ΓΕΩΠΟΝΙΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΤΜΗΜΑ: Εγγείων Βελτιώσεων & Γεωργικής Μηχανικής

Εργαστήριο Γεωργικής Υδραυλικής

«Συμβολή στην εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής»

Πτυχιακή μελέτη του φοιτητή Γεωργούση Χαράλαμπου (ΖΟ 101 87)

ΑΘΗΝΑ 1995

Συμβολή στην εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής

ΓΕΩΠΟΝΙΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΤΜΗΜΑ: Εγγείων Βελτιώσεων & Γεωργικής Μηχανικής
Εργαστήριο Γεωργικής Υδραυλικής

«Συμβολή στην εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής»

Πτυχιακή μελέτη του φοιτητή Γεωργούση Χαράλαμπου (ΖΟ 101 87)

Ιερά Οδός 75, Τ.Κ. 118 55, ΑΘΗΝΑ

Αφιερώνεται στους γονείς μου

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η πτυχιακή εργασία αποτελεί ειδική εργασία την οποία είναι υποχρεωμένος να εκπονήσει κάθε φοιτητής προκειμένου να επιτύχει τον στόχο του, που δεν είναι άλλος από το να αποκτήσει το πτυχίο του.

Από τη θέση λοιπόν αυτή, λίγο πριν την απόκτηση του πτυχίου μου, επιθυμώ να ευχαριστήσω θερμά όλους αυτούς που με βοήθησαν να φτάσω στη θέση αυτή.

Έτσι θερμότατες ευχαριστίες εκφράζω κατά χρονική σειρά:

- στους ***γονείς μου***, γιατί χωρίς αυτούς ΔΕΝ θα σπούδαζα.
- στη ***Νάντια Βαλσαμάκη***, για την υπερπολύτιμη βοήθειά της τα 3 $1/2$ τελευταία χρόνια, που χωρίς αυτή θα αργούσα να τελειώσω τη σχολή.
- στον αναπληρωτή καθηγητή ***κ. Πέτρο Κερκίδη***, για την καθημερινή του καθοδήγηση και τις καθημερινές του συμβουλές πάνω στην εργασία αυτή.
- στον ***κ. Σταύρο Αλεξανδρή,*** που δουλεύει στο εργαστήριο, για την ακούραστη διάθεση του να με βοηθά, όποτε τον χρειαζόμουν.
- στον συμφοιτητή μου ***Νίκο Μαλάμο***, για την παροχή μέρους του απαραίτητου λογισμικού για την συγγραφή της εργασίας αυτής.
- στον υπάλληλο της Διευθύνσεως Γεωργίας Νομού Θεσσαλονίκης ***κ. Μιχάλη Μπέτα***, που χωρίς την διάθεση του να με βοηθήσει, το κείμενο αυτό δεν θα είχε την μορφή που έχει.

Σας ευχαριστώ όλους

Γεωργούσης Χαράλαμπος

Θεσσαλονίκη

Πέμπτη, 28 Δεκεμβρίου 1995

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Α. ΕΞΑΤΜΙΣΟΔΙΑΠΝΟΗ **1**

Α.1. ΓΕΝΙΚΑ **2**

Α.1.1 Δυνητική εξατμισοδιαπνοή και εξατμισοδιαπνοή αναφοράς **3**

Α.1.2 Παράγοντες που επηρεάζουν την εξατμισοδιαπνοή **4**

Α.1.3 Σημασία της εξατμισοδιαπνοής **4**

Α.1.4 Μέθοδοι υπολογισμού της εξατμισοδιαπνοής **5**

Α.1.4.1 Μέθοδος των κατακορύφων αποκλίσεων (Eddy correlation method) **5**

Α.1.4.2 Μέθοδος των λυσιμέτρων **6**

Α.1.4.3 Μέθοδος του ισοζυγίου ύδατος (Water Balance) **6**

Α.1.4.4 Μέθοδος του ισοζυγίου ενέργειας (Energy Balance) **7**

Α.1.4.5 Μέθοδος της μεταφοράς μάζας (Mass Transfer) **7**

Α.1.4.6 Μέθοδος της παρακολούθησης της μεταβολής της εδαφικής υγρασίας - Δειγματοληψίες εδάφους **7**

Α.1.4.7 Συνδυαστική μέθοδος (Combination method) **7**

Α.2 Η ΜΕΘΟΔΟΣ PENMAN **8**

Α.2.1 Η μέθοδος του Penman (1963) **8**

Α.2.2 Η F.A.O. - 24 τροποποιημένη μέθοδος Penman (*F.A.O. - 24 Corrected Penman*) **10**

Α.3 ΣΤΟΧΟΣ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ **10**

Α.4 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΠΟΥ ΣΥΜΠΕΡΙΛΑΜΒΑΝΟΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΗΣ ΕΞΑΤΜΙΣΟΔΙΑΠΝΟΗΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ **11**

Α.4.1 Γενικά **11**

Α.4.2 Προσδιορισμός της λανθάνουσας θερμότητας εξάτμισης (*Latent Heat of Vaporization*) λ **12**

Α.4.3 Προσδιορισμός της πίεσης των κορεσμένων υδρατμών (*Saturation Vapour Pressure*) e_a 14

Α.4.4 Προσδιορισμός της κλίσης Δ, της καμπύλης των κορεσμένων υδρατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας (*Slope Vapour Pressure Curve*). 17

Α.4.5 Προσδιορισμός της ψυχρομετρικής σταθεράς (*psychrometric constant*), γ 21

Α.4.6 Προσδιορισμός της πυκνότητας ροής θερμότητας στο έδαφος (*Soil Heat Flux*) G 22

Α.4.7 Προσδιορισμός της διαφοράς της πραγματικής τάσης των υδρατμών, από την τάση των κορεσμένων υδρατμών στο ύψος των 2m από την επιφάνεια του εδάφους ή του νερού (*Vapour Pressure Deficit*). 22

Α.4.8 Εκτίμηση του F.A.O. - 24 διορθωτικού συντελεστή c. 23

***Α.5 ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΗΣ ΕΞΑΤΜΙΣΟΔΙΑΠΝΟΗΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ* 24**

Α.5.1 Γενικά 24

Α.5.2 Επιλογή της καταλληλότερης σχέσης και συσχέτιση με αυτή των υπολοίπων μεθόδων. 28

***Α.6 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ* 36**

***Β. ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ IDSO (1981) - ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΦΟΡΑΣ ΜΕΤΑΞΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΤΟΥ ΕΔΑΦΟΥΣ* 40**

***Β.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ* 41**

***Β.2 ΠΕΡΙΛΗΠΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ* 42**

Β.2.1 Η φύση της θερμικής ακτινοβολίας 42

Β.2.2 Νόμος του Kirchhoff, μαύρο σώμα 44

Β.2.3 Νόμοι των Stefan-Boltzmann και Wien 46

Β.2.4 Ο νόμος του Planck για την ακτινοβολία του μαύρου σώματος 48

Β.3 ΟΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ IDSO (1981) 49

Β.3.1 Γενικά 49

Β.3.2 Αξιολόγηση και βελτίωση των εξισώσεων του Idso - Μεθοδολογία 52

Β.3.3 Υπολογισμοί - αποτελέσματα 54

Β.3.3.1 Περιοχή μήκους κύματος 8 - 14 μm 54

Β.3.3.2 Περιοχή μήκους κύματος 10.5 - 12.5 μm 56

Β.3.3.3 Περιοχή μήκους κύματος 4.8 - 5.2 μm 58

Β.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΦΟΡΑΣ ΜΕΤΑΞΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΤΟΥ ΕΔΑΦΟΥΣ 59

Β.4.1 Γενικά 59

Β.4.2 Ατμοσφαιρική ακτινοβολία στο «παράθυρο» 8 - 14 μm 62

Β.4.3 Ανάλυση της διαφοράς T_s - T_b 63

Β.5 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ 67

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ 70

Α. ΕΞΑΤΜΙΣΟΔΙΑΠΝΟΗ

Α.1. ΓΕΝΙΚΑ

Με τον όρο εξάτμιση (*Evaporation*) εννοούμε την φυσική διαδικασία μετάπτωσης του ύδατος από την υγρή στην αέρια φάση του και την μετέπειτα μετακίνηση του από μια υγρή επιφάνεια, προς την υπερκείμενη της επιφάνειας αυτής ατμόσφαιρα, με συναγωγή (*Convection*) και με διάχυση (*Diffusion*). Η φυσική της μεταβολής της φάσης του νερού, είναι η ίδια άσχετα με το αν παρατηρείται σε επιφάνειες ελευθέρου ύδατος, στην επιφάνεια υγρού εδάφους ή σε φυτικές επιφάνειες εκτεθειμένες στην ατμόσφαιρα. Παρά ταύτα η εξάτμιση ύδατος που παρατηρείται στις φυτικές επιφάνειες και που προϋποθέτει μεταφορά εδαφικού ύδατος στις επιφάνειες αυτές δια μέσου του φυτού ονομάζεται συνήθως διαπνοή (*Transpiration*). Επειδή ο διαχωρισμός των απωλειών ύδατος μιας εδαφικής μάζας, με απ' ευθείας εξάτμιση από την επιφάνειά της, από τις απώλειες διαπνοής είναι συνήθως πολύ δύσκολος, οι συνολικές απώλειες εξάτμισης του εδαφικού ύδατος, θεωρούνται με ενιαίο τρόπο και χαρακτηρίζονται με τον όρο εξατμισοδιαπνοή (*Evapotranspiration*).

Η μετάπτωση του ύδατος από την υγρή στην αέρια φάση του, συνοδεύεται από απορρόφηση ενός ποσού θερμότητας (που είναι απαραίτητο για τη μετατροπή μιας μονάδας μάζας ύδατος σε υδρατμούς κάτω από σταθερή θερμοκρασία) το οποίο ονομάζεται λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης λ (*Latent Heat of Vaporization*). Για να λάβει χώρα μετακίνηση υδρατμών από την επιφάνεια εξάτμισης προς την ατμόσφαιρα, θα πρέπει η συγκέντρωση των υδρατμών στον αέρα που υπέρκειται της επιφάνειας, να είναι μικρότερη από ότι στην επιφάνεια (να επικρατεί δηλ. μια αρνητική κλίση της συγκέντρωσης ή πράγμα που είναι το ίδιο, μια αρνητική κλίση της μερικής πίεσης των υδρατμών) έτσι ώστε να εξασφαλίζεται η ανοδική τους πορεία παρά την επίδραση της βαρύτητας. Η βασική πηγή ενέργειας για την κάλυψη των αναγκών της εξάτμισης σε θερμότητα, είναι η ηλιακή ακτινοβολία (*Solar Radiation*) που φθάνει στην επιφάνεια του εδάφους, ενώ ο άνεμος εξασφαλίζει τη διατήρηση της απαιτούμενης κλίσης υδρατμών.

Α.1.1 Δυνητική εξατμισοδιαπνοή και εξατμισοδιαπνοή αναφοράς.

Επαρκής γνώση των ορισμών που σχετίζονται με το φαινόμενο της εξατμισοδιαπνοής, είναι αναγκαία στον ποσοτικό προσδιορισμό των τιμών εξατμισοδιαπνοής και των αναγκών άρδευσης. Η παράγραφος αυτή παρουσιάζει τους σημαντικούς ορισμούς, της Δυνητικής εξατμισοδιαπνοής Et_p και της Εξατμισοδιαπνοής αναφοράς E_{to}. Έτσι:

Δυνητική εξατμισοδιαπνοή (*Potential Evapotranspiration*) είναι η μέγιστη ποσότητα νερού, αν είναι επαρκώς διαθέσιμο, που θα απομακρυνθεί από υγρό έδαφος και φυτικές επιφάνειες, εκφραζόμενη σαν ρυθμός μεταφοράς λανθάνουσας θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας, λEt_p ή σαν ύψος νερού ανά μονάδα χρόνου E_{tp}. Ο Penman (1956) όρισε την δυνητική εξατμισοδιαπνοή σαν "το ποσό του νερού που διαπνέεται στη μονάδα του χρόνου από ένα κοντό, πράσινο γρασίδι, που καλύπτει πλήρως το έδαφος, έχει ομοιόμορφο ύψος και δεν ελλείπεται νερού." Αν και τυπικά κοντά αγροτικά φυτά υπονοούνται σ' αυτό τον ορισμό, ο Penman εφάρμοσε τη θεωρία του σε χαμηλό γρασίδι, όπου η τιμές εξατμισοδιαπνοής είναι 10 έως 40% μικρότερες από αυτές που προκύπτουν από καλώς αρδευόμενα αγροτικά φυτά.

Λόγω ασαφειών στον ορισμό της δυνητικής εξατμισοδιαπνοής, ειδικά σε ξηρά κλίματα, προτάθηκε ο όρος: εξατμισοδιαπνοή αναφοράς (*Reference Crop Evapotranspiration*) (Perrier and Jensen, 1979). Έτσι:

Εξατμισοδιαπνοή αναφοράς (*Reference Crop Evapotranspiration*) είναι ο ρυθμός με τον οποίο το νερό, στο βαθμό που είναι διαθέσιμο, θα απομακρυνθεί από το έδαφος και τις φυτικές επιφάνειες ενός συγκεκριμένου φυτού, αυθαιρέτως ονομαζόμενου "φυτό αναφοράς". Εκφράζεται κανονικά σαν ο ρυθμός μεταφοράς λανθάνουσας θερμότητας ανά μονάδα επιφάνειας, λE_{tr} ή σαν ύψος νερού που εξατμίζεται και διαπνέεται από την καλλιέργεια αναφοράς E_{tr}, στη μονάδα του χρόνου. Οι επιφάνειες των φύλλων της καλλιέργειας αναφοράς, τυπικά δεν είναι υγρές. Σαν φυτά αναφοράς έχουν επικρατήσει να χρησιμοποιούνται: το γρασίδι (ύψους > 8cm) και για ξηρά κλίματα η μηδική (*Alfalfa*). Η χρησιμότητα της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς είναι μεγάλη, αφού περιγράφει γενικά την εξατμισοδιαπνοή, ανεξάρτητα από κάθε ιδιαίτερη μέθοδο υπολογισμού. Οι ορισμοί αυτοί είναι γενικοί. Περιορισμοί ή διευκρινίσεις μπορεί να υπάρξουν σε συγκεκριμένες περιπτώσεις.

Α1.2 Παράγοντες που επηρεάζουν την εξατμισοδιαπνοή.

Οι παράγοντες που επηρεάζουν την εξατμισοδιαπνοή των φυτών και επομένως την ανάπτυξη και παραγωγή τους, μπορούν να διαχωριστούν σε (Salter and Goode, 1967):

- εδαφικούς
- φυτικούς
- κλιματικούς και
- διάφορους

Στους *εδαφικούς* περιλαμβάνονται: η υδατοπεριεκτικότητα, η υφή, η δομή, το βάθος, η αλατότητα, ο αερισμός, η θερμοκρασία και η δυνατότητα στράγγισης του εδάφους.

Στους *φυτικούς* περιλαμβάνονται: ο τύπος της καλλιέργειας, η πυκνότητα και το βάθος του ριζοστρώματος, ο ρυθμός της ριζικής ανάπτυξης, η αεροδυναμική τραχύτητα της καλλιέργειας, η αντοχή στην ξηρασία, το είδος και η ποικιλία της καλλιέργειας.

Στους *κλιματικούς* περιλαμβάνονται: η ηλιοφάνεια, η υγρασία, ο άνεμος, η θερμοκρασία, το ύψος της βροχόπτωσης και η ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας.

Τέλος στους *διάφορους* μπορούν να περιληφθούν: ο διαθέσιμος εδαφικός όγκος και η διάταξη των φυτών, η γονιμότητα του εδάφους, οι καλλιεργητικές φροντίδες και μεταξύ αυτών, ειδικότερα η μέθοδος άρδευσης.

Α.1.3 Σημασία της εξατμισοδιαπνοής.

Η εξατμισοδιαπνοή είναι ένα από τα βασικά συστατικά στοιχεία του υδρολογικού κύκλου. Επηρεάζει το ισοζύγιο νερού από τη στιγμή που αυτό πέφτει στο έδαφος με τη μορφή κατακρημνισμάτων, μέχρι τη στιγμή που φτάνει στους ωκεανούς. Η εξατμισοδιαπνοή, που όπως προαναφέρθηκε περιλαμβάνει την εξάτμιση του νερού από το έδαφος και τις υδάτινες επιφάνειες και την διαπνοή από τη βλάστηση, συνεχίζει να είναι παράγοντας μέγιστης σημασίας στο

σχεδιασμό τη διαχείριση υδάτινων πόρων και στην ανάπτυξη των αρδεύσεων. Δεδομένα εξατμισοδιαπνοής είναι αναγκαία για την εκτίμηση:

1. των υδατικών αναγκών των καλλιεργειών
2. της απόδοσης νερού από έναν υδατοκρίτη
3. της ασφαλούς απόδοσης (*safe yield*) των υπόγειων υδροφόρων σχηματισμών* .

Είναι επίσης ιδιαίτερα σημαντική σε ξηρές και ημίξηρες αρδευόμενες περιοχές του κόσμου, ενώ η σημασία της στις υγρές περιοχές αυξάνεται με την επέκταση των συμπληρωματικών αρδεύσεων.

Α.1.4 Μέθοδοι υπολογισμού της εξατμισοδιαπνοής.

Η επιστήμη της εξατμισοδιαπνοής έχει αναπτυχθεί πολύ κατά τις περασμένες τρεις δεκαετίες και συνεχίζει να εξελίσσεται. Οι μηχανικοί πρέπει να χρησιμοποιήσουν σχέσεις που βασίζονται σε φυσικούς νόμους και που απαιτείται να είναι ακριβέστερες από ότι στο παρελθόν, λόγω του συνεχώς μειούμενου υδατικού δυναμικού παγκοσμίως.

Α.1.4.1 Μέθοδος των κατακόρυφων αποκλίσεων (Eddy Correlation Method).

Μία μέθοδος για την οποία απαιτούνται πολύ ευαίσθητα ανεμόμετρα και μικροεπεξεργαστές, εξοπλισμός αρκετά ακριβός, ο οποίος μόνο πρόσφατα έγινε εμπορικά διαθέσιμος. Η τεχνική αυτή είναι ανεξάρτητη των χαρακτηριστικών της επιφάνειας εξάτμισης και μπορεί να γίνει η πιο ακριβής με τη χρήση του κατάλληλου εξειδικευμένου εξοπλισμού, από καλά εκπαιδευμένο προσωπικό.

---

* ***Ασφαλής απόδοση*** των υπόγειων υδροφόρων σχηματισμών είναι η ποσότητα του νερού που κατ' έτος επανεμπλουτίζει τους υπόγειους υδροφόρους σχηματισμούς.

Α.1.4.2 Μέθοδος των λυσιμέτρων.

Τα λυσίμετρα (*lysimeters*) είναι ειδικές κατασκευές γεμάτες με χώμα στο οποίο μεγαλώνουν φυτά υπό φυσικές συνθήκες. Για να είναι αξιόπιστα τα αποτελέσματα που προέρχονται από λυσίμετρα πρέπει:

α) να καταλαμβάνουν αρκετά μεγάλη επιφάνεια
β) το βάθος του λυσιμέτρου πρέπει να είναι αρκετά μεγάλο (ή να υπάρχει συσκευή άσκησης αρνητικής πίεσης στον πυθμένα του) έτσι ώστε η περιεκτικότητα σε νερό του εδάφους μέσα στο λυσίμετρο, να είναι αντιπροσωπευτική αυτής έξω από το λυσίμετρο (R.M. Hagan et al., 1967)
γ) να είναι εγκατεστημένα σε αγρούς που καταλαμβάνονται από την ίδια καλλιέργεια
δ) το εδαφικό περιβάλλον των ριζών στο λυσίμετρο να είναι αντιπροσωπευτικό του εδάφους έξω από αυτό.

Η μέθοδος των λυσιμέτρων είναι οικονομικότερη της μεθόδου των κατακόρυφων αποκλίσεων, ενώ όταν ληφθούν όλες οι απαραίτητες προφυλάξεις δίνει και τα πιο ακριβή μετά από αυτή αποτελέσματα. Για τους λόγους αυτούς τα λυσιμετρικά δεδομένα αποτελούν μέτρο σύγκρισης της ακρίβειας των διαφόρων εμμέσων μεθόδων.

Α.1.4.3 Μέθοδος του ισοζυγίου ύδατος (Water Balance).

Η εφαρμογή του ισοζυγίου ύδατος γίνεται για μεγάλες εκτάσεις. Κατά τη μέθοδο αυτή λαμβάνονται υπ' όψη όλα τα υδρολογικά μεγέθη μιας περιοχής (εισροές-εκροές) για δεδομένη χρονική περίοδο. Γενικά παρέχει μια χονδρική εκτίμηση του νερού που εξατμίστηκε και διαπνεύστηκε από φυτοκαλυμμένες ή μη περιοχές.

Α.1.4.4 Μέθοδος του ισοζυγίου ενέργειας (Energy Balance).

Η προσέγγιση με τη μέθοδο του λόγου του Bowen είναι η συνηθέστερη μέθοδος. Οι ανάγκες εξοπλισμού και οι τεχνικές διαδικασίες που υπεισέρχονται στην εφαρμογή της μεθόδου αυτής, την περιορίζουν σε ερευνητικό επίπεδο και για μικρές χρονικές περιόδους. Τα αποτελέσματα μπορούν να είναι πολύ αξιόπιστα, αν οι μετρήσεις είναι ακριβείς, γιατί προέρχονται κάτω από φυσικές περιβαλλοντικές συνθήκες.

Α.1.4.5 Μέθοδος της μεταφοράς μάζας (Mass Transfer).

Άμεσος προσδιορισμός της εξατμισοδιαπνοής για δεδομένο αγρό και καλλιέργεια, μπορεί να επιτευχθεί με τη χρήση εξισώσεων στροβιλώδους διάχυσης (*eddy diffusion*) και μετεωρολογικών δεδομένων της περιοχή που προέρχονται από μετρήσεις. Απαιτείται περίπλοκος εξοπλισμός και καλώς εκπαιδευμένο προσωπικό για την λήψη αποτελεσμάτων μεγάλης ακρίβειας.

Α.1.4.6 Μέθοδος της παρακολούθησης της μεταβολής της εδαφικής υγρασίας - Δειγματοληψίες εδάφους.

Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην απ' ευθείας μέτρηση της μεταβολής του εδαφικού νερού σε κάποια χρονική περίοδο, είτε με δειγματοληψίες είτε με συσκευές νετρονίων.

Α.1.4.7 Συνδυαστική μέθοδος (Combination Method).

Σημαντική αναμφίβολα υπήρξε η δημοσίευση το **1948** της εργασίας του **H.L. Penman** με τίτλο: **"Natural evaporation from open water, bare soil and grass"** , με την οποία καθιερώνεται και η μέθοδος, που φέρει το όνομα του συγγραφέα, η οποία συνδυάζει το ισοζύγιο

ενέργειας με τη μεταφορά θερμότητας και μάζας. Η συνδυαστική μέθοδος έχει χρησιμοποιηθεί ευρύτατα καθώς περιγράφει την εξατμισοδιαπνοή με κάποια σχετική ακρίβεια χρησιμοποιώντας συνήθη, απλά μετεωρολογικά δεδομένα.

Από τότε μέχρι σήμερα έχουν δημοσιευτεί αρκετές παραλλαγές ή τροποποιήσεις της μεθόδου Penman με σημαντικότερη αυτή του **J.L. Monteith (1965 και 1981)** . Μια δεύτερη σημαντική εργασία ήταν αυτή των **J. Doorenbos - W.O. Pruitt** το **1977** στο **Paper 24** του **F.A.O.** με τίτλο **"Guidelines for predicting crop water requirements"** , όπου έγινε μια επισταμένη μελέτη διαφόρων προτεινόμενων μεθόδων υπολογισμού της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς. Τέλος τις χρονιές 1990 και 1991 παρουσιάστηκαν οι δύο σημαντικότερες εργασίες μετά από αυτή των Doorenbos και Pruitt:

- η εργασία των **M.E. Jensen, R.D. Burman** και **R.G. Allen** το **1990** με τίτλο: **"Evapotranspiration and Irrigation Water Requirements"** όπου γίνεται μια συγκριτική παρουσίαση 20 συνολικά μεθόδων, όπως και

- η εργασία των **M. Smith, R.G. Allen, J.L. Monteith, A. Perrier, L. Pereira** και **A. Segeren** το **1991** με τίτλο: **"Report on the expert consultation on procedures for revision of F.A.O. guidelines for prediction of crop water requirements"**, όπου παρουσιάζονται συγκεντρωτικά, οι διάφορες εξισώσεις υπολογισμού των παραμέτρων, που υπεισέρχονται στις μεθόδους υπολογισμού της εξατμισοδιαπνοής.

Α.2. Η ΜΕΘΟΔΟΣ PENMAN

Α.2.1 Η μέθοδος του Penman (1963).

Όπως προαναφέρθηκε στην παράγραφο Α.1.4.7 ο Penman το 1948 δημιούργησε την πρώτη συνδυαστική εξίσωση, για τον υπολογισμό της εξάτμισης (σε $mm \cdot day^{-1}$) από ελεύθερη υδάτινη επιφάνεια, για την οποία ο συντελεστής ανάκλασης (*albedo*) είναι 0.05. Το κατάφερε

ξεκινώντας από το ισοζύγιο ενέργειας και συνδυάζοντας παράγοντες που περιγράφουν την απαιτούμενη ενέργεια για την επίτευξη της εξάτμισης και ένα μηχανισμό που απαιτείται για την απομάκρυνση των υδρατμών. Επίσης εξάλειψε στη διαδικασία την θερμοκρασία και την πίεση των υδρατμών της επιφάνειας.

Το 1963 πρότεινε τον υπολογισμό της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς ενός καλά αρδευόμενου κοντού γρασιδιού από την εξίσωση:

$$\lambda\ E_{tr} = \frac{\Delta}{\Delta+\gamma}\left(Rn - G\right) + \frac{\gamma}{\Delta+\gamma}\ 6.43\, W_f\ \left(e_a - e_d\right) \qquad \text{[Εξ. Α.1]}$$

όπου **Δ** : η κλίση της καμπύλης που περιγράφει την τάση των κορεσμένων υδρατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας σε kPa $\cdot°C^{-1}$. **γ** : η ψυχρομετρική σταθερά σε kPa$\cdot°C^{-1}$. **Rn** : η πυκνότητα ροής καθαρής ακτινοβολίας σε MJ$\cdot m^{-2} \cdot day^{-1}$. **G** : η πυκνότητα ροής θερμότητας στο έδαφος σε MJ$\cdot m^{-2} \cdot day^{-1}$. $\mathbf{W_f}$: η εμπειρική συνάρτηση του ανέμου (που είναι ανεξάρτητη της πίεσης των υδρατμών και των μονάδων μέτρησης της εξατμισοδιαπνοής) με τη μορφή:

$$W_f = a_w + b_w \cdot u_2 \qquad \text{[Åî. Á.2]}$$

Ο Penman το 1963 πρότεινε τις τιμές $a_w = 1$ και $b_w = 0.0062$ όταν η ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 2m από το έδαφος μετράται σε km$\cdot day^{-1}$.

Οι Pruitt & Doorenbos το 1977 πρότειναν τις τιμές:

$$a_w = 0.27 \text{ και } b_w = 0.526 \qquad \text{[Εξ. Α.3]}$$

για τις ώρες που η καθαρή ακτινοβολία Rn είναι μεγαλύτερη του μηδέν και τις τιμές

$$a_w = 1.14 \text{ και } b_w = 0.401 \qquad \text{[Εξ. Α.4]}$$

για τις ώρες που η καθαρή ακτινοβολία Rn είναι μικρότερη ή ίση του μηδέν.

Η ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 2m από το έδαφος μετράται σε $m \cdot sec^{-1}$ και στις δυο περιπτώσεις. **V.P.D.** (*Vapour Pressure Deficit*) = e_a - e_d : η διαφορά της πραγματικής τάσης των υδρατμών e_d, από την τάση των κορεσμένων υδρατμών σε ύψος 2m από την επιφάνεια του εδάφους e_a στη θερμοκρασία του αέρα Ta, σε kPa.

A.2.2 Η F.A.O. - 24 τροποποιημένη μέθοδος Penman (F.A.O. - 24 Corrected Penman).

Το 1977 οι Doorenbos & Pruitt στο Paper 24 του F.A.O. με τίτλο "Guidelines for predicting crop water requirements" τροποποίησαν την αρχική μέθοδο του Penman και της έδωσαν τη μορφή:

$$E_{to} = c\left[\frac{\Delta}{\Delta+\gamma}\left(R_n - G\right) + \frac{\gamma}{\Delta+\gamma}\,2.7\left(1+0.01\,u_2\right)\left(e_a - e_d\right)\right] \qquad \text{[Εξ. A.5]}$$

α) θεωρώντας αμελητέα την πυκνότητα ροής θερμότητας στο έδαφος G, **β)** προσθέτοντας τον συντελεστή c που διορθώνει τις διαφορές στις συνθήκες ημέρας - νύκτας, **γ)** χρησιμοποιώντας τιμές ροής καθαρής ακτινοβολίας Rn σε $mm \cdot day^{-1}$ και τέλος **δ)** δίνοντας νέα μορφή στην εμπειρική συνάρτηση του ανέμου (με την ταχύτητα u_2 σε $km \cdot day^{-1}$).

Οι υπολογιζόμενες τιμές της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς, αναφέρονται σε κουρεμένο γρασίδι ύψους 8-15cm. Η μέθοδος αυτή όμως βρέθηκε να υπερεκτιμά την εξατμισοδιαπνοή αναφοράς σε γρασίδι, κάτω από μια ποικιλία συνθηκών, όπως έχει αναφερθεί από πολλούς ερευνητές (Allen R.G., et al.,1994).

A.3. ΣΤΟΧΟΣ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Στόχος της εργασίας στο παρόν κεφάλαιο είναι η συγκριτική παρουσίαση έξι μεθόδων Penman, αλλά και η εκλογή της πιο αξιόπιστης από αυτές, κάτω από τις κλιματολογικές

συνθήκες που επικράτησαν το διάστημα από 1/11/1993 έως 30/11/1993 στο αγρόκτημα του Γεωπονικού Πανεπιστημίου Αθηνών, στην Κωπαϊδα. Στο αγρόκτημα αυτό υπάρχει μετεωρολογικός σταθμός, του οποίου μετρούμενες τιμές θερμοκρασίας (σε °C), ταχύτητας ανέμου (σε $m \cdot sec^{-1}$), σχετικής υγρασίας (%), ηλιακής και καθαρής ακτινοβολίας (σε $W \cdot m^{-2}$) χρησιμοποιήθηκαν στους διάφορους υπολογισμούς. Οι υπόλοιπες παράμετροι που απαιτούνται για τον υπολογισμό της εξατμισοδιαπνοής, υπολογίστηκαν από αναλυτικές σχέσεις.

Α.4. ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΠΟΥ ΣΥΜΠΕΡΙΛΑΜΒΑΝΟΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΗΣ ΕΞΑΤΜΙΣΟΔΙΑΠΝΟΗΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ

Α.4.1 Γενικά.

Ο προσδιορισμός της τιμής των παραμέτρων που συμπεριλαμβάνονται στην εκτίμηση, της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς, αποτέλεσε πεδίο έρευνας για πολλά χρόνια και πολλές εξισώσεις έχουν προταθεί κατά καιρούς.

Στην παράγραφο αυτή θα αναφερθεί το πως υπολογίστηκε η κάθε μια από τις παραμέτρους τις μη μετρούμενες στο μετεωρολογικό σταθμό της Κωπαϊδας. Όπου έχουν προταθεί από ερευνητές περισσότερες από μία αναλυτικές σχέσεις (π.χ. υπολογισμός λ, Δ, e_a) η εκλογή της καλύτερης, έγινε μετά από συγκριτική μελέτη πολλών διαφορετικών σχέσεων. Για το σκοπό αυτό υπολογίστηκε ο συντελεστής προσδιορισμού R^2. Επειδή όμως κατά τον υπολογισμό του R^2, δεν λαμβάνεται υπ' όψη η ακρίβεια των παρατηρήσεων, η εκλογή της κατάλληλης σχέσης βασίστηκε στο τυπικό σφάλμα της εκτίμησης (Standard Error of Estimate, S.E.E.):

$$S.E.E. = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{\nu}\left(y_i - \hat{y}_i\right)^2}{\nu - k}} \qquad \text{[Εξ. Α.6]}$$

όπου ο συντελεστής k δείχνει το πλήθος των συντελεστών που περιέχει κάθε μοντέλο παλινδρόμησης. Έτσι για το μοντέλο γραμμικής παλινδρόμησης θα έχουμε k = 2. Το τυπικό σφάλμα της εκτίμησης δίνει ίσο βάρος στις απόλυτες διαφορές μεταξύ των μετρούμενων και εκτιμώμενων τιμών και δείχνει πόσο καλά κάθε σχέση εκτιμά τις μετρούμενες τιμές.

Α.4.2 Προσδιορισμός της λανθάνουσας θερμότητας εξάτμισης (Latent heat of Vaporization) λ.

Η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης λ, δεν μεταβάλλεται πρακτικά με την ατμοσφαιρική πίεση, αλλά μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία. Τιμές της παρέχονται από τον W.R. Van Wijk (1966) (πίνακας 2.4, σελ. 41)

ΠΙΝΑΚΑΣ Α.1

[Πηγή: ΠΙΝΑΚΑΣ 2.4 του W.R. Van Wijk (1966) ΣΕΛ. 41]

Temp. *è* (°C)	Density *ñ* ($g \cdot cm^{-3}$)	Surf. tens. *ã* ($g \cdot sec^{-2}$)	Dyn. visc. *n* ($g \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1}$) $\times 10^{-2}$	Heat of vap. *L* ($cal \cdot gr^{-1}$)	Spec. heat *c* ($cal \cdot gr^{-1} °C^{-1}$)	Therm. cond. *ë* ($cal \cdot cm^{-1} \cdot sec^{-1} \cdot °C^{-1}$) $\times 10^{-3}$
-10	0.99794	-	-	603.0	1.02	-
-5	0.99918	76.4	-	-	-	-
0	0.99987	75.6	1.7921	597.3	1.0074	1.34
4	1.00000	-	-	-	-	-
5	0.99999	74.8	1.5188	594.5	1.0037	1.37
10	0.99973	74.2	1.3077	591.7	1.0013	1.40
15	0.99913	73.4	1.1404	588.9	0.9998	1.42
20	0.99823	72.7	1.0050	586.0	0.9988	1.44
25	0.99708	71.9	0.8937	583.2	0.9983	1.46
30	0.99568	71.1	0.8007	580.4	0.9980	1.48
35	0.99406	70.3	0.7225	577.6	0.9979	1.50
40	0.99225	69.5	0.6560	574.7	0.9980	1.51
45	0.99024	68.7	0.5988	571.9	0.9982	1.53
50	0.98807	67.9	0.5494	569.0	0.9985	1.54

Η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης μπορεί να εκτιμηθεί από τις σχέσεις (T →°C):

- $\lambda = 595 - 0.51 \cdot T$ [cal·gr^{-1}] Brunt (1952) [Åî. Á.7]
- $\lambda = 2.501 - 2.361 \cdot 10^{-3} \cdot T$ [MJ·kg^{-1}] Harrison (1963) [Åî. Á.8]
- $\lambda = 2.496.7 - 2.366 \cdot T$ [MJ·kg^{-1}] Mc Cumber (1980)* [Åî. Á.9]

Αναπτύχθηκε και μία ακόμη σχέση που προέκυψε από τις τιμές του πίνακα 2.4, όταν αυτές εισήχθησαν σε ανάλυση παλινδρόμησης:

$$\lambda = 597.31625888 - 0.56487736 \cdot T, \ \text{cal} \cdot \text{gr}^{-1}, \ T\ °C \qquad [Åî.\ Á.10]$$

Οι πιο πάνω σχέσεις, συγκρίθηκαν με τις τιμές του πίνακα Α.1 και προέκυψαν τα παρακάτω αποτελέσματα:

ΠΙΝΑΚΑΣ Α.2

	S.E.E.	R^2
Νέα σχέση	0.055864 [cal·gr^{-1}]	0.99998
Harrison	0.084145 [cal·gr^{-1}]	0.99994
Mc Cumber	1.075196 [cal·gr^{-1}]	0.99092
Brunt	1.766461 [cal·gr^{-1}]	0.97549

Από τον πίνακα Α.2 είναι φανερό, πως από τις μέχρι τώρα προταθείσες σχέσεις η σχέση του Harrison (1963) δίνει τα καλύτερα αποτελέσματα. Αυτό επιβεβαιώνεται τόσο από τους Burman et al. (1987), όσο και από το γεγονός ότι η σχέση αυτή προτείνεται για χρήση από τους M. Smith et al. (1992). Δεν πρέπει όμως να παραγνωριστεί και η απόδοση της νεοαναπτυχθείσας σχέσης, η οποία, αν και περιγράφει μικρό αριθμό δεδομένων, κατατάσσεται υψηλότερα και από αυτή ακόμα του Harrison.

* 1 International Steam Tables calorie (cal) = 4.1868 Joules (J).

Α.4.3 Προσδιορισμός της πίεσης των κορεσμένων υδρατμών (*Saturation Vapour Pressure*) e_a.

Η έντονα μη γραμμική σχέση της πίεσης των κορεσμένων υδρατμών με τη θερμοκρασία, μπορεί να προσεγγιστεί με πολλούς τρόπους. Οι ευκολότερες μέθοδοι είναι:

- η χρήση μιας προσέγγισης κατά Taylor και
- η προσέγγιση μέσω ενός πολυωνύμου

Οι Smithsonian Meteorological Tables (List, 1963, 1984) παρέχουν τιμές της πίεσης των κορεσμένων υδρατμών e_a, σε σχέση με τη θερμοκρασία. Στην παράγραφο όμως αυτή, για την αξιολόγηση των διαφόρων εξισώσεων που πρότειναν κατά καιρούς διάφοροι ερευνητές, χρησιμοποιήθηκαν τιμές που προέρχονται από την εξίσωση Goff-Gratch (List, 1984, p. 350 και Jensen et al., 1990, Table A3, p. 282). Οι εξισώσεις που συγκρίθηκαν με τις τιμές των Goff-Gratch είναι οι παρακάτω:

- **Bosen (1960)** *(για -51°C < T < +54°C) :*

$$e_a = 33.8639 \cdot \left[\left(0.00738 \cdot T + 0.8072\right)^8 - 0.000019 \cdot \left(1.8 \cdot T + 48\right) + 0.001316 \right] \quad \text{[mbars]}$$

[Åî. Á.11]

- **Lowe (1977) :**

$$e_a = a_0 + T \cdot (a_1 + T \cdot (a_2 + T \cdot (a_3 + T \cdot (a_4 + T \cdot (a_5 + a_6 \cdot T))))) \quad \text{[mbars]}$$

[Åî. Á.12]

με : $a_0 = 6.107799961$ $a_1 = 4.436518521 \cdot 10^{-1}$ $a_2 = 1.428945805 \cdot 10^{-2}$

$a_3 = 2.650648471 \cdot 10^{-4}$ $a_4 = 3.031240396 \cdot 10^{-6}$ $a_5 = 2.034080948 \cdot 10^{-8}$

$a_6 = 6.136820929 \cdot 10^{-11}$

- **Magnus (19??) :**

$$e_a = 3.398 \cdot 10^{\frac{7.45\,T}{(237.3+T)}} \qquad \text{[mbars]} \qquad \text{[Åî. Á.13]}$$

- **Tetens (1930) :**

$$e_a = 6.11 \cdot e^{\frac{17.27\,T}{(237.3+T)}} \qquad \text{[mbars]} \qquad \text{[Åî. Á.14]}$$

- **Wright (1982) :**

$$e_a = c_0 + c_1 \cdot T + c_2 \cdot T^2 + c_3 \cdot T^3 + c_4 \cdot T^4 + c_5 \cdot T^5 \quad \text{[mbars]} \qquad \text{[Åî. Á.15]}$$

με : $c_0 = 6.105$ [mbars]

$c_1 = 4.44 \cdot 10^{-1}$ [mbars·°C^{-1}]

$c_2 = 1.434 \cdot 10^{-2}$ [mbars·°C^{-2}]

$c_3 = 2.623 \cdot 10^{-4}$ [mbars·°C^{-3}]

$c_4 = 2.953 \cdot 10^{-6}$ [mbars·°C^{-4}]

$c_5 = 2.559 \cdot 10^{-8}$ [mbars·°C^{-5}]

- **Paw U και Gao (1988)** *(για 5°C < T < 45°C) :*

$$e_a = \xi + \alpha \cdot T + \beta \cdot T^2 + \psi \cdot T^3 + \mu \cdot T^4 \qquad \text{[Pa]}^{*} \qquad \text{[Εξ. A.16]}$$

με : $\xi = 6.174 \cdot 10^{+2}$[Pa] $\alpha = 4.222 \cdot 10^{+1}$ [Pa ·°C^{-1}]

$\beta = 1.675 \cdot 10^{+0}$ [Pa ·°C^{-2}] $\psi = 1.408 \cdot 10^{-2}$ [Pa ·°C^{-3}]

$\mu = 5.818 \cdot 10^{-4}$ [Pa ·°C^{-4}]

* 1 millibar (mbar) = 100 Pascal (Pa)

- **Monteith και Unsworth (1990) :**

$$e_a = e0 \cdot \exp\{-B/T(°K)\} \quad [kPa] \qquad [Åî. Á.17]$$

με : $e0 = 0.208\ 10^{+9}$ [kPa]

$B = 5372[°K]$

Τέλος αναπτύχθηκε ένα πολυώνυμο 5ου βαθμού για να περιγράψει τις τιμές του πίνακα Α3 των Jensen et al., (1990):

$$e_a = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 + e \cdot T^4 + f \cdot T^5 \quad [mbars] \qquad [Åî. Á.18]$$

με : $a = 6.107579$ [mbars] $b = 4.4152618 \cdot 10^{-1}$ [mbars·°C^{-1}]

$c = 1.4878279 \cdot 10^{-2}$ [mbars·°C^{-2}] $d = 2.3364569 \cdot 10^{-4}$ [mbars·°C^{-3}]

$e = 3.5240028 \cdot 10^{-6}$ [mbars·°C^{-4}] $f = 2.1949108 \cdot 10^{-8}$ [mbars·°C^{-5}]

Μετά τη σύγκριση των τιμών των εξισώσεων με αυτές του πίνακα Α3 των Jensen et al., (1990) προκύπτουν τα εξής αποτελέσματα:

ΠΙΝΑΚΑΣ Α.3

	S.E.E.
Νέα σχέση	0.152829 [mbars]
Tetens (1930)	0.153832 [mbars]
Lowe (1977)	0154813 [mbars]
Wright (1982)	0.154965 [mbars]
Paw U (1988)	0.171911 [mbars]
Bosen (1960)	0.208919 [mbars]
Monteith and Unsworth (1990)	0.660391 [mbars]
Magnus (19??)	25.25018 [mbars]

Είναι φανερό πως η νεοαναπτυχθείσα σχέση είναι η καλύτερη από όλες όσες έχουν ελεγχθεί. Το γεγονός ότι η σχέση του Tetens (1930) κατατάσσεται 2η, δικαιολογεί την σύσταση για χρησιμοποίηση του από τους M. Smith et al. (1992).

Α.4.4 Προσδιορισμός της κλίσης Δ, της καμπύλης των κορεσμένων υδρατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας (*Slope Vapour Pressure Curve*).

Η κλίση Δ, της καμπύλης των κορεσμένων υδρατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας υπολογίζεται συνήθως στη μέση (ωριαία ή ημερήσια) θερμοκρασία του αέρος. Η προσέγγιση αυτή του Δ είναι έγκυρη, όταν η θερμοκρασία της επιφάνειας εξάτμισης είναι σαν μέγεθος, κοντά στη θερμοκρασία αέρος (Monteith and Unsworth, 1990) , αλλά μπορεί να εισαγάγει ένα σημαντικό σφάλμα στο εκτιμώμενο ύψος της εξατμισοδιαπνοής, όταν η διαφορά της θερμοκρασίας αέρος από τη θερμοκρασία της επιφάνειας, είναι μεγάλη (Mc Arthur, 1992).

Κάνοντας δεκτή την προσέγγιση να υπολογίσουμε το Δ στη θερμοκρασία αέρος, μπορούμε να πετύχουμε μια ικανοποιητική ακρίβεια στην εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής, χωρίς να γνωρίζουμε την θερμοκρασία της επιφάνειας. Στην περίπτωση αυτή η κλίση Δ προκύπτει από παραγώγιση, της σχέσης που περιγράφει την πίεση των κορεσμένων υδρατμών, ως προς τη θερμοκρασία T:

$$\Delta = \frac{\partial e_a}{\partial T} \qquad \text{[Εξ. Α.19]}$$

Οι εξισώσεις που έχουν προταθεί για τον υπολογισμό της Δ είναι οι εξής:

- **Magnus (19??)** *(από παραγώγιση της σχέσης $e_a(T)$ του ιδίου):*

$$\Delta = \frac{13832.25778894 \cdot 10^{\frac{7.45 \cdot T}{(237.3+T)}}}{(237.3+T)^2} \qquad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad \text{[Εξ. Α.20]}$$

- **Lowe (1977)** *(πολυώνυμο με νέους συντελεστές) :*

$$\Delta = a_0 + T\,(a_1 + T\cdot(a_2 + T\cdot(a_3 + T\cdot(a_4 + T\cdot(a_5 + a_6\cdot T)))))\ \ [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}]$$

[Εξ. Α.21]

με : $a_0 = 4.438099984\cdot10^{-1}$ $a_1 = 2.857002636\cdot10^{-2}$

$a_2 = 7.93805404\cdot10^{-4}$ $a_3 = 1.215215065\cdot10^{-5}$

$a_4 = 1.036561403\cdot10^{-7}$ $a_5 = 3.53242181\cdot10^{-10}$

$a_6 = -7.090244804\cdot10^{-13}$

- **Bosen (1960)** *(από παραγώγιση της σχέσης $e_a(T)$ του ιδίου):*

$$\Delta = 2\cdot\left(0.00738\cdot T + 0.8072\right)^7 - 0.000116 \quad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. Α.22}]$$

- **Saxton (1972) :**

$$\frac{\Delta}{\gamma} = 0.672 + 4.28\cdot10^{-2}\cdot T + 1.13\cdot10^{-3}\cdot T^2 + 1.66\cdot10^{-5}\cdot T^3 + 1.7\cdot10^{-7}\cdot T^4 \qquad [\text{Εξ. Α.23}]$$

[η ψυχρομετρική σταθερά γ, υπολογίστηκε βάση της σχέσης του Harrison (1963)]

- **Tetens (1930)** *(από παραγώγιση της σχέσης $e_a(T)$ του ιδίου):*

$$\Delta = \frac{40980\cdot e_a}{\left(237.3 + T\right)^2} \quad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. Α.24}]$$

- **Wright (1982)** *(από παραγώγιση της σχέσης 15 του ιδίου)*:

$$\Delta = c_0 + c_1\cdot T + c_2\cdot T^2 + c_3\cdot T^3 + c_4\cdot T^4 \quad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. Α.25}]$$

με : $c_0 = 4.44 \cdot 10^{-1}$ [mbars·°C^{-1}] $c_1 = 2.868 \cdot 10^{-2}$ [mbars·°C^{-2}]

$c_2 = 7.869 \cdot 10^{-4}$ [mbars·°C^{-3}] $c_3 = 1.18112 \cdot 10^{-5}$ [mbars·°C^{-4}]

$c_4 = 1.2795 \cdot 10^{-7}$ [mbars·°C^{-5}]

- **Paw U (1988)** *(από παραγώγιση της σχέσης $e_a(T)$ του ιδίου) (1988) (για 5°C < T < 45°C):*

$$\Delta = a + b\,T + c\,T^2 + d\,T^3 \quad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. A.26}]$$

με : $a = 4.222 \cdot 10^{-1}$ [mbars·°C^{-1}] $b = 3.55 \cdot 10^{-2}$ [mbars·°C^{-2}]

$c = 4.22399 \cdot 10^{-4}$ [mbars·°C^{-3}] $d = 2.3272 \cdot 10^{-5}$ [mbars·°C^{-4}]

- **Monteith and Unsworth (1990)** *(από παραγώγιση της σχέσης $e_a(T)$ των ιδίων):*

$$\Delta = 111737 \cdot 10^8 \, \frac{e^{\frac{-5372}{T+273.16}}}{(T+273.16)^2} \quad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. A.27}]$$

Παράλληλα αναπτύχθηκε (και συγκρίθηκε με τις υπόλοιπες σχέσεις) πολυώνυμο 5^{ου} βαθμού για να περιγράψει τις τιμές του πίνακα αυτού. Το πολυώνυμο έχει τη μορφή:

$$\Delta = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 + e \cdot T^4 + f \cdot T^5 \quad [\text{mbars}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. A.28}]$$

με : $a = 0.44586376$ [mbars·°C^{-1}] $b = 2.88403667 \cdot 10^{-2}$ [mbars·°C^{-2}]

$c = 7.62624292 \cdot 10^{-4}$ [mbars·°C^{-3}] $d = 9.38543584 \cdot 10^{-6}$ [mbars·°C^{-4}]

$e = 3.43600248 \cdot 10^{-7}$ [mbars·°C^{-5}] $f = -3.7360442 \cdot 10^{-9}$ [mbars·°C^{-6}]

Η σύγκριση των εξισώσεων έγινε με βάση τις τιμές του Δ που παρέχει το Handbook of Chemistry and Physics (49th Edition), σε mm Hg/°C μετά από μετατροπή των τιμών του σε mbars/°C (1mbar = $\frac{760}{1013.25}$ mm Hg ≈ 0.75 mm Hg).

Στον πίνακα Α.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της σύγκρισης:

ΠΙΝΑΚΑΣ Α.4

	S.E.E.	R^2
Νέα σχέση	0.005474 [mbars·°C^{-1}]	0.999976
Tetens (1930)	0.006813 [mbars·°C^{-1}]	0.999963
Lowe (1977)	0.006994 [mbars·°C^{-1}]	0.999962
Wright (1982)	0.007069 [mbars·°C^{-1}]	0.999961
Bosen (1960)	0.011843 [mbars·°C^{-1}]	0.999889
Saxton (1972)	0.013738 [mbars·°C^{-1}]	0.994337
Paw U (1988)	0.038296 [mbars·°C^{-1}]	0.998858
Monteith and Unsworth (1990)	0.038925 [mbars·°C^{-1}]	0.998834
Magnus (19??)	0.834741 [mbars ·°C^{-1}]	0.448969

Για άλλη μια φορά η προτεινόμενη νέα σχέση περιγράφει καλύτερα τις μεταβολές της τιμής του Δ με τη θερμοκρασία. Το γεγονός ότι η σχέση του Tetens (1930) προτείνεται για χρησιμοποίηση του από τους M. Smith et al. (1992) (αν και κατατάσσεται 2^{η}, από τις προϋπάρχουσες σχέσεις) μάλλον οφείλεται στη πιο απλή μορφή της. Η συνεχώς όμως, εξαπλούμενη χρήση ηλεκτρονικών υπολογιστών, θα πρέπει να αναιρεί τις επιφυλάξεις του εκάστοτε ερευνητή, για χρησιμοποίηση περιπλοκότερων, αλλά ταυτόχρονα και ακριβέστερων μεθόδων υπολογισμού των διαφόρων παραμέτρων.

Α.4.5 Προσδιορισμός της ψυχρομετρικής σταθεράς (*psychrometric constant*), γ.

Η ψυχρομετρική σταθερά γ, υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\gamma = \frac{c_p \, P}{\varepsilon \, \lambda} \qquad [\text{kPa}\cdot°\text{C}^{-1}] \qquad [\text{Εξ. A.29}]$$

όπου : $\mathbf{c_p}$: η ειδική θερμότητα του υγρού αέρα υπό σταθερή πίεση. Συνιστώμενη τιμή (List, 1984, Jensen et al., 1990, σελ. 284) : 1.013 [kJ ·kg^{-1}·°C^{-1}] (= 0.242 [cal ·gr^{-1}·°C^{-1}]). **ε** : ο λόγος του μοριακού βάρους των υδρατμών προς το μοριακό βάρος του ξηρού αέρα, που ισούται με 0.622. **λ** : η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης [MJ·kg^{-1}]. **P** : η μέση ατμοσφαιρική πίεση σε υψόμετρο z, από την επιφάνεια της θάλασσας σε [kPa]. Όπως αναφέρουν οι Burman et al. (1987) υπολογίζεται από τη σχέση:

$$P = P_o \cdot \left(\frac{Tk_o - \alpha \, z}{Tk_o} \right)^{\frac{g}{\alpha \cdot R}} \qquad [\text{Εξ. A.30}]$$

όπου $\mathbf{P_0}$: η ατμοσφαιρική πίεση στο επίπεδο της θάλασσας = 101.325 [kPa]. $\mathbf{Tk_0}$: η απόλυτη θερμοκρασία της κατώτερης ατμόσφαιρας (σε υψόμετρο z = 0m) = 288.16 [°K]. **α** : η σταθερή θερμοβαθμίδα πτώσεως της θερμοκρασίας με το ύψος, σε κορεσμένο αέρα (*constant lapse rate saturated air*) = 0.0065 [°K·m^{-1}]. **z** : το υψόμετρο πάνω από το επίπεδο της θάλασσας [m]. **g** : η επιτάχυνση της βαρύτητας = 9.8067 [m·sec^{-2}]. **R** : η ειδική σταθερά των αερίων, για τον ξηρό αέρα = 287.04 [J·kg^{-1} ·°K^{-1}].

Α.4.6 Προσδιορισμός της πυκνότητας ροής θερμότητας στο έδαφος (*Soil Heat Flux*) G.

Θερμότητα αποθηκεύεται και απελευθερώνεται από το έδαφος. Για να εκτιμηθεί απλά η πυκνότητα ροής θερμότητας στο έδαφος για μια δεδομένη χρονική περίοδο, οι ακόλουθες εξισώσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν:

- $G = 0.38 \cdot (Tday_i - Tday_{i-1})$, για ημερήσιες διακυμάνσεις της θερμοκρασίας (ενεργό βάθος εδάφους 0.18m)

- $G = 0.1 \cdot Rn$, για ωριαίους υπολογισμούς στις ημερήσιες περιόδους, κάτω από πυκνή κάλυψη γρασιδιού. Για τις νυκτερινές περιόδους : $G = 0.5 \cdot Rn$

Α.4.7 Προσδιορισμός της διαφοράς της πραγματικής τάσης των υδρατμών, από την τάση των κορεσμένων υδρατμών στο ύψος των 2m από την επιφάνεια του εδάφους ή του νερού (*Vapour Pressure Deficit, V.P.D.*).

Υπάρχουν τέσσερις διαφορετικοί μέθοδοι υπολογισμού του ελλείμματος της πίεσης των υδρατμών:

- *Μέθοδος #1* : Πίεση των κορεσμένων υδρατμών στη μέση θερμοκρασία του αέρα, μείον την πίεση των κορεσμένων υδρατμών στη θερμοκρασία δρόσου (T_{dew}).

$$V.P.D. = e_a(T_{mean}) - e_a(T_{dew}) \qquad \text{[Εξ. Α.31]}$$

- *Μέθοδος #2* : Πίεση των κορεσμένων υδρατμών στη μέση θερμοκρασία αέρος, επί 1 μείον τη μέση σχετική υγρασία.

$$V.P.D. = e_a\left(T_{mean}\right)\left(1 - \frac{RH_{max} + RH_{min}}{2}\right) \qquad \text{[Εξ. Α.32]}$$

- *Μέθοδος #3* : Μέση τιμή της πίεσης των κορεσμένων υδρατμών στη μέγιστη και ελάχιστη θερμοκρασία αέρος, μείον την πίεση των κορεσμένων υδρατμών στη θερμοκρασία δρόσου.

$$\text{V.P.D.} = \frac{e_a(T_{\max}) + e_a(T_{\min})}{2} - e_a(T_{dew}) \qquad \text{[Εξ. A.33]}$$

- *Μέθοδος #4* : Μέσο έλλειμμα της πίεσης των υδρατμών, στη μέγιστη και ελάχιστη θερμοκρασία αέρος.

$$\text{V.P.D.} = \frac{\left[e_a(T_{\max}) - e_a(T_{dew})\right] + \left[e_a(T_{\min}) - e_a(T_{dew})\right]}{2} \qquad \text{[Εξ. A.34]}$$

A.4.8 Εκτίμηση του F.A.O. - 24 διορθωτικού συντελεστή c.

Τιμές του διορθωτικού συντελεστή c, παρέχονται από τους Doorenbos and Pruitt (1977) με τη μορφή πίνακα, σα συνάρτηση τεσσάρων κλιματολογικών παραμέτρων (ημερήσιας ταχύτητας ανέμου στα 2m, ηλιακής ακτινοβολίας, μέγιστης σχετικής υγρασίας και του λόγου της ταχύτητας ανέμου την ημέρα προς αυτή της νύκτας). Η εκτίμηση του συντελεστή c από προγράμματα ηλεκτρονικού υπολογιστή, μπορεί να εμφανίσει προβλήματα, καθώς το "διάβασμα" του πίνακα είναι απαραίτητο. Η διαδικασία αυτή απαιτεί την αποθήκευση ενός πίνακα τεσσάρων διαστάσεων, γεγονός που σε κάποιες γλώσσες προγραμματισμού ή υπολογιστικά συστήματα είναι αδύνατο. Μια διαφορετική προσέγγιση είναι η ανάπτυξη εξισώσεων παλινδρόμησης, που θα εκτιμούν τον συντελεστή, χρησιμοποιώντας κλιματικές παραμέτρους σαν ανεξάρτητες μεταβλητές.

Η πρώτη προσπάθεια για την ανάπτυξη τέτοιων εξισώσεων έγινε από τους Frevert, Hill και Braaten το 1983 (Frevert et al., 1983). Η επόμενη και πιο βελτιωμένη προσπάθεια έγινε από τους Allen και Pruitt το 1991 (Allen and Pruitt, 1991):

$$c = 0.892 - 0.0781\,U_d + 0.00219\,U_d\,R_s + 0.000402\,RH_{\max}\,R_s + 0.000196\,\frac{U_d}{U_n}U_d\,RH_{\max}$$
$$+ 0.0000198\,\frac{U_d}{U_n}U_d\,RH_{\max}\,R_s + 0.00000236\,(U_d)^2\,RH_{\max}\,R_s - 0.0000086\left(\frac{U_d}{U_n}\right)^2 U_d\,RH_{\max}$$
$$- 0.0000000292\,\frac{U_d}{U_n}(U_d)^2\,(RH_{\max})^2\,R_s - 0.0000161\,RH_{\max}\,(R_s)^2$$

[Εξ. Α.35]

Οι περιορισμοί στις τιμές των παραμέτρων της πιο πάνω σχέσης είναι οι εξής:

$$3 \le R_s \le 12 \quad mm \cdot day^{-1}$$
$$30 \le RH_{\max} \le 90 \quad \%$$
$$0 \le U_d \le 9 \quad m \cdot \sec^{-1}$$
$$1 \le \frac{U_d}{U_n} \le 4$$

[Εξ. Α.36]

Παράμετροι έξω από αυτά τα όρια, πρέπει να τίθενται ίσες με το κατάλληλο όριο, πριν από τη χρήση της εξίσωσης και αυτό γιατί σε αντίθετη περίπτωση η σχέση μπορεί να δώσει ανεπιθύμητα αποτελέσματα. Η πιο πάνω σχέση χρησιμοποιήθηκε σε όποιους υπολογισμούς απαιτήθηκαν μετέπειτα στην εργασία.

Α.5. ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΗΣ ΕΞΑΤΜΙΣΟΔΙΑΠΝΟΗΣ ΑΝΑΦΟΡΑΣ

Α.5.1 Γενικά.

Η εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς έγινε με έξι Penman μεθόδους, μέσω προγραμμάτων ηλεκτρονικού υπολογιστή, σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 77. Οι μέθοδοι αυτές είναι οι εξής:

1. F.A.O. - 24 Corrected Penman (Οι μέσες ημερήσιες τιμές παραμέτρων προέρχονται από το ημιάθροισμα μέγιστης - ελάχιστης τιμής).
2. F.A.O. - 24 Corrected Penman (Οι μέσες ημερήσιες τιμές παραμέτρων προέρχονται από το σύνολο των τιμών).
3. F.A.O. - 24 Uncorrected Penman (c=1) (Οι μέσες ημερήσιες τιμές παραμέτρων προέρχονται από το ημιάθροισμα μέγιστης - ελάχιστης τιμής).
4. Penman (1963)
5. Penman (1963) (Ωριαίες τιμές)
6. Penman (1963) V.P.D.#3 (Ο υπολογισμός του ελλείμματος πίεσης των υδρατμών γίνεται με την 3η μέθοδο).

Στο πρόγραμμα υπολογισμού της εξατμισοδιαπνοής με την τροποποιημένη μέθοδο Penman (F.A.O. - 24 Corrected Penman), οι παράμετροι λ, Δ, e_a υπολογίζονται με δύο διαφορετικές εξισώσεις. Η πρώτη είναι η προτεινόμενη από τους M. Smith et al. (1992) και η δεύτερη είναι η εκάστοτε πρώτη της κάθε κατάταξης των παραγράφων Α.4.2, Α.4.3, Α.4.4. Για λόγους σύγκρισης, υπολογίστηκε η εξατμισοδιαπνοή και με τις εκάστοτε τελευταίες μεθόδους των παραγράφων Α.4.2, Α.4.3, Α.4.4.

ΠΙΝΑΚΑΣ Α.5

	Ελάχιστο ($mm \cdot day^{-1}$)	Μέγιστο ($mm \cdot day^{-1}$)	Μηνιαία (mm)	Μέση μηνιαία ($mm \cdot day^{-1}$)	Ελάχιστη διαφορά ($mm \cdot day^{-1}$)	Μέγιστη διαφορά ($mm \cdot day^{-1}$)
Πρώτες	0.201	3.566	34.668	1.156	0.000	0.124
M. Smith	0.233	3.563	35.686	1.189	-	-
Τελευταίες	0.143	2.777	26.880	0.896	0.090	0.786

Τα αριθμητικά αποτελέσματα των έξι μεθόδων, φαίνονται στον πίνακα Α.6, ενώ τα αποτελέσματα κάθε μεθόδου ξεχωριστά παριστάνονται γραφικά στα διαγράμματα Α.1-Α.6.

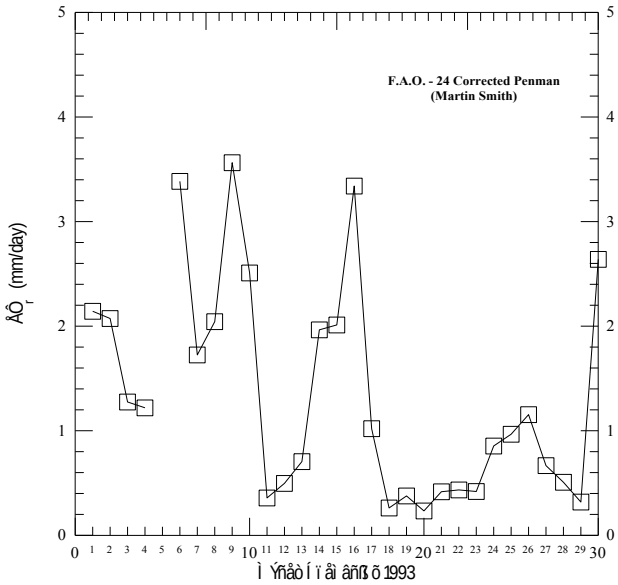
ΠΙΝΑΚΑΣ Α.6

Ημερομηνία	F.A.O. -24 Corrected Penman (M. Smith)	F.A.O. -24 Corrected Penman (Μ.Ο. συνόλου τιμών)	F.A.O. -24 Uncorrected Penman (c=1)	Penman (1963)	Penman (1963) (ωριαία)	Penman (1963) V.P.D. #3
1/11/1993	2,142	2,341	2,454	2,142	2,073	2,299
2/11/1993	2,073	1,937	2,276	1,801	1,674	1,938
3/11/1993	1,275	1,305	1,338	1,265	1,023	1,411
4/11/1993	1,219	1,032	1,269	0,902	1,018	0,972
5/11/1993	-	-	-	-	-	-
6/11/1993	3,385	3,013	3,792	-	2,192	-
7/11/1993	1,725	1,657	1,857	1,603	1,262	1,709
8/11/1993	2,043	1,908	2,129	2,179	1,584	2,423
9/11/1993	3,563	3,344	3,653	3,119	2,914	3,467
10/11/1993	2,509	2,416	2,577	2,614	2,022	2,861
11/11/1993	0,357	0,312	0,381	0,605	0,310	0,615
12/11/1993	0,496	0,493	0,526	0,664	0,323	0,668
13/11/1993	0,705	0,620	0,770	0,599	0,412	0,610
14/11/1993	1,965	1,780	2,110	1,785	1,719	1,862
15/11/1993	2,011	2,200	2,177	2,054	1,949	2,199
16/11/1993	3,34	3,035	4,409	2,774	3,077	2,864
17/11/1993	1,02	1,070	1,107	1,497	0,849	1,546
18/11/1993	0,261	0,246	0,293	0,388	0,179	0,392
19/11/1993	0,376	0,380	0,432	0,379	0,253	0,382
20/11/1993	0,233	0,244	0,26	0,208	0,184	0,210
21/11/1993	0,416	0,429	0,444	0,238	0,329	0,252
22/11/1993	0,434	0,416	0,468	0,242	0,343	0,248
23/11/1993	0,419	0,421	0,466	0,347	0,290	0,349
24/11/1993	0,854	0,905	0,977	0,831	0,591	0,830
25/11/1993	0,966	1,042	1,109	1,003	0,721	1,014
26/11/1993	1,154	1,074	1,328	1,036	0,753	1,043
27/11/1993	0,666	0,757	0,784	0,667	0,404	0,681
28/11/1993	0,507	0,503	0,616	0,359	0,340	0,364
29/11/1993	0,318	0,478	0,388	0,309	0,225	0,315
30/11/1993	2,639	2,463	2,850	2,214	2,031	2,329
Μηνιαία	35,686	34,808	39,448	33,824	28,852	35,853

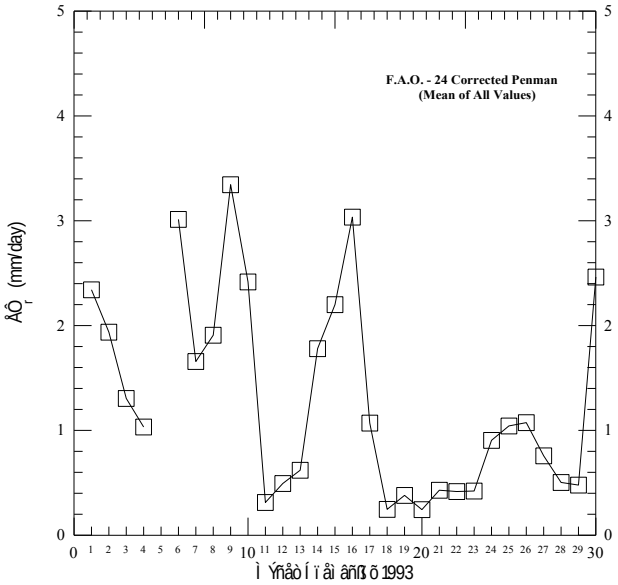
Το γεγονός ότι δεν υπάρχει υπολογιζόμενη τιμή εξατμισοδιαπνοής για τις 5/11/1993 οφείλεται σε διακοπή του ηλεκτρικού ρεύματος. Στην περίπτωση αυτή ο σταθμός κατέγραφε την τιμή 9999.99, για κάθε παράμετρο. Η χρησιμοποίηση μιας τέτοιας τιμής από οποιοδήποτε πρόγραμμα, θα οδηγούσε σε τραγικά σφάλματα. Μπροστά στην αδυναμία διόρθωσης της τιμής αυτής, κάθε πρόγραμμα εφοδιάστηκε με ειδικές επαναληπτικές διαδικασίες (*loops*), που προειδοποιούν τον χρήστη για την ύπαρξη της. Επίσης θεωρήθηκε πως, η εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής της 5ης Νοεμβρίου από τον μέσο όρο της προηγούμενης και της επόμενης μέρας, θα ήταν μη αντιπροσωπευτική. Σαν αποτέλεσμα των ειδικών αυτών περιστάσεων, αποφασίστηκε η μη εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής την ημέρα αυτή. Σαν επακόλουθο της μη

καταγραφής των μετρούμενων παραμέτρων στις 5/11/1993, ήταν αδύνατος και ο υπολογισμός της εξατμισοδιαπνοής με τις μεθόδους Penman (1963) και Penman (1963) V.P.D. #3 (που χρησιμοποιούν δεδομένα θερμοκρασίας της προηγούμενης μέρας για την εκτίμηση της πυκνότητας ροής θερμότητας στο έδαφος G) για την 6η Νοεμβρίου 1993.

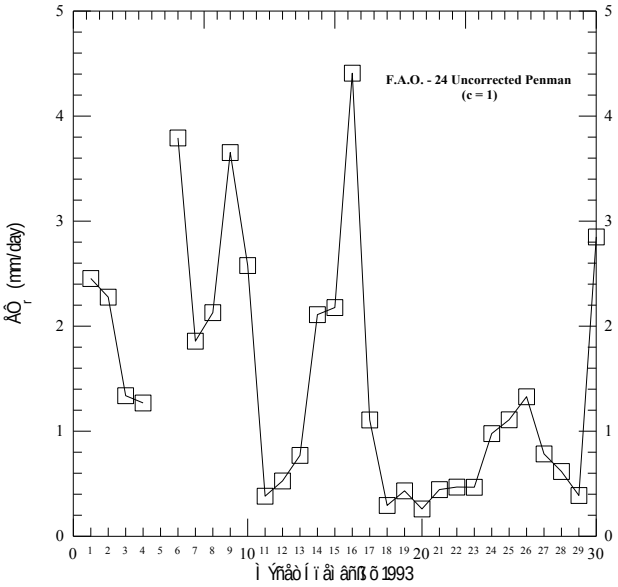
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.1



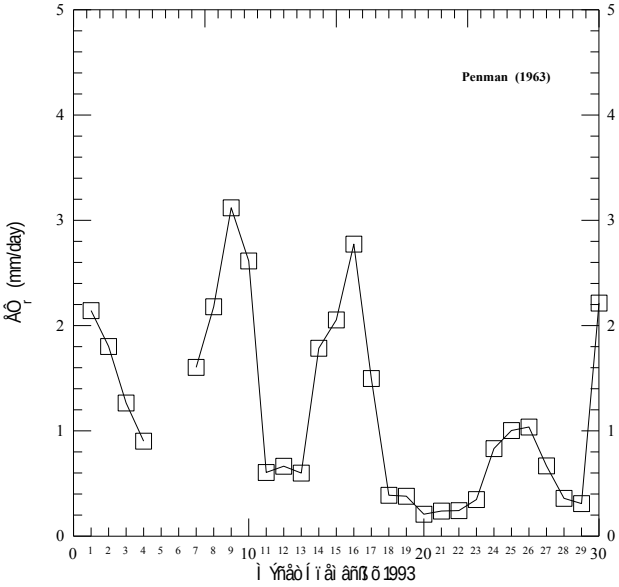
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.2



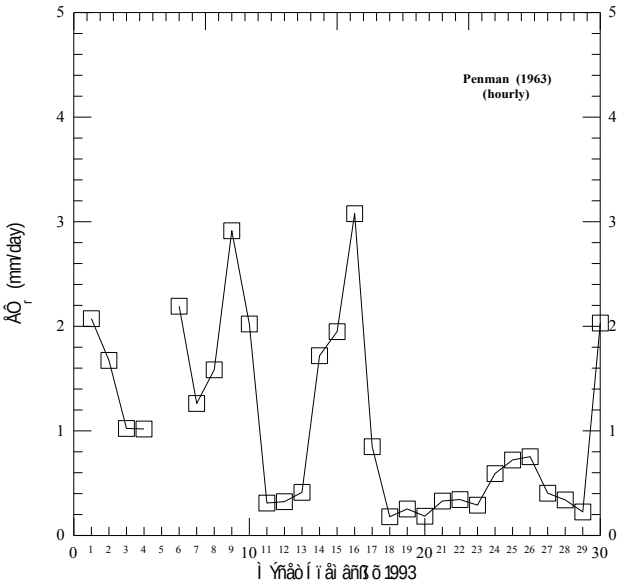
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.3



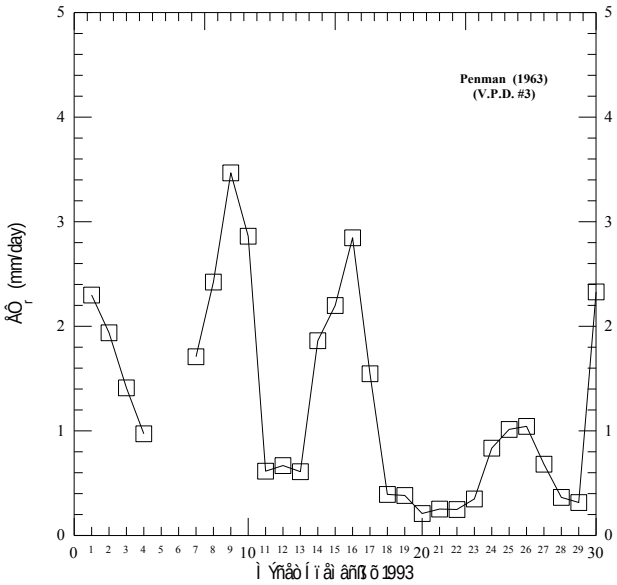
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.4



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.5



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.6



Α.5.2 Επιλογή της καταλληλότερης σχέσης και συσχέτιση με αυτή των υπολοίπων μεθόδων.

Ο μήνας για τον οποίο παρατηρείται η μέγιστη τιμή της εξατμισοδιαπνοής στην Κωπαϊδα, είναι ο Ιούλιος (μέση ημερήσια εξατμισοδιαπνοή = 7.67 mm/day). Στον μήνα αυτό η μέση ημερήσια σχετική υγρασία είναι 59.599%. Σύμφωνα με τους Jensen et al. (1990) η περιοχή της Κωπαϊδας χαρακτηρίζεται ως ξηρή (μέση ημερήσια σχετική υγρασία < 60%). Επίσης σύμφωνα με τους Jensen et al. (1990), για τις ξηρές τοποθεσίες η πιο αξιόπιστη μέθοδος (από αυτές που μελετήθηκαν στην εργασία αυτή) είναι η Penman (1963) V.P.D. #3, όταν ληφθούν υπ' όψη όχι μόνο τα στατιστικά όλων των μηνών αλλά και του μήνα με τη μέγιστη εξατμισοδιαπνοή:

ΠΙΝΑΚΑΣ Α.7

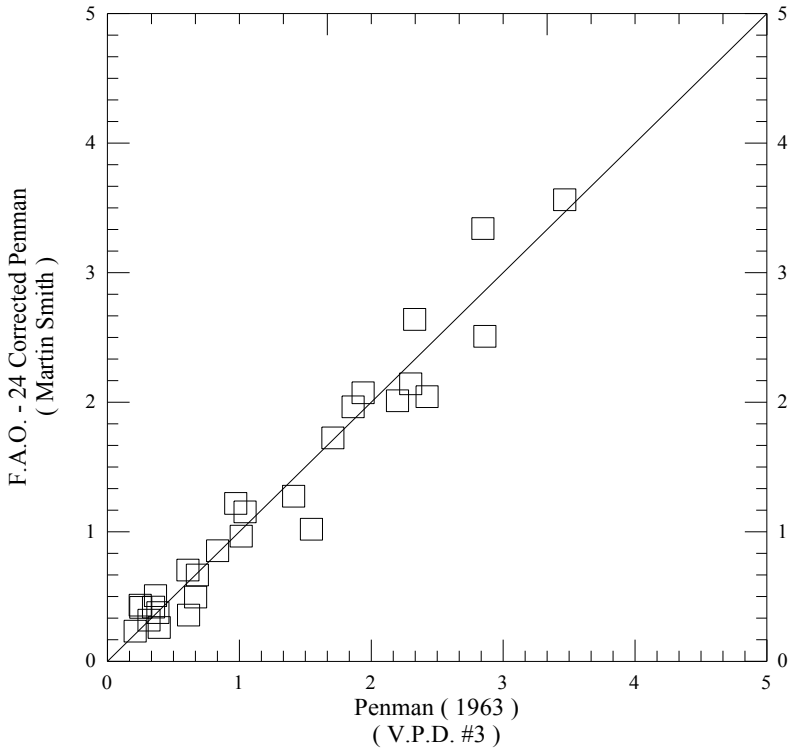
[Πηγή: ΠΙΝΑΚΑΣ 7.18 Jensen et al. (1990)]

		All Months					Peak Month					Weighted
Rank	Method	%	SEE	b	r	ASEE	%	SEE	b	r	ASEE	SEE*
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
1	Penman-Monteith	99	0.41	1.01	0.99	0.41	96	0.72	1.04	0.97	0.62	0.49
2	1982 Kimberly Penman	103	0.48	0.98	0.99	0.45	102	0.72	0.98	0.96	0.70	0.54
3	FAO-24 Radiation	106	0.64	0.95	0.98	0.57	102	0.64	0.98	0.97	0.61	0.62
4	Penman (1963), VPD #3	106	0.65	0.96	0.97	0.60	96	0.80	1.04	0.96	0.69	0.67
5	FAO-PPP-17 Penman	106	0.69	0.95	0.97	0.62	98	0.71	1.02	0.97	0.68	0.68
6	FAO-24 Penman (c=1)	112	0.83	0.91	0.97	0.63	101	0.50	0.99	0.98	0.50	0.69
7	Penman (1963)	98	0.58	1.04	0.98	0.54	89	1.22	1.12	0.98	0.55	0.70
8	1972 Kimberly-Penman	106	0.73	0.96	0.96	0.70	95	0.81	1.06	0.97	0.59	0.73
9	FAO-24 Blaney-Criddle	100	0.66	0.99	0.97	0.66	97	0.99	1.01	0.93	0.98	0.76
10	FAO-24 Corrected Penman	118	1.17	0.86	0.97	0.68	111	1.47	0.90	0.92	1.02	1.10
11	Businger-van Bavel	111	1.10	0.93	0.93	1.01	98	1.26	1.02	0.88	1.23	1.12
12	Jensen-Haise	88	0.94	1.11	0.96	0.76	87	1.85	1.14	0.84	1.41	1.13
13	Hargreaves et al. (1985)	91	0.92	1.11	0.96	0.74	88	2.02	1.15	0.79	1.59	1.17
14	FAO-24 Pan	105	0.99	0.94	0.94	0.93	94	1.93	1.04	0.69	1.89	1.25
15	SCS Blaney-Criddle	84	1.29	1.10	0.89	1.19	86	1.58	1.15	0.94	0.93	1.29
16	Christiansen pan	94	1.02	1.04	0.93	0.99	85	2.43	1.14	0.58	2.13	1.41
17	Pan evaporation	121	1.52	0.83	0.94	0.93	109	2.12	0.90	0.71	1.85	1.54
18	Turc	74	1.84	1.38	0.93	0.97	69	3.32	1.45	0.87	1.28	1.88
19	Priestley-Taylor	73	1.79	1.38	0.94	0.89	70	3.40	1.44	0.79	1.62	1.89
20	Thornthwaite	63	2.33	1.40	0.76	1.72	63	3.93	1.61	0.88	1.22	2.40

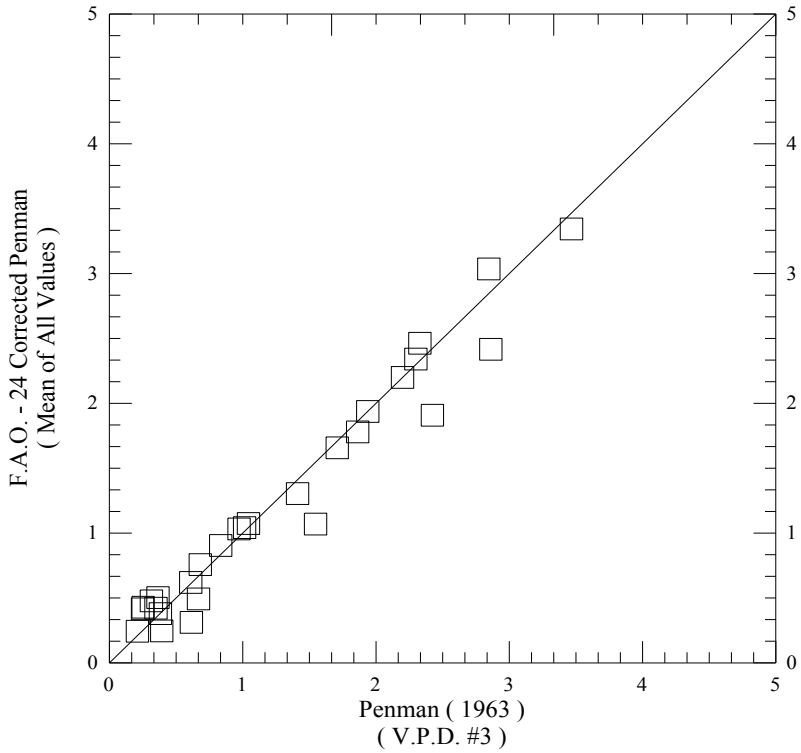
*Η στήλη 13 υπολογίστηκε ως εξής: 0.7(0.67(Στ. 4)+0.33(Στ. 7))+(0.3(0.67(Στ. 9)+0.33(Στ. 12))

Ημερήσιες συσχετίσεις της εξατμισοδιαπνοής, όπως αυτή προκύπτει από τις διάφορες μεθόδους, σε σχέση με την Penman (1963) V.P.D. #3, παρουσιάζονται στα διαγράμματα Α.7 - Α.11. Η εγγύτητα κάθε σημείου με την γραμμή των 45 μοιρών, για όλο το εύρος των τιμών της εξατμισοδιαπνοής, δείχνει την ολική ακρίβεια των εκτιμήσεων της εξατμισοδιαπνοής σε σχέση με τις εκτιμήσεις της Penman (1963) V.P.D. #3, αλλά και το αν και κατά πόσο η κάθε μέθοδος υποεκτιμά ή υπερεκτιμά την ημερήσια εξατμισοδιαπνοή.

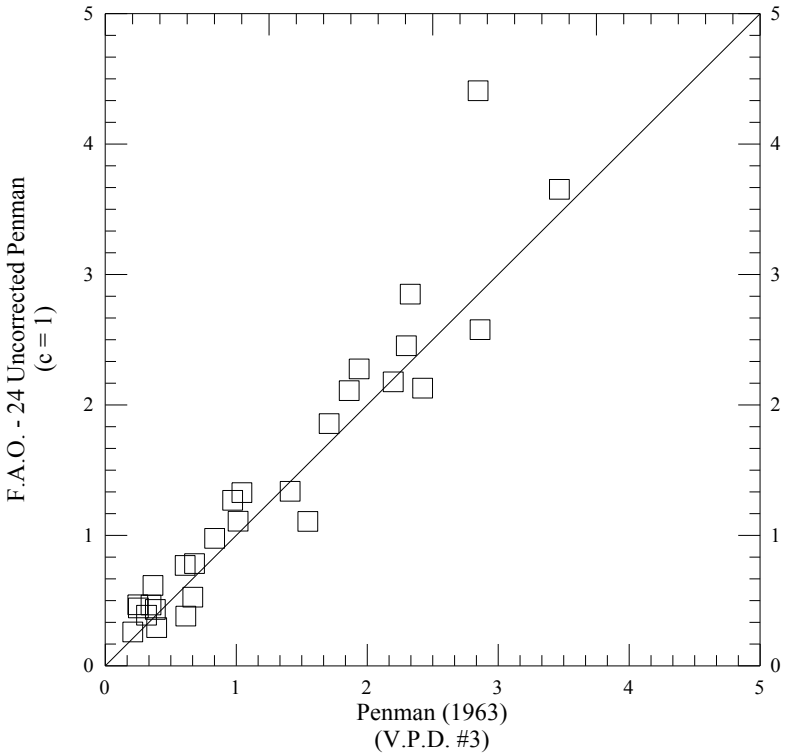
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.7



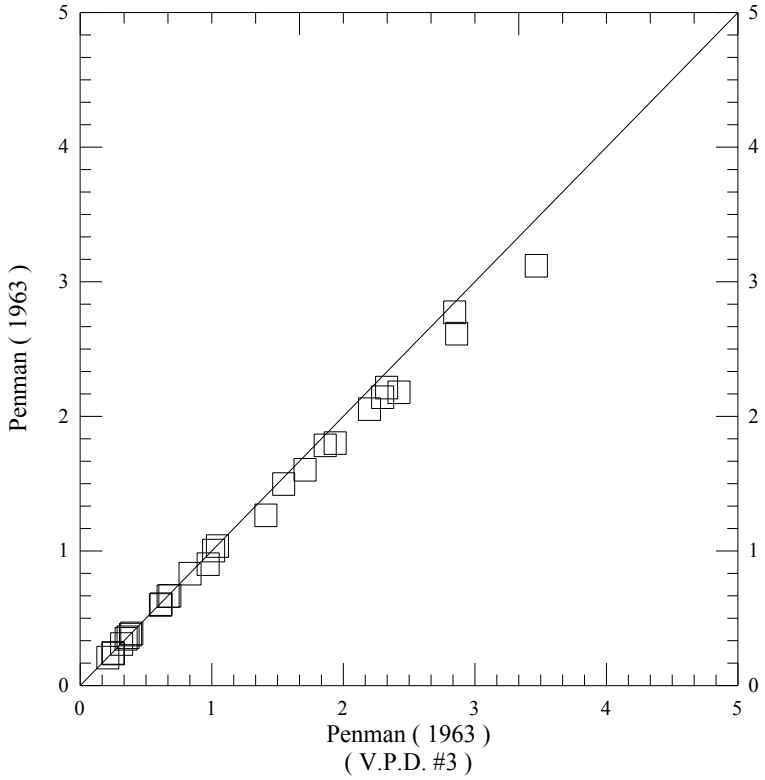
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.8



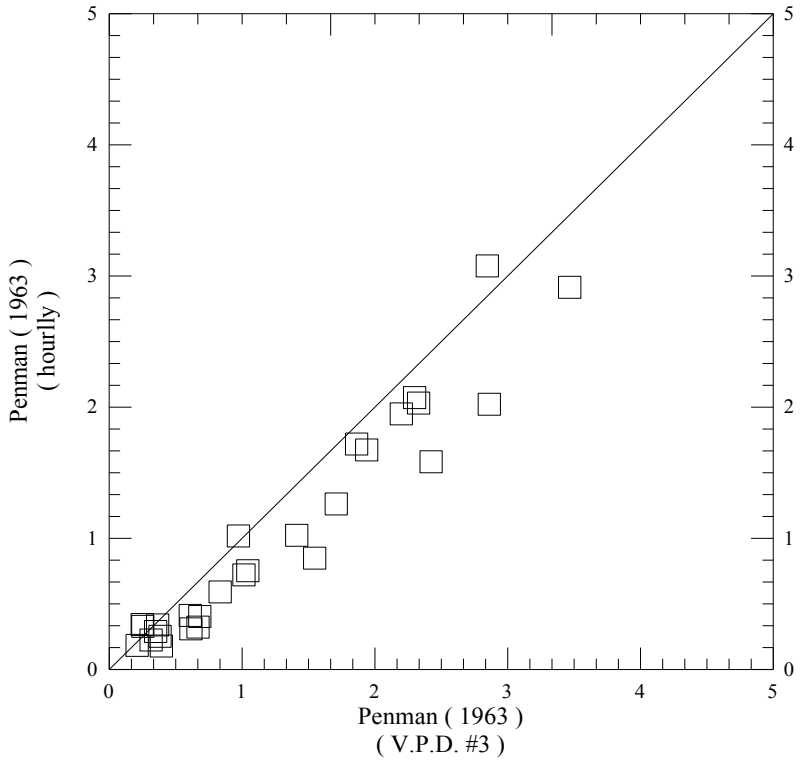
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.9



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.10



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.11



Γραμμική παλινδρόμηση μεταξύ των μεθόδων έγινε με τις ημερήσιες τιμές της Penman (1963) V.P.D. #3 σαν εξαρτημένη μεταβλητή και των υπολοίπων μεθόδων σαν ανεξάρτητη μεταβλητή. Η εξίσωση που χρησιμοποιήθηκε ήταν της μορφής $y = b \cdot x$:

$$ET_o\left(Penman\left[1963\right], V.P.D.\#3\right) = b\ ET_o \text{ (άλλη μέθοδος)} \qquad \text{[Εξ. Α.37]}$$

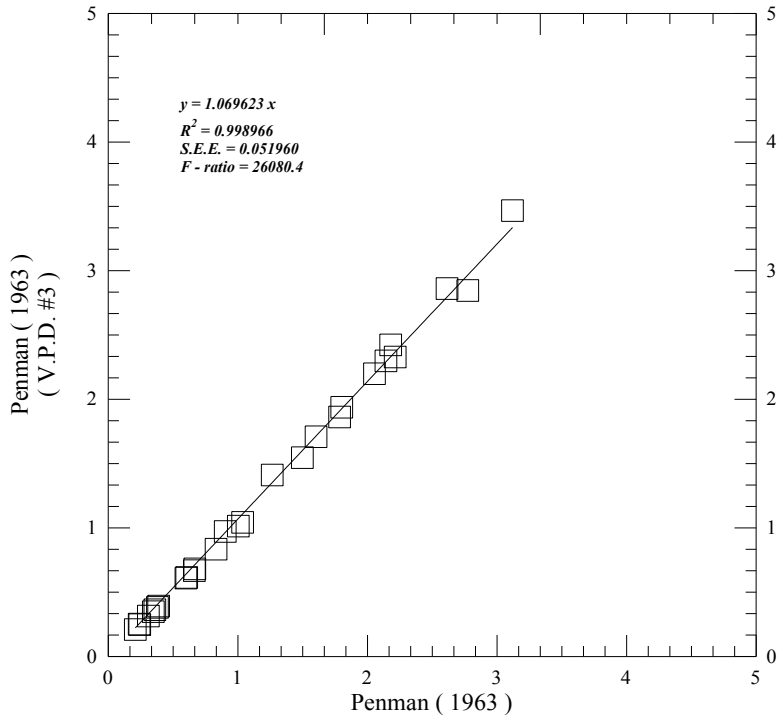
Η εξίσωση αυτή είναι προτιμότερη από μια εξίσωση της μορφής $y = a + b \cdot x$ στην συσχέτιση των μεθόδων, αφού πρέπει η εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής με τη Penman (1963) V.P.D. #3 να είναι μηδέν, όταν η εκτίμηση της με οποιαδήποτε άλλη μέθοδο είναι μηδέν. Επίσης ο συντελεστής b μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να "διορθώσει" τις τιμές διαφόρων μεθόδων σε σχέση με αυτές της Penman (1963) V.P.D. #3.

Για κάθε εξίσωση υπολογίστηκαν ο συντελεστής προσδιορισμού R^2 , το τυπικό σφάλμα της εκτίμησης S.E.E. και το στατιστικό κριτήριο F. Το στατιστικό αυτό κριτήριο δείχνει εάν και σε ποιό βαθμό υπάρχει σημαντική συσχέτιση μεταξύ των μεθόδων. Οι συντελεστές γραμμικής παλινδρόμησης, ο συντελεστής προσδιορισμού (*coefficient of determination*) το τυπικό σφάλμα της εκτίμησης και το κριτήριο F παρουσιάζονται στα διαγράμματα Α.12 - Α.16. Η τελική κατάταξη απόδοσης των διαφόρων μεθόδων για το μήνα Νοέμβριο στην περιοχή της Κωπαϊδας παρουσιάζεται στον πίνακα Α.8 και είναι η ακόλουθη :

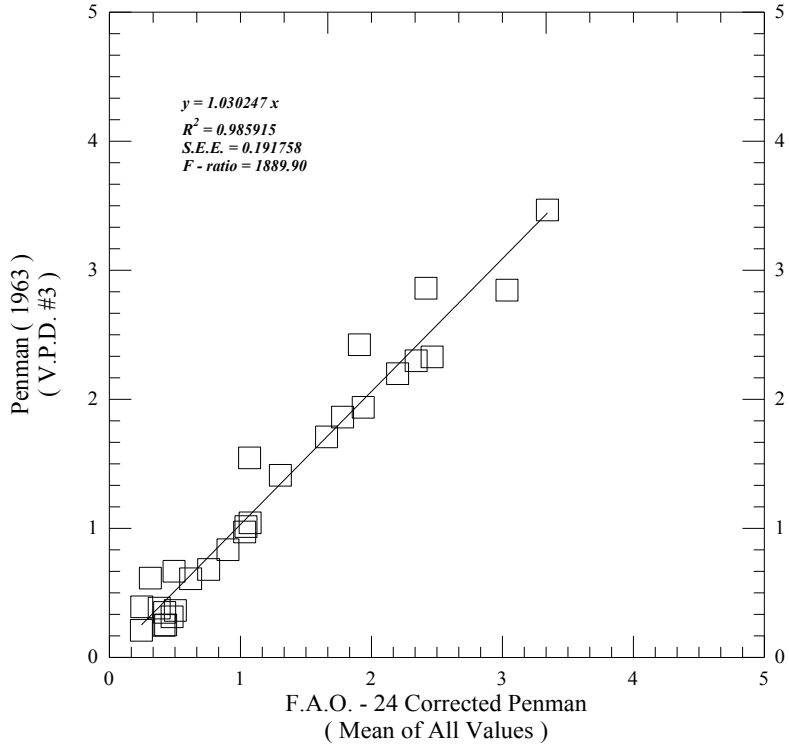
ΠΙΝΑΚΑΣ Α.8

Κατάταξη μεθόδων
1. Penman (1963) V.P.D. #3
2. Penman (1963)
3. F.A.O. - 24 Corrected Penman (Οι μέσες ημερήσιες τιμές παραμέτρων προέρχονται από το σύνολο των τιμών).
4. F.A.O. - 24 Corrected Penman (Οι μέσες ημερήσιες τιμές παραμέτρων προέρχονται από το ημιάθροισμα μέγιστης - ελάχιστης τιμής).
5. F.A.O. - 24 Corrected Penman (με τη χρήση των "καλύτερων" εξισώσεων)
6. F.A.O. - 24 Corrected Penman (με τη χρήση των "χειρότερων" εξισώσεων)
7. Penman (1963) (Ωριαίες τιμές)
8. F.A.O. - 24 Uncorrected Penman (c=1) (Οι μέσες ημερήσιες τιμές παραμέτρων προέρχονται από το ημιάθροισμα μέγιστης - ελάχιστης τιμής).

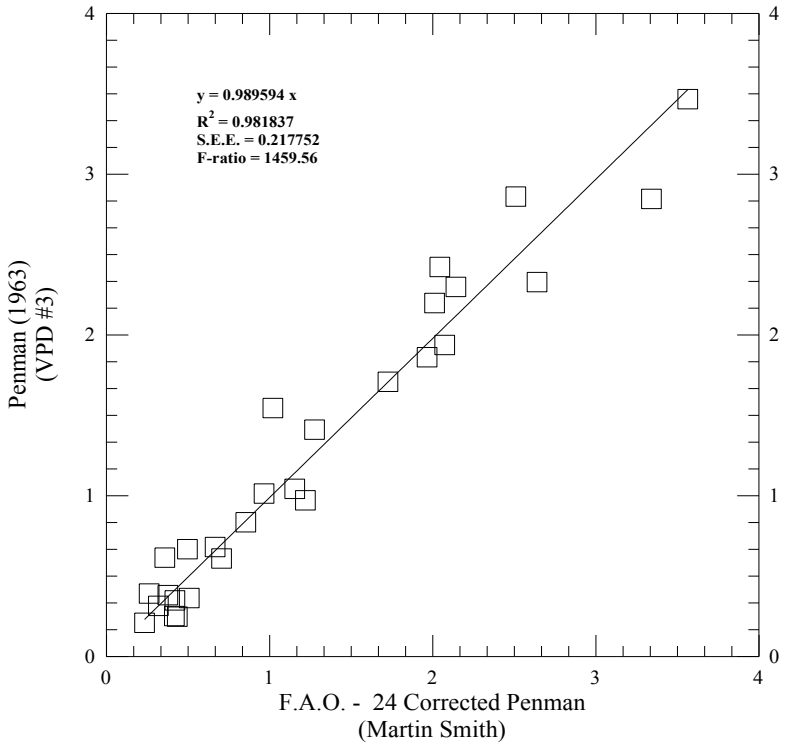
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.12



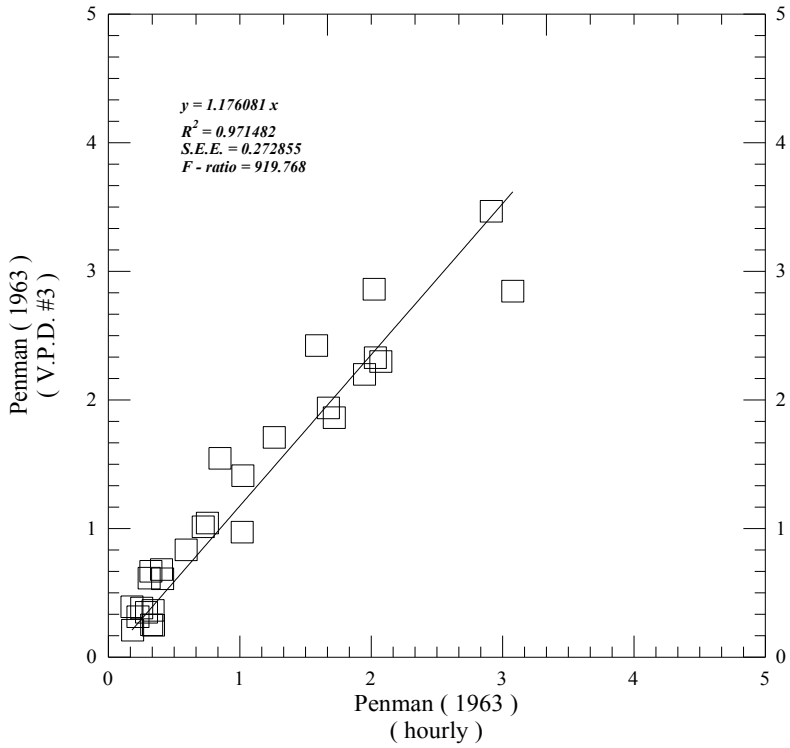
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.13



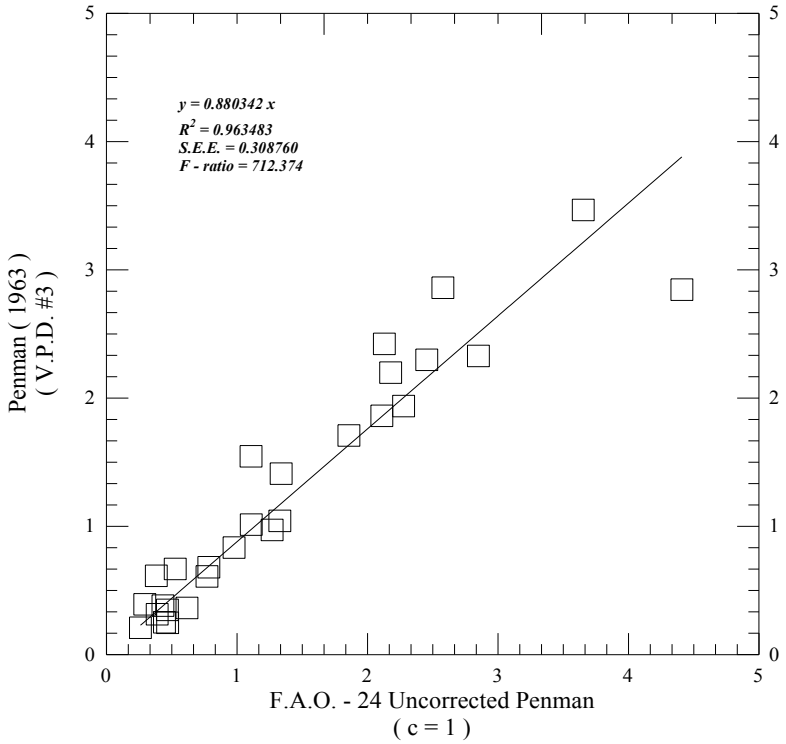
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.14



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.15



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Α.16



Α.6. ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο κεφάλαιο αυτό της εργασίας, αναλύθηκαν μικρομετεωρολογικά δεδομένα από μετρήσεις του σταθμού του αγροκτήματος του Γεωπονικού Πανεπιστημίου Αθηνών, στην Κωπαϊδα κατά τον Νοέμβριο του 1993. Με τη βοήθεια των δεδομένων αυτών μελετήθηκαν έξι διαφορετικές Penman μέθοδοι, εκτιμήθηκε η ακρίβεια των εξισώσεων υπολογισμού των μη μετρούμενων από τα όργανα του σταθμού παραμέτρων που υπεισέρχονται σ' αυτές, αναπτύχθηκαν ακριβέστερες εξισώσεις και τέλος έγινε μια τοπική αξιολόγηση των έξι αυτών μεθόδων Penman. Από τα αποτελέσματα προκύπτει ότι:

- Η διόρθωση που επιφέρουν οι εξισώσεις που κατατάσσονται πρώτες στις παραγράφους Α.4.2, Α.4.3, Α.4.4 είναι το πολύ της τάξης του 0.124 mm·day^{-1}. Μετά την εισαγωγή τους όμως στην

F.A.O. - 24 Corrected Penman εξίσωση, την οδηγούν στο να καταταχθεί πιο κάτω από την F.A.O. - 24 Corrected Penman στην οποία έχουν χρησιμοποιηθεί οι προτεινόμενες από τους M. Smith et al. (1992) εξισώσεις. Καταλήγουμε αβίαστα λοιπόν στο συμπέρασμα πως η αύξηση της ακρίβειας της εκτιμώμενης τιμής της εξατμισοδιαπνοής, δεν εξαρτάται τόσο από την ακρίβεια υπολογισμού παραμέτρων από εμπειρικούς τύπους, όσο από άλλους παράγοντες. Ο B.S. Piper (1989), μάλιστα αναφέρει πως η ακρίβεια της υπολογιζόμενης τιμής της εξατμισοδιαπνοής εξαρτάται κυρίως από την ακρίβεια μέτρησης της θερμοκρασίας. Για το λόγο αυτό οι μετρήσεις θερμοκρασίας πρέπει να είναι ιδιαίτερα ακριβείς. Στην ίδια εργασία αναφέρεται ακόμη πως οι αβεβαιότητες στις μετρήσεις των υπολοίπων παραμέτρων (ταχύτητα ανέμου, ώρες ηλιοφάνειας κ.α.) έχουν την ίδια επίδραση (που είναι πολύ μικρή) με αυτή των αβεβαιοτήτων στις υπολογιζόμενες παραμέτρους.

- Η χρήση των "χειρότερων" εξισώσεων υπολογισμού των παραμέτρων λ, e_a, Δ, οδηγεί σε εκτιμήσεις της εξατμισοδιαπνοής, οι οποίες είναι σαφώς χαμηλότερες (από 0.090 έως 0.786 $mm \cdot day^{-1}$) από αυτές που θα περίμενε κανείς χρησιμοποιώντας την F.A.O. - 24 Corrected Penman κάτω από τις οδηγίες της εργασίας των M. Smith et al. (1992). Παρά όμως τα σφάλματα υπολογισμού των τριών αυτών παραμέτρων, η εισαγωγή των εξισώσεων αυτών στην F.A.O. - 24 Corrected Penman, οδηγεί σε καλύτερες εκτιμήσεις της εξατμισοδιαπνοής από άλλες μεθόδους (όπως η ωριαία Penman και η μη διορθωμένη F.A.O. - 24 Penman)

- Όλες οι μέθοδοι με εξαίρεση της F.A.O. - 24 Uncorrected Penman (c=1), υποεκτιμούν τις αξιόπιστες τιμές της Penman (1963) V.P.D. #3.

- Από στατιστικούς πίνακες (π.χ.: Κ. Σωτηράκογλου, 1992, σελ. 57), η τιμή του κριτηρίου F, που καθορίζει αν υπάρχει σημαντική γραμμική συσχέτιση μεταξύ της μεθόδου Penman (1963) V.P.D. #3 και των υπολοίπων μεθόδων, σε επίπεδο σημαντικότητας 0.01, είναι μεταξύ των τιμών:

$$F_{1,25;0.01} > F_{1,27;0.01} > F_{1,30;0.01}$$

ή ακριβέστερα:

$$7.77 > F_{1,27;0.01} > 7.56$$

Σε κάθε συσχέτιση που πραγματοποιήθηκε στα προηγούμενα κεφάλαια όμως είχαμε:

$$F_{1,27;0.01} > F_{1,25;0.01} > F_{1,30;0.01}$$

και συνεπώς υπάρχει σημαντική γραμμική συσχέτιση μεταξύ της Penman (1963) V.P.D. #3 και των υπολοίπων μεθόδων, σε επίπεδο σημαντικότητας 0.01.

- Πολύ αξιόπιστες εκτιμήσεις επίσης παρέχει η μέθοδος Penman (1963). Οι Jensen et al. (1990) μάλιστα, μετά από πιο εκτεταμένη μελέτη, θεώρησαν πως η Penman (1963) V.P.D. #3 (η οποία προτάθηκε αργότερα) "*... δεν βελτίωσε γενικά την απόδοση της αρχικής μεθόδου Penman (1963) και για το λόγο αυτό δεν συνιστάται*.".

- Η μη διορθωμένη F.A.O. - 24 Penman μέθοδος (F.A.O. - 24 Uncorrected Penman), δεν συνιστάται για την περιοχή της Κωπαϊδας καθώς κατατάσσεται τελευταία σε σχέση με όλες τις άλλες μεθόδους.

- Ο διορθωτικός συντελεστής c της μεθόδου F.A.O. - 24 Corrected Penman τείνει να μειώνει την υποεκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής από αυτή τη μέθοδο, δικαιώνοντας έτσι τους Doorenbos and Pruitt (1977). (Θα πρέπει εδώ να αναφερθεί πως ένα σφάλμα της τάξης περίπου του 4% θα είχε αποφευχθεί, αν είχαν εκλεγεί τιμές του πίνακα 16 του paper 24 του F.A.O. και δεν είχε γίνει προσπάθεια προσέγγισης της τιμής του συντελεστή από τη σχέση των Allen & Pruitt, 1991)

- Στην F.A.O. - 24 Corrected Penman ο υπολογισμός των μέσων ημερήσιων τιμών των παραμέτρων από το σύνολο των τιμών οδηγεί σε πιο αξιόπιστα αποτελέσματα από ότι αν γινόταν από το ημιάθροισμα της μέγιστης - ελάχιστης ημερήσιας τιμής, της κάθε παραμέτρου.

Η εκλογή κάποιας μεθόδου εκτίμησης της εξατμισοδιαπνοής θα βασιστεί σε αρκετούς παράγοντες. Οι κυριότεροι αφορούν: *α)* την απαιτούμενη ακρίβεια της εκτίμησης *β)* τη διαθεσιμότητα των μετεωρολογικών δεδομένων *γ)* την εκπαίδευση ή την εμπειρία του επιστήμονα και *δ)* την ξηρότητα του κλίματος της υπό μελέτη περιοχής. **Αναγκαία είναι η τοπική αξιολόγηση διαφόρων μεθόδων**. Αυτό όμως απαιτεί την κατοχή αξιόπιστων και υψηλής ακρίβειας δεδομένων εξατμισοδιαπνοής, όπως αυτά που προκύπτουν από λυσίμετρα. Όταν αυτά δεν είναι διαθέσιμα, βοήθεια μπορεί να δώσει η κατάταξη των Jensen et al. (1990). Σαν μια πρώτη προσέγγιση μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι συνδυαστικές μέθοδοι, οι οποίες με την κατάλληλη βαθμονόμηση θα αποτελέσουν τη βάση για πολύ αξιόπιστες εκτιμήσεις της εξατμισοδιαπνοής.

Αν και η εργασία της εκλογής της κατάλληλης μεθόδου είναι επίπονη, τα συμπεράσματα που θα προκύψουν από τη χρήση της, συμβάλλουν αποφασιστικά στην ορθή αξιοποίηση του υπάρχοντος υδατικού δυναμικού και δικαιώνουν τον σκοπό του επαγγέλματος του γεωπόνου.

Β. ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ IDSO (1981) -ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΦΟΡΑΣ ΜΕΤΑΞΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΤΟΥ ΕΔΑΦΟΥΣ

Β.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Μετρήσεις της θερμοκρασίας της επιφάνειας του εδάφους T_s με τη χρήση τηλεαισθητήρων επιτρέπουν σε κάποιον να εκτιμήσει το ενεργειακό της ισοζύγιο. Οι μετρήσεις αυτές αποτελούν τη βάση για την παρακολούθηση της εξατμισοδιαπνοής και της υγρασιακής κατάστασης της επιφανείας, η οποία στην περίπτωση που είναι φυτοκαλυμμένη παρουσιάζει ενδιαφέρον για γεωπονικούς, υδρολογικούς ή μετεωρολογικούς σκοπούς. Επιπροσθέτως οι μετρήσεις μπορούν να γίνουν τόσο στο επίπεδο του εδάφους με ραδιόμετρα θερμικών υπερύθρων χειρός (*hand-held thermal infrared radiometers*), όσο και πάνω από μεγάλες περιοχές από αέρος με αεροπλάνα ή από στατικούς δορυφορικούς σταθμούς.

Παρ' όλα αυτά η θερμοκρασία της επιφανείας του εδάφους δεν μπορεί να υπολογιστεί απ' ευθείας από τέτοιες "θερμικές μετρήσεις". Η μετρούμενη ακτινοβολία περιέχει όχι μόνο την ακτινοβολία που εκπέμπεται από την επιφάνεια, αλλά και την ακτινοβολία που εκπέμπεται από το περιβάλλον, συνήθως την ατμόσφαιρα και η οποία ανακλάται από την επιφάνεια προς τον αισθητήρα.

Οι Idso και Jackson (1968) και Svendsen et al. (1990), για παράδειγμα, έδειξαν πως όταν η ανακλώμενη ακτινοβολία δεν ληφθεί υπ' όψη και όταν η ατμοσφαιρική εκπομπή είναι σχετικά μικρή (*low atmospheric emission*), το σφάλμα στον προσδιορισμό της θερμοκρασίας της επιφάνειας είναι μικρότερο από 0.6 °K, για εκπεμπτότητα (*emissivity*) της επιφάνειας υψηλότερη από 0.9.

Η ελλιπής γνώση της εκπεμπτότητας της επιφάνειας και της ατμοσφαιρικής εκπομπής στη φασματική περιοχή των μετρήσεων οδηγούν στο συμπέρασμα ότι αυτή η προσέγγιση είναι μάλλον παρακινδυνευμένη. Αν και η ατμοσφαιρική εκπομπή είναι συνήθως χαμηλή στη φασματική περιοχή των μετρήσεων, πρέπει να ληφθεί υπ' όψη όταν κάποιος θέλει να υπολογίσει το σφάλμα στον καθορισμό της επιφανείας του εδάφους.

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται υπολογισμοί που αφορούν την εκπεμπτότητα της επιφάνειας, την ατμοσφαιρική εκπομπή και την ανακλαστικότητα της επιφάνειας στην περιοχή των θερμικών υπερύθρων.

Β.2 ΠΕΡΙΛΗΠΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ

Β.2.1 Η φύση της θερμικής ακτινοβολίας.

Η ακτινοβολία είναι ένα σημαντικό στοιχείο του ενεργειακού ισοζυγίου της ατμόσφαιρας και της επιφανείας του εδάφους. Όλα τα σώματα εκπέμπουν ενέργεια υπό τη μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων όταν βρίσκονται σε θερμοκρασία μεγαλύτερη από αυτή του απολύτου μηδενός. Η ακτινοβολία της μορφής αυτής καλείται θερμική ακτινοβολία (*thermal radiation*). Πηγή της θερμικής ακτινοβολίας είναι η διαρκής κίνηση των μορίων των σωμάτων ή οι αλλαγές στην ενέργεια δόνησης και περιστροφής αυτών των μορίων. Κατά τις συγκρούσεις ή γενικότερα σαν αποτέλεσμα αλληλεπιδράσεων μεταξύ των μορίων, μέρος της ενέργειας τους μετατρέπεται σε ακτινοβολία. Αντιστρόφως η ακτινοβολία που προσπίπτει επί της επιφάνειας ενός σώματος μπορεί να απορροφηθεί από τα μόρια του, να μετατραπεί σε κινητική και δυναμική ενέργεια με αποτέλεσμα να αυξηθεί η θερμοκρασία του σώματος. Η εκπομπή και απορρόφηση θερμικής ακτινοβολίας καθορίζονται από τη θερμοκρασία και τη φύση της εκπέμπουσας ή απορροφούσας επιφάνειας.

Τα μόρια μπορούν επίσης να εκπέμψουν ακτινοβολία όταν διεγείρονται από τις προσκρούσεις ατομικών σωματιδίων, π.χ. ηλεκτρονίων, όπως στην περίπτωση ηλεκτρικής εκκένωσης μέσα σε αέριο (*gas discharge*) ή στην περίπτωση απορρόφησης ακτινοβολίας μικρού μήκους κύματος, από εξωτερικές πηγές (που προκαλεί φθορισμό). Επίσης υπάρχουν πολλοί άλλοι μηχανισμοί διέγερσης των δομικών λίθων ενός σώματος ή μιας επιφάνειας. Οι νόμοι όμως που διέπουν την παραγόμενη με τέτοιες διεργασίες ακτινοβολία, είναι διαφορετικοί από αυτούς που διέπουν τη θερμική ακτινοβολία, καθώς δεν υπάρχει αναλογία μεταξύ της θερμικής κίνησης των μορίων και της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Περαιτέρω όμως ανάλυση αυτών των φαινομένων είναι εκτός του σκοπού αυτής της εργασίας.

Το μήκος κύματος στο οποίο εκπέμπεται η θερμική ακτινοβολία είναι μεταξύ 0.2 και 100 μm. Στο διάστημα αυτό περιλαμβάνεται η ηλιακή ακτινοβολία και η μεγάλου μήκους κύματος ακτινοβολία. Τα σώματα στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος εκπέμπουν ακτινοβολία μεταξύ 5 και 40 μm.

Ως ακτινοβολούμενη ενέργεια (*Radiant energy*) ορίζεται η ενέργεια που διαδίδεται με τη μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Συμβολίζεται με Q και καθώς έχει διαστάσεις ενέργειας μπορεί να μετρηθεί σε Joule, calorie, erg ή σε άλλη ισοδύναμη μονάδα.

Το ποσό της ακτινοβολούμενης ενέργειας που εκπέμπεται, μεταφέρεται ή απορροφάται στη μονάδα του χρόνου καλείται ακτινοβολούμενη ροή (*Radiant flux*) Φ. Έχει διαστάσεις ενέργειας ανά μονάδα χρόνου. Στη βιβλιογραφία της Φυσικής συχνά χρησιμοποιούμενες μονάδες είναι το Watt ή το $erg \cdot sec^{-1}$, ενώ στη Μετεωρολογία χρησιμοποιείται συνήθως το $cal \cdot min^{-1}$.

Ακτινοβολούμενη πυκνότητα ροής (*Radiant flux density*) $H = d\Phi / dA$ είναι η ροή ανά μονάδα επιφάνειας. Εκφράζεται σε $Watt \cdot m^{-2}$, $erg \cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1}$, $cal \cdot cm^{-2} \cdot min^{-1}$ ή ισοδύναμες μονάδες. Όταν είναι επιθυμητό να δειχθεί πως η ακτινοβολούμενη ροή κατευθύνεται προς την επιφάνεια παρατήρησης, χρησιμοποιείται ο όρος *irradiancy ή irradiance*. Αν θέλουμε να δηλώσουμε πως η ακτινοβολία εκπέμπεται από μία πηγή, τότε η ακτινοβολούμενη πυκνότητα ροής καλείται αφετική ικανότητα (*Radiancy ή emittancy*) M. Το ποσό της ακτινοβολούμενης ενέργειας που περιέχεται στη θερμική ακτινοβολία εξαρτάται από το μήκος κύματος λ της ακτινοβολίας που εκπέμπεται ή απορροφάται.

Συχνά είναι χρήσιμο να θεωρούμε τις διάφορες ποσότητες ενέργειας, ροής κ.α. ανά μονάδα διαστήματος μήκους κύματος. Στην περίπτωση αυτή οι ποσότητες θα καλούνται φασματικές και θα υποδεικνύονται από τον δείκτη λ. Έτσι για παράδειγμα θα έχουμε τη φασματική ακτινοβολούμενη πυκνότητα ροής $H_\lambda = dH / d\lambda$, τη φασματική αφετική ικανότητα $M_\lambda = dM / d\lambda$ κ.τ.λ. Η ενέργεια που εκπέμπεται ανά μονάδα επιφανείας και χρόνου σε ένα διάστημα μήκους κύματος από λ_1 έως λ_2 υπολογίζεται με ολοκλήρωση της φασματικής αφετικής ικανότητας M_λ ως προς λ μεταξύ των ορίων του διαστήματος και έτσι δίνεται από τη σχέση:

$$M_{\lambda_1 \lambda_2} = \int M_\lambda \, d\lambda \qquad \text{[Εξ. B.1]}$$

Η ολική αφετική ικανότητα (*total emittance*) M βρίσκεται εκτείνοντας την ολοκλήρωση σε όλα τα πιθανά μήκη κύματος:

$$M = \int_0^{+\infty} M_\lambda \, d\lambda \qquad [\text{Εξ. B.2}]$$

Όταν η θερμική ακτινοβολία πέφτει στην επιφάνεια ενός σώματος, ένα μέρος της ανακλάται, ένα μέρος της απορροφάται και ένα άλλο διέρχεται μέσα από το σώμα αυτό. Το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας η οποία ανακλάται σε συγκεκριμένο μήκος κύματος λ από το σώμα, ορίζεται ως ανακλαστικότητα. Είναι απαραίτητη η διάκριση μεταξύ ανακλαστικότητας μιας επιφάνειας και συντελεστή ανάκλασης *(reflection factor)* ρ που είναι η μέση ανακλαστικότητα σε συγκεκριμένη φασματική περιοχή.

Η απορροφητικότητα (*absorptance*) η συντελεστής απορρόφησης (*absorption factor*) α, που είναι γενικότερα μια συνάρτηση του μήκους κύματος, αλλά και η διαπερατότητα ή ικανότητα διαβίβασης, και ο συντελεστής διαβίβασης (*transmission factor*) τ, μπορούν να οριστούν με τον ίδιο τρόπο.

Και οι τρεις συντελεστές είναι αδιάστατοι και οι τιμές τους κυμαίνονται από 0 έως 1. Ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής απαιτεί ότι:

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \qquad [\text{Εξ. B.3}]$$

B.2.2 Νόμος του Kirchhoff, μαύρο σώμα.

Ο νόμος του Kirchhoff (1898) δηλώνει πως για ένα μικρό διάστημα μήκους κύματος και δεδομένη διεύθυνση, ο λόγος μεταξύ της αφετικής ικανότητας και του συντελεστή απορρόφησης είναι σταθερός για όλα τα σώματα (ανεξαρτήτως δηλ. της επιφάνειας), για δεδομένη θερμοκρασία. Έτσι:

$$\frac{M_\lambda}{\alpha(\lambda)} = f(\lambda, \Theta) \qquad [\text{Εξ. B.4}]$$

όπου **f**: είναι μια παγκόσμια συνάρτηση (*universal function*) των λ και Θ. Ο συμβολισμός **α(λ)** χρησιμοποιείται για να υποδείξει πως η τιμή της ανακλαστικότητας εξαρτάται από το συγκεκριμένο μήκος κύματος, λ.

Η μέγιστη τιμή του α(λ) είναι η μονάδα. Ένα σώμα που απορροφά όλη την προσπίπτουσα επ' αυτού ακτινοβολία, ανεξαρτήτως του μήκους κύματος της ή της διεύθυνσης πρόσπτωσης, θα εκπέμπει ομοίως όλο το ποσοστό της θερμικής ακτινοβολίας, της προερχόμενης από το εσωτερικό του σώματος. Μια τέτοια όμως επιφάνεια θα φαίνεται μαύρη, αφού θα απορροφά και την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία της περιοχής του ορατού φωτός και θα ονομάζεται μαύρο σώμα (*black body*). Ως εκ τούτου, για ένα μαύρο σώμα α(λ) = 1 για όλες τις τιμές του μήκους κύματος λ (ενώ η τιμή 0 αντιστοιχεί στον τέλειο ανακλαστήρα) και ο όρος f(λ,Θ) αντιπροσωπεύει την φασματική αφετική ικανότητα του.

Αν και ένα "μαύρο σώμα" παρουσιάζει μεγάλο θεωρητικό ενδιαφέρον, τέλειο "μαύρο σώμα" δεν υπάρχει στη φύση, αλλά πολλά πραγματικά σώματα μπορούν να θεωρηθούν πρακτικά "μαύρα" για ένα ορισμένες περιοχές μήκους κύματος. Έτσι μια λεπτή στρώση νερού μπορεί να θεωρηθεί σαν "μαύρη" για ακτινοβολία με μήκος κύματος από 1 έως 100 μm.

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.1: Ακτινοβολία μαύρου σώματος σε δυο θερμοκρασίες και απορρόφηση από το νερό, το διοξείδιο του άνθρακα και το όζον στην ατμόσφαιρα. Η καμπύλη για T=280 °K δίνει την εκπομπή ακτινοβολίας στην κορυφή της τροπόσφαιρας. Η καμπύλη για T=218 °K αντιπροσωπεύει την ακτινοβολία του μαύρου σώματος στη θερμοκρασία της στρατόσφαιρας.

Η οριζόντια διαγράμμιση αντιπροσωπεύει την περιοχή πλήρους απορρόφησης από τους υδρατμούς, η πλάγια διαγράμμιση και η στικτή περιοχή, μερική απορρόφηση από τους υδρατμούς και το διοξείδιο του άνθρακα. Η στικτή περιοχή δείχνει τη μερική απορρόφηση από το όζον.

Συνεπώς μπορούμε να πούμε πως μια επιφάνεια νερού είναι επίσης "μαύρη". Οι περισσότερες φυσικές επιφάνειες μπορούν να θεωρηθούν σαν "γκρι" σώματα, με συντελεστή απορρόφησης μεγαλύτερο από 0.9.

Η σημασία της θεώρησης του "μαύρου σώματος" έγκειται στο γεγονός ότι η αφετική του ικανότητα, είναι μια σχετικά απλή παγκόσμια συνάρτηση των λ και Θ. Ο νόμος του Kirchhoff δίνει τη σύνδεση του "μαύρου σώματος" με τα πραγματικά σώματα.

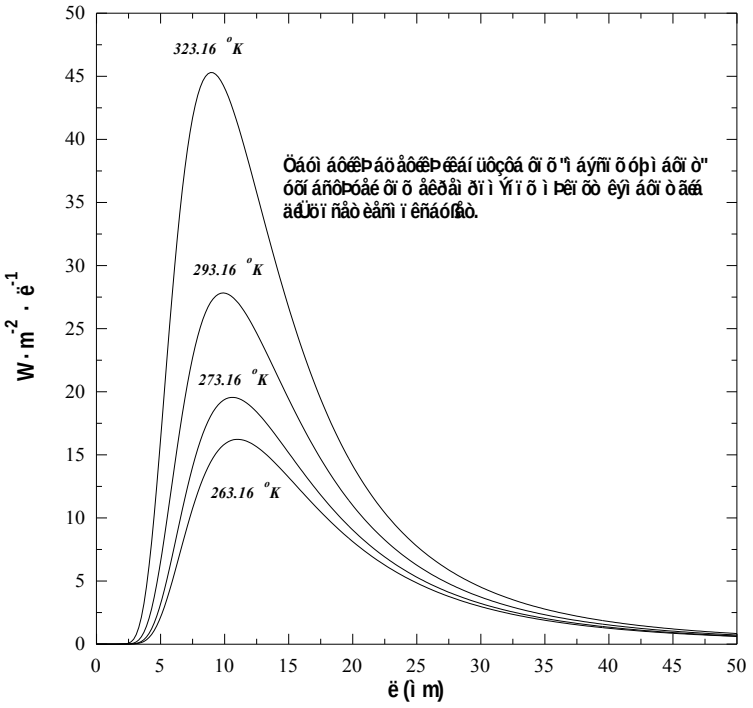
Β.2.3 Νόμοι των Stefan-Boltzmann και Wien.

Βασιζόμενος σε θεωρητικές αντιλήψεις ο Ludwig Boltzmann (1884), κατέληξε στο συμπέρασμα πως η ολική αφετική ικανότητα M ενός μαύρου σώματος, είναι ανάλογη της τέταρτης δύναμης της απολύτου θερμοκρασίας του. Στο συμπέρασμα αυτό είχε καταλήξει προηγουμένως ο Stefan (1879) από πειραματικά δεδομένα. Το συμπέρασμα στο οποίο κατέληξαν οι δυο επιστήμονες είναι γνωστό σαν νόμος των Stefan-Boltzmann (*Stefan-Boltzmann's law*) και διατυπώνεται μαθηματικά ως εξής:

$$M = \sigma T^4 \qquad \text{[Εξ. B.5]}$$

όπου **σ** : η σταθερά Stefan-Boltzmann με τιμή $\sigma = 5.6745 \cdot 10^{-8}$ $\text{Watt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ για την ακτινοβολούμενη ενέργεια στον ημιχώρο που υπόκειται σε στερεά γωνία 2π. Δια χρησιμοποιήσεως της σχέσης αυτής είναι δυνατόν να επεκταθεί ο νόμος των Stefan-Boltzmann για οποιοδήποτε σώμα με συντελεστή απορρόφησης α(λ). Η εξάρτηση της ακτινοβολούμενης από ένα σώμα θερμότητας, από την τέταρτη δύναμη της θερμοκρασίας δείχνει τη μεγάλη αύξηση της εκπεμπόμενης θερμικής ενέργειας, με τη θερμοκρασία.

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.2



Από τις καμπύλες του διαγράμματος Β.2 διαπιστώνεται ότι, για κάθε θερμοκρασία υπάρχει ένα μήκος κύματος λ_{max} στο οποίο αντιστοιχεί η μέγιστη τιμή της φασματικής αφετικής ικανότητας. Το μήκος κύματος αυτό μετατοπίζεται με τη θερμοκρασία. Ο Wien (1896) βασιζόμενος σε θεωρητικές αντιλήψεις, κατέληξε πως το μήκος κύματος στο οποίο το μέγιστο εμφανίζεται, είναι αντιστρόφως ανάλογο της απόλυτης θερμοκρασίας:

$$\lambda_{max} \cdot T = 0.2898 \text{ cm} \cdot °K \qquad [\text{Εξ. B.6}]$$

όπου το λ_{max} εκφράζεται σε cm και η θερμοκρασία T σε βαθμούς Kelvin. Η σχέση αυτή είναι γνωστή σαν "Νόμος μετατόπισης του Wien" (*Wien's displacement law*) Στη θέση του μήκους κύματος λ, σαν ανεξάρτητη μεταβλητή μπορεί να χρησιμοποιηθεί η συχνότητα $\nu = c / \lambda$, όπου c:

η ταχύτητα του φωτός ($2.99774 \cdot 10^8$ $m \cdot sec^{-1}$ στο κενό*). Έτσι η αφετική ικανότητα στο διάστημα συχνότητας ν ως ν+dν μπορεί να γραφεί:

$$dM = M_\nu \, d\nu \text{ ή } M_\nu = dM / d\nu \qquad [\text{Εξ. B.7}]$$

Μιας και $d\nu = -(c / \lambda^2)\, d\lambda$, ένα διάστημα μήκους κύματος με μοναδιαίο μήκος, αντιστοιχεί σε μεγαλύτερο διάστημα συχνότητας για μικρά μήκη κύματος από ότι για μεγάλα μήκη κύματος. Σαν συνέπεια η μέγιστη τιμή της M_ν για ένα "μαύρο σώμα" δεν εμφανίζεται στη συχνότητα c/λmax αλλά στη συχνότητα $\nu_{max} = 0.5681 \cdot c / \lambda_{max}$

B.2.4 Ο νόμος του Plank για την ακτινοβολία του μαύρου σώματος.

Στις αρχές του 19ου αιώνα οι επιστήμονες πίστευαν, ότι ένα θερμό αντικείμενο έπρεπε να στέλνει στο περιβάλλον του ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε όλες τις συχνότητες με την ίδια ένταση, δηλαδή να ακτινοβολεί την ίδια ποσότητα ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας σε κάθε περιοχή συχνοτήτων. Επειδή όμως οι δυνατές περιοχές συχνοτήτων είναι άπειρες (ο αριθμός των κυμάτων ανά δευτερόλεπτο μπορεί να αυξάνεται επ' άπειρον: περιοχή μικροκυμάτων, περιοχή ορατού φωτός, περιοχή ακτινών Χ, κ.τ.λ.) είναι άπειρη και η συνολική ποσότητα ακτινοβολούμενης ενέργειας σε όλες τις συχνότητες.

Για να αποφύγει το προφανώς απαράδεκτο αυτό συμπέρασμα, μελετώντας την πεπερασμένη και όχι άπειρη ποσότητα θερμότητας που ακτινοβολεί ένα ερυθροπυρωμένο κομμάτι μετάλλου, και για να πετύχει καλύτερη σύμπτωση των πειραματικών δεδομένων με τις τιμές που προέκυπταν από τις Κλασσικές θεωρίες, ο Γερμανός φυσικός Max Planck εισήγαγε την έννοια των **κβάντα ενέργειας**. Αυτή ήταν μια εντελώς νέα ιδέα στον καιρό της (1900), που όμως μεταγενέστερα αποδείχτηκε μεγάλης σημασίας. Ωστόσο θεώρησε τα κβάντα απλώς ως θεωρητικό τέχνασμα χωρίς καμία αντιστοιχία στη φυσική πραγματικότητα.

* Μετά από ακριβέστερες μετρήσεις η ταχύτητα του φωτός στο κενό είναι $2{,}99792458 \cdot 10^8$ $m \cdot sec^{-1}$

Ο Planck λοιπόν, υποθέτοντας ότι η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια εκπέμπεται αλλά και απορροφάται κατά ορισμένα ποσά ενέργειας, ίσα με h·ν (όπου h: η σταθερά του Planck ίση με 6.6252 10^{-34} Joule·sec και ν: η συχνότητα) τροποποίησε προγενέστερη σχέση του Wien για τη φασματική αφετική ικανότητα και της έδωσε την παρακάτω μορφή (για επίπεδη επιφάνεια):

$$M_{\lambda} = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^2 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k \cdot T}} - 1} \qquad \text{[Εξ. B.8]}$$

όπου: h = η σταθερά του Planck

c = η ταχύτητα του φωτός στο κενό

λ = το μήκος κύματος

k = η σταθερά του Boltzmann, ίση με 1.3802 10^{-23} Joule ·°K^{-1}

B.3 ΟΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ IDSO (1981)

B.3.1 Γενικά.

Οι θερμικές μετρήσεις εκτελούνται συνήθως σε στενές φασματικές περιοχές όπως αυτή των **8 - 14 *μ*m** (ραδιόμετρα χειρός) ή αυτή των **10.5 - 12.5 *μ*m** (ραδιομετρήσεις από δορυφόρους). Στις περιοχές αυτές η ακτινοβολία $R_{\lambda_1 \lambda_2}$ που εκπέμπεται από ένα μαύρο σώμα (μεταξύ δύο μηκών κύματος λ_1 και λ_2) μπορεί να υπολογιστεί μέσω αριθμητικής ολοκλήρωσης του νόμου του Planck. Είναι επίσης δυνατό να χρησιμοποιηθούν αναλυτικές σχέσεις (Idso 1981, Svendsen et al. 1990) και να εκφραστεί η $R_{\lambda_1 \lambda_2}$ σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας εκπομπής T_s (με την T_s σε °K):

$$R_{\lambda_1 \lambda_2} = f_{\lambda_1 \lambda_2}(T_s) \cdot \sigma \cdot T_s^4 \qquad \text{[Εξ. B.9]}$$

όπου σ : η σταθερά Stefan-Boltzmann με τιμή σ = 5.6745 10^{-8} Watt·m^{-2}·K^{-4} και

$f_{\lambda_1 \lambda_2}$: ο λόγος $\dfrac{R_{\lambda_1 \lambda_2}}{R_{0+\infty}}$ [Εξ. Β.10]

Η $f_{8\text{-}14}(T_s)$ κυμαίνεται από 0.34 έως 0.39, ενώ η $f_{10.5\text{-}12.5}(T_s)$ ανάμεσα σε 0.12 και 0.13 για θερμοκρασίες μεταξύ -10°C και +45°C. Ο Idso (1981) δίνει:

$$f_{8-14}\left(T_s\right) = -\,0.6732 + 0.6240 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.9140 \cdot 10^{-5}\, T_s^2 \qquad \text{[Εξ. Β.11]}$$

$$f_{10.5-12.5}\left(T_s\right) = -\,0.2338 + 0.2288 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.3617 \cdot 10^{-5} \cdot T_s^2 \,^{*} \qquad \text{[Εξ. Β12]}$$

Όταν η επιφάνεια δεν αποτελεί μαύρο σώμα, η φασματική εκπεμπτότητα (*spectral emissivity*) της επιφάνειας $\varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2}$ πρέπει να ληφθεί υπ' όψη. Στην περίπτωση αυτήν η μετρούμενη ακτινοβολία R_{mes} δεν είναι πλέον η εκπεμπόμενη ακτινοβολία, αλλά περιέχει και έναν όρο ανάκλασης

$$R_{mes} = \varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2} \cdot f_{\lambda_1 \lambda_2}\left(T_s\right) \cdot \sigma \cdot T_s^4 + \left(1 - \varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2}\right) \cdot R\alpha_{\lambda_1 \lambda_2} \qquad \text{[Εξ. Β.13]}$$

όπου: $R\alpha_{\lambda_1 \lambda_2}$ είναι η ακτινοβολία που εκπέμπεται από την ατμόσφαιρα στην φασματική περιοχή των μετρήσεων. <u>Τότε είναι δυνατό να ορίσουμε την θερμοκρασία ακτινοβολίας (*brightness temperature*) T_b σαν τη θερμοκρασία εκπομπής ενός μαύρου σώματος, που εκπέμπει την ίδια τιμή ακτινοβολίας μεταξύ λ_1 και λ_2 με την μετρούμενη.</u> Δηλαδή:

$$R_{mes} = f_{\lambda_1 \lambda_2}\left(T_b\right) \cdot \sigma \cdot T_b^4 \qquad \text{[Εξ. Β.14]}$$

Είναι λοιπόν ευνόητο, πως η ακρίβεια με την οποία υπολογίζεται η θερμοκρασία ακτινοβολίας, εξαρτάται και από την ακρίβεια των αναλυτικών σχέσεων $f_{\lambda_1 \lambda_2}$. Για το λόγο αυτό και με τη βοήθεια ηλεκτρονικού υπολογιστή:

---

* Οι εξισώσεις αυτές προέκυψαν από τιμές του πίνακα 2 του «Radiation Pyrometry and Its Underlying Principles of Radiant Heat Transfer» (John Wiley, New York, 1960) του T.R. Harrison

1. Εκτιμήθηκε η απόδοση των εξισώσεων του Idso, στο θερμοκρασιακό εύρος από -10 °C ως +50 °C, με:

- Τον υπολογισμό του συντελεστή προσδιορισμού R^2 και τέλος με,
- Τον υπολογισμό του τυπικού σφάλματος της εκτίμησης S.E.E. (*Standard Error Of Estimate*) σύμφωνα με τον τύπο:

$$S.E.E. = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{\nu}\left(y_i - \hat{y}_i\right)^2}{\nu - k}} \qquad \text{[Εξ. A.6]}$$

όπου k είναι ο αριθμός των συντελεστών στο μοντέλο παλινδρόμησης, που θέλουμε να εφαρμόσουμε. Ο παρονομαστής δείχνει πόσους βαθμούς ελευθερίας ακολουθεί το άθροισμα των τετραγώνων που οφείλεται στα σφάλματα του μοντέλου παλινδρόμησης που έχουμε επιλέξει. Έτσι αν π.χ. θέλουμε να προσεγγίσουμε κάποια δεδομένα με την ευθεία γραμμικής παλινδρόμησης $y = a \cdot x + b$, οι βαθμοί ελευθερίας (παρονομαστής) είναι $\nu - 2$, ενώ αν χρησιμοποιήσουμε ένα πολυώνυμο 2ου βαθμού ($y = a \cdot x^2 + b \cdot x + c$) οι αντίστοιχοι βαθμοί ελευθερίας θα είναι $\nu - 3$.

2. Βελτιώθηκαν οι συντελεστές που προτείνει ο Idso, αλλά και προτάθηκαν νέες αναλυτικές σχέσεις για την ακριβέστερη έκφραση της $R\alpha_{\lambda_1 \lambda_2}$ σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας εκπομπής T_s με την T_s σε °K. Και εδώ υπολογίστηκαν οι ίδιοι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν για την αξιολόγηση των εξισώσεων του Idso.

Τέλος μία νέα εξίσωση αναπτύχθηκε για το διάστημα μήκους κύματος από 4.8 ως 5.2 μm, (στο ίδιο θερμοκρασιακό εύρος με τις προηγούμενες) γιατί υπάρχουν ραδιόμετρα χειρός που λειτουργούν στο διάστημα αυτό.

Β.3.2 Αξιολόγηση και βελτίωση των εξισώσεων του Idso - Μεθοδολογία.

Τιμές των συναρτήσεων $f_{8\text{-}14}$, $f_{10.5\text{-}12.5}$ και $f_{4.8\text{-}5.2}$ υπολογίστηκαν για διάφορες θερμοκρασίες επιφανείας εδάφους. Αυτό έγινε, αφού όπως προαναφέρθηκε για κάποια δεδομένη θερμοκρασία ισχύει:

$$f_{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{R_{\lambda_1 \lambda_2}}{R_{0+\infty}} \qquad \text{[Εξ. Β.10]}$$

Στο διάστημα -10 °C ως +50 °C, συνολικά λήφθηκαν 19 ενδιάμεσες τιμές, οι οποίες όμως δεν ισαπείχαν μεταξύ τους. Αυτό έγινε, για να δοθεί ιδιαίτερη έμφαση στην απόδοση των εξισώσεων στις συνήθως παρατηρούμενες θερμοκρασίες του περιβάλλοντος (0 °C - 40 °C), μιας και η χρήση των ραδιομέτρων χειρός θα γίνεται κατά κύριο λόγω σ' αυτό το θερμοκρασιακό εύρος. Έτσι λοιπόν : Από -10 °C (263.16 °K) ως τους 0 °C (273.16 °K) πάρθηκαν 2 τιμές. Από 0 °C (273.16 °K) ως και τους +40 °C (313.16 °K) πάρθηκαν 17 τιμές (δηλ. περίπου το 81% του συνόλου των μετρήσεων) και τέλος Από +40 °C (313.16 °K) ως και τους +50 °C (323.16 °K) πάρθηκαν 3 τιμές. Αναλυτικότερα πάρθηκαν οι τιμές:

263.16 °K, 268.16 °K, 273.16 °K, 275.66 °K, 278.16 °K, 280.66 °K, 283.16 °K, 285.66 °K, 288.16 °K, 290.66 °K, 293.16 °K, 295.66 °K, 298.16 °K, 300.66 °K, 303.16 °K, 305.66 °K, 308.16 °K, 310.66 °K, 313.16 °K, 318.16 °K, 323.16 °K.

Με βάση αυτές τις τιμές θερμοκρασιών, έγινε αριθμητική ολοκλήρωση του νόμου του Planck για τον υπολογισμό των όρων $R_{\lambda_1 \lambda_2}$ & $R_{0+\infty}$. Η ολοκλήρωση έγινε με τον κανόνα του Simpson του $^1/_3$ που είναι δημοφιλέστερος από τον κανόνα του τραπεζίου, για το λόγο ότι αν και δεν είναι ιδιαίτερα πολυπλοκότερος από αυτόν, είναι σαφέστερα πιο ακριβής. Κατά την εφαρμογή του κανόνα αυτού θα πρέπει ο αριθμός των σημείων παρεμβολής να είναι περιττός. Σε αντίθετη περίπτωση πρέπει να εφαρμόζεται ο κανόνας του Simpson των $^3/_8$

(Μπαμπατζιμόπουλος Χ., 1991). Το σφάλμα σ' αυτήν την περίπτωση θα δίνεται από το άθροισμα όλων των μεμονωμένων σφαλμάτων (Μπαμπατζιμόπουλος Χ., 1991).

Για τον υπολογισμό των $R_{8\text{-}14}$, $R_{10.5\text{-}12.5}$, $R_{4.8\text{-}5.2}$, χρησιμοποιήθηκαν συνολικά 1001 σημεία παρεμβολής, (τιμές φασματικής αφετικής ικανότητας). Η εκλογή του πλήθους των σημείων ήταν σχεδόν αυθαίρετη: ως γνωστόν η ακρίβεια της ολοκλήρωσης μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά, αν το διάστημα h μεταξύ των σημείων παρεμβολής γίνει όσο το δυνατό μικρότερο (Μπαμπατζιμόπουλος Χ., 1991), αλλά θα πρέπει να τονιστεί εδώ πως, μια αξιόλογη ακρίβεια είναι δυνατό να επιτευχθεί με πολύ λιγότερα σημεία (ίσως και λιγότερα από 400).

Στον υπολογισμό της $R_{0+\infty}$ θεωρήθηκε ότι:

$$R_{0+\infty} = R_{0.1\text{-}600.1} \qquad \text{[Εξ. B.15]}$$

και αυτό για τους εξής λόγους:

1) Όταν εισαχθεί η τιμή λ = 0 μm στο νόμο του Planck, παρατηρείται πως στον παρονομαστή εμφανίζεται ο όρος:

$$e^{\frac{h \cdot c}{0}} - 1$$

που καθιστά αδύνατο τον υπολογισμό μιας συγκεκριμένης τιμής του παρονομαστή.

2) Η επιλογή της τιμής 0.1 σαν κατώτερο όριο ολοκλήρωσης, έγινε με βάση την ακρίβεια του πακέτου QUATTRO, το οποίο χρησιμοποιήθηκε ευρύτατα στα πλαίσια αυτής της εργασίας

3) Η αριθμητική ολοκλήρωση απαιτεί πεπερασμένα όρια. Άρα η αντικατάσταση του άνω ορίου ήταν επιβεβλημένη. Το νέο άνω όριο έπρεπε να είναι αρκετά μεγάλο, ώστε η τιμή της φασματικής αφετικής ικανότητας να είναι πολύ μικρή σε σχέση με τη μέγιστη (αυτή η προϋπόθεση εκπληρώνεται ακόμη και όταν το άνω όριο είναι μικρότερο από 100 μm).

4) Το διάστημα μήκους κύματος που εκλέχθηκε (0.1 - 600.1μm) λόγω του μεγάλου μεγέθους του έπρεπε να περιέχει πολλά σημεία παρεμβολής, για την καλύτερη περιγραφή της φασματικής αφετικής ικανότητας. Χρησιμοποιήθηκαν συνολικά 3001 σημεία παρεμβολής (τιμές φασματικής αφετικής ικανότητας).

Β.3.3 Υπολογισμοί - Αποτελέσματα.

Β.3.3.1 Περιοχή μήκους κύματος 8-14 μm .

Μετά από υπολογισμούς προέκυψε ο πίνακας τιμών που ακολουθεί:

ΠΙΝΑΚΑΣ Β.1

λ_1-λ_2 (μm)	T_s (^oK)	$R(\lambda_1-\lambda_2)$ (W/m^2)	$R(0-\infty)$ (W/m^2)	$f_{8-14}(T_s)$
	263,16	91,470282618	271,72806792	3,366243440E-01
	268,16	100,631196660	292,97587736	3,434794617E-01
	273,16	110,352701430	315,44606617	3,498306470E-01
	275,66	115,426342160	327,15389278	3,528197118E-01
	278,16	120,643212690	339,18463712	3,556859583E-01
	280,66	126,004217590	351,54417558	3,584306791E-01
	283,16	131,510204850	364,23844831	3,610552523E-01
	285,66	137,161966630	377,27344729	3,635611454E-01
	288,16	142,960238530	390,65520821	3,659499106E-01
	290,66	148,905703190	404,38983414	3,682231615E-01
8 - 14	293,16	154,998989440	418,48347098	3,703825842E-01
	295,66	161,240673080	432,94232142	3,724299176E-01
	298,16	167,631279950	447,77264178	3,743669539E-01
	300,66	174,171285380	462,98074210	3,761955294E-01
	303,16	180,861114590	478,57297779	3,779175235E-01
	305,66	187,701146600	494,55576766	3,795348450E-01
	308,16	194,691713180	510,93558257	3,810494313E-01
	310,66	201,833099680	527,71893894	3,824632485E-01
	313,16	209,125546660	544,91241068	3,837782781E-01
	318,16	224,164374970	580,55627388	3,861199767E-01
	323,16	239,809282740	617,92081881	3,880906347E-01

Στην περιοχή αυτή, η εξίσωση του Idso είναι:

$$f_{8-14}(T_s) = -0.6732 + 0.6240 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.9140 \cdot 10^{-5}\ T_s^2 \qquad \text{[Εξ. B.11]}$$

με R^2 και S.E.E. αντίστοιχα 0.99864 και $56.33274 \cdot 10^{-5}$. Θέλοντας να βελτιώσουμε την απόδοση της σχέσης αυτής, με ανάλυση παλινδρόμησης διορθώθηκαν οι συντελεστές της σχέσης του Idso και έτσι η σχέση του πήρε τη μορφή:

$$f_{8-14}(T_s) = -0.64584535 + 0.60814733 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.89201343 \cdot 10^{-5}\ T_s^2 \qquad \text{[Εξ. B.16]}$$

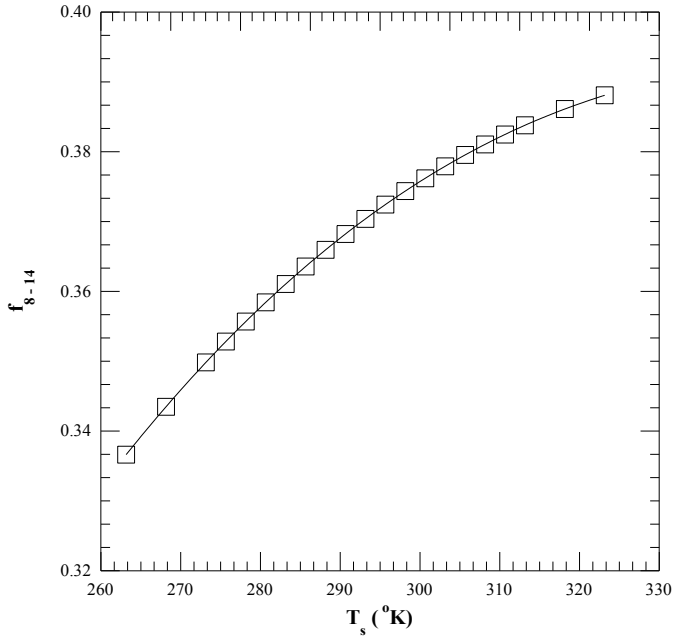
η οποία παρουσιάζει $R^2 = 0.99996$ και S.E.E. = $9.285111 \cdot 10^{-5}$.Ακριβέστερα όμως αποτελέσματα δίνει πολυώνυμο 3ου βαθμού (βλ. ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ B.3) :

$$f_{8-14}(T_s) = -1.103472 + 0.10784665 \cdot 10^{-1} \cdot T_s - 0.2499759 \cdot 10^{-4}\ T_s^2 + 0.18280638 \cdot 10^{-7}\ T_s^3$$

[Εξ. B.17]

το οποίο παρουσιάζει $R^2 = 1.00000$ και S.E.E. = $0.4625557 \cdot 10^{-5}$

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ B.3



Από σύγκριση μεταξύ του προτεινόμενου πολυωνύμου και της εξίσωσης του Idso προέκυψε πως η μέγιστη διαφορά μεταξύ των δυο σχέσεων (Idso και πολυωνύμου 3^{ου} βαθμού) παρατηρείται στους 318.16 °K και είναι $7.9224 \cdot 10^{-4}$.

Β.3.3.2 Περιοχή μήκους κύματος 10.5-12.5 μm.

Ακολουθώντας τις ίδιες διαδικασίες, όπως και στην προηγούμενη περιοχή μήκους κύματος προέκυψε ο πίνακας Β.2:

ΠΙΝΑΚΑΣ Β.2

λ_1 - λ_2 (μm)	T_s (^{o}K)	R(λ_1-λ_2) (W/m^2)	R(0-∞) (W/m^2)	$f_{10.5-12.5}(T_s)$
	263,16	32,127549749	271,72806792	1,182341964E-01
	268,16	35,144045605	292,97587736	1,199554240E-01
	273,16	38,321072759	315,44606617	1,214821704E-01
	275,66	39,969966634	327,15389278	1,221748159E-01
	278,16	41,659177483	339,18463712	1,228215341E-01
	280,66	43,388733087	351,54417558	1,234232739E-01
	283,16	45,158645788	364,23844831	1,239809965E-01
	285,66	46,968913536	377,27344729	1,244956778E-01
	288,16	48,819519747	390,65520821	1,249683064E-01
	290,66	50,710434535	404,38983414	1,253998747E-01
10.5 - 12.5	293,16	52,641618680	418,48347098	1,257913928E-01
	295,66	54,613005034	432,94232142	1,261438356E-01
	298,16	56,624537231	447,77264178	1,264582334E-01
	300,66	58,676130970	462,98074210	1,267355759E-01
	303,16	60,767699287	478,57297779	1,269768710E-01
	305,66	62,899137793	494,55576766	1,271831043E-01
	308,16	65,070336117	510,93558257	1,273552642E-01
	310,66	67,281173717	527,71893894	1,274943322E-01
	313,16	69,531520020	544,91241068	1,276012780E-01
	318,16	74,150175097	580,55627388	1,277226316E-01
	323,16	78,925091489	617,92081881	1,277268690E-01

Στην περιοχή αυτή, η εξίσωση του Idso είναι:

$$f_{10.5-12.5}\left(T_s\right) = -0.2338 + 0.2288 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.3617 \cdot 10^{-5} \cdot T_s^2 \qquad \text{[Εξ. B.12]}$$

με R^2 και S.E.E. αντίστοιχα 0.986820 και $330.7035 \cdot 10^{-6}$. Η διορθωμένη σχέση του Idso έχει ως εξής:

$$f_{10.5-12.5}\left(T_s\right) = -0.18794466 + 0.19858186 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.31233183 \cdot 10^{-5} \cdot T_s^2$$

[Εξ. B.18]

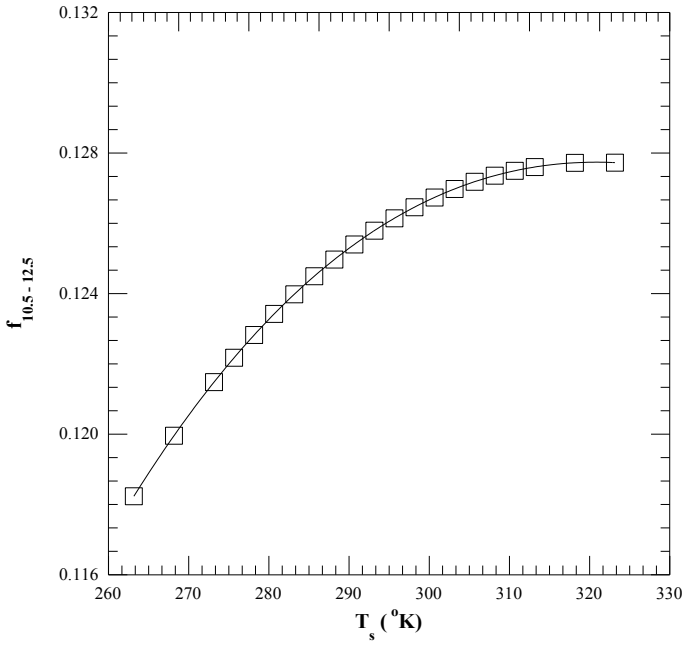
η οποία παρουσιάζει $R^2 = 0.99966$ και S.E.E. = $53.30917 \cdot 10^{-6}$. Ακριβέστερα όμως αποτελέσματα δίνει πολυώνυμο 3ου βαθμού με τη μορφή :

$$f_{10.5-12.5}\left(T_s\right) = -0.45097947 + 0.46891206 \cdot 10^{-2} \cdot T_s - 0.12364324 \cdot 10^{-4} \cdot T_s^2 + 0.10507352 \cdot 10^{-7}\ T_s^3$$

[Εξ. B.19]

το οποίο παρουσιάζει $R^2 = 1.00000$ και S.E.E. = $0.2683134 \cdot 10^{-6}$

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.4



Από σύγκριση μεταξύ του προτεινόμενου πολυωνύμου και της εξίσωσης του Idso προέκυψε πως η μέγιστη διαφορά μεταξύ των δυο σχέσεων (Idso και πολυωνύμου 3^{ου} βαθμού) παρατηρείται στους 305.66 °K και είναι $4.3755 \cdot 10^{-4}$.

Β.3.3.3 Περιοχή μήκους κύματος 4.8-5.2 μm.

Στην περιοχή αυτή ο Idso δεν έδωσε κάποια αναλυτική σχέση. Μετά από υπολογισμούς προέκυψε ο πίνακας τιμών που ακολουθεί:

ΠΙΝΑΚΑΣ Β.5

λ_1 - λ_2 (μm)	T_s (^{o}K)	R(λ_1-λ_2) (W/m^2)	R(0-∞) (W/m^2)	$f_{4.8-5.2}(T_s)$
	263,16	0,85670392524	271,72806792	3,152798795E-03
	268,16	1,04993513430	292,97587736	3,583691408E-03
	273,16	1,27723210240	315,44606617	4,048971407E-03
	275,66	1,40497653050	327,15389278	4,294543215E-03
	278,16	1,54285919760	339,18463712	4,548729597E-03
	280,66	1,69145824820	351,54417558	4,811509806E-03
	283,16	1,85136957690	364,23844831	5,082850494E-03
	285,66	2,02320661540	377,27344729	5,362706095E-03
	288,16	2,20760010830	390,65520821	5,651019267E-03
	290,66	2,40519785170	404,38983414	5,947720859E-03
4.8 - 5.2	293,16	2,61666441960	418,48347098	6,252730636E-03
	295,66	2,84268083550	432,94232142	6,565957392E-03
	298,16	3,08394425730	447,77264178	6,887299423E-03
	300,66	3,34116761760	462,98074210	7,216644914E-03
	303,16	3,61507925490	478,57297779	7,553872497E-03
	305,66	3,90642250370	494,55576766	7,898851372E-03
	308,16	4,21595527480	510,93558257	8,251441901E-03
	310,66	4,54444967240	527,71893894	8,611496266E-03
	313,16	4,89269146860	544,91241068	8,978858570E-03
	318,16	5,65162619210	580,55627388	9,734846468E-03
	323,16	6,49930200130	617,92081881	1,051801752E-02

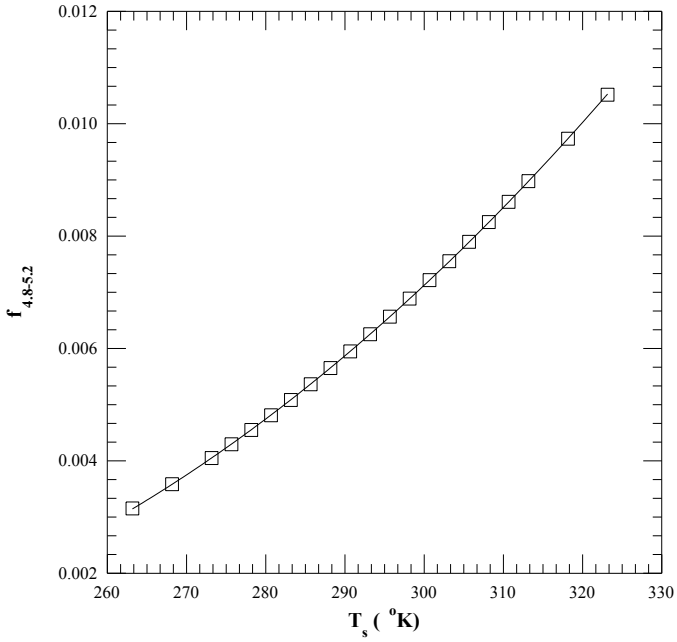
Μετά από ανάλυση παλινδρόμησης προέκυψε το παρακάτω πολυώνυμο 3ου βαθμού:

$$f_{4.8-5.2}\left(T_s\right) = 0.050751807 - 0.51267328 \cdot 10^{-3} \cdot T_s + 0.15224968 \cdot 10^{-5} \cdot T_s^2 - 0.99426641 \cdot 10^{-9}\ T_s^3$$

[Εξ. Β.20]

Το πολυώνυμο αυτό εμφανίζει συντελεστή προσδιορισμού $R^2 = 1.00000$ και τυπικό σφάλμα της εκτίμησης S.E.E. = $0.8907646 \cdot 10^{-6}$.

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.5



Β.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΦΟΡΑΣ ΜΕΤΑΞΥ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΤΟΥ ΕΔΑΦΟΥΣ

Β.4.1 Γενικά.

Σε προηγούμενη παράγραφο (παράγραφος Β.3.1 συγκεκριμένα) είδαμε ότι στις θερμικές μετρήσεις σε κάποια περιοχή μήκους κύματος όταν η επιφάνεια δεν είναι μαύρο σώμα πρέπει

να ληφθεί υπ' όψη η φασματική εκπεμπτότητα της επιφανείας και τότε η μετρούμενη ακτινοβολία R_{mes} περιλαμβάνει και έναν όρο ανάκλασης:

$$R_{mes}=\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot f_{\lambda_1\lambda_2}(T_s)\cdot\sigma\cdot T_s^4+\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot R\alpha_{\lambda_1\lambda_2} \qquad \text{[Εξ. B.13]}$$

όπου: $R\alpha_{\lambda_1\lambda_2}$ είναι η ακτινοβολία που εκπέμπεται από την ατμόσφαιρα στην φασματική περιοχή μετρήσεων.

Επίσης ορίστηκε η θερμοκρασία ακτινοβολίας σαν η θερμοκρασία εκπομπής ενός μαύρου σώματος, που εκπέμπει την ίδια ποσότητα ακτινοβολίας μεταξύ λ_1 και λ_2 με την μετρούμενη:

$$R_{mes}=f_{\lambda_1\lambda_2}(T_b)\cdot\sigma\cdot T_b^4 \qquad \text{[Εξ. B.14]}$$

Όταν οι όροι $R\alpha_{\lambda_1\lambda_2}$ και $\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}$ είναι άγνωστοι ή δεν είναι γνωστοί με ακρίβεια, δεν είναι δυνατόν να εξάγουμε την θερμοκρασία της επιφάνειας T_s από την μετρούμενη ακτινοβολία R_{mes} και μόνο η θερμοκρασία ακτινοβολίας T_b μπορεί να υπολογιστεί. Η διαφορά μεταξύ T_b και T_s είναι τότε ένα σφάλμα μέτρησης που μπορεί να υπολογιστεί συνδυάζοντας τις δυο πιο πάνω εξισώσεις και κάνοντας την υπόθεση ότι $T_s = T_b$ *(γεγονός που οδηγεί στην προσεγγίσεις ότι:* $f_{\lambda_1\lambda_2}(T_s)\approx f_{\lambda_1\lambda_2}(T_b)$ *και* $T_s^4-T_b^4\approx 4\cdot T_b^3\cdot\left(T_s^4-T_b^4\right)$*)* ως εξής:

$$\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot f_{\lambda_1\lambda_2}(T_s)\cdot\sigma\cdot T_s^4+\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2}=f_{\lambda_1\lambda_2}(T_b)\cdot\sigma\cdot T_b^4 \quad\Rightarrow$$

$\Rightarrow$ *(λόγω του ότι:* $f_{\lambda_1\lambda_2}(T_s)\approx f_{\lambda_1\lambda_2}(T_b)$*)* $\Rightarrow$

$$\Rightarrow \quad \varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_s^4+\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2}\approx f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4 \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_s^4\approx\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\left(T_b^4-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot T_s^4\right)\approx\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\left(T_b^4-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot T_s^4+\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot T_b^4-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot T_b^4\right)\approx\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\left[T_b^4\cdot\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_s^4-T_b^4\right)\right]\approx\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4\cdot\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)-f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_s^4-T_b^4\right)\approx\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_s^4-T_b^4\right)\approx f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4\cdot\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)-\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad \text{(λόγω του ότι:} \quad \Rightarrow T_s^4-T_b^4\approx 4\cdot T_b^3\cdot\left(T_s^4-T_b^4\right) \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot 4\cdot T_b^3\cdot\left(T_s-T_b\right)\approx f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4\cdot\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)-\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad T_s-T_b\approx\frac{f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4\cdot\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)-\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2}}{f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot 4\cdot T_b^3} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad T_s-T_b\approx\frac{f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^4\cdot\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)}{f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot 4\cdot T_b^3}-\frac{\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2}}{f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot 4\cdot T_b^3} \quad \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \quad T_s-T_b\approx\underbrace{\frac{\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)}{4\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}}\cdot T_b}_{\alpha(\varepsilon)}-\underbrace{\frac{\left(1-\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\right)}{4\cdot\varepsilon_{\lambda_1\lambda_2}\cdot f_{\lambda_1\lambda_2}\left(T_b\right)\cdot\sigma\cdot T_b^3}}_{b(\varepsilon)}\cdot Ra_{\lambda_1\lambda_2}$$

[Εξ. Β.21]

Η διαφορά T_s - T_b χωρισμένη σε δύο όρους. Ο α(ε) είναι ένας καλά γνωστός όρος εκπεμπτότητας που αυξάνει με την ανακλαστικότητα (*reflectivity*) της επιφάνειας $(1-\varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2})$ και τη θερμοκρασία. Ο b(ε,Rα) είναι ένας όρος ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας, ο οποίος επίσης αυξάνει με την ανακλαστικότητα της επιφάνειας, αλλά μειώνεται με τη θερμοκρασία. Αυτός ο τελευταίος όρος είναι ανάλογος της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας.

Β.4.2 Ατμοσφαιρική ακτινοβολία στο "παράθυρο" 8 - 14 μm.

Η ατμοσφαιρική ακτινοβολία στο "παράθυρο" 8 - 14 μm, είναι συνήθως χαμηλή. Για παράδειγμα ο Idso (1981), μέτρησε την $R\alpha_{8\text{-}14}$ και βρήκε ότι αυτή κυμαίνεται μεταξύ 20 και 120 $W \cdot m^{-2}$, ενώ η $R\alpha_{10.5\text{-}12.5}$ κυμαίνεται μεταξύ 2 και 40 $W \cdot m^{-2}$. Σε συνθήκες καθαρού ουρανού, οι $R\alpha_{8\text{-}14}$ και $R\alpha_{10.5\text{-}12.5}$ μπορούν να εκφραστούν σα συναρτήσεις της θερμοκρασίας αέρος T_a (°K) και της πίεσης υδρατμών αέρος (*air water vapour pressure*), e_a (mbars) στο επίπεδο αναφοράς:

$$R\alpha_{\lambda_1 \lambda_2} = \varepsilon_{atm} \cdot \sigma \cdot f_{\lambda_1 \lambda_2}\left(T_a\right) \cdot T_a^4 \qquad \text{[Εξ. B.22]}$$

με τις δυο φασματικές ατμοσφαιρικές εκπεμπτότητες, προερχόμενες από τον Idso (1981):

$$\varepsilon_{atm,8\text{-}14} = 0.15 + 5.03 \cdot 10^{-6} \cdot e_a \cdot e^{\frac{2450}{T_a}} \qquad \text{[Εξ. B.23]}$$

$$\varepsilon_{atm,10.5\text{-}12.5} = 5.91 \cdot 10^{-5} \cdot e_a \cdot e^{\frac{2450}{T_a}} \qquad \text{[Εξ. B.24]}$$

Στην εργασία του Idso (1981), οι μετρημένες τιμές της ατμοσφαιρικής εκπεμπτότητας κυμαινόταν μεταξύ 0.2 και 0.6 στην περιοχή 8-14 μm και μεταξύ 0.1 και 0.6 στην περιοχή 10.5-12.5 μm. Οι τιμές αυτές βρίσκονται σε συμφωνία με άλλες εργασίες (βλ. Anton και Ross, 1990),

και είναι κατά πολύ μικρότερες από τις τιμές εκπεμπτότητας που αναφέρονται σε όλο το φάσμα (ε_{atm} = 0.7 - 0.9). (Για το σύνολο του φάσματος, η ατμοσφαιρική εκπεμπτότητα προσδιορίζεται από τη σχέση: $R\alpha_{0+\infty} = \varepsilon_{atm} \cdot \sigma \cdot T_a^4$).

Β.4.3 Ανάλυση της διαφοράς T_s - T_b .

Η διαφορά T_s-T_b έχει εκτιμηθεί (μέσω προγράμματος ηλεκτρονικού υπολογιστή σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 77, που παρατίθεται στο τέλος της εργασίας) χρησιμοποιώντας την εξίσωση [Β.21] για εκπεμπτότητες επιφάνειας μεταξύ 0.9 και 1.0 και για διάφορες ατμοσφαιρικές συνθήκες (Πίνακας Β.7 και Σχήματα Β.6 ως Β.9).

ΠΙΝΑΚΑΣ Β.7

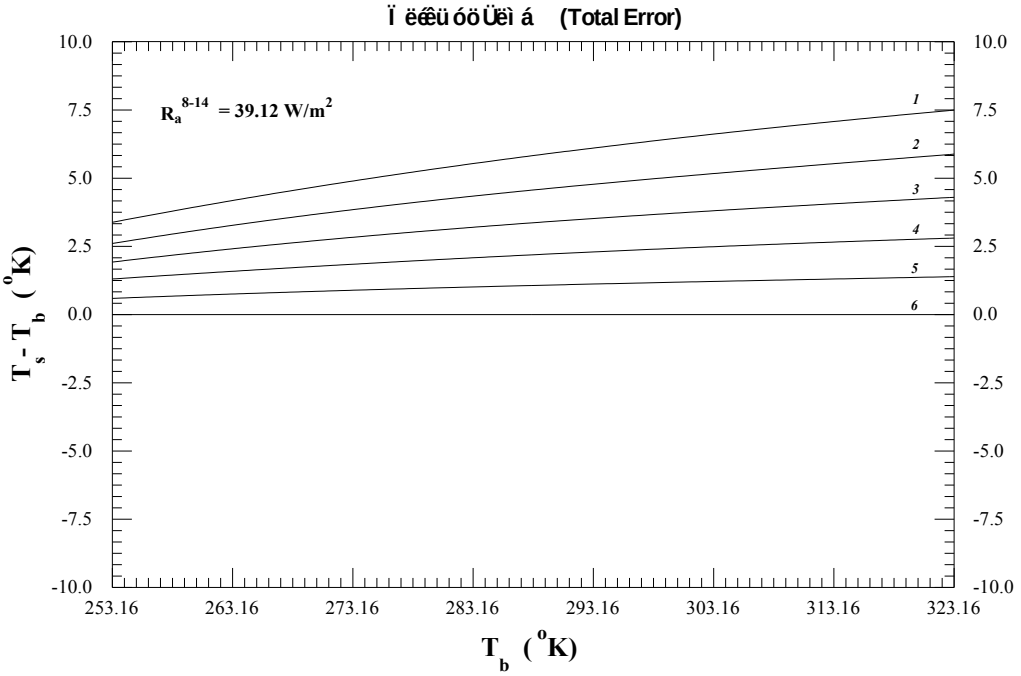
Διαφορά T_s-T_b (°K) υπολογισμένη σε διαφορετικές φασματικές περιοχές μετρήσεων και για διαφορετικές ατμοσφαιρικές συνθήκες. Οι ατμοσφαιρικές εκπεμπτότητες έχουν υπολογισθεί χρησιμοποιώντας τη σχέση του Idso (1981).

	T_b = 283.00 °K				T_b = 293.00 °K				T_b = 313.00 °K	
Φασμ. περιοχή	8-14	10.5-12.5	0	+∞	8-14	10.5-12.5	0	+∞	8-14	10.5-2.5	0	+∞
Ατμοσφαιρικές συνθήκες: T_a = 300.00 °K ; e_a = 30.00 mbars ; $R\alpha_{8-14}$ = 117.83 W/m^2 ; $R\alpha_{10.5-12.5}$ = 36.47 W/m^2 ; $R\alpha_{0+\infty}$ = 429.00 W/m^2												
ε = 0.90	0.8	1.5	-1.4		1.9	2.5	-0.2		3.8	4.1	1.8	
ε = 0.94	0.5	0.9	-0.8		1.1	1.4	-0.1		2.2	2.4	1.5	
ε = 0.98	0.1	0.3	-0.3		0.4	0.5	-0.0		0.7	0.8	0.3	
Ατμοσφαιρικές συνθήκες: T_a = 300.00 °K ; e_a = 20.00 mbars ; $R\alpha_{8-14}$ = 87.20 W/m^2 ; $R\alpha_{10.5-12.5}$ = 24.31 W/m^2 ; $R\alpha_{0+\infty}$ = 405.00 W/m^2												
ε = 0.90	2.6	3.6	-0.9		3.6	4.4	0.3		5.1	5.7	2.2	
ε = 0.94	1.5	2.1	-0.5		2.0	2.5	0.1		2.9	3.3	1.3	
ε = 0.98	0.5	0.7	-0.2		0.7	0.8	0.0		0.9	1.0	0.4	
Ατμοσφαιρικές συνθήκες: T_a = 300.00 °K ; e_a = 10.00 mbars ; $R\alpha_{8-14}$ = 56.57 W/m^2 ; $R\alpha_{10.5-12.5}$ = 12.16 W/m^2 ; $R\alpha_{0+\infty}$ = 367.00 W/m^2												
ε = 0.90	4.5	5.7	-0.1		5.2	6.3	1.0		6.3	7.2	2.8	
ε = 0.94	2.6	3.3	-0.0		3.0	3.6	0.6		3.6	4.1	1.6	
ε = 0.98	0.8	1.1	-0.0		0.9	1.2	0.2		1.2	1.3	0.5	

Τα αποτελέσματα του προγράμματος αυτού όμως, έρχονται σε πλήρη αντίθεση με τις τιμές του πίνακα 1 στην εργασία του A. Olioso (1994), για θερμοκρασία ακτινοβολίας T_b = 293 °K. Πιθανότητα να έχει αναπτυχθεί λάθος ο αλγόριθμος του προγράμματος δεν υφίσταται, καθώς το πρόγραμμα υπολογίζει τις διάφορες τιμές μέσα από μια επαναληπτική διαδικασία και επειδή τα υπόλοιπα αποτελέσματα του (για θερμοκρασίες ακτινοβολίας 283 °K και 313 °K) είναι σε απόλυτη συμφωνία με τον πίνακα 1. Από τα παραπάνω οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι το λάθος στον πίνακα 1 της εργασίας του A. Olioso (1994) οφείλεται είτε σε κάποιο λάθος του συγγραφέα είτε είναι τυπογραφικό. Σε κάθε περίπτωση το πρόγραμμα του Η/Υ παρέχει τις ακριβείς τιμές του πίνακα 1.

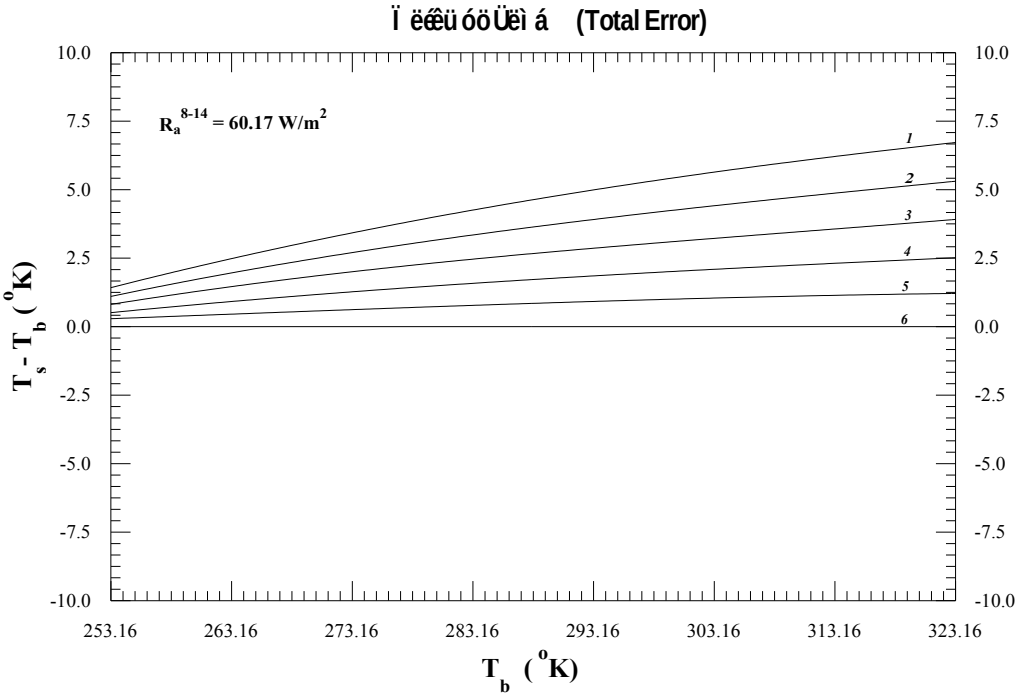
Ένα δεύτερο σημείο στο οποίο θα πρέπει να τεθεί ένα ερωτηματικό είναι ότι, αν και ο συγγραφέας αναφέρει πως η εκπεμπτότητα της ατμόσφαιρας για όλο το φάσμα κυμαίνεται μεταξύ 0.7 και 0.9, χρησιμοποιεί παρ' αυτά τιμή έξω από αυτά τα όρια (0.933350303), για να υπολογίσει την ατμοσφαιρική ακτινοβολία σε όλο το φάσμα $Ra_{0+\infty}$ = 429 $W \cdot m^{-2}$ (Στην περίπτωση που τα δεδομένα που χρησιμοποιούνται είναι T_a = 300 °K και e_a = 30 mbars).

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.6

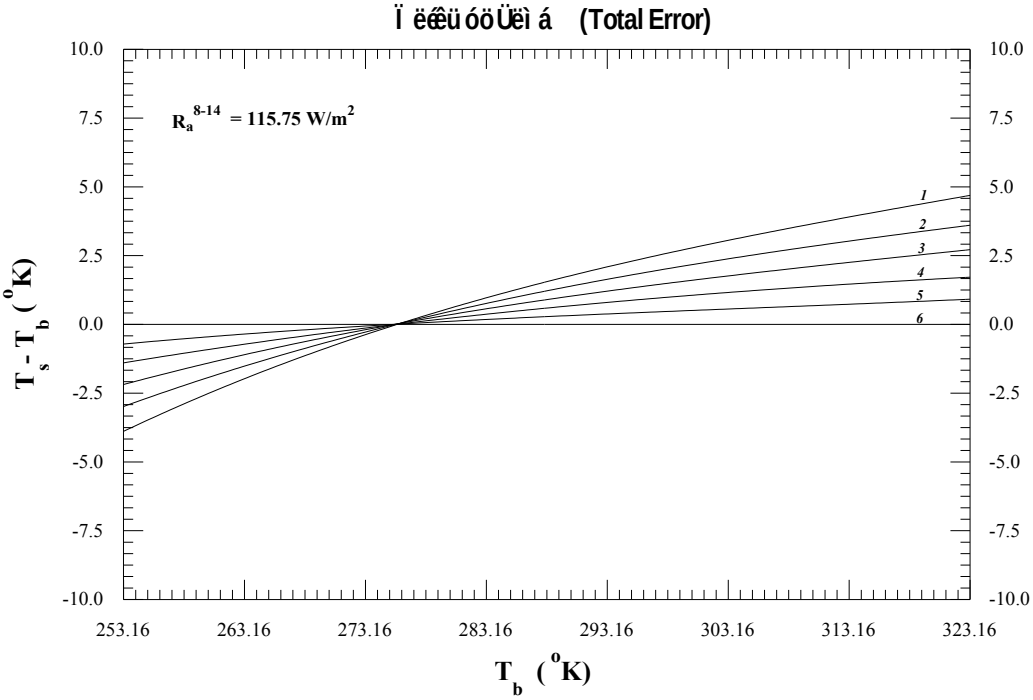


Διαφορά T_s - T_b υπολογισμένη για διάφορες εκπεμπτότητες επιφάνειας, ατμοσφαιρικές ακτινοβολίες και T_b. Τιμές εκπεμπτότητας: 1 = 0.90, 2 = 0.92, 3 = 0.94, 4 = 0.96, 5 = 0.98, 6 = 1.00

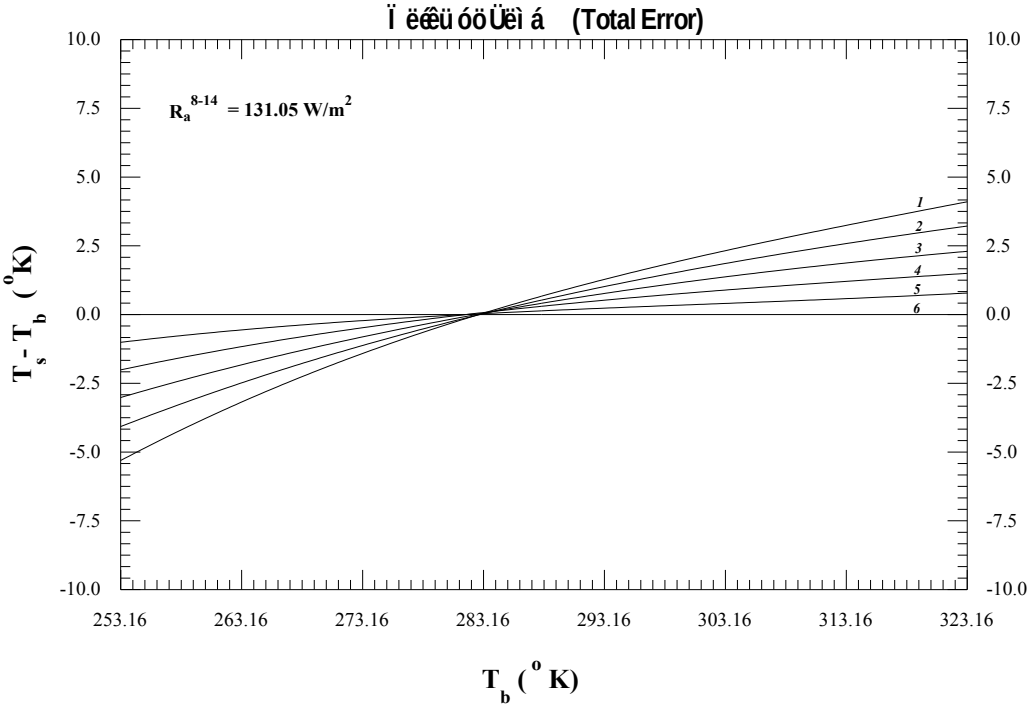
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.7



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.8



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ Β.9



Από τα πιο πάνω διαγράμματα γίνεται φανερή η τάση των γραφικών παραστάσεων να εμφανίζουν ένα σημείο στο οποίο η διαφορά T_s - T_b είναι μηδενική (δηλ. η θερμοκρασία της επιφάνειας ταυτίζεται με την θερμοκρασία ακτινοβολίας και συνεπώς προσδιορίζεται επακριβώς). Αυξανόμενης της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας Ra_{8-14}, το σημείο αυτό της γραφικής παράστασης μετατοπίζεται σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες. Και σ' αυτό το σημείο, η αναλογία των παραπάνω γραφικών παραστάσεων με αυτές που παρουσιάζει ο A. Olioso (1994) είναι πασιφανής. Ο "όρος εκπεμπτότητας" και ο "όρος ακτινοβολίας" έχουν αντίθετο πρόσημο και έτσι αντισταθμίζονται μερικώς. Παρ' όλα αυτά το ολικό σφάλμα T_s - T_b παραμένει σημαντικό για χαμηλές εκπεμπτότητες, για χαμηλή ατμοσφαιρική ακτινοβολία σε συνδυασμό με υψηλές θερμοκρασίες ακτινοβολίας και για υψηλή ατμοσφαιρική ακτινοβολία σε συνδυασμό με χαμηλές θερμοκρασίες ακτινοβολίας. Το σφάλμα είναι προφανώς μικρότερο για υψηλές εκπεμπτότητες και όταν $R\alpha_{\lambda_1 \lambda_2} = f_{\lambda_1 \lambda_2}(T_s) \cdot \sigma \cdot T_s^4$. Παρ' όλο που το διάγραμμα Β.6 παρουσιάζει αποτελέσματα

μόνο για την περιοχή 8 - 14 μm, τα αποτελέσματα αυτά είναι επίσης έγκυρα για τις περιοχές 10.5 - 12.5 μm και 4.8 - 5.2 μm, με μικρές μόνο διαφορές.

Β.5 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Οι υπολογισμοί μας έδωσαν σημαντικές διαφορές της τάξης των 7.5 °K μεταξύ της θερμοκρασίας της επιφάνειας (T_s) και της θερμοκρασίας ακτινοβολίας (T_b) (όπως αυτή έχει προσδιοριστεί από την εξίσωση Β.21), για τιμές φασματικής εκπεμπτότητας της επιφάνειας $\varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2} \geq 0.9$. Η τάξη αυτή των διαφορών επιβεβαιώνει τα συμπεράσματα του A. Olioso (1994), που βρήκε διαφορές μέχρι και 8°K για ατμοσφαιρική ακτινοβολία $R\alpha_{8\text{-}14}$ όμως περίπου 4 φορές μικρότερη από την μικρότερη που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία αυτή. Είναι επίσης εμφανής η αναλογία μεταξύ των σχημάτων 1 του Olioso και Β.6 της παρούσας εργασίας, για αυξανόμενες τιμές ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας. Τα συμπεράσματα αυτά φαίνεται να έρχονται σε αντίθεση με παλαιότερες εργασίες των Idso και Jackson (1968) και Svendsen et al. (1990), που βρήκαν διαφορές μικρότερες από 0.6 °K. Στην πραγματικότητα οι υπολογισμοί των τελευταίων εκτελέστηκαν για χαμηλή προσπίπτουσα ατμοσφαιρική ακτινοβολία ($R\alpha_{8\text{-}14}$ = 10 W·m^{-2}) και χρησιμοποιώντας μια φαινόμενη θερμοκρασία φυτικής επιφάνειας (*apparent crop surface temperature*) T_* που ορίστηκε από:

$$R_{mes} = \varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2} \cdot f_{\lambda_1 \lambda_2}(T_*) \cdot \sigma \cdot T_*^4 \qquad \text{[Εξ. B.25]}$$

αντί για την θερμοκρασία ακτινοβολίας. Ο ορισμός αυτός οδηγεί σε μια διαφορά $T_s - T_* = \varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2} \cdot b(\varepsilon, R\alpha)$ που εμφανίζεται να είναι ανάλογη της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας. Έτσι όπως αναφέρεται από τους Idso και Jackson (1968) και Svendsen et al. (1990) αυτή η διαφορά είναι μικρή όταν η ατμοσφαιρική ακτινοβολία είναι χαμηλή. Στην πραγματικότητα, η ατμοσφαιρική εκπομπή αναμένεται να είναι υψηλότερη στο "παράθυρο" 8-14 μm, γεγονός

που οδηγεί σε περισσότερο σημαντικές διαφορές T_s - T_* (μέχρι και 7°K αν $R\alpha_{8-14}$ = 100 W·m^{-2}). Επιπλέον για να προσδιοριστεί η φαινόμενη θερμοκρασία φυτικής επιφάνειας T_*, απαιτείται η εκπεμπτότητα της επιφάνειας. Τις περισσότερες φορές η εκπεμπτότητα δεν είναι γνωστή με την απαιτούμενη ακρίβεια. Ακόμη και αν οι αναφερόμενες τιμές για τη βλάστηση κυμαίνονται μεταξύ 0.95 και 1.00 η εκπεμπτότητα της κόμης είναι μια σύνθετη συνάρτηση εδαφικών και φυτικών παραμέτρων (Anton και Ross, 1990; Boissard et al., 1990; Paw U, 1991). Αναμένεται να μεταβάλλεται: **i)** με την εδαφική εκπεμπτότητα (η οποία μπορεί να είναι μικρότερη από 0.9 για μερικά αμμώδη εδάφη: Nerry et al., 1988), **ii)** την ανάπτυξη και τη δομή της κόμης και **iii)** τη γεωμετρία της μέτρησης.

Παραγώγιση της εξίσωσης Β.21 δείχνει ότι όταν το σφάλμα στην φασματική εκπεμπτότητα της επιφάνειας $\varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2}$ είναι ± 0.01, το σφάλμα στην θερμοκρασία της επιφάνειας T_s, είναι μεταξύ ± 0.6 και 0.9 °K (εξαρτάται από την T_s). Παρ' όλα αυτά αυτό το σφάλμα μπορεί να μειωθεί αν ατμοσφαιρική ακτινοβολία $R\alpha_{\lambda_1 \lambda_2}$ είναι γνωστή. Οι ατμοσφαιρικές ακτινοβολίες $R\alpha_{8-14}$ και $R\alpha_{10.5-12.5}$ που πρέπει να χρησιμοποιηθούν για να προσδιοριστεί η θερμοκρασία της επιφάνειας από τη θερμοκρασία ακτινοβολίας, δεν είναι συνήθεις μετρούμενες τιμές. Από τη στιγμή που τα ραδιόμετρα είναι γενικά βαθμονομημένα να δίνουν απ' ευθείας την θερμοκρασία ακτινοβολίας, κάποιος βρίσκεται σε πειρασμό να χρησιμοποιήσει την ολική ατμοσφαιρική ακτινοβολία $R\alpha_{0+\infty}$ που είναι συνηθέστερα μετρούμενη παράμετρος ή να την εξάγει εύκολα από εμπειρικές εξισώσεις. Στην πραγματικότητα επειδή η διαφορά της εκπεμπτότητας μεταξύ του συνόλου του φάσματος και του "παραθύρου" 8 - 14 μm είναι συχνά σημαντική, η διαδικασία αυτή δεν οδηγεί σε καλές διορθώσεις. Τα παραδείγματα του Πίνακα Β.7 δείχνουν πως χρησιμοποιώντας όλο το φάσμα αντί της πραγματικής περιοχής μέτρησης, μπορούμε να οδηγηθούμε σε σημαντική υποεκτίμηση της θερμοκρασίας επιφάνειας T_s. Η πραγματική διόρθωση είναι σχεδόν η διπλάσια από αυτή όταν το σύνολο του φάσματος χρησιμοποιείται (Πίνακας Β.7). Πρέπει να τονισθεί πως όλοι αυτοί οι υπολογισμοί έχουν γίνει χωρίς να ληφθούν υπ' όψη οι φασματικές παρεκκλίσεις της εκπεμπτότητας της επιφάνειας και η συνάρτηση φίλτρου του ραδιομέτρου. Αν εισαχθούν και αυτές οι παράμετροι στις διεργασίες, περισσότερο σύνθετοι υπολογισμοί θα εκτελεστούν και τα αποτελέσματα μπορεί να είναι

ελαφρώς διαφορετικά. Παρ' όλα αυτά ένας απλός χειρισμός του προβλήματος όπως παρουσιάζεται στην εργασία αυτή, επιτρέπει σε κάποιον να καταλήξει σε απλά συμπεράσματα:

(1) Η διαφορά T_s - T_b είναι συχνά σημαντική ακόμη και για υψηλές τιμές εκπεμπτότητας.

(2) Είναι σημαντικό να χρησιμοποιούνται τα χαρακτηριστικά της ατμοσφαιρικής εκπομπής στις ίδιες φασματικές περιοχές με τις μετρήσεις.

Αυτά τα δύο σημεία υποδεικνύουν επίσης πως πρέπει να γίνει μια προσπάθεια χαρακτηρισμού της ατμοσφαιρικής εκπομπής στο "παράθυρο" 8 - 14 μm. Αυτό πρέπει να εκτελεσθεί τόσο για μετρήσεις όσο και για σκοπούς μοντελοποίησης, για παράδειγμα να διατυπωθούν απλές στατιστικές σχέσεις με άλλες μετεωρολογικές μεταβλητές (στην εργασία του το 1981, ο Idso πρότεινε διαφορετικές σχέσεις για κάθε περιοχή μήκους κύματος, η ανάλυση αξιοπιστίας των οποίων, που έγινε σε αυτή την εργασία, έπρεπε να γίνει).

Η έλλειψη γνώσης της εκπεμπτότητας της επιφάνειας και της ατμοσφαιρικής ακτινοβολίας για τα περισσότερα πειραματικά δεδομένα υποδηλώνει πως οι ορθές θερμοκρασίες επιφάνειας ή αλλιώς φαινόμενη θερμοκρασία φυτικής επιφάνειας, δεν μπορούν να εξαχθούν από θερμικές μετρήσεις. Για παράδειγμα, όταν κάποιος θέλει να συγκρίνει μοντελοποιημένες θερμοκρασίες επιφάνειας (π.χ. με ένα μοντέλο ισοζυγίου ενέργειας) με μετρήσεις, πρέπει να υπολογίσει την θερμοκρασία ακτινοβολίας, που είναι η μόνη που μπορεί να εξαχθεί από θερμικές μετρήσεις και που εξαρτάται μόνο από σφάλματα βαθμονόμησης.

Βιβλιογραφία

Ελληνική βιβλιογραφία:

1. Θεοδωρίδης, Αθανάσιος Δ., 1993. «*Συμβολή στην εκτίμηση της εξατμισοδιαπνοής αναφοράς*», Διπλωματική εργασία, Μεταπτυχιακό Ενδεικτικό Μετεωρολογίας, Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Σχολή Θετικών Επιστημών, Τμήμα Φυσικής - Τομέας Φυσικών Εφαρμογών, Εργαστήριο Μετεωρολογίας, Αθήνα
2. Μαυρογιαννόπουλος, Γεώργιος Ν., 1994. «*Θερμοκήπια*», 2η έκδοση, Εκδόσεις Α. Σταμούλης, Αθήνα - Πειραιάς.
3. Μιχελάκης, Νίκος Γ., 1988. «*Συστήματα αυτόματης άρδευσης - Άρδευση με σταγόνες*», ΕΚΔΟΤΙΚΗ ΑΓΡΟΤΕΧΝΙΚΗ Α.Ε., ΑΘΗΝΑ.
4. Μπαμπατζιμόπουλος, Χρήστος, 1991. *«ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ (Πανεπιστημιακές παραδόσεις)»*, Τμήμα Γεωπονίας, Εργαστήριο Γενικής και Γεωργικής Υδραυλικής και Βελτιώσεων, ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗ.
5. Πουλοβασίλης, Αλέξανδρος, 1983. «*Σημειώσεις Γεωργικής Υδραυλικής - Αρδεύσεις Ι*», Γεωπονικό Πανεπιστήμιο Αθηνών.
6. Πουλοβασίλης, Α. - Μιμίδης, Θ., 1994, «*Σημειώσεις Υδραυλικής Υπογείων νερών*», Γεωπονικό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Εργαστήριο Γεωργικής Υδραυλικής.
7. Σωτηράκογλου, Κ., 1992. «*Σημειώσεις Ανάλυσης Διασποράς - Ανάλυσης Παλινδρόμησης*», Γεωπονικό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Φροντιστήριο Μαθηματικών.
8. Τσινταράκης, Λεωνίδας Μ., 1988. «*Συγκριτική παρουσίαση υπολογιζομένων τιμών της εξατμισοδιαπνοής E_τ με διάφορες μεθόδους με χρήση μετρήσεων τόσο μετεωρολογικών όσο και εδαφικών στοιχείων σε τρείς τοποθεσίες στην ευρύτερη περιοχή Αττικής*», Μεταπτυχιακή διατριβή στην Α.Γ.Σ.Α., Αθήνα.
9. Χρυσοχοϊδης, Ν.Γ., 1980. «*Θερμότητα*», Γεωπονικό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Εργαστήριο Φυσικής.
10. Χρυσοχοϊδης Ν.Γ., 1990. «*Ατομική - Πυρηνική Φυσική και Εφαρμογές*», Εκδόσεις Α. Σταμούλης, Αθήνα - Πειραιάς.

11. Χρυσοχοϊδης Ν.Γ., 1990. «*Οπτική*», Εκδόσεις Α. Σταμούλης, Αθήνα - Πειραιάς.

Ξένη βιβλιογραφία:

12. Allen, R.G., 1986. «*A Penman for all seasons*», Journal of Irrigation and Drainage Engineering, ASCE, 112(4):348-368.
13. Allen, R.G. and Pruitt, W.O., 1986. «*FAO-24 Reference Evapotranspiration Factors*», Journal of Irrigation and Drainage Engineering, ASCE, 117(5):758-773.
14. Allen, R.G., Smith, M., Perrier, A. and Pereira, L.S., 1994. *«An Update for the definition of Reference Evapotranspiration*», ICID BULLETIN, Vol. 43 / Number 2 p.p. 12-13.
15. Anton, Ya.A. and Ross, Yu.K., 1990. «*Emissivity of a soil - vegetation system*», Sov. J. Remote Sens., 7:859-869
16. Boissard, P., Guyot, G. and Jackson, R.D., 1990. *«Factors affecting the radiative temperature of a vegetative canopy*», In: M.D. Steven and J.A. Clark (Editors), Applications of Remote Sensing in Agriculture. Butterworths, London, pp. 54-72.
17. Brunt, D., 1952. «*Physical and dynamical meteorology*», 2nd ed. University Press, Cambridge, 428 pp.
18. Burman, R.D., Jensen, M.E. and Allen R.G., 1987. *«Thermodynamic factors in evapotranspiration*» 28-30. In James, L.G., and English, M.J. (eds.)., Proc. Irrig. and Drain. Spec. Conf., ASCE, Portland, Ore., July.
19. Doorenbos, J. and Pruitt, W.O., 1977. «*Guidelines for predicting crop water requirements*», FAO Irrig. and Drain. Paper No. 24, 2nd ed., FAO Rome Italy.
20. Frevert, Donald K., Hill, Robert W. and Braaten, Bruce C., 1983. «*Estimation of FAO Evapotranspiration Coefficients*», Journal of Irrigation and Drainage Engineering, ASCE, 109(2):265-270.
21. Hagan R.M., Haise, H.R. and Edminster, T.W., 1967. «*Irrigation of Agricultural lands*», American Society of Agronomy, Publisher Madison, Wisconsin, USA.
22. Harrison, L.P., 1963. «*Fundamental concepts and definitions relating to humidity*», In:Humidity and Moisture, Vol. 3. Wexler A. (ed). Reinhold Publishing Company, New York.

23. Hawking, Stephen W., 1988. «*Το χρονικό του χρόνου - Από τη μεγάλη έκρηξη ως τις Μαύρες Τρύπες*», Εκδόσεις «ΚΑΤΟΠΤΡΟ - Αλ. Μάμαλης & ΣΙΑ Ο.Ε.», ΑΘΗΝΑ.
24. Hawking, Stephen W., 1993. «*Μαύρες Τρύπες, Σύμπαντα βρέφη και άλλα δοκίμια*», Εκδόσεις «ΚΑΤΟΠΤΡΟ - Αλ. Μάμαλης & ΣΙΑ Ο.Ε.», ΑΘΗΝΑ.
25. Idso, Sherwood B., 1981. «*A set of equations for full spectrum and 8 to 14 μm and 10.5 to 12.5 μm thermal radiation from cloudless skies*», Water Resour. Res.,17: 295-304.
26. Idso, Sherwood B. and Jackson, R.D., 1968. «*Significance of fluctuations in the sky radiant emittance for infrared thermometry*», Agron. J. 60: 388-392
27. Jensen, M.E., Burman, R.D. and Allen, R.G., 1990. «*Evapotranspiration and Irrigation Water Requirements*», ASCE Manuals and Reports on Engineering Practice No. 70.
28. List, R.J., 1984. «*Smithsonian Meteorological Tables*», 6th rev. ed., Smithsonian Institution, Washington, 539 pp.
29. Monteith, J.L. and Unsworth, M.H., 1990. «Principles of Environmental Physics», (2nd edn.), Arnold, London.
30. Nerry, F., Labed, J. and Stoll, M.P., 1988. «*Essai de determination absolue des signatures spectrales de sols nus dans l' infrarouge thermique, en emission et en reflexion*.» Proceedings of the 4th International Colloquium on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing, Aussois, France, 18-22 January 1988, ESA SP-287, pp. 185-188.
31. Olioso Albert, 1995. «*Estimating the difference between brightness and surface temperatures for a vegetal canopy*», Agric. For. Meteorol., 72:237-242.
32. Paw U, K.T., 1991. «*Anisotropy of thermal infrared exitance above and within plant canopies*.», Proceedings of the 5th International Colloquium on Physical measurements and Signatures in Remote Sensing, Courchevel, France, 14-18 January 1991, ESA SP-319, pp. 369-374.
33. Paw U, K.T. and Gao, W., 1988. «*Applications of solutions to nonlinear energy budget equations*.», Agric. For. Meteorol., 43: 121-145.
34. Penman, H.L., 1948. «*Natural evaporation from open water, bare soil and grass*», Royal Soc., London Proc. Ser. A, 193.
35. Penman H.L., 1963. «*Vegetation and Hydrology*», Tech. Com., No.53, Commonwealth Bureau of Soils, Harpenden, England.
36. Piper, B.S., 1989. «*Sensitivity of Penman estimates of evaporation to errors in input data*», Agric. Water Manage., 15:279-300.

37. Pruitt, W.O., and Doorenbos, J., 1977. «*Empirical calibration, a requisite for evapotranspiration formulae based on daily or longer mean climatic data?* », Int. Round Table Conf. on Evapotranspiration, Int. Comm. on Irrig. and Drain., Budapest, Hungary. 20 pp.
38. Salter, D.J. and Goode, J.E., 1967. «*Crop responses to water at different stages of growth*», Commonwealth Agricultural Burreau, Farnham Royal, Bucks, England. pp.246+x.
39. Smith, M., Allen, R.G., Monteith, J.L., Perrier, A., Pereira, L. and Segeren, A., 1991. «*Report on the Expert Consultation on procedures for revision of FAO guidelines for prediction of crop water requirements*», Held in FAO, Rome, Italy, 28-31 May 1990.
40. Svendsen, H., Jensen, H.E., Jensen S.E., and Morgensen, V.O., 1990. «*The effect of clear sky radiation on crop surface temperature determined by thermal thermometry*», Agric. For. Meteorol., 50: 239-243.
41. Tetens, O., 1930. «*Uber einige meteorologische Begriffe*», Z. Geophys. 6:297-309.
42. Van Wijk, W.R., 1966. «*Physics of Plant Environment*», 2nd edition, North Holland Publishing Company, Amsterdam.
43. Wright, James L., 1982. «*New Evapotranspiration Crop Coefficients*», ASCE, 108 (IR2), 73-74.