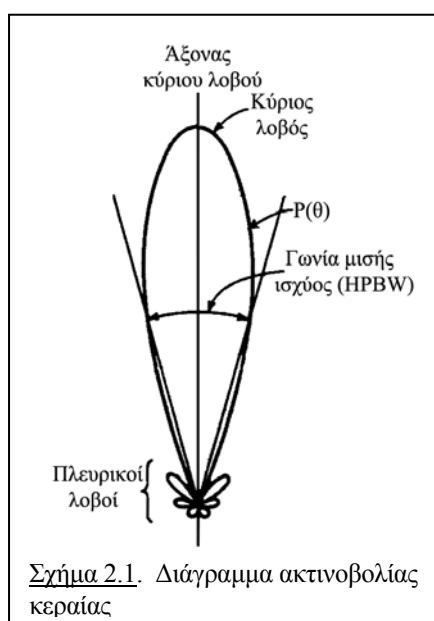


2. ΡΑΔΙΟΤΗΛΕΣΚΟΠΙΑ

2.1 Κεραίες - Γενικές Ιδιότητες

Κεραία (antenna) ονομάζουμε το μέσο στο οποίο ελεύθερα ηλεκτρομαγνητικά κύματα χώρου περιορίζονται και μετατρέπονται σε κατευθυνόμενα κύματα (*κεραία λήψης*) ή και το αντίστροφο (*κεραία εκπομπής*). Η **απόκριση** (response) μιας κεραίας χαρακτηρίζεται από την ικανότητά της να επιτυγχάνει πλήρως ή όχι αυτή τη μετατροπή. Η συνάρτηση $P_n(\theta, \varphi)$ που μας δίνει την απόκριση μιας κεραίας ως προς τις διάφορες διευθύνσεις του χώρου ονομάζεται **διάγραμμα ακτινοβολίας** της κεραίας (antenna pattern). Λόγω της **αρχής της αμοιβαιότητας** (reciprocity principle - Schelkunoff, 1952) που ισχύει για τις ιδιότητες των κεραιών, το διάγραμμα ακτινοβολίας είναι το ίδιο είτε πρόκειται για εκπομπή είτε πρόκειται για λήψη. Αν



με τη βοήθεια ενός δέκτη μετρήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας ενός παραβολικού ραδιοτηλεσκοπίου που εκπέμπει, θα παρατηρήσουμε ότι αυτό παραμένει αναλλοίωτο (σταθερό και ανεξάρτητο της απόστασης) μόνο αν η μέτρησή μας γίνει από απόσταση $r > r_F = 2D^2/\lambda$ όπου D είναι η διάμετρος του ραδιοτηλεσκοπίου και λ είναι το μήκος κύματος της παρατήρησης. Για κοντινότερες αποστάσεις το διάγραμμα δεν είναι σταθερό και εξαρτάται τόσο από την απόσταση όσο και από τη γωνία (αζιμούθιο) ως προς τον κύριο άξονα του ραδιοτηλεσκοπίου από την οποία γίνεται η μέτρηση. Η περιοχή που ορίζεται από τη σφαίρα ακτίνας r_F ονομάζεται

περιοχή Fraunhofer (Fraunhofer region) και το διάγραμμα ακτινοβολίας που μετρούμε εντός αυτής, **διάγραμμα κοντινού πεδίου** (near field). Το διάγραμμα ακτινοβολίας που μετρούμε εκτός της περιοχής Fraunhofer ονομάζεται **διάγραμμα μακρινού πεδίου** (far field).

Το διάγραμμα ακτινοβολίας (μακρινού πεδίου) αποτελείται συνήθως από έναν αριθμό λοβών όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1. Ο μεγαλύτερος λοβός ονομάζεται **κύριος λοβός** (main lobe) οι δε υπόλοιποι ονομάζονται **δευτερεύοντες** ή **πλευρικοί λοβοί** (side lobes). Στο Σχήμα 2.1 παρουσιάζεται μια τομή του διαγράμματος ακτινοβολίας που διέρχεται από το μέγιστο του κύριου λοβού. Βεβαίως είναι προφανές ότι για την πλήρη περιγραφή του διαγράμματος ακτινοβολίας μιας κεραίας απαιτείται η πλήρης (τριδιάστατη) πολική απεικόνιση. Στις περισσότερες περιπτώσεις όμως το διάγραμμα είναι αξονικά συμμετρικό και επομένως περιγράφεται ικανοποιητικά με πολικές συντεταγμένες όπως στο Σχήμα 2.1. Στις πρακτικές εφαρμογές μας ενδιαφέρει περισσότερο το τμήμα του διαγράμματος που περιγράφει τον κύριο λοβό. Μια ιδιαίτερα σημαντική παράμετρος των ραδιοτηλεσκοπίων είναι το **εύρος δέσμης** (beamwidth) του κύριου λοβού, δηλαδή το “*άνοιγμα*” του. Όσο στενότερη είναι η δέσμη τόσο ευκολότερα διακρίνονται δύο ραδιοπηγές των οποίων η γωνιώδης απόσταση είναι μικρή, δηλαδή τόσο καλύτερη είναι η **διακριτική ικανότητα** (resolution) της κεραίας. Για την ποσοτική σύγκριση του εύρους δέσμης διαφόρων τηλεσκοπίων χρησιμοποιείται η στερεά γωνία που ορίζεται από τον κώνο που διέρχεται από τα σημεία όπου η απόκριση της κεραίας ελαττώνεται κατά το ήμισυ. Θεωρώντας μάλιστα ότι ο κύριος λοβός της κεραίας είναι συμμετρικός ως προς τον κύριο άξονά του, απλοποιούμε την απεικόνιση και τους υπολογισμούς μας παίρνοντας μια τομή του λοβού με επίπεδο που διέρχεται από τον άξονά του (Σχ. 2.1). Η γωνία που σχηματίζεται ονομάζεται **γωνία μισής ισχύος** (half power beamwidth – HPBW).

Στη γενική περίπτωση, αν με $P_n(\theta, \phi)$ συμβολίσουμε την (κανονικοποιημένη ως προς το μέγιστο) συνάρτηση του διαγράμματος ακτινοβολίας της κεραίας, τότε η συνολική απόκριση δίνεται από τη σχέση:

$$\Omega_A = \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.1)$$

όπου Ω_A είναι η **στερεά γωνία δέσμης** (beam solid angle), [rad²]

$P_n(\theta, \phi)$ είναι το κανονικοποιημένο διάγραμμα ακτινοβολίας, [αδιάστατη ποσότητα], και $d\Omega$ είναι η στοιχειώδης στερεά γωνία (= $\sin\theta d\theta d\phi$), [rad²]

Η στερεά γωνία δέσμης ισούται με τη στερεά γωνία από την οποία θα εκπέμποταν όλη η ισχύς μιας κεραίας (εκπομπής) αν η ισχύς της ήταν ισοτροπικά κατανομημένη μέσα σε αυτή (τη στερεά γωνία), η δε τιμή της ήταν ίση με αυτή του μεγίστου του κύριου λοβού. Αν στη σχέση (2.1) περιορίσουμε την ολοκλήρωση στον κύριο λοβό:

$$\Omega_M = \int_{\text{Κύριος λοβός}} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.2)$$

τότε παίρνουμε τη **στερεά γωνία του κύριου λοβού** (main beam solid angle), Ω_M .

Ιδιαίτερα χρήσιμη ποσότητα είναι και η κατευθυντική ικανότητα ή **κατευθυντικότητα** (directivity), D , μιας κεραίας που ορίζεται ως ο λόγος της μέγιστης έντασης ακτινοβολίας προς τη μέση ένταση ακτινοβολίας της κεραίας. Εύκολα αποδεικνύεται ότι η κατευθυντικότητα ισούται προς:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (2.3)$$

Με τη βοήθεια της θεωρίας του ηλεκτρομαγνητισμού αποδεικνύεται ότι η στερεά γωνία δέσμης ενός ραδιοτηλεσκοπίου δίνεται από τη σχέση:

$$\Omega_A = \frac{\lambda^2}{A_e} \quad (2.4)$$

όπου λ είναι το μήκος κύματος, [m], και

A_e είναι η ενεργός συλλεκτική επιφάνεια του τηλεσκοπίου, [m²].

Η **ενεργός συλλεκτική επιφάνεια** (effective aperture, A_e) είναι συνήθως μικρότερη από τη γεωμετρική συλλεκτική επιφάνεια της κεραίας, $A_g = \pi d^2/4$, όπου d η διάμετρος της κεραίας.

Από τις σχέσεις (2.3) και (2.4) έπεται ότι η κατευθυντικότητα, D , μιας κεραίας ισούται προς:

$$D = \left(\frac{4\pi}{\lambda^2} \right) A_e \quad (2.5)$$

Επίσης ως **απολαβή** (gain), G , μιας κεραίας ορίζουμε την ποσότητα:

$$G = k_{\text{sys}} D = k_{\text{sys}} \left(\frac{4\pi}{\lambda^2} \right) A_e \quad (2.6)$$

όπου το k_{sys} είναι η **απόδοση** (efficiency) τού **συστήματος** ή πιο σωστά του συνολικού συστήματος ανίχνευσης (κεραία και ενισχυτής). Ουσιαστικά η απόδοση, k_{sys} εκφράζει την ικανότητα της κεραίας να μετατρέπει την ισχύ εξόδου του ενισχυτή σε ακτινοβολία (κεραία εκπομπής) και το αντίθετο (κεραία λήψης). Όταν η κεραία έχει μηδενική ομική αντίσταση τότε $k_{\text{sys}} = 1$.

Τέλος στη θεωρία των κεραιών μας ενδιαφέρουν ακόμα δύο ποσότητες, η **απόδοση δέσμης** (beam efficiency), e_M , που ορίζεται ως:

$$e_M = \frac{\Omega_M}{\Omega_A} \quad (2.7)$$

και η **απόδοση κεραίας** (aperture efficiency), η , που ορίζεται ως:

$$\eta = \frac{A_e}{A_g} \quad (2.8)$$

Είναι προφανές ότι όταν κάνουμε παρατηρήσεις μας ενδιαφέρει οι δευτερεύοντες λοβοί να είναι όσο το δυνατό μικρότεροι σε σχέση με τον κύριο λοβό. Συνήθως ο λόγος του μεγίστου του κυρίου λοβού προς το μέγιστο του μεγαλύτερου από τους δευτερεύοντες λοβούς μετράται σε decibel (dB) και στα σύγχρονα ραδιοτηλεσκόπια κυμαίνεται μεταξύ 10 και 30 dB.

2.2. Παραβολικές κεραιές - Ραδιοτηλεσκόπια

Η ενέργεια των ραδιοφωνικών κυμάτων είναι εξαιρετικά μικρή. Για το λόγο αυτό είναι ιδιαίτερα επιθυμητή η ύπαρξη μεγάλης συλλεκτικής επιφάνειας των κεραιών που χρησιμοποιούνται για ραδιοαστρονομικές παρατηρήσεις. Οι παραβολικές κεραιές, των οποίων το κύριο χαρακτηριστικό είναι η μεγάλη παραβολοειδής εκ περιστροφής επιφάνεια, ικανοποιούν ακριβώς αυτό το κριτήριο και είναι πολύ διαδεδομένες στις ραδιοαστρονομικές παρατηρήσεις, κυρίως εκεί που απαιτούνται μετρήσεις σε υψηλές συχνότητες ($\lambda < 0.5$ m). Λόγω της πολύ μεγάλης απόστασης που βρίσκονται οι προς παρατήρηση ραδιοπηγές, θεωρούμε ότι τα σήματα που συλλέγονται από το παραβολικό κάτοπτρο μιας τέτοιας κεραίας προέρχονται από το άπειρο και επομένως το στιγμιαίο μέτωπο των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που φτάνει στο τηλεσκόπιο είναι επίπεδο. Εξαιτίας της χαρακτηριστικής γεωμετρικής ιδιότητας των παραβολικών επιφανειών, έπεται ότι τα κύματα συγκεντρώνονται σε ένα σημείο και μάλιστα αν η ραδιοπηγή βρίσκεται στην προέκταση του άξονα της παραβολικής επιφάνειας, συλλέγονται στην εστία της παραβολής. Εκεί ακριβώς τοποθετούμε το δίπολο ή τον

κυματαγωγό μας (ανάλογα με τη συχνότητα που χρησιμοποιούμε) και τα ελεύθερα κύματα χώρου, από το σημείο αυτό και μετά, περιορίζονται και μετατρέπονται σε ηλεκτρικά σήματα. Η παραβολική κεραία που μόλις περιγράψαμε ονομάζεται **παραβολικό ραδιοτηλεσκόπιο** ενώ στις σύγχρονες τηλεπικοινωνίες έχει επικρατήσει η ονομασία **δορυφορική κεραία**. Η απόδοση κεραίας, η, ενός παραβολικού ραδιοτηλεσκοπίου κυμαίνεται μεταξύ 30% και 90% ανάλογα με την ακρίβεια της κατασκευής του και τη συχνότητα παρατήρησης.

Το κριτήριο του Rayleigh για τη διακριτική ικανότητα ενός οπτικού τηλεσκοπίου μπορεί να γενικευτεί και για ραδιοτηλεσκόπια. Σύμφωνα με το κριτήριο αυτό για να διακρίνουμε δύο σημειακές οπτικές πηγές πρέπει η γωνιώδης απόστασή τους να είναι μεγαλύτερη ή ίση προς τη γωνιώδη απόσταση του μεγίστου του *δίσκου του Airy* από το πρώτο ελάχιστο των κροσσών περίθλασης (βλ. Αυγολούπη, Σειραδάκη, 1993, σ.28). Η διακριτική ικανότητα εξαρτάται από το μήκος κύματος που γίνεται η παρατήρηση και από τη διάμετρο του τηλεσκοπίου και δίνεται από τη σχέση:

$$\theta_A = 1.22 \times \lambda / D$$

όπου θ_A είναι η διακριτική ικανότητα, [rad],

λ είναι το μήκος κύματος που γίνεται η παρατήρηση [cm] και

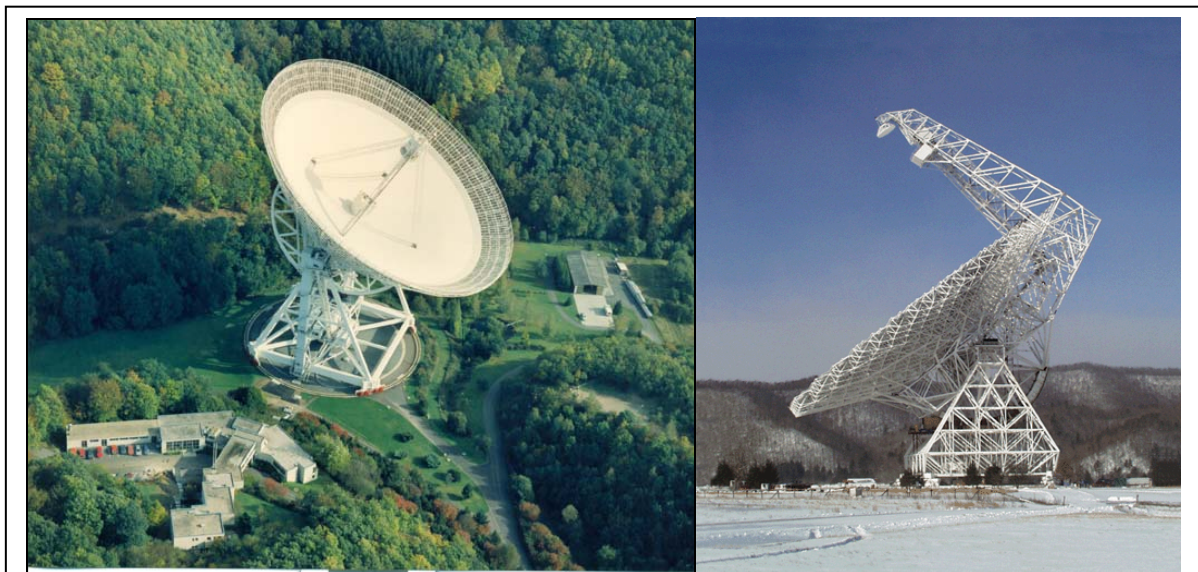
D είναι η διάμετρος του τηλεσκοπίου [cm].

Στα ραδιοτηλεσκόπια το κριτήριο του Rayleigh αναφέρεται στη γωνία μισής ισχύος (HPBW) και όχι στο πρώτο ελάχιστο μεταξύ των λοβών. Παρόλα αυτά η παραπάνω σχέση αποδεικνύεται ότι ισχύει ακριβώς. Για πρακτικούς λόγους η διακριτική ικανότητα των ραδιοτηλεσκοπίων μετράται σε πρώτα λεπτά τόξου (arcmin) και η σχέση που μας δίνει τη διακριτική τους ικανότητα είναι:

$$\theta_A = 4.2 \times 10^3 \lambda / D \quad (2.9)$$

όπου το θ_A μετράται σε [arcmin].

Για παράδειγμα η διακριτική ικανότητα της δορυφορικής κεραίας διαμέτρου 3 m του Εργαστηρίου Αστρονομίας του ΑΠΘ, που είναι μια σχετικά μεγάλη δορυφορική κεραία, στη συχνότητα των 11.75 GHz (χαρακτηριστική συχνότητα εκπομπής δορυφορικών προγραμμάτων) είναι 36 arcmin.



Σχήμα 2.2. Τα δύο μεγαλύτερα, πλήρως περιστρεφόμενα ραδιοτηλεσκόπια του κόσμου, διαμέτρου 100 m, στο Effelsberg, κοντά στη Βόννη της Γερμανίας (αριστερά) και στο Green Bank, στην W. Virginia των Η.Π.Α. (δεξιά).

Η σχετικά μικρή αυτή διακριτική ικανότητα σημαίνει ότι το εύρος δέσμης του κύριου λοβού της κεραίας είναι αρκετά ευρύ, ώστε όταν συμβαίνουν μικρές μετατοπίσεις της κεραίας, π.χ. λόγω ισχυρού ανέμου, ο (γεωστατικός) δορυφόρος, ο οποίος εκπέμπει το πρόγραμμα στο οποίο είμαστε συντονισμένοι, παραμένει εντός του κύριου λοβού και η λήψη του σήματος είναι αδιάλειπτη. Η διακριτική ικανότητα ενός εκ των μεγαλύτερων, πλήρως περιστρεφόμενων, ραδιοτηλεσκοπίων του κόσμου, διαμέτρου 100 m (Σχ. 2.2), όταν εκτελεί παρατηρήσεις σε συχνότητα 15 GHz ($\lambda = 2$ cm), είναι 0.84 arcmin (50 arcsec). Δηλαδή η διακριτική ικανότητά του είναι συγκρίσιμη με αυτή του ανθρώπινου οφθαλμού. Εδώ πρέπει να παρατηρήσουμε ότι η διακριτική ικανότητα των μετρίων και μεγάλων οπτικών τηλεσκοπίων, όπως υπολογίζεται από τη σχέση (2.9) είναι πολύ υψηλότερη, στην πράξη όμως δεν υπερβαίνει το 1 arcsec λόγω της διαταραχής της ατμόσφαιρας (φαινόμενο "seeing" -βλ. Βάρβογλη, Σειραδάκη, 1991, σ.71).

Όπως φαίνεται από τη σχέση (2.9) η διακριτική ικανότητα ενός ραδιοτηλεσκοπίου εξαρτάται από τη διάμετρό του, D . Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό με την επιτακτική ανάγκη μεγάλης συλλεκτικής επιφάνειας, λόγω της χαμηλής ενέργειας των ραδιοφωτονίων, έχει οδηγήσει στην κατασκευή μεγάλων ραδιοτηλεσκοπίων όπως στο Parkes της Αυστραλίας, ($D = 64$ m), στο Jodrell Bank της Μ. Βρετανίας ($D = 76$ m), στη Βόννη της Γερμανία ($D = 100$ m), στο Green Bank των Η.Π.Α. (100 m), στο Arecibo του Πόρτο Ρίκο ($D = 305$ m, σφαιρικό, ακίνητο), κ. α. Στοιχεία για τα μεγαλύτερα ραδιοτηλεσκόπια του κόσμου δίνονται στον Πίνακα 2.1. Το ραδιοτηλεσκόπιο των 92 m του Green Bank, Η.Π.Α. κατέρρευσε το Νοέμβριο 1988 μετά από 26 χρόνια λειτουργίας και αντικαταστάθηκε από το Green Bank Telescope (GBT, $D = 100$

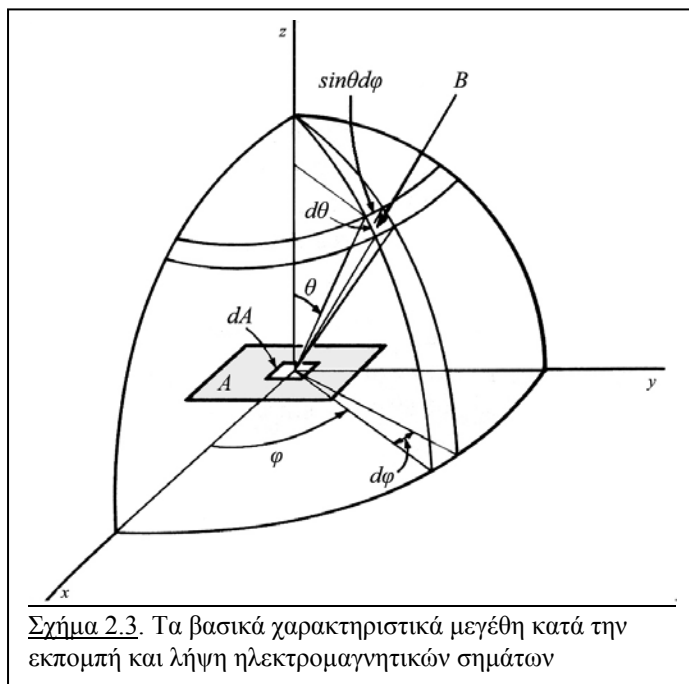
m), το οποίο μαζί με αυτό της Βόννης, είναι τα μεγαλύτερα, πλήρως περιστρεφόμενο, ραδιοτηλεσκόπια στον κόσμο.

Πίνακας 2.1. Μερικά από τα σπουδαιότερα ραδιοτηλεσκόπια

Αστεροσκοπείο	Τοποθεσία	Συλλεκτική Επιφάνεια [m ²]	Διάμετρος ή Μέγιστο Μήκος [m]	Παρατηρήσεις (Μέγιστη συχνότητα παρατήρησης)
Square Kilometer Array (SKA)	Αυστραλία (;)	1000000	1000	Υπό μελέτη
Giant Meterwave Radio Telescope (GMRT)	Pune, Ινδία	229022	25000	36 κεραιές × 45 m (1.4 GHz)
Arecibo (Cornell University)	Πόρτο Ρίκο, Καραϊβική	292099	305	Σφαιρικό. Το μεγαλύτερο ακίνητο ραδιοτηλεσκόπιο του κόσμου (15 GHz)
Very Large Array (VLA)	New Mexico, Η.Π.Α.	132299	21000	27 κεραιές × 25m (25 GHz)
Culgoora	CSIRO, Australia	122742	3000	Ραδιοηλιογράφος
Effelsberg	Βόννη, Γερμανία	31416	100	Το μεγαλύτερο παραβολικό P/T του κόσμου (80 GHz)
Green Bank	W. Virginia, Η.Π.Α.	31416	100	Το μεγαλύτερο παραβολικό P/T του κόσμου (80 GHz)
Westerbork	Westerbork, Ολλανδία	27489	4000 E/W	12 κεραιές × 25m (5 GHz)
Northern Cross	Μπολόνια, Ιταλία	26800	400 N/S	Συμβολομετρικό
Lovell, Jodrell Bank	Manchester, Αγγλία	18145	76	(10 GHz)
Molonglo	Sydney, Αυστραλία	18068	1600 E/W	Συμβολόμετρο
Ooty	Bangalore, Ινδία	17865	4700	Συμβολόμετρικό
Deep Space Network	-Goldstone, Η.Π.Α. -Robledo, Ισπανία -Tidbinbilla, Αυστραλία	15393	70	Για παρακολούθηση μακρινών διαστημικών αποστολών (8.3 GHz)
Parkes	Parkes, Αυστραλία	12868	64	Το μεγαλύτερο P/T στο Ν. ημισφαίριο (5 GHz)
Ratan 600	Καύκασος, Ρωσία	12600	600 × 3	Ακίνητο, δακτυλιοειδές
Nancay	Nancay, Γαλλία	7500	300 x 35	Συμβολομετρικό
Algonquin	Ontario, Καναδάς	7238	48	Αλταζιμουθιακό (15 GHz)
ALMA	Atacama, Χιλή, h = 5000 m	7200	12	Υπό κατασκευή 64 κεραιές × 64 m (350 μm = ~900 GHz, ω = 10 ⁻³ arcsec)
Fleurs Radio Telescope	Fleurs, Αυστραλία	7076	E/W	32 × 5.8 m + 6 × 14 m (1.4 GHz)
MERLIN	Αγγλία	6362	134 000	Συμβολομετρικό
Nobeyama	Honshu, Ιαπωνία	6361	45	Αλταζιμουθιακό, (300 GHz)
Australia Telescope	Αυστραλία	5800	300000 E/W	Συμβολομετρικό
Owens Valley	Καλιφόρνια, Η.Π.Α.	5026	40	(42 GHz)
IRAM	Plateau de Bure, Γαλλία	4241	400	6 κεραιές × 15 m (230 GHz)
Medicina	Medicina, Ιταλία	3217	32	VLBI (23 GHz)
Noto	Noto, Σικελία	3217	32	VLBI (23 GHz)
5 km Telescope	Cambridge, Αγγλία	2512	5000 E/W	8 κεραιές × 10m
IRAM	Pico Veleta, Ισπανία	2827	30	(375 GHz)
JCMT	Χαβάη, Η.Π.Α.	707	15	(1000 GHz)

2.3. Θεωρία κεραιών - Μερικές βασικές σχέσεις

Στις τηλεπικοινωνίες η πιο συνηθισμένη μονάδα μέτρησης της ισχύος μιας ραδιοπηγής (π.χ. ενός ραδιοφωνικού σταθμού) είναι η ισχύς που εκπέμπει ανά μονάδα επιφάνειας (Watt m^{-2}), κάθετη προς τη διεύθυνση διάδοσης των ραδιοκυμάτων. Στον Ηλεκτρομαγνητισμό η μονάδα αυτή ονομάζεται (φωτεινή) ροή, στην Οπτική φωτισμός και στην Οπτική Αστρονομία λαμπρότητα. Η μονάδα αυτή είναι χρήσιμη μόνο όταν το εύρος της συχνότητας του σήματος



είναι μικρότερο από το εύρος που δύναται να ανιχνεύσει ο δέκτης μας. Η συνθήκη αυτή σπάνια ικανοποιείται στη Ραδιοαστρονομία. Η μονάδα μέτρησης της ισχύος των αστρονομικών ραδιοπηγών (σε μια ορισμένη συχνότητα) είναι η **πυκνότητα ροής** (flux density), S_ν , και μετρείται σε $\text{Watt m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. Όπως αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο, η ενέργεια των ραδιοκυμάτων είναι τόσο μικρή ώστε η μονάδα αυτή να είναι ουσιαστικά ακατάλληλη για τις μετρήσεις

μας. Στην πράξη η βασική μονάδα μέτρησης της έντασης ακτινοβολίας των ουράνιων ραδιοπηγών είναι το **Jansky** (Jy) που εξ ορισμού είναι ίσο προς $10^{-26} \text{Watt m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. Τα βασικά γεωμετρικά μεγέθη κατά την εκπομπή ή λήψη σημάτων από τυχαία διεύθυνση δίνονται στο Σχήμα 2.3.

Η μέτρηση της πυκνότητας ροής μιας ραδιοπηγής έχει νόημα μόνο όταν ηγωνιώδης διάμετρός της είναι μικρότερη από το εύρος της δέσμης του κύριου λοβού του ραδιοτηλεσκοπίου με το οποίο γίνεται η μέτρηση (όταν πρόκειται δηλαδή για μια **σημειακή ραδιοπηγή**, point source). Όταν ηγωνιώδης διάμετρος της πηγής είναι μεγαλύτερη ή συγκρίσιμη με το εύρος της δέσμης του κύριου λοβού (όταν πρόκειται δηλαδή για μια **εκτεταμένη ραδιοπηγή**, resolved source), τότε οι μετρήσεις μας αναφέρονται μόνο στο τμήμα της πηγής που παρατηρούμε και όχι στο σύνολό της. Κατά τις μετρήσεις των εκτεταμένων πηγών μας

ενδιαφέρει όχι μόνο το μέγεθος της πυκνότητας ροής (σε μια ορισμένη συχνότητα) αλλά και η διεύθυνση από την οποία προέρχεται. Ορίζεται έτσι ένα νέο μέγεθος, που εξαρτάται και από τη διεύθυνση και ονομάζεται (μονοχρωματική) **ένταση** της (Ραδιοφωνικής) **ακτινοβολίας** (radio intensity or brightness), $B_\nu(\theta, \phi)$. Η ένταση της ακτινοβολίας μετρείται σε $\text{Watt m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{rad}^{-1}$.

Είναι φανερό ότι η πυκνότητα ροής μιας ραδιοπηγής δίνεται από τη σχέση

$$S_\nu = \iint B_\nu(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{Watt m}^{-2} \text{Hz}^{-1}] \quad (2.10)$$

και εφόσον η παρατήρηση γίνεται υπό γωνία θ (η στοιχειώδης συλλεκτική επιφάνεια dA συνήθως δεν είναι κάθετη προς τη διεύθυνση διάδοσης, βλ. Σχ. 2.3), τότε δίνεται από τη σχέση

$$S_\nu = \iint B_\nu(\theta, \phi) \cos \theta d\Omega \quad [\text{Watt m}^{-2} \text{Hz}^{-1}] \quad (2.11)$$

Στην πραγματικότητα στις παρατηρήσεις υπεισέρχεται και το διάγραμμα ακτινοβολίας του ραδιοτηλεσκοπίου $P_n(\theta, \phi)$, και η πυκνότητα ροής που παρατηρούμε δίνεται από τη σχέση:

$$S_{\nu,o} = \iint B_\nu(\theta, \phi) P(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{Watt m}^{-2} \text{Hz}^{-1}] \quad (2.12)$$

Αν η παρατήρηση γίνεται με τηλεσκόπιο που έχει ενεργό συλλεκτική επιφάνεια A_e (βλ. σχέση 2.4), τότε η συνολική ισχύς που λαμβάνουμε σε μια ορισμένη συχνότητα δίνεται από τη σχέση:

$$W_{\nu,o} = A_e \iint B_\nu(\theta, \phi) P(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{Watt Hz}^{-1}]. \quad (2.13)$$

Αξίζει να σημειωθεί όταν οι κεραιές δύνανται να συλλέξουν μόνο μία συνιστώσα πόλωσης, τότε ανιχνεύουν μόνο τη μισή ακτινοβολία και η σχέση (2.13) γίνεται

$$W_{\nu,o} = \frac{1}{2} A_e \iint B_\nu(\theta, \phi) P(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{Watt Hz}^{-1}]. \quad (2.14)$$

Η γενικευμένη σχέση (2.13) απλοποιείται όταν η κατανομή της έντασης ακτινοβολίας της πηγής είναι σταθερή, δηλαδή όταν $B_\nu(\theta, \phi) = B_c$. Τότε η σχέση (2.13), με τη βοήθεια και της σχέσης (2.1), γίνεται

$$W_{\nu,o} = A_e B_c \Omega_A \quad [\text{Watt Hz}^{-1}]. \quad (2.15)$$

Η σχέση (2.15) με τη βοήθεια της σχέσης (2.12) γίνεται

$$W_{\nu,o} = A_e S_{\nu,o} \quad [\text{Watt Hz}^{-1}]. \quad (2.16)$$

Η σχέση (2.16) μας δίνει την **ισχύ** (power) ανά μονάδα συχνότητας που λαμβάνει μια κεραία που έχει διάγραμμα ακτινοβολίας $P_n(\theta, \phi)$ και ενεργό συλλεκτική επιφάνεια A_e από μια ραδιοπηγή της οποίας η πυκνότητα ροής είναι S_ν . Η ισχύς αυτή μπορεί να ανιχνευτεί με την βοήθεια κατάλληλων ενισχυτών και να καταγραφεί για περαιτέρω μελέτη.

Στο σημείο αυτό επιβάλλεται να κάνουμε ένα μικρό ποσοτικό υπολογισμό για να κατανοήσουμε πόσο ασθενή είναι τα σήματα που συλλέγουν τα ραδιοτηλεσκόπια από τις ουράνιες ραδιοπηγές και να αντιληφθούμε πόσο ευαίσθητοι είναι οι ενισχυτές που χρησιμοποιούνται στα ραδιοτηλεσκόπια. Όπως φαίνεται από το Σχ. 1.4 το **Νεφέλωμα του Καρκίνου** (Crab Nebula) είναι μια από τις ισχυρότερες ουράνιες ραδιοπηγές σε υψηλές συχνότητες. Στα 10 GHz η πυκνότητα ροής του είναι περίπου 10^3 Jy. Αν το παρατηρήσουμε με ένα ραδιοτηλεσκόπιο διαμέτρου 100 m ($A_e \approx A_g = 5 \times 10^3$ m²) με ενισχυτή που δύναται να ανιχνεύει σήματα εύρους 20 MHz στη συχνότητα των 10 GHz, η συνολική ισχύς που θα καταγράψουμε είναι μόλις της τάξης των 10^{-12} Watt (βλ. σχέση 2.16).

Η κεραία ενός τηλεσκοπίου μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι μια θερμική αντίσταση, στην οποία η κίνηση Brown των ηλεκτρονίων της δημιουργεί ένα ρεύμα εντάσεως i του οποίου η μέση ένταση $\langle i \rangle$ είναι μηδέν, η μέση τετραγωνική όμως τιμή του, που αντιπροσωπεύει ισχύ, είναι $\langle i^2 \rangle \neq 0$. Η ισχύς που παρέχει μια αντίσταση θερμοκρασίας T , σύμφωνα με το νόμο του Planck, δίνεται από τη σχέση

$$W d\nu = \frac{h\nu d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.17)$$

ανεξάρτητη από την τιμή της αντίστασης. Επειδή στις φυσικές πηγές που εξετάζει η ραδιοαστρονομία το $h\nu$ είναι σχεδόν πάντοτε πολύ μικρότερο από το kT , και επομένως ισχύει

$$e^{h\nu/kT} \approx 1 + h\nu/kT \quad (2.18)$$

η σχέση (2.17) γίνεται

$$W dv = kT dv \quad (2.19)$$

Η σχέση (2.19) εκφράζει το **θεώρημα του Nyquist** για θερμικές αντιστάσεις. Σύμφωνα με το θεώρημα αυτό, που ισχύει βέβαια και για κεραίες, η θερμοδυναμική **θερμοκρασία κεραίας** (antenna temperature), T_A , που λέγεται και **θερμοκρασία θορύβου** (noise temperature) εξαρτάται από την ισχύ του σήματος που αυτή συλλέγει ($W = k T_A$). Χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.16) αποδεικνύεται ότι η θερμοκρασία κεραίας εξαρτάται γραμμικά από την πυκνότητα ροής της υπό παρατήρηση ραδιοπηγής

$$S_{v,o} = (kT_A)/A_e \quad (2.20)$$

Από την παραπάνω συζήτηση βέβαια γίνεται αμέσως φανερό ότι η θερμοκρασία κεραίας, T_A εξαρτάται αποκλειστικά από την ένταση ακτινοβολίας που συλλέγεται από μια κεραία και δεν έχει καμία σχέση με τη φυσική θερμοκρασία της κεραίας η οποία, συνήθως, ισούται με τη θερμοκρασία περιβάλλοντος (που είναι ~ 300 K).

2.4. Ευαισθησία κεραιών - Ελάχιστη ανιχνεύσιμη πυκνότητα ροής

Η ελάχιστη θερμοκρασία κεραίας (T_{\min}) που μπορεί να ανιχνεύσει ένα ραδιοτηλεσκόπιο σε μια ορισμένη συχνότητα εξαρτάται από τη θερμοκρασία της ίδιας της κεραίας (T_A), ή σωστότερα από τη θερμοκρασία όλου του συστήματος (κεραίας και ενισχυτή), T_{sys} , το εύρος συχνοτήτων, $\Delta\nu$, που δύναται να ανιχνεύσει και ασφαλώς από τον συνολικό χρόνο παρατήρησης, t , (αντίστοιχος προς τον χρόνο έκθεσης των φιλμ στην Οπτική Αστρονομία). Η σχέση που συνδέει τα παραπάνω μεγέθη είναι

$$T_{\min} = \frac{k_{\text{sys}} T_{\text{sys}}}{\sqrt{\Delta\nu t}} \quad (2.21)$$

- όπου T_{\min} είναι η ελάχιστη ανιχνεύσιμη θερμοκρασία, [K],
 k_{sys} είναι η απόδοση της κεραίας, [αδιάστατη ποσότητα],
 T_{sys} είναι η θερμοκρασία συστήματος, [K],
 $\Delta\nu$ είναι το εύρος συχνοτήτων του τηλεσκοπίου, [Hz] και
 T είναι ο συνολικός χρόνος παρατήρησης, [s].

Η σχέση του Planck

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.22)$$

στις ραδιοαστρονομικές συχνότητες, όπου ισχύει πάντα $h\nu \ll kT$, (βλέπε και σχ. 2.18) απλοποιείται

$$B_\nu(T) = (2kT)/\lambda^2 \quad (2.23)$$

Η σχέση (2.23) αποτελεί το γνωστό **νόμο των Reyleigh-Jeans** και χρησιμοποιείται ευρέως στη Ραδιοαστρονομία. Με τη βοήθεια των σχ. (2.21) και (2.23) μπορούμε να υπολογίσουμε την ελάχιστη ένταση ακτινοβολίας, $B_{\nu,\min}$, που δύναται να ανιχνεύσει ένα ραδιοτηλεσκόπιο σε μια ορισμένη συχνότητα

$$B_{\nu,\min}(T) = \frac{2 k k_{\text{sys}} T_{\text{sys}}}{\lambda^2 \sqrt{\Delta \nu t}} \quad (2.24)$$

Τέλος με τη βοήθεια των σχ. (2.4), (2.12) και (2.24) υπολογίζεται η ελάχιστη πυκνότητα ροής, $S_{\nu,\min}$, που δύναται να ανιχνεύσει ένα ραδιοτηλεσκόπιο

$$S_{\nu,\min}(T) = \frac{2 k k_{\text{sys}} T_{\text{sys}}}{A_e \sqrt{\Delta \nu t}} \quad (2.25)$$

Η ποσότητα $S_{\nu,\min}$ αποτελεί μέτρο της ευαισθησίας ενός ραδιοτηλεσκοπίου και είναι πολύ χρήσιμη για την αξιολόγηση των παρατηρήσεων.

Ένα σημαντικό αποτέλεσμα του νόμου των Reyleigh-Jeans είναι πως σε ραδιοφωνικές συχνότητες μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η ένταση της ακτινοβολίας ενός μελανού σώματος και η θερμοδυναμική του θερμοκρασία συνδέονται γραμμικά. Η γραμμική αυτή σχέση είναι τόσο διαδεδομένη μεταξύ των ραδιοαστρονόμων ώστε πολλές φορές αντί της έντασης ακτινοβολίας μιας ραδιοπηγής χρησιμοποιείται η **θερμοκρασία λαμπρότητάς** της (brightness temperature), T_b , σύμφωνα με τη σχέση

$$T_b = (\lambda^2 B_\nu)/2k \quad (2.26)$$

Η θερμοκρασία αυτή ισούται με την πραγματική θερμοδυναμική θερμοκρασία της ραδιοπηγής μόνον εφόσον αυτή εκπέμπει ως μέλαν σώμα (θερμική ακτινοβολία). Σε όλες τις άλλες περιπτώσεις η ένταση ακτινοβολίας δεν εξαρτάται γραμμικά από τη θερμοκρασία της πηγής και η σχέση (2.26) δεν ισχύει. Παρόλα αυτά η θερμοκρασία λαμπρότητας χρησιμοποιείται ευρέως, ακόμα και σε σαφείς περιπτώσεις μη θερμικής ακτινοβολίας, δεδομένου ότι μας επιτρέπει να συγκρίνουμε τις διάφορες ραδιοπηγές υπό μια φυσική ιδιότητά τους (τη θερμοκρασία) η οποία είναι πολύ πιο κατανοητή από την έννοια της έντασης ακτινοβολίας.

Άσκηση. Κατά τη διάρκεια παρατηρήσεων του πλανήτη Άρη με ραδιοτηλεσκόπιο διαμέτρου 25 m σε συχνότητα 10 GHz, βρέθηκε ότι η θερμοκρασία κεραίας αυξήθηκε κατά 0.24 K. Να βρεθεί η θερμοκρασία λαμπρότητας του πλανήτη, αν κατά τη στιγμή της παρατήρησης ηγωνιώδης διάμετρός του ήταν $\theta_{\text{Αρη}} = 10''$.

Λύση. Από τις σχέσεις 2.26 και 2.20 βρίσκουμε:

$$\frac{T_b}{T_A} = \frac{\lambda^2 B_{\nu,o}}{S_{\nu,o} A_e} = \frac{\lambda^2 / A_e}{S_{\nu,o} / B_{\nu,o}} = \frac{\Omega_A}{\Omega_{\text{Αρη}}}$$

ή

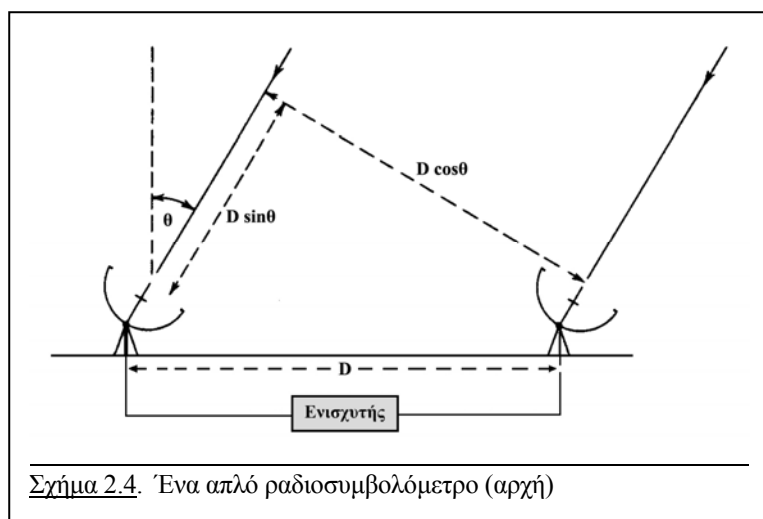
$$T_b = T_A \frac{(4.2 \cdot 10^3 \lambda / D)^2}{\theta_{\text{Αρη}}^2} = 219 \text{ K}$$

2.5 Συμβολομετρία

Η διακριτική ικανότητα ενός ραδιοτηλεσκοπίου, όπως γίνεται φανερό από τη σχ. (2.9), εξαρτάται από το λόγο λ/D όπου D είναι η διάμετρος του τηλεσκοπίου και λ το μήκος κύματος στο οποίο γίνεται η παρατήρηση. Εδώ βέβαια πρέπει να παρατηρήσουμε πως η ίδια διακριτική ικανότητα επιτυγχάνεται αν, αντί ενός ραδιοτηλεσκοπίου διαμέτρου D , χρησιμοποιήσουμε δύο (μικρότερα) ραδιοτηλεσκόπια που απέχουν μεταξύ τους απόσταση D . Η αρχή στην οποία στηρίζεται ένα τέτοιο σύστημα είναι γνωστή από την Οπτική ως αρχή της συμβολομετρίας ή **αρχή του Michelson**. Αν αντί για δύο κεραίες χρησιμοποιήσουμε τρεις ή και περισσότερες, το

σύστημα εξακολουθεί να λειτουργεί ως συμβολόμετρο, η δε διακριτική ικανότητα εξαρτάται αποκλειστικά από την απόσταση των ακραίων κεραιών.

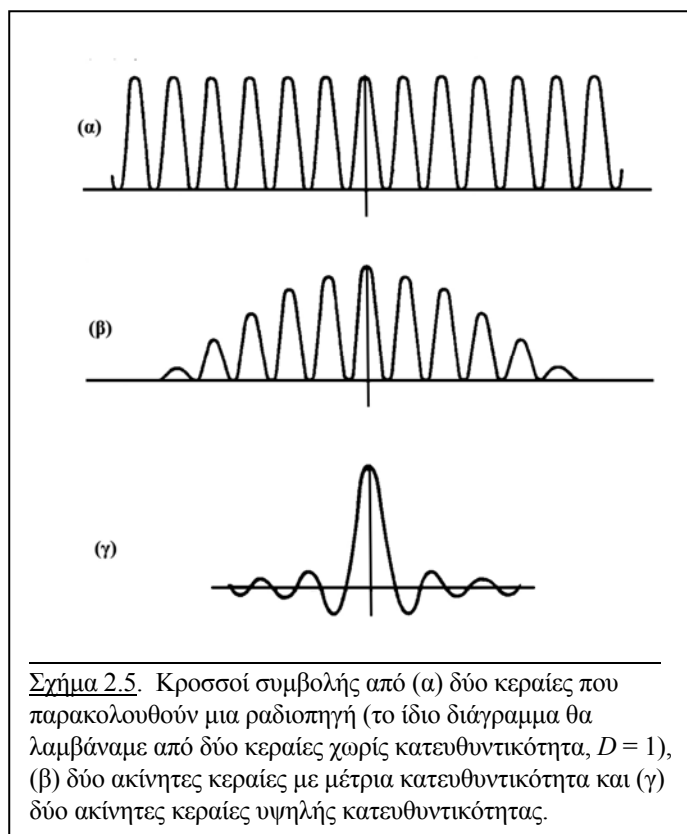
Η διακριτική ικανότητα ενός (παραβολικού) ραδιοτηλεσκοπίου διαμέτρου D και ενός απλού ραδιοσυμβολόμετρου με τις ακραίες κεραιές τοποθετημένες σε απόσταση D είναι περίπου η ίδια. Η συλλεκτική ικανότητα όμως του παραβολικού ραδιοτηλεσκοπίου είναι πολύ μεγαλύτερη. Από καθαρά τεχνική και οικονομική άποψη, η κατασκευή ενός συμπαγούς ραδιοτηλεσκοπίου διαμέτρου D είναι πολύ πιο πολύπλοκη και ακριβή από την κατασκευή ενός ραδιοσυμβολόμετρου της ίδιας διακριτικής ικανότητας, μικρότερης όμως συλλεκτικής επιφάνειας. Για το λόγο αυτό σήμερα υπάρχουν και λειτουργούν πολλά ραδιοσυμβολόμετρα σε μερικά από τα οποία η απόσταση των ακραίων κεραιών φτάνει τα 1000 km. Η διακριτική ικανότητα αυτών των συμβολομέτρων είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από αυτή που επιτυγχάνεται με οπτικά τηλεσκόπια. Είναι ευνόητο ότι κατά την κατασκευή ενός καινούργιου οργάνου λαμβάνεται σοβαρά υπόψη ο κύριος στόχος των επιθυμητών παρατηρήσεων. Είτε θα κατασκευάσουμε ένα όργανο κατάλληλο για παρατηρήσεις ασθενών ραδιοπηγών, του οποίου όμως η διακριτική ικανότητα δεν θα είναι πολύ μεγάλη, είτε ένα όργανο υψηλής διακριτικής ικανότητας κατάλληλο όμως μόνο για ισχυρές και μη εκτεταμένες ραδιοπηγές. Στον Πίνακα 2.1, εκτός από τα μεγαλύτερα παραβολικά ραδιοτηλεσκόπια, απαριθμούνται και τα κυριότερα συμβολόμετρα που λειτουργούν σήμερα.



Το πιο απλό ραδιοσυμβολόμετρο αποτελείται από δύο σταθερές κεραιές που βρίσκονται σε απόσταση $D = r\lambda$ μεταξύ τους, όπου λ είναι το μήκος κύματος της παρατήρησης και r ένας πραγματικός αριθμός (στην απόσταση D δηλαδή περιέχονται r μήκη κύματος).

Έστω ότι η ραδιοπηγή που παρατηρούμε βρίσκεται στο άπειρο και ότι οι κεραιές δύνανται να την παρακολουθούν κατά την κίνησή της στην ουράνια σφαίρα. Έστω ακόμα ότι οι κεραιές συνδέονται με όμοια και ισομήκη καλώδια με τον (ίδιο) ενισχυτή που βρίσκεται ακριβώς στη μέση απόσταση μεταξύ των δύο κεραιών (Σχήμα 2.4). Υπό αυτές τις συνθήκες αν το μέτωπο κύματος μιας ουράνιας ραδιοπηγής φτάνει στις κεραιές με την ίδια φάση, θα προκαλεί μεταβολές τάσης που έχουν επίσης την ίδια φάση και στον ενισχυτή. Επομένως θα έχουμε

ενίσχυση του σήματος. Η διαφορά φάσης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.4, εξαρτάται από την απόσταση $D \sin\theta = r\lambda \sin\theta$, όπου θ είναι η ζενίθεια απόσταση της πηγής. Αν η απόσταση $D \sin\theta$ είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του λ , τότε τα σήματα που φτάνουν στον ενισχυτή θα έχουν την ίδια φάση. Αντίθετα αν είναι περιττό πολλαπλάσιο του $\lambda/2$ τότε τα δύο σήματα φτάνουν εκτός φάσης στον ενισχυτή. Δηλαδή θα έχουμε μέγιστο σήμα στην είσοδο του ενισχυτή όταν ισχύει $r\lambda \sin\theta = n\lambda$ (n , ακέραιος) και ελάχιστο όταν $r\lambda \sin\theta = (n+1/2)\lambda$ (n , ακέραιος). Στην πράξη καθώς η ραδιοπηγή ακολουθεί την κίνηση των αστερών στην ουράνια σφαίρα, η γωνία θ μεταβάλλεται συνεχώς και επομένως η τάση στην είσοδο του ενισχυτή θα μεταβάλλεται επίσης περιοδικά. Με άλλα λόγια το διάγραμμα ακτινοβολίας ενός απλού ραδιοσυμβολομέτρου αποτελείται από διαδοχικούς, όμοιους λοβούς των οποίων η απόσταση είναι r^{-1} rad. Το σήμα δηλαδή που φτάνει στον ενισχυτή αποτελείται από κροσσούς συμβολής (Σχήμα 2.5α). Αν οι κεραιές του συμβολόμετρου που μόλις περιγράψαμε είναι ακίνητες (δεν δύνανται να παρακο-



ουθήσουν την κίνηση της πηγής στον ουρανό), τότε καθώς η πηγή διέρχεται από τους λοβούς των κεραιών πάλι θα παρατηρήσουμε κροσσούς συμβολής, τα μέγιστα όμως των οποίων θα περιορίζονται από το διάγραμμα ακτινοβολίας των επί μέρους κεραιών.

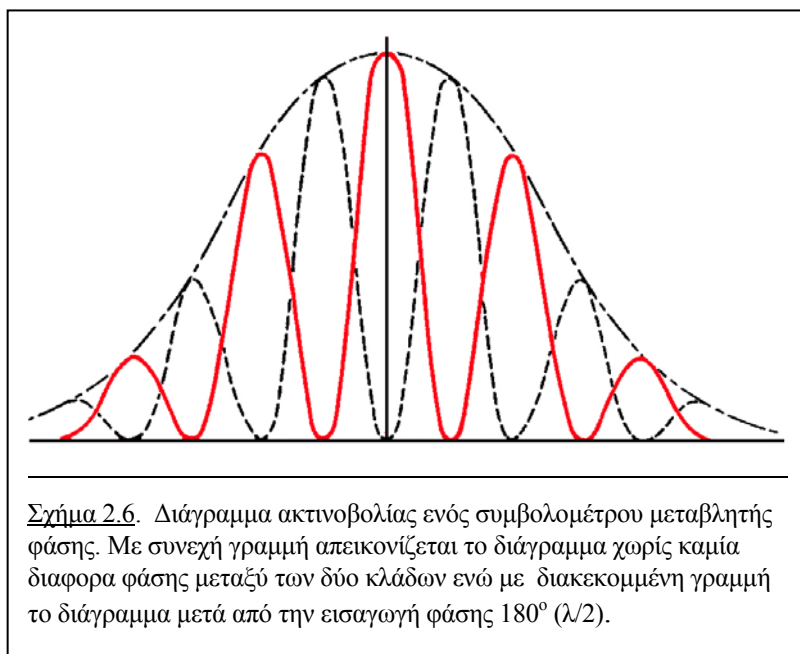
Η τελική απόκριση ενός ραδιοσυμβολομέτρου εξαρτάται από το μήκος κύματος της παρατήρησης, την απόσταση των κεραιών, τη δυνατότητα ή μη παρακολούθησης της πηγής και από το διάγραμμα ακτινοβολίας των κεραιών (Σχήμα 2.5β και γ).

Η εύρεση της ορθής αναφοράς, α , μιας ραδιοπηγής με ένα ραδιοσυμβολόμετρο του οποίου οι κεραιές είναι τοποθετημένες κατά τη διεύθυνση Ανατολής-Δύσης, εξαρτάται από την ακρίβεια με την οποία γνωρίζουμε τη θέση και τη διεύθυνση των λοβών του συμβολόμετρου. Αυτή μπορεί να υπολογιστεί αν γνωρίζουμε με ακρίβεια την απόσταση και τη στιγμιαία διεύθυνση σκόπευσης (αζιμούθιο και ύψος) των κεραιών καθώς και τη διαφορά φάσης που υπεισέρχεται από τυχούσα

ανισότητα των καλωδίων που συνδέουν τις κεραιές με τον (κοινό) ενισχυτή. Συνήθως συμβαίνει το αντίθετο. Γνωρίζοντας την ακριβή θέση μιας ραδιοπηγής, υπολογίζουμε τη διεύθυνση και απόσταση των δύο κεραιών. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται σήμερα με μεγάλη επιτυχία για τον υπολογισμό αποστάσεων στην επιφάνεια της Γης, δηλαδή στη Γεωδαισία.

Η εύρεση της απόκλισης, δ μιας ραδιοπηγής μπορεί να υπολογισθεί από το χρόνο που απαιτείται ώστε η ραδιοπηγή να διέλθει από τα μέγιστα δύο διαδοχικών λοβών. Μια πηγή που βρίσκεται κοντά στον ουράνιο πόλο (βόρειο ή νότιο) απαιτεί πολύ περισσότερο χρόνο απ' ό,τι αν βρισκόταν στον ουράνιο ισημερινό. Η διάρκεια του χρόνου είναι ανάλογη προς τη συνεφαπτομένη $\sec\delta$.

Στην πράξη οι ραδιοαστρονόμοι που εργάζονται με συμβολόμετρα αντιμετωπίζουν πολλά προβλήματα που εξαρτώνται από τις συνθήκες της παρατήρησης, τα όργανα και τη συχνότητα που χρησιμοποιούν και την κατάσταση της ατμόσφαιρας της Γης. Για παράδειγμα αναφέρουμε πως το εύρος των κροσσών συμβολής είναι πολλές φορές τόσο μικρό ώστε καθίσταται σχεδόν αδύνατο να τους ξεχωρίσει κανείς από τις μικρομεταβολές της τάσης που οφείλονται σε αστάθειες του ενισχυτή. Στο συγκεκριμένο πρόβλημα τη λύση έδωσε ο Sir



Martin Ryle στις αρχές της δεκαετίας του εξήντα με την εισαγωγή στον ένα από τους δύο κλάδους του συμβολομέτρου διαφοράς φάσης $\lambda/2$ (π.χ. με κατάλληλο μήκος καλωδίου). Προφανώς το διάγραμμα των κροσσών μετατοπίζεται κατά μισό κροσσό ως προς το αρχικό (όταν δεν υπήρχε η διαφορά φάσης $\lambda/2$), περιέχει

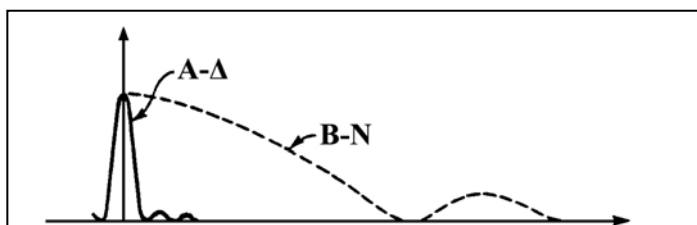
όμως ακριβώς τις ίδιες πληροφορίες για τη ραδιοπηγή (βλ. Σχήμα 2.6).

Αν η εισαγωγή της διαφοράς φάσης γίνεται περιοδικά (με τη βοήθεια ενός διακόπτη) με συχνότητα ν_0 , τότε η ύπαρξη μιας ραδιοπηγής στον κύριο λοβό των κεραιών του συμβολομέτρου εξασφαλίζει την ύπαρξη ενός σήματος συχνότητας ν_0 . Το σήμα αυτό περιέχει όλες τις πληροφορίες για τη ραδιοπηγή και εφόσον η συχνότητα ν_0 απέχει πολύ από τις συχνότητες που αντιστοιχούν στις αστάθειες του ενισχυτή είναι εύκολο να ανιχνευθεί (π.χ. με τη βοήθεια μετα-

σηματισμών Fourier). Η συχνότητα ν_0 επιλέγεται συνήθως μεταξύ μερικών εκατοντάδων και μερικών χιλιάδων Hz.

Για να επιτευχθεί μεγάλη διακριτική ικανότητα, η απόσταση $D = r\lambda$ μεταξύ των δύο κεραιών πρέπει να είναι όσο το δυνατό μεγαλύτερη. Τότε όμως έχουμε και μεγάλες απώλειες του σήματος κατά τη μεταφορά του προς τον ενισχυτή. Η λύση του προβλήματος επιτυγχάνεται είτε με την προενίσχυση των σημάτων στις κεραιές με ενισχυτές υψηλής πιστότητας (ιδιαίτε- ρως σταθερής φάσης) είτε με την υποβάθμιση της αρχικής συχνότητας (ως γνωστό οι απώλειες μεταφοράς των ηλεκτρικών σημάτων ελαττώνονται με τη συχνότητα) είτε και με συνδυασμό των δύο μεθόδων.

Η μεταφορά των δεδομένων στον (κοινό) ενισχυτή, ο οποίος ανιχνεύει τα σήματα, μπορεί να γίνει επίσης με **μικροκυματική ζεύξη** (microwave link) ή ακόμα και με μαγνητικές ταινίες. Στην τελευταία περίπτωση, η οποία χρησιμοποιείται ευρέως στην **τεχνική VLBI** (Very Long Baseline Interferometry) απαιτείται η σύγχρονη καταγραφή του ακριβούς χρόνου πάνω στις ταινίες ώστε κατά τη μετέπειτα ανίχνευση και συσχέτιση των δεδομένων να μη χαθεί η πληροφορία της φάσης του σήματος. Ένα μεγαλεπήβολο σχέδιο εφαρμογής της τεχνικής VLBI, κατά το οποίο θα εχρησιμοποιείτο μια κεραιά πάνω σε ένα δορυφόρο που θα ετοποθετείτο σε απόσταση 20000 km από τη Γη (το ρωσικό σχέδιο QUASAT), ανεβλήθη κατά τα τέλη του 1988, όταν το κόστος και ο ανταγωνισμός με εξ ίσου σημαντικά πειράματα το έθεσαν σε δεύτε- ρη μοίρα. Αργότερα όμως, το 1997, ετέθη σε τροχιά ο Ιαπωνικός δορυφόρος HALCA. Κατά το

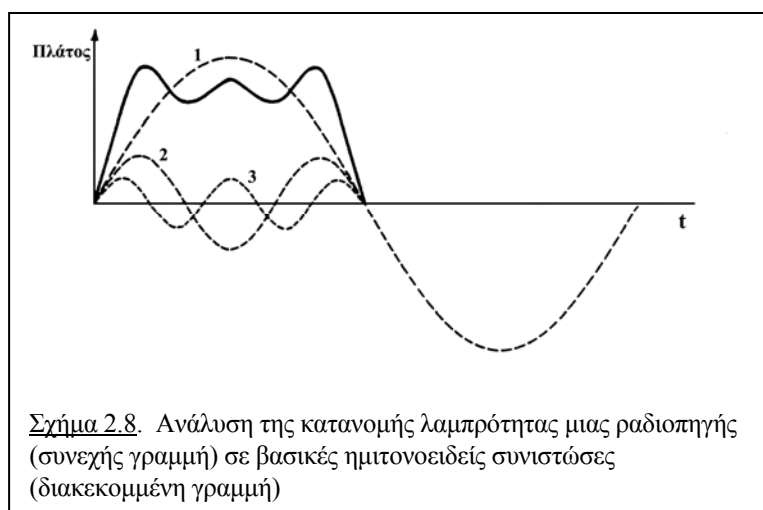


Σχήμα 2.7. Διάγραμμα ακτινοβολίας ενός συμβολομέτρου διατεταγμένου κατά τη διεύθυνση Ανατολής-Δύσης. Με συνεχή γραμμή παρουσιάζεται το διάγραμμα κατά τη διεύθυνση A-Δ, ενώ με διακεκομμένη γραμμή το διάγραμμα κατά τη διεύθυνση B-N.

απόγειο του βρίσκεται σε απόσταση 21000 km από τη Γη. Η διακριτική ικανότητα του είναι τριπλάσια από αυτή που είναι δυνατόν να επιτευχθεί με επίγεια ραδιοτηλεσκόπια.

Οι κροσσοί συμβολής του Σχήματος 2.5 καταγράφονται από ένα ραδιοτηλεσκόπιο μόνο εφόσον η ραδιοπηγή που παρατηρούμε είναι σημειακή. Τι συμβαίνει όμως στην πράξη όταν παρατηρούμε εκτεταμένες πηγές; Ας εξετάσουμε την απόκριση ενός συμβολόμετρου διατεταγμένου κατά την ευθεία Ανατολής-Δύσης (A-Δ). Προφανώς, στην περίπτωση αυτή, η μέγιστη διακριτική ικανότητα του συμβολόμετρου κατά τη διεύθυνση A-Δ επιτυγχάνεται όταν η ραδιοπηγή μεσουρανή και εξαρτάται από την απόσταση των ακραίων κεραιών ενώ κατά τη διεύθυνση B-N από το εύρος δέσμης του κύριου λοβού των επί μέρους κεραιών (Σχήμα 2.7).

Τα μέγιστα των διαδοχικών λοβών του συμβολομέτρου (βλ. Σχήμα 2.5) απέχουν μεταξύ τους απόσταση αντιστρόφως ανάλογη προς την απόσταση των ακραίων κεραιών. Όταν παρατηρούμε μια σημειακή ραδιοπηγή με ένα συμβολόμετρο, λόγω της περιστροφής της Γης, τα σήματα που πέρνουμε εμφανίζονται ως περιοδικοί κροσσοί συμβολής. Η περίοδος T ($\sim r^{-1}$) εξαρτάται (α) από την γωνιώδη απόσταση των λοβών (δηλαδή την ακραία απόσταση των κεραιών) και (β) από τη γραμμική ταχύτητα περιστροφής της ουράνιας σφαίρας στην περιοχή της ραδιοπηγής. Υπενθυμίζουμε ότι η ταχύτητα αυτή είναι μέγιστη όταν οι ραδιοπηγή βρίσκεται στον ουράνιο ισημερινό (έχει δηλαδή απόκλιση $\delta = 0^\circ$).



Αποδεικνύεται ότι το πλάτος των κροσσών ισούται με το πλάτος των ημιτονοειδών συνιστωσών που βρίσκουμε αν κάνουμε ανάλυση Fourier στο σήμα που καταγράφεται. Ας σημειωθεί ότι αν η πηγή που παρατηρούμε είναι σημειακή, τότε έχουμε μία μόνο ημιτονοειδή συνιστώσα, ενώ όταν η πηγή

είναι εκτεταμένη έχουμε (θεωρητικά) άπειρο αριθμό συνιστωσών (Σχήμα 2.8). Η κατανομή δηλαδή της λαμπρότητας μιας ραδιοπηγής μπορεί να αναλυθεί σε άπειρο αριθμό ημιτονοειδών συνιστωσών (κυμάτων). Η καμπύλη που μας δίνει την κατανομή των πλατών αυτών των συνιστωσών ως συνάρτηση της περιόδου είναι ουσιαστικά ο μετασχηματισμός Fourier της κατανομής λαμπρότητας της ραδιοπηγής. Από τα παραπάνω είναι προφανές ότι κάθε χρονική στιγμή ένα συμβολόμετρο επιλέγει μόνο εκείνη τη συνιστώσα που αντιστοιχεί σε περίοδο r^{-1} rads, δηλαδή μια μόνο συχνότητα. Αν κατά κάποιο τρόπο μεταβάλλουμε την απόσταση D μεταξύ των κεραιών, τότε προφανώς επιλέγουμε μια νέα συχνότητα και αν αυτό γίνει για μεγάλο αριθμό διαφορετικών αποστάσεων, D_i , τότε μπορούμε να κατασκευάσουμε την πλήρη συνάρτηση κατανομής της λαμπρότητας της ραδιοπηγής. Η μέθοδος που μόλις περιγράψαμε αποτελεί την αρχή της **σύνθεσης** στη συμβολομετρία.



Σχήμα 2.9. Το ραδιοσυμβολόμετρο VLA (Very Large Array) στο New Mexico των Η.Π.Α. Αποτελείται από 27 παραβολικές κεραίες διαμέτρου 25 m που δύνανται να κινούνται πάνω σε ράγες διατεταγμένες σε σχήμα Y.

Το γνωστό ραδιοτηλεσκόπιο **VLA** (Very Large Array – Σχήμα 2.9) που βρίσκεται στο New Mexico των Η.Π.Α. αποτελεί αυτή τη στιγμή το πιο εξελιγμένο όργανο σύνθεσης στη Ραδιοαστρονομία. Αποτελείται από 27 όμοια παραβολικά κάτοπτρα διαμέτρου 25 m το καθένα. Είναι διατεταγμένα σε σχήμα Y του οποίου οι δύο βραχίονες έχουν μήκος 21 km και ο τρίτος, ο βόρειος βραχίονας, έχει μήκος 19 km. Παρόμοια όργανα, μερικά εκ των οποίων σε ακόμα μεγαλύτερη κλίμακα, έχουν πρόσφατα αρχίσει να λειτουργούν ή βρίσκονται υπό κατασκευή στην Αυστραλία, στη Σοβιετική Ένωση, στις Η.Π.Α., στον Καναδά και αλλού.



Σχήμα 2.10. Το υπό κατασκευή ραδιοσυμβολόμετρο ALMA στη Χιλή (καλλιτεχνική απεικόνιση).

Μέχρι το 2012 αναμένεται να τεθεί σε λειτουργία στο υψίπεδο της Atacama στη Χιλή ($h = 5000$ m) το υψηλής συχνότητας (900 GHz) ραδιοσυμβολόμετρο **ALMA** (Atacama Large Millimeter Antenna) το οποίο θα αποτελείται από 64 παραβολικά κάτοπτρα διαμέτρου 12 m. Το ALMA αναμένεται να παίξει πολύ σημαντικό ρόλο στην ανακάλυψη νέων μοριακών ενώσεων

στο διάστημα και να συμβάλει στη μελέτη γνωστών ραδιοπηγών στη φασματική περιοχή μεταξύ μικροκυμάτων και υπερύθρου ακτινοβολίας.

Βιβλιογραφία

- Αυγολούπη Σ., Σειραδάκη I.X. (1993): "Παρατηρησιακή Αστρονομία" Εκδ. Υπηρεσίας Δημοσιευμάτων ΑΠΘ, Θεσσαλονίκη.
- Βάρβογλη Χ., Σειραδάκη I.X. (1991): "Εισαγωγή στη Σύγχρονη Αστρονομία" Εκδ. Υπηρεσίας Δημοσιευμάτων ΑΠΘ, Θεσσαλονίκη.
- Christiansen W.N., Hobgorn J.A. (1985): "Radio telescopes" Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Kraus J.D. (1986): "Radio Astronomy" Cygnus-Quasar Books, Ohio.
- Σάχαλου I.N. (1986): "Κεραίες" Εκδ. Αιβατζή-Ζουμπούλη, Θεσσαλονίκη.
- Schelkunoff S.A. (1952): "Antennas: Theory and Practice" Wiley & Sons, New York.
- Thomson A.R., Moran J.M., Swenson G.W. Jr. (1986): "Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy" Wiley & Sons, New York.
- Wohlleben R., Mattes H. (1973): "Interferometrie", Nogel Verlag, Wurzburg