0,1 + 0,9 \cdot 0,7) = \\ &= 2,99 \text{ mm/d} \end{aligned}$$

Τότε, η εξάτμιση E θα είναι:

$$E = \frac{\Delta Q_n + \gamma E_a}{\Delta + \gamma} = \frac{1,08 \cdot 2,99 + 0,65 \cdot 2,9}{1,08 + 0,65} = 2,95 \text{ mm/d}$$

Όμως, η δυνητική εξάτμιση E_{PE} δίνεται από τη σχέση:

$$E_{PE} = fE$$

με τον συντελεστή f να παίρνει την τιμή 0,8 το καλοκαίρι. Επομένως:

$$E_{PE} = 0,8 \cdot 2,95 = 2,36 \text{ mm/d}$$

Κατά συνέπεια, η εξάτμιση για τον μήνα Ιούλιο θα είναι $2,36 \times 31 = 73,16$ mm.

12. Αν ο λόγος της ροής αισθητής θερμότητας H προς τη θερμότητα LE που καταναλώνεται για εξάτμιση πάνω από μία καλλιεργούμενη έκταση είναι 0,6 και η ροή καθαρής ακτινοβολίας είναι 215 Wm^{-2} , να υπολογιστεί η τιμή της εξάτμισης σε mm/d .

Λύση

Γνωρίζουμε ότι η ροή καθαρής ακτινοβολίας Q_n ισούται με το άθροισμα αισθητής θερμότητας H και θερμότητας LE που καταναλώνεται για εξάτμιση:

$$Q_n = H + LE$$

Όμως, σύμφωνα με την εκφώνηση:

$$\frac{H}{LE} = 0,6 \Rightarrow H = 0,6LE$$

Επομένως, θα ισχύει:

$$Q_n = 0,6LE + LE = 1,6LE \Rightarrow 215 = 1,6LE \Rightarrow LE = 134,4 \text{ Wm}^{-2}$$

Η λανθάνουσα θερμότητα που απαιτείται για την εξάτμιση 1 Kg νερού είναι $2,43 \text{ MJ/Kg}$. Επομένως, η εξάτμιση για μία ημέρα θα είναι:

$$E = \frac{134,4 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}}{2,43 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{Kg}}} = \frac{134,4 \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{s}}}{2,43 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{Kg}}} = 5,53 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Kg}}{\text{m}^2 \text{s}} = 5,53 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Kg}}{\text{m}^2 \text{s}} \cdot (24 \cdot 60 \cdot 60) \frac{\text{s}}{\text{d}} = 4,8 \frac{\text{Kg}}{\text{m}^2 \text{d}}$$

Όμως, το 1 mm εξάτμισης αντιστοιχεί σε 1 kg/m^2 . Επομένως, η εξάτμιση θα είναι $4,8 \text{ mm/d}$.

13. Να υπολογιστεί ο χρόνος που απαιτείται για την εξάτμιση νερού βάθους $1,5 \text{ m}$ μίας επιφάνειας 1 m^2 , αν γνωρίζετε ότι το καθαρό υπόλοιπο ακτινοβολίας είναι 130 W/m^2 και χρησιμοποιείται αποκλειστικά για εξάτμιση.

Λύση

Ο όγκος του νερού είναι:

$$V = 1,5 \text{ m} \cdot 1 \text{ m}^2 = 1,5 \text{ m}^3$$

Όμως, για το νερό ισχύει:

$$1 \text{ m}^3 = 1000 \text{ Kg}$$

Επομένως, η μάζα του νερού θα είναι $1,5 \times 10^3 \text{ Kg}$. Η λανθάνουσα θερμότητα που απαιτείται για την εξάτμιση 1 Kg νερού είναι $2,43 \text{ MJ/Kg}$. Έτσι, για την εξάτμιση όλου του νερού απαιτείται θερμότητα Q :

$$Q = 1,5 \cdot 10^3 \text{ Kg} \cdot 2,43 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{Kg}} = 3,7 \cdot 10^9 \text{ J}$$

Η διαθέσιμη για την εξάτμιση θερμότητα είναι:

$$Q_n = 135 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = 135 \frac{\text{J}}{\text{s}} = 135 \frac{\text{J}}{\text{s}} \cdot 86400 \frac{\text{s}}{\text{d}} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ J/d}$$

Άρα, για την εξάτμιση όλου του υγρού θα χρειαστεί χρόνος t :

$$t = \frac{3,645 \cdot 10^9 \text{ J}}{1,2 \cdot 10^7 \frac{\text{J}}{\text{d}}} = 303,75 \text{ d}$$

14. Σύμφωνα με την εξίσωση Clausius-Clapeyron, είναι:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L_v}{T(V_g - V_l)}$$

όπου V_g και V_l είναι ο όγκος του νερού στην αέρια και την υγρή φάση, αντίστοιχα. Δείξτε πώς από την παραπάνω σχέση μπορεί να προκύψει η γνωστή μορφή της εξίσωσης Clausius-Clapeyron:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{e_s L_v}{R_v T^2}$$

Θεωρήστε ότι οι υδρατμοί συμπεριφέρονται ως ιδανικό αέριο.

Λύση

Καθώς $V_g \gg V_l$, η αρχική μορφή της εξίσωσης Clausius-Clapeyron μπορεί να απλοποιηθεί σε:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L_v}{TV_g}$$

Θεωρώντας ότι οι υδρατμοί συμπεριφέρονται ως ιδανικό αέριο και εφαρμόζοντας την καταστατική εξίσωση, παίρνουμε:

$$e_s V_g = nRT$$

όπου n είναι τα moles των υδρατμών. Λύνοντας ως προς τον όγκο V_g , παίρνουμε:

$$V_g = \frac{nRT}{e_s}$$

και συνδυάζοντας με την προηγούμενη σχέση, έχουμε:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{e_s L_v}{nRT^2} \Rightarrow$$

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{e_s L_v}{R_v T^2}$$

όπου

$$R_v = nR$$

15. Υπολογίζεται ότι το 50% της ενέργειας που φτάνει στη Γη από τον Ήλιο χρησιμοποιείται για την εξατμισοδιαπνοή. Αν υποθέσουμε για λόγους απλότητας ότι το νερό είναι ομοιόμορφα κατανομημένο στην επιφάνεια της Γης, την οποία καλύπτει πλήρως, να υπολογιστεί το πάχος του στρώματος των υδρατμών που δημιουργείται μέσα σε ένα πλήρες έτος. Δίνονται η τιμή της ηλιακής σταθεράς $I_0 = 1370 \text{ W/m}^2$, η ακτίνα της Γης $R = 6370 \text{ Km}$ και η λανθάνουσα θερμότητα εξατμησης του νερού $L_v = 2,26 \times 10^6 \text{ J/Kg}$.

Λύση

Στο φωτισμένο ημισφαίριο της Γης, η συνολική επιφάνεια S η οποία είναι κάθετη στις ακτίνες του ήλιου είναι:

$$S = \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi R^2 \sin\theta \cos\theta = 2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\sin(2\theta)}{2} = \pi R^2 \left[-\frac{\cos(2\theta)}{2} \right]_0^{\pi/2} = \pi R^2$$

Η ενέργεια E που δέχεται η επιφάνεια S είναι:

$$E = I_0 S = I_0 \pi R^2 = 1370 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \cdot \pi \cdot (6,37 \cdot 10^6 \text{ m})^2 = 1,75 \cdot 10^{17} \text{ J}$$

Η συνολική ενέργεια $E_{ολ}$ που δέχεται η επιφάνεια αυτή σε ένα έτος είναι:

$$E_{ολ} = 1,75 \cdot 10^{17} \text{ W} \cdot 365 \text{ d} \cdot 12 \frac{\text{h}}{\text{d}} \cdot 3600 \frac{\text{s}}{\text{h}} = 2,76 \cdot 10^{24} \text{ J}$$

Το ήμισυ αυτής της ενέργειας, δηλαδή $Q = 1,38 \times 10^{24} \text{ J}$, χρησιμοποιείται για την εξατμισοδιαπνοή. Επομένως, η μάζα m του νερού που εξατμίζεται σε ένα έτος θα είναι:

$$m = \frac{Q}{L_v} = \frac{1,38 \cdot 10^{24} \text{ J}}{2,26 \cdot 10^6 \text{ J/Kg}} = 6,1 \cdot 10^{17} \text{ Kg}$$

Η μάζα αυτή αντιστοιχεί σε ένα στρώμα πάχους h γύρω από τη Γη, όπου:

$$h = \frac{m}{4\pi R^2 \rho} = \frac{6,1 \cdot 10^{17} \text{ Kg}}{4\pi (6,37 \cdot 10^6 \text{ m})^2 (10^3 \text{ Kg/m}^3)} = 1,2 \text{ m}$$

Κεφάλαιο 4: Θερμοδυναμική της ατμόσφαιρας

Σύνοψη

Η μελέτη της θερμοδυναμικής της ατμόσφαιρας παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον, διότι τα διάφορα μετεωρολογικά φαινόμενα είναι αποτέλεσμα μετασχηματισμών της θερμικής ενέργειας που λαμβάνει το σύστημα Γης - ατμόσφαιρας από τον Ήλιο. Αν και η θερμοδυναμική της ατμόσφαιρας αποτελεί απλή εφαρμογή της κλασσικής Θερμοδυναμικής, το ενδιαφέρον εστιάζεται στους υδρατμούς, οι οποίοι είναι γνωστό ότι στις συνήθεις ατμοσφαιρικές συνθήκες μπορούν εύκολα να υφίστανται μετατροπή της φάσης τους, με αποτέλεσμα την ανταλλαγή μεγάλων ποσών λανθάνουσας θερμότητας με το περιβάλλον. Σε γενικές γραμμές, η θερμοδυναμική κατάσταση μίας αέριας μάζας καθορίζεται από τις τιμές των τριών μεταβλητών της, δηλαδή της θερμοκρασίας, της πίεσης και του όγκου. Κάθε φορά που μεταβάλλονται δύο εκ των τριών, η κατάσταση του αερίου μεταβάλλεται. Στις συνήθεις θερμοκρασίες που παρατηρούνται εντός της ατμόσφαιρας, ο ξηρός αέρας μπορεί με καλή προσέγγιση να θεωρηθεί ότι συμπεριφέρεται ως ιδανικό αέριο. Αλλά και οι υδρατμοί, όταν η κατάστασή τους απέχει από το σημείο συμπύκνωσης ή πήξης, μπορούν να θεωρηθούν κατά προσέγγιση ιδανικό αέριο. Επομένως, μπορούν να εφαρμοστούν οι ίδιες αρχές της θερμοδυναμικής και για τον υγρό αέρα, υπό την προϋπόθεση ότι γίνεται κατάλληλη προσαρμογή των διάφορων σταθερών του. Εντός της ατμόσφαιρας μπορούν να συμβαίνουν όλα τα είδη των θερμοδυναμικών μεταβολών. Το μεγαλύτερο, όμως, ενδιαφέρον συγκεντρώνουν οι αδιαβατικές, καθώς οποιαδήποτε αξιολογή θέρμανση ή ψύξη του αέρα μακριά από το έδαφος οφείλεται σε αδιαβατική μεταβολή. Από τις κορεσμένες, μάλιστα, αδιαβατικές εκτονώσεις προκαλούνται καταιγίδες με σημαντικά ύψη βροχής.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να ανατρέξουμε σε ένα βιβλίο Γενικής Φυσικής και να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας στη Θερμοδυναμική.

4 Γενικά

Μία βασική παραδοχή που γίνεται με σκοπό τη θερμοδυναμική μελέτη της ατμόσφαιρας είναι ότι ο ξηρός αέρας, οι υδρατμοί αλλά και το μίγμα τους (υγρός αέρας) συμπεριφέρονται με καλή προσέγγιση ως ιδανικά αέρια²⁴. Δεχόμαστε, επίσης, ότι η σύσταση του ατμοσφαιρικού αέρα δεν μεταβάλλεται και ότι η κατάσταση του περιγράφεται από την καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων. Ειδικότερα, για τον ξηρό αέρα η καταστατική εξίσωση έχει τη μορφή:

$$PV = \frac{m}{M_a} RT = mR_a T \quad (4.1)$$

όπου P η πίεση, V ο όγκος, T η θερμοκρασία, m η μάζα, M_a το αντιπροσωπευτικό μοριακό βάρος του ξηρού αέρα με τιμή 28,96, R η παγκόσμια σταθερά των ιδανικών αερίων με τιμή 8,314 J/mol·K και R_a η ειδική σταθερά του ατμοσφαιρικού αέρα με τιμή 287 J/Kg·K, η οποία εκφράζει το μηχανικό έργο που παράγεται από τη μοναδιαία μάζα του ατμοσφαιρικού ξηρού αέρα, όταν η θερμοκρασία του αυξάνεται κατά έναν βαθμό υπό σταθερή πίεση. Με βάση τα παραπάνω, μπορούμε ισοδύναμα να γράψουμε:

²⁴ Αποδεικνύεται ότι τα ιδανικά αέρια έχουν τις εξής ιδιότητες:

- Οι διαστάσεις των μορίων τους είναι αμελητέες συγκριτικά με τη μέση απόστασή τους.
- Οι ελκτικές δυνάμεις μεταξύ των μορίων τους είναι αμελητέες.
- Οι κρούσεις των μορίων, τόσο μεταξύ τους όσο και με τα τοιχώματα του δοχείου που τα περιέχει, είναι τελείως ελαστικές.

$$P = \rho R_a T \quad (4.2)$$

όπου ρ η πυκνότητα του ξηρού αέρα.

Από την άλλη μεριά, η παρουσία υδρατμών στον υγρό αέρα μεταβάλλει ελαφρώς διάφορες παραμέτρους, όπως η ειδική θερμότητα. Ωστόσο, χάριν ευκολίας, οι μεταβολές αυτές θεωρούνται αμελητέες. Έτσι, αν P_μ είναι η πίεση του μίγματος (ξηρός αέρας και υδρατμοί) σε θερμοκρασία T , ρ_μ η πυκνότητα του μίγματος και r η αναλογία μίγματος, η καταστατική εξίσωση για τον υγρό αέρα θα έχει τη μορφή:

$$P_\mu = \rho_\mu R_a (1 + 0,61r) T \quad (4.3)$$

Με βάση την τελευταία σχέση, μπορεί να οριστεί η λεγόμενη «εικονική» ή «αντίστοιχη» θερμοκρασία T_v του υγρού αέρα:

$$T_v = (1 + 0,61r) T \quad (4.4)$$

Πρόκειται για τη θερμοκρασία του ξηρού αέρα που έχει την ίδια πίεση και πυκνότητα με τον υγρό ατμοσφαιρικό αέρα. Το μέγεθος αυτό είναι σταθερό σε όλες τις αδιαβατικές μεταβολές, υπό την προϋπόθεση ότι δεν παρατηρείται συμπύκνωση υδρατμών.

4.1 Το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα

Σε ένα σύστημα το οποίο είναι θερμικά μονωμένο από το περιβάλλον του, το έργο που απαιτείται, για να μεταβεί το σύστημα από μία κατάσταση σε κάποια άλλη, είναι ανεξάρτητο του τρόπου εκτέλεσής του και εξαρτάται μόνο από τις δύο καταστάσεις. Το έργο αυτό ονομάζεται αδιαβατικό, που σημαίνει ότι δεν συντελείται μεταφορά θερμότητας από (ή προς) το σύστημα κατά την εκτέλεση του έργου. Ορίζεται τότε μία συνάρτηση U της κατάστασης του συστήματος, που ονομάζεται «συνάρτηση εσωτερικής ενέργειας», τέτοια, ώστε η μεταβολή της να ισούται με το παραγόμενο αδιαβατικό έργο:

$$-dW = dU \quad (4.5)$$

Το αρνητικό πρόσημο στην προηγούμενη σχέση έχει την έννοια ότι η εσωτερική ενέργεια αυξάνεται, όταν εκτελείται έργο πάνω στο σύστημα. Τα παραπάνω αποτελούν μία πρώτη έκφραση του 1^{ου} θερμοδυναμικού αξιώματος, σύμφωνα με το οποίο, όταν ένα σύστημα μεταβαίνει από μία αρχική σε μία τελική κατάσταση με αδιαβατική μεταβολή, το παραγόμενο έργο είναι ανεξάρτητο του δρόμου που ενώνει τις δύο καταστάσεις.

Στην περίπτωση που η μεταβολή δεν είναι αδιαβατική, μπορεί να λάβει χώρα ανταλλαγή ενέργειας υπό μορφή απειροστής θερμότητας dQ , οπότε:

$$dU + dW = dQ \quad (4.6)$$

Η τελευταία σχέση²⁵ αποτελεί γενίκευση του 1^{ου} θερμοδυναμικού αξιώματος, σύμφωνα με το οποίο, αν σε ένα σώμα προσφέρουμε θερμότητα, αυτή εν μέρει αυξάνει την εσωτερική ενέργεια του σώματος και εν μέρει

²⁵ Οι τιμές των dU , dQ και dW μπορούν να είναι είτε θετικές είτε αρνητικές. Έτσι, όταν προσφέρεται θερμότητα στο σύστημα, αυτή θεωρείται θετική (+), αφού τείνει να αυξήσει την εσωτερική ενέργειά του. Όταν η θερμότητα απάγεται από το σύστημα, θεωρείται αρνητική (-), διότι τείνει να ελαττώσει την εσωτερική ενέργειά του. Επιπλέον, όταν το έργο εκτελείται από το σύστημα, λαμβάνεται θετικό, επειδή τείνει να ελαττώσει την αρχική ενέργειά του, ενώ, όταν το έργο εκτελείται στο σύστημα, λαμβάνεται αρνητικό, αφού τείνει να αυξήσει την εσωτερική ενέργειά του. Επομένως, η εξίσωση θα μπορούσε να γραφτεί και με διαφορετικό πρόσημα. Κατά παράδοση, όμως, χρησιμοποιούνται τα παραπάνω πρόσημα, αφού οι πρώτες εφαρμογές της θερμοδυναμικής έγιναν σε θερμικές μηχανές, οι οποίες λάμβαναν

μετατρέπεται σε έργο. Αντιστρόφως, μπορούμε να πούμε ότι, για να αποδώσει ένα σώμα κάποια ενέργεια (π.χ. θερμότητα ή έργο), οφείλει να καταναλώσει ίσο ποσό ενέργειας άλλης μορφής, που είτε προσφέρεται απ' έξω, είτε προέρχεται από την εσωτερική του ενέργεια²⁶. Επομένως, σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα, το αεικίνητο πρώτου είδους δεν υφίσταται

Εντός της ατμόσφαιρας, το μόνο έργο που μπορεί να ληφθεί από το σύστημα είναι έργο εκτόνωσης, δηλαδή:

$$dW = PdV \quad (4.7)$$

Επομένως, το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα θα έχει τη μορφή:

$$dQ = dU + PdV \quad (4.8)$$

Στην τελευταία σχέση, αντί του όγκου V , μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο ειδικός όγκος a , που αναφέρεται στη μονάδα της μάζας και δίνεται από:

$$a = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho} \quad (4.9)$$

Επομένως, θα είναι:

$$dq = du + pda \quad (4.10)$$

όπου τα μεγέθη q , u και p είναι η θερμότητα, η εσωτερική ενέργεια και η πίεση που αναφέρονται στη μονάδα της μάζας.

Συχνά χρησιμοποιείται και η έννοια της ενθαλπίας. Για ένα σώμα όγκου V υπό πίεση P , που έχει εσωτερική ενέργεια U , η ενθαλπία H ορίζεται ως:

$$H = U + PV \quad (4.11)$$

Το μέγεθος αυτό έχει διαστάσεις ενέργειας και επομένως μετριέται σε μονάδες ενέργειας. Συχνά καλείται «συνάρτηση θερμότητας» ή «περιεχόμενη θερμότητα». Στην περίπτωση που αναφέρεται στη μονάδα της μάζας, ονομάζεται ειδική ενθαλπία h και μετριέται συνήθως σε Kcal/Kg. Η ενθαλπία αποτελεί μονότιμη συνάρτηση της κατάστασης, αφού και τα τρία μεγέθη (U , P και V) είναι μονότιμες συναρτήσεις της κατάστασης. Διαφορίζοντας την τελευταία σχέση, παίρνουμε:

$$dH = dU + PdV + VdP \quad (4.12)$$

και αντίστοιχα στη μονάδα της μάζας:

$$dh = du + pda + adp \quad (4.13)$$

θερμότητα, για να προσφέρουν έργο.

²⁶ Σημειώνεται ότι στη Σχέση (4.6) η χρήση του συμβόλου του διαφορικού d για τη θερμότητα και το έργο (dQ και dW , αντίστοιχα) δεν είναι απολύτως ακριβής. Στην πραγματικότητα, δεν είναι καθορισμένος ο μερισμός της θερμότητας σε αύξηση της εσωτερικής ενέργειας και παραγωγή έργου, διότι εξαρτάται και από άλλες διαδικασίες που δεν περιγράφονται εδώ. Μία πιο ακριβής θεώρηση θα ήταν η χρήση του συμβόλου δ (δQ και δW), με την έννοια της μικρής ποσότητας. Το σύμβολο της διαφόρισης d μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο για τις μεταβλητές T και a , οι οποίες μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες, αφού η p εκφράζεται ως συνάρτησή τους, σύμφωνα με την καταστατική εξίσωση.

Η τελευταία σχέση, συνδυαζόμενη με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα, δίνει:

$$dh = dq + adp \quad (4.14)$$

που αποτελεί μία ακόμη ισοδύναμη έκφραση του 1^{ου} θερμοδυναμικού αξιώματος. Τη φυσική έννοια της ενθαλπίας μπορεί να την αντιληφθεί κανείς στις ισοβαρείς μεταβολές, όπου $dp = 0$ και επομένως $dh = dq$. Αυτό σημαίνει ότι στις ισοβαρείς μεταβολές η μεταβολή της ενθαλπίας ισούται με τη θερμότητα που προσφέρεται στο σώμα.

Ως θερμοχωρητικότητα C ορίζεται το ποσό της θερμότητας που απαιτείται, για να μεταβληθεί η θερμοκρασία ενός σώματος κατά ένα προκαθορισμένο ποσό. Εξαρτάται από τις συνθήκες με τις οποίες θερμαίνεται το σώμα και διακρίνεται σε θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο C_v και θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση C_p . Η θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο ανά μονάδα μάζας καλείται ειδική θερμότητα c_v και μετριέται σε J/Kg·K. Για τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα έχει τιμή 718 J/Kg·K και ισχύει:

$$du = c_v dT \quad (4.15)$$

Επομένως, το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα για τον ξηρό αέρα γράφεται:

$$dq = c_v dT + pda \quad (4.16)$$

Συνδυάζοντας τη σχέση αυτή με την καταστατική εξίσωση, παίρνουμε:

$$dq = c_v dT + R_a dT - adp = (c_v + R_a) dT - adp \quad (4.17)$$

και επειδή

$$c_p = c_v + R_a \quad (4.18)$$

θα είναι:

$$dq = c_p dT - adp \quad (4.19)$$

Σημειώνεται ότι c_p είναι η ειδική θερμότητα υπό σταθερή πίεση για τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα και έχει τιμή 1005 J/Kg·K.

Οι παραπάνω σχέσεις μπορούν να εφαρμοστούν με καλή προσέγγιση και για τον υγρό ατμοσφαιρικό αέρα, διότι η ποσότητα των υδρατμών που περιέχεται στον υγρό αέρα είναι μικρή σε σχέση με τη μάζα του ξηρού αέρα που τους περιέχει. Ωστόσο, στην περίπτωση που λαμβάνει χώρα εξάτμιση νερού ή συμπύκνωση υδρατμών, η λανθάνουσα θερμότητα L που απορροφάται/εκλύεται είναι σημαντική. Επομένως, είμαστε υποχρεωμένοι να τροποποιήσουμε τις παραπάνω σχέσεις. Έτσι, αν η ποσότητα των υδρατμών που περιέχονται στον ατμοσφαιρικό αέρα μεταβληθεί κατά $dm_v = m_a \cdot dr$, το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα μετασχηματίζεται ως εξής:

$$dq = c_v dT + pda + Ldr \quad (4.20)$$

ή

$$dq = c_p dT - adp + Ldr \quad (4.21)$$

Στην περίπτωση που ο αέρας είναι κορεσμένος σε υδρατμούς, θα έχουμε:

$$r_s = 0,622 \frac{e_s}{p} \quad (4.22)$$

απ' όπου, με διαφόριση, λαμβάνουμε:

$$dr_s = 0,622 \frac{de_s}{p} - 0,622 e_s \frac{dp}{p^2} \quad (4.23)$$

Με τη βοήθεια της εξίσωσης Clausius-Clapeyron, η παραπάνω σχέση μετασχηματίζεται σε:

$$dr_s = 0,622 \frac{e_s L dT}{p R_v T^2} - 0,622 e_s \frac{dp}{p^2} \quad (4.24)$$

και το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα παίρνει τη μορφή:

$$dq = \left(c_p + \frac{0,622 e_s L^2}{p R_v T^2} \right) dT - \left(a + \frac{0,622 e_s L}{p^2} \right) dp \quad (4.25)$$

που βρίσκει εφαρμογή στις διεργασίες που συντελούνται στο εσωτερικό των νεφών.

4.2 Το δεύτερο θερμοδυναμικό αξίωμα και η εντροπία

Σύμφωνα με το 2^ο θερμοδυναμικό αξίωμα, δεν υπάρχει θερμική μηχανή που να μπορεί να μετατρέπει τη θερμότητα σε έργο, χωρίς ταυτόχρονα να παρέχει κάποιο ποσό θερμότητας σε δεξαμενή χαμηλότερης θερμοκρασίας. Επομένως, το αεικίνητο δευτέρου είδους δεν υπάρχει. Μία άλλη, ισοδύναμη, διατύπωση του 2^{ου} θερμοδυναμικού αξιώματος ορίζει ότι είναι αδύνατο να μεταβιβαστεί θερμότητα από σώμα χαμηλότερης σε σώμα υψηλότερης θερμοκρασίας, χωρίς την κατανάλωση κάποιου έργου.

Οι παραπάνω διατυπώσεις παραπέμπουν σε θερμικές μηχανές, στις οποίες μελετήθηκαν για πρώτη φορά οι νόμοι της θερμοδυναμικής. Μία γενικότερη διατύπωση του 2^{ου} θερμοδυναμικού αξιώματος, που δεν αναφέρεται απαραίτητως σε θερμικές μηχανές, ορίζει ότι, για οποιαδήποτε μεταβολή η οποία συμβαίνει σε μονωμένο σύστημα, η εντροπία του συστήματος δεν μπορεί σε καμία περίπτωση να μειώνεται, αλλά είτε αυξάνεται είτε παραμένει σταθερή. Εισάγεται, έτσι, η έννοια της εντροπίας, που είναι το μέγεθος που συσχετίζει την προσφερόμενη ποσότητα θερμότητας σε ένα σώμα με την απόλυτη θερμοκρασία του (θερμοκρασία Kelvin). Ειδικότερα, αν σε μία απειροστή μεταβολή μεταφέρεται με αντιστρεπτό τρόπο²⁷ θερμότητα dQ σε ένα σώμα υπό θερμοκρασία T , τότε ορίζουμε ως αύξηση dS της εντροπίας του σώματος το πηλίκιο:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (4.26)$$

Από την τελευταία σχέση προκύπτει ότι η μεταβολή της εντροπίας, όταν το σώμα μεταβαίνει μεταξύ δύο καταστάσεων, είναι:

²⁷ Μία μεταβολή είναι αντιστρεπτή, όταν γίνεται ημιστατικά και δεν συνοδεύεται από φαινόμενα απωλειών. Στην πράξη, οι μεταβολές θεωρούνται ιδανικά αντιστρεπτές, όταν γίνονται αρκετά αργά, όπως για παράδειγμα η περιορισμένη συστολή ή διαστολή, οι μη αυθόρμητες χημικές αντιδράσεις, η μεταφορά θερμότητας λόγω απειροστής βαθμίδας θερμοκρασίας κλπ.

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (4.27)$$

Όταν, όμως, η μετάβαση γίνεται με αδιαβατικό τρόπο, ισχύει $dQ = 0$ και επομένως η εντροπία παραμένει σταθερή. Κατά συνέπεια, κάθε αδιαβατική μεταβολή είναι και ισηντροπική. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η εντροπία αποτελεί μέτρο της αταξίας των μορίων και εξαρτάται μόνο από την κατάσταση του σώματος (και όχι από τον τρόπο με τον οποίο έφτασε σε αυτήν). Επομένως, μετά από μία κυκλική μεταβολή, η εντροπία επανέρχεται στην αρχική της τιμή.

Όπως τα μεγέθη που αναλύθηκαν παραπάνω, έτσι και η εντροπία μπορεί να αναφέρεται στη μονάδα της μάζας και να ονομάζεται ειδική εντροπία s . Συνήθεις μονάδες μέτρησης της ειδικής εντροπίας είναι το cal/gr·K. Σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα:

$$dq = c_p dT - adp \Rightarrow \quad (4.28)$$

$$\frac{dq}{T} = \frac{c_p dT}{T} - \frac{adp}{T} \Rightarrow \quad (4.29)$$

$$ds = \frac{c_p dT}{T} - \frac{adp}{T} \quad (4.30)$$

Συνδυάζοντας την τελευταία σχέση με την καταστατική εξίσωση, παίρνουμε:

$$ds = \frac{c_p dT}{T} - \frac{R_a dp}{p} \Rightarrow \quad (4.31)$$

$$ds = c_p d \ln T - R_a d \ln p \quad (4.32)$$

Η τελευταία σχέση μπορεί να εφαρμοστεί για τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα και κατά προσέγγιση για τον υγρό αέρα. Ωστόσο, στην περίπτωση που λαμβάνει χώρα εξάτμιση νερού ή συμπύκνωση υδρατμών, το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα έχει τη μορφή:

$$dq = c_p dT - adp + Ldr \Rightarrow \quad (4.33)$$

$$\frac{dq}{T} = \frac{c_p dT}{T} - \frac{adp}{T} + \frac{Ldr}{T} \Rightarrow \quad (4.34)$$

$$ds = c_p d \ln T - R_a d \ln p + \frac{Ldr}{T} \quad (4.35)$$

Όμως, είναι:

$$d\left(\frac{r}{T}\right) = \frac{dr}{T} - \frac{r}{T^2} dT \approx \frac{dr}{T} \quad (4.36)$$

Επομένως:

$$ds = c_p d \ln T - R_a d \ln p + L d \left(\frac{r}{T} \right) \quad (4.37)$$

και αν ο αέρας είναι κορεσμένος σε υδρατμούς:

$$ds = c_p d \ln T - R_a d \ln p + L d \left(\frac{r_s}{T} \right) \quad (4.38)$$

Κατά συνέπεια, για κορεσμένη αδιαβατική μεταβολή, όπου $ds = 0$, θα ισχύει:

$$c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R_a \ln \frac{p_2}{p_1} \approx -L \left(\frac{r_{s,2}}{T_2} - \frac{r_{s,1}}{T_1} \right) \quad (4.39)$$

4.3 Βασικές θερμοδυναμικές διεργασίες εντός της ατμόσφαιρας

Εντός της ατμόσφαιρας μπορούν να συμβαίνουν όλα τα είδη των θερμοδυναμικών μεταβολών. Πολλές, όμως, από αυτές δεν παρουσιάζουν πρακτικό ενδιαφέρον, καθώς πραγματοποιούνται σε σύντομο χρονικό διάστημα και περιορισμένο χώρο. Τη μεγαλύτερη σπουδαιότητα επικεντρώνουν οι αδιαβατικές και οι ισοβαρείς μεταβολές, οι οποίες περιγράφονται στις ενότητες που ακολουθούν.

4.3.1 Ισοβαρής ψύξη

Η ισοβαρής ψύξη μπορεί να συντελείται με ή χωρίς συμπύκνωση υδρατμών. Στην περίπτωση που δεν πραγματοποιείται συμπύκνωση, η αναλογία μίγματος παραμένει σταθερή. Καθώς, όμως, η τάση των υδρατμών e συνδέεται με την αναλογία μίγματος r με τη σχέση:

$$e = \frac{rP}{r + 0,622} \quad (4.40)$$

συμπεραίνουμε ότι και η τάση των υδρατμών παραμένει σταθερή. Απεναντίας, η σχετική υγρασία αυξάνεται, διότι είναι αντιστρόφως ανάλογη της μέγιστης τάσης των υδρατμών, η οποία αποτελεί μονοσήμαντη συνάρτηση της θερμοκρασίας. Καθώς η ψύξη συνεχίζεται, η τάση των υδρατμών εξισώνεται με τη μέγιστη τάση (που διαρκώς μειώνεται). Κατά συνέπεια, η ατμόσφαιρα καθίσταται κορεσμένη σε υδρατμούς και σχηματίζεται δρόσος ή πάχνη. Η διαδικασία περιγράφεται από τη γνωστή εμπειρική σχέση των Magnus-Tetens:

$$e = e_{s,0} e^{\left(\frac{2,3a\theta_d}{b+\theta_d} \right)} \quad (4.41)$$

όπου e είναι η τάση των υδρατμών στη θερμοκρασία θ_d του σημείου δρόσου (ή πάχνης), $e_{s,0}$ είναι η μέγιστη τάση στους 0°C και οι σταθερές a και b έχουν τις τιμές:

- $a = 7,5$ και $b = 237,3^\circ\text{C}$, για ισορροπία πάνω από την υγρή φάση,
- $a = 9,7$ και $b = 265,5^\circ\text{C}$, για ισορροπία πάνω από τη στερεή φάση.

Από την τελευταία σχέση, μπορεί να υπολογιστεί η θερμοκρασία του σημείου δρόσου (ή πάχνης):

$$\vartheta_d = \frac{b \ln\left(\frac{e}{e_{s,0}}\right)}{2,3a - \ln\left(\frac{e}{e_{s,0}}\right)} \quad (4.42)$$

η οποία απλοποιείται σε:

$$\vartheta_d \approx \frac{b}{2,3a} \ln\left(\frac{e}{e_{s,0}}\right) \quad (4.43)$$

καθώς

$$2,3a \gg \ln\left(\frac{e}{e_{s,0}}\right) \quad (4.44)$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές των σταθερών a και b , προκύπτει ότι η θερμοκρασία του σημείου δρόσου ϑ_d είναι:

$$\vartheta_d = 13,76 \ln \frac{e}{e_{s,0}} \quad (4.45)$$

ενώ η θερμοκρασία ϑ_f του σημείου πάχνης είναι:

$$\vartheta_f = 11,90 \ln \frac{e}{e_{s,0}} \quad (4.46)$$

Το ποσό της θερμότητας dq_1 που χάνεται κατά την παραπάνω μεταβολή δίνεται, σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα, από τη σχέση:

$$dq_1 = c_p (\vartheta_d - \vartheta) \quad (4.47)$$

όπου ϑ είναι η αρχική θερμοκρασία του αέρα.

Αν η ισοβαρής ψύξη συνεχιστεί και πέραν της θερμοκρασίας του σημείου δρόσου (ή πάχνης), τότε ο αέρας δεν μπορεί να συγκρατήσει όλους τους υδρατμούς που περιέχει, με αποτέλεσμα ένα μέρος αυτών να αποβάλλονται με τη μορφή υδροσταγόνων ή παγοκρυστάλλων. Τότε, το ποσό της θερμότητας dq_2 που χάνει ο αέρας δίνεται από τη σχέση:

$$dq_2 = \left(c_p + \frac{0,622e'L^2}{\rho R_v T_d^2} \right) (\vartheta' - \vartheta_d) \quad (4.48)$$

όπου ϑ' είναι η τελική θερμοκρασία και e' η τάση των υδρατμών, όταν η θερμοκρασία εξισώνεται με τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου. Το ποσό de_s των υδρατμών που αποβάλλονται θα δίνεται από την εξίσωση Clausius-Clapeyron:

$$de_s = \frac{0,622e'L^2}{R_v T_d^2} (\vartheta' - \vartheta_d) \quad (4.49)$$

Αποτέλεσμα των παραπάνω διεργασιών είναι π.χ. ο σχηματισμός ομίχλης. Κατά τη διάρκεια της νύχτας, η θερμοκρασία του αέρα κοντά στο έδαφος ελαττώνεται λόγω ακτινοβολίας. Αν η ελάττωση της θερμοκρασίας συνεχιστεί πέρα από το σημείο δρόσου, ξεκινούν συμπυκνώσεις υδρατμών, από τις οποίες σχηματίζεται το νέφος της ομίχλης. Θεωρούμε ότι η διεργασία αυτή πραγματοποιείται σχεδόν ισοβαρώς, καθώς οι μεταβολές της πίεσης στην επιφάνεια είναι συνήθως πολύ μικρές. Αξίζει να σημειωθεί ότι, από τη στιγμή που αρχίζουν οι συμπυκνώσεις, η ελάττωση της θερμοκρασίας επιβραδύνεται, καθώς η απώλεια θερμότητας αναπληρώνεται, ως έναν βαθμό, από τη λανθάνουσα θερμότητα συμπύκνωσης που εκλύεται.

4.3.2 Αδιαβατική εκτόνωση

Όπως αναφέρθηκε ήδη, τα κατώτερα στρώματα του αέρα θερμαίνονται δι' αγωγιμότητας, εξαιτίας της επαφής τους με το έδαφος, το οποίο θερμάνθηκε νωρίτερα μέσω της απορρόφησης ηλιακής ακτινοβολίας. Καθώς απομακρυνόμαστε από το έδαφος, ο αέρας θερμαίνεται μέσω της δημιουργίας ανοδικών ρευμάτων που συνιστούν τη λεγόμενη «ανωμεταφορά» (convection). Η ανωμεταφορά μπορεί να διακρίνεται σε:

- **ελεύθερη**, όταν οφείλεται στην ελάττωση της πυκνότητας του αέρα κοντά στο έδαφος, εξαιτίας της θέρμανσής του, και
- **εξαναγκασμένη**, όταν οφείλεται στην τυρβώδη ροή του αέρα, που προκαλεί κατακόρυφη ανάμειξη.

Οι κατακόρυφες κινήσεις των αερίων μαζών εντός της ατμόσφαιρας συνοδεύονται από μεταβολές στην πίεση. Έτσι, όταν μία αέρια μάζα ανέρχεται εντός της ατμόσφαιρας, συναντά χαμηλότερες τιμές πίεσης. Αντιστρόφως, όταν μία αέρια μάζα βυθίζεται μέσα στο ατμοσφαιρικό ρευστό, συναντά υψηλότερες πιέσεις. Στην πρώτη περίπτωση η αέρια μάζα εκτονώνεται, ενώ στη δεύτερη συμπιέζεται. Μπορούμε να θεωρήσουμε με σχετικά καλή προσέγγιση ότι οι μεταβολές αυτές γίνονται αδιαβατικά, δηλαδή χωρίς ανταλλαγή θερμότητας με το περιβάλλον ($dq = 0$). Η παραδοχή αυτή στηρίζεται στο γεγονός ότι οι διαδικασίες μεταφοράς θερμότητας από/προς το περιβάλλον είναι αργές²⁸, σε σχέση με την κίνηση της αέριας μάζας²⁹. Σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα, σε κάθε τέτοια μεταβολή θα ισχύει:

$$c_p dT = adp \quad (4.50)$$

και με τη βοήθεια της καταστατικής εξίσωσης θα έχουμε:

$$c_p \frac{dT}{T} = R_a \frac{dp}{p} \quad (4.51)$$

Ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση, παίρνουμε:

$$c_p \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = R_a \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \Rightarrow \quad (4.52)$$

²⁸ Σε αυτές περιλαμβάνονται η μεταφορά θερμότητας με ακτινοβολία και η τυρβώδης ανάμειξη του αέρα. Η μοριακή θερμική αγωγιμότητα είναι αμελητέα στην κλίμακα αυτή.

²⁹ Στην πραγματικότητα, οι μεταβολές αυτές δεν είναι αδιαβατικές, διότι η λανθάνουσα θερμότητα μπορεί να θεωρηθεί ως θερμότητα προσφερόμενη από έξω. Για αυτό και συνηθίζεται οι μεταβολές αυτές να ονομάζονται «κορεσμένες αδιαβατικές μεταβολές», σε αντιδιαστολή με τις «ξηροαδιαβατικές», στις οποίες δεν λαμβάνει χώρα εξάτμιση νερού ή συμπύκνωση υδρατμών.

$$\ln T_2 - \ln T_1 = \frac{R_a}{c_p} (\ln p_2 - \ln p_1) \Rightarrow \quad (4.53)$$

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{R_a}{c_p} \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow \quad (4.54)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^k \quad (4.55)$$

Η τελευταία σχέση αποτελεί τη γνωστή εξίσωση Poisson, όπου η σταθερά k ισούται με:

$$k = \frac{R_a}{c_p} = 0,286 \quad (4.56)$$

Δεδομένου ότι στις ισοβαρικές μεταβολές η αναλογία μίγματος παραμένει σταθερή (εφόσον δεν παρατηρείται συμπύκνωση υδρατμών ή εξάτμιση νερού), μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{de}{e} = \frac{dp}{p} \quad (4.57)$$

και έτσι η εξίσωση Poisson να μετασχηματιστεί σε:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{e_2}{e_1} \right)^k \quad (4.58)$$

Τα παραπάνω ισχύουν για τον ξηρό αέρα. Στην περίπτωση που ο αέρας περιέχει υδρατμούς, η εξίσωση Poisson προσαρμόζεται ως εξής:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^\mu \quad (4.59)$$

όπου η παράμετρος μ δίνεται από τη σχέση:

$$\mu = \frac{R_a}{c_p} (1 - 0,2r) \quad (4.60)$$

Στην πράξη, μπορούμε με καλή προσέγγιση να δεχτούμε ότι:

$$\mu \approx k \quad (4.61)$$

Εφαρμόζοντας την εξίσωση Poisson, μπορούμε να αναγάγουμε τη θερμοκρασία του αέρα της στάθμης p_1 σε οποιαδήποτε άλλη στάθμη αναφοράς p_2 . Είθισται ως στάθμη αναφοράς να λαμβάνεται αυτή των 1000 hPa³⁰. Τότε η ανηγμένη θερμοκρασία καλείται «δυναμική θερμοκρασία» Θ και δίνεται από τη σχέση:

³⁰ Εξυπακούεται ότι ως στάθμη αναφοράς μπορεί να χρησιμοποιηθεί και οποιαδήποτε άλλη.

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^k \quad (4.62)$$

Επομένως, δυνητική λέγεται η θερμοκρασία που θα έχει μία αέρια μάζα που μεταφέρεται αδιαβατικά από την ισοβαρική στάθμη στην οποία βρίσκεται στη στάθμη των 1000 hPa. Η παράμετρος αυτή είναι ιδιαίτερος χρήσιμη για τη σύγκριση αερίων μαζών, καθώς η τιμή της παραμένει σταθερή σε κάθε αδιαβατική μεταβολή. Με λογαρίθμηση της τελευταίας σχέσης, παίρνουμε:

$$\ln \Theta = \ln T + k \ln 1000 - k \ln p \Rightarrow \quad (4.63)$$

$$d \ln \Theta = d \ln T - k d \ln p \Rightarrow \quad (4.64)$$

$$c_p d \ln \Theta = c_p d \ln T - R_d d \ln p \quad (4.65)$$

Όμως, σύμφωνα με όσα αποδείχτηκαν νωρίτερα, ισχύει:

$$ds = c_p d \ln T - R_d d \ln p \quad (4.66)$$

Επομένως, θα έχουμε:

$$c_p d \ln \Theta = ds \quad (4.67)$$

και έτσι προκύπτει μία ακόμη σχέση που συνδέει τη μεταβολή της εντροπίας με τη δυνητική θερμοκρασία. Επιπρόσθετα, καθώς η μεταβολή είναι αδιαβατική, το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα θα έχει τη μορφή:

$$0 = c_p dT - adp \quad (4.68)$$

που με τη βοήθεια της υδροστατικής εξίσωσης μετασχηματίζεται σε:

$$c_p dT = -gdz \Rightarrow \quad (4.69)$$

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = 9,76^\circ\text{C} / \text{Km} \quad (4.70)$$

Επομένως, για ακόρεστο σε υδρατμούς αέρα που ανυψώνεται αδιαβατικά εντός της ατμόσφαιρας, ο ρυθμός ελάττωσης της θερμοκρασίας με το ύψος είναι περίπου 10 °C/Km. Η ποσότητα αυτή καλείται «ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα» γ_d και δίνεται από:

$$\gamma_d = -\frac{dT}{dz} \quad (4.71)$$

Καθώς, όμως, η θερμοκρασία της αέριας μάζας ελαττώνεται κατά την ανύψωσή της, κάποια στιγμή γίνεται ίση με τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου. Τότε, εξ ορισμού, η αέρια μάζα καθίσταται κορεσμένη και επομένως δεν μπορεί να συγκρατήσει το σύνολο των υδρατμών που περιέχει. Τότε η θερμοκρασία της αέριας μάζας καλείται «θερμοκρασία ισεντροπικής συμπύκνωσης» T_c και η στάθμη στην οποία παρατηρείται το φαινόμενο καλείται «επίπεδο/στάθμη συμπύκνωσης». Το ύψος z_c αποτελεί ουσιαστικά τη βάση του νέφους που θα σχηματιστεί, αν η αέρια μάζα συνεχίσει να ανυψώνεται. Μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$T_c = T - \gamma_d z_c \quad (4.72)$$

όπου T είναι η αρχική θερμοκρασία. Στη στάθμη συμπύκνωσης θα ισχύει:

$$T_c = T \left(\frac{e_c}{e} \right)^k \quad (4.73)$$

όπου T και e είναι οι αρχικές συνθήκες, ενώ η e_c δίνεται από τη σχέση Magnus-Tetens:

$$e_c = e_{s,0} e^{\frac{2,3a\theta_c}{b+\theta_c}} \quad (4.74)$$

με τη θ_c να είναι η θερμοκρασία ισοτροπικής συμπύκνωσης εκπεφρασμένη σε °C.

Πέρα από τη στάθμη συμπύκνωσης ξεκινά η συμπύκνωση των υδρατμών προς σχηματισμό νέφους, με αποτέλεσμα η αναλογία μίγματος να μεταβάλλεται με το ύψος, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{dr_s}{dz} = 0,622 \frac{e_s L dT}{\rho R_v T^2 dz} - 0,622 e_s \frac{dp}{p^2 dz} \quad (4.75)$$

Με τη βοήθεια της υδροστατικής εξίσωσης, η τελευταία εξίσωση μετασχηματίζεται σε:

$$\frac{dr_s}{dz} = 0,622 \frac{e_s L dT}{\rho R_v T^2 dz} + 0,622 e_s \frac{g}{\rho R_a T} \quad (4.76)$$

Το δε 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα για την αέρια μάζα που ανέρχεται πάνω από το επίπεδο συμπύκνωσης θα είναι:

$$0 = \left(c_p + \frac{0,622 e_s L^2}{\rho R_v T^2} \right) dT - \left(a + \frac{0,622 e_s L}{p^2} \right) dp \Rightarrow \quad (4.77)$$

$$\left(c_p + \frac{0,622 e_s L^2}{\rho R_v T^2} \right) \frac{dT}{dz} = \left(a + \frac{0,622 e_s L}{p^2} \right) \frac{dp}{dz} \quad (4.78)$$

Σύμφωνα, όμως, με την υδροστατική εξίσωση:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{\rho}{R_a T} g \quad (4.79)$$

Επομένως, το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα θα δίνεται από:

$$\left(c_p + \frac{0,622 e_s L^2}{\rho R_v T^2} \right) \frac{dT}{dz} = - \left(a + \frac{0,622 e_s L}{p^2} \right) \cdot \frac{\rho g}{R_a T} \Rightarrow \quad (4.80)$$

$$c_p \left(1 + \frac{0,622e_s L^2}{c_p \rho R_v T^2} \right) \frac{dT}{dz} = - \left(\frac{ap}{R_a T} + \frac{0,622e_s L}{\rho R_a T} \right) \cdot g \Rightarrow \quad (4.81)$$

$$c_p \left(1 + \frac{0,622e_s L^2}{c_p \rho R_v T^2} \right) \frac{dT}{dz} = - \left(1 + \frac{0,622e_s L}{\rho R_a T} \right) \cdot g \quad (4.82)$$

Μπορούμε έτσι να υπολογίσουμε τον ρυθμό dT/dz με τον οποίο ελαττώνεται η θερμοκρασία της αέριας μάζας πάνω από τη στάθμη συμπύκνωσης:

$$\gamma_s = - \frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \cdot \frac{1 + \frac{0,622e_s L}{\rho R_a T}}{1 + \frac{0,622e_s L^2}{c_p \rho R_v T^2}} = \gamma_d \cdot \frac{1 + \frac{r_s L}{R_a T}}{1 + \frac{r_s L^2}{c_p R_v T^2}} \quad (4.83)$$

όπου

$$r_s = \frac{0,622e_s}{\rho} \quad (4.84)$$

Η ποσότητα γ_s είναι γνωστή ως «υγρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα» και η τιμή της είναι πάντοτε μικρότερη από τη γ_d , εξαιτίας της λανθάνουσας θερμότητας που εκλύεται από τη συμπύκνωση των υδρατμών.

Θα πρέπει να τονιστεί ότι οι κορεσμένες αδιαβατικές μεταβολές μπορούν να συντελεστούν με δύο τρόπους:

- **Με αντιστρεπτή διαδικασία**, όπου τα προϊόντα της συμπύκνωσης, δηλαδή τα υδροσταγονίδια ή οι παγοκρύσταλλοι, παραμένουν αιωρούμενα στον αέρα και μετασχηματίζονται, ανάλογα με τη θερμοκρασία του αέρα που τα περιέχει.
- **Με μη αντιστρεπτή διαδικασία**, όπου τα προϊόντα της συμπύκνωσης απομακρύνονται αμέσως από τον αέρα μέσω π.χ. σχηματισμού βροχής.

Κατά την αντιστρεπτή μεταβολή, η μάζα του αέρα παραμένει αμετάβλητη και ο αέρας μπορεί να επανέλθει τελικά στην αρχική του κατάσταση. Αντιθέτως, κατά τη μη αντιστρεπτή μεταβολή, παρατηρείται ελάττωση της μάζας του δείγματος του αέρα. Ο αέρας αυτός δεν είναι δυνατόν να επανέλθει με συμπίεση στην αρχική του κατάσταση. Η μεταβολή αυτή αναφέρεται ως «ψευδοαδιαβατική».

Καταλήγοντας, αν η εκτόνωση που παρατηρείται κατά την ανωμεταφορά έχει μικρή έκταση, η μεταβολή μπορεί να παραμείνει αντιστρεπτή. Σε τέτοιες περιπτώσεις, σχηματίζεται ένα λεπτό νέφος υδροσταγονιδίων το οποίο δεν δίνει βροχή. Όταν, όμως, η εκτόνωση είναι έντονη και παρατεταμένη, δημιουργείται υετός. Τότε η μεταβολή δεν μπορεί να είναι αντιστρεπτή.

4.3.3 Ισενθαλπική συμπύκνωση και εξάτμιση

Έστω ότι μία υγρή αέρια μάζα υπόκειται σε αδιαβατική και ταυτόχρονα ισοβαρή μεταβολή κατά την οποία συμπυκνώνονται όλοι οι υδρατμοί της και το παραγόμενο υγρό νερό απομακρύνεται. Η μεταβολή αυτή είναι ισενθαλπική και η θερμοότητα που εκλύεται δίνεται από τη σχέση:

$$Q = r m_o L \quad (4.85)$$

Η ενέργεια αυτή χρησιμοποιείται για τη θέρμανση του αέρα, του οποίου η θερμοκρασία μεταβάλλεται κατά:

$$\Delta T = \frac{Q}{m_a c_p} = \frac{r m_a L}{m_a c_p} = \frac{rL}{c_p} \quad (4.86)$$

όπου L είναι η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης και r η αναλογία μίγματος της αέριας μάζας θερμοκρασίας T που υπέστη τη μεταβολή. Η νέα θερμοκρασία που αποκτά ο αέρας στο τέλος αυτής της διαδικασίας ονομάζεται «ισοδύναμη θερμοκρασία» T_e και δίνεται από τη σχέση:

$$T_e = T + \frac{rL}{c_p} \quad (4.87)$$

Εύκολα μπορεί να υπολογιστεί από την τελευταία σχέση ότι, κατά τη συμπύκνωση 1 g υδρατμών σε 1 Kg ξηρού αέρα, η θερμοκρασία του αυξάνεται κατά 2,5 °C περίπου.

Με βάση τα παραπάνω, μπορεί να οριστεί και η λεγόμενη «δυναμική ισοδύναμη θερμοκρασία» Θ_e . Πρόκειται για τη θερμοκρασία που αποκτά υγρή αέρια μάζα μετά από συμπύκνωση και απομάκρυνση όλων των υδρατμών της υπό σταθερή πίεση και αδιαβατική μετάβαση στη στάθμη των 1000 hPa. Η δυναμική ισοδύναμη θερμοκρασία δίνεται από:

$$\Theta_e = T_e \left(\frac{1000}{p} \right)^k \quad (4.88)$$

Από την τελευταία σχέση συμπεραίνουμε ότι η Θ_e παραμένει σταθερή κατά τις ισοenthalπικές μεταβολές και αυξάνεται με το ύψος.

Ας μελετήσουμε τώρα την αντίστροφη διαδικασία. Έστω αέρια μάζα θερμοκρασίας T μέσα στην οποία εξατμίζεται ισοenthalπικά νερό, μέχρις ότου η αέρια μάζα καταστεί κορεσμένη σε υδρατμούς. Τότε θα ισχύει:

$$m_a c_p (T - T_w) = [r - r_s(T_w)] m_a L \quad (4.89)$$

όπου T_w και $r_s(T_w)$ η θερμοκρασία και η αναλογία μίγματος της αέριας μάζας στο τέλος της παραπάνω μεταβολής. Λύνοντας ως προς T_w , λαμβάνουμε:

$$T_w = T - \frac{[r - r_s(T_w)]L}{c_p} \quad (4.90)$$

Η T_w δεν είναι άλλη από τη θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου που ορίστηκε στο 3^ο Κεφάλαιο. Πρόκειται για τη θερμοκρασία στην οποία ψύχεται η αέρια μάζα, όταν εξατμίζεται μέσα της αδιαβατικά και ισοβαρώς νερό μέχρι το σημείο κορεσμού. Η θερμοκρασία αυτή παραμένει σταθερή κατά την ισοenthalπική εξάτμιση.

4.3.4 Ισοenthalπική ανάμειξη αερίων μαζών

Έστω δύο αέριες μάζες $M_1(q_1, T_1)$ και $M_2(q_2, T_2)$ της ίδιας ισοβαρικής επιφάνειας. Από την ανάμειξή τους προκύπτει η αέρια μάζα M με ειδική υγρασία q και θερμοκρασία T . Υποθέτουμε, επίσης, ότι η ανάμειξη γίνεται αδιαβατικά, χωρίς συμπύκνωση υδρατμών. Τότε, η μεταβολή της ενθαλπίας θα είναι για τις δύο αέριες μάζες Δh_1 και Δh_2 , αντίστοιχα, και στο τέλος της διαδικασίας θα ισχύει:

$$\Delta h_1 + \Delta h_2 = 0 \Rightarrow \quad (4.91)$$

$$M_1 c_p (T_1 - T) + M_2 c_p (T_2 - T) = 0 \Rightarrow \quad (4.92)$$

$$T = \frac{M_1 T_1 + M_2 T_2}{M_1 + M_2} \quad (4.93)$$

Αντίστοιχες σχέσεις θα ισχύουν και για τα υπόλοιπα μεγέθη, δηλαδή:

$$q = \frac{M_1 q_1 + M_2 q_2}{M_1 + M_2} \quad (4.94)$$

$$r = \frac{M_1 r_1 + M_2 r_2}{M_1 + M_2} \quad (4.95)$$

$$e = \frac{M_1 e_1 + M_2 e_2}{M_1 + M_2} \quad (4.96)$$

Εύκολα προκύπτει από τις παραπάνω σχέσεις ότι:

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{q - q_1}{q_2 - q} = \frac{T - T_1}{T_2 - T} = \frac{r - r_1}{r_2 - r} = \frac{e - e_1}{e_2 - e} \quad (4.97)$$

Βεβαίως, από την ανάμειξη των δύο μαζών είναι δυνατόν να προκύψει μίγμα που να περιέχει περισσότερους υδρατμούς από αυτούς που μπορεί να συγκρατήσει. Έστω ότι το πλεόνασμα των υδρατμών είναι:

$$\Delta m_v = m_a [r - r_s(T)] \quad (4.98)$$

όπου $r_s(T)$ είναι η αναλογία μίγματος στη θερμοκρασία T . Έτσι, θα ξεκινήσει η διαδικασία συμπύκνωσης των υδρατμών. Δεν θα συμπυκνωθούν, όμως, όλοι οι υδρατμοί Δm_v , παρά μόνο ένα μέρος τους, διότι από τη λανθάνουσα θερμότητα που εκλύεται αυξάνεται η θερμοκρασία της αέριας μάζας. Το ποσό, λοιπόν, των υδρατμών που θα συμπυκνωθούν είναι:

$$\Delta m'_v = m_a [r - r_s(T')] \quad (4.99)$$

όπου T' είναι η τελική θερμοκρασία του μίγματος. Στην παραπάνω διαδικασία, όλη η θερμότητα Q_1 που εκλύθηκε είναι ίση με τη θερμότητα Q_2 που απορρόφησε η αέρια μάζα, δηλαδή:

$$Q_1 = Q_2 \Rightarrow \quad (4.100)$$

$$m_a [r - r_s(T')] = m_a c_p (T' - T) \Rightarrow \quad (4.101)$$

$$e - e_s(T') = \frac{\rho c_p}{0,622L} (T' - T) \quad (4.102)$$

όπου:

$$e_s(T') = e_s(0) \cdot e^{\frac{2,3 \cdot a \cdot T}{b+T}} \quad (4.103)$$

Από τις παραπάνω σχέσεις μπορεί να υπολογιστεί η τελική θερμοκρασία T' του μίγματος.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Αλεξόπουλος Κ.Δ. και Μαρίνος Δ.Ι. (1996) Γενική Φυσική: Θερμότητα. Εκδόσεις Ολυμπία, Αθήνα.
- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος, Αθήνα.
- Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσούλης Β. και Χατζηαναστασίου Ν. (2007) Φυσική της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Martin C.M. (1987) Elements of Thermodynamics, Στοιχεία Θερμοδυναμικής, Μετάφραση Παπαγεωργόπουλος Χ., Κέννου Σ.
- Μεταξάς Δ. και Μπαρτζώκας Α. (1993) Εισαγωγή στη Δυναμική Μετεωρολογία. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Bohren C.F. and Albrecht B.A. (1998) Atmospheric Thermodynamics. Oxford University Press.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- Lutgens F.K. and Tarbuck E.J. (2004) The Atmosphere. An introduction to meteorology. Pearson. Prentice Hall.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
- North G.R., Erukhimova T. (2009) Atmospheric Thermodynamics. Elementary Physics and Chemistry. Cambridge University Press.
- Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.

Λυμένα παραδείγματα

1. Έστω μία αέρια μάζα θερμοκρασίας 240 K στη στάθμη των 450 mb. Να υπολογιστεί η δυνητική θερμοκρασία της αέριας μάζας, καθώς και η θερμοκρασία της, αν μεταβεί αδιαβατικά στη στάθμη των 650 mb.

Λύση

Η δυνητική θερμοκρασία υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\Theta_1 = T_1 \left(\frac{1000}{p_1} \right)^k$$

όπου:

$$k = \frac{R_a}{c_p} = 0,286$$

Με αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$\Theta_1 = 240 \left(\frac{1000}{450} \right)^{0,286} = 301,57K$$

Στη στάθμη των 650 mb, θα ισχύει:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^k = 240 \left(\frac{650}{450} \right)^{0,286} = 266,62K$$

2. Να εξεταστεί κατά πόσο μία αδιαβατική μεταβολή μπορεί να είναι ταυτόχρονα και (α) ισόθερμη, (β) ισόχωρη και (γ) ισοβαρής.

Λύση

Για αδιαβατική μεταβολή γνωρίζουμε ότι ισχύει:

$$dq = 0$$

Επομένως, θα είναι:

$$0 = c_v dT + p da$$

Όμως, για ισόθερμη μεταβολή ισχύει $dT = 0$. Άρα, θα πρέπει να ισχύει και:

$$p da = 0$$

δηλαδή ο όγκος πρέπει να παραμένει αμετάβλητος, πράγμα το οποίο είναι άτοπο. Ομοίως καταλήγουμε σε άτοπο στις περιπτώσεις (β) και (γ). Κατά συνέπεια, είναι αδύνατον μία αδιαβατική μεταβολή να είναι ταυτόχρονα ισόθερμη, ισόχωρη ή ισοβαρής.

3. Έστω μοναδιαία μάζα αερίου με αρχική θερμοκρασία $T_1 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ και πίεση $p_1 = 500 \text{ mb}$, η οποία μεταβάλλει την κατάσταση της και αποκτά θερμοκρασία $T_2 = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ και πίεση $p_2 = 700 \text{ mb}$. Αν γνωρίζετε ότι η καμπύλη στο διάγραμμα (α, p) είναι ευθεία γραμμή, να βρεθεί το έργο που παράγεται ή καταναλώνεται κατά τη μεταβολή. Δίνεται η ειδική σταθερά $R = 400 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ του αερίου.

Λύση

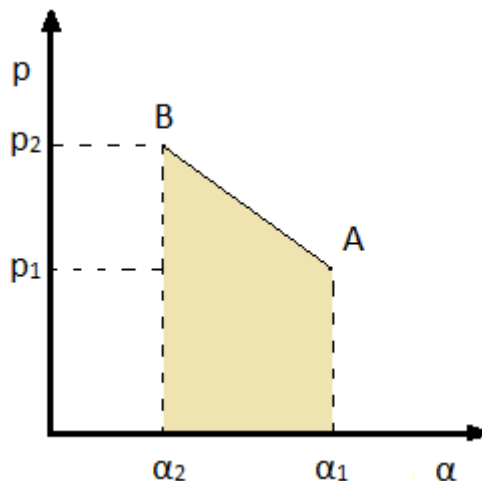
Με τη βοήθεια της καταστατικής εξίσωσης, υπολογίζουμε τον αρχικό και τον τελικό όγκο της μάζας, α_1 και α_2 αντίστοιχα.

$$\alpha_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{400 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1} \cdot (25 + 273) \text{ K}}{500 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = \frac{400 \text{ Nt} \cdot \text{m} \cdot \text{Kg}^{-1}\text{K}^{-1} \cdot 298 \text{ K}}{500 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = 2,4 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}$$

και

$$\alpha_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{400 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1} \cdot (30 + 273) \text{ K}}{700 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = \frac{400 \text{ Nt} \cdot \text{m} \cdot \text{Kg}^{-1}\text{K}^{-1} \cdot 303 \text{ K}}{700 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = 1,7 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}$$

Επομένως, το αέριο υφίσταται συμπίεση, αφού $\alpha_1 > \alpha_2$. Το διάγραμμα (α, p) θα έχει την παρακάτω μορφή:



Το έργο που καταναλώνεται κατά τη μετάβαση του αερίου από τη θέση A στη θέση B θα ισούται με το εμβαδόν που περικλείεται από την ευθεία AB και τον οριζόντιο άξονα:

$$W = - \left[p_1 (\alpha_1 - \alpha_2) + \frac{(p_2 - p_1)(\alpha_1 - \alpha_2)}{2} \right] =$$

$$= - \left\{ \left[500 \cdot 100 \text{Nt} \cdot \text{m}^{-2} \times (2,4 - 1,7) \text{m}^3 \text{Kg}^{-1} \right] + \frac{(700 - 500) 100 \text{Nt} \cdot \text{m}^{-2} \times (2,4 - 1,7) \text{m}^3 \text{Kg}^{-1}}{2} \right\}$$

$$= - (35.000 \text{Nt} \cdot \text{mKg}^{-1} + 7.000 \text{Nt} \cdot \text{mKg}^{-1}) = -42.000 \text{Nt} \cdot \text{mKg}^{-1} = -42.000 \text{JKg}^{-1}$$

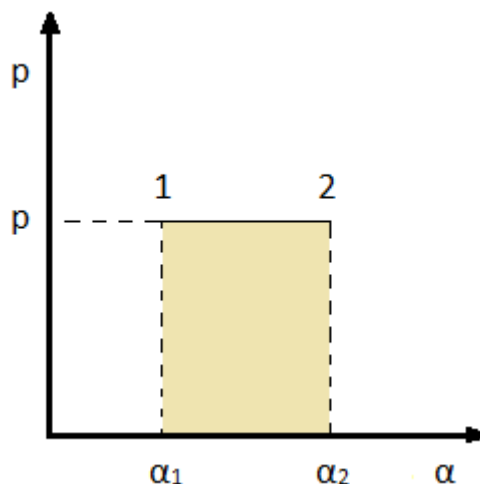
4. Έστω ότι η μοναδιαία μάζα του αέρα υφίσταται μεταβολή από μία αρχική σε κάποια τελική κατάσταση. Να παρασταθεί γραφικά σε ένα διάγραμμα (α, p) το έργο που παράγεται ή καταναλώνεται από τη μεταβολή της κατάστασης του αέρα. Στην περίπτωση που η μεταβολή είναι κλειστή (κυκλική), να εξεταστεί πότε το έργο που παράγεται είναι θετικό και πότε αρνητικό.

Λύση

Αρχικά υποθέτουμε ότι η μεταβολή γίνεται ισοβαρώς. Τότε, το ειδικό έργο w (δηλαδή το έργο της μοναδιαίας μάζας του αέρα) θα δίνεται από τη σχέση:

$$w = p d\alpha$$

όπου p είναι η πίεση και α ο όγκος. Έτσι, αν η μάζα εκτονώνεται ισοβαρικά, ο όγκος της θα αυξάνεται από την τιμή α_1 στην τιμή α_2 , σύμφωνα με το παρακάτω σχήμα:



Το έργο εκτόνωσης θα δίνεται από τη σχέση:

$$w = p(\alpha_2 - \alpha_1)$$

και θα ισούται με το εμβαδόν του παραλληλογράμμου που περικλείεται από τον οριζόντιο άξονα και την ευθεία που ενώνει τις θέσεις 1 και 2 που κατέλαβε το αέριο κατά την εκτόνωσή του. Στην αντίστροφη μεταβολή, δηλαδή αν το αέριο συμπιέζεται ισοβαρώς από την κατάσταση 2 στην κατάσταση 1, το έργο w' θα ισούται με:

$$w' = p(\alpha_1 - \alpha_2) = -w$$

Στην περίπτωση που η μεταβολή δεν γίνεται ισοβαρώς, η γραμμή μεταξύ των διαδοχικών θέσεων θα έχει σχήμα καμπύλης, όπως στο παρακάτω διάγραμμα όπου το αέριο μεταβάλλει την

Επομένως, η αρχική σχέση που περιγράφει τη μεταβολή του αέρα μετασχηματίζεται ως εξής:

$$a_1^n = a_2^n$$

Πρέπει, όμως, να ισχύει:

$$a_1 \neq a_2$$

Κατά συνέπεια, στην ισοβαρή μεταβολή ισχύει:

$$n = 0$$

(β) Στην περίπτωση που η μεταβολή είναι ισόθερμη, η καταστατική εξίσωση για τις δύο θέσεις θα δίνει:

$$p_1 a_1 = RT$$

και

$$p_2 a_2 = RT$$

Διαιρώντας κατά μέλη τις δύο σχέσεις, παίρνουμε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{a_2}{a_1}$$

Εξάλλου, η αρχική σχέση μπορεί να γραφτεί:

$$p_1 a_1^n = p_2 a_2^n \Rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^n$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, συμπεραίνουμε ότι στην ισόθερμη μεταβολή ισχύει:

$$n = 1$$

6. Να αποδειχθεί ότι σε μία αδιαβατική μεταβολή ισχύει πάντοτε η σχέση:

$$p a^\gamma = \text{σταθ}$$

όπου η ποσότητα γ δίνεται από:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$$

Λύση

Αφού πρόκειται για αδιαβατική μεταβολή, θα ισχύει:

$$0 = c_v dT + p da \Rightarrow$$

$$c_v dT = -p da$$

και

$$0 = c_p dT - a dp \Rightarrow$$

$$c_p dT = a dp$$

Διαιρώντας κατά μέλη, παίρνουμε:

$$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{a dp}{p da} \Rightarrow$$

$$\gamma + \frac{a dp}{p da} = 0 \Rightarrow$$

$$\gamma \frac{da}{a} + \frac{dp}{p} = 0$$

Ολοκληρώνοντας την τελευταία σχέση, έχουμε:

$$\gamma \int \frac{da}{a} + \int \frac{dp}{p} = \text{σταθ} \Rightarrow$$

$$\gamma \ln a + \ln p = \text{σταθ} \Rightarrow$$

$$\ln a^\gamma + \ln p = \text{σταθ} \Rightarrow$$

$$\ln(a^\gamma p) = \text{σταθ} \Rightarrow$$

$$a^\gamma p = \text{σταθ}$$

7. Έστω μοναδιαία μάζα ξηρού αέρα, θερμοκρασίας 0°C και πίεσης 800 mb, που μεταβάλλει πολυτροπικά την κατάστασή της, σύμφωνα με τη σχέση:

$$p a^n = \text{σταθ}$$

όπου n είναι ο πολυτροπικός εκθέτης. Στην τελική κατάσταση, η μάζα αποκτά πίεση 200 mb και ο όγκος της διπλασιάζεται. Να υπολογιστούν: (α) η τελική θερμοκρασία της μάζας, (β) ο πολυτροπικός εκθέτης, (γ) η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας της μάζας, (δ) το έργο της μεταβολής και (ε) το ποσό θερμότητας που κέρδισε ή έχασε η μάζα. Δίνονται η τιμή της ειδικής θερμότητας c_v για τον ξηρό αέρα $718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ και η τιμή της ειδικής σταθεράς του ξηρού αέρα $287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Λύση

(α) Για την αρχική και την τελική κατάσταση της μοναδιαίας μάζας θα ισχύει η καταστατική εξίσωση, δηλαδή:

$$p_1 a_1 = RT_1$$

και

$$p_2 a_2 = RT_2$$

Διαιρώντας κατά μέλη, παίρνουμε:

$$\frac{p_1 a_1}{p_2 a_2} = \frac{T_1}{T_2} \Rightarrow$$

$$T_2 = T_1 \frac{p_2 a_2}{p_1 a_1} = 273K \frac{200mb \cdot 2a_1}{800mb \cdot a_1} = 136,5K$$

(β) Η πολυτροπική σχέση ισχύει σε όλα τα στάδια της μεταβολής, επομένως για τις δύο καταστάσεις θα έχουμε:

$$p_1 a_1^n = \text{σταθ}$$

και

$$p_2 a_2^n = \text{σταθ}$$

Από τον συνδυασμό των δύο τελευταίων σχέσεων, παίρνουμε:

$$p_1 a_1^n = p_2 a_2^n \Rightarrow$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^n \Rightarrow$$

$$\frac{800mb}{200mb} = \left(\frac{2a_1}{a_1} \right)^n \Rightarrow 2^2 = 2^n \Rightarrow n = 2$$

(γ) Για τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας, ισχύει:

$$du = c_v dT$$

απ' όπου λαμβάνουμε:

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) = 718JKg^{-1}K^{-1} (136,5 - 273)K = -98.007JKg^{-1}$$

(δ) Από την καταστατική εξίσωση, έχουμε:

$$p\alpha = RT$$

από την οποία, με παραγωγή, παίρνουμε:

$$pda + \alpha dp = RdT \quad (1)$$

Παραγωγίζοντας τη σχέση της πολυτροπικής μεταβολής, παίρνουμε:

$$p\alpha^n = \text{σταθ} \Rightarrow$$

$$\alpha^n dp + \alpha^{n-1} n p da = 0 \Rightarrow$$

$$\alpha dp + n p da = 0 \quad (2)$$

Από τον συνδυασμό των σχέσεων (1) και (2), παίρνουμε:

$$\alpha dp = -n(RdT - \alpha dp) \Rightarrow$$

$$(1 - n)\alpha dp = -nRdT \Rightarrow$$

$$\alpha dp = \frac{n}{n-1} RdT \quad (3)$$

Όμως, ισχύει και:

$$dw = pda = RdT - \alpha dp \Rightarrow$$

$$\Delta w = R \int dT - \int \alpha dp$$

Οπότε, συνδυάζοντας την τελευταία σχέση με την (3), προκύπτει:

$$\Delta w = R \int dT - \int \frac{n}{n-1} RdT \Rightarrow$$

$$\Delta w = -R \int dT = -R(T_2 - T_1) =$$

$$= -287,05 \text{ JKg}^{-1} \text{ K}^{-1} (136,5 - 273) \text{ K} = 39.182 \text{ JKg}^{-1}$$

(ε) Το ποσό της θερμότητας θα προκύψει αθροίζοντας τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας και του ειδικού έργου, δηλαδή:

$$\Delta q = (-98.007 + 39.182) \text{ JKg}^{-1} = -58.825 \text{ JKg}^{-1}$$

8. Έστω ότι η μοναδιαία μάζα του ξηρού αέρα θερμοκρασίας 30 °C ψύχεται κατά 5 °C, με ταυτόχρονο διπλασιασμό της πίεσης. Να βρεθεί το ποσό θερμότητας που απώλεσε η μάζα κατά τη συγκεκριμένη μεταβολή.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι ισχύει:

$$dq = c_p dT - a dp$$

Από την καταστατική εξίσωση έχουμε:

$$a = \frac{RT}{p}$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, παίρνουμε:

$$\begin{aligned} \Delta q &= c_p (T_2 - T_1) - RT \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = \\ &= c_p (T_2 - T_1) - RT \ln \frac{p_2}{p_1} \\ &= -5c_p - RT \ln 2 \end{aligned}$$

9. Έστω δείγμα ξηρού αέρα με μάζα 3 gr και θερμοκρασία 30 °C του οποίου η πίεση μεταβάλλεται ισόθερμα από τα 1000 mb στα 500 mb. Να υπολογιστεί το έργο που παράγεται από τη μάζα και το ποσό θερμότητας που αποδίδεται κατά τη συγκεκριμένη μεταβολή.

Λύση

Σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα:

$$dq = c_v dT + p da$$

Καθώς, όμως, η μεταβολή γίνεται ισόθερμα, θα είναι $dT = 0$ και επομένως:

$$dq = p da$$

Άρα, το έργο που παράγεται από την αέρια μάζα ισούται με το ποσό θερμότητας που αποδίδεται κατά τη μεταβολή αυτή. Από την ισοδύναμη έκφραση του 1^{ου} θερμοδυναμικού αξιώματος έχουμε:

$$dq = c_p dT - a dp \Rightarrow$$

$$dq = -a dp$$

Όμως, από την καταστατική εξίσωση έχουμε:

$$p\alpha = R_a T$$

και επομένως θα ισχύει:

$$dq = -\frac{R_a T}{p} dp \Rightarrow$$

$$\Delta q = R_a T \ln \frac{p_1}{p_2} \Rightarrow$$

$$\Delta q = 287 \frac{J}{Kg \cdot K} (273 + 30) K \cdot \ln \frac{1000}{500} = 60277 J / Kg = 60,277 J / g$$

Επομένως, τα 3 g του ξηρού αέρα θα παράγουν $3 \times 60,277 = 180,8 J$

10. Έστω ένα δοχείο το οποίο χωρίζεται σε δύο διαμερίσματα A και B με μία μονωτική μεμβράνη που δεν επιτρέπει τη μεταφορά θερμότητας μεταξύ των διαμερισμάτων. Το δοχείο είναι πλήρως μονωμένο από το περιβάλλον του και η μεμβράνη δεν παρουσιάζει αντίσταση σε οποιαδήποτε μεταβολή του όγκου των διαμερισμάτων. Κάθε διαμέρισμα περιέχει μοναδιαία μάζα ξηρού αέρα υπό πίεση 800 mb και θερμοκρασία 10 °C. Μετά από μία θέρμανση του αέρα στο διαμέρισμα A, η πίεσή του τριπλασιάζεται. Να υπολογιστούν: (α) η θερμοκρασία του αέρα στο διαμέρισμα B, (β) το έργο συμπίεσης του διαμερίσματος B, (γ) το ποσό της θερμότητας που παρέχεται στο διαμέρισμα A, προκειμένου να τριπλασιαστεί η πίεση. Δίνονται η τιμή της ειδικής θερμότητας c_v για τον ξηρό αέρα $718 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, η τιμή της ειδικής σταθεράς του ξηρού αέρα $287,05 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ και η τιμή της σταθεράς k ίση με 0,286.

Λύση

Μετά τη θέρμανση του διαμερίσματος A, το σύστημα ισορροπεί σε μία νέα θέση, στην οποία οι πιέσεις των δύο διαμερισμάτων είναι ίσες:

$$p_A' = p_B' = 3p_A = 3 \cdot 800 \text{ mb} = 2400 \text{ mb}$$

(α) Στο διαμέρισμα B, η μεταβολή του αέρα θα είναι αδιαβατική και θα ισχύει ο νόμος του Poisson:

$$\frac{T_B'}{T_B} = \left(\frac{p_B'}{p_B} \right)^{R/c_p}$$

Με επίλυση ως προς T_B' και αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$T_B' = T_B \left(\frac{p_B'}{p_B} \right)^{R/c_p} = (10 + 273) K \cdot 3^{0,286} = 388 K$$

(β) Για το αέριο στο διαμέρισμα B, θα ισχύει:

$$0 = c_v dT + p da$$

όπου ο τελευταίος όρος εκφράζει το καταναλισκόμενο έργο dw_B , δηλαδή:

$$dw_B = -c_V dT \Rightarrow$$

$$\Delta w_B = -c_V (T_B' - T_B) = -718 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} (388 - 283) \text{ K} = -75.390 \text{ J Kg}^{-1}$$

Προφανώς, το έργο που καταναλώνεται στο διαμέρισμα Β ισούται με το έργο που παράγεται στο διαμέρισμα Α.

(γ) Γνωρίζουμε ότι ο συνολικός όγκος του δοχείου δεν μεταβάλλεται, δηλαδή:

$$a_A + a_B = a_A' + a_B'$$

Για τον υπολογισμό των επιμέρους όγκων στην τελευταία σχέση, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η καταστατική εξίσωση:

$$a_A = \frac{RT_A}{p_A} = \frac{287,05 \text{ Nt} \cdot \text{m} \cdot \text{Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 283 \text{ K}}{800 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = 1,02 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}$$

$$a_B = \frac{RT_B}{p_B} = \frac{287,05 \text{ Nt} \cdot \text{m} \cdot \text{Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 283 \text{ K}}{800 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = 1,02 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}$$

$$a_B' = \frac{RT_B'}{p_B'} = \frac{287,05 \text{ Nt} \cdot \text{m} \cdot \text{Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 388 \text{ K}}{2400 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2}} = 0,46 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις, προκύπτει ο όγκος $a_A' = 1,58 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}$. Επομένως, μπορεί να υπολογιστεί και η τελική θερμοκρασία στο διαμέρισμα Α, με τη βοήθεια της καταστατικής εξίσωσης:

$$T_A' = \frac{p_A' a_A'}{R} = \frac{2400 \cdot 100 \text{ Nt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot 1,58 \text{ m}^3 \text{ Kg}^{-1}}{287,05 \text{ Nt} \cdot \text{m} \cdot \text{Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}} = 1321 \text{ K}$$

Εξάλλου, για το αέριο στο δοχείο Α θα ισχύει:

$$dq = c_V dT + p da$$

από την οποία βρίσκουμε:

$$\begin{aligned} \Delta q &= c_V (T_A' - T_A) + 75.390 \text{ J Kg}^{-1} = \\ &718 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} (1321 - 283) \text{ K} + 75.390 \text{ J Kg}^{-1} \\ &= 820.674 \text{ J Kg}^{-1} \end{aligned}$$

Κεφάλαιο 5: Υδροστατική της ατμόσφαιρας

Σύνοψη

Είναι γνωστό πως η γενικότερη τάση εντός της ατμόσφαιρας είναι να διατηρείται η ισορροπία και να αποτρέπονται οι ανοδικές κινήσεις. Ο κανόνας, όμως, αυτός παραβιάζεται καθημερινά, καθώς θύλακες αέρα κινούνται ανά πάσα στιγμή ανοδικά εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού. Κατά την ανύψωσή τους, υφίστανται αδιαβατική εκτόνωση και ψύξη, η οποία, αν συνεχιστεί και πέρα από τη στάθμη συμπύκνωσης, όπου η θερμοκρασία του αέρα εντός του θύλακα εξισώνεται με τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου, οδηγεί σε συμπύκνωση υδρατμών και σχηματισμό νεφών. Τα νέφη αυτά μπορούν, υπό προϋποθέσεις, να δώσουν υετό. Τι είναι όμως αυτό που μπορεί να εξαναγκάσει έναν ατμοσφαιρικό θύλακα να κινηθεί προς τα πάνω; Υπάρχουν τέσσερις μηχανισμοί ανύψωσης του αέρα εντός της ατμόσφαιρας. Ένας από αυτούς είναι η ορογραφική ανύψωση, όπου ο αέρας, κατά την οριζόντια κίνησή του, συναντά την πλαγιά κάποιου λόφου/οροσειράς που λειτουργεί ως εμπόδιο στην πορεία του. Εξαναγκάζεται, τότε, σε ανύψωση από την οποία μπορούν να σχηματίζονται νέφη και να καταγράφονται υψηλά ποσά βροχόπτωσης. Στην περίπτωση μίας μετωπικής σφήνας, τον ρόλο του εμποδίου παίζει η ψυχρότερη αέρια μάζα κάποιου μετώπου. Στη σύγκλιση, οι αέριες μάζες επιβραδύνονται και «στοιβάζονται» πάνω από μία περιοχή, γεγονός που οδηγεί τελικά στην ανύψωσή τους. Ο τέταρτος μηχανισμός ανύψωσης είναι τοπικού χαρακτήρα και παρατηρείται, όταν τμήματα του αέρα στην επιφάνεια του εδάφους θερμαίνονται με διαφορετικό ρυθμό. Οι θερμότεροι θύλακες ανυψώνονται και επιπλέουν εντός της ατμόσφαιρας. Αρκεί, όμως, μία αρχική ώθηση σαν αυτές που μόλις περιγράφηκαν, ώστε να συνεχιστεί η ανύψωση του αέρα και να σχηματιστούν νέφη και υετός; Για να απαντηθεί το ερώτημα αυτό, πρέπει να εξεταστεί η ευστάθεια/αστάθεια εντός της ατμόσφαιρας. Αποδεικνύεται πως, όταν επικρατεί αστάθεια, οι συνθήκες είναι τέτοιες, ώστε να ευνοούνται οι ανοδικές κινήσεις του αέρα. Αντιθέτως, όταν επικρατεί ευστάθεια, οι κατακόρυφες κινήσεις περιορίζονται. Σε μία τέτοια περίπτωση, ακόμη κι αν σχηματιστούν κάποια νέφη, θα είναι διάσπαρτα και ο υετός από ανύπαρκτος έως ασθενής σε διάρκεια και ένταση. Στο κεφάλαιο που ακολουθεί, εξετάζονται οι συνθήκες που πρέπει να πληρούνται, ώστε η ατμόσφαιρα να βρίσκεται σε ευστάθεια, αστάθεια ή ουδέτερη ισορροπία. Εν ολίγοις, αποδεικνύεται ότι η ισορροπία εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού εξαρτάται από τη διαφορά μεταξύ κατακόρυφης και αδιαβατικής θερμοβαθμίδας. Εξηγείται, επίσης, πως στην πράξη, για τον έλεγχο της ατμοσφαιρικής ευστάθειας/αστάθειας, είναι προτιμότερη η χρήση της κατακόρυφης βαθμίδας της δυνητικής θερμοκρασίας. Με τη χάραξη των κατάλληλων θερμοδυναμικών διαγραμμάτων (τεφιγραμμάτων και εμαγραμμάτων) μπορούμε σχετικά εύκολα να εξετάσουμε την ισορροπία εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου, είναι χρήσιμο να ανατρέξουμε σε κάποιο βιβλίο Γενικής Φυσικής και να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας στη θερμοδυναμική. Είναι, επίσης, χρήσιμο να ξαναθυμηθούμε βασικές έννοιες της Μετεωρολογίας, ανατρέχοντας σε κάποιο βιβλίο Γενικής Μετεωρολογίας.

5 Γενικά

Σύμφωνα με τη θεώρηση της Γενικής Μηχανικής, ένα σώμα ισορροπεί, όταν η συνισταμένη των δυνάμεων που επενεργούν σε αυτό είναι μηδενική. Τότε, το σώμα παραμένει ακίνητο ή κινείται με σταθερή ταχύτητα. Ειδικότερα, όταν γίνεται λόγος για σύστημα σε ισορροπία, αναφερόμαστε σε στατική ισορροπία, η οποία συχνά καλείται και «μηχανική ισορροπία». Η ισορροπία ενός συστήματος χαρακτηρίζεται ευσταθής ή ασταθής, ανάλογα με τα χαρακτηριστικά της. Ειδικότερα, στην ευσταθή ισορροπία υπάρχει η τάση το σύστημα να επανέρχεται στην πρότερη κατάστασή του και να ισορροπεί και πάλι, μετά από κάποια εξωτερική διατάραξη. Αντιθέτως, στην ασταθή ισορροπία αναπτύσσεται επιτάχυνση που τείνει να απομακρύνει το σύστημα από την αρχική κατάσταση ισορροπίας (Σχήμα 5.1).



Σχήμα 5.1: Χαρακτηριστική περίπτωση ευσταθούς και ασταθούς ισορροπίας. Στην ευσταθή κατάσταση, το σώμα επιστρέφει γρήγορα σε ισορροπία, μετά από μία μικρή διατάραξη. Στην ασταθή κατάσταση, μία εξωτερική διατάραξη είναι ικανή να εκτρέψει πλήρως το σώμα από την ισορροπία.

Εντός της ατμόσφαιρας, αν ένας μικρός θύλακας αέρα δεχτεί μία μικρή κατακόρυφη ώθηση, διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις:

- Ο θύλακας επιταχύνεται ομόρροπα της αρχικής ώθησης. Στην περίπτωση αυτή προκύπτει αστάθεια.
- Ο θύλακας επιταχύνεται αντίρροπα προς την αρχική ώθηση, οπότε γίνεται λόγος για ευστάθεια.
- Δεν παρατηρείται επιτάχυνση και η κατάσταση χαρακτηρίζεται ως ουδέτερη ισορροπία.

Γενικότερα, η κατάσταση ισορροπίας εντός της ατμόσφαιρας χαρακτηρίζεται:

- ευσταθής, όταν δεν ευνοούνται κατακόρυφες κινήσεις εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού και
- ασταθής, όταν μέσα στην ατμόσφαιρα επικρατούν συνθήκες που επιτρέπουν την ανάπτυξη ισχυρών κατακόρυφων κινήσεων.

Η περίπτωση της αστάθειας είναι ιδιαίτερως ενδιαφέρουσα, από μετεωρολογικής σκοπιάς, διότι από την ανύψωση του αέρα προκαλούνται αδιαβατική εκτόνωση και ψύξη, η οποία, αν συνεχιστεί και πέραν της στάθμης συμπύκνωσης, όπου η θερμοκρασία του αέρα πέφτει κάτω από το σημείο δρόσου, προκαλεί συμπύκνωση υδρατμών και σχηματισμό νεφών. Υπό κατάλληλες προϋποθέσεις, τα νέφη αυτά δύνανται να δώσουν υετό.

Προκειμένου να μελετηθεί η σταθερότητα της ατμόσφαιρας και να προσδιοριστεί η κατάσταση ευστάθειας/αστάθειας εντός αυτής, δεχόμαστε ότι επικρατούν συνθήκες υδροστατικής ισορροπίας, η οποία εκφράζεται μέσω της γνωστής υδροστατικής εξίσωσης:

$$-dP = \rho g dz \quad (5.1)$$

όπου P είναι η ατμοσφαιρική πίεση στη στάθμη z , ρ η πυκνότητα του αέρα και g η επιτάχυνση της βαρύτητας. Η παραπάνω εξίσωση εύκολα μπορεί να μετασχηματιστεί σε:

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} \quad (5.2)$$

Η τελευταία σχέση δηλώνει ότι η δύναμη ανά μονάδα μάζας λόγω των κατακόρυφων μεταβολών της πίεσης είναι ίση σε μέτρο (και αντίθετη σε φορά) με την επιτάχυνση της βαρύτητας.

Βεβαίως, για την πλήρη ισορροπία, εκτός από την υδροστατική θα πρέπει να πληρούται και θερμοδυναμική ισορροπία εντός της ατμόσφαιρας. Ωστόσο, η ύπαρξη υδροστατικής ισορροπίας δεν συνεπάγεται αυτομάτως και τη θερμοδυναμική ισορροπία. Η τελευταία υπάρχει μόνο στην περίπτωση που δεν λαμβάνει χώρα διάδοση θερμότητας.

Θα πρέπει στο σημείο αυτό να σημειωθεί ότι η ατμόσφαιρα αποτελεί πεδίο πιέσεων, δηλαδή σε κάθε σημείο του χώρου εντός της ατμόσφαιρας δυνητικά αντιστοιχεί διαφορετική τιμή πίεσης, η οποία μεταβάλλεται ταυτόχρονα και με τον χρόνο. Επομένως, η πίεση είναι συνάρτηση των x , y , z και t :

$$P = P(x, y, z, t) \quad (5.3)$$

όπου x είναι το γεωγραφικό πλάτος, y το γεωγραφικό μήκος, z το υψόμετρο και t ο χρόνος. Κατά συνέπεια, μία ακριβέστερη μαθηματική έκφραση της υδροστατικής εξίσωσης διατυπώνεται με βάση τη μερική, αντί της ολικής, παραγώγου:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (5.4)$$

5.1 Γεωδυναμικό

Είναι γνωστό πως, εντός του βαρυτικού πεδίου της Γης, η δυναμική ενέργεια U που περικλείει μία μάζα m , όταν βρίσκεται σε ύψος z από τη μέση στάθμη της θάλασσας, είναι:

$$U = mgz \quad (5.5)$$

όπου η επιτάχυνση της βαρύτητας θεωρείται αμετάβλητη με το ύψος. Τότε η δυναμική ενέργεια U εκφράζει το έργο που χρειάζεται να δαπανηθεί, για να μετακινηθεί η m από τη μέση στάθμη της θάλασσας μέχρι το ύψος z ή αντιστρόφως το έργο που παράγεται κατά την αντίθετη φορά κίνησης. Η παραδοχή που μόλις κάναμε σχετικά με την επιτάχυνση της βαρύτητας ισχύει με σχετικά μικρό σφάλμα για μικρές αποστάσεις από την επιφάνεια της Γης. Για μεγαλύτερα ύψη, θα πρέπει να συνυπολογιστεί η εξάρτηση της g από το z και επομένως η δυναμική ενέργεια θα δίνεται από τη σχέση:

$$U = m \int_0^z g dz \quad (5.6)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω, ως γεωδυναμικό φ ορίζεται η δυναμική ενέργεια που περικλείει η μονάδα της μάζας, όταν αυτή βρίσκεται σε σχετικά μικρό ύψος από τη μέση στάθμη της θάλασσας και δίνεται από τη σχέση:

$$\varphi = gz \quad (5.7)$$

Το γεωδυναμικό έχει διαστάσεις ενέργειας και στο διεθνές σύστημα μονάδων (S.I.) μετριέται σε J/Kg. Ωστόσο, η επικρατούσα μονάδα μέτρησης του γεωδυναμικού κατά τον Παγκόσμιο Μετεωρολογικό Οργανισμό (WMO) είναι το γεωδυναμικό μέτρο gpm , το οποίο είναι κατά 9,8 φορές μεγαλύτερο από 1 J/Kg. Κατά συνέπεια, θα ισχύει:

$$\varphi = \frac{g}{9,8} z \text{ (σε grpm)} \quad (5.8)$$

Σημειώνεται ότι για μικρά ύψη από τη μέση στάθμη της θάλασσας, όπου η τιμή της επιτάχυνσης της βαρύτητας λαμβάνεται περίπου σταθερή και ίση με $9,8 \text{ m/s}^2$, η αριθμητική τιμή του γεωδυναμικού σε grpm συμπίπτει με την τιμή του ύψους σε m. Για παράδειγμα, αν ένας ατμοσφαιρικός θύλακας έχει γεωδυναμικό ίσο με 150 grpm, μπορεί να θεωρηθεί με μικρό σχετικά σφάλμα ότι βρίσκεται σε ύψος 150 m.

Οι επιφάνειες πάνω στις οποίες το γεωδυναμικό παραμένει σταθερό ονομάζονται «ισοδυναμικές». Οι ισοδυναμικές επιφάνειες είναι ταυτόχρονα και ισοσταθμικές για το βαρυτικό πεδίο, με την έννοια ότι πρόκειται για επιφάνειες πάνω στις οποίες η δύναμη της βαρύτητας είναι κάθετη. Θα πρέπει, όμως, να τονιστεί ότι οι ισοδυναμικές επιφάνειες δεν συμπίπτουν με τις ισοϋψείς, λόγω της αξιόλογης μεταβολής της επιτάχυνσης της βαρύτητας με το γεωγραφικό πλάτος. Καθώς η επιτάχυνση της βαρύτητας είναι μικρότερη στον Ισημερινό, για να παραμένει το γεωδυναμικό σταθερό, θα πρέπει το z να είναι μεγαλύτερο. Κατά συνέπεια, οι ισοδυναμικές (και οι ισοσταθμικές) επιφάνειες βρίσκονται σε μεγαλύτερα ύψη στον Ισημερινό (σε σχέση με τους πόλους).

5.2 Πάχος ατμοσφαιρικού στρώματος

Ας υποθέσουμε ότι κάνουμε ορειβασία και μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε τη διαφορά ύψους μεταξύ δύο σημείων της πλαγιάς του βουνού που επιχειρούμε να ανέβουμε. Για τον υπολογισμό μας αυτόν, διαθέτουμε μόνο ένα βαρόμετρο.

Αρχικά, κάνουμε την παραδοχή ότι η οριζόντια μεταβολή της πίεσης είναι αμελητέα και ότι εξίσου αμελητέα είναι η μεταβολή της πίεσης με τον χρόνο. Αν η πίεση στο χαμηλότερο σημείο της πλαγιάς υψομέτρου z_1 είναι p_1 , ενώ στο υψηλότερο σημείο (υψομέτρου z_2) είναι p_2 , τότε προφανώς θα ισχύει $p_1 > p_2$ και η κατακόρυφη απόσταση Δz μεταξύ των σημείων μπορεί να υπολογιστεί με ολοκλήρωση της υδροστατικής εξίσωσης, θεωρώντας την πίεση ως ανεξάρτητη μεταβλητή και τα μεγέθη ρ και T ως συναρτήσεις της πίεσης. Έτσι, θα έχουμε:

$$\Delta z = z_2 - z_1 = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{g\rho} = \frac{1}{g} \int_{p_2}^{p_1} \frac{dp}{\rho} \quad (5.9)$$

Επειδή στην τελευταία σχέση δεν γνωρίζουμε την ακριβή σχέση της πυκνότητας ρ ως συνάρτηση της πίεσης p , θα αντικαταστήσουμε την πυκνότητα χρησιμοποιώντας την καταστατική εξίσωση:

$$\Delta z = \frac{R\bar{T}}{g} \ln \frac{p_1}{p_2} = 67,4\bar{T} \log \frac{p_1}{p_2} \quad (5.10)$$

όπου η υψομετρική διαφορά δίνεται σε m. Στην τελευταία σχέση, κάναμε την παραδοχή ότι η θερμοκρασία δεν μεταβάλλεται με το ύψος, αλλά παραμένει σταθερή και ίση με \bar{T} , που δεν είναι άλλη από τη μέση θερμοκρασία στο θεωρούμενο στρώμα του αέρα. Το σφάλμα που εμπεριέχει αυτή η απλούστευση είναι γενικώς μικρό, όταν το πάχος του θεωρούμενου στρώματος είναι μικρό.

Η παραπάνω σχέση είναι ιδιαιτέρως χρήσιμη, όταν θέλουμε να υπολογίσουμε την κατακόρυφη απόσταση μεταξύ δύο ισοβαρικών επιφανειών. Όπως προκύπτει από τη Σχέση (5.10), η απόσταση αυτή θα είναι ανάλογη της μέσης θερμοκρασίας στο θεωρούμενο ατμοσφαιρικό στρώμα. Για παράδειγμα, με απλή εφαρμογή της Σχέσης (5.10), βρίσκουμε ότι το πάχος του στρώματος μεταξύ των ισοβαρικών επιφανειών των 1000 mb και 500 mb είναι 40,6 m, αν η θερμοκρασία μεταβάλλεται κατά 2° .

Μία άλλη χρήσιμη εφαρμογή της Σχέσης (5.10) αναφέρεται στην αναγωγή της βαρομετρικής πίεσης ενός τόπου στη μέση στάθμη της θάλασσας. Είναι γνωστό πως οι επίγειοι μετεωρολογικοί σταθμοί είναι

εγκατεστημένοι σε σημεία με ποικίλο υψόμετρο. Επομένως, οι μετρήσεις της πίεσης που λαμβάνονται από αυτούς δεν είναι απευθείας συγκρίσιμες μεταξύ τους. Για να συμβεί αυτό, θα πρέπει προηγουμένως να γίνει αναγωγή των τιμών στη μέση στάθμη της θάλασσας, δηλαδή να υπολογιστεί η πίεση p_1 που θα έδειχνε το βαρόμετρο, αν ο σταθμός βρισκόταν στην ίδια κατακόρυφο, αλλά στη στάθμη της θάλασσας. Επομένως:

$$p_1 = p_2 \cdot 10^{\frac{z}{67,4\bar{T}}} \quad (5.11)$$

όπου p_2 είναι η παρατηρούμενη τιμή της πίεσης στο βαρόμετρο, z το υψόμετρο του σταθμού και \bar{T} η μέση θερμοκρασία του αέρα στο ατμοσφαιρικό στρώμα μεταξύ του σταθμού και της επιφάνειας της θάλασσας. Βεβαίως, η θερμοκρασία αυτή είναι πρακτικά δύσκολο να υπολογιστεί, αλλά το πρόβλημα παρακάμπτεται κάνοντας διάφορες παραδοχές, υπό την προϋπόθεση ότι πληρούται η υδροστατική ισορροπία εντός της ατμόσφαιρας.

5.3 Κατακόρυφη θερμοβαθμίδα

Όπως αναφέρθηκε στο 1^ο Κεφάλαιο, η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα γ εκφράζει τη μεταβολή της θερμοκρασίας T του αέρα με το ύψος z :

$$\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.12)$$

όπου το αρνητικό πρόσημο παριστάνει τη μείωση που υφίσταται η θερμοκρασία του αέρα με το ύψος. Επομένως, υπό φυσιολογικές συνθήκες, θα είναι $\gamma > 0$. Εξυπακούεται ότι η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα μεταβάλλεται στον χώρο εντός της ατμόσφαιρας με τον χρόνο, δηλαδή:

$$\gamma = \gamma(x, y, z, t) \quad (5.13)$$

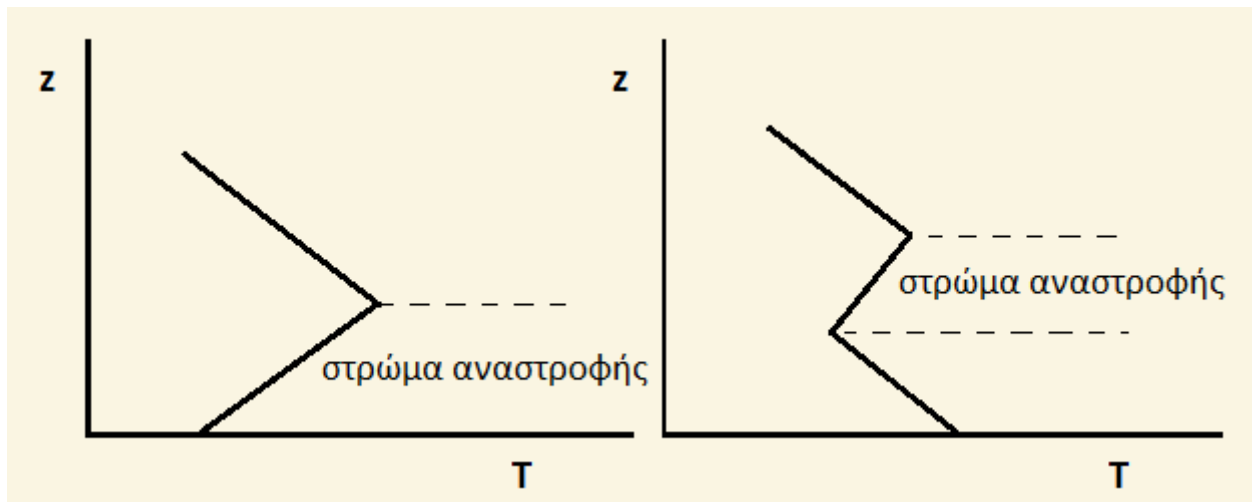
Αν, όμως, υποθέσουμε ότι για κάποια χρονική στιγμή t η γ παραμένει αμετάβλητη με το ύψος εντός κάποιου στρώματος της ατμόσφαιρας, η Σχέση (5.12), μετά από ολοκλήρωση, δίνει:

$$T = T_0 - \gamma(z - z_0) \quad (5.14)$$

Έτσι, η θερμοκρασία T μπορεί να εκτιμηθεί σε ύψος z , αν είναι γνωστή η τιμή της T_0 στη βάση του θεωρούμενου ατμοσφαιρικού στρώματος (z_0).

Στην πραγματικότητα, η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα μεταβάλλεται με το ύψος εντός της ατμόσφαιρας και δεν μένει σταθερή, παρά μόνο για στρώματα περιορισμένου πάχους. Κατά μέσο όρο, η τιμή της ισούται με 6,5 °C/Km.

Δεν λείπουν, βεβαίως, και οι περιπτώσεις όπου η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα λαμβάνει αρνητική τιμή και επομένως η θερμοκρασία αυξάνεται με το ύψος. Πρόκειται για τις λεγόμενες «θερμοκρασιακές αναστροφές». Τα μεγέθη που παρουσιάζουν ενδιαφέρον σε ένα στρώμα αναστροφής είναι το πάχος του, που είναι γνωστό ως «βάθος αναστροφής», το ύψος της βάσης του, που καλείται «ύψος αναστροφής» και ο ρυθμός αύξησης της θερμοκρασίας με το ύψος εντός του θεωρούμενου στρώματος, που λέγεται «μέγεθος (ή ένταση) της αναστροφής». Από δυναμικής σκοπιάς, τα στρώματα αναστροφής είναι ευσταθή, που σημαίνει ότι εμποδίζουν τον εξαερισμό της κατώτερης ατμόσφαιρας.



Σχήμα 5.2: Σχηματική αναπαράσταση της θερμοκρασιακής αναστροφής. Στα αριστερά διακρίνεται αναστροφή επιφάνειας, ενώ στα δεξιά δίνεται η μορφή μίας αναστροφής ελεύθερης ατμόσφαιρας.

Οι αναστροφές μπορεί να έχουν τη βάση τους στο έδαφος (αναστροφές επιφάνειας) ή και σε κάποιο ύψος εντός της ατμόσφαιρας (αναστροφές ελεύθερης ατμόσφαιρας) (Σχήμα 5.2). Χαρακτηριστικό παράδειγμα αναστροφών επιφάνειας αποτελούν οι λεγόμενες «αναστροφές ακτινοβολίας», που εμφανίζονται συνήθως τις πρώτες πρωινές ώρες, μετά από αίθριες και ήμερες νύχτες του χειμώνα. Ο σχηματισμός τους οφείλεται στην ισχυρή απώλεια θερμότητας από το έδαφος που παρατηρείται κατά τη διάρκεια της νύχτας. Έτσι, τα παρεδάφια στρώματα του αέρα καθίστανται ψυχρότερα από τα υπερκείμενα, με αποτέλεσμα να παρατηρείται αύξηση της θερμοκρασίας του αέρα με το ύψος. Το βάθος μίας τέτοιας αναστροφής κυμαίνεται μεταξύ 10-400 m, ενώ το μέγεθός της μπορεί να αγγίζει το ήμισυ του ημερήσιου θερμομετρικού εύρους³¹.

Ενδιαφέρον παρουσιάζουν και οι αναστροφές θερμού αέρα. Αυτές εμφανίζονται, όταν μία θερμή αέρια μάζα που κινείται παράλληλα με το έδαφος βρεθεί πάνω από κάποια ψυχρότερη περιοχή. Τότε τα παρεδάφια στρώματα της αέριας μάζας που έρχονται σε επαφή με το ψυχρό έδαφος ψύχονται περισσότερο σε σχέση με τα υπερκείμενα, οδηγώντας στον σχηματισμό αναστροφής επιφάνειας. Παρόμοιος είναι και ο μηχανισμός στις αναστροφές χιονοσκεπούς εδάφους. Όταν μία αέρια μάζα που κινείται παράλληλα με το έδαφος διέλθει πάνω από έδαφος καλυμμένο από χιόνι, μέρος της θερμότητάς της καταναλώνεται για την τήξη του πάγου. Κατά συνέπεια, το παρεδάφιο τμήμα της αέριας μάζας εμφανίζει χαμηλότερη θερμοκρασία από το υπερκείμενο, με αποτέλεσμα τον σχηματισμό θερμοκρασιακής αναστροφής.

Στις ορογραφικές αναστροφές, ψυχρές αέρια μάζες από τοπογραφικά υψηλότερες περιοχές κατέρχονται, ακολουθώντας την ορογραφία, σε χαμηλότερα υψόμετρα λεκανοειδών περιοχών. Αυτές οι αέρια μάζες εμφανίζουν χαμηλότερη θερμοκρασία σε σχέση με τον υπερκείμενο αέρα στα λεκανοπέδια όπου έχουν κατεισδύσει, με αποτέλεσμα να δημιουργείται θερμοκρασιακή αναστροφή επιφάνειας.

Από την άλλη μεριά, χαρακτηριστικό παράδειγμα αναστροφών ελεύθερης ατμόσφαιρας αποτελούν οι αναστροφές τριβής. Αυτές σχηματίζονται λίγες ώρες μετά την ανατολή του Ηλίου, πάνω από το στρώμα τριβής, στο οποίο είναι γνωστό ότι επικρατεί έντονη ανατάραξη, εξαιτίας της επίδρασης του ανάγλυφου. Το πάχος τους είναι λίγες δεκάδες μέτρα, ενώ η βάση τους εντοπίζεται λίγες εκατοντάδες μέτρα από την επιφάνεια του εδάφους.

Οι μετωπικές αναστροφές εμφανίζονται στις μετωπικές επιφάνειες³², όταν θερμός αέρας ανέρχεται πάνω από σφήνα ψυχρού αέρα. Όταν παρατηρείται μεγάλη διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ των δύο αερίων

³¹ Θυμηθείτε ότι ως «ημερήσιο θερμομετρικό εύρος» ορίζεται η διαφορά της χαμηλότερης από την υψηλότερη τιμή θερμοκρασίας που σημειώνεται σε έναν ορισμένο τόπο εντός του θεωρούμενου 24-ώρου. Αποτελεί πολύ σημαντική κλιματική παράμετρο, η οποία μεταβάλλεται με: (α) το γεωγραφικό πλάτος, (β) την εποχή, (γ) τη γεωγραφική θέση, (δ) τη νεφοκάλυψη, (ε) το είδος της βλάστησης, (στ) τα φυσικοχημικά χαρακτηριστικά του εδάφους, (ζ) το υψόμετρο και (η) τις αύρες των ορέων και των κοιλάδων.

³² Είναι γνωστό πως, όταν δύο αέρια μάζες με διαφορετικά χαρακτηριστικά θερμοκρασίας και υγρασίας έλθουν σε

μαζών που δημιουργούν το μέτωπο, η θερμοκρασιακή ασυνέχεια εντείνεται, με αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας αναστροφής ελεύθερης ατμόσφαιρας.

Μία ακόμη ενδιαφέρουσα περίπτωση αναστροφής ελεύθερης ατμόσφαιρας είναι και η αντικυκλωνική αναστροφή ή αναστροφή κατολίσθησης. Είναι γνωστό πως στο κέντρο ενός αντικυκλώνα παρατηρείται βύθιση του ατμοσφαιρικού αέρα, ο οποίος θερμαίνεται αδιαβατικά και καθίσταται θερμότερος από το υποκείμενο στρώμα αέρα. Σε τέτοιες περιπτώσεις, δημιουργείται στρώμα αναστροφής μεγάλης έκτασης που μπορεί να φτάνει μέχρι και τα 2 Km.

Τέλος, στις αναστροφές ελεύθερης ατμόσφαιρας συγκαταλέγονται και οι δυναμικές. Αυτές σχηματίζονται σε μεγάλα ύψη από το έδαφος, στην ελεύθερη ατμόσφαιρα, όπου ο αέρας μπορεί να κινείται με μεγάλη ταχύτητα, αφού έχει πλέον απαλλαγεί από την επίδραση του ανάγλυφου.

5.4 Αδιαβατική θερμοβαθμίδα

Έστω ένας μικρός ατμοσφαιρικός θύλακας μάζας m , όγκου V , θερμοκρασίας T και πυκνότητας ρ ο οποίος επιπλέει εντός ατμοσφαιρικού αέρα πυκνότητας ρ_a και θερμοκρασίας T_a . Ας υποθέσουμε ότι κάποια στιγμή ο θύλακας υποχρεώνεται να κινηθεί προς τα πάνω. Χάρην απλότητας, δεχόμαστε ότι ο περιβάλλον αέρας μέσα στον οποίο εισχωρεί ο θύλακας είναι ακίνητος και αδιατάρακτος. Επομένως, ο θύλακας θα κινείται συνεχώς σε στρώματα αέρα χαμηλότερης πίεσης και θα εξαναγκάζεται σε εκτόνωση, προκειμένου η πίεση εντός και εκτός αυτού να είναι διαρκώς ίση με αυτή του περιβάλλοντος αέρα. Ταυτόχρονα, θα μεταβάλλονται η θερμοκρασία και η πυκνότητα του αέρα εντός του θύλακα. Για σχετικά μεγάλα ύψη πάνω από την επιφάνεια του εδάφους, όπου δεν υφίσταται πλέον η επίδραση του ανάγλυφου, δηλαδή περίπου πάνω από τα 500 m, μπορούμε να κάνουμε την παραδοχή ότι η μεταβολή της θερμοκρασίας και της πυκνότητας είναι αδιαβατική. Δεχόμαστε, επίσης, ότι για τον περιβάλλοντα αέρα ισχύει η υδροστατική εξίσωση. Υπό αυτές τις προϋποθέσεις, η εξίσωση ενέργειας για τον κινούμενο θύλακα θα είναι:

$$c_p dT - \frac{1}{\rho} dp = 0 \quad (5.15)$$

Ταυτόχρονα, για τον περιβάλλοντα αέρα θα ισχύει η υδροστατική εξίσωση:

$$dp_a = -g\rho_a dz \quad (5.16)$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις και δεχόμενοι ότι:

$$dp = dp_a \quad (5.17)$$

παίρνουμε:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} \frac{\rho_a}{\rho} \quad (5.18)$$

Καθώς η πυκνότητα μεταβάλλεται αργά με τη θερμοκρασία, μπορούμε να δεχτούμε ότι:

επαφή, δεν αναμειγνύονται, αλλά τείνουν να διατηρήσουν τα χαρακτηριστικά τους. Σχηματίζεται, έτσι, μία διακριτή κεκλιμένη επιφάνεια που καλείται «μετωπική επιφάνεια». Η τομή της επιφάνειας αυτής με το έδαφος (ή οποιαδήποτε άλλη οριζόντια επιφάνεια) καλείται «μετωπική γραμμή» ή απλούστερα «μέτωπο». Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά τους, τα μέτωπα διακρίνονται σε (α) θερμά, (β) ψυχρά, (γ) στάσιμα και (δ) συνεσφιγμένα. Πάνω στους χάρτες καιρού, τα μέτωπα σημειώνονται με γραμμές. Η παρουσία τους σε έναν χάρτη καιρού υποδηλώνει συνήθως την εμφάνιση υετού και γρήγορα μεταβαλλόμενες καιρικές συνθήκες.

$$\frac{\rho_a}{\rho} \approx 1 \quad (5.19)$$

και επομένως, θα ισχύει:

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \quad (5.20)$$

Το πρώτο μέλος της τελευταίας σχέσης ονομάζεται «ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα» και συμβολίζεται με γ_d , δηλαδή:

$$\gamma_d = \frac{g}{c_p} \quad (5.21)$$

Η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα εκφράζει τον σταθερό ρυθμό με τον οποίο ελαττώνεται η θερμοκρασία ενός ατμοσφαιρικού θύλακα, όταν αυτός εξαναγκάζεται σε ανύψωση εντός της ατμόσφαιρας. Η τιμή της ισούται με 10 °C/Km και προϋποθέτει ότι η κίνηση γίνεται αδιαβατικά, χωρίς να λαμβάνουν χώρα συμπυκνώσεις υδρατμών.

Αν η ανύψωση του θύλακα συνεχιστεί και πέραν της στάθμης συμπύκνωσης, δηλαδή πέραν του σημείου όπου η θερμοκρασία του θύλακα γίνεται μικρότερη της θερμοκρασίας του σημείου δρόσου, τότε ο αέρας εντός του θύλακα καθίσταται κορεσμένος σε υδρατμούς και ξεκινούν συμπυκνώσεις. Στην περίπτωση αυτή, η ελάττωση της θερμοκρασίας του θύλακα με το ύψος παύει να είναι σταθερή. Έχει τιμή μικρότερη από την ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα και ονομάζεται «κορεσμένη (ή υγρή) αδιαβατική θερμοβαθμίδα». Συμβολίζεται δε με γ_s και ισχύει:

$$5 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{Km}} < \gamma_s < \gamma_d \quad (5.22)$$

Η μικρότερη πτώση της θερμοκρασίας με το ύψος μετά τη στάθμη συμπύκνωσης οφείλεται στο γεγονός ότι από τη συμπύκνωση των υδρατμών απελευθερώνεται λανθάνουσα θερμότητα. Η δε διαφορά μεταξύ ξηρής και υγρής αδιαβατική θερμοβαθμίδας αυξάνεται με την αύξηση του ποσού των υδρατμών που υφίστανται συμπύκνωση.

5.5 Κατακόρυφη επιτάχυνση και συνθήκες ισορροπίας εντός της ατμόσφαιρας

Αν η ατμόσφαιρα είναι ήρεμη, δηλαδή δεν παρατηρούνται σημαντικές οριζόντιες κινήσεις του αέρα, οι δυνάμεις που επενεργούν στον θύλακα που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα είναι το βάρος του B και η άνωση A . Σύμφωνα με τον νόμο του Νεύτωνα, κατά την κατακόρυφη έννοια θα ισχύει:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = A - B \quad (5.23)$$

Καθώς η άνωση δίνεται από τη σχέση:

$$A = V \rho_a g \quad (5.24)$$

και το βάρος από:

$$B = V\rho g \quad (5.25)$$

θα έχουμε:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = V\rho_\alpha g - V\rho g = V(\rho_\alpha - \rho)g \quad (5.26)$$

Από την τελευταία σχέση, αντικαθιστώντας την πυκνότητα του αέρα εντός του θύλακα, παίρνουμε:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{(\rho_\alpha - \rho)g}{\rho} \quad (5.27)$$

και, με τη βοήθεια της καταστατικής εξίσωσης, έχουμε:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T_\alpha} (T - T_\alpha) \quad (5.28)$$

Σύμφωνα με την τελευταία σχέση, η επιτάχυνση που υφίσταται ο ατμοσφαιρικός θύλακας κάποια χρονική στιγμή είναι ανάλογη προς τη διαφορά της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος αέρα από τη θερμοκρασία του αέρα εντός του θύλακα. Στην περίπτωση που ο περιβάλλον αέρας είναι ψυχρότερος (και άρα πυκνότερος), η επιτάχυνση είναι θετική, δηλαδή έχει φορά προς τα πάνω. Επομένως, η επιτάχυνση είναι ομόρροπη με την αρχική διατάραξη και άρα επικρατεί αστάθεια. Αντιθέτως, αν ο θύλακας είναι ψυχρότερος (και άρα πυκνότερος) από τον περιβάλλοντα αέρα, η επιτάχυνση είναι αρνητική, δηλαδή με φορά προς τα κάτω. Τότε η επιτάχυνση είναι αντίρροπη από την αρχική διατάραξη και επικρατεί ευστάθεια.

Με βάση τον ορισμό που δόθηκε παραπάνω για την κατακόρυφη θερμοβαθμίδα, η θερμοκρασία T του ατμοσφαιρικού θύλακα σε ύψος z θα είναι:

$$T = T_0 - \gamma'(z - z_0) \quad (5.29)$$

όπου T_0 είναι η θερμοκρασία του θύλακα σε ύψος z_0 και γ' ο ρυθμός μεταβολής της θερμοκρασίας του θύλακα με το ύψος. Αντίστοιχα, για τη θερμοκρασία T_α του περιβάλλοντα αέρα σε ύψος z θα ισχύει:

$$T_\alpha = T_{0,\alpha} - \gamma_{κατ}(z - z_0) \quad (5.30)$$

όπου $\gamma_{κατ}$ είναι η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα και $T_{0,\alpha}$ η θερμοκρασία του αέρα σε ύψος z_0 .

Αν υποθέσουμε ότι η ανύψωση του θύλακα ξεκινά από την επιφάνεια του εδάφους ($z_0 = 0$) και ότι στο σημείο αυτό η θερμοκρασία του ισούται με αυτή του περιβάλλοντος αέρα, θα έχουμε:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T_\alpha} (\gamma_{κατ} - \gamma') z \quad (5.31)$$

ή ισοδύναμα:

$$\frac{1}{z} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T_\alpha} (\gamma_{κατ} - \gamma') \quad (5.32)$$

Το πρώτο μέλος στην τελευταία σχέση παριστάνει την επιτάχυνση του ανερχόμενου θύλακα ανά μονάδα ύψους. Αποτελεί δε μέτρο για τη σταθερότητα εντός της ατμόσφαιρας. Διακρίνονται τώρα δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση, δεχόμαστε ότι ο αέρας εντός του θύλακα δεν είναι κορεσμένος σε υδρατμούς. Τότε, για τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος εντός του θύλακα θα ισχύει η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα γ_d με τιμή $10^\circ\text{C}/\text{Km}$. Επομένως, η τελευταία σχέση παίρνει τη μορφή:

$$\frac{1}{z} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T_\alpha} (\gamma_{κατ} - \gamma_d) \quad (5.33)$$

Απεναντίας, αν ο αέρας εντός του θύλακα είναι κορεσμένος σε υδρατμούς, δηλαδή η αέρια μάζα έχει ξεπεράσει τη στάθμη συμπύκνωση, όπου η θερμοκρασία της εξισώνεται με τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου, θα ισχύει η κορεσμένη αδιαβατική θερμοβαθμίδα γ_s :

$$\frac{1}{z} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T_\alpha} (\gamma_{κατ} - \gamma_s) \quad (5.34)$$

Σημειώνεται ότι στην τελευταία περίπτωση, η θερμοκρασία δεν είναι γραμμική συνάρτηση του ύψους και επομένως τα παραπάνω ισχύουν μόνο για μικρές μεταβολές του ύψους. Επίσης, καθώς η ποσότητα T_α μεταβάλλεται με αργό ρυθμό, μπορεί σε πρώτη προσέγγιση να θεωρηθεί σταθερή. Σύμφωνα με τα παραπάνω, για θύλακα που περιέχει μη κορεσμένο σε υδρατμούς αέρα:

- αν $\gamma_{κατ} < \gamma_d$, επικρατεί ευστάθεια,
- αν $\gamma_{κατ} > \gamma_d$, επικρατεί αστάθεια και
- αν $\gamma_{κατ} = \gamma_d$, επικρατεί ουδέτερη ισορροπία.

Αντίστοιχα, για θύλακα που περιέχει κορεσμένο σε υδρατμούς αέρα:

- αν $\gamma_{κατ} < \gamma_s$, επικρατεί ευστάθεια,
- αν $\gamma_{κατ} > \gamma_s$, επικρατεί αστάθεια και
- αν $\gamma_{κατ} = \gamma_s$, επικρατεί ουδέτερη ισορροπία.

Για την εφαρμογή των παραπάνω κριτηρίων στην πράξη, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε την τιμή της κατακόρυφης θερμοβαθμίδας. Αυτό επιτυγχάνεται με ραδιοβολήσεις, που μας δίνουν τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος αέρα σε διάφορα ύψη από την επιφάνεια της Γης. Ωστόσο, τα κριτήρια παραμένουν ασαφή ως προς την αδιαβατική θερμοβαθμίδα. Δηλαδή, πρακτικά είναι δύσκολο να γνωρίζουμε αν ο αέρας εντός του θύλακα είναι κορεσμένος (ή όχι) σε υδρατμούς. Γενικώς, μπορεί να λεχθεί ότι, όταν η υγρασία του αέρα είναι υψηλή, η λανθάνουσα θερμότητα που περιέχουν οι υδρατμοί του είναι μεγάλη. Κατά τη συμπύκνωση των υδρατμών, η λανθάνουσα θερμότητα που εκλύεται μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια που ανυψώνει τον εκτονούμενο θύλακα αέρα. Καθώς η ραδιοβόληση μας δίνει, εκτός από τη θερμοκρασία, και την υγρασία καθ' ύψος, χρησιμοποιώντας τα κατάλληλα θερμοδυναμικά διαγράμματα, μπορούμε να αποφανθούμε σχετικά με την ευστάθεια ή την αστάθεια εντός της ατμόσφαιρας.

Από τη μετεωρολογική πρακτική, γνωρίζουμε ότι η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα είναι γενικώς μικρότερη από την ξηρή αδιαβατική. Το αντίθετο μπορεί να συμβεί κατά τις μεσημβρινές ώρες σε ύψος πολύ κοντά στο έδαφος, όπου η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα είναι δυνατόν να ισούται με πολλούς $^\circ\text{C}/\text{m}$. Δεν πρόκειται παρά για τοπικό φαινόμενο που αφορά στον μηχανισμό θέρμανσης των κατώτερων στρωμάτων του εδάφους, εξαιτίας της επαφής τους με το έδαφος που δέχεται υψηλά ποσά ηλιακής ακτινοβολίας. Δεν θα μας απασχολήσει περισσότερο. Μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση της λεγόμενης «υπεραδιαβατικής θερμοβαθμίδας», κατά την οποία η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα παίρνει τιμή μεγαλύτερη από $1^\circ\text{C}/100\text{m}$ για μεγάλο πάχος εντός της ατμόσφαιρας. Πρόκειται για χαρακτηριστική περίπτωση

απόλυτης αστάθειας, καθώς η κατάσταση είναι ανεξάρτητη από την ποσότητα των υδρατμών που περιέχει ο ανυψούμενος θύλακας αέρα.

Ενδιαφέρουσα είναι, επίσης, και η περίπτωση κατά την οποία $\gamma_{κατ} < \gamma_s$. Τότε, γίνεται λόγος για «απόλυτη ευστάθεια». Για παράδειγμα, απόλυτη ευστάθεια μπορεί να επικρατεί κατά τη διάρκεια μίας θερμοκρασιακής αναστροφής, όπου $\gamma_{κατ} < 0$, οπότε αποκλείεται η εμφάνιση αξιόλογων κατακόρυφων κινήσεων εντός της ατμόσφαιρας. Οι συνθήκες αυτές εξηγούν την αύξηση των επιπέδων ατμοσφαιρικής ρύπανσης στα αστικά κέντρα, όταν επικρατούν συνθήκες θερμοκρασιακής αναστροφής.

Στην περίπτωση που ισχύει $\gamma_s < \gamma_{κατ} < \gamma_d$, είναι πρακτικά αδύνατο να αποφανθούμε για τη φορά κίνησης του θύλακα, αν δεν γνωρίζουμε την τιμή της γ_s . Χονδρικά μπορούμε να πούμε ότι, όταν η περιεκτικότητα του αέρα σε υδρατμούς είναι μεγάλη, μετά από μία μικρή ώθηση του θύλακα προς τα πάνω, αυτός θα καταστεί γρήγορα κορεσμένος σε υδρατμούς και θα επικρατήσει αστάθεια. Όλα τα παραπάνω συνοψίζονται στις εξής τρεις περιπτώσεις:

- αν $\gamma_{κατ} < \gamma_s$, επικρατεί απόλυτη ευστάθεια,
- αν $\gamma_{κατ} > \gamma_d$, επικρατεί απόλυτη αστάθεια και
- αν $\gamma_s < \gamma_{κατ} < \gamma_d$, επικρατεί αστάθεια υπό προϋποθέσεις.

Σημειώνεται ότι ο όρος «απόλυτη» στις παραπάνω περιπτώσεις χρησιμοποιείται, για να δηλώσει ότι η ισορροπία που προκύπτει είναι ευσταθής (ή ασταθής) ανεξάρτητα από την ποσότητα των υδρατμών που περιέχονται στον ανυψούμενο θύλακα αέρα. Αντιθέτως, στην περίπτωση της αστάθειας υπό προϋποθέσεις, η ισορροπία καθορίζεται από τη συμπύκνωση (ή μη) υδρατμών κατά την ανύψωση του θύλακα.

Βεβαίως, τα παραπάνω αποτελούν υπεραπλουστεύσεις. Στην πραγματικότητα, ο αέρας που ανυψώνεται έχει πολύ μεγαλύτερες διαστάσεις από τον μικρό θύλακα αέρα που θεωρήσαμε παραπάνω. Καθώς ο αέρας αυτός κινείται προς τα πάνω, διαταράσσει τον περιβάλλοντα αέρα και τον εξαναγκάζει σε κίνηση. Έτσι, ο περιβάλλον αέρας θερμαίνεται (ή ψύχεται) αδιαβατικά και παύει να είναι αμετάβλητος, όπως θεωρήσαμε παραπάνω. Επιπρόσθετα, ο περιβάλλον αέρας μπορεί να διεισδύει μέσα στον ανερχόμενο θύλακα αέρα και να μεταβάλλει την υγρομετρική και τη θερμομετρική του κατάσταση. Επομένως, η ευστάθεια/αστάθεια εντός της ατμόσφαιρας είναι πολύ πιο σύνθετο φαινόμενο από το απλουστευμένο μοντέλο που περιγράφηκε στις προηγούμενες παραγράφους.

5.6 Κατακόρυφη ταλάντωση εντός ευσταθούς ατμοσφαιρικού στρώματος

Ας υποθέσουμε ότι σε κάποιο στρώμα εντός της ατμόσφαιρας επικρατούν συνθήκες ευστάθειας. Τμήμα του στρώματος αυτού εξαναγκάζεται κάποια χρονική στιγμή t_0 σε ανύψωση και στη συνέχεια αφήνεται ελεύθερο. Προκύπτει, τότε, αρμονική ταλάντωση η οποία περιγράφεται από τη σχέση:

$$\frac{1}{z} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T_\alpha} (\gamma_{κατ} - \gamma') \quad (5.35)$$

που μπορεί να τροποποιηθεί ως εξής:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + Dz = 0 \quad (5.36)$$

όπου:

$$D = \frac{g}{T_\alpha} (\gamma' - \gamma_{κατ}) \quad (5.37)$$

Επομένως, η περίοδος T της ταλάντωσης θα είναι:

$$\frac{g}{T_\alpha}(\gamma' - \gamma_{\kappa\alpha\tau}) = \frac{4\pi^2}{T^2} = \omega^2 \Rightarrow \quad (5.38)$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{T_\alpha}{g(\gamma' - \gamma_{\kappa\alpha\tau})}} \quad (5.39)$$

Σύμφωνα με την τελευταία σχέση, όταν η διαφορά της κατακόρυφης θερμοβαθμίδας από την αδιαβατική είναι μικρή, η περίοδος της ταλάντωσης είναι μεγάλη, πράγμα που σημαίνει ότι το φαινόμενο εξελίσσεται αργά. Η συχνότητα N της ταλάντωσης αυτής είναι γνωστή ως συχνότητα Brunt-Vaisala και δίνεται από τη σχέση:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z}} \quad (5.40)$$

όπου Θ είναι η δυνητική θερμοκρασία. Οι εξισώσεις της απομάκρυνσης z και της ταχύτητας dz/dt κατά τον κατακόρυφο άξονα θα δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$z = z_0 \cos(\omega t) \quad (5.41)$$

$$\frac{dz}{dt} = -z_0 \omega \sin(\omega t) \quad (5.42)$$

Η δε ενέργεια E της ταλάντωσης θα δίνεται από:

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)_{\max}^2 \quad (5.43)$$

5.7 Δυνητική θερμοκρασία και ατμοσφαιρική ισορροπία

Ως κριτήριο για τον έλεγχο της ευστάθειας/αστάθειας εντός της ατμόσφαιρας μπορεί να χρησιμοποιηθεί, επίσης, η κατακόρυφη βαθμίδα της δυνητικής θερμοκρασίας. Ειδικότερα, γνωρίζουμε ότι η δυνητική θερμοκρασία δίνεται από τη σχέση:

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^k \quad (5.44)$$

από την οποία, μετά από λογαρίθμηση και διαφόριση ως προς το ύψος, παίρνουμε:

$$\ln \Theta = \ln T + k \ln 1000 - k \ln p \Rightarrow \quad (5.45)$$

$$d \ln \Theta = d \ln T - k d \ln p \Rightarrow \quad (5.46)$$

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R_a}{c_p p} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (5.47)$$

Η τελευταία σχέση, με τη βοήθεια της καταστατικής και της υδροστατικής εξίσωσης, μπορεί να μετασχηματιστεί σε:

$$\frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \quad (5.48)$$

η οποία μπορεί να γραφτεί και ως εξής:

$$\frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \gamma' - \gamma_{κατ} \quad (5.49)$$

Επομένως, για ακόρεστο αέρα θα ισχύει:

- αν $\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$, επικρατεί ευστάθεια,
- αν $\frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0$, επικρατεί αστάθεια και
- αν $\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$, επικρατεί ουδέτερη ισορροπία.

Στην περίπτωση που ο αέρας είναι κορεσμένος σε υδρατμούς:

- αν $\frac{\partial \Theta_s}{\partial z} > 0$ ή $\frac{\partial \Theta_e}{\partial z} > 0$, επικρατεί ευστάθεια,
- αν $\frac{\partial \Theta_s}{\partial z} < 0$ ή $\frac{\partial \Theta_e}{\partial z} < 0$, επικρατεί αστάθεια,
- αν $\frac{\partial \Theta_s}{\partial z} = 0$ ή $\frac{\partial \Theta_e}{\partial z} = 0$, επικρατεί ουδέτερη ισορροπία,

όπου Θ_s είναι η δυνητική θερμοκρασία του υγρού θερμομέτρου και Θ_e η ισοδύναμη δυνητική θερμοκρασία.

Η παραπάνω θεώρηση πλεονεκτεί σε σχέση με τη μέθοδο της σύγκρισης της κατακόρυφης θερμοβαθμίδας με την αδιαβατική, στην περίπτωση που γίνεται χρήση θερμοδυναμικών διαγραμμάτων. Ειδικότερα, η κατακόρυφη μεταβολή της δυνητικής θερμοκρασίας του υγρού θερμομέτρου μπορεί να προκύψει από ραδιοβολήσεις εντός της ατμόσφαιρας. Κατασκευάζοντας τα κατάλληλα θερμοδυναμικά διαγράμματα, εύκολα μπορεί να προκύψει το είδος της ισορροπίας που επικρατεί εντός της ατμόσφαιρας.

5.8 Η ενέργεια της ατμόσφαιρας ως μέτρο της ατμοσφαιρικής ισορροπίας

Όπως εξηγήθηκε παραπάνω, η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα δεν έχει σταθερή τιμή, αλλά μεταβάλλεται με το ύψος. Αν και το μέγεθος αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ποιοτικό κριτήριο για τον χαρακτηρισμό της κινητικής ενέργειας των κατακόρυφων κινήσεων εντός της ατμόσφαιρας, στην πραγματικότητα δεν αποτελεί ακριβές μέτρο της ενέργειας της ατμόσφαιρας. Προκειμένου να γίνει ακριβέστερη εκτίμηση για την ευστάθεια/αστάθεια εντός κάποιου ατμοσφαιρικού στρώματος που παρουσιάζει σημαντικό πάχος, γίνεται υπολογισμός της ενέργειας που εκλύεται ή απορροφάται από τη μονάδα της μάζας του αέρα που

μετακινείται από μία στάθμη p_1 σε κάποια άλλη στάθμη p_2 . Με άλλα λόγια, υπολογίζουμε το έργο που παράγεται ή δαπανάται κατά τη συγκεκριμένη μετακίνηση.

Ειδικότερα, η επιτάχυνση της μοναδιαίας μάζας του αέρα που κινείται κατακόρυφα εντός της ατμόσφαιρας δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = g \frac{T - T_a}{T_a} \quad (5.50)$$

όπου T είναι η θερμοκρασία του κινούμενου προς τα πάνω ατμοσφαιρικού θύλακα και T_a η θερμοκρασία του αέρα που τον περιβάλλει. Κατά συνέπεια, το παραγόμενο έργο dw από την κίνηση του ατμοσφαιρικού θύλακα κατά dz θα είναι:

$$dw = g \frac{T - T_a}{T_a} dz \quad (5.51)$$

Έτσι, κατά την ανύψωση του θύλακα από τη στάθμη z_0 στη στάθμη z , θα παράγεται έργο:

$$w = \int_{z_0}^z g \frac{T - T_a}{T_a} dz \quad (5.52)$$

το οποίο μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια. Με τη βοήθεια της καταστατικής και της υδροστατικής εξίσωσης, παίρνουμε:

$$dz = -\frac{R_a T}{g} \cdot \frac{dp}{p} \quad (5.53)$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, προκύπτει ότι:

$$w = R_a \int_p^{p_0} (T - T_a) d \ln p \quad (5.54)$$

Κατά τη συνέπεια, το έργο (και επομένως η κινητική ενέργεια) της μοναδιαίας μάζας του αέρα εξαρτάται από τη διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ του θύλακα και του περιβάλλοντος αέρα και μπορεί να είναι είτε θετικό είτε αρνητικό. Διακρίνουμε, λοιπόν, τις εξής δύο περιπτώσεις:

- Αν $T - T_a > 0$, είναι $w > 0$. Επομένως, ο ανυψούμενος θύλακας αποκτά θετική επιτάχυνση και παράγεται έργο. Στην περίπτωση αυτή, η ανύψωση γίνεται αυθόρμητα, χωρίς την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων.
- Αν $T - T_a < 0$, είναι $w < 0$. Επομένως, ο θύλακας δεν μπορεί να ανυψωθεί, αν δεν ασκηθεί πάνω του κάποια εξωτερική δύναμη με κατεύθυνση προς τα πάνω.

5.9 Μηχανισμοί ανύψωσης του αέρα εντός της ατμόσφαιρας

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, όταν ένας θύλακας αέρα κινείται ανοδικά εντός της ατμόσφαιρας, εκτονώνεται και ψύχεται αδιαβατικά. Αν η ψύξη συνεχιστεί μέχρι τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου του θύλακα, ο αέρας καθίσταται κορεσμένος σε υδρατμούς και ξεκινούν συμπυκνώσεις από τις οποίες σχηματίζονται νέφη. Τι είναι, όμως, αυτό που μπορεί να κάνει έναν ατμοσφαιρικό θύλακα να κινηθεί προς τα πάνω; Αποδεικνύεται

πως η γενικότερη τάση εντός της ατμόσφαιρας είναι να αποτρέπονται οι ανοδικές κινήσεις. Ωστόσο, υπάρχουν ορισμένες σημαντικές εξαιρέσεις σε αυτόν τον κανόνα, κατά τις οποίες ο αέρας εξαναγκάζεται σε ανύψωση, χωρίς την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων. Ειδικότερα, οι μηχανισμοί που προκαλούν ανύψωση του αέρα εντός της ατμόσφαιρας είναι οι παρακάτω:



Σχήμα 5.3: Καταιγιδοφόρα νέφη τύπου *cumulonimbus* (σωρειτομελανίες) πάνω από το ιστορικό κτίριο της Νομικής Σχολής του Δημοκριτείου Πανεπιστημίου Θράκης στην Κομοτηνή. Τέτοιου είδους νέφη μπορούν να εκτείνονται μέχρι και τα 12 Km εντός της ατμόσφαιρας και είναι ικανά να δώσουν σφοδρό υετό (Φωτογραφία: Θ. Πασχαλίδης).

- **Ορεογραφική ανύψωση.** Ο αέρας εξαναγκάζεται σε ανύψωση, καθώς κατά την οριζόντια κίνησή του συναντά την πλαγιά κάποιου λόφου/οροσειράς, που λειτουργεί ως εμπόδιο στην πορεία του. Όσο ο αέρας ανέρχεται τη βουνοπλαγιά, υφίσταται αδιαβατική ψύξη από την οποία μπορούν να σχηματιστούν νέφη και να προκύψει άφθονος υετός. Δεν είναι τυχαίο ότι στις προσήνεμες πλευρές των ορέων καταγράφονται μεγάλα ύψη βροχής. Αντιθέτως, στην υπήνεμη πλευρά των ορέων καταγράφεται ξηρασία, καθώς ο αέρας, κινούμενος προς τα κάτω, συμπιέζεται αδιαβατικά και θερμαίνεται, καθιστώντας εξαιρετικά δύσκολη τη συμπύκνωση υδρατμών και τον σχηματισμό νεφών και υετού.
- **Μετωπικές σφήνες.** Όταν δύο αέριες μάζες με διαφορετικά χαρακτηριστικά θερμοκρασίας και υγρασίας κινούνται σχετικά μεταξύ τους, κατά τη σύγκρουση που προκύπτει, σχηματίζεται ένα μέτωπο. Τότε, η θερμότερη (και άρα λιγότερο πυκνή) αέρια μάζα εξαναγκάζεται σε ανύψωση πάνω από την ψυχρή (και άρα πυκνότερη) αέρια μάζα, που λειτουργεί ως εμπόδιο, παρόμοιο με τα ορεογραφικά εμπόδιο που περιγράφηκαν παραπάνω.
- **Σύγκλιση.** Κατά την οριζόντια κίνησή τους, οι αέριες μάζες δύναται να επιβραδύνονται και να «στοιβάζονται» πάνω από κάποια περιοχή, γεγονός που οδηγεί τελικά σε ανύψωση του αέρα. Σύγκλιση μπορεί να εμφανιστεί και όταν κάποιο μηχανικό εμπόδιο αντιτίθεται στην οριζόντια κίνηση του αέρα. Για παράδειγμα, όταν ο αέρας κατά την οριζόντια κίνησή του μεταβαίνει από μία σχετικά λεία επιφάνεια, όπως η επιφάνεια της θάλασσας, σε μία περισσότερο τραχεία επιφάνεια, όπως το πολύπλοκο ανάγλυφο πάνω από την ξηρά, επιβραδύνεται. Σε τέτοιες περιπτώσεις, ο αέρας εξαναγκάζεται σε ανύψωση που ενισχύεται περαιτέρω από την ισχυρή θέρμανση που υφίσταται η ξηρά κατά τη διάρκεια της ημέρας. Αποτέλεσμα αυτού του μηχανισμού αποτελούν οι απογευματινές καταιγίδες που παρατηρούνται τους θερινούς μήνες πάνω από τη χέρσο.
- **Τοπική ανύψωση.** Προκαλείται, όταν δύο τμήματα αέρα στην επιφάνεια του εδάφους θερμαίνονται με διαφορετικό ρυθμό. Τότε, οι θερμότεροι θύλακες αέρα μπορούν να ανυψώνονται και να επιπλέουν εντός της ατμόσφαιρας. Σε τέτοιες περιπτώσεις, μπορούν να σημειώνονται απογευματινές καταιγίδες. Σημειώνεται, ωστόσο, ότι το ύψος των σχηματιζόμενων νεφών περιορίζεται σε λίγα Km και οι καταιγίδες που προκύπτουν είναι μικρής διάρκειας, αν και σφοδρές κατά περίπτωση.

Βεβαίως, θα πρέπει να τονιστεί ότι, για να εμφανιστεί υετός, δεν αρκεί μόνο η επίδραση κάποιου μηχανισμού ανύψωσης του αέρα. Στην περίπτωση που επικρατεί ευστάθεια εντός της ατμόσφαιρας, η ανύψωση θα σταματήσει γρήγορα και, αν σχηματιστούν νέφη, αυτά θα είναι διάσπαρτα. Ο δε υετός θα είναι ασθενής σε ένταση και διάρκεια. Αν, όμως, επικρατεί αστάθεια, όπως αυτή περιγράφηκε στις προηγούμενες ενότητες, υπάρχει μεγάλη πιθανότητα να σχηματιστούν νέφη κατακόρυφης ανάπτυξης που θα δώσουν σφοδρό υετό.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος.
- Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσούλης Β. και Χατζηαναστασίου Ν. (2007) Φυσική της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μεταξάς Δ. και Μπαρτζώκας Α. (1993) Εισαγωγή στη Δυναμική Μετεωρολογία. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Bohren C.F. (1998) Atmospheric Thermodynamics. Oxford University Press.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- Lutgens F.K. and Tarbuck E.J. (2004) The Atmosphere. An introduction to meteorology. Pearson. Prentice Hall.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
- North G.R., Erukhimova T. (2009) Atmospheric Thermodynamics. Elementary Physics and Chemistry. Cambridge University Press.
- Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.
- Woodward J.L. (1998) Appendix A. Atmospheric stability classification schemes. Estimating the flammable mass of a vapour cloud. American Institute of Chemical Engineers.

Λυμένα παραδείγματα

1. Ας υποθέσουμε ότι ένα αεροπλάνο κινείται ευθύγραμμα, σε σταθερό ύψος και με σταθερή ταχύτητα 11 Km/min. Στο οριζόντιο επίπεδο που πετά το αεροπλάνο, η πίεση ελαττώνεται σταθερά κατά 3 mb/180 Km κατά την κατεύθυνση της κίνησης. Ένα μικροβαρόμετρο εντός του αεροπλάνου καταγράφει σταθερή ελάττωση της πίεσης κατά 1 mb ανά 2 min. Να υπολογιστεί η μεταβολή της πίεσης συναρτήσει του χρόνου σε ένα σταθερό σημείο που βρίσκεται πάνω στην πορεία του αεροπλάνου.

Λύση

Όπως εξηγήθηκε παραπάνω, η ατμόσφαιρα αποτελεί πεδίο πιέσεων, δηλαδή σε κάθε σημείο του χώρου εντός της ατμόσφαιρας δυνητικά αντιστοιχεί διαφορετική τιμή πίεσης, η οποία μεταβάλλεται ταυτόχρονα και με τον χρόνο. Επομένως, η πίεση είναι συνάρτηση των x , y , z και t :

$$P = P(x, y, z, t)$$

όπου x είναι το γεωγραφικό πλάτος, y το γεωγραφικό μήκος, z το υψόμετρο και t ο χρόνος. Για τη μεταβολή της πίεσης με τον χρόνο, θα ισχύει η παρακάτω σχέση:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{dz}{dt}$$

Καθώς η κίνηση του αεροπλάνου γίνεται στον άξονα των x , θα ισχύει:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = 0$$

Επομένως, για τη μεταβολή της πίεσης θα ισχύει:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{dt} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dp}{dt} - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{dt}$$

όπου $\frac{dp}{dt}$ είναι η μεταβολή της πίεσης που μετράμε εντός του αεροπλάνου με το μικροβαρόμετρο,

$\frac{dx}{dt}$ η σταθερή ταχύτητα με την οποία κινείται το αεροπλάνο και $\frac{\partial p}{\partial x}$ η ελάττωση της πίεσης κατά το οριζόντιο επίπεδο. Με αντικατάσταση των αριθμητικών τιμών στην τελευταία σχέση, παίρνουμε:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 1 \frac{mb}{2min} - 3 \frac{mb}{180Km} \cdot 11 \frac{Km}{min} = 0,32 \frac{mb}{min}$$

2. Να υπολογιστεί το πάχος του ατμοσφαιρικού στρώματος που περικλείεται μεταξύ των ισοβαρικών επιφανειών των 1000 mb και των 500 mb, αν γνωρίζετε ότι η μεταβολή της μέσης θερμοκρασίας εντός του στρώματος είναι 2 K. Θεωρήστε ότι επικρατεί υδροστατική ισορροπία.

Λύση

Σύμφωνα με την υδροστατική εξίσωση, ισχύει:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g$$

από την οποία, με ολοκλήρωση, λαμβάνουμε:

$$\Delta z = -\int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{\rho g} = \frac{1}{g} \int_{P_2}^{P_1} \frac{dP}{\rho}$$

Αντικαθιστώντας την πυκνότητα από την καταστατική εξίσωση, έχουμε:

$$\Delta z = \frac{RT}{g} \int_{P_2}^{P_1} \frac{dP}{P} = \frac{RT}{g} \ln \frac{P_1}{P_2} = 67,4 \cdot \bar{T} \log \frac{P_1}{P_2}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην τελευταία σχέση, παίρνουμε:

$$\Delta z = 67,4 \times 2 \log \frac{1000}{500} = 40,6m$$

3. Αν στην επιφάνεια του εδάφους επικρατεί πίεση 1000 mb και η μέση θερμοκρασία του στρώματος μεταξύ 1000 mb και 500 mb είναι 250 K, να βρεθεί το ύψος της στάθμης των 500 mb. Αν η μέση θερμοκρασία του στρώματος ελαττωθεί κατά 2 °C, χωρίς ταυτόχρονη μεταβολή του ύψους της στάθμης των 500 mb, να βρεθεί η μεταβολή της πίεσης στην επιφάνεια του εδάφους.

Λύση

Όπως αποδείχτηκε στην προηγούμενη άσκηση, ισχύει:

$$\Delta z = 67,4 \cdot \bar{T} \log \frac{P_1}{P_2}$$

και με αντικατάσταση των τιμών:

$$\Delta z = 67,4 \cdot 250K \cdot \log \frac{1000}{500} = 5072m$$

Επομένως, η στάθμη των 500 mb εντοπίζεται σε ύψος 5072 m. Στη συνέχεια, η μέση θερμοκρασία του ατμοσφαιρικού στρώματος μεταξύ 500 mb και 1000 mb ελαττώνεται κατά 2 °C, άρα και κατά 2 K. Η νέα θερμοκρασία θα είναι 248 K, ενώ το ύψος της στάθμης των 500 mb δεν μεταβάλλεται. Επομένως, θα είναι:

$$5072 = 67,4 \cdot 248 \cdot \log \frac{P'_1}{500} \Rightarrow$$

$$\log \frac{P'_1}{500} = 0,3 \Rightarrow$$

$$P'_1 = 997,6 \text{ mb}$$

Άρα, στην επιφάνεια του εδάφους η πίεση μεταβάλλεται κατά 2,4 mb.

4. Οι έμπειροι προγνώστες καιρού γνωρίζουν ότι στην περιοχή του λεκανοπεδίου των Ιωαννίνων η βροχή μετατρέπεται σε χιόνι, όταν η μέση θερμοκρασία του στρώματος μεταξύ 1000 mb και 700 mb γίνεται μικρότερη ή ίση των 0 °C. Με βάση αυτή την πληροφορία, να υπολογιστεί η κρίσιμη τιμή του στρώματος. Αν η θερμοκρασία στη στάθμη των 1000 mb (δηλαδή στην επιφάνεια του εδάφους) είναι 8 °C, να βρεθεί η κρίσιμη τιμή της κατακόρυφης θερμοβαθμίδας $\gamma_{\text{κατ}}$ του στρώματος μεταξύ 1000-700 mb.

Λύση

Όπως αποδείχτηκε παραπάνω, το πάχος του στρώματος δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta z = 67,4 \cdot \bar{T} \log \frac{P_1}{P_2}$$

και με αντικατάσταση των τιμών, έχουμε:

$$\Delta z = 67,4 \cdot 273 \cdot \log \frac{1000}{700} = 2850 \text{ m}$$

Άρα, η κρίσιμη τιμή του πάχους του στρώματος 1000-700 mb όπου η βροχή μετατρέπεται σε χιόνι είναι 2850 m. Για τη θερμοκρασία T στη στάθμη των 700 mb, αν η θερμοκρασία στην επιφάνεια είναι T_0 , θα ισχύει:

$$T = T_0 - \gamma_{\text{κατ}} z$$

όπου z είναι πάχος του στρώματος, όπως υπολογίστηκε παραπάνω. Καθώς η μέση θερμοκρασία του στρώματος είναι 0 °C (ή 273 K), θα έχουμε:

$$\frac{T + T_0}{2} = 273 \text{ K} \Rightarrow$$

$$\frac{T + (273 + 8)}{2} = 273 \text{ K} \Rightarrow$$

$$T = 265 \text{ K}$$

Έτσι, για την κατακόρυφη θερμοβαθμίδα θα ισχύει:

$$263K = 281K - \gamma \cdot 2850m \Rightarrow$$

$$\gamma = 6 \times 10^{-3} K / Km$$

5. Αν γνωρίζετε ότι εντός της ατμόσφαιρας ισχύει η εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας και η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα είναι σταθερή και ίση με:

$$\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$$

να εκφραστεί η πυκνότητα ρ ως συνάρτηση του ύψους z . Θεωρήστε γνωστές την πυκνότητα ρ_0 και τη θερμοκρασία T_0 στην επιφάνεια του εδάφους.

Λύση

Σύμφωνα με την υδροστατική εξίσωση:

$$dp = -\rho g dz$$

Μετά από ολοκλήρωση, παίρνουμε:

$$\Delta z = z - 0 = -\frac{1}{g} \int_{p_0}^p \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{g} \int_p^{p_0} \frac{1}{\rho} dp$$

όπου η τιμή της πυκνότητας μπορεί να αντικατασταθεί από την καταστατική εξίσωση και να λάβουμε:

$$z = \frac{1}{g} \int_p^{p_0} \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{g} \int_p^{p_0} \frac{RT}{p} dp$$

Η τιμή της θερμοκρασίας μπορεί να αντικατασταθεί από:

$$T = T_0 - \gamma_{κατ} z$$

και έτσι να προκύψει:

$$\begin{aligned} z &= \frac{1}{g} \int_p^{p_0} \frac{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}{p} dp \\ &= \frac{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}{g} \int_p^{p_0} \frac{dp}{p} \\ &= \frac{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}{g} \ln \frac{p_0}{p} \end{aligned}$$

Επομένως, θα είναι:

$$\ln \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{zg}{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}$$

Από την καταστατική εξίσωση για τη βάση και την κορυφή του στρώματος, θα ισχύει:

$$\rho_0 = \rho_0 R T_0$$

και

$$\rho = \rho R T$$

και διαιρώντας κατά μέλη παίρνουμε:

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\rho_0 T_0}{\rho T}$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, έχουμε:

$$\ln \frac{\rho_0 T_0}{\rho T} = \frac{zg}{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)} \Rightarrow$$

$$\frac{\rho_0 T_0}{\rho T} = \exp\left(\frac{zg}{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}\right) \Rightarrow$$

$$\rho = \frac{\rho_0 T_0}{T} \exp\left(-\frac{zg}{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}\right) \Rightarrow$$

$$\rho = \frac{\rho_0 T_0}{T_0 - \gamma_{κατ} z} \exp\left(-\frac{zg}{R(T_0 - \gamma_{κατ} z)}\right)$$

6. Έστω μονάδα μάζας αέρα που ανέρχεται εντός της ατμόσφαιρας υπό συνθήκες υδροστατικής ισορροπίας. Να υπολογιστεί το ποσό θερμότητας που ανταλλάσσει με το περιβάλλον, αν είναι γνωστό ότι η μεταβολή της θερμοκρασίας της συναρτήσει του ύψους είναι $\gamma_s = -dT/dz =$ σταθερή.

Λύση

Όπως και στο προηγούμενο παράδειγμα, η μεταβολή στην οποία υπόκειται η αέρια μάζα δεν είναι αδιαβατική. Σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα:

$$dq = c_p dT - \alpha dp$$

Όμως, η υδροστατική εξίσωση ορίζει ότι:

$$dp = -\rho g dz$$

Οπότε, συνδυάζοντας τις δύο σχέσεις, παίρνουμε:

$$dq = c_p dT + g dz \Rightarrow$$

$$\frac{dq}{dz} = \frac{c_p dT}{dz} + g \Rightarrow$$

$$dq = (-c_p \cdot \gamma_s + g) dz$$

7. Έστω μία αέρια μάζα η οποία ανέρχεται με σταθερή θερμοβαθμίδα $-4 \text{ K}/100\text{m}$. Αν η άνοδος γίνεται υπό συνθήκες υδροστατικής ισορροπίας, να υπολογιστεί το ποσό θερμότητας που κερδίζει (ή χάνει) η αέρια μάζα μετά από ανύψωση κατά 150 m .

Λύση

Σύμφωνα με την εκφώνηση, η μάζα ανέρχεται κατακόρυφα με σταθερή θερμοβαθμίδα. Επομένως, η μεταβολή στην οποία υπόκειται δεν είναι αδιαβατική. Σύμφωνα με το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα:

$$dq = c_p dT - adp$$

όπου c_p είναι η ειδική θερμότητα υπό σταθερή πίεση για τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα και έχει τιμή $1005 \text{ J}/\text{Kg}\cdot\text{K}$. Η υδροστατική εξίσωση ορίζει ότι:

$$dp = -\rho g dz$$

Οπότε, συνδυάζοντας τις δύο σχέσεις, παίρνουμε:

$$dq = c_p dT + g dz \Rightarrow$$

$$\frac{dq}{dz} = \frac{c_p dT}{dz} + g \Rightarrow$$

$$dq = \left(\frac{c_p dT}{dz} + g \right) dz$$

και με αντικατάσταση των τιμών:

$$dq = \left(-\frac{1005 \text{ J}}{\text{Kg}\cdot\text{K}} \cdot \frac{4 \text{ K}}{100 \text{ m}} + 10 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \right) 150 \text{ m} = 4530 \text{ J} / \text{Kg}$$

8. Έστω αέρια μάζα που ανέρχεται εντός της ατμόσφαιρας με αμελητέα επιτάχυνση. Αν ο ρυθμός μεταβολής της θερμοκρασίας με το ύψος είναι $dT/dz = -\gamma = \text{σταθ.}$, να δειχτεί ότι το ποσό θερμότητας που ανταλλάσσεται ανά μονάδα ύψους είναι σταθερό.

Λύση

Σύμφωνα με την εκφώνηση, η μάζα ανέρχεται με αμελητέα επιτάχυνση. Επομένως, η συνισταμένη των δυνάμεων που ασκούνται πάνω της είναι 0 και πληρούνται οι προϋποθέσεις της υδροστατικής ισορροπίας. Συνδυάζοντας το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα με την υδροστατική εξίσωση, παίρνουμε:

$$dq = c_p dT + g dz \Rightarrow$$

$$\frac{dq}{dz} = \frac{c_p dT}{dz} + g \Rightarrow$$

$$\frac{dq}{dz} = -c_p \gamma + g = \text{σταθ.}$$

Σημειώστε ότι, αν η μάζα δεν είναι κορεσμένη σε υδρατμούς, δεν πραγματοποιείται συμπύκνωση και ισχύει:

$$\frac{dq}{dz} = 0$$

Επομένως, η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα θα είναι:

$$\gamma_d = \frac{g}{c_p}$$

σε συμφωνία με όσα μελετήσαμε νωρίτερα.

9. Έστω μάζα αέρα η οποία βρίσκεται σε υδροστατική ισορροπία με το περιβάλλον. Η μάζα εξαναγκάζεται σε ανύψωση κατά την οποία χάνει ποσό θερμότητας $q = 0,05 \text{ cal/g}$ ανά 100 m ανόδου. Στη συνέχεια, αφήνεται ελεύθερη. Αν η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα παραμένει σταθερή και ίση με 1,2 K/100m, να προσδιοριστεί η συμπεριφορά της μάζας, αφού αφεθεί ελεύθερη. Δίνεται η τιμή της ειδικής θερμότητας υπό σταθερή πίεση για τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα $c_p = 1005 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$.

Λύση

Αφού η μάζα χάνει θερμότητα καθώς ανέρχεται, συμπεραίνουμε ότι δεν πρόκειται για αδιαβατική μεταβολή. Θα ισχύει:

$$dq = c_p dT - adp$$

Με τη βοήθεια της υδροστατικής εξίσωσης, η τελευταία σχέση μετασχηματίζεται ως εξής:

$$dq = c_p dT + g dz \Rightarrow$$

$$\frac{dq}{dz} = \frac{c_p dT}{dz} + g$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην τελευταία σχέση, παίρνουμε:

$$\frac{0,05 \frac{cal}{g} \cdot 4,2 \frac{J}{cal}}{100m \cdot 10^{-3} \frac{Kg}{g}} = \frac{1005J}{KgK} \frac{dT}{dz} + 10ms^{-2} \Rightarrow$$

$$2,1 \frac{J}{Kg \cdot m} = \frac{1005J}{KgK} \cdot \frac{dT}{dz} + 10ms^{-2} \Rightarrow$$

$$\frac{dT}{dz} = -0,8 \frac{K}{100m}$$

Επομένως, η θερμοκρασία εντός του θύλακα μειώνεται κατά 0,8 K/100m. Η τιμή αυτή είναι μικρότερη από την κατακόρυφη θερμοβαθμίδα των 1,2 K/100m. Επομένως, επικρατεί αστάθεια και ο θύλακας θα συνεχίσει να ανυψώνεται.

10. Έστω ότι σε ένα μικρό στρώμα εντός της ατμόσφαιρας όπου ισχύει η υδροστατική ισορροπία η μεταβολή της δυνητικής θερμοκρασίας Θ με το ύψος είναι:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$$

Αν δεχτούμε ότι ο αέρας που περιέχεται στο ατμοσφαιρικό αυτό στρώμα απέχει πολύ από το σημείο κορεσμού, να βρεθεί αν το στρώμα είναι ευσταθές ή ασταθές.

Λύση

Καθώς ο αέρας απέχει πολύ από το σημείο κορεσμού, αποκλείεται η περίπτωση να έχουμε συμπύκνωση υδρατμών. Γνωρίζουμε, εξάλλου, ότι η δυνητική θερμοκρασία δίνεται από τη σχέση:

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

από την οποία, μετά από λογαρίθμηση, λαμβάνουμε:

$$\ln \Theta = \ln T + \frac{R}{c_p} (-\ln P + \ln 1000)$$

Διαφορίζοντας την τελευταία σχέση ως προς το ύψος z , έχουμε:

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R}{c_p} \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial z}$$

Δεδομένου ότι ισχύει η υδροστατική ισορροπία, η τελευταία σχέση μετασχηματίζεται σε:

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R}{c_p} \frac{1}{P} (-\rho g)$$

Με εφαρμογή της καταστατικής εξίσωσης, η τελευταία σχέση παίρνει τη μορφή:

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{c_p} \frac{1}{\rho T} \rho g \Rightarrow$$

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \Rightarrow$$

$$\frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} = -\gamma_{κατ} + \gamma_d$$

Σύμφωνα με την εκφώνηση, ισχύει:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$$

Κατά συνέπεια, το πρώτο μέλος της παραπάνω σχέσης θα έχει θετική τιμή. Ομοίως, το δεύτερο μέλος της σχέσης θα έχει θετική τιμή:

$$-\gamma_{κατ} + \gamma_d > 0 \Rightarrow$$

$$\gamma_{κατ} < \gamma_d$$

Επομένως, εντός του θεωρούμενου ατμοσφαιρικού στρώματος επικρατεί ευστάθεια.

11. Έστω αέρια μάζα που ανέρχεται εντός της ατμόσφαιρας και υπόκειται σε πολυτροπική μεταβολή που περιγράφεται από τη σχέση:

$$p a^n = \text{σταθ.}$$

Αν η κατακόρυφη θερμοβαθμίδα της μάζας είναι $\gamma = -dT/dz$ και η ανύψωση γίνεται υπό συνθήκες υδροστατικής ισορροπίας, να υπολογιστεί ο πολυτροπικός εκθέτης n . Πόση θερμότητα ανταλλάσσεται, όταν η μάζα ανέρχεται σε ύψος z ;

Λύση

Διαφορίζοντας τη σχέση της πολυτροπικής μεταβολής, παίρνουμε:

$$d(p a^n) = 0 \Rightarrow$$

$$a^n dp + n a^{n-1} p da = 0$$

Από την καταστατική εξίσωση:

$$p = \rho R_a T \Rightarrow$$

$$pa = R_a T \Rightarrow$$

$$pda + adp = R_a dT \Rightarrow$$

$$pda = R_a dT - adp$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, έχουμε:

$$a^n dp + na^{n-1}(R_a dT - adp) = 0 \Rightarrow$$

$$adp + nR_a dT - nadp = 0$$

Όμως, η υδροστατική εξίσωση ορίζει ότι:

$$dp = -\rho g dz \Rightarrow adp = -g dz$$

Επομένως:

$$-g dz + nR_a dT + ng dz = 0 \Rightarrow$$

$$n(g dz + R_a dT) = g dz \Rightarrow$$

$$n = \frac{g dz}{g dz + R_a dT} = \frac{g}{g + \frac{R_a dT}{dz}}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην τελευταία σχέση, προκύπτει ότι $n = 1,64$. Στη συνέχεια, συνδυάζοντας το 1^ο θερμοδυναμικό αξίωμα με την υδροστατική εξίσωση, γράφουμε:

$$dq = c_p dT + g dz \Rightarrow$$

$$\Delta q = \int_{T_0}^{T_1} c_p dT + \int_0^z g dz \Rightarrow$$

$$\Delta q = c_p (T_1 - T_0) + g(z - 0)$$

Όμως, η θερμοκρασία T_1 σε ύψος z δίνεται από:

$$T_1 = T_0 - \gamma z$$

Επομένως, έχουμε:

$$\Delta q = c_p (T_0 - \gamma z - T_0) + zg \Rightarrow \Delta q = -zc_p \gamma + zg$$

Κεφάλαιο 6: Οι εξισώσεις κίνησης εντός της ατμόσφαιρας

Σύνοψη

Εκτός από την κατακόρυφη κίνηση, οι αέριες μάζες μπορούν να εκτελούν και οριζόντιες κινήσεις εντός της ατμόσφαιρας, εξαιτίας των διαφορών θερμοκρασίας (άρα και πίεσης) που παρατηρούνται από περιοχή σε περιοχή. Οι κινήσεις αυτές περιγράφονται από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα, υπό την προϋπόθεση ότι το σύστημα αναφοράς που χρησιμοποιείται είναι αδρανειακό (ή απόλυτο), δηλαδή παραμένει ακίνητο ή κινείται με σταθερή ταχύτητα. Κατά τη συνήθη πρακτική, οι οριζόντιες κινήσεις των αερίων μαζών εξετάζονται σε σχέση με τη Γη, η οποία, όμως, είναι επιταχυνόμενο και άρα σχετικό σύστημα αναφοράς. Για τον λόγο αυτόν, πέρα από τις πραγματικές δυνάμεις, είμαστε υποχρεωμένοι να εισάγουμε και δύο νέες, φαινόμενες δυνάμεις, προκειμένου να μπορεί να εφαρμοστεί ο δεύτερος νόμος του Νεύτωνα. Έτσι, πέρα από την πίεση, τη βαρύτητα και την τριβή, εξετάζουμε, επίσης, τη δύναμη Coriolis και τη φυγόκεντρο δύναμη. Η δύναμη Coriolis (ή οριζόντια εκτροπική δύναμη) είναι ασήμαντη, όταν εξετάζονται κινήσεις μικρής κλίμακας. Όμως, σε κινήσεις μεγάλης κλίμακας, όπως είναι τα συνοπτικά συστήματα καιρού, δηλαδή οι υφέσεις και οι αντικυκλώνες, είναι ουσιώδης και στο Β. Ημισφαίριο τείνει να εκτρέψει τις αέριες μάζες προς τα δεξιά της κίνησής τους. Αντίθετα, στο Ν. ημισφαίριο η εκτροπή λαμβάνει χώρα προς τα αριστερά. Η φυγόκεντρος δύναμη έχει διεύθυνση ακτινική και φορά προς τα έξω, είναι δηλαδή αντίθετη της κεντρομόλου. Με βάση τα παραπάνω, προκύπτουν οι εξισώσεις κίνησης, που για λόγους απλότητας εκφράζονται αρχικά στο τοπικό σύστημα συντεταγμένων, στο οποίο οι κινήσεις του αέρα εξετάζονται πάνω από μία περιορισμένη έκταση γης, που μπορεί με καλή προσέγγιση να θεωρηθεί επίπεδη. Σε πιο σύνθετα προβλήματα, οι εξισώσεις κίνησης εκφράζονται στο σύστημα των φυσικών συντεταγμένων. Στις ενότητες που ακολουθούν, αναλύονται χαρακτηριστικές περιπτώσεις κίνησης αερίων μαζών, με πρώτη την κίνηση αδράνειας. Σε αυτήν, αγνοούμε τις κατακόρυφες κινήσεις και υποθέτουμε ότι έχουμε ομαλό πεδίο πίεσης. Τότε, αν μία αέρια μάζα αποκτήσει αρχική ταχύτητα, συνεχίζει να κινείται με αυτή και στο Β. Ημισφαίριο η ροή που προκύπτει είναι αντικυκλωνική, δηλαδή σύμφωνη με τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού. Στην κίνηση Euler, η ροή γίνεται με μικρή ταχύτητα, κοντά στον Ισημερινό, όπου η δύναμη Coriolis είναι αμελητέα. Τότε, η αέρια μάζα κινείται κάθετα στις ισοβαρείς, με φορά προς τις χαμηλές πιέσεις. Στον γεωστροφικό άνεμο, η κίνηση γίνεται με σταθερή ταχύτητα, παράλληλα στις ισοβαρείς και η φορά είναι τέτοια, ώστε ο άνεμος να έχει τις χαμηλές πιέσεις στα αριστερά του (Β. Ημισφαίριο). Στα βαρομετρικά συστήματα, όμως, οι ισοβαρείς δεν είναι ευθύγραμμες, αλλά κλειστές καμπύλες, σε σχήμα κύκλου ή έλλειψης. Τότε, το μοντέλο του γεωστροφικού ανέμου δεν μπορεί να εφαρμοστεί και αντικαθίσταται από τον άνεμο βαροβαθμίδας.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτή του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας στη διανυσματική ανάλυση και τον διαφορικό λογισμό.

6 Γενικά

Στο προηγούμενο κεφάλαιο μελετήσαμε τις συνθήκες που πρέπει να επικρατούν, ώστε ένας θύλακας αέρα να κινείται κατακόρυφα εντός της ατμόσφαιρας. Αγνοήσαμε, όμως, πλήρως τις οριζόντιες κινήσεις. Εξαιτίας της διαφοράς πίεσης που παρατηρείται μεταξύ των διαφορετικών τόπων στην επιφάνεια της Γης (οι οποίες προκύπτουν από τις αντίστοιχες διαφορές στη θερμοκρασία³³), προκύπτει διαφορά δυναμικού, η οποία έχει

³³ Θυμηθείτε πως η Γη είναι σφαιροειδές πεπλατυσμένο στους πόλους, του οποίου ο άξονας σχηματίζει γωνία $23,5^\circ$ με τον κατακόρυφο άξονα. Κατά συνέπεια, η ηλιακή ακτινοβολία δεν κατανέμεται ισόποσα στην επιφάνεια της Γης. Κάποιες περιοχές δέχονται μεγαλύτερα ποσά ακτινοβολίας και άλλες μικρότερα. Αποτέλεσμα αυτής της ανισοκατανομής της ενέργειας είναι οι περιοχές μεταξύ 38°B και 38°N του Ισημερινού να εμφανίζουν υψηλότερες θερμοκρασίες σε σχέση με τα μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη, όπου οι απώλειες γήινης ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερες

ως αποτέλεσμα την κίνηση των αερίων μαζών από περιοχές υψηλότερης προς περιοχές χαμηλότερης πίεσης. Οι κινήσεις αυτές μπορεί να είναι από τοπικής έως πλανητικής κλίμακας. Βεβαίως, η κίνηση των αερίων μαζών εντός της ατμόσφαιρας μπορεί να είναι τόσο στρωτή όσο και τυρβώδης. Στη στρωτή ροή, η κίνηση πραγματοποιείται σε παράλληλα στρώματα. Αντιθέτως, στην τυρβώδη ροή σχηματίζονται στρόβιλοι που δημιουργούν ισχυρή ανατάραξη. Στο κεφάλαιο που ακολουθεί θα περιορίσουμε τη μελέτη μας στην περίπτωση της στρωτής ροής.

Σύμφωνα με τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα, η συνισταμένη των δυνάμεων που επενεργούν σε ένα σώμα ισούται με το γινόμενο της μάζας του σώματος επί την επιτάχυνση που αναπτύσσεται υπό την επίδραση των εξωτερικών δυνάμεων. Ωστόσο, ο νόμος του Νεύτωνα ισχύει μόνο όταν το σύστημα αναφοράς ισορροπεί, δηλαδή παραμένει ακίνητο ή κινείται με σταθερή ταχύτητα. Με άλλα λόγια, ο νόμος του Νεύτωνα ισχύει μόνο για τα λεγόμενα «αδρανειακά» ή «απόλυτα» συστήματα αναφοράς. Αν το σύστημα επιταχύνεται, καλείται «σχετικό» και θα πρέπει να ληφθούν ιδιαίτερες πρόνοιες, προκειμένου να εφαρμοστεί ο νόμος του Νεύτωνα. Τότε, πέρα από τις πραγματικές δυνάμεις, πρέπει να συνυπολογίσουμε και ορισμένες φαινόμενες δυνάμεις. Έτσι, αν μας ενδιαφέρει να εξετάσουμε την κίνηση μίας αέριας μάζας ως προς το σχετικό σύστημα αναφοράς της Γης, εκτός από τη βαροβαθμίδα, τη βαρύτητα και την τριβή, θα πρέπει να εξετάσουμε δύο ακόμη δυνάμεις: την οριζόντια εκτρεπτική δύναμη (γνωστή ως δύναμη Coriolis) και τη φυγόκεντρο δύναμη. Θα τις μελετήσουμε διεξοδικά στις ενότητες που ακολουθούν.

Κατά τη συνήθη πρακτική, προτιμούμε να εξετάζουμε τις διάφορες κινήσεις των αερίων μαζών της ατμόσφαιρας σε σχέση με τη Γη, που αποτελεί επιταχυνόμενο και άρα σχετικό σύστημα αναφοράς. Ως σύστημα συντεταγμένων μπορεί, τότε, να χρησιμοποιηθεί αυτό των γεωγραφικών συντεταγμένων, δηλαδή το γεωγραφικό πλάτος φ , το γεωγραφικό μήκος λ και το υψόμετρο z πάνω από τη μέση στάθμη της θάλασσας. Εναλλακτικά, μπορεί να χρησιμοποιηθεί το σύστημα συντεταγμένων που έχει τους άξονες x και y εντός του ισημερινού επιπέδου, έτσι ώστε να τέμνουν την επιφάνεια της Γης σε προκαθορισμένες θέσεις πάνω στον Ισημερινό. Ως άξονας z λαμβάνεται ο κατακόρυφος άξονας της Γης, με κατεύθυνση προς τον Β. Πόλο. Όσον αφορά τις κινήσεις που εκτελεί η Γη, αυτές είναι οι εξής τρεις:

- Περιστροφή γύρω από τον άξονά της, με σταθερή γωνιακή ταχύτητα Ω , που ισούται με
$$\Omega = \frac{2\pi}{24h} = 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}.$$
- Περιφορά γύρω από τον Ήλιο, με περίοδο 365 d και 6 h^{34} .
- Κίνηση στο διάστημα, ως τμήμα του ηλιακού μας συστήματος.

Με απλούς υπολογισμούς προκύπτει ότι η επιτάχυνση της Γης λόγω της περιστροφής που εκτελεί γύρω από τον άξονά της είναι πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη σε σχέση με τις δύο άλλες επιταχύνσεις. Μπορούμε, επομένως, στα πλαίσια της μελέτης του παρόντος κεφαλαίου, να αγνοήσουμε τις άλλες επιταχύνσεις. Ορίζουμε, τότε, ένα απόλυτο σύστημα αναφοράς, αντίστοιχο με το σχετικό σύστημα που θεωρήσαμε παραπάνω: ο άξονας z να ταυτίζεται με τον κατακόρυφο άξονα της Γης και οι x και y να βρίσκονται στο ισημερινό επίπεδο, με κατεύθυνση δύο προκαθορισμένους απλανείς αστέρες. Κατά συνέπεια, στο σχετικό σύστημα αναφοράς οι άξονες x και y περιστρέφονται ως προς αυτούς του απόλυτου συστήματος με τη γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της Γης Ω .

Με βάση τα παραπάνω και ορισμένους μαθηματικούς υπολογισμούς, προκύπτει ότι η επιτάχυνση για τη μονάδα της μάζας ενός σώματος που κινείται εντός της ατμόσφαιρας με ταχύτητα V ως προς το σχετικό σύστημα δίνεται από τη σχέση:

σε σχέση με την εισερχόμενη ηλιακή ακτινοβολία. Θα μπορούσε, λοιπόν, κάποιος να συμπεράνει εσφαλμένα ότι η θερμοκρασία στις τροπικές περιοχές ολοένα και αυξάνεται, ενώ στις πολικές περιοχές μειώνεται διαρκώς. Ασφαλώς, κάτι τέτοιο δεν παρατηρείται, καθώς η ατμόσφαιρα και οι ωκεανοί λειτουργούν ως γιγάντιες θερμικές μηχανές που μεταφέρουν μέσω των ανέμων και των ωκεάνιων ρευμάτων το πλεόνασμα της θερμότητας από τις τροπικές περιοχές στους πόλους.

³⁴ Αν και κατά τη συνήθη παρανόηση η περίοδος περιφοράς της Γης γύρω από τον Ήλιο είναι ακριβώς 365 d, στην πραγματικότητα μία πλήρης περιφορά διαρκεί 365 d και 6 h. Αυτός είναι ο λόγος που κάθε 4 χρόνια εμφανίζεται ένα δίσεκτο έτος, δηλαδή ένα έτος που ο Φλεβάρης έχει 29, αντί για 28, ημέρες.

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \Omega^2 \vec{R} + \Sigma \vec{F} \quad (6.1)$$

όπου R είναι η απόσταση του σώματος από τον άξονα της Γης. Στην τελευταία σχέση, το εξωτερικό γινόμενο στο δεύτερο μέλος παριστάνει τη δύναμη Coriolis, ο δεύτερος όρος τη φυγόκεντρο δύναμη και ο τρίτος όρος το άθροισμα των δυνάμεων τριβής, βαροβαθμίδας και βαρύτητας. Στις ενότητες που ακολουθούν θα μελετήσουμε τις δυνάμεις αυτές.

6.1 Δυνάμεις που καθορίζουν την κίνηση εντός της ατμόσφαιρας

6.1.1 Δύναμη Coriolis

Πρόκειται για φαινόμενη δύναμη που έχουμε εισαγάγει για πρακτικούς λόγους, προκειμένου να αναφέρουμε την κίνηση των αερίων μαζών στο σχετικό σύστημα συντεταγμένων. Με άλλα λόγια, καθώς κάνουμε την παραδοχή ότι η Γη δεν περιστρέφεται, αλλά μένει ακίνητη, είμαστε υποχρεωμένοι να εισάγουμε δύο ακόμη δυνάμεις, τη δύναμη Coriolis (ή οριζόντια εκτροπτική δύναμη) και τη φυγόκεντρο δύναμη, που θα εξετάσουμε σε επόμενη ενότητα.

Για να αντιληφθούμε την έννοια της δύναμης Coriolis, ας υποθέσουμε ότι η Γη είναι μία τέλεια σφαίρα και στην ατμόσφαιρά της κινείται ένα σώμα, χωρίς τριβή, υπό την επίδραση μόνο της βαρύτητας. Αν η Γη δεν περιστρεφόταν, το σώμα θα διέγραφε τροχιά πάνω στον μέγιστο κύκλο που περνά από το αρχικό σημείο εκκίνησης του σώματος και είναι εφαπτόμενος στην αρχική ταχύτητά του. Στην περίπτωση που η Γη περιστρέφεται και ο παρατηρητής βρίσκεται σε ένα σταθερό σημείο στον χώρο (απόλυτο σύστημα αναφοράς), το σώμα φαίνεται να διαγράφει την ίδια ακριβώς τροχιά. Αν, όμως, ο παρατηρητής βρίσκεται πάνω στη Γη και άρα περιστρέφεται μαζί της (σχετικό σύστημα αναφοράς), βλέπει το σώμα να διαγράφει στο Β. Ημισφαίριο καμπύλη τροχιά προς τα δεξιά του μέγιστου κύκλου. Με άλλα λόγια, στο Β. Ημισφαίριο το σώμα φαίνεται να έχει εκτραπεί στα δεξιά της κίνησής του. Αντιθέτως, αν η κίνηση γίνεται στο Ν. Ημισφαίριο, το σώμα φαίνεται να έχει εκτραπεί στα αριστερά της κίνησής του. Τα παραπάνω παράδοξα οφείλονται στο γεγονός ότι η Γη εκτελεί, με την περιστροφή της, κίνηση αντίθετη προς αυτήν του σώματος, το οποίο δεν ακολουθεί τη Γη, αλλά κινείται μόνο με την αρχική του ταχύτητα, διαγράφοντας μέγιστο κύκλο (αντί για ευθεία), υπό την επίδραση της βαρυτικής δύναμης. Εξάλλου, από τη μαθηματική έκφραση της δύναμης Coriolis:

$$\vec{C} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} \quad (6.2)$$

προκύπτει ότι:

- Η δύναμη Coriolis υφίσταται, μόνο όταν το σώμα κινείται σχετικά με τη Γη, δηλαδή εφόσον $\vec{V} \neq 0$ (ή όταν η ταχύτητα δεν είναι συγγραμμική με τον άξονα της Γης).
- Η δύναμη Coriolis είναι κάθετη στην $\vec{\Omega}$. Επομένως, βρίσκεται εντός του παράλληλου κύκλου της Γης όπου βρίσκεται το σώμα.
- Είναι κάθετη στην ταχύτητα \vec{V} .

Η τελευταία σχέση αναλύεται σε:

$$\vec{C} = -2 \begin{vmatrix} \hat{x}_0 & \hat{y}_0 & \hat{z}_0 \\ 0 & \Omega \cos \varphi & \Omega \sin \varphi \\ u & v & w \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \hat{x}_0 & \hat{y}_0 & \hat{z}_0 \\ 0 & -2\Omega \cos \varphi & -2\Omega \sin \varphi \\ u & v & w \end{vmatrix} \quad (6.3)$$

αφού η ταχύτητα \vec{V} δίνεται από:

$$\vec{V} = u\hat{x}_0 + v\hat{y}_0 + w\hat{z}_0 \quad (6.4)$$

Επομένως θα είναι:

$$\vec{C} = \hat{x}_0(-2\Omega w \cos \varphi + 2\Omega v \sin \varphi) - \hat{y}_0(0 + 2\Omega u \sin \varphi) + \hat{z}_0(0 + 2\Omega u \cos \varphi) \quad (6.5)$$

Κατά συνέπεια, υπάρχει συνιστώσα της δύναμης Coriolis πάνω σε όλες τις κατευθύνσεις. Το δε μέτρο της σε γεωγραφικό τόπο με πλάτος φ δίνεται από τη σχέση:

$$C = -2\Omega V \sin \varphi \quad (6.6)$$

Επομένως, δεν υφίσταται δύναμη Coriolis στον Ισημερινό. Σημειώνεται, επίσης, ότι η δύναμη Coriolis είναι ασήμαντη, όταν εξετάζονται κινήσεις μικρής κλίμακας. Σε κινήσεις μεγάλης κλίμακας, όπως τα συνοπτικά συστήματα καιρού, είναι πολύ σημαντική.

6.1.2 Δύναμη βαροβαθμίδας

Καθώς η πίεση ελαττώνεται με το ύψος, σε όλα τα σώματα εντός της ατμόσφαιρας ασκείται κατακόρυφη δύναμη Π_z , με φορά προς τα πάνω, η οποία έχει μέτρο ανά μονάδα μάζας:

$$\Pi_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (6.7)$$

Σημειώνεται ότι στην υδροστατική ισορροπία η Π_z ισούται σε μέτρο με την επιτάχυνση της βαρύτητας g . Γενικεύοντας, αν ορίσουμε τους άξονες x και y στο οριζόντιο επίπεδο και τον z στην κατακόρυφο, μπορούμε να προβάλουμε την παραπάνω σχέση στον τριδιάστατο χώρο. Έτσι, αν θεωρήσουμε μία μικρή μάζα αέρα όγκου ΔV εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού η οποία περικλείεται από κλειστή επιφάνεια ΔS , τότε η μάζα αυτή θα είναι σταθερή και θα ισούται με:

$$\iiint_{\Delta V} \rho dV \quad (6.8)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του αέρα που μεταβάλλεται εντός της ΔS και dV ο στοιχειώδης όγκος. Τότε, η δύναμη που ασκείται σε μία στοιχειώδη επιφάνεια θα είναι $-\rho dS \hat{n}_0$, όπου \hat{n}_0 είναι το μοναδιαίο διάνυσμα που είναι κάθετο στη dS με κατεύθυνση προς τα έξω. Το αρνητικό πρόσημο δηλώνει ότι το \hat{n}_0 κατευθύνεται προς τα έξω, αντίθετα με τη δύναμη που προκαλεί την πίεση. Επομένως, η ολική δύναμη πάνω στην κλειστή επιφάνεια ΔS όγκου ΔV θα είναι:

$$-\iint_{\Delta S} \hat{n}_0 \rho dS = -\iiint_{\Delta V} \nabla p dV \quad (6.9)$$

Κατά συνέπεια, η δύναμη της πίεσης ανά μονάδα μάζας θα είναι:

$$\bar{\Pi} = \frac{-\iiint_{\Delta V} \nabla p dV}{\iiint_{\Delta V} \rho dV} \quad (6.10)$$

Αν ο όγκος $\Delta V \rightarrow 0$, μπορούμε να θεωρήσουμε σταθερές την πυκνότητα ρ και τη βαθμίδα της πίεσης ∇p , οπότε λαμβάνουμε:

$$\bar{\Pi} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (6.11)$$

που ισοδύναμα γράφεται:

$$\bar{\Pi} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \hat{x}_0 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \hat{y}_0 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \hat{z}_0 \quad (6.12)$$

6.1.3 Φυγόκεντρος δύναμη

Στο σχετικό σύστημα αναφοράς, προστίθεται στις πραγματικές δυνάμεις μία ακόμη φαινόμενη δύναμη, η φυγόκεντρος, που είναι αντίθετη της κεντρομόλου, δηλαδή έχει διεύθυνση πάνω στην ακτίνα του κύκλου που διαγράφει το σώμα και φορά προς τα έξω. Στην πραγματικότητα, στο σχετικό σύστημα αναφοράς η δύναμη βαρύτητας ανά μονάδα μάζας προκύπτει ως συνισταμένη της επιτάχυνσης της βαρύτητας και της φυγόκεντρος δύναμης. Καθώς η Γη περιστρέφεται, αν θεωρήσουμε κάποιο σώμα πάνω στη Γη, σε αυτό θα ασκείται κεντρομόλος δύναμη F_r :

$$F_r = m \frac{u^2}{R} \quad (6.13)$$

ή ισοδύναμα:

$$F_r = m\Omega^2 R \quad (6.14)$$

όπου R είναι η ακτίνα της Γης. Τότε, η φυγόκεντρος δύναμη τείνει να εκτρέψει το σώμα, το οποίο κινείται λόγω αδράνειας κατά μήκος της εφαπτομένης.

6.1.4 Δύναμη της βαρύτητας

Σύμφωνα με τον νόμο της παγκόσμιας έλξης, σε ένα σώμα μάζας m που απέχει απόσταση r από το κέντρο της Γης ασκείται βαρυτική δύναμη F_g :

$$\bar{F}_g = -\frac{GMm}{r^2} \hat{k} \quad (6.15)$$

όπου G είναι η σταθερά της παγκόσμιας έλξης και M η μάζα της Γης. Το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{k} κατευθύνεται προς το κέντρο της Γης. Αντίστοιχα, η δύναμη βαρύτητας ανά μονάδα μάζας, δηλαδή η επιτάχυνση της βαρύτητας g , θα δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{g} = -\frac{GM}{r^2} \hat{k} \quad (6.16)$$

Συνδυάζοντας τη φυγόκεντρο και τη βαρυτική δύναμη, προκύπτει ότι η φαινόμενη βαρύτητα ανά μονάδα μάζας είναι η συνισταμένη της βαρυτικής δύναμης ανά μονάδα μάζας και της φυγόκεντρου δύναμης ανά μονάδα μάζας, δηλαδή:

$$\vec{g} = \vec{g}_a + \Omega^2 R \quad (6.17)$$

6.1.5 Δύναμη τριβής

Είναι γνωστό ότι η τριβή διακρίνεται σε εσωτερική και τριβή ολίσθησης. Η τελευταία οφείλεται στην τραχύτητα της επιφάνειας πάνω στην οποία εκτελείται η κίνηση. Ειδικά για τις αέριες μάζες που κινούνται εντός της ατμόσφαιρας, η τριβή ολίσθησης οφείλεται στην τραχύτητα του εδάφους ή του νερού πάνω στο οποίο μετατοπίζεται ο αέρας. Κατά συνέπεια, η τριβή ολίσθησης έχει νόημα μόνο στα κατώτερα τμήματα της τροπόσφαιρας. Σε μεγαλύτερα ύψη, οι αέριες μάζες μπορούν να κινούνται ελεύθερα, απαλλαγμένες από την αντίσταση της τριβής ολίσθησης. Η τριβή ολίσθησης \vec{F}_a δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{F}_a = -a\vec{V} \quad (6.18)$$

όπου ο συντελεστής a εξαρτάται από το είδος της επιφάνειας πάνω στην οποία κινείται το σώμα.

Από την άλλη μεριά, η εσωτερική τριβή οφείλεται στις κρούσεις μεταξύ των μορίων του ρευστού, δηλαδή στο ιξώδες του θεωρούμενου αερίου, αλλά και στον τύπο της ροής. Όπως προαναφέρθηκε, στη στρωτή ροή τα διάφορα στοιχεία του ρευστού κινούνται κατά την κατεύθυνση της ροής σε τροχιές που είναι ομαλές καμπύλες. Αντιθέτως, στην τυρβώδη ροή οι τροχιές είναι ακανόνιστες καμπύλες, παρόμοιες με εκείνες που διαγράφουν τα μόρια ενός αερίου κατά την κίνηση Brown. Στην πραγματικότητα, η ροή του αέρα στα κατώτερα στρώματα της τροπόσφαιρας είναι κατά κανόνα τυρβώδης. Μάλιστα, η αντίσταση που προκαλείται από την τυρβώδη ροή είναι για τον αέρα πολλαπλάσια αυτής που οφείλεται στο ιξώδες του ρευστού. Από πειραματικά δεδομένα, αποδεικνύεται ότι στο επίπεδο zx η διατμητική τάση τ δίνεται από τη σχέση:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (6.19)$$

όπου η σταθερά μ καλείται «συντελεστής ιξώδους». Στα υγρά, ο συντελεστής ιξώδους ελαττώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας. Αντιθέτως, στα αέρια η αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση του συντελεστή ιξώδους, εξαιτίας της αυξημένης κίνησης Brown. Η εξάρτηση του συντελεστή ιξώδους από την πίεση είναι κατά κανόνα πολύ μικρότερη. Η μονάδα μέτρησης για τον συντελεστή ιξώδους είναι το poise ή ισοδύναμα $\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}$. Ειδικά για τον αέρα, ο συντελεστής ιξώδους παίρνει την τιμή $1,71 \times 10^{-4}$ poise.

Η παραπάνω απλουστευμένη μορφή της εξίσωσης για τη διατμητική τάση, που εκφράζει γραμμική εξάρτηση μεταξύ της διατμητικής τάσης και της βαθμίδας της ταχύτητας, καλείται «Νευτώνια σχέση» και τα ρευστά που την επαληθεύουν είναι γνωστά ως «Νευτώνια ρευστά». Στην πραγματικότητα, τα περισσότερα ρευστά, συμπεριλαμβανομένου του ατμοσφαιρικού αέρα, είναι νευτώνια, με ορισμένες εξαιρέσεις, όπως τα ιξώδη ελαστικά, τα πλαστικά κλπ.

Με βάση τα παραπάνω, για τη δύναμη τριβής ανά μονάδα μάζας στο επίπεδο zx θα ισχύει:

$$F_{zx} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6.20)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του αέρα, ενώ στο επίπεδο zy θα είναι:

$$F_{zy} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (6.21)$$

Συνολικά, για την οριζόντια κίνηση η δύναμη τριβής ανά μονάδα μάζας θα δίνεται από:

$$F = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (6.22)$$

Προφανώς, ανάλογα εκφράζονται και οι δυνάμεις στις μονάδες των επιφανειών που είναι κάθετες στις διευθύνσεις των αξόνων y και z . Έτσι, θα ισχύει:

$$F_x = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (6.23)$$

$$F_y = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (6.24)$$

$$F_z = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (6.25)$$

Αν το πρόβλημα εξεταστεί στις τρεις διαστάσεις, η κατάσταση γίνεται πολύ πιο πολύπλοκη και περιγράφεται από τη σχέση:

$$\vec{F}_T = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{V} + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \nabla \nabla \cdot \vec{V} \quad (6.26)$$

όπου ο πρώτος όρος αφορά τις διατμητικές τάσεις και ο δεύτερος τις πιέσεις. Στις παραπάνω εξισώσεις, ο συντελεστής μ/ρ είναι γνωστός ως «κινηματικός συντελεστής ιξώδους». Στην τυρβώδη ροή, η τιμή του είναι 1000 φορές μεγαλύτερη σε σχέση με τη στρωτή.

6.2 Οι εξισώσεις κίνησης

Σύμφωνα με τον νόμο του Νεύτωνα, η επιτάχυνση που αποκτά μία μάζα αέρα που κινείται εντός της ατμόσφαιρας ισούται με τη συνισταμένη των δυνάμεων που ασκούνται σε αυτή. Από τη μαθηματική έκφραση του νόμου προκύπτουν οι λεγόμενες «εξισώσεις κίνησης»:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \Omega^2 \vec{R} + \Sigma \vec{F} \quad (6.27)$$

Σύμφωνα και με όσα αναλύθηκαν στις ενότητες που προηγήθηκαν, η παραπάνω σχέση μπορεί να πάρει τη μορφή:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} + \vec{F} \quad (6.28)$$

όπου \vec{F} είναι η δύναμη της τριβής, με τις αντίστοιχες προβολές της στους άξονες. Αν περιορίσουμε τη μελέτη μας σε αέριες μάζες που κινούνται σε ύψη πάνω από το στρώμα τριβής, δηλαδή πάνω από τα 500 m περίπου,

η τριβή θεωρείται αμελητέα και μπορούμε να την αγνοήσουμε. Επομένως, η τελευταία σχέση απλοποιείται σε:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} \quad (6.29)$$

Για λόγους απλότητας, θα ξεκινήσουμε την ανάλυσή μας χρησιμοποιώντας το τοπικό σύστημα συντεταγμένων, δηλαδή θα ασχοληθούμε με κινήσεις του αέρα πάνω από μία έκταση γης μήκους 100 Km, που μπορεί με καλή προσέγγιση να θεωρηθεί επίπεδη. Βεβαίως, σε μεγαλύτερες αποστάσεις, η επιφάνεια απέχει σημαντικά από επίπεδη και είμαστε υποχρεωμένοι να επιλέξουμε κάποιο άλλο, καταλληλότερο σύστημα συντεταγμένων. Για την ώρα, όμως, ας αρκεστούμε στις τοπικές συντεταγμένες, όπου οι άξονες x και y βρίσκονται πάνω στο οριζόντιο επίπεδο, με τον x να «δείχνει» προς ανατολάς και τον y προς βορρά. Ο άξονας z βρίσκεται στην κατακόρυφο του τόπου και «δείχνει» προς τα πάνω. Θα αναλύσουμε τώρα τις παραπάνω δυνάμεις ανά μονάδα μάζας στο συγκεκριμένο σύστημα συντεταγμένων. Για τη δύναμη της πίεσης, θα έχουμε τις εξής τρεις προβολές:

$$\Pi_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6.30)$$

$$\Pi_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (6.31)$$

$$\Pi_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (6.32)$$

Η δύναμη της βαρύτητας έχει μόνο κατακόρυφη συνιστώσα, επομένως:

$$\vec{g} = -g\hat{z}_0 \quad (6.33)$$

Για τη δύναμη Coriolis, έχουμε τις εξής τρεις συνιστώσες:

$$C_x = -2\Omega w \cos \varphi + 2\Omega v \sin \varphi \quad (6.34)$$

$$C_y = -2\Omega u \sin \varphi \quad (6.35)$$

$$C_z = 2\Omega u \cos \varphi \quad (6.36)$$

Συνδυάζοντας όλα τα παραπάνω, οι εξισώσεις κίνησης μπορούν να γραφτούν για τους τρεις άξονες ως εξής:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - 2\Omega w \cos \varphi + 2\Omega v \sin \varphi \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \varphi \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\Omega u \cos \varphi - g \end{aligned} \right\} \quad (6.37)$$

Οι παραπάνω σχέσεις περιγράφουν οποιαδήποτε κίνηση γίνεται σχετικά προς τη Γη. Καθώς εδώ ασχολούμαστε αποκλειστικά με κινήσεις αερίων μαζών, μπορούμε να κάνουμε ορισμένες χρήσιμες απλοποιήσεις:

- Η προβολή της δύναμης Coriolis στον κατακόρυφο άξονα, δηλαδή ο όρος $2\Omega u \cos \varphi$, είναι τρεις περίπου τάξεις μεγέθους μικρότερη από το g . Επομένως, μπορούμε να την παραλείψουμε, χωρίς να υπεισέρχεται σημαντικό σφάλμα στους υπολογισμούς μας.
- Στα βαρομετρικά συστήματα μεσαίας και μεγάλης κλίμακας, η κατακόρυφη προβολή της ταχύτητας, δηλαδή η w , είναι δύο τουλάχιστον τάξεις μεγέθους μικρότερη από τις u και v . Έτσι, ο όρος $2\Omega w \cos \varphi$ μπορεί να παραλειφθεί.
- Καθώς η w είναι πολύ μικρή σε σχέση με τις u και v , μπορούμε να παραλείψουμε την κατακόρυφη προβολή της επιτάχυνσης, θεωρώντας ότι οι εξεταζόμενες αέριες μάζες έχουν πρακτικά αμελητέα κατακόρυφη επιτάχυνση. Βεβαίως, στην περίπτωση τοπικών συστημάτων πίεσης, όπως μία καταιγίδα, η κατακόρυφη επιτάχυνση είναι σημαντική και η απλοποίηση αυτή (όπως και η προηγούμενη) δεν μπορεί να γίνει.

Λαμβάνοντας υπόψη τις παραπάνω απλοποιήσεις, οι εξισώσεις κίνησης γράφονται:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin \varphi \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \varphi \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{aligned} \right\} \quad (6.38)$$

Μπορούμε, επίσης, να θέσουμε:

$$f = 2\Omega \sin \varphi \quad (6.39)$$

όπου f είναι η λεγόμενη «παράμετρος Coriolis» που εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος και μεταβάλλεται αργά συναρτήσει του y και να πάρουμε:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{aligned} \right\} \quad (6.40)$$

Οι δύο πρώτες εξισώσεις του παραπάνω συστήματος είναι οι διάσημες εξισώσεις «Navier-Stokes» για την οριζόντια ροή ιξώδους ρευστού, ενώ η τρίτη εξίσωση δεν είναι άλλη από την υδροστατική. Δηλαδή, καθώς αγνοήσαμε την κατακόρυφη συνιστώσα της επιτάχυνσης, ουσιαστικά δεχτήκαμε την ύπαρξη υδροστατικής ισορροπίας.

Σημειώνεται ότι, σε ορισμένες εφαρμογές που θα δούμε παρακάτω, μπορούμε να κάνουμε ακόμη μία απλοποίηση. Σύμφωνα με την παρατήρηση, οι προβολές της επιτάχυνσης έχουν μέγεθος μικρότερο κατά μία τάξη μεγέθους από τις προβολές των δυνάμεων Coriolis και πίεσης, που είναι περίπου αντίθετες. Επομένως, σε ειδικές περιπτώσεις που θα εξετάσουμε παρακάτω, μπορούμε να θέσουμε ίσες με το 0 και τις υπόλοιπες δύο συνιστώσες της επιτάχυνσης.

6.3 Ειδικές περιπτώσεις κίνησης

Στις ενότητες που ακολουθούν, οι εξισώσεις κίνησης θα εφαρμοστούν σε μία σειρά χαρακτηριστικών περιπτώσεων κίνησης αερίων μαζών που παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Για να μελετήσουμε τις περιπτώσεις αυτές, είναι σκόπιμο να χρησιμοποιήσουμε το σύστημα φυσικών συντεταγμένων, στο οποίο ο άξονας με μοναδιαίο διάνυσμα \hat{e}_0 συμπίπτει με την εφαπτόμενη της τροχιάς στο σημείο που βρίσκεται η θεωρούμενη αέρια μάζα και έχει, ως φορά, τη φορά της κίνησης. Ο δεύτερος άξονας, με μοναδιαίο διάνυσμα \hat{h}_0 , βρίσκεται σε επίπεδο κάθετο στο \hat{e}_0 , στο επίπεδο του εγγύτατου κύκλου της τροχιάς, με κατεύθυνση προς το κέντρο του κύκλου αυτού. Συνολικά, χρησιμοποιούμε τρισσορθόγωνιο σύστημα συντεταγμένων \hat{e}_0 , \hat{h}_0 , \hat{z}_0 , όπου το \hat{z}_0 βρίσκεται πάνω στην κατακόρυφο και έχει φορά προς τα πάνω και $\hat{h}_0 = \hat{e}_0 \times \hat{z}_0$. Δηλαδή το \hat{h}_0 βρίσκεται στο οριζόντιο επίπεδο και είναι κάθετο στο \hat{e}_0 . Η φορά του είναι πάντοτε προς τα αριστερά του \hat{e}_0 και όχι απαραίτητως προς το κέντρο καμπυλότητας. Σε ένα τέτοιο σύστημα συντεταγμένων, οι εξισώσεις κίνησης παίρνουν τη μορφή:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \\ V^2 k_h &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - 2\Omega V \sin \varphi \\ -\frac{V^2}{a} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\Omega V \cos \varphi - g \end{aligned} \right\} \quad (6.41)$$

όπου V είναι το μέτρο της ταχύτητας, s είναι το μήκος του τόξου της τροχιάς, k_h η οριζόντια καμπυλότητα της τροχιάς και a η ακτίνα του κύκλου. Από την πρώτη σχέση, συμπεραίνουμε ότι η επιτρόχια συνιστώσα της

επιτάχυνσης οφείλεται μόνο στην επιτρόχια συνιστώσα της πίεσης. Η δεύτερη σχέση μας δίνει την οριζόντια κεντρομόλο συνιστώσα της επιτάχυνσης. Δεδομένου ότι η τιμή της $2\Omega V \cos \varphi$ είναι πολύ μικρή και ότι η κατακόρυφη συνιστώσα της επιτάχυνσης είναι μηδενική, οι εξισώσεις κίνησης μπορούν να απλοποιηθούν σε:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \\ V^2 k_h = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial h} - fV \\ -\frac{V^2}{a} = 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{array} \right. \quad (6.42)$$

Η δε δύναμη Coriolis έχει συνιστώσα μόνο κατά την κεντρομόλο επιτάχυνση, που δίνεται από:

$$C_n = -2\Omega V \sin \varphi \quad (6.43)$$

και κατευθύνεται πάντα προς τα αρνητικά \hat{h}_0 , δηλαδή πάντοτε προς τα δεξιά της ταχύτητας στο Β. Ημισφαίριο. Προφανώς, στο Ν. Ημισφαίριο ισχύει το αντίθετο, δηλαδή η δύναμη Coriolis κατευθύνεται πάντα στα αριστερά της ταχύτητας. Μαζί με την αντίστοιχη συνιστώσα της πίεσης, μεταβάλλουν μόνο την κατεύθυνση της τροχιάς και δεν επηρεάζουν το μέτρο της ταχύτητας.

6.3.1 Κίνηση αδράνειας

Υποθέτουμε ότι μία αέρια μάζα κινείται οριζόντια ως προς τη Γη με κάποια αρχική ταχύτητα V_0 και ότι η βαθμίδα της πίεσης είναι αμελητέα. Βεβαίως, αυτό μπορεί να ισχύει μόνο για την οριζόντια συνιστώσα της βαροβαθμίδας, καθώς η κατακόρυφη υπάρχει πάντα και είναι μάλιστα πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την οριζόντια. Θεωρούμε, επίσης, αμελητέα την τριβή. Τότε, η πρώτη εξίσωση κίνησης γράφεται:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = 0 \quad (6.44)$$

από την οποία συμπεραίνουμε ότι το μέτρο της ταχύτητας V παραμένει σταθερό και ίσο με V_0 . Από τη δεύτερη εξίσωση κίνησης, παίρνουμε:

$$V^2 k_h = 0 - fV \Rightarrow \quad (6.45)$$

$$k_h = -\frac{f}{V} \quad (6.46)$$

από όπου συμπεραίνουμε ότι για το Β. Ημισφαίριο είναι $k_h = 1/R_h < 0$, αφού $\varphi > 0$ και $f > 0$. Άρα έχουμε αντικυκλωνική ροή και η κίνηση γίνεται σύμφωνα με τους δείκτες του ρολογιού. Επίσης, αν η ταχύτητα είναι μικρή και η κίνηση γίνεται σε μεγάλα πλάτη, όπου η f έχει μεγάλη τιμή, η k_h θα είναι μεγάλη, που σημαίνει ότι η αέρια μάζα θα περιστρέφεται γρήγορα, σε ένα σπινάλ, χωρίς να απομακρύνεται πολύ. Η περίοδος περιστροφής T θα είναι:

$$T = \frac{2\pi R_h}{V_0} = \frac{2\pi V_0}{V_0 f} = \frac{2\pi}{f} \quad (6.47)$$

Επομένως, η περίοδος περιστροφής είναι ανεξάρτητη της ταχύτητας και μεταβάλλεται μόνο με το γεωγραφικό πλάτος.

6.3.2 Κίνηση Euler

Ας υποθέσουμε ότι μία αέρια μάζα κινείται κοντά στον Ισημερινό, με μικρή ταχύτητα. Εύκολα αντιλαμβάνεται κανείς ότι στην περίπτωση αυτή η δύναμη Coriolis θα είναι μηδενική. Υποθέτουμε, επίσης, ότι η τριβή είναι αμελητέα. Τότε, οι εξισώσεις κίνησης παίρνουν τη μορφή:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \\ V^2 k_h = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \end{array} \right. \quad (6.48)$$

Καθώς η ταχύτητα είναι μικρή, η κεντρομόλος επιτάχυνση θα είναι αμελητέα, οπότε μπορούμε να την αγνοήσουμε. Έτσι, θα είναι:

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (6.49)$$

Στην κίνηση, λοιπόν, αυτή η τροχιά είναι κάθετη στις ισοβαρείς καμπύλες. Επίσης, θα ισχύει:

$$\frac{\partial p}{\partial s} < 0 \quad (6.50)$$

και επομένως η αέρια μάζα θα επιταχύνεται κάθετα στις ισοβαρείς, με φορά προς τις χαμηλές πιέσεις. Ο παραπάνω μηχανισμός μπορεί να ερμηνεύσει τη δημιουργία ημερήσιων ανέμων (θαλάσσιες αύρες και αύρες ορέων/κουλάδων) που παρατηρούνται σε διάφορες περιοχές εξαιτίας της διαφορετικής θέρμανσης του εδάφους. Βεβαίως, στην περίπτωση της αύρας, η δύναμη της τριβής παίζει σημαντικό ρόλο και δεν μπορεί να αγνοηθεί.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι η ταχύτητα υφίσταται μία μικρή στροφή προς τα δεξιά. Η αέρια μάζα θα συνεχίσει να επιταχύνεται κάθετα στις ισοβαρείς, με φορά προς τις χαμηλές πιέσεις. Όμως, τώρα θα ισχύει:

$$\frac{\partial p}{\partial n} < 0 \quad (6.51)$$

και επομένως θα είναι $k_h > 0$. Άρα, η ροή θα είναι κυκλωνική, δηλαδή αντίθετη από τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού.

Σε μία τρίτη περίπτωση, υποθέτουμε ότι η ταχύτητα αυξάνεται και η ροή γίνεται παράλληλη προς τις ισοβαρείς. Πρόκειται για τη λεγόμενη «κυκλοστροφική ροή», όπου η επιτρόχια επιτάχυνση είναι μηδενική. Στην περίπτωση αυτή, η ροή γίνεται με σταθερή ταχύτητα και ισχύει:

$$\frac{\partial p}{\partial s} = 0 \quad (6.52)$$

δηλαδή η τροχιά είναι συνεχώς εφαπτόμενη στην ισοβαρή καμπύλη που αντιστοιχεί στη δεδομένη θέση και χρονική στιγμή. Αν το πεδίο της πίεσης δεν μεταβάλλεται με τον χρόνο, η τροχιά ταυτίζεται με την ισοβαρή καμπύλη. Επιβεβαιώνεται, λοιπόν, ότι στο Β. Ημισφαίριο γύρω από μία ύφεση η κίνηση γίνεται αντίθετα προς τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού. Η κυκλοστροφική ροή εξηγεί την έναρξη των τροπικών κυκλώνων, καθώς στα τροπικά πλάτη η δύναμη Coriolis είναι τουλάχιστον 10 φορές μικρότερη από την κεντρομόλο.

6.3.3 Αντισταθμιστική ροή

Σύμφωνα με την αρχή του Chatelier που ισχύει γενικά στις φυσικές επιστήμες, στη φύση υπάρχει η τάση οι δυνάμεις που ασκούνται σε ένα σύστημα να αντισταθμίζονται. Πράγματι, η παρατήρηση δείχνει ότι η κίνηση των αερίων μαζών γίνεται περίπου ισοταχώς. Κατά συνέπεια, η επιτάχυνση είναι μηδενική, όπως μηδενική οφείλει να είναι και η συνισταμένη των δυνάμεων. Τέτοιες ροές καλούνται «αντισταθμιστικές». Παρακάτω αναλύονται χαρακτηριστικά παραδείγματα αντισταθμιστικής ροής.

6.3.3.1 Γεωστροφική ροή

Καθώς η κίνηση γίνεται με σταθερή ταχύτητα, θα πρέπει η επιτάχυνση να τεθεί ίση με 0. Άρα, από τις εξισώσεις κίνησης παίρνουμε:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \Rightarrow \quad (6.53)$$

$$\frac{\partial p}{\partial s} = 0 \quad (6.54)$$

που σημαίνει ότι, κατά τη διεύθυνση της κίνησης, η πίεση παραμένει σταθερή, άρα η μάζα κινείται πάνω στις ισοβαρείς και

$$0 = k_h V^2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV \quad (6.55)$$

Δηλαδή, αφού $k_h = 0$, θα είναι $R_h \rightarrow 0$ και επομένως οι ισοβαρείς θα είναι ευθείες γραμμές. Επίσης:

$$V_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (6.56)$$

που σημαίνει ότι η ταχύτητα εξαρτάται από την πυκνότητα των ισοβαρών. Πυκνές ισοβαρείς σημαίνουν μεγάλη ταχύτητα ανέμου και αντιστρόφως. Επίσης, αφού $V > 0$, θα είναι $\partial p / \partial n < 0$. Συνολικά, ο αέρας κινείται με σταθερή ταχύτητα σε ευθύγραμμη τροχιά η οποία ταυτίζεται με την ισοβαρή που αντιστοιχεί στην πίεση που έχει ο αέρας τη δεδομένη χρονική στιγμή. Ο άνεμος αυτός είναι γνωστός ως «γεωστροφικός». Πνέει παράλληλα στις ισοβαρείς και στο Β. Ημισφαίριο έχει τις χαμηλές πιέσεις στα αριστερά του.

Χρησιμοποιώντας τις τοπικές συντεταγμένες, οι εξισώσεις κίνησης δίνουν:

$$u_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (6.57)$$

$$v_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6.58)$$

6.3.3.2 Αντισταθμιστική ροή με τριβή

Αν δεν αγνοήσουμε την τριβή, αυτή θα είναι διάνυσμα κάθετο στην Coriolis και θα ισχύει:

$$\bar{\Pi} + \bar{C} + \bar{F}_\tau = 0 \quad (6.59)$$

Οι εξισώσεις κίνησης γράφονται:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv - ku \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu - kv \end{array} \right. \quad (6.60)$$

όπου k είναι μία σταθερά ανάλογη προς το μέγεθος της τριβής, με $k > 0$. Όμως, ισχύει:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{du}{dt} = \frac{dv}{dt} = 0 \quad (6.61)$$

Έτσι, οι εξισώσεις κίνησης μετασχηματίζονται σε:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = fv - ku \\ 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu - kv \end{array} \right. \quad (6.62)$$

από όπου υπολογίζουμε τις συνιστώσες της ταχύτητας:

$$u = -\frac{f}{f^2 + k^2} \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right) \quad (6.63)$$

και

$$v = -\frac{k}{f^2 + k^2} \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right) \quad (6.64)$$

Το δε μέτρο της ταχύτητας θα είναι:

$$V = \sqrt{u^2 + v^2} = \frac{1}{\sqrt{f^2 + k^2}} \left(\frac{1}{\rho} \left| \frac{\partial p}{\partial y} \right| \right) \quad (6.65)$$

Πρακτικά, τα παραπάνω δηλώνουν ότι ο άνεμος στην επιφάνεια δεν είναι παράλληλος στις ισοβαρείς, αλλά τις τέμνει υπό γωνία α :

$$\tan \alpha = \frac{k}{f} \quad (6.66)$$

Η γωνία α μεγαλώνει όσο μεγαλώνει η τριβή. Λαμβάνει την ελάχιστη τιμή της πάνω από τη θάλασσα, όταν αυτή βρίσκεται σε ηρεμία. Εξυπακούεται πως στην περίπτωση που $k = 0$, ο άνεμος γίνεται γεωστροφικός και βεβαίως ισχύει $V < V_g$.

6.3.3.3 Άνεμος βαροβαθμίδας

Στην περίπτωση που οι ισοβαρείς καμπύλες είναι σχεδόν ευθύγραμμες, ο πραγματικός άνεμος προσεγγίζεται με ικανοποιητική ακρίβεια από το γεωστροφικό μοντέλο που περιγράφηκε παραπάνω. Όμως, στα βαρομετρικά συστήματα (βαρομετρικά υψηλά ή αντικυκλώνες και βαρομετρικά χαμηλά ή υφέσεις) οι ισοβαρείς δεν είναι ευθύγραμμες, αλλά κλειστές καμπύλες, σε σχήμα κύκλου ή έλλειψης, με την ακτίνα καμπυλότητας να ελαττώνεται από την περιφέρεια προς το κέντρο. Πάνω από το στρώμα τριβής, ο πραγματικός άνεμος πνέει σχεδόν παράλληλα στις ισοβαρείς. Με άλλα λόγια, υπάρχει αξιόλογη κεντρομόλος επιτάχυνση η οποία δεν μπορεί να αγνοηθεί. Θα μπορούσε, λοιπόν, κάποιος να υποθέσει ότι σε αυτές τις περιπτώσεις η ροή δεν είναι αντισταθμιστική. Με την εισαγωγή, όμως, της φυγόκεντρου δύναμης, επιτυγχάνεται αντιστάθμιση των δυνάμεων, δηλαδή η πίεση και η Coriolis αντισταθμίζονται από τη φαινόμενη δύναμη της φυγόκεντρου. Καθώς η επιτόρξια επιτάχυνση είναι μηδενική, οι εξισώσεις κίνησης γράφονται ως εξής:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = 0 \\ -V^2 k_h - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV = 0 \end{array} \right. \quad (6.67)$$

Η πρώτη εξίσωση δηλώνει ότι οι αέριες μάζες κινούνται με σταθερή ταχύτητα, ενώ κατά τη διεύθυνση της κίνησης η πίεση δεν μεταβάλλεται. Οι δε τροχιές εφάπτονται των ισοβαρών ανά πάσα στιγμή. Επιπλέον, αν υποθέσουμε ότι το πεδίο της πίεσης είναι στάσιμο, προκύπτει $dp = 0$ και επομένως η κίνηση γίνεται πάνω στις ισοβαρείς καμπύλες. Ο άνεμος αυτός ονομάζεται «άνεμος βαροβαθμίδας» και η ταχύτητά του συμβολίζεται με V_g . Εξάλλου, ο γεωστροφικός άνεμος V_g δίνεται από:

$$V_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (6.68)$$

Συνδυάζοντας τις παραπάνω εξισώσεις, παίρνουμε:

$$fV_g - fV_{gr} - V_{gr}^2 k_h = 0 \Rightarrow \quad (6.69)$$

$$\frac{fV_g}{V_{gr}^2} - \frac{fV_{gr}}{V_{gr}^2} - \frac{V_{gr}^2 k_h}{V_{gr}^2} = 0 \Rightarrow \quad (6.70)$$

$$fV_g \frac{1}{V_{gr}^2} - f \frac{1}{V_{gr}} - k_h = 0 \Rightarrow \quad (6.71)$$

$$\frac{1}{V_{gr}} = \frac{f \pm \sqrt{f^2 + 4fV_g k_h}}{2fV_g} \Rightarrow \quad (6.72)$$

$$V_{gr} = \frac{2fV_g}{f \pm \sqrt{f^2 + 4fV_g k_h}} = \frac{2V_g}{1 \pm \sqrt{1 + \frac{4V_g k_h}{f}}} \quad (6.73)$$

Η λύση με το αρνητικό πρόσημο απορρίπτεται και επομένως:

$$V_{gr} = \frac{2V_g}{1 + \sqrt{1 + \frac{4V_g k_h}{f}}} \quad (6.74)$$

Με λίγη περαιτέρω διερεύνηση των παραπάνω, προκύπτουν τα εξής:

- Στο Β. Ημισφαίριο, γύρω από έναν αντικυκλώνα, οι αέριες μάζες κινούνται πάντοτε σύμφωνα με τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού. Το αντίθετο συμβαίνει στην περίπτωση των υφέσεων. Στο Ν. Ημισφαίριο η εικόνα αντιστρέφεται.
- Σε έναν αντικυκλώνα, η βαροβαθμίδα ελαττώνεται, καθώς κινούμαστε προς το κέντρο του συστήματος, όπου οι άνεμοι εξασθενούν. Αντιθέτως, σε ένα βαρομετρικό χαμηλό είναι δυνατόν να καταγράφονται πολύ ισχυροί άνεμοι στο κέντρο του συστήματος, με χαρακτηριστικό παράδειγμα τους τροπικούς κυκλώνες.
- Στο κέντρο των υφέσεων και των αντικυκλώνων, οι διαφορές μεταξύ γεωστροφικού ανέμου και ανέμου βαροβαθμίδας μεγεθύνονται.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος.
- Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσιούλης Β. (1994) Στοιχεία Φυσικής Περιβάλλοντος. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσούλης Β. και Χατζηαναστασίου Ν. (2007) Φυσική της Ατμόσφαιρας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μεταξάς Δ. και Μπαρτζώκας Α. (1993) Εισαγωγή στη Δυναμική Μετεωρολογία. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- Green J. (1999) Atmospheric dynamics. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.
- Lutgens F.K. and Tarbuck E.J. (2004) The Atmosphere. An introduction to meteorology. Pearson. Prentice Hall.
- Martin J.E. (2006) Mid-latitude atmospheric dynamics. A first course. Wiley.
- Masaki S. (2004) Atmospheric circulation dynamics and general circulation models. Springer.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
- Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
- Palmen E. and Newton C.D. (2013) Atmospheric circulation systems. Their structure and physical interpretation. International Geophysics book series. ELSEVIER.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.
- Zdunkowski W. and Bott A. (2012) Dynamics of the atmosphere. A course in theoretical Meteorology. Cambridge University Press.

Λυμένα παραδείγματα

1. Έστω μάζα αέρα που κινείται σε ομογενή ατμόσφαιρα σε γεωγραφικό πλάτος 30°B , με τις εξισώσεις τροχιάς να δίνονται από τις σχέσεις:

$$x = 2t^2 - 2$$

$$y = t^2 - 6$$

$$z = t + 1$$

Αν το πεδίο της πίεσης περιγράφεται από τη σχέση:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \rho(20t + g)$$

δείξτε ότι η πίεση παραμένει σταθερή σε όλη τη διάρκεια της κίνησης. Για τους υπολογισμούς σας, θεωρήστε ότι η τριβή είναι αμελητέα και ότι η κίνηση είναι περιορισμένης έκτασης, ώστε τα φ και g να παραμένουν σταθερά.

Λύση

Σύμφωνα με την εκφώνηση, θα είναι:

$$\frac{dx}{dt} = 4t \Rightarrow u = 4t$$

$$\frac{dy}{dt} = 2t \Rightarrow v = 2t$$

$$\frac{dz}{dt} = 1 \Rightarrow w = 1$$

Από τις εξισώσεις κίνησης, έχουμε για τον άξονα των x :

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin\varphi \Rightarrow$$

$$4 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega(2t)\sin 30^\circ \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho(2\Omega t - 4)$$

Για τον άξονα των y :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin\varphi \Rightarrow$$

$$2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega(4t)\sin 30^\circ \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho(4\Omega t + 2)$$

Για τον άξονα των z:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

Για τη μεταβολή της πίεσης με τον χρόνο, ισχύει:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{dz}{dt}$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην τελευταία σχέση και κάνοντας τις απαραίτητες πράξεις, παίρνουμε:

$$\frac{dp}{dt} = 0$$

Άρα, η πίεση δεν μεταβάλλεται με τον χρόνο.

2. Έστω ότι μάζα αέρα κινείται οριζοντίως, χωρίς τριβές, με τις συνιστώσες της ταχύτητας να δίνονται από τις σχέσεις:

$$u = f\left(3x - \frac{15}{2}y\right)$$

$$v = f\left(-\frac{17}{2}x + 5y\right)$$

Να βρεθεί η εξίσωση των ισοβαρών καμπυλών, αν γνωρίζετε ότι το πεδίο της πίεσης δεν μεταβάλλεται με τον χρόνο.

Λύση

Σύμφωνα με τις εξισώσεις κίνησης, κατά τον άξονα των x θα ισχύει:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin\varphi \Rightarrow$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv \Rightarrow$$

$$3f \frac{dx}{dt} - \frac{15}{2} f \frac{dy}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f^2 \left(-\frac{17}{2}x + 5y\right) \Rightarrow$$

$$3fu - \frac{15}{2}fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f^2 \left(-\frac{17}{2}x + 5y \right) \Rightarrow$$

$$3f^2 \left(3x - \frac{15}{2}y \right) - \frac{15}{2}f^2 \left(-\frac{17}{2}x + 5y \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f^2 \left(-\frac{17}{2}x + 5y \right) \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \left(-\frac{325}{4}f^2x + 65f^2y \right)$$

Κατά τον άξονα των y :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \varphi \Rightarrow$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu \Rightarrow$$

$$-\frac{17}{2}f \frac{dx}{dt} + 5f \frac{dy}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f^2 \left(3x - \frac{15}{2}y \right) \Rightarrow$$

$$-\frac{17}{2}fu + 5fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f^2 \left(3x - \frac{15}{2}y \right) \Rightarrow$$

$$-\frac{17}{2}f^2 \left(3x - \frac{15}{2}y \right) + 5f^2 \left(-\frac{17}{2}x + 5y \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f^2 \left(3x - \frac{15}{2}y \right) \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho \left(65f^2x - \frac{325}{4}f^2y \right)$$

Καθώς η πίεση παραμένει σταθερή καθ' όλη τη διάρκεια της κίνησης, θα είναι:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{dz}{dt} \Rightarrow$$

$$\frac{dp}{dt} = 0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial p}{\partial z} \frac{dz}{dt} \Rightarrow$$

$$dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz$$

Όμως, κατά μήκος των ισοβαρών καμπυλών, ισχύει:

$$dp = 0$$

Επίσης, η κίνηση γίνεται στο οριζόντιο επίπεδο, επομένως:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

και έτσι παίρνουμε:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx = -\frac{\partial p}{\partial y} dy$$

από την οποία, μετά από αντικατάσταση των τιμών των μερικών παραγώγων, παίρνουμε:

$$\rho f^2 \left(-\frac{325}{4} x dx + 65 y dx + 65 x dy - \frac{325}{4} y dy \right) = 0 \Rightarrow$$

$$\rho f^2 \left[-\frac{325}{4} x dx + d(65xy) - \frac{325}{4} y dy \right] = 0$$

Μετά από επίλυση της διαφορικής εξίσωσης, παίρνουμε:

$$5(x^2 + y^2) - 8xy = \sigma \tau \alpha \theta$$

Επομένως, οι ισοβαρείς καμπύλες έχουν σχήμα έλλειψης.

3. Έστω ένα τρένο μάζας $4 \times 10^5 \text{ Kg}$ που κινείται με ταχύτητα 60 m/s σε οριζόντιες και ευθείες γραμμές. Αν η κίνηση πραγματοποιείται σε γεωγραφικό πλάτος 30°B , να βρεθεί η πλευρική δύναμη που ασκείται στις γραμμές. Επίσης, να συγκριθεί η κατακόρυφη αντίδραση των γραμμών μεταξύ των περιπτώσεων που το τρένο κινείται προς ανατολάς και προς δυσμάς. Δίνεται η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της Γης $\Omega = 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Λύση

Όταν το τρένο κινείται προς ανατολάς, η ταχύτητά του είναι $u = 60 \text{ m/s}$. Η πλευρική δύναμη θα είναι η συνιστώσα της δύναμης Coriolis κατά τον άξονα των y :

$$C_y = -2\Omega m u \sin \varphi = -2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \cdot 4 \times 10^5 \text{ Kg} \cdot 60 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,5 = -1744,8 \text{ N}$$

Όταν το τρένο κινείται προς δυσμάς, η ταχύτητά του είναι $u = -60 \text{ m/s}$. Έτσι, η πλευρική δύναμη θα ισούται με $1744,8 \text{ N}$. Η δε κατακόρυφη αντίδραση θα δίνεται από την κατακόρυφη συνιστώσα της δύναμης Coriolis. Επομένως, όταν το τρένο κινείται προς ανατολάς, θα είναι:

$$C_z = 2\Omega m u \cos \varphi = 2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \cdot 4 \times 10^5 \text{ Kg} \cdot 60 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,866 = 3022 \text{ N}$$

Όταν το τρένο κινείται προς δυσμάς, η κατακόρυφη αντίδραση θα είναι -3022 N .

4. Να βρεθεί η οριζόντια μετατόπιση ενός σώματος μικρών διαστάσεων που πέφτει από μία εξέδρα ύψους z στον Ισημερινό. Για τους υπολογισμούς σας, αγνοήστε την αντίσταση του αέρα.

Λύση

Καθώς το σώμα έχει μικρές διαστάσεις, μπορούμε να δεχτούμε ότι:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$$

Σύμφωνα με τις εξισώσεις κίνησης, κατά τον άξονα των x θα ισχύει:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - 2\Omega w \cos \varphi + 2\Omega v \sin \varphi = -2w\Omega$$

Κατά τον άξονα των y :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \varphi = 0$$

Κατά τον άξονα των z :

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\Omega u \cos \varphi - g = -g$$

Σημειώστε ότι στην τελευταία σχέση αγνοήσαμε την ποσότητα $2\Omega u \cos \varphi$, καθώς η τιμή της είναι εξαιρετικά μικρή σε σχέση με το g . Επομένως:

$$w = -gt \Rightarrow$$

$$\frac{dz}{dt} = -gt \Rightarrow$$

$$\int_0^z dz = -g \int_0^t t dt \Rightarrow$$

$$z = -\frac{g}{2} t^2 \Rightarrow$$

$$t = \pm \sqrt{-\frac{2z}{g}}$$

Αποδεκτή είναι μόνο η λύση:

$$t = \sqrt{-\frac{2z}{g}}$$

Από την πρώτη εξίσωση κίνησης:

$$\frac{du}{dt} = 2\Omega g t \Rightarrow$$

$$u = 2\Omega g \frac{t^2}{2} \Rightarrow$$

$$\frac{dx}{dt} = \Omega g t^2 \Rightarrow$$

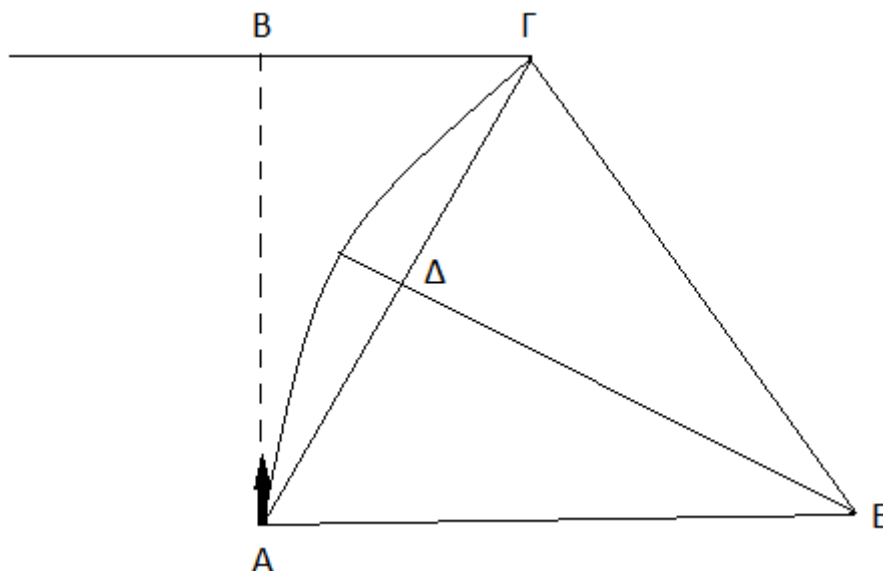
$$x = \Omega g \frac{t^3}{3}$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, βρίσκουμε:

$$x = \frac{1}{3} \Omega \frac{(-2z)^{3/2}}{\sqrt{g}}$$

5. Ποδοσφαιριστής εκτελεί πέναλτι από το σημείο των 11 m, με κατεύθυνση προς το κέντρο του τέρματος. Υπολογίστε πόση ταχύτητα θα πρέπει να δώσει στην μπάλα, ώστε να χτυπήσει στο κάθετο δοκάρι του τέρματος υπό την επίδραση της δύναμης Coriolis. Θεωρήστε αμελητέες την πίεση και τη δύναμη τριβής. Δίνονται η απόσταση μεταξύ των δύο κάθετων δοκαριών 7 m και το γεωγραφικό πλάτος του τόπου 45 °B.

Λύση



Ο ποδοσφαιριστής εκτελεί το πέναλτι από το σημείο A, με κατεύθυνση το σημείο B. Θέλουμε να υπολογίσουμε την αρχική ταχύτητα που πρέπει να δώσει στην μπάλα, ώστε αυτή να εκτραπεί από τη δύναμη Coriolis και, αφού εκτελέσει κίνηση αδράνειας, να χτυπήσει στο κατακόρυφο δοκάρι, δηλαδή στο σημείο Γ.

Από τις εξισώσεις κίνησης, παίρνουμε:

$$V^2 k_h = -fV \Rightarrow$$

$$V = -\frac{f}{k_h} = \frac{f}{|k_h|} = \frac{2\Omega \sin \varphi}{|k_h|} = 2R\Omega \sin \varphi$$

Επομένως, πρέπει να υπολογίσουμε την ακτίνα R , δηλαδή την απόσταση EA :

$$\frac{B\Gamma}{A\Gamma} = \frac{\Delta A}{EA} \Rightarrow$$

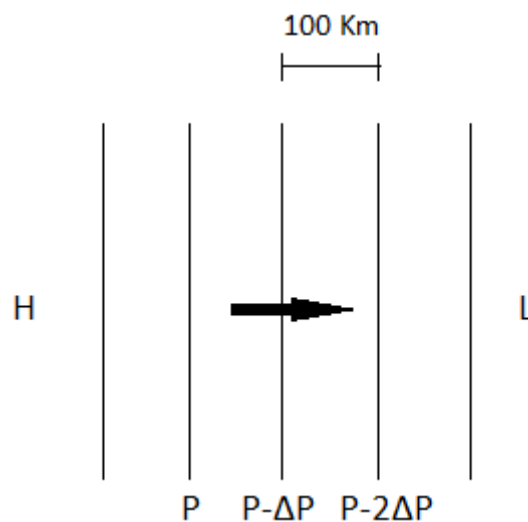
$$\frac{3,5}{\sqrt{3,5^2 + 11^2}} = \frac{\sqrt{3,5^2 + 11^2}/2}{R}$$

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι $R = 19 \text{ m}$ και $V = 1,95 \times 10^{-3} \text{ m/s}$. Προσέξτε ότι, αν το γήπεδο βρισκόταν στο Ν. Ημισφαίριο, η Coriolis θα εξέτρεπε την μπάλα αριστερά της κίνησής της και άρα θα χτυπούσε στο αντιδιαμετρικό δοκάρι!

6. Έστω μάζα αέρα κοντά στον Ισημερινό, που ξεκινά από την ηρεμία και στη συνέχεια κινείται εντός πεδίου όπου η πίεση ελαττώνεται προς ανατολάς, κατά 2 mb ανά 100 Km . Αν η πίεση και η θερμοκρασία του τόπου είναι 950 mb και 20°C , αντίστοιχα, να υπολογιστεί η ταχύτητα που θα αποκτήσει η μάζα μετά από 2 ώρες. Θεωρήστε ότι η πυκνότητα παραμένει περίπου σταθερή. Δίνεται $R = 287,05 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Λύση

Η αέρια μάζα θα εκτελέσει κίνηση Euler. Επομένως, αφού δεν υπάρχει δύναμη Coriolis, θα κινηθεί κάθετα στις ισοβαρείς, προς τις χαμηλές πιέσεις, σύμφωνα με το παρακάτω σχήμα.



Καθώς είναι γνωστές η θερμοκρασία και η πίεση, μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα του αέρα από την καταστατική εξίσωση:

$$\rho = \frac{P}{RT} = \frac{950 \times 100 \frac{N}{m^2}}{287,05 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 293 \text{ K}} = 1,13 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Από τις εξισώσεις κίνησης, παίρνουμε:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{1,13 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-3}} \cdot \left(-\frac{2 \times 100 \text{ Nm}^{-2}}{100 \times 10^3 \text{ m}} \right) = 1,8 \times 10^{-3} \text{ ms}^{-2}$$

Επομένως, σε 2 h η μάζα αποκτά ταχύτητα $12,96 \text{ ms}^{-1}$.

7. Έστω ότι βρισκόμαστε σε γεωγραφικό πλάτος 45°B , σε μία περιοχή όπου η πίεση σε οριζόντια επιφάνεια αυξάνεται κατά 2 mb ανά 100 Km προς τα ΒΑ. Αν η πίεση και η θερμοκρασία του τόπου είναι 950 mb και 20°C , να υπολογιστούν η ταχύτητα και η διεύθυνση του γεωστροφικού ανέμου. Δίνεται $R = 287,05 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Λύση

Υπολογίζουμε αρχικά την πυκνότητα του αέρα:

$$\rho = \frac{P}{RT} = \frac{950 \times 100 \frac{N}{m^2}}{287,05 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \cdot 293 \text{ K}} = 1,13 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

και στη συνέχεια την παράμετρο Coriolis:

$$f = 2\Omega \sin \varphi = 2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \frac{\sqrt{2}}{2} = 10,3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

Άρα, για τον γεωστροφικό άνεμο:

$$V_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{1}{1,13 \text{ Kg m}^{-3} \cdot 10,3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}} \cdot \left(-\frac{2 \times 100 \text{ Nm}^{-2}}{100 \times 10^3 \text{ m}} \right) = 17,2 \text{ ms}^{-1}$$

Ο γεωστροφικός άνεμος είναι κάθετος στις ισοβαρείς, με τη δύναμη Coriolis στο Β. Ημισφαίριο να έλκει προς τα δεξιά. Άρα ο άνεμος θα είναι ΝΑ.

8. Έστω ότι σε κάποια περιοχή με γεωγραφικό πλάτος 45°B , η πυκνότητα του αέρα είναι $1,1 \text{ Kg/m}^3$ και πνέει γεωστροφικός άνεμος $V_g = 5 \text{ m/s}$. Αν ο ισοβαρείς καμπύλες στον Β. Πόλο έχουν την ίδια μορφή με την περιοχή των 45°B και η πυκνότητα του αέρα είναι $1,2 \text{ Kg/m}^3$, να υπολογιστεί η ένταση του γεωστροφικού ανέμου στον Β. Πόλο.

Λύση

Υπολογίζουμε αρχικά την παράμετρο Coriolis σε γεωγραφικό πλάτος 45°B :

$$f = 2\Omega \sin\varphi = 2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \frac{\sqrt{2}}{2} = 10,3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

και στη συνέχεια τη μεταβολή της πίεσης:

$$V_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -V_g \rho f = -5 \text{ ms}^{-1} \cdot 1,1 \text{ Kg m}^{-3} \cdot 10,3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} = -56,7 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-3}$$

Σύμφωνα με την εκφώνηση, η μορφή των ισοβαρών καμπυλών είναι η ίδια και στον Β. Πόλο, άρα θα ισχύει και εκεί η ίδια τιμή για τη μεταβολή της πίεσης. Για την παράμετρο Coriolis στον Β. Πόλο:

$$f' = 2\Omega \sin\varphi = 2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} = 14,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

Άρα, ο γεωστροφικός άνεμος V_g' στις 90 °B θα είναι:

$$V_g' = -\frac{1}{\rho' f'} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{1}{1,2 \text{ Kg m}^{-3} \cdot 14,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}} \cdot (-56,7 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-3}) = 3,3 \text{ ms}^{-1}$$

9. Έστω ότι σε κάποια περιοχή με γεωγραφικό πλάτος 30 °B ο άνεμος κινείται οριζοντίως, με σταθερές συνιστώσες $u = v = 1 \text{ m/s}$ και τριβή περιορισμένης έκτασης. Αν οι συνιστώσες της επιτάχυνσης της τριβής ανά μονάδα μάζας είναι:

$$F_x = F_y = -4 \times 10^{-3} \text{ dyn} \cdot \text{g}^{-1}$$

να βρεθούν το μέτρο και η διεύθυνση του πραγματικού και του γεωστροφικού ανέμου και η μορφή των ισοβαρών. Δίνονται $\rho = 1 \text{ Kg m}^{-3}$ και $1 \text{ mb} = 10^3 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Λύση

Για τον πραγματικό άνεμο, η ένταση θα δίνεται από:

$$V = \sqrt{u^2 + v^2} = \sqrt{2} = 1,4 \text{ ms}^{-1}$$

και η διεύθυνση θα είναι το τόξο εφαπτομένης $1/1=1$, δηλαδή $\vartheta = 45^\circ$. Επομένως ο πραγματικός άνεμος είναι ΝΔ. Στη συνέχεια, υπολογίζουμε την παράμετρο Coriolis σε γεωγραφικό πλάτος 30 °B:

$$f = 2\Omega \sin\varphi = 2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \cdot 0,5 = 7,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

Για τον γεωστροφικό άνεμο, ισχύει:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + F_x \\ \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_y \end{array} \right\}$$

αλλά, καθώς δεν υπάρχει επιτάχυνση, οι εξισώσεις κίνησης παίρνουν τη μορφή:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + F_x \\ 0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_y \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial x} = \rho(fv + F_x) \\ \frac{\partial p}{\partial y} = \rho(-fu + F_y) \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial x} = 1\text{Kgm}^{-3} \left(7,27 \times 10^{-5} \text{s}^{-1} \cdot 1\text{ms}^{-1} - 4 \times 10^{-3} \frac{10^{-5} \text{N}}{10^{-3} \text{Kg}} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 1\text{Kgm}^{-3} \left(-7,27 \times 10^{-5} \text{s}^{-1} \cdot 1\text{ms}^{-1} - 4 \times 10^{-3} \frac{10^{-5} \text{N}}{10^{-3} \text{Kg}} \right) \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial x} = 3,27 \times 10^{-5} \text{Ntm}^{-3} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = -11,27 \times 10^{-5} \text{Ntm}^{-3} \end{array} \right\}$$

Οι τελευταίες δύο σχέσεις περιγράφουν τη μορφή των ισοβαρών καμπυλών. Για τον υπολογισμό των συνιστωσών του γεωστροφικού ανέμου:

$$u_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{1}{1\text{Kgm}^{-3} \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}} (-11,27 \times 10^{-5} \text{Ntm}^{-3}) = 1,55 \text{ms}^{-1}$$

$$v_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{1\text{Kgm}^{-3} \cdot 7,27 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}} \cdot 3,27 \times 10^{-5} \text{Ntm}^{-3} = 0,45 \text{ms}^{-1}$$

Επομένως, η ένταση του γεωστροφικού ανέμου θα είναι:

$$V_g = \sqrt{u_g^2 + v_g^2} = \sqrt{1,55^2 + 0,45^2} = 1,6 \text{ms}^{-1}$$

Η δε διεύθυνσή του θα δίνεται από το τόξο της εφαπτομένης $0,45/1,55 = 0,29$, άρα θα είναι $\vartheta' = 16,2^\circ$.

Κεφάλαιο 7: Κίνηση στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα

Σύνοψη

Στο προηγούμενο κεφάλαιο, μελετήσαμε τις κινήσεις του αέρα εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού. Για τους υπολογισμούς μας, θεωρήσαμε ότι η κίνηση εντός της ατμόσφαιρας είναι στρωτή, δηλαδή δεχτήκαμε ότι οι ρευματογραμμές είναι παράλληλες και η ταχύτητα είναι ανεξάρτητη από τον χρόνο, σε κάθε σημείο της ροής. Ωστόσο, κοντά στην επιφάνεια της Γης και σε ύψος περίπου μέχρι τα 2 Km, η επίδραση του ανάγλυφου είναι καθοριστική για τη ροή των αερίων μαζών, αφού έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ισχυρής ανατάραξης. Με άλλα λόγια, κοντά στην επιφάνεια της Γης, η ροή είναι τυρβώδης, που σημαίνει ότι οι ρευματογραμμές δεν είναι ομαλές, αλλά εμφανίζουν τυχαίο και ακανόνιστο σχήμα, με αποτέλεσμα τη δημιουργία στροβίλων που μεταφέρουν θερμότητα προς τα πάνω. Σύμφωνα με τους Schmidt και Prandtl, οι τυρβώδεις αυτές κινήσεις είναι το μακροσκοπικό ανάλογο των άτακτων κινήσεων Brown. Έτσι, κατ' αναλογία με την ελεύθερη διαδρομή των μορίων στην κίνηση Brown, ορίζεται το μήκος ανάμειξης, που είναι το μήκος που πρέπει να διανύσει ένας στρόβιλος, μέχρι να χάσει την αρχική ορμή του. Η περιοχή αυτή της ατμόσφαιρας καλείται «ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα». Το πάχος της δεν είναι σταθερό, αλλά εξαρτάται από την ώρα της ημέρας, την εποχή και τα φυσικοχημικά χαρακτηριστικά του εδάφους. Κατά κανόνα, το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα είναι μεγαλύτερο την ημέρα και το καλοκαίρι, ενώ πάνω από τη θάλασσα περιορίζεται σε λίγες δεκάδες μέτρα. Με βάση την απόσταση από το έδαφος, χωρίζεται σε τέσσερα τμήματα: το υπόστρωμα τριβής, το στρώμα Prandtl, το επιφανειακό στρώμα και το στρώμα Ekman. Η μετάβαση από το οριακό στρώμα στην ελεύθερη ατμόσφαιρα γίνεται βαθμιαία. Στις ενότητες που ακολουθούν, ξαναγράφουμε τις εξισώσεις κίνησης, λαμβάνοντας υπόψη τις τυρβώδεις δυνάμεις, ώστε οι εξισώσεις να ανταποκρίνονται στις κινήσεις εντός του οριακού στρώματος. Αποδεικνύουμε ότι, εντός του επιφανειακού στρώματος, το μέτρο του ανέμου μεταβάλλεται λογαριθμικά με το ύψος. Υπάρχει, μάλιστα, ύψος z_0 μέχρι το οποίο η μέση ταχύτητα παραμένει μηδενική. Πρόκειται για τη λεγόμενη «παράμετρο τραχύτητας», που εξαρτάται από το ύψος και τη φύση της επιφάνειας. Στο στρώμα Ekman, η ένταση του ανέμου αυξάνεται μονότονα με το ύψος και στην κορυφή του ο άνεμος γίνεται γεωστροφικός. Συνολικά, στο Β. Ημισφαίριο και εντός του στρώματος Ekman, ο άνεμος στρέφεται καθ' ύψος, σύμφωνα με τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού, διαγράφοντας τη λεγόμενη «σπείρα του Ekman».

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτή του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας στη διανυσματική ανάλυση και τον διαφορικό λογισμό.

7 Γενικά

Όπως εξηγήθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, όταν ένα σώμα κινείται εντός κάποιου ρευστού, δέχεται αντίσταση που οφείλεται στο ιξώδες του ρευστού. Την ίδια αντίσταση δέχονται και τα τμήματα του ρευστού που κινούνται σχετικά με το υπόλοιπο ρευστό, όπως για παράδειγμα συμβαίνει κατά την κίνηση των αερίων μαζών εντός της ατμόσφαιρας. Η αντίσταση αυτή δεν είναι άλλη από την εσωτερική τριβή που μελετήσαμε νωρίτερα. Αποδεικνύεται πως, όταν η ταχύτητα της κίνησης υπερβεί κάποια οριακή τιμή, η ροή γίνεται αναταρακτική. Τότε, η κίνηση παύει να γίνεται σε ομαλές καμπύλες και πραγματοποιείται με ακανόνιστο τρόπο. Πρόκειται για τη λεγόμενη «τυρβώδη ροή», η οποία χαρακτηρίζεται από ισχυρότερες δυνάμεις αντίστασης σε σχέση με αυτές που εμφανίζονται στη στρωτή ροή.

Η τυρβώδης ροή χαρακτηρίζει το κατώτερο στρώμα της τροπόσφαιρας που καλείται «Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα» (ΑΟΣ). Πάνω από το ΑΟΣ, οι κινήσεις είναι πλέον απαλλαγμένες από την επίδραση της τραχύτητας του εδάφους και η ροή μετατρέπεται σε στρωτή. Πρόκειται για τη λεγόμενη «ελεύθερη ατμόσφαιρα», που φτάνει μέχρι το ύψος της τροπόπαυσης. Στην πραγματικότητα, η μετάβαση από τυρβώδη

σε στρωτή ροή δεν γίνεται απότομα, αλλά βαθμιαία. Αυτό μπορεί να γίνει αντιληπτό, αν θυμηθούμε τον τρόπο με τον οποίο θερμαίνεται η κατώτερη ατμόσφαιρα. Μετά την ανατολή του Ήλιου, το 50% της ηλιακής ακτινοβολίας απορροφάται από την επιφάνεια της Γης, που θερμαίνεται. Εξαιτίας της επαφής με την επιφάνεια, θερμαίνονται και τα κατώτατα τμήματα της ατμόσφαιρας. Δημιουργούνται, τότε, ανοδικά ρεύματα που θερμαίνουν τον υπερκείμενο αέρα. Δηλαδή, οι στρόβιλοι που αναπτύσσονται από αυτόν τον μηχανισμό παράγουν τυρβώδη ροή που μεταφέρει τη θερμότητα προς τα πάνω. Κατά την άνοδό τους, οι στρόβιλοι ψύχονται βαθμιαία και χάνουν την ισχύ τους. Έτσι, η ροή μετατρέπεται σταδιακά από τυρβώδη σε στρωτή.

Όσον αφορά το πάχος του, το ΑΟΣ εκτείνεται από την επιφάνεια της Γης μέχρι τα πρώτα 1-2 Km. Βεβαίως, το πάχος του ΑΟΣ δεν είναι σταθερό, αλλά εξαρτάται από την ώρα της ημέρας, την εποχή και τα φυσικοχημικά χαρακτηριστικά του εδάφους. Για τον ίδιο τόπο, το ΑΟΣ είναι μεγαλύτερο την ημέρα και το καλοκαίρι και μικρότερο τη νύχτα και τον χειμώνα. Ειδικότερα, η ανάπτυξη του ΑΟΣ ξεκινά μία περίπου ώρα μετά την ανατολή του Ήλιου. Η χρονική αυτή υστέρηση οφείλεται στο γεγονός ότι χρειάζεται ορισμένος χρόνος μέχρι να θερμανθεί το έδαφος και να αρχίσει η δημιουργία των ανοδικών ρευμάτων που θα θερμάνουν τον υπερκείμενο αέρα. Το μέγιστο ύψος του ΑΟΣ παρατηρείται κατά τη μεσουράνηση, καθώς τότε καταγράφονται τα υψηλότερα επίπεδα ηλιακής ακτινοβολίας. Κατά τις ώρες που ακολουθούν, το έδαφος αρχίζει να ψύχεται και σταδιακά περιορίζεται ο σχηματισμός στροβίλων, με αποτέλεσμα το πάχος του ΑΟΣ να μειώνεται σημαντικά μετά τη δύση του Ηλίου, συνήθως στα 100-300 m. Η μόνη ανατάραξη που παρατηρείται τη νύχτα είναι μηχανικής φύσεως και οφείλεται στην παρεμπόδιση τη ροής του αέρα από την τοπογραφία και το ανάγλυφο.

Η εικόνα είναι τελείως διαφορετική πάνω από τη θάλασσα. Καθώς το νερό παρουσιάζει μεγάλη θερμοχωρητικότητα, η τυρβώδης μεταφορά θερμότητας προς τα πάνω είναι πολύ περιορισμένη. Έτσι, πάνω από τις υδάτινες επιφάνειες, το πάχος του ΑΟΣ περιορίζεται σε λίγες δεκάδες μέτρα.

7.1 Κατακόρυφη στρωμάτωση του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος

Με βάση την απόσταση από το έδαφος, το ΑΟΣ μπορεί να διακριθεί σε τέσσερις χαρακτηριστικές περιοχές:

- **Στρώμα στρωτής ροής.** Πρόκειται για ένα πολύ λεπτό στρώμα στην επιφάνεια του εδάφους, πάχους λίγων εκατοστών, όπου η ροή είναι στρωτή. Λέγεται και «υπόστρωμα τριβής».
- **Στρώμα Prandtl.** Είναι το στρώμα τραχύτητας το οποίο φτάνει μέχρι τα 10-50 m και χαρακτηρίζεται από έντονη τύρβη. Επηρεάζεται σημαντικά από την τοπογραφία και το ανάγλυφο.
- **Επιφανειακό στρώμα.** Φτάνει μέχρι τα 200 m περίπου. Η δύναμη Coriolis είναι αμελητέα σε αυτό και οι ροές θερμότητας και υγρασίας είναι ανεξάρτητες του ύψους. Συχνά ταυτίζεται με το στρώμα Prandtl.
- **Στρώμα Ekman.** Αποτελεί το ανώτερο τμήμα του ΑΟΣ. Το πάχος του επηρεάζεται από την τραχύτητα του εδάφους, με το μεγαλύτερο πάχος να καταγράφεται πάνω από ανώμαλο έδαφος. Μέσα στο στρώμα Ekman, η ταχύτητα των ανέμων αυξάνεται γρήγορα με το ύψος. Παράλληλα, με την αύξηση του ύψους, οι άνεμοι τείνουν να στρέφονται αντικυκλωνικά, (δηλαδή σύμφωνα με τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού) στο Β. Ημισφαίριο. Η αντίθετη εικόνα παρατηρείται στο Ν. Ημισφαίριο.

Ένας άλλος διαχωρισμός του ΑΟΣ σε στρώματα μπορεί να γίνει με βάση την ένταση της τύρβης και την ημερήσια κύμανσή του. Κατά τη διάρκεια της ημέρας, αναπτύσσεται ένα εξαιρετικά τυρβώδες στρώμα, το λεγόμενο «στρώμα ανάμειξης», το οποίο δεν βρίσκεται σε απευθείας επαφή με το έδαφος, ενώ το πάνω μέρος του περιορίζεται από μία αναστροφή θερμοκρασίας. Η ισχυρή ανατάραξη που παρατηρείται εντός του μπορεί να οφείλεται τόσο σε θερμικά όσο και μηχανικά αίτια. Στην περίπτωση που είναι κυρίαρχα τα θερμικά αίτια, καλείται «στρώμα ελεύθερης ανωμεταφοράς», ενώ, όταν κυριαρχούν τα μηχανικά αίτια, λέγεται «στρώμα εξαναγκασμένης ανωμεταφοράς». Το τελευταίο εμφανίζεται συνήθως αργά το απόγευμα και κατά τη διάρκεια της νύχτας και είναι γνωστό και ως «υπολειπόμενο στρώμα».

7.2 Αριθμός Reynolds

Προκειμένου να προβλέψουμε πότε γίνεται η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή, χρησιμοποιούμε τον αριθμό Reynolds (Re). Πρόκειται για αδιάστατο μέγεθος που εξαρτάται από τα γεωμετρικά και υδρονομικά χαρακτηριστικά της ροής και εκφράζει τον λόγο των αδρανειακών δυνάμεων προς τις δυνάμεις ιξώδους. Δίνεται από τη σχέση:

$$\text{Re} = \frac{\rho \bar{V} D}{\mu} = \frac{1}{\nu_{\text{visc}}} \bar{V} D \quad (7.1)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του ρευστού, μ το ιξώδες, \bar{V} η μέση ταχύτητα ροής, D το πάχος το στρώματος και ν_{visc} το κινηματικό ιξώδες. Πειραματικά δεδομένα δείχνουν ότι η ροή μετατρέπεται σε τυρβώδη, όταν η ταχύτητα ροής υπερβεί μία κρίσιμη τιμή. Τότε, ο αριθμός Reynolds υπερβαίνει την οριακή τιμή 750, που είναι γνωστή ως «κρίσιμος αριθμός Reynolds».

7.3 Κίνηση εντός του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος

Καθώς οι κινήσεις εντός του ΑΟΣ χαρακτηρίζονται από έντονη τύρβη, για να τις προσεγγίσουμε, κάνουμε την παραδοχή ότι κάθε ιδιότητα του αέρα στο ΑΟΣ μπορεί να γραφτεί ως άθροισμα της μέσης τιμής της και της διαταραχής γύρω από τη μέση τιμή. Για παράδειγμα, ο άνεμος που καταγράφεται από ένα ανεμόμετρο μπορεί να γραφτεί ως:

$$\begin{cases} u = \bar{u} + u' \\ v = \bar{v} + v' \\ w = \bar{w} + w' \end{cases} \quad (7.2)$$

όπου ισχύει:

$$\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0 \quad (7.3)$$

Θα επιχειρήσουμε τώρα να μετασχηματίσουμε τις εξισώσεις κίνησης που μελετήσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, προκειμένου να περιγράψουμε τον μέσο άνεμο. Στο τοπικό σύστημα συντεταγμένων, η πρώτη εξίσωση κίνησης γράφεται:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{dz}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv \Rightarrow \quad (7.4)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} u + \rho \frac{\partial u}{\partial y} v + \rho \frac{\partial u}{\partial z} w = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho fv \quad (7.5)$$

Από την εξίσωση συνέχειας (ή διατήρησης της μάζας) για ασυμπίεστο ρευστό, δηλαδή όταν $d\rho/dt = 0$, έχουμε:

$$0 = \frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{V} \Rightarrow \quad (7.6)$$

$$-\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \Rightarrow \quad (7.7)$$

$$\rho u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (7.8)$$

Προσθέτοντας την ποσότητα αυτή στο αριστερό μέλος της (7.5), παίρνουμε:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f v \quad (7.9)$$

Επειδή μας ενδιαφέρει η μέση τιμή, ολοκληρώνουμε την τελευταία σχέση από $t - T/2$ έως $t + T/2$ και παίρνουμε:

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u} \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \bar{u} \bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \bar{u} \bar{w})}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho f \bar{v} \quad (7.10)$$

Η τελευταία σχέση μπορεί να μετασχηματιστεί, αν χρησιμοποιήσουμε την ιδιότητα:

$$\overline{ab} = \overline{a\bar{b}} + \overline{a'b'} \quad (7.11)$$

και την:

$$\begin{aligned} \overline{aa} &= \overline{(\bar{a} + a')(\bar{a} + a')} = \overline{\bar{a}\bar{a} + \bar{a}a' + a'\bar{a} + a'a'} = \\ \overline{\bar{a}\bar{a}} + \overline{\bar{a}a'} + \overline{a'\bar{a}} + \overline{a'a'} &= \overline{\bar{a}\bar{a}} + \overline{\bar{a}a'} + \overline{a'\bar{a}} + \overline{a'a'} = \overline{\bar{a}\bar{a}} + 0 + 0 + \overline{a'a'} = \overline{\bar{a}\bar{a}} + \overline{a'a'} \end{aligned} \quad (7.12)$$

Έτσι, παίρνουμε:

$$\frac{\partial \rho \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u} \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \bar{u} \bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \bar{u} \bar{w})}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho f \bar{v} - \frac{\partial(\rho \bar{u}' u')}{\partial x} - \frac{\partial(\rho \bar{u}' v')}{\partial y} - \frac{\partial(\rho \bar{u}' w')}{\partial z} \quad (7.13)$$

Με την ίδια ακριβώς λογική, μπορούμε να μετασχηματίσουμε και τη δεύτερη εξίσωση κίνησης. Εξάλλου, η εξίσωση συνέχειας, μετά από ολοκλήρωση, δίνει:

$$-\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) = 0 \quad (7.14)$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, και αφού προσθέσουμε τους όρους που αφορούν τις ιξώδεις δυνάμεις, παίρνουμε τελικά τις εξισώσεις κίνησης για τη μέση ταχύτητα του ανέμου:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} + n \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(-\rho \overline{u'u'})}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(-\rho \overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(-\rho \overline{u'w'})}{\partial z} \\ \frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} + n \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(-\rho \overline{v'u'})}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(-\rho \overline{v'v'})}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(-\rho \overline{v'w'})}{\partial z} \end{array} \right\} \quad (7.15)$$

όπου n είναι ο κινηματικός συντελεστής ιξώδους, που δίνεται από τη σχέση $n = \mu/\rho$. Στις παραπάνω εξισώσεις κίνησης, οι έξι όροι που εμφανίζονται εντός των παρενθέσεων ονομάζονται «τυρβώδεις τάσεις» ή «τάσεις Reynolds» και συμβολίζονται με τ' . Οι τυρβώδεις τάσεις εκφράζουν την επίδραση που ασκούν οι διαταραχές της ταχύτητας στη μέση τιμή της. Παριστάνουν, δηλαδή, τη ροή της ορμής που οφείλεται στους στροβίλους. Στο άνω όριο του ΑΟΣ, όπου η ροή γίνεται πλέον στρωτή, μηδενίζονται. Αν και η τιμή των έξι όρων είναι περίπου της ίδιας τάξης μεγέθους, οι μεταβολές τους στον χώρο διαφέρουν σημαντικά, με τις κατακόρυφες μεταβολές να είναι οι πιο ισχυρές. Δεχόμαστε, επομένως, ότι οι σημαντικότερες τυρβώδεις δυνάμεις ανά μονάδα μάζας είναι οι:

$$F'_{zx} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zx}}{\partial z} \quad (7.16)$$

και

$$F'_{zy} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zy}}{\partial z} \quad (7.17)$$

Οι υπόλοιπες τάσεις Reynolds μπορούν να παραλειφθούν και τότε οι εξισώσεις κίνησης απλοποιούνται ως εξής:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} + n \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zx}}{\partial z} \\ \frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} + n \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zy}}{\partial z} \end{array} \right\} \quad (7.18)$$

Μία άλλη χρήσιμη σχέση που αξίζει να μελετήσουμε είναι η εξίσωση της ενέργειας. Σύμφωνα με τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο, ισχύει:

$$dq = c_v dT + p da \Rightarrow \quad (7.19)$$

$$\frac{dq}{dt} = c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{da}{dt} \Rightarrow \quad (7.20)$$

$$c_v \frac{dT}{dt} = -p \frac{da}{dt} + \frac{dq}{dt} = -\rho RT \frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{dt} + \frac{dq}{dt} = \rho RT \frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} + \frac{dq}{dt} = RT \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{dq}{dt} \quad (7.21)$$

Όμως, από την εξίσωση συνέχειας, έχουμε:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \vec{V} \quad (7.22)$$

Επομένως, παίρνουμε:

$$c_v \frac{dT}{dt} = -RT \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{dq}{dt} \Rightarrow \quad (7.23)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial T}{\partial z} \frac{dz}{dt} = -\frac{RT}{c_v} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{1}{c_v} \cdot \frac{dq}{dt} \Rightarrow \quad (7.24)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{RT}{c_v} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{1}{c_v} \cdot \frac{dq}{dt} \quad (7.25)$$

Στη συνέχεια, πολλαπλασιάζουμε την τελευταία σχέση με ρ και προσθέτουμε κατά μέλη με την εξίσωση συνέχειας, αφού προηγουμένως την πολλαπλασιάσουμε με T . Έτσι, παίρνουμε:

$$\frac{\partial T\rho}{\partial t} + \frac{\partial (Tu\rho)}{\partial x} + \frac{\partial (Tv\rho)}{\partial y} + \frac{\partial (Tw\rho)}{\partial z} = -\frac{RT\rho}{c_v} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\rho}{c_v} \cdot \frac{dq}{dt} \quad (7.26)$$

Έπειτα, ολοκληρώνουμε κατάλληλα την τελευταία σχέση, ώστε να αναφέρεται στον μέσο άνεμο:

$$\frac{\partial \bar{T}\rho}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{T}u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{T}v\rho)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{T}w\rho)}{\partial z} = -\frac{\bar{R}\bar{T}\rho}{c_v} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + \frac{\rho}{c_v} \cdot \frac{dq}{dt} \Rightarrow \quad (7.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}\rho}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{T}u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{T}v\rho)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{T}w\rho)}{\partial z} = & -\frac{\bar{R}\bar{T}\rho}{c_v} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) + \frac{\rho}{c_v} \cdot \frac{dq}{dt} - \frac{\partial (\bar{T}'u'\rho)}{\partial x} \\ & - \frac{\partial (\bar{T}'v'\rho)}{\partial y} - \frac{\partial (\bar{T}'w'\rho)}{\partial z} - \frac{\bar{R}\bar{T}\rho}{c_v} \left(\frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (7.28)$$

Για την κινητική ενέργεια, θα έχουμε:

$$E_k = \frac{1}{2} \rho (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) = \frac{1}{2} \rho \left((\bar{u} + u')^2 + (\bar{v} + v')^2 + (\bar{w} + w')^2 \right) \Rightarrow \quad (7.29)$$

$$E_k = \frac{1}{2} \rho \left[(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) + (\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2) \right] \quad (7.30)$$

Ο δεύτερος όρος στην τελευταία σχέση παριστάνει την τυρβώδη κινητική ενέργεια.

7.4 Κ-Θεωρία και μήκος ανάμειξης

Οι αναταρακτικές κινήσεις που λαμβάνουν χώρα στην τυρβώδη ροή μπορεί να θεωρηθεί ότι προσομοιάζουν στις τυχαίες μοριακές κινήσεις της στρωτής ροής. Με άλλα λόγια, μπορούμε χονδρικά να δεχτούμε ότι οι τυρβώδεις κινήσεις είναι το μακροσκοπικό ανάλογο των άτακτων κινήσεων Brown. Τότε, τηρουμένων των αναλογιών, στη θέση του συντελεστή ιξώδους που χρησιμοποιήσαμε στη σχέση για τη διατμητική τάση κατά τη διεύθυνση x , θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν τα μακροσκοπικά ανάλογα, δηλαδή οι συντελεστές A_x και A_y , κατά τις διευθύνσεις x και y , αντίστοιχα. Πρόκειται για τους λεγόμενους «συντελεστές ανταλλαγής» που εισήγαγε ο Schmidt, οι οποίοι εκφράζουν χονδρικά την κατακόρυφη μεταφορά ορμής στην τυρβώδη κίνηση. Επομένως, αντί για τη σχέση:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (7.31)$$

που μελετήσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, θα χρησιμοποιήσουμε τις:

$$\tau_{zx}' = A_x \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\overline{\rho u' w'} \quad (7.32)$$

και

$$\tau_{zy}' = A_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\overline{\rho v' w'} \quad (7.33)$$

Την παραπάνω θεωρία επέκτεινε ακόμη περισσότερο ο Prandtl, σύμφωνα με τον οποίο, κατ' αναλογία με την ελεύθερη διαδρομή των μορίων στη μοριακή κίνηση, μπορούμε να ορίσουμε το μήκος ανάμειξης L . Πρόκειται για το μήκος που πρέπει να διανύσει ένας στρόβιλος, ώστε να χάσει την αρχική του ορμή. Ειδικότερα, κάθε μικρός στρόβιλος θα μεταφέρει κατά μέσο όρο κατά τη διεύθυνση x την ορμή του από τη στάθμη $z+L$ στη στάθμη z . Καθώς η ορμή αυτή προκαλεί στιγμιαία μεταβολή της ταχύτητας στο νέο περιβάλλον, θα απορροφηθεί αμέσως. Επομένως, η στιγμιαία ταχύτητα u και η διαταραχή της θα συνδέονται με τη σχέση:

$$u = \bar{u}_z + u' = \bar{u}_{z+L} \Rightarrow \quad (7.34)$$

$$u' = \bar{u}_{z+L} - \bar{u}_z \quad (7.35)$$

Όμως, επειδή είναι:

$$\bar{u}_{z+L} = \bar{u}_z + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz = \bar{u}_z + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} L \quad (7.36)$$

παίρνουμε τελικά:

$$u' = L \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (7.37)$$

$$\tau_{zx}' = -\overline{\rho u' w'} = -\overline{\rho w' L \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad (7.38)$$

Ωστόσο, η παρατήρηση δείχνει ότι τα μεγέθη u' , v' και w' έχουν περίπου την ίδια τάξη μεγέθους. Μπορούμε, επομένως, να δεχτούμε προσεγγιστικά ότι ισχύει:

$$u' = -w' = L \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (7.39)$$

όπου το αρνητικό πρόσημο δηλώνει ότι τα u' και z_1 είναι αντίρροπα, αν το w' λαμβάνεται θετικό, όταν η κίνηση γίνεται προς τα πάνω. Τότε, η τυρβώδης τάση παίρνει τη μορφή:

$$\tau'_{zx} = -\rho \overline{u'w'} = \rho L_x^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \quad (7.40)$$

όπου η ποσότητα L_x παριστάνει το μέσο μήκος ανάμειξης, δηλαδή την τετραγωνική ρίζα του μέσου τετραγώνου του μήκους ανάμειξης. Συνδυάζοντας τα παραπάνω, προκύπτει η τιμή του συντελεστή A_x :

$$A_x = \rho L_x^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \rho K_x \quad (7.41)$$

όπου η σταθερά:

$$K_x = \frac{A_x}{\rho} \quad (7.42)$$

παριστάνει τον κινηματικό συντελεστή τύρβης και εξαρτάται από το ύψος. Με παρόμοιο τρόπο υπολογίζεται και ο συντελεστής A_y που ισούται με:

$$A_y = \rho L_y^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \rho K_y \quad (7.43)$$

όπου:

$$K_y = \frac{A_y}{\rho} \quad (7.44)$$

Μπορούμε, τώρα, να ξαναγράψουμε τις τυρβώδεις δυνάμεις με τη μορφή:

$$F'_{zx} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zx}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_x \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (7.45)$$

$$F'_{zy} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau'_{zy}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (7.46)$$

7.5 Η ροή στο επιφανειακό στρώμα

Δεχόμαστε αρχικά ότι μέσα στο επιφανειακό στρώμα επικρατεί αντιστάθμιση των δυνάμεων, δηλαδή η συνισταμένη τους είναι μηδενική και επομένως η ροή πραγματοποιείται με σταθερή ταχύτητα. Η παρατήρηση δείχνει ότι στην κατώτερη τροπόσφαιρα (μέχρι τα 50 m περίπου) οι οριζόντιες τυρβώδεις διατμητικές τάσεις τ_{zx}' και τ_{zy}' δεν παρουσιάζουν σημαντική κατακόρυφη μεταβολή. Κατά συνέπεια, οι τυρβώδεις δυνάμεις F_{zx}' και F_{zy}' είναι σταθερές. Μπορούμε, λοιπόν, να συμπεράνουμε ότι η ροή θα έχει σταθερή διεύθυνση. Η διεύθυνση μπορεί να μεταβληθεί, αν προκύψει σημαντική κατακόρυφη μεταβολή στις οριζόντιες τάσεις Reynolds. Αν ο άξονας x συμπίπτει με την κατεύθυνση της διατμητικής τάσης, έχουμε:

$$\tau_{zx}' = -\rho \overline{u'w'} = \rho L_x^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \Rightarrow \quad (7.47)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{1}{L_x} \sqrt{\frac{\tau_{zx}'}{\rho}} \quad (7.48)$$

Στην τελευταία σχέση, η ρίζα έχει διαστάσεις ταχύτητας και καλείται «ταχύτητα τριβής» u_* :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_{zx}'}{\rho}} \quad (7.49)$$

Σύμφωνα με τον von Karman, σε ευσταθές επιφανειακό στρώμα, το μήκος ανάμειξης είναι ανάλογο του ύψους z , δηλαδή:

$$L_x = kz \quad (7.50)$$

όπου k είναι η σταθερά von Karman, που ισούται με 0,4. Συνδυάζοντας τα παραπάνω και μετά από ολοκλήρωση, παίρνουμε:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (7.51)$$

Επομένως, βρήκαμε ότι μέσα στο επιφανειακό στρώμα το μέτρο του ανέμου μεταβάλλεται λογαριθμικά με το ύψος. Υπάρχει, μάλιστα, κάποιο ύψος z_0 μέχρι το οποίο $\bar{u} = 0$. Το ύψος αυτό καλείται «παράμετρος τραχύτητας» και εξαρτάται από το ύψος και τη φύση του εδάφους. Για έδαφος καλυμμένο από άμμο λαμβάνει την τιμή 0,1 cm, για έδαφος με έντονη βλάστηση είναι 10 cm, ενώ για ένα δάσος η τιμή μπορεί να φτάσει μέχρι τα 100 cm. Στον Πίνακα 7.1 δίνονται χαρακτηριστικές τιμές της παραμέτρου τραχύτητας για διάφορα εδάφη.

Πίνακας 7.1: Χαρακτηριστικές τιμές της παραμέτρου τραχύτητας για διάφορα εδάφη.

Κατηγορία	Είδος επιφάνειας	z_0 (m)
1	Εκτενείς υδάτινες επιφάνειες	$10^{-5} - 10^{-2}$
2	Χαμηλή βλάστηση	0,01 – 0,05
3	Επίπεδη επιφάνεια, με σίτια, δέντρα και χαμηλή βλάστηση	0,05 – 0,10
4	Ψηλή βλάστηση, διάσπαρτα σίτια	0,10 – 0,30
5	Άλση και δάση	0,30 – 0,50
6	Αστικές περιοχές	0,50 – 1,50

Τα παραπάνω επαληθεύονται στην πράξη, όταν στην ατμόσφαιρα επικρατεί ουδέτερη ισορροπία, όπου η ανατάραξη είναι αποτέλεσμα μηχανικών διεργασιών, δηλαδή οφείλεται στην παρεμπόδιση της ροής του ανέμου από το ανάγλυφο. Όταν, όμως, επικρατεί αστάθεια, η ανατάραξη οφείλεται κυρίως σε θερμικά αίτια. Αντιθέτως, στην ευστάθεια, η ανατάραξη παρεμποδίζεται. Έτσι, σε περιπτώσεις ευστάθειας και αστάθειας, είμαστε υποχρεωμένοι να καταφύγουμε σε εμπειρικές σχέσεις, όπως η παρακάτω:

$$\bar{u} = \bar{u}_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m \quad (7.52)$$

όπου ο εκθέτης m παίρνει τιμές από 0 έως 1.

Μία ακόμη εμπειρική σχέση είναι αυτή του Deacon:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz_0} \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\beta} \quad (7.53)$$

όπου η παράμετρος β εκφράζει την κατακόρυφη ισορροπία της ατμόσφαιρας και εξαρτάται από την παράμετρο Ri του Richardson και την ταχύτητα του ανέμου.

7.6 Η ροή στο στρώμα Ekman

Για τη μελέτη του ανέμου στο στρώμα Ekman, πρέπει να κάνουμε μία σειρά από παραδοχές:

- Η μέση ροή είναι οριζόντια, επομένως $\bar{w} = 0$.
- Στο ίδιο οριζόντιο επίπεδο, η μεταβολή του μέσου ανέμου είναι πολύ μικρή. Επομένως, από τις τάσεις Reynolds κρατούμε μόνο την τ'_{zx} και την τ'_{zy} .
- Η συνισταμένη των τριών δυνάμεων που καθορίζουν τη ροή (Coriolis, πίεση και τυρβώδης δύναμη) είναι μηδενική. Επομένως, υπάρχει αντιστάθμιση και η ροή γίνεται με σταθερή ταχύτητα.
- Οι κινηματικοί συντελεστές τύρβης K_x και K_y είναι ίσοι μεταξύ τους και ανεξάρτητοι από το ύψος.
- Ο γεωστροφικός άνεμος είναι σταθερός.

Υπό τις παραπάνω προϋποθέσεις, οι εξισώσεις κίνησης παίρνουν τη μορφή:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f \bar{v} + \frac{\partial \tau'_{zx}}{\partial z} = 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho f \bar{u} + \frac{\partial \tau'_{zy}}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (7.54)$$

Στη συνέχεια, προσθέτουμε τις δύο εξισώσεις κατά μέλη, αφού προηγουμένως πολλαπλασιάσουμε τη δεύτερη με $i = \sqrt{-1}$. Έτσι, παίρνουμε:

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x} + i \frac{\partial p}{\partial y} \right) - \rho f i (\bar{u} + i \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial z} (\tau'_{zx} + i \tau'_{zy}) = 0 \Rightarrow \quad (7.55)$$

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x} + i\frac{\partial p}{\partial y}\right) - \rho f i(\bar{u} + i\bar{v}) + \rho k \frac{\partial^2}{\partial z^2}(\bar{u} + i\bar{v}) = 0 \Rightarrow \quad (7.56)$$

Αν ο άξονας x είναι κατά μήκος των ισοβαρών και έχει φορά τέτοια, ώστε για τον γεωστροφικό άνεμο να ισχύει $u_g > 0$, είναι:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial y} = -\rho f u_g \end{array} \right\} \quad (7.57)$$

Επομένως, θα ισχύει:

$$\frac{d^2}{dz^2}(\bar{u} + i\bar{v} - u_g) - \frac{if}{k}(\bar{u} + i\bar{v} - u_g) = 0 \quad (7.58)$$

Σημειώνεται ότι στην τελευταία σχέση η μερική παράγωγος αντικαταστάθηκε από την ολική, διότι το z είναι η μόνη ανεξάρτητη μεταβλητή. Λύνουμε, τώρα, τη δευτεροβάθμια εξίσωση για τις οριακές συνθήκες:

$$\left\{ \begin{array}{l} z = 0, \quad \bar{u} + i\bar{v} = 0 \\ z = \infty, \quad \bar{u} + i\bar{v} = u_g \end{array} \right\} \quad (7.59)$$

Έτσι, προκύπτει:

$$\bar{u} + i\bar{v} - u_g = A \exp\left(\frac{ifz}{k}\right) + B \exp\left(\frac{-ifz}{k}\right) \quad (7.60)$$

Για τον υπολογισμό των σταθερών A και B , λαμβάνουμε υπόψη ότι:

$$\sqrt{i} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \quad (7.61)$$

και θέτουμε:

$$a = \sqrt{\frac{f}{2k}} \quad (7.62)$$

Άρα, παίρνουμε:

$$\bar{u} + i\bar{v} - u_g = A \exp[a(1+i)z] + B \exp[-a(1+i)z] \quad (7.63)$$

Έτσι:

- για $z = \infty$, $A = 0$ και
- για $z = 0$, $B = -u_g$

Εξισώνουμε, έπειτα, τα πραγματικά και τα φανταστικά μέρη:

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= u_g (1 - e^{-az} \cos az) \\ \bar{v} &= u_g e^{-az} \sin az \end{aligned} \right\} \quad (7.64)$$

Η διεύθυνση του ανέμου σε σχέση με τις ισοβαρείς θα δίνεται από:

$$\tan \theta = \frac{\bar{v}}{\bar{u}} = \frac{e^{-az} \sin az}{1 - e^{-az} \cos az} \quad (7.65)$$

Όταν $z \rightarrow 0$, τότε $\bar{u} \rightarrow 0$ και $\bar{v} \rightarrow 0$ και η γωνία είναι απροσδιόριστη. Για την άρση της απροσδιοριστίας, χρησιμοποιούμε τον κανόνα L' Hopital και βρίσκουμε ότι για $z \rightarrow 0$ είναι $\theta = 45^\circ$. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι στην επιφάνεια του εδάφους ο άνεμος σχηματίζει γωνία 45° με τις ισοβαρείς και κατευθύνεται προς τις χαμηλές πιέσεις. Η ένταση του ανέμου αυτού αυξάνεται μονότονα με το ύψος και, όταν $z = \pi \sqrt{2K/f}$, γίνεται γεωστροφικός. Συνολικά, μπορούμε να πούμε ότι στο Β. Ημισφαίριο ο άνεμος στρέφεται καθ' ύψος, σύμφωνα με τη φορά κίνησης των δεικτών του ρολογιού. Έτσι, ο οδογράφος του ανέμου εμφανίζει για τα διάφορα ύψη μία χαρακτηριστική καμπύλη που είναι γνωστή ως «σπείρα του Ekman».

Τα παραπάνω αποτελούν μία αρκετά ικανοποιητική προσέγγιση της πραγματικότητας, αν και δεν λείπουν οι αποκλίσεις. Αυτές εμφανίζονται συνήθως πάνω από τα 400 m, όπου καταρρίπτεται η αρχική μας παραδοχή ότι οι οριζόντιες προβολές της πίεσης παραμένουν σταθερές με το ύψος.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος.
- Κατσούλης Β. (1990) Μηχανική των ρευστών. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσιούλης Β. (1994) Στοιχεία Φυσικής Περιβάλλοντος. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μεταξάς Δ. και Μπαρτζώκας Α. (1993) Εισαγωγή στη Δυναμική Μετεωρολογία. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μπλούτσος Α.Α. (1998) Φυσική Κλιματολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Batchelor G.K. (1959) The theory of homogeneous turbulence. Cambridge Science Classics.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- Frisch U. (1995) Turbulence. The legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press.
- Garratt J.R. (1992) The atmospheric boundary layer. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.
- Jovanovic J. (2004) The statistical dynamics of turbulence. Springer.
- Kaimal J.C and Finnigan J.J. (1994) Atmospheric boundary layer flows. Their structure and measurements. Oxford University Press.
- Lynch A.H. and Cassano J.J. (2006) Applied atmospheric dynamics. Wiley.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
- Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
- Panofsky H.A. and Dutton J.A. (1984) Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications. Wiley–Blackwell.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.
- Stull R.B. (1988) An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers.
- Wyngaard J.C. (2010) Turbulence in the atmosphere. Cambridge University Press.

Λυμένα παραδείγματα

1. Έστω ότι η μέση ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 2 m από το έδαφος είναι 2 m/s και σε ύψος 4 m αυξάνεται στα 4 m/s. Να υπολογιστούν η παράμετρος τραχύτητας του εδάφους και ο κινηματικός συντελεστής τύρβης K σε ύψος 2 m.

Λύση

Η σχέση της λογαριθμικής μεταβολής του ανέμου με το ύψος μπορεί να γραφεί για τα δύο ύψη z_1 και z_2 ως εξής:

$$\bar{u}_1 = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_1}{z_0}$$

$$\bar{u}_2 = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_0}$$

Όμως, θα είναι:

$$\bar{u}_2 - \bar{u}_1 = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_0} - \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_1}{z_0} = \frac{u_*}{k} \left(\ln \frac{z_2}{z_0} - \ln \frac{z_1}{z_0} \right) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_1}$$

και

$$\frac{\bar{u}_2 - \bar{u}_1}{\bar{u}_1} = \frac{\frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_1}}{\frac{u_*}{k} \ln \frac{z_1}{z_0}} \Rightarrow 1 = \frac{\ln \frac{z_2}{z_1}}{\ln \frac{z_1}{z_0}} \Rightarrow \ln \frac{z_2}{z_1} = \ln \frac{z_1}{z_0} \Rightarrow \frac{z_2}{z_1} = \frac{z_1}{z_0} \Rightarrow z_0 = 1m$$

Επίσης, ισχύει:

$$K_x = ku_*z \Rightarrow$$

$$\frac{u_*}{k} = \frac{K_x}{zk^2}$$

Επομένως, σε ύψος 2m θα είναι:

$$\bar{u}_2 - \bar{u}_1 = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_1} = \frac{K_x}{k^2 z_1} \ln \frac{z_2}{z_1} \Rightarrow$$

$$K_x = \frac{(\bar{u}_2 - \bar{u}_1) k^2 z_1}{\ln \frac{z_2}{z_1}} = 0,92 m^2 s^{-1}$$

2. Να υπολογιστεί η τιμή του κινηματικού συντελεστή τύρβης σε ύψος 1 m, αν γνωρίζετε ότι η μέση ταχύτητα του ανέμου στα 4 m είναι 4 m/s και ότι το υποκείμενο έδαφος παρουσιάζει έντονη βλάστηση.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι η παράμετρος τραχύτητας για έδαφος που καλύπτεται από έντονη βλάστηση είναι $z_0 = 10$ cm. Επίσης, η σχέση της λογαριθμικής μεταβολής του ανέμου με το ύψος μπορεί να γραφεί για ύψος z_2 ως εξής:

$$\bar{u}_2 = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z_2}{z_0} \Rightarrow u_* = \frac{k \bar{u}_2}{\ln \frac{z_2}{z_0}}$$

Όμως, σε ύψος z_1 ισχύει:

$$K = k u_* z_1$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, παίρνουμε:

$$K = k \frac{k \bar{u}_2}{\ln \frac{z_2}{z_0}} z_1 = 0,17 m^2 s^{-1}$$

3. Έστω ότι βρισκόμαστε σε γεωγραφικό πλάτος 30° Β και ο κινηματικός συντελεστής τύρβης είναι 10 m^2/s . Να υπολογιστεί το ύψος του οριακού στρώματος.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι στην κορυφή του οριακού στρώματος ο άνεμος εξισώνεται με τον γεωστροφικό και έχει ζωνική διεύθυνση, ενώ ισχύει:

$$z = \pi \sqrt{\frac{2K}{f}} = \pi \sqrt{\frac{2K}{2\Omega \sin \varphi}} = \pi \sqrt{\frac{2 \cdot 10 m^2 s^{-1}}{2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} s^{-1} \sin 30}} = 1647 m$$

4. Έστω ότι βρισκόμαστε σε γεωγραφικό πλάτος 30° Β και οι μέσες εποχικές τιμές του κινηματικού συντελεστή τύρβης είναι 20 m^2/s και 10 m^2/s , αντίστοιχα, για το καλοκαίρι και τον χειμώνα. Να υπολογιστεί η ετήσια διακύμανση του ύψους του οριακού στρώματος.

Λύση

Το ύψος του οριακού στρώματος το καλοκαίρι θα δίνεται από:

$$z_1 = \pi \sqrt{\frac{2K}{f}} = \pi \sqrt{\frac{2K}{2\Omega \sin \varphi}} = \pi \sqrt{\frac{2 \cdot 20 m^2 s^{-1}}{2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} s^{-1} \sin 30}} = 2329 m$$

Το αντίστοιχο ύψος για τον χειμώνα θα είναι:

$$z_1 = \pi \sqrt{\frac{2K}{f}} = \pi \sqrt{\frac{2 \cdot 10}{2\Omega \sin \varphi}} = \pi \sqrt{\frac{2 \cdot 10 m^2 s^{-1}}{2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} s^{-1} \sin 30}} = 1647 m$$

Επομένως, η ετήσια διακύμανση θα είναι $2329 - 1647 = 682 m$.

5. Να υπολογιστούν η διεύθυνση και η ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 200 m, σε γεωγραφικό πλάτος $30^\circ B$, αν γνωρίζετε ότι ο κινηματικός συντελεστής τύρβης είναι $K = 20 m^2/s$ και ο γεωστροφικός άνεμος έχει ταχύτητα 10 m/s.

Λύση

Υπολογίζουμε, αρχικά, την ποσότητα a :

$$a = \sqrt{\frac{f}{2K}} = \sqrt{\frac{2\Omega \sin \varphi}{2K}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 7,27 \times 10^{-5} s^{-1} \sin 30}{2 \cdot 20 m^2 s^{-1}}} = 1,3 \times 10^{-3} m^{-1}$$

Τότε, θα είναι:

$$az = 1,3 \times 10^{-3} m^{-1} \cdot 200 m = 0,26 rad = 15^\circ$$

Μπορούμε, τώρα, να υπολογίσουμε τις συνιστώσες του ανέμου:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u} = u_g (1 - e^{-az} \cos az) \\ \bar{v} = u_g e^{-az} \sin az \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{u} = 10 (1 - e^{-0,26} \cos 15) \\ \bar{v} = 10 e^{-0,26} \sin 15 \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{u} = 2,6 m/s \\ \bar{v} = 2 m/s \end{array} \right\}$$

Άρα, το μέτρο του ανέμου θα είναι:

$$V = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} = 3,3 m/s$$

και η διεύθυνση θα δίνεται από:

$$\tan \theta = \frac{\bar{v}}{\bar{u}} = \frac{2 m/s}{2,6 m/s} = 0,77 \Rightarrow \theta = 37,6^\circ$$

Κεφάλαιο 8: Οι κλίμακες της ατμοσφαιρικής κίνησης

Σύνοψη

Στο κεφάλαιο αυτό, εξετάζονται διαταραχές του ατμοσφαιρικού ρευστού που εξελίσσονται σε διαφορετικές χωρικές και χρονικές κλίμακες, με το ενδιαφέρον μας να επικεντρώνεται στον τρόπο με τον οποίο οι διαταραχές επιδρούν στη διασπορά των ρύπων εντός της ατμόσφαιρας. Έτσι, εξετάζονται: (α) κινήσεις πλανητικής κλίμακας, όπως τα κύματα Rossby, (β) κινήσεις συνοπτικής κλίμακας, δηλαδή οι υφέσεις και οι αντικυκλώνες, (γ) κινήσεις μεσαίας κλίμακας, όπως οι θαλάσσιες/απόγειες αύρες, οι αύρες των ορέων και των κοιλάδων, οι αστικές αύρες, οι αύρες ενδοχώρας και οι αεροχειμαρροι χαμηλού ύψους, (δ) κινήσεις μικρής κλίμακας, όπως η ροή του αέρα γύρω από φυσικά ή τεχνητά εμπόδια και η ροή μέσα σε οδικά φαράγγια. Αξίζει, βεβαίως, να σημειωθεί ότι στη φύση είναι δυνατό να εμφανίζονται ταυτόχρονα διαφορετικές ροές, π.χ. θαλάσσιες αύρες και αύρες κοιλάδων, που μπορούν να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, σχηματίζοντας ισχυρότερες ροές ή εξουδετερώνοντας η μία την άλλη. Συχνά, μάλιστα, η ροή είναι εξαιρετικά πολύπλοκη και περιλαμβάνει κινήσεις διαφορετικής κλίμακας.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να ανατρέξουμε σε ένα βιβλίο Μετεωρολογίας και να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας σχετικά με την πίεση και τον άνεμο.

8 Γενικά

Η κίνηση των αερίων μαζών εντός της ατμόσφαιρας μπορεί να πραγματοποιείται σε διαφορετικές κλίμακες στον χώρο και στον χρόνο. Έτσι, προκύπτουν φαινόμενα ποικίλων χωροχρονικών διαστάσεων που μπορούν να ταξινομηθούν ως εξής:

- **Κινήσεις πλανητικής κλίμακας.** Εδώ περιλαμβάνονται τα μεγάλα τροποσφαιρικά κύματα, με χαρακτηριστικό παράδειγμα τα κύματα Rossby.
- **Κινήσεις μεγάλης (ή συνοπτικής) κλίμακας.** Εδώ ταξινομούνται φαινόμενα με οριζόντια έκταση χιλιάδων επί χιλιάδες χιλιόμετρα, όπως τα βαρομετρικά χαμηλά και υψηλά.
- **Κινήσεις μεσαίας κλίμακας.** Περιλαμβάνονται φαινόμενα με οριζόντια έκταση (α) εκατοντάδων επί εκατοντάδες χιλιόμετρα, όπως τα μελτέμια που πνέουν τους θερινούς μήνες στο Αιγαίο Πέλαγος, (β) δεκάδων επί δεκάδες χιλιόμετρα, όπως οι θαλάσσιες και οι απόγειες αύρες και (γ) χιλιομέτρων επί χιλιόμετρα, όπως οι αστικές αύρες.
- **Κινήσεις μικρής κλίμακας.** Εδώ ανήκουν φαινόμενα με οριζόντιες διαστάσεις εκατοντάδων/δεκάδων επί εκατοντάδες/δεκάδες μέτρα, όπως η κίνηση του αέρα στα αστικά οδικά φαράγγια (street canyons).

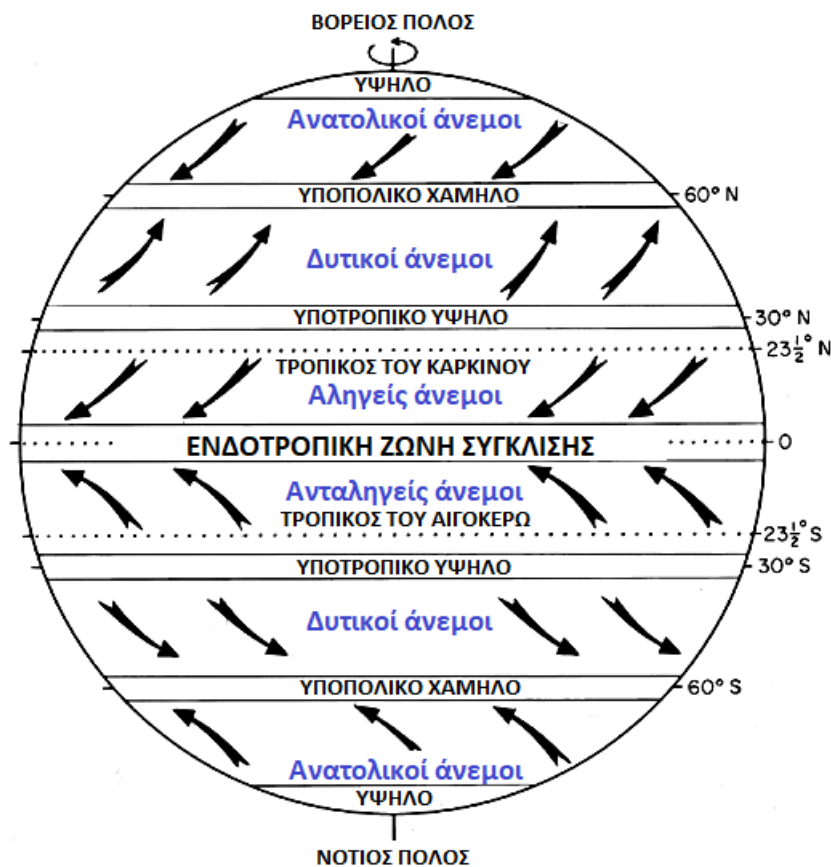
Αντίστοιχη είναι η μεταβολή των διαφόρων φαινομένων στην κλίμακα του χρόνου. Έτσι, τα φαινόμενα μικρής κλίμακας εξελίσσονται πολύ γρήγορα και διαρκούν από λεπτά έως ώρες, τα φαινόμενα μεσαίας κλίμακας διαρκούν από ώρες μέχρι ημέρες και τα αντίστοιχα μεγάλης κλίμακας από ημέρες έως εβδομάδες.

Στις ενότητες που ακολουθούν, θα εξετάσουμε διαταραχές του ατμοσφαιρικού ρευστού διαφορετικής κλίμακας, επικεντρώνοντας την προσοχή μας στον τρόπο με τον οποίο διαμορφώνουν τη διασπορά των ρύπων εντός της ατμόσφαιρας.

8.1 Κινήσεις πλανητικής κλίμακας

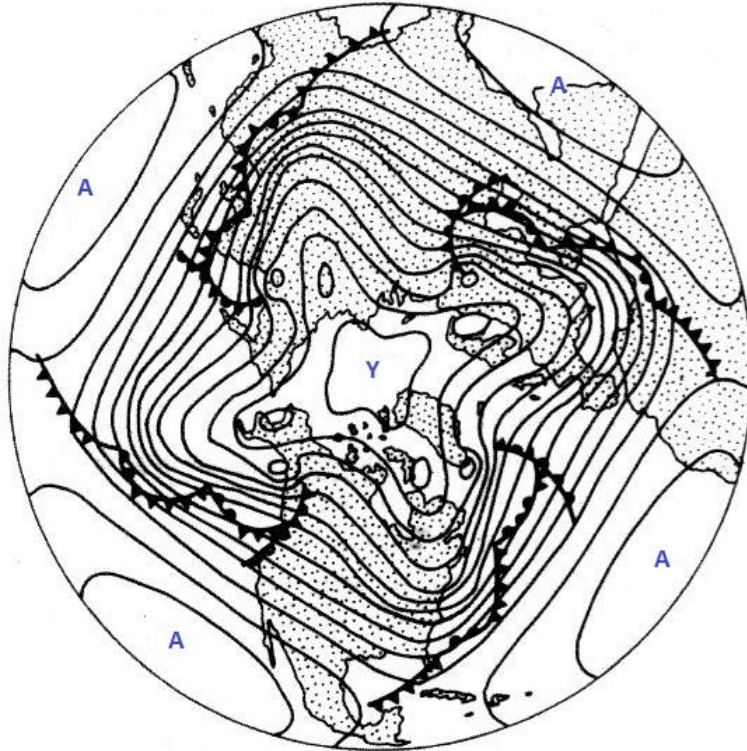
Αν η επιφάνεια της Γης ήταν ομοιόμορφη και ομοιογενής, θα υπήρχε ομοιομορφία ως προς την κατανομή της πίεσης και του πεδίου των ανέμων (Σχήμα 8.1). Στον Ισημερινό, θα καταγράφονταν χαμηλές πιέσεις, ενώ στις υποτροπικές περιοχές, δηλαδή σε γεωγραφικά πλάτη 25° - 30° βόρεια και νότια του Ισημερινού, θα επικρατούσαν υψηλές πιέσεις. Έτσι, υπό την επίδραση της δύναμης Coriolis, οι άνεμοι στο Β. Ημισφαίριο θα

έπνεαν από τις υποτροπικές περιοχές στον Ισημερινό με διεύθυνση ΒΑ ή Α. Πράγματι, οι άνεμοι αυτοί, που είναι γνωστοί ως «αληγείς», πνέουν στη ζώνη των ισημερινών νηνεμιών με χαμηλή ταχύτητα και αποτελούν το σταθερότερο σύστημα της γενικής κυκλοφορίας της ατμόσφαιρας. Αντιστρόφως, στο Ν. Ημισφαίριο, πνέουν οι «ανταληγείς άνεμοι», με διεύθυνση ΒΔ ή Δ. Σε πλάτη 55°-60° βόρεια και νότια του Ισημερινού, θα υπήρχε μία ζώνη χαμηλών πιέσεων και έτσι οι άνεμοι στα μεσαία γεωγραφικά πλάτη θα έπνεαν από δυτικές διευθύνσεις. Πρόκειται για τους λεγόμενους «δυτικούς» ανέμους, που στο Ν. Ημισφαίριο εμφανίζουν μεγαλύτερη σταθερότητα. Αξίζει να σημειωθεί ότι η κίνηση των δυτικών ανέμων στην ανώτερη τροπόσφαιρα δεν είναι ευθύγραμμη, αλλά κυματοειδής κατά γεωγραφικό πλάτος. Διατρέχει όλη την έκταση του κάθε ημισφαιρίου, σχηματίζοντας τα λεγόμενα «μακρά κύματα» ή «κύματα Rossby», που αποτελούν μία από τις χαρακτηριστικότερες μορφές πλανητικών ανέμων (Σχήμα 8.2). Τέλος, στους πόλους θα επικρατούσαν υψηλές πιέσεις και αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα στα ανώτερα γεωγραφικά πλάτη να πνέουν άνεμοι από ανατολικές διευθύνσεις.



Σχήμα 8.1: Η κυκλοφορία της ατμόσφαιρας για ομοιογενή και ομοιόμορφη Γη. Η εικόνα αποτελεί εξιδανίκευση της πραγματικότητας, καθώς οι ωκεανοί διακόπτονται από τις ηπείρους με ακανόνιστο τρόπο.

Βεβαίως, τα παραπάνω αποτελούν εξιδανίκευση της πραγματικότητας, διότι η επιφάνεια της Γης είναι ανομοιογενής και ανομοιόμορφη, αφού οι ωκεανοί διακόπτονται από τις ηπείρους με ακανόνιστο τρόπο. Έτσι, οι παραπάνω ζώνες υψηλών/χαμηλών πιέσεων διακόπτονται από την παρουσία των ηπείρων και περιορίζονται πάνω από τους ωκεανούς, όπου σχηματίζονται μόνιμα συστήματα πίεσης.



Σχήμα 8.2: Χάρτης των ισοβαρών καμπυλών στη στάθμη των 500 mb, όπου διακρίνονται 4 κύματα Rossby. Ο αριθμός τους μπορεί να κυμαίνεται από 3-6.

8.2 Κινήσεις μεγάλης (συνοπτικής) κλίμακας

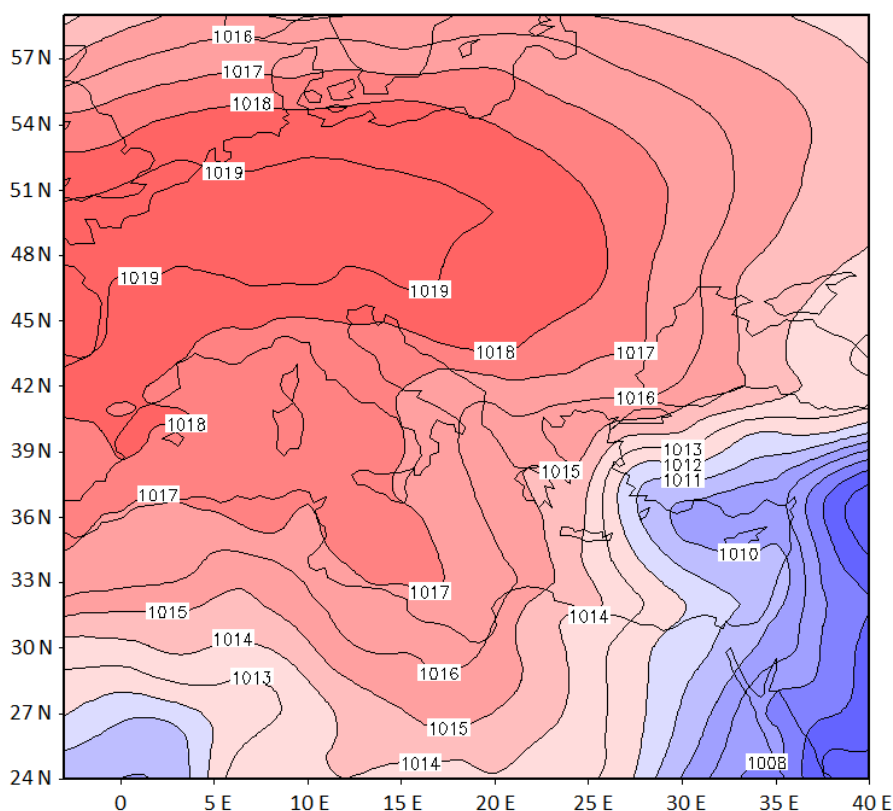
Όπως γνωρίζουμε, σε έναν αντικυκλώνα, οι ισοβαρείς καμπύλες είναι κλειστές, σε σχήμα κύκλου ή έλλειψης, με την πίεση να ελαττώνεται από το κέντρο προς την περιφέρεια. Έτσι, οι άνεμοι κατευθύνονται από το κέντρο προς την περιφέρεια του συστήματος, τέμνοντας τις ισοβαρείς στην επιφάνεια του εδάφους. Στις περιοχές που καλύπτονται από έναν αντικυκλώνα επικρατεί συνήθως ηλιοφάνεια και πνέουν άνεμοι χαμηλής έντασης. Στο κέντρο των αντικυκλώνων καταγράφεται καθίζηση των αερίων μαζών, με αποτέλεσμα τη δημιουργία αντικυκλωνικών αναστροφών. Όσον αφορά τη διάχυση των ατμοσφαιρικών ρύπων, στις αντικυκλωνικές συνθήκες οι αέριες μάζες παραμένουν λιμνάζουσες, γεγονός που σε συνδυασμό με τον κακό εξαερισμό οδηγεί σε συσσώρευση της ρύπανσης κοντά στις πηγές της. Παράλληλα, τη συσσώρευση ατμοσφαιρικών ρύπων επιτείνουν και οι αναστροφές που εμφανίζονται στο κέντρο των αντικυκλώνων. Καθώς τα συστήματα αυτά παρουσιάζουν συνήθως μεγάλη εμμονή, με τη διάρκειά τους να φτάνει τις αρκετές ημέρες, μπορούν να συνδέονται με σοβαρά επεισόδια ατμοσφαιρικής ρύπανσης στα μεγάλα αστικά κέντρα.

Από την άλλη μεριά, σε ένα βαρομετρικό χαμηλό, οι ισοβαρείς είναι κλειστές καμπύλες, σε σχήμα κύκλου ή έλλειψης, με την πίεση να αυξάνεται από το κέντρο προς την περιφέρεια και τους ανέμους να κατευθύνονται από την περιφέρεια του συστήματος προς το κέντρο. Χαρακτηριστική περίπτωση συστήματος χαμηλών πιέσεων είναι οι υφέσεις, που αποτελούνται από έναν θερμό και έναν ψυχρό τομέα. Εμφανίζονται κυρίως τον χειμώνα (και δευτερευόντως τις μεταβατικές εποχές του έτους) και διατρέχουν γρήγορα τα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, προκαλώντας άστατο καιρό. Αν συμβεί να διέλθει πάνω από μία περιοχή ο θερμός τομέας μίας ύφεσης, τότε δημιουργείται αναστροφή θερμού αέρα, που μπορεί να οδηγήσει σε συσσώρευση ατμοσφαιρικών ρύπων και επιβάρυνση της ατμοσφαιρικής ποιότητας. Η κατάσταση αποκλιμακώνεται με τη διέλευση του ψυχρού τομέα της ύφεσης. Το ψυχρό μέτωπο απομακρύνει τους ρύπους είτε κατά την οριζόντια διεύθυνση, με τη βοήθεια του ανέμου, είτε προκαλώντας απόθεσή τους στο έδαφος, με τον υετό που δύναται να προκύψει.

8.3 Κινήσεις μεσαίας κλίμακας

8.3.1 Ετησίες

Οι ετησίες είναι άνεμοι που είναι ευρέως γνωστοί με την ονομασία «μελτέμια». Έχουν διεύθυνση ΒΑ έως ΒΔ και πνέουν στο Αιγαίο Πέλαγος κατά τους θερινούς μήνες, με τη μεγαλύτερη συχνότητα να καταγράφεται από τα μέσα Ιουλίου μέχρι τα μέσα Σεπτεμβρίου. Είναι αποτέλεσμα του πεδίου των πιέσεων που σχηματίζεται από το θερινό ελάχιστο των Ινδιών και την επέκταση του Αντικυκλώνα των Αζορών κάποιες φορές μέχρι και τη Βαλκανική Χερσόνησο (Σχήμα 8.3). Η έντασή τους είναι ισχυρή και μπορεί να φτάνει μέχρι και τη βαθμίδα της θύελλας, προκαλώντας ισχυρό κυματισμό στις θάλασσες και καλό εξαερισμό³⁵ της ατμόσφαιρας. Έτσι, όταν πνέουν οι ετησίες, σπάνια καταγράφονται επεισόδια ατμοσφαιρικής ρύπανσης.



Σχήμα 8.3: Οι ετησίες είναι αποτέλεσμα συνδυασμού της επέκτασης του Αντικυκλώνα των Αζορών μέχρι τη Βαλκανική Χερσόνησο και του θερινού χαμηλού των Ινδιών (Πηγή: Paschalidou and Kassomenos, 2016).

8.3.2 Θαλάσσιες αύρες

Οι αύρες είναι ημερήσιοι άνεμοι που δημιουργούνται εξαιτίας της διαφορετικής θέρμανσης που παρατηρείται μεταξύ ξηράς και θάλασσας (ή μεταξύ ορεινών και πεδινών περιοχών στην περίπτωση της αύρας των ορέων και των κοιλάδων), τόσο κατά τη διάρκεια της ημέρας όσο και της νύχτας.

Ειδικότερα, αν σε μία παράκτια περιοχή ο καιρός είναι αίθριος και ήπιος, μετά την ανατολή του Ήλιου ξεκινά η θέρμανση της επιφάνειας. Όμως, η θέρμανση της ξηράς συντελείται γρηγορότερα και εντονότερα σε σχέση με την αντίστοιχη της θάλασσας. Αυτό οφείλεται πρωτίστως στη μεγαλύτερη θερμοχωρητικότητα που έχει το νερό σε σχέση με το έδαφος, αλλά και σε άλλους παράγοντες, όπως η μεγάλη διαπερατότητα του νερού, που επιτρέπει τη διείσδυση της ηλιακής ακτινοβολίας σε μεγάλα βάθη, ο

³⁵ Θυμηθείτε ότι ως «παράμετρος εξαερισμού» ορίζεται το γινόμενο του πάχους του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος επί το μέτρο της ταχύτητας του μέσου ανέμου κατά την οριζόντια διεύθυνση.

κυματισμός, που μεταφέρει τη θερμότητα και έχει ως αποτέλεσμα να θερμαίνεται μεγαλύτερη μάζα νερού, η μεγαλύτερη εξάτμιση που πραγματοποιείται από την επιφάνεια της θάλασσας σε σχέση με την αντίστοιχη της ξηράς κλπ. Έτσι, 2-3 ώρες μετά την ανατολή του Ήλιου, η ατμοσφαιρική πίεση πάνω από την ξηρά γίνεται μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη πάνω από τη θάλασσα. Κατά συνέπεια, σχηματίζεται ένα αέριο ρεύμα που κατευθύνεται από τη θάλασσα προς την ξηρά. Ο άνεμος αυτός δεν είναι άλλος από τη θαλάσσια αύρα, που ενισχύεται μέχρι τις πρώτες απογευματινές ώρες και στη συνέχεια εξασθενεί μέχρι τις πρώτες νυχτερινές ώρες, οπότε και παύει να πνέει. Εύκολα αντιλαμβάνεται κάποιος ότι η θαλάσσια αύρα εμφανίζει τη μεγαλύτερη έντασή της, όταν καταγράφεται η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ ξηράς και θάλασσας, δηλαδή κατά τις πρώτες μεσημβρινές ώρες. Η θαλάσσια αύρα έχει διεύθυνση κάθετη στην ακτογραμμή και, ανάλογα με το ανάγλυφο, μπορεί να εισχωρεί 20-40 Km εντός της στεριάς. Κατά την κατακόρυφη διεύθυνση, μπορεί να εκτείνεται μέχρι και τα 500 m³⁶. Συνολικά, παρατηρείται μία κλειστού τύπου κυκλοφορία, καθώς σε μεγαλύτερα ύψη παρατηρείται ροή αέρα από τη στεριά προς τη θάλασσα.

Κατά τις νυχτερινές ώρες, ξεκινά η ψύξη της ξηράς και της θάλασσας. Όμως, η θάλασσα ψύχεται πιο αργά, καθιστώντας την πίεση πάνω από την επιφάνειά της μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη πάνω από τη στεριά. Κατά συνέπεια, δημιουργείται ρεύμα αέρα που πνέει από τη στεριά προς τη θάλασσα. Ο άνεμος αυτός, που συνεχίζει να πνέει μέχρι την ανατολή του Ήλιου, είναι η απόγειος αύρα. Τόσο το ύψος όσο και η ένταση αυτής της αύρας έχουν χαμηλότερη τιμή από τα αντίστοιχα μεγέθη της θαλάσσιας αύρας, καθώς τη νύχτα η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ ξηράς και θάλασσας δεν είναι μεγάλη. Έτσι, οι οριζόντιες διαστάσεις της απόγειου αύρας είναι της τάξης μερικών χιλιομέτρων, ενώ η κατακόρυφη έκτασή της περιορίζεται στα 100-300 m. Η κλειστή κυκλοφορία συμπληρώνεται από μία αντίθετη ροή, από τη θάλασσα προς την ξηρά, που παρατηρείται σε μεγαλύτερο ύψος.

Όπως είναι αναμενόμενο, οι αύρες επηρεάζουν έντονα τη διασπορά της ατμοσφαιρικής ρύπανσης στις παράκτιες περιοχές. Σε πολλές περιπτώσεις, όπως π.χ. στην περίπτωση του Λος Άντζελες, η κλειστή κυκλοφορία της θαλάσσιας αύρας προκαλεί αποσυμφόρηση της ατμόσφαιρας από ρύπους, συμβάλλοντας σημαντικά στη βελτίωση της ποιότητας του ατμοσφαιρικού αέρα. Ωστόσο, η επίδραση της θαλάσσιας αύρας δεν είναι πάντοτε ευεργετική. Απουσία ισχυρής βαθμίδας πίεσης, η αναστροφή της κυκλοφορίας της θαλάσσιας/απόγειου αύρας μπορεί να οδηγήσει στην υποβάθμιση της ποιότητας του αέρα.

Στην Ελλάδα, ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η αύρα της Αττικής, που στην πραγματικότητα αποτελεί ένα σύνθετο σύστημα αποτελούμενο από τρεις επιμέρους αύρες, δηλαδή τη θαλάσσια αύρα του λεκανοπεδίου των Αθηνών, τη θαλάσσια αύρα του Θριασίου Πεδίου και την αντίστοιχη των Μεσογείων. Εξ αυτών, οι δύο πρώτες έχουν κατεύθυνση BBA-NNΔ και B-N, αντίστοιχα, ενώ η τρίτη A-Δ. Το μέγιστο ύψος της θαλάσσιας αύρας του λεκανοπεδίου των Αθηνών είναι 700-800 m, ενώ η οριζόντια έκτασή της είναι περίπου 50 Km. Μπορεί να αναπτύσσεται, εκτός από το καλοκαίρι, και κατά τη διάρκεια της ψυχρής περιόδου, εξαιτίας της υψηλής ηλιοφάνειας που καταγράφεται στην περιοχή ακόμη και κατά τους χειμερινούς μήνες του έτους, αλλά και της μεγάλης έκτασης του οικιστικού ιστού, σε συνδυασμό με την απουσία πρασίνου στο λεκανοπέδιο. Όσον αφορά τη θαλάσσια αύρα του Θριασίου Πεδίου, αυτή έχει οριζόντια έκταση περίπου 15 Km και είναι αβαθής, διότι η Σαλαμίνα φράσσει την έξοδο του κόλπου της Ελευσίνας. Η δε αύρα της πεδιάδας των Μεσογείων έχει οριζόντια έκταση 80-90 Km και ύψος πολλαπλάσιο από τις δύο προηγούμενες.

Ο ρόλος του συστήματος της θαλάσσιας αύρας της Αττικής είναι σημαντικός για τη διασπορά των ρύπων, καθώς κατά τη διάρκεια της ημέρας απομακρύνει τους ρύπους από το κέντρο προς τα βόρεια προάστια. Κατά τη διάρκεια της νύχτας, οι ρύποι μεταφέρονται με την απόγειο αύρα προς τη θάλασσα, όπου παραμένουν μέχρι το επόμενο πρωί. Μπορούν, στη συνέχεια, να επιστρέφουν με τη θαλάσσια αύρα στο κέντρο της πόλης, αυξάνοντας το δυναμικό ατμοσφαιρικής ρύπανσης στο λεκανοπέδιο.

Εξυπακούεται ότι, τηρουμένων των αναλογιών, ημερήσιες και νυχτερινές αύρες μπορούν να σχηματίζονται στα ακρωτήρια και στις χερσονήσους, στα νησιά, στις λίμνες, στα ποτάμια και στους κλειστούς κόλπους. Ειδικά για τα ακρωτήρια και τις χερσονήσους, έχει βρεθεί πως τα μέτωπα της θαλάσσιας αύρας από τις αντιδιαμετρικές ακτές συγκλίνουν και συγκρούονται, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ισχυρών

³⁶ Οι τιμές αυτές είναι χαρακτηριστικές για τα μεσαία γεωγραφικά πλάτη. Στα μικρά, όμως, πλάτη οι θαλάσσιες αύρες μπορούν να εισχωρούν μέχρι και 300 Km στην ενδοχώρα, ενώ ταυτόχρονα εμφανίζουν μεγαλύτερη κατακόρυφη έκταση και υψηλότερες εντάσεις ανέμου σε σχέση με τα μεσαία γεωγραφικά πλάτη.

ανοδικών κινήσεων κατά τη διάρκεια της ημέρας, που μπορούν να οδηγούν σε ανάπτυξη νεφών και καταιγίδων.

Όσον αφορά τα νησιά, είναι προφανές ότι όσο μεγαλύτερη είναι η έκτασή τους, τόσο μεγαλώνει η πιθανότητα ανάπτυξης θαλάσσιας αύρας. Για τα μεσαία γεωγραφικά πλάτη, έχει βρεθεί ότι απαιτείται έκταση τουλάχιστον 50-100 Km, προκειμένου να είναι εφικτή η ανάπτυξη θαλάσσιας αύρας. Σε νησιά μικρότερης έκτασης, οι αύρες είναι αβαθείς και ασθενέστερης έντασης.

Στις λίμνες με πλάτος μεγαλύτερο από 50 Km, η λιμναία αύρα προσομοιάζει σε μεγάλο βαθμό με τη θαλάσσια. Ορισμένες, μάλιστα, φορές μεγάλοι ποταμοί ή κόλποι κατάλληλης γεωμετρίας μπορεί να θεωρηθεί ότι συμπεριφέρονται ως λίμνες σε ό,τι αφορά τις αύρες τους. Ειδικότερα, οι λίμνες μπορούν να ταξινομηθούν με βάση το πλάτος τους d στις εξής κατηγορίες:

- **$d > 100$ Km:** Δημιουργούνται αύρες παρόμοιες με αυτές των θαλασσών.
- **50 Km $< d < 100$ Km:** Σχηματίζονται αρκετά ισχυρές λιμναίες αύρες.
- **5 Km $< d < 50$ Km:** Οι λιμναίες αύρες είναι εξαιρετικά ασθενείς. Σε μικρότερα πλάτη είναι πρακτικά αδύνατο να αναπτυχθούν.

Ένας άλλος παράγοντας που διαμορφώνει το μέγεθος μίας λιμναίας αύρας είναι το βάθος της λίμνης. Σε αβαθείς λίμνες, η διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ εδάφους και νερού είναι μικρότερη απ' ό,τι στην περίπτωση λιμνών μεγάλου βάθους. Κατά συνέπεια, οι σχηματιζόμενες αύρες είναι ασθενέστερες. Επιπλέον, το μέγεθος των λιμναίων αυρών επηρεάζεται από την παρουσία βλάστησης και υγρασίας στο έδαφος.

Αξίζει, ακόμη, να σημειωθεί ότι οι λίμνες μεσαίου και μικρού πλάτους δημιουργούν αύρες με μέγεθος που μεταβάλλεται μη γραμμικά, ως απόρροια της καμπυλότητας που παρουσιάζει η ακτογραμμή. Μάλιστα, στο κέντρο της λίμνης συγκρούονται ανταγωνιστικές κατοπτρικές κυκλοφορίες. Κατά συνέπεια, όσο βαθύτερα στην ενδοχώρα διεισδύει η λιμναία αύρα, τόσο περισσότερο ασύμμετρη γίνεται.

Τέλος, στους κόλπους, η τοπογραφία παίζει καθοριστικό ρόλο, καθώς μπορεί να ενισχύει ή να αποτρέπει τον σχηματισμό αυρών. Παράμετροι που παρουσιάζουν ενδιαφέρον σε τέτοιες περιπτώσεις είναι η κλίση του εδάφους, το υψόμετρο, η παρουσία βουνών/λόφων και η ατμοσφαιρική ευστάθεια. Για παράδειγμα, ένας λόφος με σημαντική κλίση μπορεί να αποτρέπει τη διείσδυση του μετώπου της αύρας.

8.3.3 Αύρες κοιλάδων

Στην περίπτωση επικλινούς εδάφους, ο αέρας πάνω στις πλαγιές θερμαίνεται με διαφορετικό τρόπο από τον αέρα που βρίσκεται στο ίδιο υψόμετρο στην ελεύθερη ατμόσφαιρα. Έτσι, σχηματίζονται αύρες των κοιλάδων και των ορέων. Οι αύρες των κοιλάδων πνέουν κατά τη διάρκεια της ημέρας, από τα χαμηλότερα προς τα υψηλότερα σημεία επικλινών εδαφών, σχηματίζοντας αναβατικούς ανέμους. Τη νύχτα, η φορά αντιστρέφεται και οι αύρες των ορέων πνέουν από υψηλότερα προς χαμηλότερα σημεία.

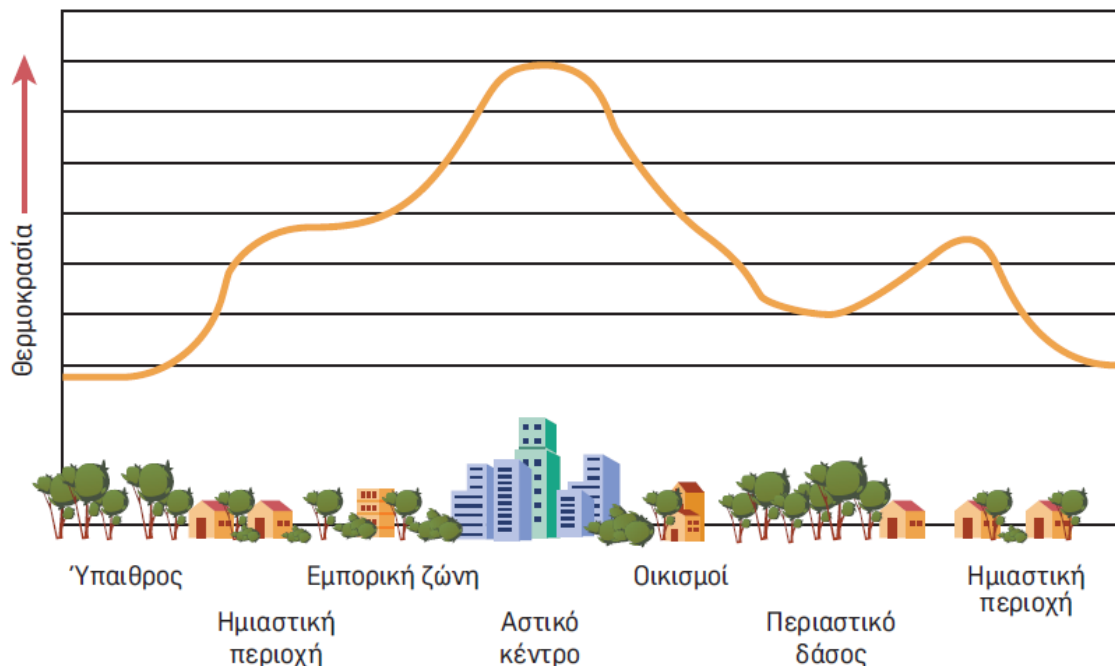
Ειδικότερα, κατά τη διάρκεια της ημέρας, υπό την προϋπόθεση ότι επικρατούν συνθήκες νηνεμίας και αίθριου καιρού, ο αέρας στον πυθμένα των κοιλάδων θερμαίνεται εντονότερα σε σχέση με τον αέρα των επικλινών επιφανειών. Γίνεται, επομένως, ελαφρύτερος και αρχίζει να ανεβαίνει προς την κορυφή, κινούμενος κατά μήκος της πλαγιάς. Το κενό που δημιουργείται στο κέντρο της κοιλάδας αναπληρώνεται από ψυχρό αέρα που κατέρχεται, κινούμενος στο μέσο της κοιλάδας. Δημιουργείται, έτσι, ένα κλειστό ρεύμα, ο γνωστός «άνεμος κοιλάδας» που κάποιες φορές μπορεί να ξεπερνά σε ένταση τα 5 m/s. Το φαινόμενο είναι εντονότερο στις νότιες πλαγιές, ενώ στις βόρειες είναι σχεδόν ανεπαίσθητο. Στην περίπτωση που το ανοδικό ρεύμα είναι αρκετά ισχυρό, από την αστάθεια που δημιουργείται σχηματίζονται νέφη που μπορούν να δώσουν βροχές και καταιγίδες.

Τη νύχτα, η φορά αντιστρέφεται και σχηματίζονται καταβατικοί άνεμοι, οι «αύρες των ορέων». Στον πυθμένα της κοιλάδας σχηματίζεται, τότε, μία δεξαμενή ψυχρού αέρα. Πάνω από τον ψυχρό αέρα, οι αέριες μάζες είναι θερμότερες, με αποτέλεσμα τον σχηματισμό μίας θερμοκρασιακής αναστροφής. Αν στη βάση της κοιλάδας υπάρχουν πηγές ρύπανσης, οι ρύποι εγκλωβίζονται εντός της αναστροφής, προκαλώντας υποβάθμιση της ατμοσφαιρικής ποιότητας.

Στην πραγματικότητα, οι κλειστές ροές που περιγράφηκαν παραπάνω ως αύρες κοιλάδων και ορέων μπορεί να μην είναι συμμετρικές. Αυτό μπορεί να οφείλεται π.χ. στον προσανατολισμό των πλαγιών, εξαιτίας

του οποίου μία πλαγιά μπορεί να είναι ανήλια ή να δέχεται λιγότερη ηλιακή ακτινοβολία, με αποτέλεσμα να θερμαίνεται διαφορετικά σε σχέση με την άλλη. Επιπλέον, η πλαγιά μπορεί να είναι χιονοσκεπής, να είναι περισσότερο ή λιγότερο δασώδης κλπ. Γενικότερα, οι αύρες των κοιλάδων και των ορέων διαμορφώνονται από μία σειρά παραγόντων, όπως το σχήμα της κοιλάδας, η παρουσία βλάστησης, η υγρασία του εδάφους, ο λόγος του ύψους προς το πλάτος της κοιλάδας, η παρουσία υδάτινων μαζών (λιμνών ή ποταμών) κλπ.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα φαράγγια, που μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι κοιλάδες με απότομη κλίση και μεγάλο λόγο βάθους προς πλάτος. Μπορούν, επίσης, να αποτελούν τμήμα μεγαλύτερων κοιλάδων. Τηρουμένων των αναλογιών, σχηματίζονται και σε αυτά αύρες. Όταν, όμως, είναι στενά ή ελικοειδή, η ροή του αέρα περιορίζεται. Στην περίπτωση, μάλιστα, που εμφανίζουν μεγάλο βάθος, οι καταβατικές ροές στις πλαγιές τους είναι πολύ ασθενείς.

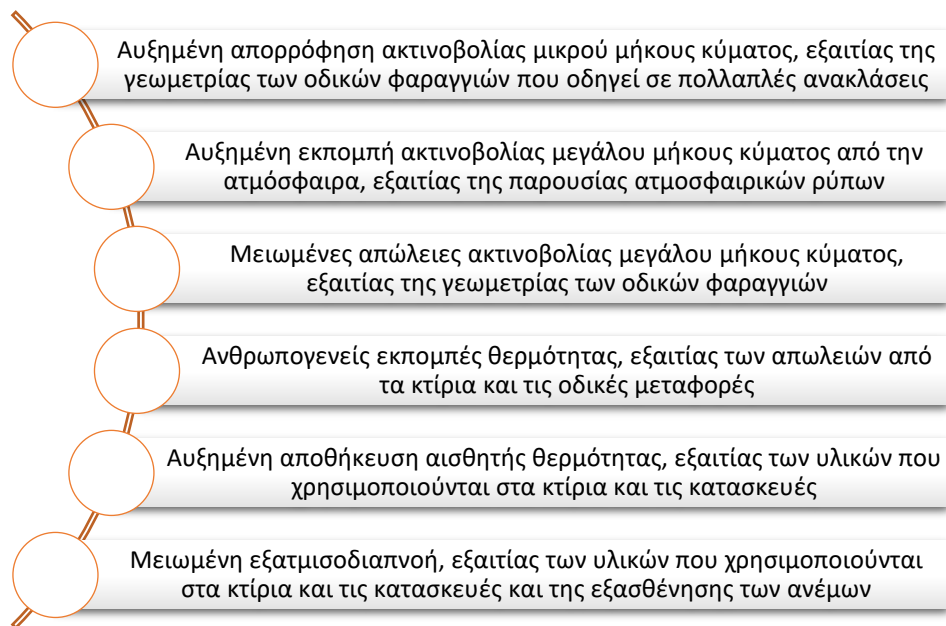


Σχήμα 8.4: Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου της αστικής θερμονησίδας. Στα μεγάλα αστικά κέντρα με πληθυσμό ίσο ή μεγαλύτερο του ενός εκατομμυρίου κατοίκων, η μέση ετήσια θερμοκρασία του αέρα μπορεί να είναι από 1-3 °C υψηλότερη σε σχέση με την αντίστοιχη στις παρυφές του αστικού ιστού. Το φαινόμενο μπορεί να καταγράφεται και σε μικρότερες πόλεις ή κωμοπόλεις, αν και η έντασή του μειώνεται όσο μειώνεται το μέγεθος της πόλης.

8.3.4 Αστική θερμονησίδα και αστικές αύρες

Σύμφωνα με το φαινόμενο της αστικής θερμονησίδας (urban heat island), στα αστικά κέντρα καταγράφονται θερμοκρασίες υψηλότερες σε σχέση με τα παρακείμενα προάστια και την ύπαιθρο. Ειδικότερα, η μέση ετήσια θερμοκρασία του αέρα σε ένα αστικό κέντρο με πληθυσμό μεγαλύτερο ή ίσο του ενός εκατομμυρίου κατοίκων είναι από 1-3 °C υψηλότερη σε σχέση με εκείνη στις παρυφές του αστικού κέντρου (Σχήμα 8.4). Η θερμοκρασιακή διαφορά είναι εντονότερη κατά τη διάρκεια της νύχτας και μπορεί να φτάνει μέχρι και τους 10 °C, αν επικρατεί άπνοια και ο ουρανός είναι ανέφελος. Η μεγαλύτερη ένταση της νυχτερινής αστικής θερμονησίδας οφείλεται στην αργή απελευθέρωση ακτινοβολίας μεγάλου μήκους κύματος από τα δομικά και λοιπά υλικά του αστικού κέντρου κατά τη διάρκεια της νύχτας. Ως επί το πλείστον, στα αστικά κέντρα απαντώνται υλικά υψηλής θερμοχωρητικότητας (σε σχέση με την άμμο και το χώμα της υπαίθρου), όπως ο χάλυβας, το τσιμέντο, οι πέτρες, τα κεραμικά κλπ. Τα υλικά αυτά απελευθερώνουν με αργό ρυθμό τη θερμότητα που αποθήκευσαν κατά τη διάρκεια της ημέρας. Πέρα από τις ιδιότητες των υλικών, άλλοι παράγοντες που διαμορφώνουν την ένταση της αστικής θερμονησίδας κατά τη διάρκεια της νύχτας είναι οι επικρατούσες καιρικές συνθήκες και η εποχή του έτους.

Τα αίτια δημιουργίας του φαινομένου της αστικής θερμνησίδας συνοψίζονται στο Σχήμα 8.5. Ειδικότερα, η αστική γεωμετρία, δηλαδή οι διαστάσεις και η χωροθέτηση των κτιρίων και των δρόμων εντός του αστικού ιστού, φαίνεται να παίζει σημαντικό ρόλο. Εκτός του ότι διαμορφώνει τη ροή του ανέμου, είναι υπεύθυνη για την απορρόφηση μεγάλων ποσών ακτινοβολίας μικρού μήκους κύματος από τον Ήλιο κατά τη διάρκεια της ημέρας, εξαιτίας των πολλαπλών ανακλάσεων που παρατηρούνται μεταξύ των κτιρίων αλλά και εντός των οδικών φαραγγιών³⁷. Στον αντίποδα, οι απώλειες μεγάλου μήκους κύματος ακτινοβολίας είναι αργές και περιορισμένες. Έτσι, τα κατώτερα στρώματα του αέρα αργούν να ψυχθούν και αναστέλλεται η εμφάνιση νυχτερινών αναστροφών³⁸. Βεβαίως, ο ρόλος των οδικών φαραγγιών μπορεί να είναι ακόμη πιο πολύπλοκος, καθώς την ημέρα φαίνεται να επενεργούν ανταγωνιστικοί μηχανισμοί. Αν και τα ψηλά κτίρια δημιουργούν σκίαση, περιορίζοντας τη θερμοκρασία του αέρα, από τις διαδοχικές ανακλάσεις της ηλιακής ακτινοβολίας εντός της πολύπλοκης γεωμετρίας τους αυξάνονται τα ποσά απορροφούμενης ηλιακής ακτινοβολίας και προκύπτει αύξηση της θερμοκρασίας. Τη νύχτα, τα οδικά φαράγγια εμποδίζουν γενικώς την ψύξη, καθώς περιορίζουν τις απώλειες μεγάλου μήκους κύματος ακτινοβολίας.



Σχήμα 8.5: Μηχανισμοί που συμβάλλουν στην ανάπτυξη του φαινομένου της αστική θερμνησίδας (κατά Oke, 1987).

Γενικότερα, τα υλικά από τα οποία είναι κατασκευασμένοι οι δρόμοι και τα κτίρια έχουν μεγάλη ικανότητα αποθήκευσης θερμότητας, ενώ η εξάτμιση από τα υλικά αυτά είναι περιορισμένη. Αντιθέτως, τα δέντρα και η βλάστηση των υπαίθριων περιοχών, εκτός του ότι προκαλούν σκίαση, συνεισφέρουν στη διατήρηση της θερμοκρασίας του αέρα σε χαμηλά επίπεδα μέσω της αυξημένης εξατμισοδιαπνοής.

Σημαντικός φαίνεται να είναι και ο ρόλος της ανθρωπογενούς εκπομπής θερμότητας, ως αποτέλεσμα των εκλύσεων από την ψύξη/θέρμανση των κτιρίων, την κυκλοφορία των οχημάτων και τη βιομηχανική δραστηριότητα. Οι εκπομπές αυτές εμφανίζονται υψηλότερες τον χειμώνα σε πυκνοδομημένα αστικά κέντρα, όπου ενισχύουν τον σχηματισμό θερμνησίδων.

Δεν θα πρέπει να παραλειφθεί και ο ρόλος της ατμοσφαιρικής ρύπανσης. Αναμφίβολα, τα μεγάλα αστικά κέντρα δρουν ως επιφανειακές πηγές ρύπανσης και πάνω από την ατμόσφαιρά τους μπορούν να συσσωρευτούν ατμοσφαιρικοί ρύποι, αέριας ή σωματιδιακής φύσης, όταν το ευνοούν οι μετεωρολογικές συνθήκες. Κατά συνέπεια, μπορεί να καταγράφεται αυξημένη εκπομπή υπέρυθρης ακτινοβολίας από την ατμόσφαιρα προς το έδαφος, εξαιτίας της παρουσίας σε αυτήν υψηλών επιπέδων ρύπων.

³⁷ Πρόκειται για σχετικά στενούς δρόμους εντός των οποίων ο εξαερισμός είναι ιδιαίτερα δύσκολος, εξαιτίας της παρουσίας υψηλών και χωρίς ανοίγματα κτιρίων εκατέρωθεν του δρόμου.

³⁸ Μελέτες δείχνουν ότι οι νυχτερινές αναστροφές πάνω από μεγάλα αστικά κέντρα είναι πολύ πιο σπάνιες σε σχέση με την ύπαιθρο.

Απουσία σημαντικής συνοπτικής ροής, μπορούν να σχηματίζονται πάνω από τα αστικά κέντρα κλειστές κυκλοφορίες, παρόμοιες με τις θαλάσσιες αύρες. Πρόκειται για τις λεγόμενες «αστικές αύρες». Τη νύχτα, η ταχύτητα του ανέμου μπορεί να αυξάνεται, εξαιτίας των τοπικών οριζόντιων θερμοβαθμίδων και της ισχυρής κατακόρυφης ανάμειξης.

8.3.5 Αύρες ενδοχώρας και εσωτερικό οριακό στρώμα

Το έδαφος παρουσιάζει μεγάλη ανομοιογένεια ως προς τα φυσικοχημικά χαρακτηριστικά του. Ο τύπος της βλάστησης, η υγρασία του εδάφους, η χιονοκάλυψη, η κοκκομετρική σύσταση κ.ά. είναι χαρακτηριστικά που μπορεί να διαφέρουν έντονα, ακόμη και σε γειτνιάζουσες περιοχές. Παράλληλα, ανομοιογένεια μπορεί να προκύπτει και από παρεμβάσεις ανθρωπογενούς προέλευσης, όπως η άρδευση, οι καλλιεργητικές πρακτικές και τα είδη των καλλιεργειών, η παρουσία κτιρίων και κατασκευών κλπ. Αυτού του είδους η ανομοιομορφία δημιουργεί μεταβολές των οριζόντιων βαθμίδων της ροής αισθητής θερμότητας και επομένως μεταβολή της οριζόντιας θερμοβαθμίδας εντός του οριακού στρώματος. Μπορούν, τότε, να αναπτύσσονται κλειστές κυκλοφορίες, παρόμοιες με τη θαλάσσια αύρα, έκτασης από μερικά τετραγωνικά μέτρα έως μερικά τετραγωνικά χιλιόμετρα. Είναι οι λεγόμενες «αύρες ενδοχώρας», που αναπτύσσονται, όταν π.χ. γειτνιάζουν υγρές επιφάνειες καλυμμένες από πλούσια βλάστηση με ξηρότερα εδάφη, υπό την προϋπόθεση ότι η συνοπτική ροή είναι ασθενής. Παρουσία ισχυρότερης συνοπτικής ροής ($> 4 \text{ m/s}$), οι αύρες ενδοχώρας εξουδετερώνονται από τη συνοπτική κυκλοφορία. Παρόμοια ανομοιομορφία και δημιουργία αύρας μπορεί να προκύψει μετά από μία ισχυρή καταιγίδα, πάνω από μία ξηρή επιφάνεια εδάφους, αν το νερό λιμνάσει σε κάποια σημεία. Αντίστοιχα, αύρες ενδοχώρας μπορούν να εμφανίζονται από την εκτεταμένη καλλιέργεια διαφορετικών ειδών βλάστησης σε γειτνιάζουσες περιοχές, εξαιτίας των διαφορετικών θερμοϋγρομετρικών χαρακτηριστικών μεταξύ των εδαφών.

Στην περίπτωση που χιονοσκεπείς επιφάνειες γειτνιάζουν με γυμνά από πάγο εδάφη, δημιουργείται και πάλι σημαντική ανομοιογένεια. Η χιονοσκεπής επιφάνεια εμφανίζει υψηλότερο albedo και μειωμένη παράμετρο τραχύτητας. Παράλληλα, το κατώτερο στρώμα του χιονιού απορροφά ισχυρά (σε ποσοστό έως και 95%) την υπέρυθη γήινη ακτινοβολία, την οποία επανεκπέμπει προς το έδαφος. Έτσι αυξάνεται το περιεχόμενο θερμότητας και υγρασίας του εδάφους. Σε συνδυασμό με την τήξη του χιονιού, τα παραπάνω προκαλούν μεταβολές στη ροή θερμότητας και σχηματισμό αυρών ενδοχώρας.

Γενικότερα, όταν οι αέριες μάζες κινούνται πάνω από επιφάνειες με διαφορετικά χαρακτηριστικά, εντός του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος δημιουργείται ένα νέο οριακό στρώμα. Στα παραπάνω παραδείγματα, εξετάσαμε τη δημιουργία αυρών, όταν π.χ. ο αέρας κινείται από μία υγρή και τραχιά επιφάνεια με βλάστηση προς μία ξηρή και χωρίς βλάστηση (λεία) επιφάνεια. Τότε, το οριακό στρώμα που έχει αναπτυχθεί πάνω από την υγρή επιφάνεια τροποποιείται, με το βάθος του να αυξάνεται σε σχέση με το αντίστοιχο πάνω από την ξηρή επιφάνεια. Πρόκειται για το λεγόμενο «εσωτερικό οριακό στρώμα» (ΕΟΣ), που μπορεί να εμφανιστεί υπό οποιαδήποτε κατάσταση ατμοσφαιρικής σταθερότητας, δηλαδή σε συνθήκες ευστάθειας, αστάθειας ή ουδέτερης ισορροπίας.

Όταν τα αίτια δημιουργίας του ΕΟΣ είναι αποκλειστικά μηχανικής φύσης, δηλαδή αφορούν την τραχύτητα του εδάφους, τότε το ΕΟΣ καλείται «μηχανικό ΕΟΣ» και το ύψος του h , σύμφωνα με τον Panofsky, δίνεται από τη σχέση:

$$h = z_{0,1} a \left(\frac{x}{z_{0,2}} \right)^b \quad (8.1)$$

όπου $z_{0,1}$ και $z_{0,2}$ είναι η παράμετρος τραχύτητας της υπήνεμης και της προσήνεμης επιφάνειας, αντίστοιχα, x είναι η απόσταση από τη διεπιφάνεια των δύο εδαφών και a και b είναι σταθερές που εξαρτώνται από την ατμοσφαιρική σταθερότητα. Όταν τα αίτια δημιουργίας του ΕΟΣ είναι θερμικά, δηλαδή σχετίζονται με τα θερμοϋγρομετρικά χαρακτηριστικά των δύο επιφανειών, δημιουργείται το λεγόμενο «θερμικό ΕΟΣ». Ειδικά στην περίπτωση που ο άνεμος πνέει από μία ψυχρότερη προς μία θερμότερη επιφάνεια, δημιουργείται το λεγόμενο «αναταραγμένο θερμικό ΕΟΣ». Το ύψος του h δίνεται από τη σχέση:

$$h = c \frac{u_*}{u} \sqrt{\frac{x(\Theta_1 - \Theta_2)}{\gamma}} \quad (8.2)$$

όπου u είναι η ταχύτητα του ανέμου, u_* η ταχύτητα τριβής, Θ_1 και Θ_2 η δυνητική θερμοκρασία στην υπήνεμη και την προσήνεμη επιφάνεια, αντίστοιχα, x η απόσταση από τη διεπιφάνεια των δύο εδαφών, γ η θερμοβαθμίδα στη διεπιφάνεια και c μία σταθερά. Αντίστοιχα, όταν ο αέρας ρέει από μία θερμότερη προς μία ψυχρότερη επιφάνεια, σχηματίζεται το λεγόμενο «ευσταθές θερμικό ΕΟΣ».

8.3.6 Αεροχείμαρροι εντός του οριακού στρώματος

Μετά τη δύση του Ήλιου και εφόσον επικρατεί αίθριος και νήνεμος καιρός, αναπτύσσονται θερμοκρασιακές αναστροφές και ευρεία ρεύματα αέρα εντός του οριακού στρώματος, της τάξης ακόμα και εκατοντάδων χιλιομέτρων (σε μεγάλες πεδιάδες). Πρόκειται για τους λεγόμενους «αεροχείμαρρους χαμηλού ύψους», που μπορούν να εμφανίζουν ταχύτητες της τάξης των 100 Km/h και μέγιστες ριπές αρκετά ισχυρότερες από τον γεωστροφικό άνεμο. Μετά την ανατολή του Ήλιου, με την έναρξη της κατακόρυφης ανάμειξης, τα ρεύματα αυτά αποσυντίθεται.

Οι εξισώσεις κίνησης για έναν αεροχείμαρρο χαμηλού ύψους, σε κεκλιμένο επίπεδο γωνίας α , δίνονται από τις σχέσεις:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -A \sin \alpha + fv - fu_g \\ \frac{dv}{dt} &= -fu \\ \frac{dA}{dt} &= uN^2 \sin \alpha \end{aligned} \right\} \quad (8.3)$$

όπου u είναι η συνιστώσα του ανέμου κατά τη διεύθυνση του καταβατικού ανέμου, v είναι η συνιστώσα του ανέμου που είναι κάθετη στον καταβατικό άνεμο, A είναι η άνωση, u_g ο γεωστροφικός άνεμος και N η συχνότητα Brunt-Vaisala.

Σημειώνεται ότι, κατά τη διάρκεια της νύχτας, οι αεροχείμαρροι χαμηλού ύψους μπορούν να μεταφέρουν τους ατμοσφαιρικούς ρύπους σε μεγάλες αποστάσεις, ενώ παράλληλα είναι ικανοί να δημιουργήσουν προβλήματα ασφάλειας στις εναέριες μεταφορές, κατά την προσγείωση και απογείωση μικρών αεροσκαφών.

8.4 Κινήσεις μικρής κλίμακας

8.4.1 Ροή γύρω από εμπόδια

Αν ο αέρας, καθώς κινείται παράλληλα με το έδαφος, συναντήσει κάποιο φυσικό ή τεχνητό εμπόδιο, ανάλογα με τις συνθήκες που επικρατούν, μπορεί είτε να υπερβεί το εμπόδιο είτε να κινηθεί γύρω από αυτό. Για τη μελέτη μίας τέτοιας ροής και προκειμένου να αποφανθούμε αν ο αέρας θα υπερβεί το εμπόδιο ή θα κινηθεί γύρω από αυτό, χρησιμοποιείται ο αριθμός Froude:

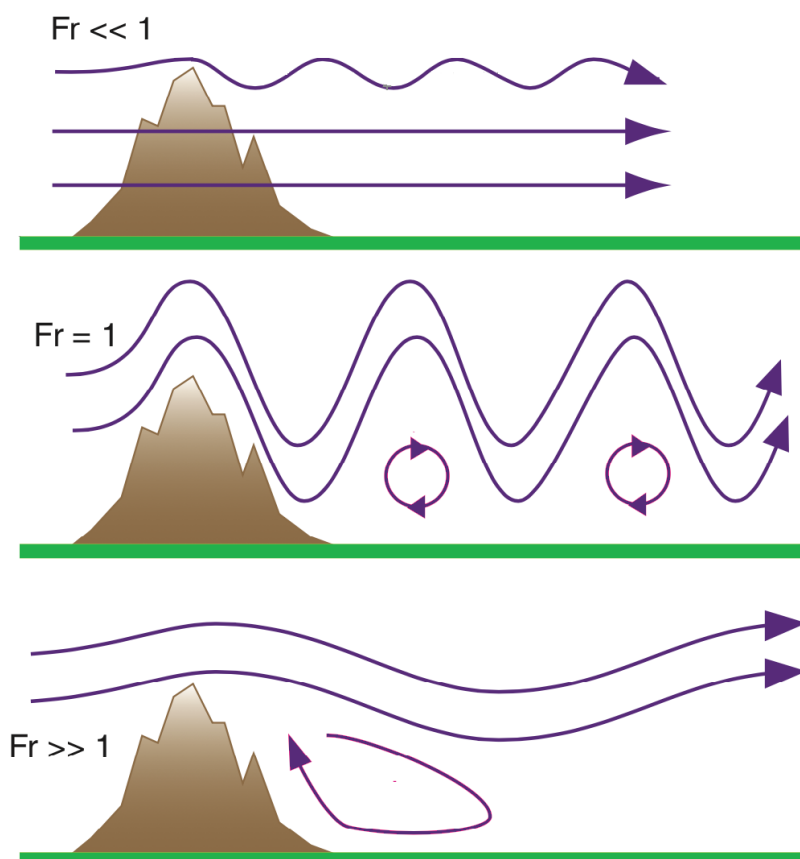
$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gd}} \quad (8.4)$$

όπου u είναι η οριζόντια ταχύτητα του αέρα, g η επιτάχυνση της βαρύτητας και d το βάθος της ροής. Αν, μάλιστα, επικρατεί ευστάθεια, η ταλάντωση του αέρα γίνεται με τη συχνότητα Brunt-Vaisala και ο αριθμός Froude δίνεται από τη σχέση:

$$Fr = \frac{u}{NL} \quad (8.5)$$

όπου L είναι το μήκος του εμποδίου.

Διακρίνουμε τώρα τις εξής περιπτώσεις: Αν στην ατμόσφαιρα επικρατεί ισχυρή ευστάθεια και οι άνεμοι είναι ασθενείς, ο αριθμός Froude έχει σχεδόν μηδενική τιμή και ο αέρας ρέει γύρω από το εμπόδιο. Αυξανόμενη της ταχύτητας, η ευστάθεια εξασθενεί και η τιμή του αριθμού Froude μεγαλώνει ($Fr \ll 1$). Τότε, ένα μέρος της ροής υπερβαίνει το εμπόδιο και διέρχεται πάνω από αυτό, ενώ ένα άλλο μέρος της ροής κινείται γύρω από το εμπόδιο. Αν η ταχύτητα συνεχίσει να αυξάνεται, η ευστάθεια εξασθενεί περισσότερο και ο αριθμός Froude γίνεται ίσος με τη μονάδα. Τότε, στην υπήνεμη πλευρά του εμποδίου σχηματίζονται κύματα μεγάλου πλάτους, ενώ κοντά στο έδαφος αναπτύσσονται στροφεία, όπως αυτά του Σχήματος 8.6. Έτσι, κοντά στο έδαφος, η ροή μπορεί να είναι αντίρροπη της φοράς του ανέμου. Περαιτέρω αύξηση της ταχύτητας οδηγεί σε ακόμη μεγαλύτερη αύξηση της τιμής του αριθμού Froude ($Fr \gg 1$) και στην υπήνεμη πλευρά σχηματίζεται μία κοιλότητα, με ροή αντίρροπη της αρχικής. Για εξαιρετικά μεγάλες τιμές της ταχύτητας, επικρατούν συνθήκες ουδέτερης ισορροπίας και ο αριθμός Froude τείνει στο άπειρο. Τώρα πια η ροή δεν επηρεάζεται από την παρουσία του εμποδίου.



Σχήμα 8.6: Κίνηση του αέρα, όταν στη ροή του παρεμβάλλεται κάποιο εμπόδιο. Διακρίνονται χαρακτηριστικές περιπτώσεις ροής, για διαφορετικές τιμές του αριθμού Froude.

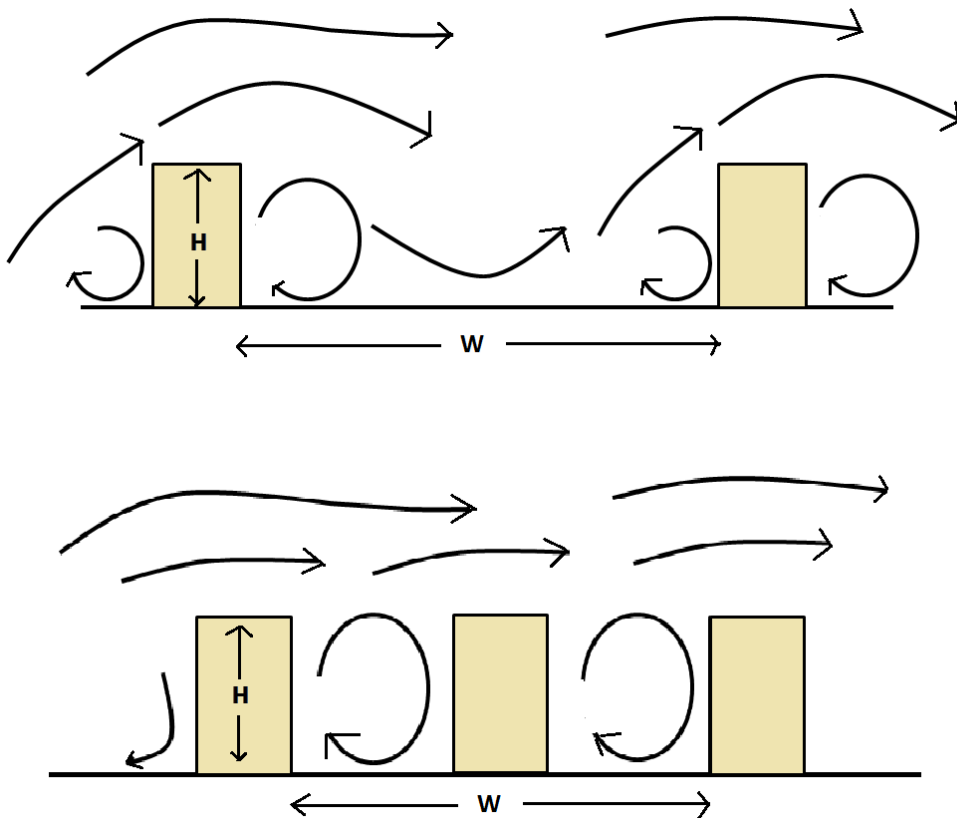
8.4.2 Ροή σε οδικά φαράγγια

Όπως προαναφέρθηκε, ως οδικό φαράγγι ορίζεται ένας δρόμος μικρού πλάτους που περιστοιχίζεται από πυκνά και μεγάλου ύψους κτίρια. Για τη μελέτη της ροής εντός μίας τέτοιας κατασκευής, είναι σημαντικό να γνωρίζουμε την ανακλαστικότητα των υλικών της, τη γωνία θέασης του ουρανού, την πιθανή σκίαση, τον προσανατολισμό του φαραγγιού, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του και ασφαλώς τη διεύθυνση του ανέμου έξω από το φαράγγι.

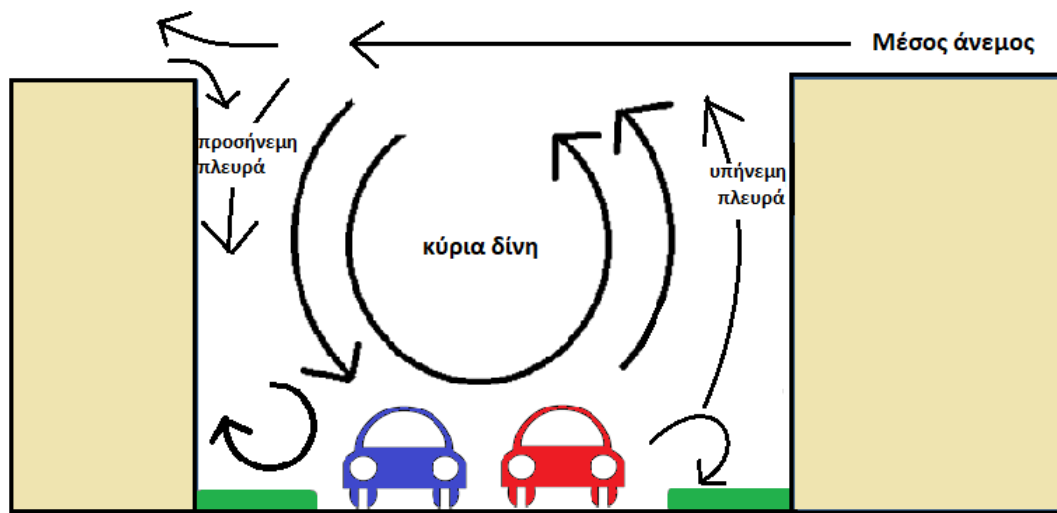
Ειδικότερα, μεγάλες τιμές στον συντελεστή θέασης του ουρανού συνεπάγονται γρήγορη ψύξη του αέρα εντός της κατασκευής. Αντιστρόφως, μικρές τιμές σημαίνουν ότι το φαράγγι μπορεί να συγκρατεί μεγάλα ποσά θερμότητας κατά τη διάρκεια της ημέρας, τα οποία εκλύει τις νυχτερινές ώρες. Πρακτικά, η τιμή του συντελεστή θέασης κυμαίνεται μεταξύ 0 και 1, όπου η τιμή 0 σημαίνει ότι ο ουρανός είναι πλήρως καλυμμένος από εμπόδια ή νέφη, ενώ η τιμή 1 αντιστοιχεί σε πλήρως ορατό ουρανό.

Από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά ενός οδικού φαραγγιού, το μεγαλύτερο ενδιαφέρον επικεντρώνει ο λόγος ύψους προς πλάτος H/W . Για τιμές του λόγου περίπου ίσες με 0,5, αναπτύσσεται μία κύρια δίνη εντός του φαραγγιού. Όταν ο λόγος ισούται με 2, αναπτύσσονται δύο αντίρροπες δίνες, η μία υπερκείμενη της άλλης.

Τα παραπάνω βρίσκουν εφαρμογή και στην περίπτωση της ροής σε πολύπλοκα αστικά περιβάλλοντα, όπου εναλλάσσονται δρόμοι και κτίρια. Όταν η απόσταση ανάμεσα στα κτίρια είναι μεγάλη, η ροή προσομοιάζει με εκείνη της ροής σε σχέση με ένα εμπόδιο, που μελετήθηκε στην προηγούμενη ενότητα. Στην περίπτωση που τα κτίρια είναι κοντά μεταξύ τους, η ροή προσομοιάζει με αυτή σε οδικό φαράγγι (Σχήμα 8.7).



Σχήμα 8.7: Χαρακτηριστικές περιπτώσεις ροής σε αστικά περιβάλλοντα. Όταν η απόσταση μεταξύ των κτιρίων είναι μεγάλη (άνω σχήμα), τα κτίρια συμπεριφέρονται ως μεμονωμένα εμπόδια. Όταν η απόσταση μεταξύ των κτιρίων είναι μικρή, η ροή προσομοιάζει εκείνη σε ένα οδικό φαράγγι (κάτω σχήμα).



Σχήμα 8.8: Η ροή του καπνοθύσανου της ατμοσφαιρικής ρύπανσης που παράγεται από τα οχήματα εντός ενός οδικού φαραγγιού.

Η πολύπλοκη αστική γεωμετρία δημιουργεί εξίσου πολύπλοκες ροές στα αστικά κέντρα, όπου οι ατμοσφαιρικοί ρύποι που παράγονται κοντά στο έδαφος από τα οχήματα, τα συστήματα κεντρικής θέρμανσης κλπ. μπορούν να παγιδεύονται, επιβαρύνοντας την ατμοσφαιρική ποιότητα. Στο Σχήμα 8.8 παρουσιάζεται η δίνη που σχηματίζεται στο εσωτερικό ενός οδικού φαραγγιού η οποία ανακυκλώνει τον καπνοθύσανο που μπορεί να τροφοδοτείται περαιτέρω από τη ρύπανση υποβάθρου στην κορυφή του φαραγγιού.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος.
- Κατσιούλης Β. (1994) Στοιχεία Φυσικής Περιβάλλοντος. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Κατσιούλης Β. (2000) Μαθήματα Μετεωρολογίας. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπαλτάς Ε.Α. (2013) Εφαρμοσμένη Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Σαχσαμάνογλου Χ.Σ. και Μακρογιάννης Τ.Ι. (1998) Γενική Μετεωρολογία. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Φλόκας Α.Α. (1997) Μαθήματα Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Χρονοπούλου-Σερέλη Α. και Φλόκας Α.Α. (2010) Μαθήματα Γεωργικής Μετεωρολογίας και Κλιματολογίας. Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.

Ξενόγλωσση

- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- Garratt J.R. (1992) The atmospheric boundary layer. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.
- Jacobson M.Z. (2005) Fundamentals of atmospheric modeling. Cambridge University Press.
- Kaimal J.C and Finnigan J.J. (1994) Atmospheric boundary layer flows. Their structure and measurements. Oxford University Press.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
- Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
- Panofsky H.A. and Dutton J.A. (1984) Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications. Wiley–Blackwell.
- Paschalidou A.K. and Kassomenos P.A. (2016) What are the most fire-dangerous atmospheric circulations in the Eastern-Mediterranean? Analysis of the synoptic wildfire climatology. Science of the Total Environment, 539, 536-545.
- Pasquill F. and Smith F.B. (1983) Atmospheric diffusion. John Wiley and Sons.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.
- Stull R.B. (1988) An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers.
- Wyngaard J.C. (2010) Turbulence in the atmosphere. Cambridge University Press.

Λυμένα παραδείγματα

1. Η ηλιακή ακτινοβολία δεν κατανέμεται ομοιόμορφα στην επιφάνεια της Γης, με αποτέλεσμα να σχηματίζονται ωκεάνια και αέρια ρεύματα πλανητικής κλίμακας, προκειμένου να εξισορροπηθεί η ανισοκατανομή της ενέργειας. Να υπολογιστεί το εμβαδόν της επιφάνειας της Γης που είναι κάθετη στις ακτίνες του Ήλιου, αν υποθέσουμε ότι είναι όλες παράλληλες μεταξύ τους.

Λύση

Ας υποθέσουμε ότι η διεύθυνση διάδοσης των ηλιακών ακτίνων συμπίπτει με τον άξονα των z . Θα θεωρήσουμε, χάριν απλότητας, ότι η Γη είναι μία τέλεια σφαίρα που θα περιγράψουμε με τη βοήθεια των σφαιρικών συντεταγμένων (θ, φ). Η τομή $dS_{\kappa\alpha\theta}$ μίας στοιχειώδους επιφάνειας dS (που είναι κάθετη στις ακτίνες του Ήλιου) με τη γήινη σφαίρα θα δίνεται από τη σχέση:

$$dS_{\kappa\alpha\theta} = dS \vec{n} \hat{e}_z = dS \cos \theta = (R^2 \sin \theta d\theta d\varphi) \cos \theta$$

όπου \hat{e}_z είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά τον άξονα των z και R η ακτίνα της Γης. Μετά από ολοκλήρωση της σχέσης σε ολόκληρο το φωτισμένο από τον Ήλιο ημισφαίριο, παίρνουμε:

$$S_{\kappa\alpha\theta} = \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi R^2 \sin \theta \cos \theta = 2\pi R^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\sin 2\theta}{2} = \pi R^2 \left[-\frac{\cos 2\theta}{2} \right]_0^{\pi/2} = \pi R^2$$

Κατά συνέπεια, το $\frac{1}{4}$ της επιφάνειας του πλανήτη είναι κάθετο στις ακτίνες του Ήλιου. Η επιφάνεια αυτή συμπίπτει με το εμβαδόν του κυκλικού δίσκου που ορίζεται από τον μέγιστο κύκλο της Γης.

2. Τα Ιμαλάια όρη προκαλούν ένα είδος διαταραχής στον αεροχειμάρρο που πνέει από πάνω τους. Η διαταραχή αυτή, που είναι γνωστή ως «κύμα Rossby» ή «πλανητικό κύμα», διαδίδεται αντίρροπα προς τον αεροχειμάρρο και το μήκος κύματός της είναι συγκρίσιμο με την ακτίνα της Γης. Η ταχύτητα ομάδας για τα κύματα Rossby δίνεται από τη σχέση:

$$u_g = \frac{-2\Omega \cos \varphi}{Rk^2}$$

όπου φ είναι το γεωγραφικό πλάτος και Ω και R είναι η γωνιακή ταχύτητα και η ακτίνα της Γης, αντίστοιχα. Το αρνητικό πρόσημο δηλώνει ότι τα πλανητικά κύματα διαδίδονται αντίρροπα προς τον αεροχειμάρρο. Με αυτά τα δεδομένα, να υπολογιστεί η συνάρτηση της γωνιακής ταχύτητας $\omega = \omega(k)$ για τα πλανητικά κύματα.

Λύση

Για την ταχύτητα ομάδας των κυμάτων Rossby, ισχύει:

$$u_g = \frac{d\omega}{dk} = -\frac{a}{k^2}$$

όπου:

$$a = \frac{2\Omega \cos \varphi}{R}$$

Ολοκληρώνοντας τη σχέση ως προς k , παίρνουμε:

$$\omega(k) = \frac{\sigma}{k} = \frac{2\Omega \cos \varphi}{Rk}$$

Καθώς η ταχύτητα ομάδας είναι ανάλογη του τετραγώνου του μήκους κύματος, συμπεραίνουμε ότι τα μεγαλύτερα πλανητικά κύματα διαδίδονται ταχύτερα.

3. Οι τροπικοί κυκλώνες αποτελούν σοβαρή απειλή για τη ναυσιπλοΐα. Έστω ένας τέτοιος τροπικός κυκλώνας που δημιουργεί κυματισμό στην ανοιχτή θάλασσα, σε απόσταση $L = 200 \text{ Km}$ από την ξηρά, με κύματα μήκους $\lambda = 100 \text{ m}$. Ποια είναι η ταχύτητα φάσης των κυμάτων αυτών και ποια η ταχύτητα ομάδας; Πόσο χρόνο χρειάζονται τα κύματα αυτά, για να φτάσουν στη στεριά; Δίνονται η πυκνότητα του νερού $\rho = 10^3 \text{ Kg/m}^3$ και η επιφανειακή τάση του νερού στους 20°C , $\gamma = 7,28 \times 10^{-2} \text{ N/m}$. Για τους υπολογισμούς σας, μπορείτε να χρησιμοποιήσετε τη γενική μορφή διάδοσης των υδάτινων κυμάτων:

$$\omega(k) = \left[\left(g + \frac{\gamma k^2}{\rho} \right) k \tanh(kh) \right]^{1/2}$$

όπου g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας και k ο κυματικός αριθμός.

Λύση

Σε μεγάλη απόσταση από τη στεριά, το βάθος του νερού h είναι πολύ μεγαλύτερο από το μήκος κύματος, δηλαδή $h \gg 100 \text{ m}$. Επομένως, μπορούμε κατά προσέγγιση να θεωρήσουμε ότι:

$$\tanh(kh) = 1$$

Έτσι, η σχέση που περιγράφει τη διάδοση των υδάτινων κυμάτων απλοποιείται ως εξής:

$$\omega(k) = \left[\left(g + \frac{\gamma k^2}{\rho} \right) k \right]^{1/2}$$

Στην τελευταία σχέση, ο όρος g είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τον όρο γ , όταν:

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{\gamma}{g\rho}} = 2\pi \sqrt{\frac{7,28 \times 10^{-2} \text{ N/m}}{9,81 \text{ m/s}^2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3}} = 1,7 \times 10^{-2} \text{ m}$$

Όμως, η παραπάνω τιμή του λ είναι πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος των 100 m . Επομένως, θα ισχύει:

$$\omega(k) = \sqrt{gk^{3/2}}$$

και η ταχύτητα φάσης u_p θα είναι:

$$u_p = \frac{\omega}{k} = \sqrt{gk^{-1/2}}$$

Η ταχύτητα ομάδας u_g θα είναι:

$$u_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\sqrt{g}}{2} k^{-1/2} = \frac{1}{2} u_p$$

Δεδομένου ότι:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

η ταχύτητα φάσης θα είναι:

$$u_p = \sqrt{\frac{9,81 \text{ m/s}^2 \cdot 100 \text{ m}}{2\pi}} = 12,5 \text{ m/s} = 45 \text{ Km/h}$$

Επομένως, έχουμε:

$$u_g = \frac{1}{2} 45 \text{ Km/h} = 22,5 \text{ Km/h}$$

Ο χρόνος που χρειάζονται τα κύματα αυτά, για να φτάσουν στη στεριά, είναι:

$$t = \frac{L}{u_p} = \frac{2 \times 10^5 \text{ m}}{12,5 \text{ m/s}} = 16 \times 10^3 \text{ s} = 4,4 \text{ h}$$

4. Ένας τροπικός κυκλώνας χωρικής κλίμακας $R = 6 \text{ Km}$ περιστρέφεται γύρω από τον κατακόρυφο άξονά του με γωνιακή ταχύτητα $\omega = 5,55 \times 10^{-4} \text{ rad/s}$. Στη συνέχεια, υποβαθμίζεται σε ανεμοστρόβιλο ακτίνας $r = 200 \text{ m}$. Να υπολογιστούν η γωνιακή ταχύτητα του ανεμοστρόβιλου και η ταχύτητα του ανέμου στην περιφέρειά του.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι η στροφορμή L μίας μάζας αέρα M που περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω δίνεται από τη σχέση:

$$L = I\omega$$

όπου I είναι η ροπή αδράνειας, που ισούται με:

$$I = \alpha Ml^2$$

με το I να παριστάνει τη χωρική κλίμακα της περιστροφής και το α να είναι αδιάστατη σταθερά. Δεδομένου ότι η συνισταμένη εξωτερική ροπή που δρα πάνω στο σύστημα είναι μηδενική, θα ισχύει η αρχή διατήρησης της στροφορμής, σύμφωνα με την οποία:

$$\alpha MR^2 \omega = \alpha Mr^2 \omega'$$

όπου ω' είναι η γωνιακή ταχύτητα του ανεμοστρόβιλου. Λύνοντας τη σχέση ως προς ω' και μετά από αντικατάσταση των τιμών, έχουμε:

$$\omega' = \omega \left(\frac{R}{r} \right)^2 = \left(5,55 \times 10^{-4} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right) \left(\frac{6 \times 10^3 \text{ m}}{2 \times 10^2 \text{ m}} \right)^2 = 0,5 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$$

Τότε, η γραμμική ταχύτητα u' στην περιφέρεια του ανεμοστρόβιλου θα είναι:

$$u' = \omega' r = \left(0,5 \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right) (200 \text{ m}) = 100 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 360 \frac{\text{Km}}{\text{h}}$$

Κεφάλαιο 9: Ατμοσφαιρική ρύπανση και διασπορά

Σύνοψη

Η ατμοσφαιρική ρύπανση αποτελεί ένα από τα μεγαλύτερα προβλήματα των σύγχρονων αστικών κέντρων, καθώς ευθύνεται για σοβαρή υποβάθμιση της ποιότητας ζωής και για τον θάνατο εκατομμυρίων ανθρώπων ανά έτος. Στο κεφάλαιο που ακολουθεί, γίνεται αρχικά μία σύντομη ιστορική αναδρομή αναφορικά με το πρόβλημα της ατμοσφαιρικής ρύπανσης και στη συνέχεια παρουσιάζονται ορισμένα βασικά χαρακτηριστικά των ατμοσφαιρικών ρύπων, όπως τα είδη των πηγών τους και οι μηχανισμοί απομάκρυνσής τους από την ατμόσφαιρα. Έπειτα, η μελέτη επικεντρώνεται στα μοντέλα ατμοσφαιρικής ρύπανσης, που ανάλογα με τη φιλοσοφία τους διακρίνονται σε μοντέλα τύπου Gauss, αριθμητικά μοντέλα (τύπου Euler ή Lagrange), στατιστικά και ρευστοδυναμικά μοντέλα. Εξ αυτών, αναλύονται διεξοδικά τα μοντέλα τύπου Gauss, καθώς είναι γνωστό ότι αποτελούν την πρώτη επιλογή για την παρακολούθηση της ατμοσφαιρικής ρύπανσης σε επιχειρησιακό επίπεδο. Στη συνέχεια, περιγράφονται τα λαγκρανζιανά και οϊλεριανά μοντέλα, που σε αντίθεση με τα γκαουσιανά, μπορούν να χρησιμοποιηθούν ακόμη και στην περίπτωση παρουσίας ισχυρής ατμοσφαιρικής τύρβης. Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με μία σειρά λυμένων ασκήσεων, για την καλύτερη εξοικείωση με τις έννοιες της ατμοσφαιρικής διασποράς.

Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να ανατρέξουμε σε κάποιο βιβλίο Διανυσματικής Ανάλυσης και να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας στον ανυσματικό λογισμό.

9 Γενικά

Η ανθρωπογενούς προέλευσης ατμοσφαιρική ρύπανση έχει τις ρίζες της στην εποχή που ο άνθρωπος χρησιμοποίησε για πρώτη φορά τη φωτιά, καθώς από την καύση ξύλου παράγεται αιθάλη (γνωστή ως BC – black carbon), μονοξείδιο και διοξείδιο του άνθρακα (CO , CO_2) και οργανικοί ατμοί. Εκτιμάται, επίσης, πως σε νομαδικές και αγροτικές κοινωνίες η ρύπανση του αέρα στο εσωτερικό των κατοικιών ήταν υψηλή. Ιστορικές πηγές αναφέρουν καύση αργού πετρελαίου σε περσικούς βωμούς από το 500 π.Χ., ενώ ο Οράτιος στα ποιήματά του θρηνεί τους μαυρισμένους από τον καπνό ναούς της Ρώμης το 100 π.Χ.

Το πρόβλημα, όμως, της ατμοσφαιρικής ρύπανσης εντάθηκε τον 14^ο αιώνα, όταν πρωτοξεκίνησε η οικιακή καύση γαιάνθρακα (δηλαδή κάρβουνου) στα αστικά κέντρα της Β. Ευρώπης και οξύνθηκε ακόμη περισσότερο με τη βιομηχανική επανάσταση. Για την αντιμετώπιση του προβλήματος, χώρες όπως η Αγγλία και η Γαλλία προχώρησαν πρώτες στη θέσπιση κανονισμών και νομοθεσίας σχετικά με την καύση του γαιάνθρακα. Στην Αγγλία, επιβλήθηκαν φορολογικές επιβαρύνσεις, ενώ στη Γαλλία θεσπίστηκε πλαίσιο αδειοδότησης των εμπορικών δραστηριοτήτων και της λειτουργίας των ατμοκινητήρων, με σκοπό τον περιορισμό της ρύπανσης. Στα μέσα του 19^{ου} αιώνα, μετά την καταστροφή των δασών της Βόρειας και Κεντρικής Ευρώπης, εφαρμόστηκαν κανόνες για τον περιορισμό των εκπομπών διοξειδίου του θείου (SO_2). Στην άλλη όχθη του Ατλαντικού, μεγάλες πόλεις των ΗΠΑ, όπως το Σικάγο, αντιμετώπισαν από νωρίς σοβαρά προβλήματα ατμοσφαιρικής ρύπανσης από την καύση του γαιάνθρακα και προχώρησαν στη θέσπιση κανονισμών και σχετικής νομοθεσίας.

Ωστόσο, στα πρώιμα αυτά στάδια αναγνώρισης του προβλήματος της ατμοσφαιρικής ρύπανσης, επικράτησε η αντίληψη ότι επρόκειτο για τοπικό πρόβλημα, γι' αυτό και οι προσπάθειες αντιμετώπισής του περιορίστηκαν στον έλεγχο των εκπομπών από μεγάλες βιομηχανικές μονάδες. Κάποια, όμως, ακραία επεισόδια ρύπανσης βοήθησαν στην ανάδειξη των πραγματικών διαστάσεων του προβλήματος. Για παράδειγμα, το 1948 στη Ντονόρα της Πενσυλβάνια, μετά από μία πρωτοφανή άπνοια που διήρκεσε 5 ημέρες, οι ρύποι από τα χαλυβουργεία και τις μονάδες ψευδαργύρου και θεικού οξέος έφτασαν σε δραματικά επίπεδα, με αποτέλεσμα τον θάνατο 18 ανθρώπων. Ένα άλλο σοβαρό επεισόδιο αιθαλομίχλης,

τον Δεκέμβριο του 1952 στο Λονδίνο, οδήγησε στον θάνατο 4000 ανθρώπων. Έκτοτε, για αυτού του είδους τη ρύπανση χρησιμοποιείται ο όρος «smog», προκειμένου να περιγραφεί το μίγμα της αιθάλης (smoke) και της φυσικής ομίχλης (fog). Τα χρόνια που ακολούθησαν, το Λος Άντζελες έγινε γνωστό για τη λεγόμενη «αιθαλομίχλη τύπου Λος Άντζελες». Χιλιάδες άνθρωποι σε διάφορα μέρη του κόσμου έχασαν τη ζωή τους από την έκθεση σε αυτόν τον τύπο ρύπανσης, για την οποία υπεύθυνα ήταν σχεδόν αποκλειστικά τα οχήματα. Πρόκειται για φωτοχημική ρύπανση που σχηματίζεται παρουσία ηλιακής ακτινοβολίας και πρωτογενών αερίων ρύπων³⁹.

Σήμερα, είναι πλέον γνωστό ότι η ατμοσφαιρική ρύπανση αποτελεί διασυνοριακό πρόβλημα, καθώς ορισμένοι ρύποι έχουν μεγάλο χρόνο ζωής, με αποτέλεσμα να μπορούν να μεταφερθούν σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή εκπομπής, όπου, πέρα από τις βλάβες στη χλωρίδα και την πανίδα, μπορούν να έχουν σοβαρές επιπτώσεις στην υγεία των ανθρώπων. Η επικινδυνότητά τους εξαρτάται από:

- την τοξικότητά τους,
- τη συγκέντρωσή τους στην ατμόσφαιρα,
- τον χρόνο έκθεσης,
- τη δόση (που είναι το γινόμενο του χρόνου έκθεσης επί τη συγκέντρωση του ρύπου),
- την ταυτόχρονη συνέργεια μεταξύ διαφορετικών ρύπων,
- τις μετεωρολογικές παραμέτρους,
- την ηλικία, το φύλο και την κατάσταση της υγείας των ατόμων που εκτίθενται στη ρύπανση.

9.1 Διάκριση των πηγών

Στους ατμοσφαιρικούς ρύπους συγκαταλέγονται αέριες, υγρές αλλά και στερεές ουσίες που μπορούν να προέρχονται τόσο από φυσικές όσο και από ανθρωπογενείς πηγές. Στις φυσικές πηγές ανήκουν:

- οι εκρήξεις ηφαιστειών, από τις οποίες εκλύονται σωματίδια, διοξείδιο του θείου, υδροθείο και δευτερευόντως υδροχλώριο και υδροφθόριο,
- οι δασικές πυρκαγιές, από τις οποίες παράγονται σωματίδια, διοξείδιο του άνθρακα και μονοξείδιο του άνθρακα,
- η βιολογική αποσύνθεση οργανικής ύλης, από την οποία παράγονται υδρογονάνθρακες, αμμωνία και υδρόθειο,
- η επιφάνεια της θάλασσας, από την οποία εξατμίζονται σωματίδια χλωριούχου νατρίου και θειικά άλατα,
- η αποσάθρωση του εδάφους και
- οι ηλεκτρικές εκκενώσεις στην ατμόσφαιρα, που παράγουν όζον.

Στις ανθρωπογενείς πηγές κυριαρχούν η βιομηχανική δραστηριότητα, οι μεταφορές, η παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, η οικιακή θέρμανση και η διάθεση των απορριμμάτων στις χωματερές. Αν και η ρύπανση από φυσικές πηγές είναι σε παγκόσμια κλίμακα περισσότερη από την ανθρωπογενή, εντούτοις η ανθρωπογενής συγκεντρώνει μεγαλύτερο ενδιαφέρον, εξαιτίας της περιορισμένης γεωγραφικής έκτασης των πηγών και του ρόλου της στη διατάραξη της ισορροπίας των φυσικών οικοσυστημάτων.

Με βάση το σχήμα τους, οι πηγές ατμοσφαιρικών ρύπων μπορούν να διακριθούν στις παρακάτω γενικές κατηγορίες:

- **Σημειακές πηγές.** Πρόκειται για μεμονωμένα σημεία που μπορεί να βρίσκονται τόσο στην επιφάνεια του εδάφους όσο και σε κάποιο ύψος από αυτή. Χαρακτηριστικό παράδειγμα σημειακής πηγής είναι η καμινάδα κάποιου εργοστασίου. Βεβαίως, θα πρέπει να σημειωθεί

³⁹ «Πρωτογενείς» ονομάζονται οι ρύποι που εκλύονται στην ατμόσφαιρα από μία διακριτή πηγή, σε αντιδιαστολή με τους «δευτερογενείς», που σχηματίζονται στην ατμόσφαιρα ως προϊόντα χημικών αντιδράσεων μεταξύ πρωτογενών ρύπων.

ότι, ανάλογα με την κλίμακα μελέτης, ως σημειακή πηγή μπορεί να θεωρηθεί ακόμη και μία ολόκληρη πόλη.

- **Γραμμικές πηγές.** Η έκλυση των ρύπων γίνεται σε μία γραμμή που μπορεί να είναι είτε ευθεία είτε καμπύλη. Χαρακτηριστικό παράδειγμα γραμμικών πηγών αποτελεί η κίνηση των οχημάτων στους μεγάλους αυτοκινητοδρόμους, απ' όπου θεωρούμε ότι η ρύπανση εκπέμπεται με περίπου σταθερό ρυθμό. Γενικότερα, στις γραμμικές πηγές οι εκλύσεις γίνονται σε μικρά ύψη, με άμεσες επιπτώσεις στον άνθρωπο, τη χλωρίδα, την πανίδα και τις κατασκευές.
- **Επιφανειακές πηγές.** Ως επιφανειακή πηγή μπορεί να θεωρηθεί ένα σύνολο από γραμμικές και σημειακές πηγές, όπως π.χ. μία ολόκληρη πόλη ή ένας χώρος ταφής απορριμμάτων.
- **Πηγές όγκου.** Πρόκειται για επιφανειακές πηγές που, όμως, έχουν μη μηδενικό πάχος. Έτσι, οι ρύποι μπορούν να απελευθερώνονται από ολόκληρο τον θεωρούμενο όγκο. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί ένας πολυώροφος χώρος στάθμευσης αυτοκινήτων με πλευρικά ανοίγματα.

9.2 Μηχανισμοί καθαρισμού της ατμόσφαιρας

Οι ατμοσφαιρικοί ρύποι, μετά την εκπομπή τους, καταλήγουν αργά ή γρήγορα στους αποδέκτες της ρύπανσης, τις λεγόμενες «καταβόθρες». Οι μηχανισμοί με τους οποίους μπορεί να συμβεί αυτό χωρίζονται στις παρακάτω κατηγορίες:

- **Ξηρή απόθεση.** Στην περίπτωση αυτή, οι ρύποι καταλήγουν στην επιφάνεια του εδάφους, χωρίς να υποστούν κάποια χημική μεταβολή. Για παράδειγμα, τα μεγάλα σωματίδια που αιωρούνται στην ατμόσφαιρα κατακάθονται γρήγορα στο έδαφος, λόγω της μεγάλης μάζας τους. Πρόκειται για την περίπτωση «απόθεσης με τη βαρύτητα». Επιπλέον, απόθεση μπορεί να συμβεί με βίαιο τρόπο, μετά από σύγκρουση των σωματιδίων με δέντρα, κτίρια και λοιπά εμπόδια. Τότε συμβαίνει «βίαιη απόθεση».
- **Υγρή απόθεση.** Οι ρύποι συχνά παγιδεύονται στα νέφη και έτσι μεταφέρονται σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή τους. Αν μάλιστα προκύψει υετός, οι ρύποι μεταφέρονται στο έδαφος με τη λεγόμενη «υγρή απόθεση με υετό».
- **Χημική μετατροπή.** Κάποιοι ρύποι μπορούν μετά από χημικές αντιδράσεις να δώσουν προϊόντα που δεν αποτελούν ρυπαντές αλλά φυσικά συστατικά της ατμόσφαιρας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η οξείδωση του CO σε CO₂.

9.3 Ατμοσφαιρική διασπορά και μοντέλα ρύπανσης

Έστω μία σημειακή πηγή, όπως η καμινάδα ενός εργοστασίου ύψους h από την οποία εκπέμπονται καυσαέρια με σταθερό ρυθμό. Κατά κανόνα, ο καπνοθύσανος είναι θερμότερος από τον ατμοσφαιρικό αέρα και εκπέμπεται με μεγάλη ορμή, με αποτέλεσμα να ανυψώνεται κατά Δh . Έτσι, μετά την έκλυσή του, ανέρχεται σε ύψος h_e , που είναι γνωστό ως «ενεργό ύψος» της καμινάδας και δίνεται από τη σχέση:

$$h_e = h + \Delta h \quad (9.1)$$

Η ανύψωση Δh εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της καμινάδας, δηλαδή το ύψος και τη διάμετρό της, αλλά και τα χαρακτηριστικά του ίδιου του καπνοθύσανου (θερμοκρασία και ταχύτητα εξόδου). Η θερμοκρασία του καπνοθύσανου καθορίζει την πυκνότητά του, ενώ η ταχύτητα, που είναι συνάρτηση της διαμέτρου της καμινάδας και της παροχής των καυσαερίων, διαμορφώνει την ορμή του καπνοθύσανου.

Για τον υπολογισμό της ανύψωσης Δh , χρησιμοποιούνται διάφορες εμπειρικές σχέσεις που έχουν γενικώς τη μορφή:

$$\Delta h(x) = CQ_h^a x^b u^c \quad (9.2)$$

όπου τα C , a , b και c είναι σταθερές, x είναι η απομάκρυνση του καπνοθύσανου κατά τη διεύθυνση του ανέμου, u η ταχύτητα του ανέμου και Q_h ο ρυθμός απελευθέρωσης θερμότητας από την καμινάδα, που δίνεται από τη σχέση:

$$Q_h = Q_m c_p (T_h - T) \quad (9.3)$$

Στην τελευταία σχέση, T_h και T είναι η θερμοκρασία των καυσαερίων κατά την έξοδό τους από την καμινάδα και του περιβάλλοντος αέρα, αντίστοιχα, ενώ Q_m είναι η παροχή μάζας που δίνεται από τη σχέση:

$$Q_m = \rho \pi r^2 w \quad (9.4)$$

Το ρ συμβολίζει την πυκνότητα των καυσαερίων, το r την ακτίνα της καμινάδας και το w την ταχύτητα των καυσαερίων κατά την κατακόρυφο.

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, προκύπτει ότι, όταν στην ατμόσφαιρα επικρατεί ευστάθεια, η ανύψωση Δh είναι:

$$\Delta h = 2,1 \left[\frac{ru^2}{N^2 Fr^2 \left(\frac{u}{w} \right)^3} \right]^{1/3} \quad (9.5)$$

όπου N είναι η συχνότητα Brunt-Vaisala και Fr ο αριθμός Froude. Στην περίπτωση αστάθειας, ισχύει:

$$\Delta h = 4,5 \left[\frac{ru^2 H_{av}^{2/3}}{4w_*^2 Fr^2 \left(\frac{u}{w} \right)^3} \right]^{3/5} \quad (9.6)$$

όπου H_{av} είναι το ύψος της βάσης της αναστροφής θερμοκρασίας. Τέλος, για ουδέτερη ισορροπία, χρησιμοποιούμε τη σχέση:

$$\Delta h = 0,76 \left[\frac{ru^2}{u_*^2 Fr^2 \left(\frac{u}{w} \right)^3} \right] \quad (9.7)$$

Βεβαίως, θα πρέπει να σημειωθεί ότι, όταν ο λόγος της ταχύτητας των καυσαερίων προς την ταχύτητα του ανέμου είναι μικρός, η άκρη του καπνοθύσανου έρχεται σε επαφή με το έδαφος κοντά στην καμινάδα, με αποτέλεσμα η ποιότητα του αέρα στο έδαφος κοντά στην πηγή να είναι κακή.

Γενικότερα, ο τρόπος με τον οποίο θα διασπαρθούν οι καπνοθύσανοι έχει μεγάλη σημασία, όταν οι πηγές βρίσκονται κοντά σε σημεία ενδιαφέροντος, όπως ένα αστικό κέντρο. Για τη μελέτη της διασποράς των ρύπων, χρησιμοποιούνται μοντέλα που επιχειρούν να περιγράψουν μαθηματικά την εξάπλωση των καυσαερίων, μετά την απελευθέρωσή τους από την πηγή, στον χώρο και στον χρόνο. Στην πράξη, υπάρχουν διάφοροι τύποι μοντέλων:

- **Μοντέλα διασποράς τύπου Gauss.** Χρησιμοποιούν τη γκαουσιανή (Gaussian) προσέγγιση για τον υπολογισμό των συγκεντρώσεων. Αποτελούν τη συνηθέστερη επιλογή για την παρακολούθηση της ατμοσφαιρικής ποιότητας σε επιχειρησιακό επίπεδο.
- **Αριθμητικά μοντέλα.** Στηρίζονται στην οϊλεριανή (Eulerian) ή τη λαγκρανζιανή (Lagrangian) προσέγγιση. Χρησιμοποιούνται συνήθως για επιφανειακές πηγές σε αστικά κέντρα και είναι ικανά να συνυπολογίζουν τους πιθανούς χημικούς μετασχηματισμούς των ρύπων. Ωστόσο, είναι γενικώς δύσχρηστα, καθώς απαιτούν λεπτομερή δεδομένα εισόδου για τις εκπομπές.
- **Στατιστικά μοντέλα.** Αποτελούν εναλλακτική μέθοδο, όταν τα δεδομένα εισόδου που απαιτούνται στις δύο προηγούμενες κατηγορίες μοντέλων είναι ανεπαρκή.
- **Ρευστοδυναμικά μοντέλα.** Προσομοιώνουν την κίνηση των ρευστών σε πειράματα που πραγματοποιούνται σε ειδικές διατάξεις που είναι γνωστές ως «κανάλια ροής» (wind tunnels). Αποτελούν την καλύτερη επιλογή σε περιπτώσεις πολύπλοκων ροών, αλλά η χρήση τους είναι εξαιρετικά απαιτητική.

Είναι προφανές ότι, για την επιλογή του κατάλληλου τύπου μοντέλου, πρέπει να συνυπολογιστούν πολλές παράμετροι, μεταξύ των οποίων η τοπογραφία και το είδος των ρύπων που εκλύονται. Παρακάτω αναλύονται ορισμένα από τα πιο ευρέως χρησιμοποιούμενα είδη μοντέλων.

9.3.1 Γκαουσιανά μοντέλα

Σύμφωνα με τον Fick, ο ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης C ενός ρύπου δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right) \quad (9.8)$$

Η γκαουσιανή προσέγγιση στηρίζεται σε μία σειρά από παραδοχές:

- Επικρατούν συνθήκες σταθερής κατάστασης, καθώς για τη συγκέντρωση C ισχύει $\partial C / \partial t = 0$.
- Η ροή είναι σταθερή σε όλη την έκταση διασποράς του καπνοθύσανου, αφού ο άνεμος παραμένει σταθερός, με τις οριζόντιες συνιστώσες του u και v να μην εξαρτώνται από το ύψος.
- Οι κινηματικοί συντελεστές τύρβης K_x , K_y και K_z είναι σταθεροί.
- Ο ρύπος δεν απορροφάται από το έδαφος ούτε αποτίθεται σε αυτό.
- Δεν λαμβάνουν χώρα χημικές αντιδράσεις και μετασχηματισμοί του ρύπου.
- Η διάχυση κατά τη διεύθυνση του ανέμου θεωρείται αμελητέα.

Εφαρμόζοντας τις παραπάνω παραδοχές στην εξίσωση διάχυσης του Fick και μετά από ορισμένες πράξεις, για πηγή συνεχούς εκπομπής, παίρνουμε:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{4\pi x \sqrt{K_y K_z}} \exp \left[\frac{-y^2}{4K_y \left(\frac{x}{u} \right)} \right] \exp \left[\frac{-z^2}{4K_z \left(\frac{x}{u} \right)} \right] \quad (9.9)$$

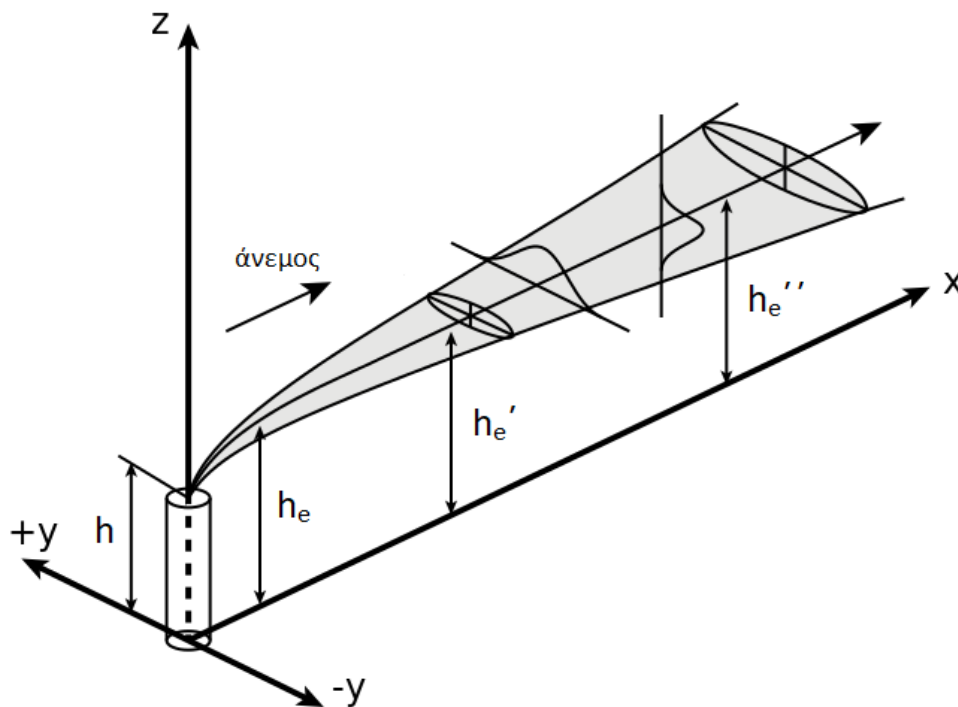
όπου Q είναι η παροχή, δηλαδή η μάζα του ρύπου που εκπέμπεται στη μονάδα του χρόνου. Στην τελευταία σχέση εμπεριέχονται οι τυπικές αποκλίσεις σ_y και σ_z :

$$\begin{cases} \sigma_y^2 = 2K_y \frac{x}{u} \\ \sigma_z^2 = 2K_z \frac{x}{u} \end{cases} \quad (9.10)$$

Επομένως, για τον καπνοθύσανο που εκπέμπεται από μία σημειακή πηγή, ισχύει:

$$C(x,y,z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(h_e - z)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z + h_e)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (9.11)$$

όπου \bar{u} είναι η μέση οριζόντια ταχύτητα του ανέμου. Η σχέση αυτή περιγράφει τη διασπορά καπνοθύσανου που εκπέμπεται με συνεχή τρόπο από σημειακή πηγή. Η μορφή της διασποράς απεικονίζεται στο Σχήμα 9.1. Όσον αφορά τα σ_y και σ_z , κατά κανόνα υπολογίζονται με τη βοήθεια ημιεμπειρικών σχέσεων, όπως οι κατηγορίες ευστάθειας των Pasquill-Gifford (Πίνακας 9.1).



Σχήμα 9.1: Γκαουσιανή προσέγγιση διασποράς καπνοθύσανου σε τρισσορθογώνιο σύστημα συντεταγμένων.

Εξυπακούεται ότι η τελευταία σχέση δεν εφαρμόζεται σε περιπτώσεις άπνοιας, δηλαδή όταν $\bar{u} = 0$. Επίσης, η προσέγγιση του Gauss δεν μπορεί να εφαρμοστεί σε περιπτώσεις έντονης αστάθειας, διότι τότε οι ρύποι μεταφέρονται κατακόρυφα και όχι κατά μήκος της κεντρικής γραμμής του καπνοθύσανου. Επιπλέον, η μέθοδος αντενδείκνυται για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης στο έδαφος ακριβώς κάτω από την πηγή, αλλά και σε μεγάλες αποστάσεις από αυτή, π.χ. στα 10 Km.

Πίνακας 9.1: Οι συναρτήσεις $\sigma_y(x)$ και $\sigma_z(x)$ των παραμέτρων σ_y και σ_z σε αστικά και υπαίθρια περιβάλλοντα, για συνθήκες αστάθειας (κατά Briggs, 1973).

Ύψαιθος	Κατηγορία ευστάθειας	σ_y	σ_z
	A	$0,22x(1+0,0001x)^{-1/2}$	0,20
	B	$0,16x(1+0,0001x)^{-1/2}$	0,12
	C	$0,11x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,08x(1+0,0002x)^{-1/2}$
	D	$0,08x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,06x(1+0,0005x)^{-1/2}$
	E	$0,06x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,03x(1+0,0003x)^{-1/2}$
	F	$0,04x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,016x(1+0,0003x)^{-1/2}$
Αστικά κέντρα	A-B	$0,32x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,24x(1+0,0001x)^{-1/2}$
	C	$0,22x(1+0,0004x)^{-1/2}$	0,20
	D	$0,16x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,14x(1+0,0003x)^{-1/2}$
	E-F	$0,11x(1+0,0004x)^{-1/2}$	$0,08x(1+0,0005x)^{-1/2}$

Παραπάνω υποθέσαμε ότι το έδαφος δεν απορροφά τον ρύπο, αλλά τον ανακλά πλήρως. Υποθέσαμε, δηλαδή, ότι ο συντελεστής ανακλαστικότητας του εδάφους α ισούται με τη μονάδα. Η Σχέση (9.11) μπορεί να γενικευτεί και για τις περιπτώσεις που η ανάκλαση του ρύπου είναι μερική:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right] \left\{ \exp\left[-\frac{(h_e - z)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \alpha \exp\left[-\frac{(z + h_e)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (9.12)$$

Ανάκλαση, όμως, μπορεί να συμβεί και από την κορυφή του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος ή τη βάση κάποιας αναστροφής ελεύθερης ατμόσφαιρας, οπότε η Σχέση (9.11) τροποποιείται κατάλληλα. Στην πράξη, μπορεί να έχουμε διαδοχικές ανακλάσεις, οι οποίες δυσχεραίνουν τους υπολογισμούς.

9.3.1.1 Διερεύνηση ειδικών περιπτώσεων της γκαουσιανής προσέγγισης

Συχνά, μας ενδιαφέρει η συγκέντρωση του ρύπου στο έδαφος. Αυτή μπορεί να προκύψει εύκολα, αν στην (9.11) θέσουμε $z = 0$, οπότε:

$$C(x, y, 0) = \frac{Q}{\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right] \exp\left(-\frac{h_e^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (9.13)$$

Με τη βοήθεια της τελευταίας σχέσης, χαράσσονται οι ισοπληθείς της συγκέντρωσης για την επιφάνεια του εδάφους. Αν, μάλιστα, μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε τη μέγιστη συγκέντρωση του ρύπου σε κάποιο σημείο κατά τον άξονα των x , θέτουμε στην τελευταία σχέση $y = 0$ και παίρνουμε:

$$C(x, 0, 0) = \frac{Q}{\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left(-\frac{h_e^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (9.14)$$

Μπορούμε, επίσης, να υπολογίσουμε τη μέγιστη συγκέντρωση κατά τον άξονα των x , στην περίπτωση που η πηγή εκπέμπει στην επιφάνεια του εδάφους, δηλαδή $h_e = 0$. Τότε:

$$C(x, 0, 0) = \frac{Q}{\pi\sigma_y\sigma_z u} \quad (9.15)$$

Στην πράξη, οι συνθήκες ευστάθειας μέσα στην ατμόσφαιρα μπορούν να οδηγήσουν σε διάφορες χαρακτηριστικές περιπτώσεις διασποράς. Μία από αυτές είναι το θυμιάτισμα (fumigation). Συμβαίνει συνήθως το πρωί, μετά τη διάλυση της νυχτερινής αναστροφής, όταν ο καπνοθύσανος δεν μπορεί να μετακινηθεί και παγιδεύεται κοντά στην πηγή, δημιουργώντας συνθήκες κακής ατμοσφαιρικής ποιότητας. Αυτές διαρκούν περίπου 1 h. Αν το πλάτος του καπνοθύσανου είναι Δy και το ύψος του h_e , η συγκέντρωση στο έδαφος κοντά στην πηγή δίνεται από τη σχέση:

$$C = \frac{Q}{uh_e\Delta y} \quad (9.16)$$

Παρόμοιες συνθήκες μπορούν να παρατηρηθούν, όταν πνέει η θαλάσσια αύρα, με μεγαλύτερη, όμως, διάρκεια. Θυμιάτισμα μπορεί να προκύψει και όταν πνέουν ισχυροί άνεμοι, οπότε στην ατμόσφαιρα επικρατεί ουδέτερη ισορροπία και η ανύψωση του καπνοθύσανου είναι μικρή.

Μία ακόμη ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι ο εγκλωβισμός του ρύπου κάτω από μία ισχυρή αναστροφή ελεύθερης ατμόσφαιρας, ιδιαιτέρως όταν επικρατεί ισχυρή ανατάραξη εντός της αναστροφής. Τότε, η συγκέντρωση του ρύπου δίνεται από τη σχέση:

$$C = \frac{Q}{\sqrt{2\pi u H_{av}} \sigma_y} \quad (9.17)$$

όπου H_{av} είναι το ύψος της βάσης της αναστροφής θερμοκρασίας.

Τέλος, με την προσέγγιση Gauss μπορεί να περιγραφεί και ο εγκλωβισμός ενός καπνοθύσανου σε κάποια κοιλάδα. Στην απλή περίπτωση της ομοιόμορφης ροής κατά τον άξονα x της κοιλάδας, η συγκέντρωση δίνεται από τη σχέση:

$$C(x, y, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{Q}{d\sigma_z u} \exp\left(-\frac{h_e^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (9.18)$$

όπου d είναι το εύρος της θεωρούμενης κοιλάδας.

9.3.1.2 Γραμμικές πηγές

Ας εξετάσουμε τώρα την περίπτωση μίας γραμμικής πηγής. Έστω ένας αυτοκινητόδρομος με σταθερή ροή οχημάτων, δηλαδή συνεχή εκπομπή ρύπων κατά μήκος μίας γραμμής. Στην απλή περίπτωση που ο άνεμος πνέει κάθετα στον αυτοκινητόδρομο (κατά τη διεύθυνση των x), κάθε τμήμα μήκους L του αυτοκινητοδρόμου εκπέμπει καυσάερια με σταθερό ρυθμό Q , τα οποία διαχέονται κατά τη διεύθυνση του ανέμου, αλλά και κατά τη διεύθυνση του αυτοκινητοδρόμου (άξονας των y), όπως και κατακόρυφα (άξονας των z). Αν για λόγους συμμετρίας δεχτούμε ότι ο αυτοκινητόδρομος είναι πολύ μεγάλος, η συγκέντρωση της ρύπανσης δεν μεταβάλλεται κατά τον άξονα των y , δηλαδή κατά τη διεύθυνση του αυτοκινητοδρόμου. Έτσι, η συγκέντρωση κατά τη διεύθυνση του ανέμου θα δίνεται από τη σχέση:

$$u \frac{\partial C}{\partial x} = K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (9.19)$$

Από τη λύση της διαφορικής εξίσωσης, παίρνουμε:

$$C = \frac{2Q}{\sqrt{2\pi\sigma_z u}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (9.20)$$

όπου:

$$\sigma_z^2 = \left(\frac{2K_z}{u} \right) x \quad (9.21)$$

Μπορούμε, τώρα, να υπολογίσουμε τη συγκέντρωση των ρύπων στην επιφάνεια του εδάφους, σε κάποιο σημείο πάνω στον άξονα των x , αν παραγωγίσουμε τη Σχέση (9.20) ως προς x και θέσουμε το αποτέλεσμα ίσο με 0. Έτσι, θα είναι:

$$C = \frac{2Q}{\sqrt{2\pi\sigma_z}u} \quad (9.22)$$

Στην περίπτωση που ο άνεμος σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα του αυτοκινητοδρόμου, η τελευταία σχέση γράφεται:

$$C = \frac{2Q}{\sqrt{2\pi\sigma_z}u\sin\theta} \quad (9.23)$$

Συνολικά, παρατηρούμε ότι, στις γραμμικές πηγές, ο ρόλος της διεύθυνσης του ανέμου είναι σημαντικός. Τέλος, σε μία γραμμική πηγή η συγκέντρωση του ρύπου ελαττώνεται με την απόσταση x με πιο αργό ρυθμό σε σχέση με μία σημειακή πηγή.

9.3.1.3 Επιφανειακές πηγές

Η προσέγγιση Gauss μπορεί με αρκετές τροποποιήσεις και παραδοχές να εφαρμοστεί και για επιφανειακές πηγές. Ας υποθέσουμε, για παράδειγμα, ότι έχουμε μία επιφανειακή πηγή με στοιχειώδη επιφάνεια $dxdy$ που εκπέμπει με σταθερό ρυθμό. Τότε, η συγκέντρωση σε κάποιον θεωρούμενο δέκτη θα δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{C}{Q} = \iint \frac{\exp\left(\frac{-y^2}{\sigma_y^2}\right)}{\pi u \sigma_y \sigma_z} dxdy \quad (9.24)$$

Αν ο άνεμος πνέει κατά τον άξονα των x , κατά τον οποίο θεωρούμε ότι η πηγή έχει άπειρη έκταση, η συγκέντρωση στο έδαφος ($z = 0$) είναι:

$$C = \frac{Q}{\pi u \sigma_y \sigma_z} (\Delta x \Delta y) \quad (9.25)$$

Στην τελευταία σχέση, παρατηρούμε ότι η συγκέντρωση αυξάνεται με την απόσταση x , δηλαδή όσο πιο απομακρυσμένος είναι ο δέκτης από την πηγή, τόσο μεγαλύτερη είναι η ρύπανση που καταγράφει. Αν και αυτό φαντάζει οξύμωρο, στην πραγματικότητα ήταν αναμενόμενο, καθώς όσο πιο μακριά βρίσκεται ο δέκτης από την πηγή τόσο μεγαλύτερη επιφάνεια πηγής συνεισφέρει στη ρύπανσή του.

9.3.1.4 Διαλείπουσες εκπομπές

Παραπάνω εξετάσαμε διάφορες περιπτώσεις, θεωρώντας πάντα ότι η πηγή εκπέμπει με σταθερό ρυθμό. Αυτό, όμως, δεν συμβαίνει πάντα, καθώς συχνά είμαστε αντιμέτωποι με διαλείπουσες πηγές, οι εκπομπές των οποίων μπορούν να επαναλαμβάνονται με ακανόνιστο ρυθμό. Για παράδειγμα, αν τη χρονική στιγμή t μία πηγή απελευθερώνει στιγμιαία κάποια ποσότητα ρύπου ίση με Q , η συγκέντρωση του ρύπου θα δίνεται από τη σχέση:

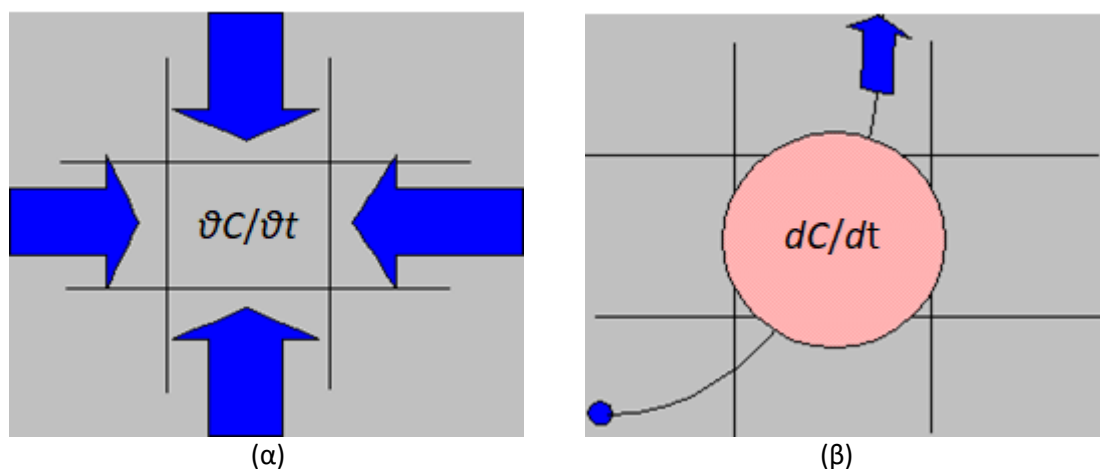
$$C(x, y, z, t) = \frac{Q}{5,5\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left[-\frac{(x-ut)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad (9.26)$$

όπου u είναι η ταχύτητα του ανέμου.

9.3.2 Αριθμητικά μοντέλα

9.3.2.1 Η προσέγγιση Euler

Σε αντίθεση με τη γκαουσιανή προσέγγιση που είναι κατάλληλη μόνο για στάσιμες συνθήκες εντός της ατμόσφαιρας, η οϊλεριανή προσέγγιση μπορεί να εφαρμοστεί ακόμη και στην περίπτωση παρουσίας ισχυρής ατμοσφαιρικής τύρβης. Το βασικό χαρακτηριστικό της, που τη διαφοροποιεί από τη λαγκρανζιανή προσέγγιση, είναι ότι χρησιμοποιεί για τους υπολογισμούς σταθερό σύστημα αναφοράς π.χ. την επιφάνεια της Γης (Σχήμα 9.2α). Έτσι, μπορούν εύκολα να αναπαρασταθούν οι μηχανισμοί παραγωγής και χημικού μετασχηματισμού των ρύπων.



Σχήμα 9.2: Σχηματική απεικόνιση της βασικής θεώρησης για τον υπολογισμό των συγκεντρώσεων στην προσέγγιση Euler (α) και στην προσέγγιση Lagrange (β).

Ειδικότερα, τα οϊλεριανά μοντέλα επιλύουν την εξίσωση συνέχειας για ένα σύνολο κελιών που αποτελούν πλέγμα και συγκροτούν το λεγόμενο «υπολογιστικό πεδίο». Το κάθε κελί προσδιορίζεται από τις τρεις διαστάσεις του (x, y, z), ενώ υπάρχει και τέταρτη διάσταση, ο χρόνος t . Έτσι, η συγκέντρωση C του θεωρούμενου ρύπου υπολογίζεται για κάθε πλεγματικό σημείο (κελί) και σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης, συνυπολογίζονται η δυναμική της ατμόσφαιρας (δηλαδή οι μηχανισμοί οριζόντιας μεταφοράς και διάχυσης), οι εκπομπές και οι χημικοί μετασχηματισμοί του ρύπου. Οι διεργασίες αυτές συνοψίζονται στην εξίσωση της συνέχειας:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{VC} + D\nabla^2 C + S \quad (9.27)$$

όπου D είναι ο συντελεστής διάχυσης, που για τον αέρα έχει τιμή $1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, ενώ η παράμετρος S παριστάνει το ισοζύγιο που προκύπτει από τις διαδικασίες εκπομπής, απόθεσης και χημικού μετασχηματισμού του θεωρούμενου ρύπου.

Μία βασική παραδοχή που κάναμε παραπάνω είναι ότι η συγκέντρωση του ρύπου είναι αρκετά μικρή, ώστε να μην είναι ικανή να επηρεάσει τις μετεωρολογικές παραμέτρους. Στην πραγματικότητα, από τους χημικούς μετασχηματισμούς του ρύπου μπορεί να παραχθεί θερμότητα ικανή να μεταβάλει τη θερμοκρασία του αέρα. Επίσης, από την απορρόφηση, ανάκλαση και σκέδαση της ηλιακής ακτινοβολίας από τους αέριους ή σωματιδιακούς ρύπους δύναται να προκληθούν μεταβολές στη συμπεριφορά του ατμοσφαιρικού ρευστού.

Η οϊλεριανή προσέγγιση βρίσκει εφαρμογή στα περισσότερα προγνωστικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται από τους μετεωρολόγους για την πρόβλεψη του καιρού. Γενικότερα, τα μοντέλα τύπου Euler χρησιμοποιούνται ευρέως για μία μεγάλη γκάμα κλιμάκων, από την αστική μέχρι και την πλανητική, καθώς οι στατιστικές παράμετροι του ανέμου που απαιτούνται για την εφαρμογή τους μπορούν να λαμβάνονται απευθείας από ανεμόμετρα.

9.3.2.2 Η προσέγγιση Lagrange

Στην προσέγγιση Lagrange, το σύστημα αναφοράς δεν είναι σταθερό, αλλά ακολουθεί τη μέση ατμοσφαιρική κίνηση. Ειδικότερα, μελετάται η συμπεριφορά αντιπροσωπευτικών σωματιδίων που απελευθερώνονται εντός του ρευστού και ακολουθούν τη συνεχή ροή (Σχήμα 9.2β). Έτσι, για ένα σωματίδιο που τη χρονική στιγμή t βρίσκεται στη θέση \vec{r} , ακολουθούμε την τροχιά που διαγράφει προϊόντος του χρόνου μέσα στο τυρβώδες ρευστό. Αυτή υπολογίζεται με ολοκλήρωση της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας πάνω σε όλες τις στατιστικά πιθανές θέσεις \vec{r} του ατμοσφαιρικού πεδίου. Για την ατμοσφαιρική διασπορά κάποιου ρύπου, έχουμε:

$$\bar{C}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^t \int p(\vec{r}, t | \vec{r}', t') S(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt' \quad (9.28)$$

όπου \bar{C} είναι η συνολική μέση συγκέντρωση στη θέση \vec{r} σε χρόνο t , $S(r, t)$ είναι η παράμετρος της πηγής και $p(\vec{r}, t | \vec{r}', t')$ είναι η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας, για την οποία ισχύει:

$$\int p(\vec{r}, t | \vec{r}', t') d\vec{r} \leq 1 \quad (9.29)$$

Στην τελευταία σχέση, η ανισότητα ισχύει, όταν λαμβάνουν χώρα χημικοί μετασχηματισμοί του ρύπου. Σε διαφορετική περίπτωση, η εξίσωση συνέχειας επιβάλλει η πυκνότητα πιθανότητας να είναι ίση με τη μονάδα.

Στην πράξη, συχνά χρησιμοποιούνται τα λεγόμενα «υβριδικά μοντέλα», που αποτελούν συνδυασμό δύο ή περισσότερων μοντέλων διαφορετικής φιλοσοφίας. Έτσι, είναι δυνατόν να αξιοποιούνται τα πλεονεκτήματα διαφορετικών προσεγγίσεων, ελαχιστοποιώντας τα όποια μειονεκτήματα.

9.3.2.3 Μοντέλα κυτίου

Τα μοντέλα κυτίου, που είναι γνωστά και ως «μοντέλα μηδενικής διάστασης», βασίζονται στη διατήρηση της μάζας του ρύπου μέσα σε ένα κυτίο που μπορεί να αναπαριστά μία μεγάλη έκταση, όπως π.χ. ένα αστικό κέντρο (Σχήμα 9.3). Μπορούν να χρησιμοποιούν τόσο την οϊλεριανή όσο και τη λαγκρανζιανή προσέγγιση. Για τα οϊλεριανά μοντέλα κυτίου, η εξίσωση διατήρησης της μάζας γράφεται:

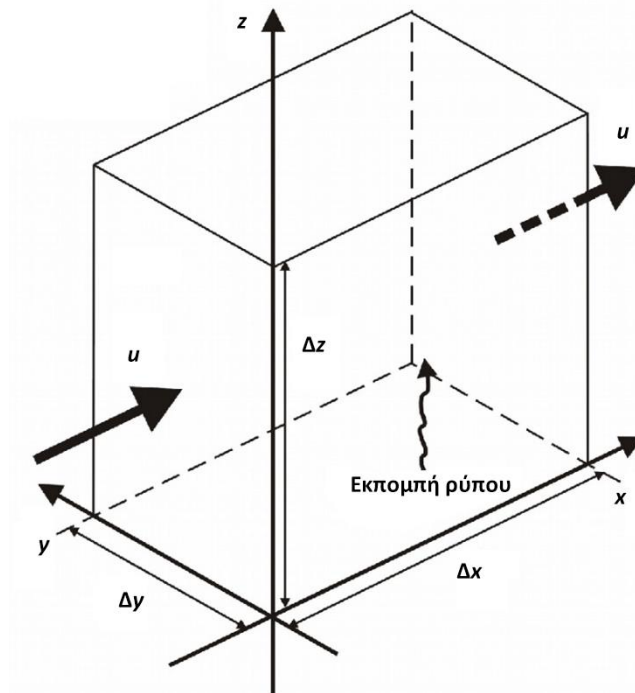
$$\frac{\partial}{\partial t}(Cz_i) = Q - Cz_i \frac{u}{\Delta x} \quad (9.30)$$

όπου Q είναι οι εκπομπές του ρύπου. Ολοκληρώνοντας την τελευταία σχέση από t_0 έως t_1 , παίρνουμε:

$$C(t)z_i(t) = C(t_0)z_i(t_0)\exp\left(-\frac{t}{t_1}\right) + Qt_1\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_1}\right)\right] \quad (9.31)$$

Στην περίπτωση που λαμβάνουν χώρα χημικοί μετασχηματισμοί, η τελευταία σχέση τροποποιείται καταλλήλως, για να τους συμπεριλάβει.

Σύμφωνα με τη συνήθη πρακτική που εφαρμόζεται στα μοντέλα κυτίου τύπου Euler, δεχόμαστε ότι οι σημειακές πηγές εκπέμπουν σε μεγάλο ύψος από το έδαφος. Έτσι, η συνεισφορά τους στη ρύπανση του αστικού αέρα μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Με άλλα λόγια, γίνεται η παραδοχή ότι οι σημειακές πηγές (κατά κύριο λόγο οι καμινάδες των μεγάλων βιομηχανιών) είναι κατασκευασμένες με τέτοιο τρόπο, ώστε να βρίσκονται σε μεγάλο ύψος από το έδαφος, ακόμα και πάνω από το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα σε κάποιες περιπτώσεις. Για τον λόγο αυτόν, οι σημειακές εκπομπές δεν λαμβάνονται υπόψη στα περισσότερα μοντέλα κυτίου. Βεβαίως, σε κάποιες περιπτώσεις οι υπερυψωμένοι καπνοθύσανοι δύνανται να μεταφερθούν στην επιφάνεια του εδάφους και να προκαλέσουν σημαντική υποβάθμιση της ατμοσφαιρικής ποιότητας. Κάτι τέτοιο ενδέχεται, για παράδειγμα, να συμβεί, όταν επικρατούν έντονες καθοδικές κινήσεις του αέρα μέσα στην ατμόσφαιρα. Ωστόσο, ο αποκλεισμός των σημειακών πηγών από τα μοντέλα κυτίου αποτελεί μία χρήσιμη και συνήθως ρεαλιστική απλούστευση.



Σχήμα 9.3: Σχηματική απεικόνιση της φιλοσοφίας των μοντέλων κυτίου τύπου Euler.

Σε αντίθεση με την προσέγγιση Euler, όπου το κυτίο παραμένει ακίνητο, στην προσέγγιση Lagrange μετακινείται ακολουθώντας τη μέση ταχύτητα και κατεύθυνση του ανέμου, αλλά και κατακόρυφα. Τότε, η συγκέντρωση C του ρύπου δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left(K_y \frac{\partial C}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_z \frac{\partial C}{\partial z}\right) + R + S + D \quad (9.32)$$

όπου R είναι η ταχύτητα της θεωρούμενης χημικής αντίδρασης, S ο ρυθμός εκπομπής και D ο ρυθμός απόθεσης του ρύπου.

Αν και η προσέγγιση αυτή βρίσκει εφαρμογή σε αρκετά προβλήματα, όπως π.χ. στις περιπτώσεις που λαμβάνουν χώρα φωτοχημικοί μετασχηματισμοί, το βασικό της μειονέκτημα είναι ότι προϋποθέτει συνθήκες σταθερής ταχύτητας και διεύθυνσης του ανέμου σε ολόκληρο το ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα. Ένα, ακόμη, μειονέκτημα σχετίζεται με τη δυσκολία που υπάρχει να συγκριθούν τα αποτελέσματα του μοντέλου με πραγματικές μετρήσεις της συγκέντρωσης του ρύπου για λόγους επικύρωσης.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος, Αθήνα.
- Κατσούλης Β. (1994) Στοιχεία Φυσικής Περιβάλλοντος. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Μπεργελές Γ. (2006) Πηγές, διασπορά και έλεγχος ατμοσφαιρικής ρύπανσης. Πανεπιστημιακές εκδόσεις Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνίου.
- Πασχαλίδου Α.Κ. (2007) Προτυποποίηση της διασποράς των αερίων ρυπαντών στην κατώτερη τροπόσφαιρα με βάση τα φυσικο-γεωγραφικά και μετεωρολογικά χαρακτηριστικά και την αέρια ρύπανση του λεκανοπεδίου των Αθηνών. Διδακτορική διατριβή. Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων.

Ξενόγλωσση

- Arya S.P. (1988) Introduction to Micrometeorology. Academic Press, Inc.
- Briggs G.A. (1973) Diffusion Estimation for Small Emissions, ATDL Contributions File No. (Draft) 79, Air Resources Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory. National Oceanic and Atmospheric Administration, Oak Ridge.
- Faraoni V. (2006) Exercises in Environmental Physics. Springer, U.S.A.
- Garratt J.R. (1992) The atmospheric boundary layer. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.
- Hanna S.R, Briggs G.A., Hosker Jr.R.P. (1982) Handbook on atmospheric diffusion. United States. <https://doi.org/10.2172/5591108>.
- Jacobson M.Z. (2005) Fundamentals of atmospheric modeling. Cambridge University Press.
- Kaimal J.C and Finnigan J.J. (1994) Atmospheric boundary layer flows. Their structure and measurements. Oxford University Press.
- Logan B.E. (2012) Environmental transport processes. Wiley & Sons.
- Monteith J.L. and Unsworth M.H. (2008) Principles of Environmental Physics, Elsevier Inc.
- Oke T.R. (1987) Boundary layer climates. Routledge, London and New York.
- Panofsky H.A. and Dutton J.A. (1984) Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications. Wiley-Blackwell.
- Pasquill F. and Smith F.B. (1983) Atmospheric diffusion. John Wiley and Sons.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.
- Stull R.B. (1988) An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers.
- Wyngaard J.C. (2010) Turbulence in the atmosphere. Cambridge University Press.
- Zannetti P. (1990) Air pollution modeling. Theories, computational methods and available software. Computational Mechanics Publications, WitPRESS.

Λυμένα παραδείγματα

1. Έστω ένας αέριος ρύπος που διαχέεται κατά τον άξονα των x σε ομοιογενές ρευστό που ηρεμεί. Αποδείξτε ότι σε καθεστώς στασιμότητας η ροή πυκνότητας δεν εξαρτάται από το x .

Λύση

Αν $C(t,x)$ είναι η συγκέντρωση του ρύπου, από την εξίσωση συνέχειας, έχουμε:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial Cu}{\partial x} + \frac{\partial Cv}{\partial y} + \frac{\partial Cw}{\partial z} = 0$$

Σύμφωνα με την εκφώνηση, ο ρύπος διαχέεται μόνο κατά την οριζόντια διεύθυνση. Επομένως, για τις άλλες δύο διευθύνσεις θα ισχύει:

$$\frac{\partial Cv}{\partial y} = \frac{\partial Cw}{\partial z} = 0$$

Επίσης, αφού επικρατεί καθεστώς στασιμότητας, η συγκέντρωση του ρύπου δεν θα μεταβάλλεται με τον χρόνο. Άρα, θα ισχύει:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = 0$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, παίρνουμε τελικά:

$$\frac{\partial Cu}{\partial x} = 0$$

Επομένως, η ροή πυκνότητας δεν εξαρτάται από το x .

2. Αποδείξτε ότι η επίλυση της εξίσωσης διάχυσης

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C$$

δίνει:

$$C(t, \vec{x}) = \frac{Q}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right)$$

Λύση

Παραγωγίζοντας τη συγκέντρωση ως προς τον χρόνο, παίρνουμε:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{Q}{\sigma(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} e^{\frac{-r^2}{2\sigma^2}} \left(-3 + \frac{r^2}{\sigma^2}\right) \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{Q}{\sigma(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} e^{\frac{-r^2}{2\sigma^2}} \left(-3 + \frac{r^2}{\sigma^2}\right) \sqrt{\frac{D}{2t}} =$$

$$= \frac{C}{\sigma^2} \left(-3 + \frac{r^2}{\sigma^2} \right) D$$

και

$$\vec{\nabla} C = \frac{-Q}{\sigma^2 (\sqrt{2\pi}\sigma)^3} e^{\frac{-r^2}{2\sigma^2}} \vec{x} = -\frac{C}{\sigma^2} \vec{x}$$

Στη συνέχεια, υπολογίζουμε τη λαπλασιανή της συγκέντρωσης, χρησιμοποιώντας την ταυτότητα:

$$\nabla^2 C = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} C = -\frac{1}{\sigma^2} (\vec{\nabla} C \cdot \vec{x} + C \vec{\nabla} \cdot \vec{x}) = \frac{1}{\sigma^2} \left(-\frac{C}{\sigma^2} \vec{x} \cdot \vec{x} + 3C \right) = \frac{C}{\sigma^2} \left(\frac{r^2}{\sigma^2} - 3 \right)$$

Επομένως:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{C}{\sigma^2} \left(\frac{r^2}{\sigma^2} - 3 \right) = D \nabla^2 C$$

3. Έστω ότι 100 g ενός τοξικού αερίου απελευθερώνονται στιγμιαία στο δάπεδο ενός χημικού εργαστηρίου, μετά από την πτώση και θραύση ενός γυάλινου δοκιμαστικού σωλήνα. Υπολογίστε τη συγκέντρωση της ουσίας σε απόσταση 10 m από το σημείο του ατυχήματος, μετά την πάροδο μίας ώρας. Θεωρήστε ότι ο αέρας μέσα στον χώρο του εργαστηρίου είναι ακίνητος. Δίνεται ο συντελεστής διάχυσης $D = 8 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Λύση

Χάρην ευκολίας, θεωρούμε ότι η πηγή είναι σημειακή. Τότε, με επίλυση της εξίσωσης διάχυσης στις τρεις διαστάσεις, παίρνουμε:

$$C(t, \vec{x}) = \frac{Q}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right)$$

όπου:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}$$

Με αντικατάσταση των τιμών, παίρνουμε:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2 \cdot 8 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \cdot 3600 \text{ s}} = 0,76 \text{ m}$$

και για τη συγκέντρωση της αέριας ουσίας:

$$C(t, \vec{x}) = \frac{Q}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right) = \frac{100 \times 10^{-3} \text{ Kg}}{(\sqrt{2\pi} \cdot 0,76 \text{ m})^3} \exp\left(\frac{-(10 \text{ m})^2}{2 \cdot (0,76 \text{ m})^2}\right) = 1,5 \times 10^{-36} \frac{\text{Kg}}{\text{m}^3}$$

Η συγκέντρωση που υπολογίσαμε είναι εξαιρετικά μικρή. Αυτό δεν αποτελεί έκπληξη, καθώς η συνεισφορά της διάχυσης είναι αμελητέα σε μακροσκοπική κλίμακα. Για τη μεταφορά των αερίων ρύπων στην ατμόσφαιρα, υπεύθυνες είναι η οριζόντια απομάκρυνση (με τη βοήθεια του ανέμου) και η κατακόρυφη απομάκρυνση λόγω ατμοσφαιρικής αστάθειας.

4. Έστω μία σημειακή πηγή που εκπέμπει CO₂ με σταθερό ρυθμό 1,5 Kg/s. Η ταχύτητα του ανέμου είναι σταθερή και ίση με 6 m/s. Να υπολογιστεί η συγκέντρωση του ρύπου σε ένα σημείο A στην επιφάνεια του εδάφους που βρίσκεται πάνω στον xx' και απέχει 1 Km από την πηγή. Στη συνέχεια, υπολογίστε τη θέση ενός σημείου B με συντεταγμένες (1 km, y, 0), αν η συγκέντρωση σε αυτό ισούται με e⁻²C_A. Δίνεται ότι ||y|| << 1 Km. Για τους υπολογισμούς σας, θεωρήστε ότι η πηγή βρίσκεται στην αρχή των αξόνων του τρισσορθογώνιου συστήματος συντεταγμένων και ότι ο άνεμος πνέει κατά τον άξονα των x. Δίνεται ο συντελεστής διάχυσης D = 1,64 x 10⁻⁵ m²s⁻¹.

Λύση

Από την εξίσωση συνέχειας, παίρνουμε:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{u}\vec{\nabla}C = D\nabla^2 C$$

Η λύση της διαφορικής εξίσωσης για τις συνθήκες που περιγράφονται στην εκφώνηση είναι:

$$C(\vec{x}) = \frac{Q}{4\pi Dr} \exp\left(\frac{-u(r-x)}{2D}\right)$$

όπου:

$$r_A = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \sqrt{(1\text{Km})^2 + 0 + 0} = 1\text{Km}$$

και έτσι:

$$C_A = \frac{Q}{4\pi Dr} = \frac{1,5\text{Kgs}^{-1}}{4\pi \cdot 1,64 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \cdot 1 \times 10^3 \text{m}} = 7,28 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Στο σημείο B, θέλουμε να ισχύει:

$$\frac{Q}{4\pi Dr} \exp\left(\frac{-u(r-x)}{2D}\right) = e^{-2} C_A \Rightarrow$$

$$\frac{-u(r-x)}{2D} = -2 \Rightarrow$$

$$\sqrt{x^2 + y^2} = x + \frac{4D}{u} \Rightarrow$$

$$y = \pm \left[\left(x + \frac{4D}{u} \right)^2 - x^2 \right]^{1/2} = \pm \frac{4D}{u} \sqrt{1 + \frac{ux}{2D}} =$$

$$= \pm \frac{4 \cdot 1,64 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}}{6 \text{ ms}^{-1}} \sqrt{1 + \frac{6 \text{ ms}^{-1} \cdot 1 \times 10^3 \text{ m}}{2 \cdot 1,64 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}}} = \pm 0,15 \text{ m}$$

Επομένως, το σημείο Β θα έχει συντεταγμένες (1, ±0,15, 0).

5. Ας υποθέσουμε ότι ένα κυτίο διαστάσεων L_1 και L_2 και ύψους h (που ταυτίζεται με την κορυφή του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος) περικλείει μία πόλη. Ένας ρύπος εκλύεται με σταθερό ρυθμό P (σε Kg/s) μέσα στα όρια της πόλης και η συγκέντρωσή του $C(t)$ (σε Kg/m³) κατανέμεται ομοιόμορφα πάνω από την πόλη. Οριζόντιος άνεμος σταθερής ταχύτητας u εισέρχεται στο κυτίο με διεύθυνση κάθετη στην L_1 και εξέρχεται από αυτό, αφού διασχίσει την πόλη.

(α) Βρείτε και επιλύστε τη διαφορική εξίσωση που περιγράφει τη μεταβολή της συγκέντρωσης του ρύπου με τον χρόνο, αν γνωρίζετε ότι η αρχική συγκέντρωση τη χρονική στιγμή $t = 0$ είναι C_0 . Τι θα συμβεί, αν επικρατήσει άπνοια;

(β) Υποθέστε ότι ο ρυθμός εκπομπής δεν είναι σταθερός, αλλά μεταβάλλεται περιοδικά με τον χρόνο, σύμφωνα με τη σχέση:

$$P(t) = P_0 + P_1 \cos(\omega t)$$

όπου P_0 και P_1 είναι σταθερές. Βρείτε, τότε, την αντίστοιχη λύση για τη συγκέντρωση $C(t)$.

Λύση

(α) Από την αρχή διατήρησης της μάζας, παίρνουμε:

$$\frac{d(CV)}{dt} = P - M$$

όπου V είναι ο όγκος του κυτίου που ισούται με $L_1 L_2 h$ και M είναι η εξερχόμενη από το κυτίο ροή αέρα (σε Kg/s) εξαιτίας του ανέμου. Σε χρόνο dt , εξέρχεται από το κυτίο όγκος αέρα $dV_{εξ}$ και η μάζα m του ρύπου που απομακρύνεται ισούται με:

$$m = C \frac{dV_{εξ}}{dt} = C \frac{d}{dt} L_1 h dx = C L_1 h u$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, παίρνουμε:

$$\frac{dC}{dt} + \frac{u}{L_2} C = \frac{P}{L_1 L_2 h}$$

Η τελευταία διαφορική εξίσωση δίνει:

$$C(t) = a \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{P}{L_1 h u}$$

όπου:

$$\tau = \frac{L_2}{u}$$

και η a είναι σταθερά. Θέτοντας $C(0) = C_0$, παίρνουμε:

$$a = C_0 - \frac{P}{L_1 u h}$$

και η λύση που προκύπτει είναι:

$$C(t) = \left(C_0 - \frac{P}{L_1 h u} \right) e^{-t/\tau} + \frac{P}{L_1 h u}$$

από την οποία, όταν $t \rightarrow \infty$, παίρνουμε:

$$C = \frac{P}{L_1 h u}$$

Στην περίπτωση άπνοιας, δεν υπάρχει απομάκρυνση του ρύπου, δηλαδή $M = 0$ και η διαφορική εξίσωση γίνεται:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{P}{L_1 L_2 h}$$

Η τελευταία εξίσωση έχει γραμμική λύση, την:

$$C(t) = \frac{P}{L_1 L_2 h} t + C_0$$

που ικανοποιεί την αρχική συνθήκη $C(0) = C_0$.

(β) Ας εξετάσουμε, τώρα, την περίπτωση που η εκπομπή του ρύπου δεν γίνεται με σταθερό ρυθμό. Τότε, η εξίσωση διατήρησης της μάζας μετασχηματίζεται σε:

$$\frac{dC}{dt} + \frac{u}{L_2} C = \frac{P_0}{L_1 L_2 h} + \frac{P_1}{L_1 L_2 h} \cos(\omega t)$$

Η γενική λύση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης θα είναι της μορφής $a e^{-t/\tau}$, όπου a είναι μία σταθερά, ενώ η ειδική λύση θα έχει τη μορφή:

$$C_1(t) = \beta \cos(\omega t) + \gamma \sin(\omega t) + \delta$$

όπου β , γ και δ είναι σταθερές. Επομένως, θα είναι:

$$\left(-\omega\beta + \frac{u}{L_2} \gamma \right) \sin(\omega t) + \left(\omega\gamma + \frac{u}{L_2} \beta \right) \cos(\omega t) + \frac{u}{L_2} \delta = \frac{P_1}{L_1 L_2 h} \cos(\omega t) + \frac{P_0}{L_1 L_2 h}$$

Θα πρέπει, τότε, να ισχύει:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\omega\beta + \frac{u}{L_2}\gamma = 0 \\ \omega\gamma + \frac{u}{L_2}\beta = \frac{P_1}{L_1L_2h} \\ \frac{u}{L_2}\delta = \frac{P_0}{L_1L_2h} \end{array} \right.$$

Με επίλυση του παραπάνω συστήματος, παίρνουμε:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = \frac{P_1u}{L_1h(\omega^2L_2^2 + u^2)} \\ \gamma = \frac{\omega L_2 P_1}{L_1h(\omega^2L_2^2 + u^2)} \\ \delta = \frac{P_0}{L_1hu} \end{array} \right.$$

Επομένως, η γενική λύση θα είναι:

$$C(t) = ae^{-t/\tau} + \frac{P_1}{L_1h(\omega^2L_2^2 + u^2)} [u \cos(\omega t) + \omega L_2 \sin(\omega t)] + \frac{P_0}{L_1hu}$$

Θέτοντας $C(0) = C_0$, παίρνουμε:

$$a = C_0 - \frac{P_1u}{L_1h(\omega^2L_2^2 + u^2)} - \frac{P_0}{L_1hu}$$

και συνολικά θα είναι:

$$C(t) = C_0 e^{-t/\tau} + \frac{P_1u}{L_1h(\omega^2L_2^2 + u^2)} [\cos(\omega t) - e^{-t/\tau}] + \frac{\omega L_2 P_1}{L_1h(\omega^2L_2^2 + u^2)} \sin(\omega t) + \frac{P_0}{L_1hu} (1 - e^{-t/\tau})$$

Κεφάλαιο 10: Ο ήχος στην ατμόσφαιρα

Σύνοψη

Ο ήχος είναι διαμήκες κύμα που διαδίδεται στα συμπιεσστά μέσα με ταχύτητα που εξαρτάται από τις ελαστικές ιδιότητες και την πυκνότητα μάζας του μέσου. Η ταχύτητα διάδοσής του είναι μεγαλύτερη στα στερεά σε σχέση με τα υγρά και τα αέρια. Στον ατμοσφαιρικό αέρα και υπό συνθήκες θερμοκρασίας 20 °C, η ταχύτητα του ήχου είναι 343 m/s. Ανάλογα με τη συχνότητά τους, οι ηχητικές διαταραχές διακρίνονται σε ηχητικά κύματα, υπερήχους και υποήχους. Το ανθρώπινο αυτί μπορεί να ανιχνεύσει μόνο τα ηχητικά κύματα (20-20.000 Hz). Τα τελευταία μεταφέρουν ενέργεια και η έντασή τους ορίζεται ως η ισχύς που μεταφέρουν ανά μονάδα επιφάνειας. Καθώς το εύρος των συχνοτήτων που μπορεί να ανιχνεύσει το ανθρώπινο αυτί είναι μεγάλο, προκειμένου να περιγραφεί το επίπεδο (στάθμη) έντασης των ηχητικών κυμάτων, χρησιμοποιείται λογαριθμική κλίμακα, με μονάδα μέτρησης το dB. Στην κλίμακα αυτή, το όριο του πόνου ορίζεται στα 120 dB, ενώ το κατώφλιο ακουστότητας στα 0 dB. Έτσι, ορίζονται στάθμες ηχητικής έντασης, πίεσης και ισχύος. Οι σημειακές πηγές ήχου εκπέμπουν ηχητικά κύματα των οποίων η ισχύς κατανέμεται ισόποσα σε σφαιρική επιφάνεια. Για τα κύματα αυτά, διπλασιασμός της απόστασης από την πηγή οδηγεί σε μείωση της στάθμης του ήχου κατά 6 dB. Για γραμμικές πηγές, όπως ένας αυτοκινητόδρομος ή ένας σιδηρόδρομος, τα κύματα διαδίδονται σε έναν ημικυλινδρικό χώρο, με αποτέλεσμα ένας διπλασιασμός της απόστασης από την πηγή να οδηγεί σε ελάττωση της στάθμης ηχητικής έντασης κατά 3 dB. Στην πράξη, η ελάττωση είναι ακόμη μεγαλύτερη, εξαιτίας της εξασθένησης της διαταραχής που διαμορφώνεται από διάφορους παράγοντες. Στην περίπτωση που η ηχητική διαταραχή δεν είναι περιοδική, αλλά η στιγμιαία ταχύτητά της αυξομειώνεται με ακανόνιστο και τυχαίο τρόπο, παράγεται θόρυβος. Ο θόρυβος αποτελεί σημαντικό παράγοντα όχλησης των ατόμων και υποβάθμισης του περιβάλλοντος. Διακρίνεται σε σταθερό, ασταθή, τονικό και κρότο. Στα αστικά κέντρα, οι σημαντικότερες πηγές θορύβου είναι η κυκλοφορία των οχημάτων, τα αεροδρόμια, η βιομηχανία, οι οικοδομικές/κατασκευαστικές εργασίες και οι διάφορες ηλεκτρικές συσκευές που λειτουργούν εντός των οικιών (θόρυβος εσωτερικών χώρων). Για την προστασία του περιβάλλοντος και της δημόσιας υγείας, προβλέπονται όρια για τον θόρυβο και κατάλληλοι δείκτες εκτίμησής του. Τέλος, μία σημαντική εφαρμογή των ηχητικών (και όχι μόνο) κυμάτων είναι το φαινόμενο Doppler, που λαμβάνει χώρα κάθε φορά που πηγή και παρατηρητής κινούνται σχετικά μεταξύ τους. Ο γενικός κανόνας υπαγορεύει ότι, όταν η απόσταση πηγής-παρατηρητή μειώνεται, αυξάνεται η συχνότητα του ήχου που αντιλαμβάνεται ο παρατηρητής. Αντιστρόφως, όταν πηγή και παρατηρητής απομακρύνονται, ο παρατηρητής αντιλαμβάνεται πιο χαμηλόσυχο ήχο από αυτόν που εκπέμπει η πηγή.

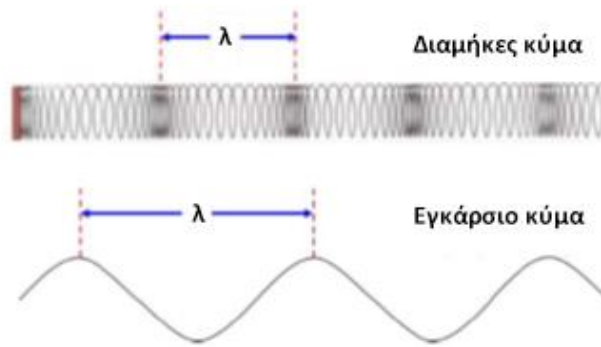
Προαπαιτούμενη γνώση

Πριν ξεκινήσουμε τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου, είναι σκόπιμο να ανατρέξουμε σε κάποιο βιβλίο Γενικής Φυσικής και να «φρεσκάρουμε» τις γνώσεις μας στην Κυματική.

10 Γενικά

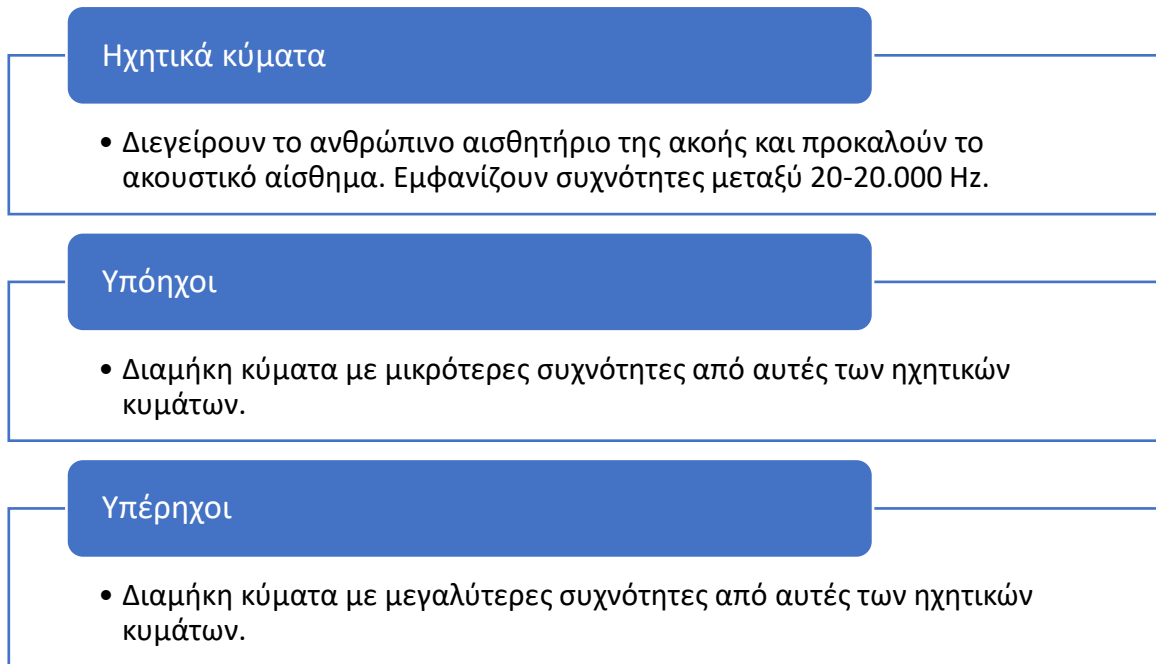
Ο ήχος δεν είναι τίποτε άλλο από ένα διαμήκες κύμα το οποίο διαδίδεται εντός συμπιεστού μέσου (υγρού, στερεού, αερίου), με ταχύτητα που εξαρτάται από τις ιδιότητες του μέσου διάδοσης. Δημιουργείται από μία δονούμενη επιφάνεια ή από διαταραχές του ίδιου του μέσου. Ως διαμήκες κύμα, τα σωματίδια του μέσου μέσα στο οποίο διαδίδεται ταλαντώνονται και παράγουν μεταβολές πυκνότητας, πίεσης και θερμοκρασίας κατά τη διεύθυνση διάδοσής του⁴⁰. Έτσι, προκύπτουν περιοχές υψηλής και χαμηλής πίεσης στο μέσο, που είναι γνωστές ως «πυκνώματα» και «αραιώματα» (Σχήμα 10.1). Οι μεταβολές αυτές της πίεσης είναι αρμονικές, όταν η πηγή του ήχου ταλαντώνεται αρμονικά.

⁴⁰ Θυμηθείτε ότι σε ένα εγκάρσιο κύμα τα σωματίδια του μέσου ταλαντώνονται κάθετα προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος.



Σχήμα 10.1: Χαρακτηριστική μορφή διαμήκουσ (πάνω) και εγκάρσιου (κάτω) κύματος. Με λ παριστάνεται το μήκος κύματος, δηλαδή η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών πυκνωμάτων/αραιωμάτων ή δύο διαδοχικών μεγίστων/ελαχίστων, αντίστοιχα.

Ανάλογα με τη συχνότητά τους, οι κυματικές διαταραχές ήχου ταξινομούνται στις τρεις κατηγορίες του Σχήματος 10.2. Παράγονται από διάφορες πηγές, όπως τα μουσικά όργανα, οι φωνητικές χορδές ανθρώπων και ζώων κλπ. Χαρακτηριστικό παράδειγμα υποήχων είναι τα σεισμικά κύματα, ενώ στους υπερήχους ανήκουν λ.χ. τα κύματα που εκπέμπονται από ταλαντούμενους κρυστάλλους χαλαζία, όταν αυτοί διεγερθούν από εναλλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Στο κεφάλαιο αυτό, θα ασχοληθούμε αποκλειστικά με τα ηχητικά κύματα.



Σχήμα 10.2: Τα είδη των κυματικών διαταραχών ήχου. Το ανθρώπινο αυτί μπορεί να ανιχνεύσει μόνο τα ηχητικά κύματα.

10.1 Ταχύτητα των ηχητικών κυμάτων

Το μέτρο της ταχύτητας ενός ηχητικού κύματος εξαρτάται από τη συμπίεστικότητα του μέσου και από την πυκνότητά του. Δίνεται από τη σχέση:

$$u = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (10.1)$$

όπου B είναι το μέτρο της ελαστικότητας όγκου του μέσου διάδοσης και ρ είναι η πυκνότητά του.

Στον Πίνακα 10.1 δίνεται το μέτρο της ταχύτητας του ήχου σε διάφορα μέσα. Σημειώνεται ότι η ταχύτητα του ήχου είναι μεγαλύτερη στα στερεά σε σχέση με τα αέρια, καθώς τα μόρια των στερεών βρίσκονται πολύ πιο κοντά το ένα στο άλλο σε σχέση με τα μόρια των αερίων. Επομένως, η ηχητική διαταραχή μπορεί να διαδίδεται ταχύτερα στα στερεά. Κατά παρόμοιο τρόπο, η ταχύτητα του ήχου είναι μεγαλύτερη στα στερεά σε σχέση με τα υγρά. Αυτό συμβαίνει, διότι τα υγρά συμπιέζονται ευκολότερα και επομένως έχουν μικρότερο μέτρο ελαστικότητας όγκου.

Πίνακας 10.1: Χαρακτηριστικές τιμές του μέτρου της ταχύτητας του ήχου σε διάφορα μέσα.

	Μέσο διάδοσης του ήχου	Ταχύτητα του ήχου (m/s)
Αέρια	Οξυγόνο (0 °C)	317
	Ατμοσφαιρικός αέρας (0 °C)	331
	Ατμοσφαιρικός αέρας (20 °C)	343
	Ήλιο (0 °C)	972
	Υδρογόνο (0 °C)	1286
Υγρά σε θερμοκρασία 25 °C	Μεθυλική Αλκοόλη	1143
	Νερό	1493
	Θαλασσινό νερό	1533
Στερεά	Βουλκανισμένο καουτσούκ	54
	Μόλυβδος	1322
	Χαλκός	3560
	Αλουμίνιο	5100
	Σίδηρος	5130

Μία πρακτική, εμπειρική σχέση για τον υπολογισμό της ταχύτητας του ήχου υπό οποιοσδήποτε συνθήκες θερμοκρασίας του αέρα και σε πίεση 1 atm είναι η παρακάτω:

$$u = 331,5 + 0,607T \quad (10.2)$$

όπου T είναι η θερμοκρασία του αέρα σε °C.

Αποδεικνύεται ότι για αρμονικά ηχητικά κύματα η μεταβολή ΔP της πίεσης που ταξιδεύει εντός του μέσου δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta P = \Delta P_{\max} \sin(kx - \omega t) \quad (10.3)$$

όπου ΔP_{\max} είναι η μέγιστη μεταβολή της πίεσης από την τιμή ισορροπίας, k είναι ο κυματικός αριθμός και ω είναι η κυκλική συχνότητα ταλάντωσης της πηγής που δημιουργεί τον ήχο. Για τη μέγιστη μεταβολή της πίεσης ισχύει:

$$\Delta P_{\max} = \rho u \omega s_{\max} \quad (10.4)$$

όπου ωs_{\max} είναι η μέγιστη ταχύτητα του μέσου μπροστά από την πηγή του ήχου.

10.2 Ισχύς και ένταση των ηχητικών κυμάτων

Τα ηχητικά κύματα μεταφέρουν ενέργεια κατά τη διάδοσή τους. Η ισχύς W , δηλαδή ο ρυθμός μεταφοράς ενέργειας, δίνεται από τη σχέση:

$$W = \frac{1}{2} \rho A u (\omega s_{\max})^2 \quad (10.5)$$

όπου A είναι η επιφάνεια διατομής και s_{max} είναι το πλάτος της ταλάντωσης, δηλαδή η μέγιστη μετατόπιση από τη θέση ηρεμίας.

Η ένταση I ενός ηχητικού κύματος, δηλαδή η ισχύς που μεταφέρει ο ήχος ανά μονάδα επιφάνειας του μέσου διάδοσης, ισούται με τον ρυθμό με τον οποίο η ηχητική ενέργεια μεταφέρεται δια μέσου της μονάδας επιφάνειας A , κάθετα προς τη διεύθυνση διάδοσης του ήχου. Επομένως:

$$I = \frac{1}{2} \rho (\omega s_{max})^2 u \quad (10.6)$$

Στη συχνότητα των 1000 Hz, οι πιο ασθενείς ήχοι που μπορεί να αντληφθεί το ανθρώπινο αυτί έχουν ένταση 10^{-12} W/m² και μέγιστη μεταβολή πίεσης 20 μPa. Η τιμή αυτή είναι γνωστή ως «κατώφλιο ακουστότητας». Από την άλλη μεριά, οι πιο ισχυροί ήχοι (στα 1000 Hz) που μπορεί να αντέξει το ανθρώπινο αυτί έχουν ένταση 1 W/m² και μέγιστη μεταβολή πίεσης 60 μPa. Πρόκειται για το λεγόμενο «όριο πόνου».

Αξίζει να σημειωθεί ότι τα παραπάνω ισχύουν για την απλή περίπτωση όπου π.χ. ένα διαπασών παράγει μία μόνο συχνότητα (τη θεμελιώδη) και έτσι η κυματομορφή που προκύπτει είναι απλό αρμονικό κύμα. Ωστόσο, οι ήχοι που παρατηρούνται στη φύση, όπως π.χ. τα ηχητικά κύματα που παράγονται από ένα φλάουτο, είναι πολύπλοκες διαταραχές που αποτελούνται από πολλές συχνότητες, δηλαδή τη θεμελιώδη και τις αρμονικές της. Στην περίπτωση αυτή, ο ήχος που προκύπτει οφείλεται στην επαλληλία των διαφόρων αρμονικών και μπορεί να περιγραφεί από τον συνδυασμό ενός μεγάλου αριθμού αρμονικών κυμάτων που αποτελούν αρμονική σειρά⁴¹. Σύμφωνα με το θεώρημα του Fourier, μία περιοδική ως προς τον χρόνο συνάρτηση $y(t)$ μπορεί να αποδοθεί με τη σχέση:

$$y(t) = \sum_n (A_n \sin 2\pi f_n t + B_n \cos 2\pi f_n t) \quad (10.7)$$

όπου η θεμελιώδης συχνότητα ισούται με:

$$f_1 = \frac{1}{T} \quad (10.8)$$

με το T να παριστάνει την περίοδο. Οι συντελεστές A_n και B_n εκφράζουν τα πλάτη των διαφόρων κυμάτων και κάθε υψηλότερη συχνότητα είναι ακέραιο πολλαπλάσιο της αρμονικής, σύμφωνα με τη σχέση:

$$f_n = n f_1 \quad (10.9)$$

Με βάση τα παραπάνω, κάθε μουσικός ήχος μπορεί να αναλυθεί σε αρμονική σειρά. Στην πραγματικότητα, με τη βοήθεια της τεχνολογίας μπορεί να παραχθεί οποιοσδήποτε ήχος, με σύνθεση των επιμέρους αρμονικών συχνοτήτων. Με τον τρόπο αυτόν, μπορούν θεωρητικά να προκύψουν άπειρες μελωδίες.

Για την ανάλυση των συχνοτήτων ενός σύνθετου περιοδικού ήχου, χρησιμοποιείται η οκτάβα, στην οποία η μέγιστη συχνότητα είναι περίπου διπλάσια της ελάχιστης, σε ένα δεδομένο εύρος συχνοτήτων. Έτσι, η οκτάβα μπορεί να περιγραφεί από τον γεωμετρικό μέσο της μέγιστης και της ελάχιστης συχνότητας. Στις περιπτώσεις που απαιτείται μεγαλύτερη ανάλυση, μπορούν να χρησιμοποιηθούν στενότερες φασματικές περιοχές, όπως π.χ. το 1/3 της οκτάβας.

⁴¹ Θυμηθείτε ότι μία αρμονική σειρά αποτελείται από κύματα των οποίων οι συχνότητες είναι ακέραια πολλαπλάσια μίας συχνότητας, της θεμελιώδους.

10.3 Ένταση σε dB

Ο ήχος μετριέται σε dB⁴². Το 1 B ορίζεται ως το εκατονταπλάσιο του δεκαδικού λογαρίθμου του λόγου της έντασης I ενός ήχου ως προς μία ένταση αναφοράς που αντιστοιχεί στην ένταση I_0 του κατώφλιου ακουστότητας (10^{-12} W/m²), σύμφωνα με τη σχέση:

$$1B = 100 \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (10.10)$$

Επομένως, το dB, ως υποδιαίρεση του B, θα δίνεται από:

$$1dB = 10 \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (10.11)$$

Όπως προκύπτει από την παραπάνω σχέση, η κλίμακα dB είναι λογαριθμική. Δεδομένου ότι το ανθρώπινο αυτί έχει την ικανότητα να αντιλαμβάνεται ένα πολύ μεγάλο εύρος εντάσεων, είναι προτιμότερο (και πιο πρακτικό) να χρησιμοποιείται λογαριθμική (παρά γραμμική) κλίμακα για την περιγραφή της στάθμης έντασης του ήχου. Επιπρόσθετα, η λογαριθμική κλίμακα θεωρείται καταλληλότερη για τη μέτρηση του ήχου, καθώς η ακουστότητα παρουσιάζει σχεδόν λογαριθμική κατανομή. Το dB μπορεί να εκφραστεί με όρους έντασης, όπως περιγράφηκε παραπάνω, και έτσι να προκύψει το μέγεθος που είναι γνωστό ως «στάθμη ηχητικής έντασης» L_I . Επομένως, η στάθμη ηχητικής έντασης ορίζεται ως το δεκαπλάσιο του δεκαδικού λογαρίθμου του λόγου της έντασης του εξεταζόμενου ήχου προς την ένταση του ήχου αναφοράς:

$$L_I = 10 \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (10.12)$$

Στην περίπτωση που υπάρχουν πολλές στιγμιαίες τιμές, η στάθμη έντασης υπολογίζεται από την τετραγωνική ρίζα των μέσων τετραγώνων των τιμών αυτών. Σύμφωνα με την παραπάνω σχέση, το όριο του πόνου υπολογίζεται σε:

$$L_1 = 10 \log_{10} \frac{1}{10^{-12}} = 10 \log_{10} 10^{12} = 120dB \quad (10.13)$$

Κατά ανάλογο τρόπο, το κατώφλι ακουστότητας θα ισούται με:

$$L_2 = 10 \log_{10} \frac{10^{-12}}{10^{-12}} = 0dB \quad (10.14)$$

Στον Πίνακα 10.2 παρουσιάζονται χαρακτηριστικές τιμές επιπέδων έντασης που προκαλείται από διαφορετικές πηγές.

Το dB μπορεί, επίσης, να οριστεί με όρους πίεσης και ισχύος. Έτσι, κατά ανάλογο τρόπο με τη στάθμη έντασης μπορεί να οριστεί και η στάθμη ηχητικής πίεσης L_p :

$$L_p = 10 \log_{10} \frac{P^2}{P_0^2} = 20 \log_{10} \frac{P}{P_0} \quad (10.15)$$

⁴² Η μονάδα μέτρησης dB έχει πάρει την ονομασία της από το επώνυμο του Alexander Graham Bell που είναι ευρύτερα γνωστός για την επινόηση της τηλεφωνίας.

καθώς και η στάθμη ηχητικής ισχύος L_w :

$$L_w = 10 \log_{10} \frac{W}{W_0} \quad (10.16)$$

όπου P και W είναι η πίεση και η ισχύς του εξεταζόμενου κύματος και P_0 και W_0 οι τιμές αναφοράς:

$$P_0 = 20 \mu Pa \quad (10.17)$$

$$W_0 = 10^{-12} W \quad (10.18)$$

Σημειώνεται ότι η στάθμη ηχητικής πίεσης και η στάθμη ηχητικής ισχύος έχουν την ίδια μονάδα μέτρησης (dB).

Πίνακας 10.2: Χαρακτηριστικές τιμές έντασης ήχων από διαφορετικές πηγές.

Πηγή	Επίπεδο έντασης (dB)
Αεροπλάνο που πετά κοντά στο έδαφος	150
Κομπρεσέρ	130
Πολυβόλο	130
Χυτήριο	128
Γραμμή παραγωγής αυτοκινήτων	125
Σειρήνα	120
Ροκ συναυλία	120
Υπόγειος σιδηρόδρομος	110
Μηχανή κοπής γκαζόν	100
Κυκλοφοριακή κίνηση	80
Ηλεκτρική σκούπα	70
Γάβγισμα σκύλου	65
Συζήτηση	50
Βόμβος κουνουπιού	40
Ψίθυρος	30
Θρόισμα φύλλων	20

10.4 Σφαιρικά κύματα

Στην περίπτωση που η επιφάνεια ενός σφαιρικού σώματος υπόκειται σε περιοδική ταλάντωση, παράγονται σφαιρικά κύματα όπως αυτά του Σχήματος 10.3. Κάτι τέτοιο μπορεί να συμβεί, όταν, για παράδειγμα, η ακτίνα του σώματος μεταβάλλεται αρμονικά ως προς τον χρόνο. Σε ομογενές μέσο, το παραγόμενο ηχητικό κύμα διαδίδεται με σταθερή ταχύτητα προς όλες τις διευθύνσεις γύρω από την πηγή και η ενέργεια του κύματος κατανέμεται ομοιόμορφα στον τριδιάστατο χώρο. Έτσι, η ισχύς κατανέμεται σε σφαιρικές επιφάνειες $4\pi r^2$ που απέχουν απόσταση r από την πηγή (που αποτελεί και το κέντρο των ομόκεντρων σφαιρικών μετώπων). Επομένως, η ένταση του κύματος σε απόσταση r από την πηγή θα δίνεται από τη σχέση:

$$I = \frac{W}{A} = \frac{W}{4\pi r^2} \quad (10.19)$$

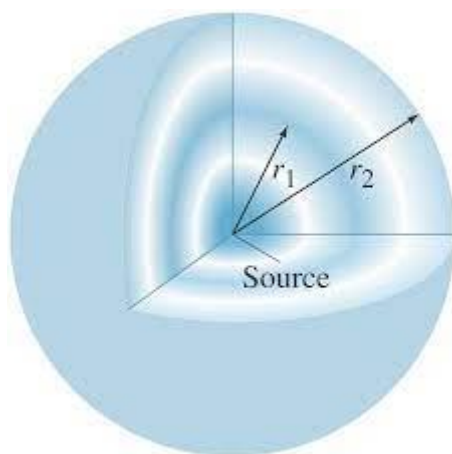
Σε διπλάσια απόσταση, η κυματική διαταραχή «απλώνεται» σε τετραπλάσια επιφάνεια και η έντασή της υποτετραπλασιάζεται. Αντίστοιχα, η στάθμη της ηχητικής έντασης θα δίνεται από:

$$L_l = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} = 10 \log_{10} \left(\frac{W}{4\pi r^2 I_0} \right) =$$

$$= L_w - 10 \log_{10} r^2 - 10 \log_{10} (4\pi) \Rightarrow$$

$$L_l = L_w - 20 \log_{10} r - 11 \quad (10.20)$$

Κατά συνέπεια, ένας διπλασιασμός της απόστασης από την πηγή οδηγεί σε μείωση της στάθμης ηχητικής έντασης κατά 6 dB.



Σχήμα 10.3: Σφαιρικό κύμα το οποίο διαδίδεται ακτινικά προς τα έξω, απομακρυνόμενο από την πηγή. Η ένταση του κύματος αυτού μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα προς το τετράγωνο της απόστασης r από το κέντρο.

Όταν η πηγή δεν είναι σφαιρική αλλά γραμμική, όπως ένας αυτοκινητόδρομος ή σιδηρόδρομος, τα κύματα διαδίδονται σε έναν ημικυλινδρικό χώρο και για την έντασή τους ισχύει:

$$I = \frac{W}{2\pi r} \quad (10.21)$$

Τότε, η στάθμη ηχητικής έντασης δίνεται από:

$$L_l = 10 \log_{10} \frac{W}{10^{-12} 2\pi r} \Rightarrow$$

$$L_l = L_w - 10 \log_{10} r - 8 \quad (10.22)$$

Σύμφωνα με την παραπάνω σχέση, ένας διπλασιασμός της απόστασης οδηγεί σε ελάττωση της στάθμης ηχητικής έντασης κατά 3 dB. Στην πραγματικότητα, η μείωση της έντασης είναι ακόμα μεγαλύτερη, εξαιτίας μίας σειράς παραγόντων, όπως είναι οι ακόλουθοι:

- η απορρόφηση των ηχητικών κυμάτων από την ατμόσφαιρα και το έδαφος,
- οι διαδοχικές ανακλάσεις των ηχητικών κυμάτων,

- η παρουσία εμποδίων, φυσικών ή τεχνητών,
- ο άνεμος,
- η θερμοκρασία του αέρα,
- η σχετική υγρασία του αέρα και
- η παρουσία υετού, όπως ομίχλη, βροχή, χιόνι κλπ.

10.5 Θόρυβος

Σε αντίθεση με τις περιοδικές διαταραχές που περιγράφηκαν παραπάνω (όπως οι μελωδίες των μουσικών οργάνων), υπάρχουν και ήχοι των οποίων η στιγμιαία ταχύτητα αυξομειώνεται με ακανόνιστο και τυχαίο τρόπο. Σε τέτοιες περιπτώσεις, ο ήχος που προκύπτει καλείται «θόρυβος». Συχνά, τέτοιου είδους ήχοι είναι ενοχλητικοί για τον άνθρωπο. Βεβαίως, το αίσθημα της όχλησης είναι υποκειμενικό και μπορεί να αξιολογείται διαφορετικά από τον κάθε άνθρωπο, ανάλογα με την κατάσταση των αυτιών του, την ψυχική του διάθεση κλπ. Έτσι, ένας ήχος μπορεί να εκλαμβάνεται ως ενοχλητικός από κάποιον ακροατή, ενώ από κάποιον άλλον ενδεχομένως να θεωρείται ουδέτερος ή και ευχάριστος.

Κατά γενική ομολογία, ο θόρυβος αποτελεί έναν από τους σημαντικότερους παράγοντες υποβάθμισης του περιβάλλοντος, καθώς μπορεί:

- να επιβαρύνει την ανθρώπινη υγεία, οδηγώντας σε κάποιες περιπτώσεις ακόμα και σε μόνιμη απώλεια ακουστικής οξύτητας,
- να συμβάλει στη δημιουργία άγχους και εκνευρισμού,
- να επιδεινώσει την ψυχική υγεία των ατόμων και ιδιαιτέρως αυτών που ήδη πάσχουν από κάποιο νευρολογικό νόσημα,
- να προκαλέσει ταχυπαλμίες και λιίγγους,
- να μειώσει την ικανότητα συγκέντρωσης και την εργασιακή απόδοση,
- να δυσχεράνει την ανθρώπινη επικοινωνία,
- να διαταράξει τον ύπνο και την ανάπαυση κλπ.

Αν και υπάρχουν πολλές ομοιότητες με τις υπόλοιπες μορφές περιβαλλοντικής ρύπανσης, ο θόρυβος παρουσιάζει ορισμένα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά που καθιστούν τη μελέτη του σύνθετο πρόβλημα. Κάποια από αυτά είναι τα εξής:

- Σχετίζεται με πολλούς τομείς της οικονομικής και κοινωνικής ζωής και είναι αναπόφευκτη συνέπεια της ανάπτυξης ενός τόπου.
- Για τον έλεγχό του, απαιτούνται κατάλληλη τεχνολογία και νομοθετικές ρυθμίσεις, αλλά και δράσεις ατομικής ευθύνης από τους πολίτες.
- Αποτελεί διεπιστημονικό ζήτημα και επομένως ο έλεγχός του προϋποθέτει τη σύμπραξη ειδικών από πολλά επιστημονικά πεδία.

Οι σημαντικότερες, κατά φθίνουσα σειρά, πηγές θορύβου σε ένα αστικό περιβάλλον, με βάση τον αριθμό των ατόμων που πλήττονται από αυτές, είναι η κυκλοφορία των οχημάτων, τα αεροσκάφη, η βιομηχανική δραστηριότητα, οι οικοδομικές εργασίες και οι κατοικίες. Κατά συνέπεια, οι θόρυβοι διακρίνονται σε εξωτερικού και εσωτερικού περιβάλλοντος και μπορούν να ταξινομηθούν, ανάλογα με την πηγή τους, στις εξής βασικές κατηγορίες:

- κυκλοφοριακοί θόρυβοι,
- θόρυβοι αεροσκαφών,
- βιομηχανικοί θόρυβοι,
- θόρυβοι οικοδομικών εργασιών και
- θόρυβοι από το εσωτερικό των κατοικιών.

Καθώς το ανθρώπινο αυτί παρουσιάζει διαφορετική ευαισθησία στις διαφορετικές συχνότητες, για τη μέτρηση του θορύβου, η κλίμακα dB προσαρμόζεται κατάλληλα, ώστε να εκφράσει με ακριβέστερο τρόπο την αντίληψη του ήχου από τα άτομα. Για τον σκοπό αυτόν, τα όργανα μέτρησης του ήχου χρησιμοποιούν κατάλληλα φίλτρα από τα οποία προκύπτουν τα πεδία A, B και C και οι κλίμακες dBA, dBB και dBC, αντίστοιχα. Στο πεδίο A περιλαμβάνονται οι χαμηλές και υψηλές συχνότητες, ενώ στο B φιλτράρονται οι χαμηλές συχνότητες. Το πεδίο C ενδείκνυται για τις πολύ υψηλές συχνότητες. Στην πράξη, το δίκτυο A χρησιμοποιείται, για να περιγράψει τον θόρυβο σε εσωτερικούς χώρους και να εκφράσει την πιθανή ενόχληση ή ακόμα και βλάβη της ακοής, ενώ το δίκτυο C χρησιμοποιείται, για να περιγράψει την ένταση του βιομηχανικού θορύβου.

10.5.1 Τύποι θορύβου

Στην πράξη, διακρίνονται τα εξής τέσσερα χαρακτηριστικά είδη θορύβου:

- **Σταθερός θόρυβος.** Οι διακυμάνσεις στη στάθμη ηχητικής πίεσης είναι αμελητέες.
- **Ασταθής θόρυβος.** Οι διακυμάνσεις στη στάθμη ηχητικής έντασης είναι σημαντικές. Ειδική υποκατηγορία ασταθούς θορύβου αποτελεί ο «διαλείπων» θόρυβος, του οποίου η στάθμη μπορεί να μειώνεται μέχρι και το κατώφλιο ακουστότητας αρκετές φορές μέσα στο χρονικό διάστημα της παρατήρησης.
- **Τονικός θόρυβος.** Χαρακτηρίζεται από μία ή δύο συχνότητες και συχνά αποτελεί σημαντική πηγή όχλησης για τον παρατηρητή.
- **Κρότος.** Οξύς ήχος μικρής διάρκειας (≈ 1 s).

10.5.2 Παράγοντες εξασθένησης του θορύβου

Παραπάνω αναφέρθηκαν διάφοροι παράγοντες που ευθύνονται για τη μεταβολή της διεύθυνσης διάδοσης και την εξασθένηση του ήχου. Εξ αυτών, ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει ο άνεμος, καθώς η βαθμίδα του κάμπτεται τα ηχητικά κύματα. Έτσι, κατά τη διεύθυνση διάδοσης του ανέμου δημιουργείται μία περιοχή ενισχυμένης ηχητικής έντασης, ενώ αντίθετα προς τη διεύθυνση του ανέμου δημιουργείται η λεγόμενη «ηχοσκιά». Για ισχυρούς ανέμους, η εξασθένηση του ήχου μπορεί να ανέλθει στα 30 dB. Ωστόσο, η αύξηση που παρατηρείται κατά τη διεύθυνση του ανέμου είναι μικρότερη.

Η διεύθυνση των ηχητικών κυμάτων μπορεί, επίσης, να μεταβάλλεται με τη θερμοβαθμίδα. Κατά τη μετάβαση του ήχου σε ένα στρώμα αέρα χαμηλότερης θερμοκρασίας, παρατηρείται ελάττωση της ταχύτητας και διάθλαση του κύματος στη διεπιφάνεια μεταξύ των δύο διαφορετικών, ως προς τη θερμοκρασία, στρωμάτων αέρα. Στην περίπτωση θερμοκρασιακών αναστροφών⁴³, μπορεί να παρατηρηθεί ενίσχυση του ηχητικού πεδίου⁴⁴. Όταν στην ατμόσφαιρα επικρατούν πολλαπλές αναστροφές, ο ήχος μπορεί να «παγιδεύεται» και να μεταφέρεται με μικρή εξασθένηση σε μεγάλες αποστάσεις.

Εξασθένηση του ήχου μπορεί να συμβεί και εξαιτίας της σχετικής υγρασίας του αέρα. Χονδρικά, μπορεί να λεχθεί ότι, για σταθερή θερμοκρασία, η μέγιστη εξασθένηση παρατηρείται στις μικρές τιμές υγρασίας, αλλά η εξασθένηση μειώνεται με την αύξηση της σχετικής υγρασίας. Στην πραγματικότητα, η κατάσταση είναι πιο σύνθετη, καθώς η απορρόφηση του ήχου από τον ατμοσφαιρικό αέρα εξαρτάται και από τη συχνότητά του.

⁴³ Θυμηθείτε ότι σε ένα στρώμα αναστροφής η θερμοκρασία αυξάνεται με το ύψος, σε αντίθεση με ό,τι συμβαίνει υπό φυσιολογικές συνθήκες στην τροπόσφαιρα.

⁴⁴ Κατά τη διάρκεια του Α΄ Παγκοσμίου Πολέμου, παρατηρήθηκε το εξής παράδοξο: ενώ ο ήχος των κανονιοβολισμών μπορούσε να γίνει αντιληπτός σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή, ήταν αδύνατη η ανίχνευσή του σε ορισμένες ζώνες κοντά στην πηγή. Οι ζώνες αυτές είναι γνωστές ως «ζώνες σίγασης ήχου». Η παραπάνω παραδοξότητα οφείλεται στην αναστροφή θερμοκρασίας που παρατηρείται σε ύψος 80 Km και μπορεί να λειτουργεί ως ανακλαστήρας των ηχητικών κυμάτων.

10.5.3 Ισοδύναμες στάθμες θορύβου

Όπως ήδη αναφέρθηκε παραπάνω, η ένταση του θορύβου συχνά υπόκειται σε διακύμανση. Σε τέτοιες περιπτώσεις, για το σταθμισμένο δίκτυο A χρησιμοποιείται η ισοδύναμη συνεχής στάθμη θορύβου. Πρόκειται για τη σταθερή στάθμη ηχητικής πίεσης η οποία μεταφέρει την ίδια ολική ενέργεια με τον πραγματικό, ασταθή θόρυβο στην εξεταζόμενη χρονική περίοδο. Έτσι, για μία χρονική περίοδο T ωρών το σταθμισμένο συνεχές ισοδύναμο επίπεδο θορύβου L_{Aeq} θα δίνεται από τη σχέση:

$$L_{Aeq,T} = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{P_A(t)}{P_0} \right)^2 dt \right] \quad (10.23)$$

όπου $P_A(t)$ είναι η ηχητική πίεση που μεταβάλλεται με τον χρόνο t στο δίκτυο A και P_0 είναι η ηχητική πίεση αναφοράς (20 μ Pa). Παρόμοια μαθηματική έκφραση μπορεί να οριστεί και για το δίκτυο C. Όταν ο συνολικός χρόνος μέτρησης περιλαμβάνει k χρονικά διαστήματα, η παραπάνω σχέση μετασχηματίζεται σε:

$$L_{Aeq,T} = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{T} \sum_{i=1}^k T_i \cdot 10^{\frac{L_{Aeq,T_i}}{10}} \right) \quad (10.24)$$

Για την εκτίμηση των επιπτώσεων του θορύβου στη δημόσια υγεία, χρησιμοποιείται η παράμετρος της έκθεσης $E_{A,T}$, που δίνεται από τη σχέση:

$$E_{A,T} = \int_{t_1}^{t_2} P_A^2(t) dt \quad (10.25)$$

Από τα παραπάνω, αποδεικνύεται ότι:

$$E_{A,T} = 4T \cdot 10^{\frac{L_{Aeq,T} - 100}{10}} \quad (10.26)$$

Ειδικά για την περίπτωση του εργοστασιακού περιβάλλοντος, το επίπεδο έκθεσης ενός εργαζομένου για 8 ώρες δίνεται από τη σχέση:

$$L_{Aeq,8h} = 10 \log_{10} \left(\frac{E_{A,8h}}{3,2 \cdot 10^{-9}} \right) \quad (10.27)$$

Μία χρήσιμη παράμετρος για τη μελέτη του θορύβου είναι η «ηχηρότητα». Πρόκειται για το υποκειμενικό μέγεθος που εκφράζει την αντίληψη διαφορετικών ατόμων για το ίδιο επίπεδο ηχητικής έντασης. Η έννοια αυτή βρίσκει εφαρμογή στην εκτίμηση της έκθεσης των ατόμων και μετρείται σε phon⁴⁵. Καθώς η ευαισθησία του ανθρώπινου αυτιού μεταβάλλεται με τη συχνότητα του ήχου, είναι δυνατόν διαφορετικοί ήχοι να προκαλούν το ίδιο αίσθημα στον ακροατή. Το επίπεδο ηχηρότητας προκύπτει από την προσαρμογή του επιπέδου ηχητικής πίεσης ενός τόνου αναφοράς καθορισμένης συχνότητας, μέχρι αυτός να αποκτήσει την ίδια ακουστότητα από έναν μεγάλο αριθμό ακροατών.

⁴⁵ 1 phon έχει την ίδια αριθμητική τιμή με την ηχητική πίεση (σε dB) στα 1000 Hz.

10.5.4 Δείκτες θορύβου και επιτρεπόμενα όρια

Για την προστασία του περιβάλλοντος και της δημόσιας υγείας, προβλέπεται ο δείκτης L_{den} (για το επίπεδο θορύβου 24 ωρών) και ο L_{night} (για το επίπεδο θορύβου κατά τη διάρκεια της νύχτας). Επίσης, υπάρχει ο εσπερινός δείκτης $L_{evening}$ και ο ημερήσιος δείκτης L_{day} . Σε επίπεδο 24ώρου ισχύει:

$$L_{den} = 10 \log_{10} \frac{1}{24} \left(12 \cdot 10^{\frac{L_{day}}{10}} + 4 \cdot 10^{\frac{L_{evening}+5}{10}} + 9 \cdot 10^{\frac{L_{night}+10}{10}} \right) \quad (10.28)$$

όπου L_{day} είναι η Α-προσδιορισμένη μέση στάθμη από 07:00-19:00, όπως αυτή προκύπτει από το σύνολο των ημερών του έτους. Αντίστοιχα, $L_{evening}$ είναι η Α-προσδιορισμένη στάθμη από 19:00-23:00 για το σύνολο των ημερών του έτους και L_{night} είναι η Α-προσδιορισμένη στάθμη από 23:00-07:00, ομοίως για το σύνολο των ημερών του έτους.

Για την αξιολόγηση του θορύβου στο περιβάλλον, χρησιμοποιείται η λεγόμενη «εκατοστημοριακή στάθμη» L_n . Πρόκειται για τη στάθμη του ήχου που υπερβαίνεται κατά n ποσοστιαίες μονάδες ($n\%$) εντός ορισμένης χρονικής περιόδου. Η λογική πίσω από αυτή τη θεώρηση βασίζεται στη γνωστή από τη στατιστική παράμετρο των εκατοστημορίων. Για παράδειγμα, η L_{50} (ή μέση στάθμη) είναι η στάθμη που υπερβαίνεται στο 50% του χρόνου παρατήρησης. Αντίστοιχα, η L_{90} είναι η στάθμη που υπερβαίνεται στο 90% του εξεταζόμενου χρόνου. Συχνά, η L_{90} καλείται «θόρυβος υποβάθρου». Εξυπακούεται ότι, με βάση την παραπάνω λογική, μπορεί να οριστεί οποιαδήποτε εκατοστημοριακή στάθμη μεταξύ των τιμών 1-100.

Πίνακας 10.3: Ανώτατα επιτρεπτά όρια θορύβου κατά το ΠΔ1180/81.

Τύπος περιοχής	Όριο θορύβου (dB)
Οργανωμένες βιομηχανικές ζώνες	70
Περιοχές με βιομηχανική δραστηριότητα	65
Μεικτές αστικές-βιομηχανικές περιοχές	55
Αστικές περιοχές	50

Πίνακας 10.4: Ανώτατα επιτρεπτά όρια εξωτερικού θορύβου για συγκεκριμένες ζώνες ώρας κατά το ΠΔ1180/81.

Τύπος Περιοχής	Ημέρα (dB)	Εσπερινές ώρες (dB)	Νυχτερινές ώρες (dB)
Οργανωμένες βιομηχανικές ζώνες	45-50	40-50	35-40
Περιοχές με βιομηχανική δραστηριότητα	50-60	45-55	40-50
Μεικτές αστικές-βιομηχανικές περιοχές	55-65	50-60	45-55
Αστικές περιοχές	60-70	55-65	50-60

Αναφορικά με τα επιτρεπόμενα ανώτατα όρια θορύβου, στην Ελλάδα εφαρμόζεται το Π.Δ.1180/81 (Πίνακας 10.3). Αναλυτικότερα, το ανώτατο όριο θορύβου από παρακείμενες σε οικιστικές ζώνες πηγές θορύβου ορίζεται στα 45 dB, με τη μέτρηση να γίνεται εντός οικίας με ανοιχτές πόρτες και παράθυρα. Σύμφωνα με το ίδιο Π.Δ., προβλέπονται όρια για συγκεκριμένες ζώνες ωρών (ημερήσιες, εσπερινές και νυχτερινές), τα οποία παρουσιάζονται στον Πίνακα 10.4. Για τον κυκλοφοριακό θόρυβο, τα ισχύοντα όρια είναι:

- $L_{eq(8-20)} = 67$ dBA,
- $L_{eq(νύχτας)} = 60$ dBA,
- $L_{10(18\text{ ώρες})} = 70$ dBA,
- $L_{den(24\text{ ώρες})} = 60$ dBA (Π.Δ.2002/49).

Τέλος, όρια για την αξιολόγηση του επιπέδου του θορύβου προβλέπονται και από το Τ.Ε.Ε. Οι τιμές τους παρατίθενται στον Πίνακα 10.5.

Πίνακας 10.5: Αξιολόγηση των επιπέδων θορύβου κατά το Τ.Ε.Ε. (2008).

Αξιολόγηση κατάστασης	Όριο Θορύβου (dB)
Απαράδεκτη	≥ 81
Πολύ θορυβώδης	78-80
Θορυβώδης	75-77
Σχετικά ανεκτή	72-74
Καλή	69-71
Άνετη	≤ 68

10.5.5 Θόρυβος οδικής κυκλοφορίας

Σε ένα αστικό κέντρο, τα οχήματα αποτελούν τη σημαντικότερη πηγή θορύβου, καθώς το άθροισμα των επιμέρους θορύβων που εκπέμπονται από το κάθε όχημα σε μία οδική αρτηρία οδηγεί σε σημαντική υποβάθμιση του αστικού περιβάλλοντος. Ένα όχημα παράγει πολλούς και διαφορετικούς θορύβους από:

- την τριβή των ελαστικών των τροχών με το οδόστρωμα,
- την εξάτμιση και το σύστημα των φρένων,
- τους κραδασμούς της μηχανής,
- την κόρνα κλπ.

Βεβαίως, όλοι οι παραπάνω επιμέρους θόρυβοι εξαρτώνται από το είδος του οχήματος που τους προκαλεί, την ταχύτητα με την οποία αυτό κινείται, τον βαθμό συντήρησης του οχήματος, αλλά και από τα χαρακτηριστικά του ίδιου του οδοστρώματος, όπως ο βαθμός συντήρησης, το είδος και η κλίση του⁴⁶ κλπ.

Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά τους ως προς την εκπομπή θορύβου, τα οχήματα μπορούν να ταξινομηθούν στις εξής κατηγορίες:

- ελαφριά οχήματα με μάζα $m \leq 3,5$ t,
- βαρέα οχήματα με $3,5$ t $< m < 10$ t,
- υπερβαρέα οχήματα με $m \geq 10$ t και
- μηχανοκίνητα δίκυκλα.

Όπως ήδη αναφέρθηκε, ένας δρόμος με μεγάλο κυκλοφοριακό φόρτο προσεγγίζεται με γραμμική πηγή μεγάλου μήκους. Για την εκτίμηση του συνολικού θορύβου από μία τέτοια πηγή λαμβάνονται υπόψη:

- η πυκνότητα ροής των οχημάτων,
- η σύνθεση του στόλου των οχημάτων,
- η μέση ταχύτητα κίνησης και ο ρυθμός επιτάχυνσης/επιβράδυνσης των οχημάτων,
- το είδος και η ποιότητα του οδοστρώματος,
- ο βαθμός παλαιότητας του οδοστρώματος,
- η ώρα της ημέρας/νύχτας κλπ.

Καθώς οι μεγάλες οδικές αρτηρίες συχνά απέχουν από τα σημεία στα οποία παρουσιάζει ενδιαφέρον η μέτρηση του ήχου, τα στοιχεία που συνεκτιμώνται για τον προσδιορισμό της στάθμης ηχητικής έντασης στους δέκτες είναι:

- η απόσταση πηγής-δέκτη,
- η απορροφητικότητα του εδάφους μεταξύ πηγής και δέκτη,
- η παρουσία ανακλαστικών επιφανειών,

⁴⁶ Ανάλογα με τον τύπο του οδοστρώματος, μπορούν να προκύψουν διαφορές μέχρι και 15 dB για το ίδιο όχημα, όταν αυτό κινείται με την ίδια ταχύτητα.

- η γωνία μεταξύ πηγής και δέκτη κλπ.

Για την ποσοτικοποίηση του θορύβου από την οδική κυκλοφορία, είναι διαθέσιμοι ορισμένοι δείκτες, με πιο γνωστό τον Δείκτη Θορύβου Οδικής Κυκλοφορίας (*TNI*), που δίνεται από τη σχέση:

$$TNI = L_{90} + 4(L_{10} - L_{90}) - 30 \quad (10.29)$$

όπου η διαφορά $L_{10} - L_{90}$ των εκατοστημοριακών ηχοσταθμών εκφράζει το ενδο-εκατοστημοριακό εύρος εντός του οποίου κυμαίνεται ο θόρυβος για δεδομένο χρονικό διάστημα. Η μέτρηση του *TNI* γίνεται σε dBA. Άλλος γνωστός δείκτης είναι το Επίπεδο Ηχορύπανσης (*LNP*), που δίνεται από τη σχέση:

$$LNP = L_{50} + \frac{(L_{10} - L_{90})^2}{60} + (L_{10} - L_{90}) \quad (10.30)$$

Ομοίως ο δείκτης *LNP* μετριέται σε dBA.

Για την εκτίμηση του θορύβου σε έναν δρόμο ταχείας κυκλοφορίας, ισχύει, επίσης, η εμπειρική σχέση:

$$L_{10} = 28,1 + 10 \log_{10} Q \quad (10.31)$$

η οποία διορθώνεται κατά τον παράγοντα:

$$3,3 \log_{10} \left(u + 40 + \frac{500}{u} \right) + 10 \log_{10} \left(1 + \frac{5h}{u} \right) - 68,8 \quad (10.32)$$

και παίρνει τη μορφή:

$$L_{10} = 10 \log_{10} Q + 3,3 \log_{10} \left(u + 40 + \frac{500}{u} \right) + 10 \log_{10} \left(1 + \frac{5h}{u} \right) - 40,7 \quad (10.33)$$

Στην τελευταία σχέση, *Q* είναι ο κυκλοφοριακός φόρτος, δηλαδή ο αριθμός των οχημάτων κατά το χρονικό διάστημα των 18 ωρών μεταξύ 06:00-24:00, *u* είναι η μέση τιμή της ταχύτητας των οχημάτων (σε Km/h) και *h* το ποσοστό (%) των βαρέων οχημάτων άνω των 3,5 t. Σύμφωνα με την παραπάνω σχέση, το επίπεδο θορύβου μετριέται σε dBA. Σημειώνεται ότι στην παραπάνω περίπτωση δεν λαμβάνεται υπόψη η κλίση του δρόμου. Βεβαίως, όταν η ροή των οχημάτων είναι διαλείπουσα, όπως για παράδειγμα συμβαίνει σε δρόμους εντός του αστικού ιστού, ο υπολογισμός του θορύβου είναι πιο σύνθετη διαδικασία.

10.5.6 Θόρυβος αεροναυσιπλοΐας

Κατά την απογείωση ενός αεροσκάφους, η μηχανή του παράγει ισχυρό θόρυβο ο οποίος υπολογίζεται κοντά στο όριο πόνου. Σημαντικός θόρυβος παράγεται και κατά την προσγείωση και τροχοδρόμηση εντός του αεροδιαδρόμου. Επιπλέον, κατά τη διαδικασία προσέγγισης του αεροδρομίου από τα αεροσκάφη, παράγεται σημαντικός θόρυβος από αεροδυναμικά αίτια. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις, ο θόρυβος παράγεται από τη μηχανή και τα λοιπά μέρη του αεροσκάφους, με τη διαφορά ότι κατά την προσγείωση και τροχοδρόμηση προστίθεται και ο θόρυβος από την τριβή των ελαστικών του αεροσκάφους με το έδαφος.

Για να υπολογιστεί ο συνολικός θόρυβος ενός αεροδρομίου, συνεκτιμώνται το πλήθος των αεροσκαφών που προσγειώνονται/απογειώνονται στην υπό εξέταση χρονική περίοδο, αλλά και το είδος τους, καθώς οι διαφορετικοί τύποι αεροσκαφών (ελικοφόρα, αεριωθούμενα) παράγουν διαφορετικά επίπεδα θορύβου. Το αποτέλεσμα που προκύπτει αξιολογείται, ως προς την όχληση που προκαλεί, με τη βοήθεια δείκτη που είναι γνωστός ως Ενεργός Στάθμη Αντιληπτού Θορύβου (*EPNL*). Ειδικότερα, για τον

υπολογισμό της έκθεσης των ατόμων στον θόρυβο, χρησιμοποιείται ο Δείκτης Πρόγνωσης Έκθεσης σε Θόρυβο (*NEF*), ο οποίος δίνεται από τη σχέση:

$$NEF = EPNL + 10 \log_{10}(N_1 + 16,7N_2) - 88 \quad (10.34)$$

όπου N_1 και N_2 είναι ο συνολικός αριθμός πτήσεων μεταξύ 07:00-22:00 και 22:00-07:00, αντίστοιχα. Η τιμή του *NEF* μετριέται σε dBA.

Σημειώνεται ότι, για την προσομοίωση των διαφόρων ηχοσταθμών γύρω από οποιαδήποτε πηγή, είναι διαθέσιμα κατάλληλα αριθμητικά μοντέλα, τα οποία δίνουν τη δυνατότητα σχεδιασμού των ισοπληθών καμπυλών του θορύβου. Έτσι, μπορεί να καθορίζονται οι χρήσεις γης γύρω από τα αεροδρόμια.

10.5.7 Θόρυβος από τον σιδηρόδρομο

Στην κατηγορία αυτή συγκαταλέγεται ο θόρυβος από τα επίγεια τρένα, αλλά και αυτός του υπόγειου σιδηροδρόμου (μετρό) και των τραμ που κινούνται στον αστικό ιστό. Σε όλες τις περιπτώσεις, ο θόρυβος προκαλείται κυρίως από:

- τη μηχανή του οχήματος (με εξαίρεση τα σύγχρονα ηλεκτρικά τρένα, όπου ο θόρυβος αυτός είναι αμελητέος),
- την κίνηση στις ράγες κατά μήκος των γραμμών, από όπου παράγεται χαρακτηριστικός οξύς ήχος,
- την τραχύτητα της γραμμής πάνω στην οποία πραγματοποιείται η κίνηση,
- τις αεροδυναμικές παραμέτρους κλπ.

Αν και στην πλειονότητα των περιπτώσεων το τμήμα του συμβατικού σιδηροδρόμου που διέρχεται από τον αστικό ιστό είναι μικρό, η όχληση που προκαλείται συχνά είναι σημαντική.

10.5.8 Βιομηχανικός θόρυβος

Ο βιομηχανικός θόρυβος παράγεται κατά κύριο λόγο από τις μηχανές που λειτουργούν στην κάθε βιομηχανική (ή βιοτεχνική) μονάδα. Τα επίπεδά του διαμορφώνονται από:

- τον τύπο των μηχανών παραγωγής,
- τη διάταξη των μηχανών παραγωγής,
- την ίδια τη διαδικασία παραγωγής,
- τους ιμάντες μεταφοράς,
- τα οχήματα που επιτελούν τις διάφορες μεταφορικές εργασίες εντός του χώρου της μονάδας κλπ.

Αν και η βιομηχανική δραστηριότητα είναι συνήθως συγκεντρωμένη σε οργανωμένες βιομηχανικές ζώνες που λειτουργούν μακριά από τον αστικό ιστό, δεν λείπουν και οι μικρές βιομηχανικές ή βιοτεχνικές μονάδες που λειτουργούν εντός των ορίων των πόλεων. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η όχληση που προκαλείται στους κατοίκους των περιοχών που γειτνιάζουν με τη μονάδα μπορεί να είναι σημαντική.

Στον βιομηχανικό θόρυβο συγκαταλέγεται και η όχληση που παράγεται από τη μεταλλευτική δραστηριότητα, κατά την εξόρυξη του μεταλλεύματος και τις διαδικασίες επεξεργασίας του. Κατ' επέκταση, στον βιομηχανικό θόρυβο μπορεί να προσμετράται και ο θόρυβος από κατασκευαστικές εργασίες παντός τύπου, που μπορεί να φτάνει ακόμα και τα 130 dB. Δημιουργείται από:

- εκσκαφές και άλλες χωματοουργικές εργασίες,
- σφυρηλατήσεις,
- συγκολλητικές εργασίες,
- εργασίες ανύψωσης υλικών από γερανοφόρα οχήματα κλπ.

Για την εκτίμηση της στάθμης ηχητικής πίεσης L_p από κατασκευαστικές εργασίες, χρησιμοποιείται η σχέση:

$$L_p = L_w - 10 \log_{10}(4\pi r^2) \quad (10.35)$$

όπου r είναι η απόσταση (σε m) από την πηγή.

10.5.9 Θόρυβος εσωτερικών χώρων

Οι οικιακές συσκευές που λειτουργούν στους εσωτερικούς χώρους αποτελούν σημαντική πηγή όχλησης. Μάλιστα κάποιες από αυτές, όπως τα κλιματιστικά μηχανήματα, επιβαρύνουν τα επίπεδα θορύβου και στο εξωτερικό περιβάλλον. Ο θόρυβος που παράγεται από το σύνολο των οικιακών συσκευών μπορεί κατά περιόδους να ξεπερνά ακόμα και τα 100 dBA. Δεδομένης της μακροχρόνιας έκθεσης των ατόμων στα επίπεδα αυτά, που παράλληλα ενισχύονται και από εξωτερικούς θορύβους, η επιβάρυνση της υγείας που προκαλείται δεν είναι αμελητέα.

10.5.10 Μέθοδοι περιορισμού του θορύβου

Ο περιορισμός του θορύβου μπορεί να γίνει σε 3 επίπεδα:

- στην πηγή,
- στο μέσο διάδοσης και
- στον δέκτη.

Αναφορικά με την πηγή, η χρήση τεχνολογικά προηγμένων μηχανών, που συχνά ενσωματώνουν αντιθορυβική τεχνολογία, μπορεί να μειώσει σημαντικά τα επίπεδα του εκπεμπόμενου θορύβου. Για τον περιορισμό του θορύβου στο μέσο, μπορούν να χρησιμοποιηθούν φυσικά ή τεχνητά εμπόδια μεταξύ πηγής και δέκτη, γνωστά ως «ηχοπετάσματα», προκειμένου να ανακόπτεται η διάδοση του ήχου. Αυτό επιτυγχάνεται με ανάκλαση, απορρόφηση και περίθλαση των ηχητικών κυμάτων. Για τον περιορισμό του θορύβου στον δέκτη, χρησιμοποιούνται κατάλληλα υλικά ηχομόνωσης.

Από τα φυσικά ηχοπετάσματα, τα πιο αποτελεσματικά είναι τα δέντρα, τα οποία, εκτός από την εξασθένηση του ήχου, προσφέρουν και πολλές ακόμα οικοσυστημικές υπηρεσίες. Τα τεχνητά ηχοπετάσματα κατασκευάζονται από συμπαγή υλικά, όπως γυαλί, ακρυλικό, μέταλλο, αλουμίνιο, ξύλο, σκυρόδεμα κλπ. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τεχνητού ηχοπετάσματος είναι αυτά που χρησιμοποιούνται για τον περιορισμό του θορύβου στις μεγάλες οδικές αρτηρίες. Τοποθετούνται κοντά στην πηγή, δηλαδή το οδικό δίκτυο, και το ύψος τους ποικίλλει ανάλογα με τις ιδιαίτερες ανάγκες που καλούνται να εξυπηρετήσουν.

Όσον αφορά τη λειτουργία του ηχοπετάσματος, αυτό εξασθενεί τον θόρυβο μέσω ανάκλασης, απορρόφησης και περίθλασης των ηχητικών κυμάτων. Κατά την ανάκλαση, το ηχητικό κύμα επιστρέφει στην πηγή με γωνία ανάκλασης ίση με τη γωνία πρόσπτωσης. Το μέρος της ηχητικής διαταραχής που απορροφάται από το πέτασμα μετατρέπεται σε θερμότητα. Η ποσότητα αυτή μπορεί να ποικίλει, ανάλογα με το υλικό (Πίνακας 10.6) και τις διαστάσεις του πετάσματος. Περίθλαση των ηχητικών κυμάτων συντελείται από την κορυφή και τα άκρα του πετάσματος. Ο υπόλοιπος θόρυβος διαδίδεται μέσω του υλικού του πετάσματος και φτάνει εξασθενημένος στον δέκτη.

Πίνακας 10.6: Συντελεστής απορρόφησης της ηχητικής ενέργειας από διάφορα υλικά.

Υλικό	Υαλοβάμβακας πάχους 18 mm	Τοιχίο από τούβλο	Τοιχίο από σκυρόδεμα	Τοιχίο από ξύλο
Απορρόφηση	0,82	0,023	0,02	0,03

Τέλος, για τον περιορισμό του θορύβου στους μεγάλους αυτοκινητοδρόμους, μπορεί να χρησιμοποιούνται ειδικά οδοστρώματα, κατασκευασμένα από πορώδη υλικά. Αυτά έχουν τη δυνατότητα να μειώνουν τη στάθμη του θορύβου έως και 6 dB.

10.6 Φαινόμενο Doppler

Μία ακόμη ενδιαφέρουσα εφαρμογή των ηχητικών (και όχι μόνο) κυμάτων είναι το φαινόμενο Doppler. Φανταστείτε πως βρίσκεστε ακίνητοι στην άκρη ενός δρόμου και ακούτε τη σειρήνα ενός ασθενοφόρου που πλησιάζει προς εσάς. Ο ήχος που ακούτε είναι περισσότερο υψίσυχνος από αυτόν που θα ακούγατε, αν το ασθενοφόρο ήταν σταθμευμένο. Αντιστρόφως, καθώς το ασθενοφόρο απομακρύνεται από εσάς, η σειρήνα του ακούγεται περισσότερο χαμηλόσυχη. Πρόκειται για ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα του φαινομένου Doppler⁴⁷.

Το φαινόμενο Doppler λαμβάνει χώρα κάθε φορά που η πηγή και ο παρατηρητής κινούνται σχετικά μεταξύ τους. Όταν πηγή και παρατηρητής πλησιάζουν, ο παρατηρητής εκλαμβάνει υψηλότερη συχνότητα από αυτήν που εκπέμπει η πηγή. Αντιστρόφως, όταν πηγή και παρατηρητής απομακρύνονται, η συχνότητα του ήχου που εκλαμβάνει ο παρατηρητής είναι χαμηλότερη από τη συχνότητα που εκπέμπει η πηγή. Το φαινόμενο αυτό ισχύει για όλα τα αρμονικά κύματα. Για παράδειγμα, από τη μεταβολή του χρώματος (δηλαδή της συχνότητας) των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, οι αστρονόμοι μπορούν να προσδιορίζουν τη σχετική κίνηση της Γης με διάφορους αστέρες. Κατ' αναλογία, οι τροχονόμοι χρησιμοποιούν το φαινόμενο Doppler, για να ελέγχουν την ταχύτητα των οχημάτων.

Αποδεικνύεται πως, όταν ένας παρατηρητής κινείται με μέτρο ταχύτητας u_0 ως προς μία ακίνητη πηγή, η συχνότητα f' του ήχου που ακούει είναι:

$$f' = f \left(1 \pm \frac{u_0}{u} \right) \quad (10.36)$$

όπου f είναι η πραγματική συχνότητα της πηγής και u η ταχύτητα του εκπεμπόμενου ήχου. Το θετικό πρόσημο χρησιμοποιείται, όταν ο παρατηρητής κινείται προς την πηγή, ενώ το αρνητικό λαμβάνεται, όταν ο παρατηρητής απομακρύνεται. Εύκολα προκύπτει από την παραπάνω σχέση ότι, όταν ο παρατηρητής πλησιάζει την πηγή, ακούει υψηλότερη συχνότητα. Όταν απομακρύνεται, η συχνότητα που ακούει είναι χαμηλότερη.

Από την άλλη μεριά, όταν η πηγή κινείται σχετικά προς ακίνητο παρατηρητή, η συχνότητα f' που ακούει ο παρατηρητής είναι:

$$f' = f \left(\frac{1}{1 \mp \frac{u_s}{u}} \right) \quad (10.37)$$

όπου u_s είναι η ταχύτητα της πηγής. Από τη Σχέση (10.37), προκύπτει ότι, όταν η πηγή πλησιάζει τον παρατηρητή, αυτός ακούει υψηλότερη συχνότητα (αρνητικό πρόσημο). Στην αντίθετη περίπτωση (θετικό πρόσημο), ο παρατηρητής ακούει χαμηλότερη συχνότητα.

Βεβαίως, υπάρχει και η πιο σύνθετη περίπτωση, όπου κινούνται τόσο η πηγή όσο και ο παρατηρητής. Ο γενικός κανόνας υπαγορεύει ότι, όταν η απόσταση πηγής-παρατηρητή μειώνεται, αυξάνεται η παρατηρούμενη συχνότητα του ήχου. Απεναντίας, όταν τα δύο σώματα απομακρύνονται, η παρατηρούμενη συχνότητα μειώνεται. Τα παραπάνω συνοψίζονται στη σχέση:

⁴⁷ Το φαινόμενο Doppler έχει πάρει το όνομά του από τον Αυστριακό Φυσικό Christian Johann Doppler που ήταν ο πρώτος που το παρατήρησε σε κύματα φωτός.

$$f' = f \left(\frac{u \pm u_0}{u \mp u_s} \right) \quad (10.38)$$

όπου τα άνω πρόσημα λαμβάνονται, όταν τα δύο σώματα πλησιάζουν, ενώ τα κάτω πρόσημα χρησιμοποιούνται, όταν τα σώματα απομακρύνονται.

Βιβλιογραφία/Αναφορές

Ελληνόγλωσση

- Βογιατζής Κ. (2012) Περιβαλλοντική Τεχνική. Θεσμικό πλαίσιο και εφαρμογές. Εκδόσεις Συμμετρία, Αθήνα.
- Βογιατζής Κ., Χαϊκάλη Σ., Χατζοπούλου Α. (2009) Προστασία του ελληνικού ακουστικού τοπίου. Εκδόσεις Παπασωτηρίου, Αθήνα.
- Κασσωμένος Π. (2017) Φυσική Περιβάλλοντος. Εκδόσεις Κλειδάριθμος, Αθήνα.
- Κατσούλης Β. (1994) Στοιχεία Φυσικής Περιβάλλοντος. Πανεπιστημιακές παραδόσεις στους φοιτητές του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.
- Οδηγία 2002/49/ΕΚ του Ευρωπαϊκού Κοινοβουλίου και του Συμβουλίου σχετικά με την αξιολόγηση και τη διαχείριση του περιβαλλοντικού κινδύνου.
- Π.Δ.1180/81 Περί ρυθμίσεως θεμάτων αναγομένων εις τα της ιδρύσεως και λειτουργίας βιομηχανιών, βιοτεχνιών πάσης φύσης μηχανολογικών εγκαταστάσεων και αποθηκών και της εκ τούτων διασφάλισης περιβάλλοντος εν γένει.
- T.E.E. (2008) Το πρόβλημα της αστικής ηχορύπανσης. Η σημασία των τεχνικών πρόληψης στην πηγή κατά τη διάδοση στον αποδέκτη και ο ρόλος του καταναλωτή.
- Serway R.A. (1991) Physics for Scientists and Engineers, Τόμος 3: Θερμοδυναμική-Κυματική-Οπτική, Μετάφραση Λ.Κ. Ρεσβάνη.

Ξενόγλωσση

- Berg R. and Stork D. (2005) The Physics of sound. Pearson Education.
- Bose T. (2013) Aerodynamic Noise. An introduction for physicists and engineers. Springer.
- Kassomenos P.A., Paschalidou A.K. and Sarantopoulos G. (2016) The acoustic environment and its controlling factors in primary schools in Greece. Proceedings of the 23rd International Congress on Sound and Vibration, Athens, 10-14 July 2016.
- Kassomenos P.A., Vogiatzis K. and Paschalidou A. (2016) The relocation of Heraclion International Airport. A Holistic environmental approach. Proceedings of the 23rd International Congress on Sound and Vibration, Athens, 10-14 July 2016.
- Paschalidou A.K, Kassomenos P. and Chonianaki F. (2019) Strategic Noise Maps and Action Plans for the reduction of population exposure in a Mediterranean port city. Science of the Total Environment, 654, 144–153.
- Paschalidou A.K., Kassomenos P., Chonianaki F. and Valkouma T. (2019) 3-year noise monitoring and strategic noise mapping in an extended motorway. Environmental Science and Pollution Research, 26, 15608-15616.
- Smith C. (2001) Environmental Physics. Routledge, London and New York.

Λυμένα παραδείγματα

1. Έστω δύο ηχητικές πηγές που βρίσκονται σε μικρή απόσταση μεταξύ τους και παράγουν στάθμη ηχητικής έντασης ίση με 80 dB η καθεμιά. Να υπολογιστεί η ένταση του ήχου των δύο ηχοσταθμών.

Λύση

Προκειμένου να υπολογιστεί η συνολική ένταση του ήχου των δύο ηχοσταθμών, χρησιμοποιούμε τη σχέση της στάθμης ηχητικής έντασης L_I :

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \Rightarrow \frac{L_I}{10} = \log_{10} \frac{I}{I_0} \Rightarrow 10^{L_I/10} = 10^{\log_{10}(I/I_0)} \Rightarrow 10^{L_I/10} = \frac{I}{I_0}$$

Επομένως, η ένταση θα δίνεται από τη σχέση:

$$I = I_0 \cdot 10^{L_I/10}$$

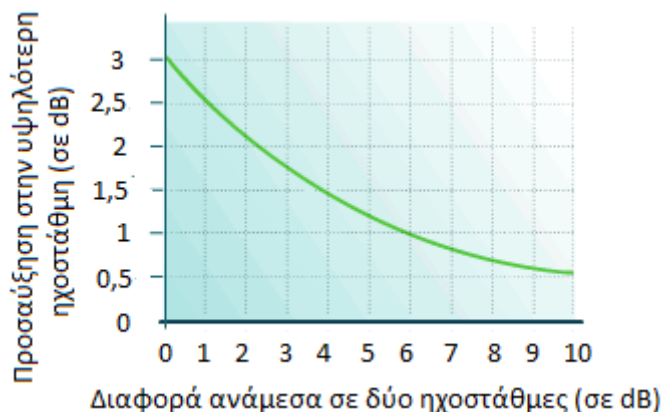
Άρα, η ένταση του ήχου της κάθε πηγής θα είναι:

$$I = 10^{-12} \cdot 10^{80/10} = 10^{-4} \text{ W / m}^2$$

Το άθροισμα των δύο εντάσεων θα είναι $2 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$, οπότε η ολική στάθμη ηχητικής έντασης θα είναι:

$$L_{I,ολ} = 10 \log_{10} \left(\frac{2 \cdot 10^{-4}}{10^{-12}} \right) = 10 \log_{10} (2 \cdot 10^8) = 10 (\log_{10} 2 + \log_{10} 10^8) = 10 \cdot 8,3 = 83 \text{ dB}$$

Καθώς η κλίμακα που χρησιμοποιείται για τη στάθμη έντασης είναι λογαριθμική, το άθροισμα 2 ήχων του ίδιου επιπέδου οδηγεί σε μία αύξηση κατά 3 dB, ενώ το άθροισμα 10 θορύβων του ίδιου επιπέδου οδηγεί σε αύξηση κατά 10 dB. Αν και μία διαφορά 3 dB δύσκολα ανιχνεύεται από το ανθρώπινο αυτί, η αύξηση κατά 10 dB προκαλεί σημαντική όχληση. Ένας εύκολος τρόπος να προσθέσει κανείς δύο ηχητικές στάθμες είναι με τη βοήθεια του παρακάτω διαγράμματος:



Αφού η διαφορά ανάμεσα στις δύο στάθμες που καλούμαστε να αθροίσουμε είναι 0 (οριζόντιος άξονας), αρκεί να προσθέσουμε 3 dB στη μία από αυτές (κατακόρυφος άξονας). Έτσι προκύπτουν $80 + 3 = 83 \text{ dB}$.

2. Να υπολογιστεί ο θόρυβος που προκαλείται από 3 αυτοκίνητα A , B και C που κινούνται σε έναν δρόμο ταχείας κυκλοφορίας. Θεωρήστε ότι η ένταση του ήχου των 3 οχημάτων είναι I_A , I_B και I_C , αντίστοιχα και ότι ο δρόμος είναι ευθύγραμμος. Θεωρήστε, επίσης, ότι τα αυτοκίνητα απέχουν μεταξύ τους απόσταση s , ενώ η απόσταση του παρατηρητή από το πλησιέστερο αυτοκίνητο ισούται με r .

Λύση

Η ολική ένταση που φτάνει στον παρατηρητή από τα 3 αυτοκίνητα θα είναι:

$$I = I_A + I_B + I_C = \frac{W}{4\pi} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^2 + s^2} + \frac{1}{r^2 + 4s^2} \right)$$

Επομένως, η στάθμη ηχητικής έντασης θα δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned} L_I &= 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} = 10 \log_{10} \left[\frac{W}{4\pi I_0} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^2 + s^2} + \frac{1}{r^2 + 4s^2} \right) \right] = \\ &= 10 \log_{10} \left[\frac{W}{4\pi I_0 r^2} \left(1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{r}\right)^2} + \frac{1}{1 + \left(\frac{2s}{r}\right)^2} \right) \right] = \\ &= 10 \log_{10} \frac{W}{4\pi I_0 r^2} + 10 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{r}\right)^2} + \frac{1}{1 + \left(\frac{2s}{r}\right)^2} \right) \end{aligned}$$

Στην παραπάνω σχέση, ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στη στάθμη έντασης του πλησιέστερου στον παρατηρητή οχήματος, ενώ ο δεύτερος όρος περιγράφει την αύξηση στη στάθμη ηχητικής έντασης από τα υπόλοιπα 2 αυτοκίνητα.

3. Σε απόσταση 7 m από μία σημειακή πηγή ανιχνεύεται θόρυβος 95 B. Να υπολογιστεί το επίπεδο του θορύβου που ανιχνεύεται σε απόσταση 50 m από την πηγή.

Λύση

Για τη στάθμη ηχητικής έντασης σε απόσταση $r_1 = 7\text{m}$ από την πηγή, ισχύει:

$$L_{I,1} = 10 \log_{10} \left(\frac{I_1}{I_0} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{W}{4\pi r_1^2 I_0} \right)$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, προκύπτει:

$$95 = 10 \log_{10} \left(\frac{W}{4\pi 7^2 I_0} \right) \Rightarrow 10^{9.5} = \frac{W}{4\pi \cdot 7^2 I_0} \Rightarrow W = 10^{9.5} \cdot 4\pi \cdot 7^2 I_0$$

Για τη στάθμη ηχητικής έντασης σε απόσταση $r_1 = 50\text{m}$ από την πηγή, ισχύει:

$$L_{1,2} = 10\log_{10}\left(\frac{I_2}{I_0}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{W}{4\pi r_2^2 I_0}\right)$$

Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση την ισχύ W και τις αριθμητικές τιμές, έχουμε:

$$L_{1,2} = 10\log_{10}\left(\frac{10^{9,5} \cdot 4\pi \cdot 7^2 I_0}{4\pi \cdot 50^2 I_0}\right) = 77,9\text{dB}$$

Επομένως, σε απόσταση 50 m η στάθμη ηχητικής έντασης έχει εξασθενήσει στα 77,9 dB.

4. Σε απόσταση 7 m από έναν δρόμο ανιχνεύεται θόρυβος 95 B. Να υπολογιστεί το επίπεδο του θορύβου που ανιχνεύεται σε απόσταση 50 m από την πηγή.

Λύση

Για τη στάθμη ηχητικής έντασης σε απόσταση $r_1 = 7\text{ m}$ από τον δρόμο, που αποτελεί γραμμική πηγή, ισχύει:

$$L_{1,1} = 10\log_{10}\left(\frac{I_1}{I_0}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{W}{2\pi r_1 I_0}\right)$$

Με αντικατάσταση των τιμών στην παραπάνω σχέση, προκύπτει:

$$95 = 10\log_{10}\left(\frac{W}{2\pi 7 I_0}\right) \Rightarrow 10^{9,5} = \frac{W}{2\pi \cdot 7 I_0} \Rightarrow W = 10^{9,5} \cdot 14\pi \cdot I_0$$

Για τη στάθμη ηχητικής έντασης σε απόσταση $r_1 = 50\text{ m}$ από την πηγή, ισχύει:

$$L_{1,2} = 10\log_{10}\left(\frac{I_2}{I_0}\right) = 10\log_{10}\left(\frac{W}{2\pi r_2 I_0}\right)$$

Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση την ισχύ W και τις αριθμητικές τιμές, έχουμε:

$$L_{1,2} = 10\log_{10}\left(\frac{10^{9,5} \cdot 2\pi \cdot 7 I_0}{2\pi \cdot 50 I_0}\right) = 86\text{dB}$$

Επομένως, σε απόσταση 50 m η στάθμη ηχητικής έντασης έχει εξασθενήσει στα 86 dB.

5. Το επίπεδο θορύβου που μετρήθηκε σε μία βιοτεχνία, δίπλα σε μία πρέσα που βρίσκεται σε λειτουργία, είναι 88 dB. Όταν η πρέσα τίθεται εκτός λειτουργίας, το επίπεδο θορύβου πέφτει στα 85 dB. Να υπολογιστούν το ποσοστό του θορύβου που οφείλεται στην πρέσα και η στάθμη ηχητικής έντασης της πρέσας.

Λύση

Όταν η πρέσα βρίσκεται σε λειτουργία, η στάθμη ηχητικής έντασης είναι:

$$L_1 = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow 92 = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow$$

$$L_1 = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow 88 = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow 10^{8,8} = \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow I_1 = 10^{8,8} I_0$$

Όταν η πρέσα τίθεται εκτός λειτουργίας:

$$L_2 = 10 \log_{10} \frac{I_2}{I_0} \Rightarrow 85 = 10 \log_{10} \frac{I_2}{I_0} \Rightarrow 10^{8,5} = \frac{I_2}{I_0} \Rightarrow I_2 = 10^{8,5} I_0$$

Διαιρώντας κατά μέλη, παίρνουμε:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{10^{8,5} I_0}{10^{8,8} I_0} = 10^{-0,3} = 0,5 \Rightarrow I_2 = 0,5 I_1$$

Επομένως, το 50% της ηχητικής έντασης οφείλεται στην πρέσα. Η διαφορά των δύο ηχητικών εντάσεων είναι:

$$\Delta I = I_1 - I_2 = 10^{8,8} I_0 - 10^{8,5} I_0$$

και για τη στάθμη ηχητικής έντασης:

$$\Delta L = 10 \log_{10} \frac{\Delta I}{I_0} = 10 \log_{10} \frac{(10^{8,8} - 10^{8,5}) I_0}{I_0} = 84 \text{ dB}$$

6. Σε μία περιοχή εντός του αστικού ιστού, οι μετρητές θορύβου κατέγραψαν τις εξής τιμές: 62 dB, 75 dB, 67 dB, 58 dB και 74 dB. Ποιο είναι το μέσο επίπεδο θορύβου στην περιοχή αυτή;

Λύση

Αρχικά, γίνεται η μετατροπή των τιμών σε ηχητικές εντάσεις:

$$L_1 = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow 62 = 10 \log_{10} \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow 10^{6,2} = \frac{I_1}{I_0} \Rightarrow I_1 = 10^{6,2} I_0$$

$$L_2 = 10 \log_{10} \frac{I_2}{I_0} \Rightarrow 75 = 10 \log_{10} \frac{I_2}{I_0} \Rightarrow 10^{7,5} = \frac{I_2}{I_0} \Rightarrow I_2 = 10^{7,5} I_0$$

$$L_3 = 10 \log_{10} \frac{I_3}{I_0} \Rightarrow 67 = 10 \log_{10} \frac{I_3}{I_0} \Rightarrow 10^{6,7} = \frac{I_3}{I_0} \Rightarrow I_3 = 10^{6,7} I_0$$

$$L_4 = 10 \log_{10} \frac{I_4}{I_0} \Rightarrow 58 = 10 \log_{10} \frac{I_4}{I_0} \Rightarrow 10^{5,8} = \frac{I_4}{I_0} \Rightarrow I_4 = 10^{5,8} I_0$$

$$L_5 = 10 \log_{10} \frac{I_5}{I_0} \Rightarrow 74 = 10 \log_{10} \frac{I_5}{I_0} \Rightarrow 10^{7,4} = \frac{I_5}{I_0} \Rightarrow I_5 = 10^{7,4} I_0$$

Επομένως, η μέση ένταση θα είναι:

$$\bar{I} = \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5}{5} = \frac{(10^{6,2} + 10^{7,5} + 10^{6,7} + 10^{5,8} + 10^{7,4}) I_0}{5}$$

Για τη μέση στάθμη ηχητικής έντασης:

$$\bar{L} = 10 \log_{10} \frac{\bar{I}}{I_0} = 10 \log_{10} \frac{(10^{6,2} + 10^{7,5} + 10^{6,7} + 10^{5,8} + 10^{7,4}) I_0}{5 I_0} = 71 \text{ dB}$$

Το παρόν βιβλίο πραγματεύεται τις βασικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας από τη σκοπιά της επιστήμης της Φυσικής. Ειδικότερα, στο πρώτο εισαγωγικό κεφάλαιο παρουσιάζονται τα βασικά χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας και αναλύονται ορισμοί και έννοιες χρήσιμες για όλα τα επιμέρους κεφάλαια του βιβλίου. Στο δεύτερο κεφάλαιο εξετάζεται η ηλιακή ακτινοβολία, ως κινητήρια δύναμη όλων των διεργασιών της ατμόσφαιρας. Ακολουθεί ένα κεφάλαιο αφιερωμένο στις υγρομετρικές παραμέτρους, με έμφαση στον καθοριστικό ρόλο των υδρατμών στις φυσικές ατμοσφαιρικές διεργασίες. Στα δύο επόμενα κεφάλαια εξετάζονται η θερμοδυναμική και η στατική της ατμόσφαιρας, ενώ το έκτο και το έβδομο κεφάλαιο εστιάζονται στις εξισώσεις κίνησης εντός του ατμοσφαιρικού ρευστού, και δη εντός του οριακού στρώματος. Ακολουθούν λεπτομερής μελέτη των κλιμάκων κίνησης και εξοικείωση με την ατμοσφαιρική ρύπανση και τους μηχανισμούς διασποράς της. Το βιβλίο ολοκληρώνεται με το δέκατο κεφάλαιο, το οποίο αναφέρεται στον ήχο και την υποβάθμιση που μπορεί να επιφέρει στο φυσικό περιβάλλον. Στο τέλος κάθε κεφαλαίου περιλαμβάνεται μία σειρά από λυμένα παραδείγματα, για την καλύτερη εξοικείωση με τις έννοιες και την εμπάθυνση σε αυτές. Το βιβλίο απευθύνεται στους προπτυχιακούς φοιτητές των Τμημάτων Φυσικής, Περιβάλλοντος, Μηχανικών Περιβάλλοντος, Γεωπονίας και Δασολογίας της χώρας, αλλά μπορεί να φανεί χρήσιμο και σε μεταπτυχιακούς φοιτητές που σπουδάζουν σε προγράμματα που παρέχουν ειδίκευση στο φυσικό περιβάλλον.

Το παρόν σύγγραμμα δημιουργήθηκε στο πλαίσιο του Έργου ΚΑΛΛΙΠΟΣ+	
Χρηματοδότης	Υπουργείο Παιδείας και Θρησκευμάτων, Προγράμματα ΠΔΕ, ΕΠΑ 2020-2025
Φορέας υλοποίησης	ΕΛΚΕ ΕΜΠ
Φορέας λειτουργίας	ΣΕΑΒ/Παράρτημα ΕΜΠ/Μονάδα Εκδόσεων
Διάρκεια 2ης Φάσης	2020-2023
Σκοπός	Η δημιουργία ακαδημαϊκών ψηφιακών συγγραμμάτων ανοικτής πρόσβασης (περισσότερων από 700) <ul style="list-style-type: none">• Προπτυχιακών και μεταπτυχιακών εγχειριδίων• Μονογραφιών• Μεταφράσεων ανοικτών textbooks• Βιβλιογραφικών Οδηγών
Επιστημονικά Υπεύθυνος	Νικόλαος Μήτρου, Καθηγητής ΣΗΜΜΥ ΕΜΠ
ISBN: 978-618-5726-29-4	DOI: http://dx.doi.org/10.57713/kallipos-219