

Πεδία και Κεραίες

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μία συνοπτική παρουσίαση των βασικών εννοιών των Ηλεκτρομαγνητικών (H/M) Πεδίων και κεραιών, που χρησιμοποιούνται στις δορυφορικές επικοινωνίες. Συγκεκριμένα, γίνεται μία συνοπτική αναφορά σε θέματα H/M πεδίων και κεραιών, δίνοντας κάποιες βασικές έννοιες (ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, κύματα και πόλωση, H/M ακτινοβολία, πηγές ηλεκτρομαγνητικών πεδίων) και εξετάζοντας τα προβλήματα που αντιμετωπίζονται (π.χ. αποπόλωση). Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με την αναλυτική περιγραφή των κεραιών, που χρησιμοποιούνται στις δορυφορικές εφαρμογές.

Εξισώσεις Maxwell

Η ανάλυση οποιασδήποτε κεραίας βασίζεται στις γνωστές εξισώσεις Maxwell. Συνοπτικά, οι εξισώσεις, τις οποίες συστηματοποίησε ο Maxwell, είναι οι ακόλουθες (Fleisch, 2008· Kraus, 2011):

	Διαφορική Μορφή	Ολοκληρωτική Μορφή
Νόμος Gauss για Ηλεκτρικό Πεδίο	$\nabla \times \vec{\mathcal{D}} = \rho$	$\oint_S \vec{\mathcal{D}} \cdot d\vec{S} = \int_V \rho dV = Q$
Νόμος Gauss για Μαγνητικό Πεδίο	$\nabla \times \vec{\mathcal{B}} = 0$	$\oint_S \vec{\mathcal{B}} \cdot d\vec{S} = 0$
Νόμος Ampere	$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t}$	$\oint_S \vec{\mathcal{H}} \cdot d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} = I_{total}$
Νόμος Faraday ή Μαγνητικής Επαγωγής	$\nabla \times \vec{\mathcal{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t}$	$\oint_S \vec{\mathcal{E}} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{\mathcal{B}} \cdot d\vec{S} = V$

Πίνακας 6.1 Εξισώσεις του Maxwell σε διαφορική και ολοκληρωτική μορφή

$\vec{\mathcal{D}}$ είναι η διηλεκτρική μετατόπιση ή πυκνότητα ηλεκτρικής ροής (με μονάδες Coulomb/m²), $\vec{\mathcal{E}}$ η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου (με μονάδες Volt/m), $\vec{\mathcal{H}}$ η ένταση του μαγνητικού πεδίου (με μονάδες Ampere/m), $\vec{\mathcal{B}}$ η μαγνητική επαγωγή ή πυκνότητα μαγνητικής ροής (με μονάδες Tesla=Weber/m²), ρ η πυκνότητα φορτίου και $\vec{j}$ η πυκνότητα του ρεύματος αγωγιμότητας (με μονάδες Ampere/m²).

Για τις ιδιότητες των μέσων, που θα χρησιμοποιηθούν αργότερα, ϵ είναι η διηλεκτρική σταθερά του μέσου ή επιτρεπτότητα (με μονάδες Farads/m), μ η μαγνητική διαπερατότητα του μέσου (με μονάδες Henries/m) και σ η αγωγιμότητα του μέσου (με μονάδες Siemens/m). Για τον ελεύθερο χώρο οι τιμές των συντακτικών παραμέτρων είναι $\epsilon_o = \frac{10^{-9}}{36\pi} F / m$, $\mu_o = 4\pi 10^{-7} H / m$, $\sigma_o = 0 S / m$.

Για ένα γραμμικό, ισότροπο και ομοιογενές μέσο, το $\vec{D}$ είναι ανάλογο του $\vec{E}$ και το $\vec{B}$ ανάλογο του $\vec{H}$. Δηλαδή, $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ και $\vec{B} = \mu \vec{H}$. Σε ένα μη γραμμικό μέσο το ϵ και το μ είναι συναρτήσεις του $\vec{E}$ και του $\vec{H}$, σε ένα ανισοτροπικό μέσο διαφέρουν εξαρτώμενα από τη διεύθυνση του πεδίου, ενώ σε ένα ανομοιογενές μέσο είναι σημειακές συναρτήσεις.

Να σημειωθεί ότι τα πεδιακά μεγέθη $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B}$ και οι κατανομές των πηγών $\rho, \vec{j}$ αποτελούν συναρτήσεις του χώρου και του χρόνου, π.χ. $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t)$, ενώ τα μεγέθη $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B}$ αποτελούν συναρτήσεις μόνο του χώρου, π.χ. $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z)$.

Νόμος του Gauss για το Ηλεκτρικό Πεδίο

Αν θεωρηθεί κλειστή επιφάνεια S , που περικλείει φορτίο q και ότι $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ είναι το διάνυσμα της διηλεκτρικής μετατόπισης πάνω στην επιφάνεια S , τότε ισχύει η ακόλουθη εξίσωση μεταξύ των προαναφερόμενων μεγεθών:

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q \quad (6.1)$$

όπου με ϵ δηλώνεται η διηλεκτρική επιτρεπτότητα του χώρου.

Ο Νόμος του Gauss γράφεται ισοδύναμα, σε σημειακή μορφή, συνδέοντας τη διηλεκτρική μετατόπιση $\vec{D}$ σε ένα σημείο με την πυκνότητα του φορτίου ρ στο αυτό το σημείο:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (6.2)$$

Ο Νόμος του Gauss επιβεβαιώνει την ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου, το οποίο οφείλεται στην ύπαρξη στατικών φορτίων. Στη στατική περίπτωση, το ηλεκτρικό πεδίο υπάρχει ανεξάρτητα από το μαγνητικό, κάτι που επιβεβαιώνεται και από την απουσία της μαγνητικής επαγωγής $\vec{B}$ ή της έντασης του μαγνητικού πεδίου $\vec{H}$ στις προαναφερόμενες εξισώσεις.

Νόμος του Gauss για το Μαγνητικό Πεδίο

Αν θεωρηθεί κλειστή επιφάνεια S και $\vec{B} = \mu\vec{H}$ είναι το διάνυσμα της μαγνητικής επαγωγής πάνω στην επιφάνεια S , τότε ισχύει η ακόλουθη εξίσωση μεταξύ των προαναφερόμενων μεγεθών:

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (6.3)$$

όπου με μ δηλώνεται η μαγνητική διαπερατότητα χώρου.

Ο Νόμος του Gauss γράφεται ισοδύναμα σε σημειακή μορφή ως εξής:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (6.4)$$

Ο Νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο επιβεβαιώνει την ύπαρξη (στατικού) μαγνητικού πεδίου, που οφείλεται στην ύπαρξη μαγνητικών δίπολων. Η έννοια του δίπολου αποκλείει την ύπαρξη «μαγνητικού φορτίου» με πολικότητα, και γι' αυτό τον λόγο το δεξιό τμήμα της εξίσωσης είναι ίσο με το μηδέν (ενώ για το ηλεκτρικό πεδίο ισχύει ακριβώς το αντίθετο). Στη στατική περίπτωση, το μαγνητικό πεδίο υπάρχει ανεξάρτητα από το ηλεκτρικό, κάτι που επιβεβαιώνεται και από την απουσία της διηλεκτρικής μετατόπισης $\vec{D}$ ή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}$ στις προαναφερόμενες εξισώσεις.

Νόμος του Ampere

Αν θεωρηθεί ανοικτή επιφάνεια S , που καταλήγει σε μια κλειστή γραμμή C , τότε η ένταση του μαγνητικού πεδίου $\vec{H}$ πάνω στην κλειστή γραμμή C , το ρεύμα I , που περικλείεται από την γραμμή C , και η διηλεκτρική μετατόπιση $\vec{D}$ πάνω στην επιφάνεια S συνδέονται με την ακόλουθη εξίσωση:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I + \frac{\partial}{\partial t} \oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} \quad (6.5)$$

Ο Νόμος του Ampere στη σημειακή του μορφή γράφεται ως εξής:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (6.6)$$

Ο Νόμος του Ampere επιβεβαιώνει ότι μια ρευματική κατανομή ή/και ένα χρονικά μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο δημιουργούν μαγνητικό πεδίο.

Νόμος του Faraday ή της Μαγνητικής Επαγωγής

Αν θεωρηθεί ανοικτή επιφάνεια S , που καταλήγει σε μια κλειστή γραμμή C , τότε η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}$ πάνω στην κλειστή γραμμή C και η μαγνητική επαγωγή $\vec{B}$ πάνω στην επιφάνεια S συνδέονται με την ακόλουθη εξίσωση:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (6.7)$$

Ο Νόμος της Μαγνητικής Επαγωγής στη σημειακή του μορφή γράφεται ως εξής:

$$E_{ax} \neq E_{ay} \quad (6.8)$$

Ο Νόμος της Μαγνητικής Επαγωγής (Faraday) επιβεβαιώνει ότι ένα χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο δημιουργεί ηλεκτρικό πεδίο.

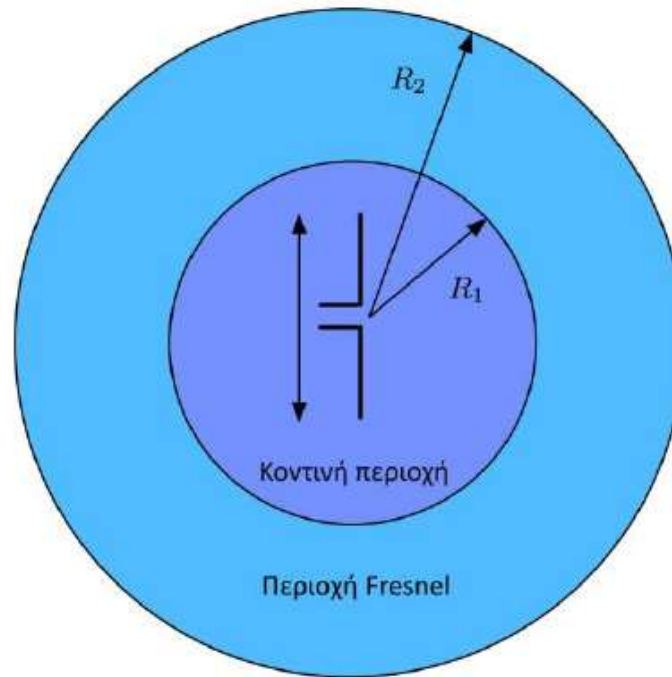
Οι προαναφερόμενες εξισώσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν στη μελέτη των κεραιών, αν ληφθεί υπόψη ότι οι κεραίες αποτελούν αγωγίμες διατάξεις, οι οποίες διαρρέονται από χρονικά μεταβαλλόμενες ρευματικές κατανομές. Η διέγερση των κεραιών από χρονικά μεταβαλλόμενες ρευματικές κατανομές, σύμφωνα με τις εξισώσεις Maxwell, συναρτάται (είτε ως αίτιο είτε ως αποτέλεσμα) με την ύπαρξη χρονικά μεταβαλλόμενων και αλληλοεξαρτώμενων ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων. Προκειμένου να συστηματοποιηθεί η μέθοδος υπολογισμού του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μιας κεραίας, με βάση τις εξισώσεις Maxwell, θα εισαχθεί στην επόμενη ενότητα η έννοια του Βαθμωτού Δυναμικού Φ και του Διανυσματικού Δυναμικού $\vec{A}$.

Περιοχές ακτινοβολίας

Ο περιβάλλον χώρος μιας κεραίας υποδιαιρείται σε τρεις περιοχές:

- το αντιδρόν κοντινό πεδίο,
- το κοντινό πεδίο ακτινοβολίας (περιοχή Fresnel),
- το μακρινό πεδίο ακτινοβολίας (περιοχή Fraunhofer).

Οι τρεις περιοχές φαίνονται στο Σχήμα 6.1.



Μακρινή περιοχή ή περιοχή Fraunhofer

Σχήμα 6.1 Περιοχές ακτινοβολίας κεραιών

Τα όρια μεταξύ των περιοχών δεν είναι μοναδικά, καθώς υπάρχουν διάφορα κριτήρια για τον καθορισμό τους. Κάθε περιοχή χαρακτηρίζει το πεδίο από πλευράς δομής, χωρίς αυτό να σημαίνει ότι συμβαίνουν απότομες μεταβολές στα όρια των περιοχών.

Το αντιδρόν κοντινό πεδίο (reactive near-field region) είναι η περιοχή που άμεσα περιβάλλει την κεραία και όπου το πεδίο παρουσιάζει άεργη συμπεριφορά, χωρίς να έχουμε ακτινοβολήση ισχύος. Όπως μπορεί να αποδειχτεί, το όριο αυτής της περιοχής βρίσκεται σε απόσταση:

$$R_1 = 0,62\sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \quad (6.31)$$

από τον ακτινοβολητή, όπου D είναι η μεγαλύτερη του διάσταση και λ το μήκος κύματος λειτουργίας.

Το κοντινό πεδίο ακτινοβολίας ή περιοχή Fresnel (radiating near-field or Fresnel region) είναι η ενδιάμεση περιοχή μεταξύ κοντινής και μακρινής περιοχής της κεραίας. Εδώ ακτινοβολείται μεν ισχύς, αλλά οι συνιστώσες του πεδίου εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από την απόσταση, ενώ και η ακτινική συνιστώσα δεν είναι αμελητέα. Το εξωτερικό όριο της περιοχής Fresnel πάλι, μπορεί να αποδειχτεί ότι βρίσκεται σε απόσταση από την κεραία ίση με:

$$R_2 = \frac{2D^2}{\lambda} \quad (6.32)$$

Το μακρινό πεδίο ακτινοβολίας ή περιοχή Fraunhofer (far-field or Fraunhofer region) ορίζεται ως η περιοχή, όπου οι εγκάρσιες συνιστώσες του πεδίου δεν εξαρτώνται από την απόσταση και η ακτινική συνιστώσα είναι τόσο μικρή, ώστε να μπορούμε να αναφερόμαστε σε εγκάρσιο πεδίο. Η περιοχή αυτή εκτείνεται σε αποστάσεις μεγαλύτερες της R_2 .

Διάνυσμα Poynting

Το μέγεθος, που χρησιμοποιείται για να συνδέσει την ισχύ, την οποία μεταφέρει το ηλεκτρομαγνητικό κύμα με το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, είναι το διάνυσμα Poynting που ορίζεται ως εξής:

$$\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \times \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (6.33)$$

όπου $\vec{E}(\vec{r}, t)$ και $\vec{H}(\vec{r}, t)$ είναι οι στιγμιαίες τιμές της έντασης του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου αντίστοιχα. Η φυσική σημασία του διανύσματος Poynting είναι ότι εκφράζει τη στιγμιαία ροή ηλεκτρομαγνητικής ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας, δηλαδή έχει διαστάσεις πυκνότητας ισχύος (W/m^2). Η συνολική στιγμιαία ισχύς, που διαπερνά μία κλειστή επιφάνεια, υπολογίζεται με ολοκλήρωση της κάθετης συνιστώσας του διανύσματος Poynting πάνω στην κλειστή επιφάνεια:

$$W(t) = \oint_S \vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S} \quad (6.34)$$

Στην περίπτωση χρονομεταβλητών πεδίων πιο πολύ ενδιαφέρει η μέση πυκνότητα ισχύος, η οποία υπολογίζεται με ολοκλήρωση του στιγμιαίου διανύσματος Poynting σε μία περίοδο και στη συνέχεια με διαίρεση με την περίοδο. Ειδικά για ημιτονοειδώς μεταβαλλόμενα πεδία, προς απλοποίηση των υπολογισμών, χρησιμοποιούνται οι μιγαδικοί φασιθέτες των πεδίων:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \right\} \quad (6.35)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \right\} \quad (6.36)$$

Διάνυσμα Poynting

Με τη βοήθεια των προηγούμενων εξισώσεων, η (6.33) γράφεται:

$$\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r})^* \} + \frac{1}{2} \text{Re} \{ \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{j2\omega t} \} \quad (6.37)$$

Ο πρώτος όρος της (6.37) είναι ανεξάρτητος του χρόνου και εκφράζει τη μέση πυκνότητα της πραγματικής ισχύος που ακτινοβολείται, ενώ ο δεύτερος, ο οποίος είναι διπλάσιας συχνότητας, εκφράζει την άεργη αποθηκευμένη ισχύ του πεδίου. Η μέση τιμή του διανύσματος Poynting (μέση πυκνότητα ισχύος) είναι:

$$\vec{P}_{av}(\vec{r}) = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r})^* \} \quad (6.38)$$

Ο παράγοντας $\frac{1}{2}$ οφείλεται στη χρησιμοποίηση των μέγιστων τιμών του πεδίου και πρέπει να παραλείπεται για ενεργές τιμές.

Η μέση ισχύς, που εκπέμπεται από μια κεραία, είναι σύμφωνα με τα παραπάνω:

$$W_{rad} = \oint_S \vec{P}_{av}(\vec{r}) \cdot d\vec{S} = \frac{1}{2} \oint_S \text{Re} \{ \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r})^* \} \cdot d\vec{S} \quad (6.39)$$

Ακτινοβολία στο μακρινό πεδίο

Η θεωρία των κεραιών στηρίζεται στην επεξεργασία των εξισώσεων του Maxwell και, όπως είδαμε, καταλήγει στην κυματική εξίσωση (6.28), η οποία επαναλαμβάνεται εδώ:

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu \vec{J}$$

όπου $\vec{A}$ είναι το διανυσματικό δυναμικό και $\vec{J}$ είναι η χωρική πυκνότητα του ρεύματος που διαρρέει τον ακτινοβολητή. Η λύση αυτή μπορεί να δοθεί σε σφαιρικές συντεταγμένες ως εξής:

$$\vec{A}(\vec{r}) = A_r(r, \theta, \phi) \hat{r} + A_\theta(r, \theta, \phi) \hat{\theta} + A_\phi(r, \theta, \phi) \hat{\phi} \quad (6.40)$$

Κάθε συνιστώσα του $\vec{A}(\vec{r})$ έχει μια εξάρτηση από την ακτινική απόσταση r ανάλογη των δυνάμεων $(1/r)^n$, $n=1,2,3\dots$. Μακριά από την κεραία, οι όροι που αντιστοιχούν σε δυνάμεις $n \geq 2$ καθίστανται αμελητέοι μπροστά στους όρους που είναι ανάλογοι του $1/r$, για να πάρουμε την έκφραση:

$$\vec{A}(\vec{r}) \cong [A'_r(\theta, \phi) \hat{r} + A'_\theta(\theta, \phi) \hat{\theta} + A'_\phi(\theta, \phi) \hat{\phi}] \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (6.41)$$

η οποία εκφράζει το γεγονός ότι, στη μακρινή περιοχή ακτινοβολίας της κεραίας, η ακτινική εξάρτηση του διανυσματικού δυναμικού είναι διαχωρίσιμη από την εγκάρσια εξάρτησή του. Με βάση την προηγούμενη εξίσωση προκύπτει η έκφραση για το μακρινό ηλεκτρικό πεδίο (Κανάτας, Κωνσταντίνου & Πάντος, 2010):

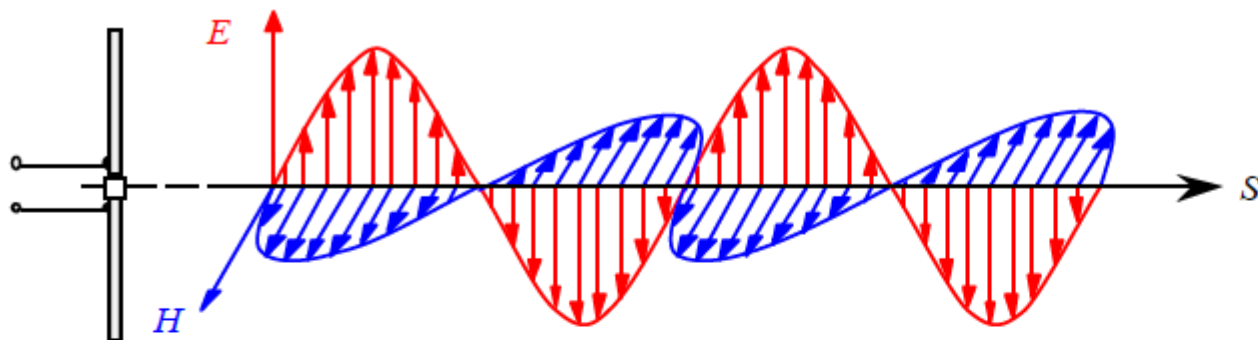
$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{r} \left\{ -j\omega e^{-jkr} [A'_\theta(\theta, \phi)\hat{\theta} + A'_\phi(\theta, \phi)\hat{\phi}] \right\} + \frac{1}{r^2} \{ \dots \} + \dots \quad (6.42)$$

Η αντίστοιχη έκφραση για το μαγνητικό πεδίο είναι:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{Zr} \left\{ j\omega e^{-jkr} [A'_\phi(\theta, \phi)\hat{\theta} - A'_\theta(\theta, \phi)\hat{\phi}] \right\} + \frac{1}{r^2} \{ \dots \} + \dots \quad (6.43)$$

όπου $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ είναι η κυματική αντίσταση του μέσου μετάδοσης. Από τις (6.42) και (6.43) προκύπτει

ότι στο μακρινό πεδίο το ηλεκτρομαγνητικό κύμα είναι εγκάρσιο, επειδή οι ακτινικές συνιστώσες του διατηρούν εξάρτηση από όρους $(1/r)^n$ μόνο για $n \geq 2$ (οι οποίοι και αμελούνται). Αυτό σημαίνει ότι οι συνιστώσες του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου είναι κάθετες μεταξύ τους και το επίπεδο που σχηματίζουν είναι κάθετο προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος ([TEM κύμα](#)), όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.2.



Σχήμα 6.2 Ρυθμός TEM - Εμφανίζεται η ένταση ηλεκτρικού (E) πεδίου κάθετη στο μαγνητικό (H) πεδίο και το επίπεδό τους είναι κάθετο στην κατεύθυνση που οδεύει το ηλεκτρομαγνητικό κύμα

Ειδικότερα, για εγκάρσια κύματα (ρυθμός Transverse Electro Magnetic, TEM) και διάδοση στο κενό, το διάνυσμα Poynting μπορεί να γραφεί:

$$\vec{P}_{av}(\vec{r}) = \frac{|\vec{E}(\vec{r})|^2}{2Z_o} = \frac{|\vec{E}_\theta(\vec{r})|^2 + |\vec{E}_\phi(\vec{r})|^2}{2Z_o} \quad (6.44)$$

όπου $Z_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \approx 120\pi \approx 377\Omega$ είναι η χαρακτηριστική αντίσταση του κενού.

Αποδεικνύεται ότι οι τιμές του ηλεκτρικού πεδίου (E) και του μαγνητικού πεδίου (H) ενός κύματος δεν είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους. Η γενική εξίσωση, η οποία συνδέει τα δύο μεγέθη, όταν έχουμε εγκάρσια

κύματα είναι $\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\hat{n} \times \vec{E}) \Rightarrow \vec{H} = \frac{1}{Z_0} (\hat{n} \times \vec{E})$, όπου $\hat{n}$ είναι το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα στην κατεύθυνση διάδοσης του κύματος.

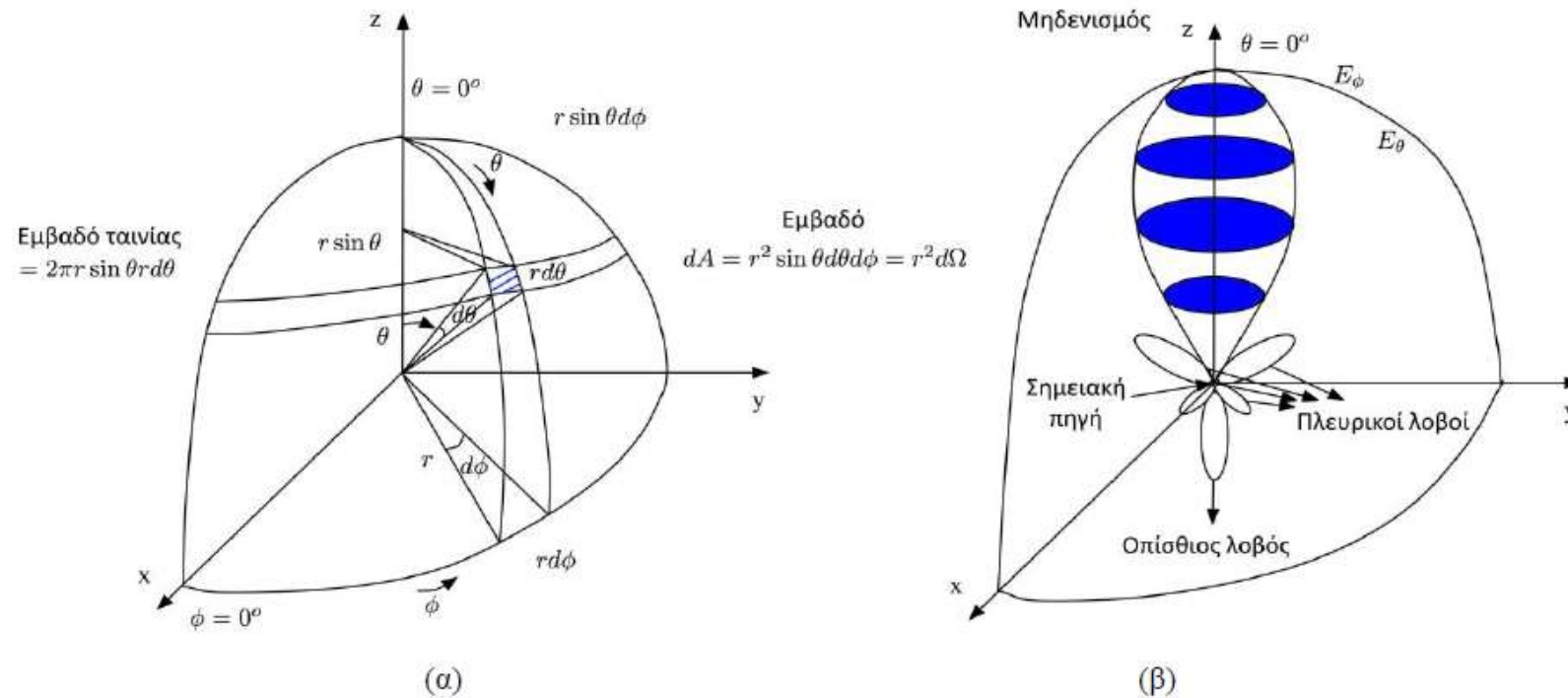
Αν υποθέσουμε ότι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου διαδίδεται μόνο στον z -άξονα και επιπλέον έχει μόνο x -συνιστώσα (E_x), τότε όταν πρόκειται για διάδοση στο κενό (θεωρώντας βαθμωτά μεγέθη), η ένταση του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου συνδέονται με την εξίσωση:

$$\frac{E_x}{H_y} = 120\pi = 377\Omega = Z_0 \quad (6.45)$$

Υπενθυμίζουμε ότι το μέγεθος E , τιμή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, εκφράζεται σε Volt/m. Το μέγεθος H , ένταση του μαγνητικού πεδίου, εκφράζεται αντίστοιχα σε A/m. Έτσι, εύκολα διαπιστώνουμε ότι το μέγεθος $Z_0 = \frac{E}{H}$ εκφράζεται σε Ohm και δηλώνει την ισοδύναμη αντίσταση του κενού.

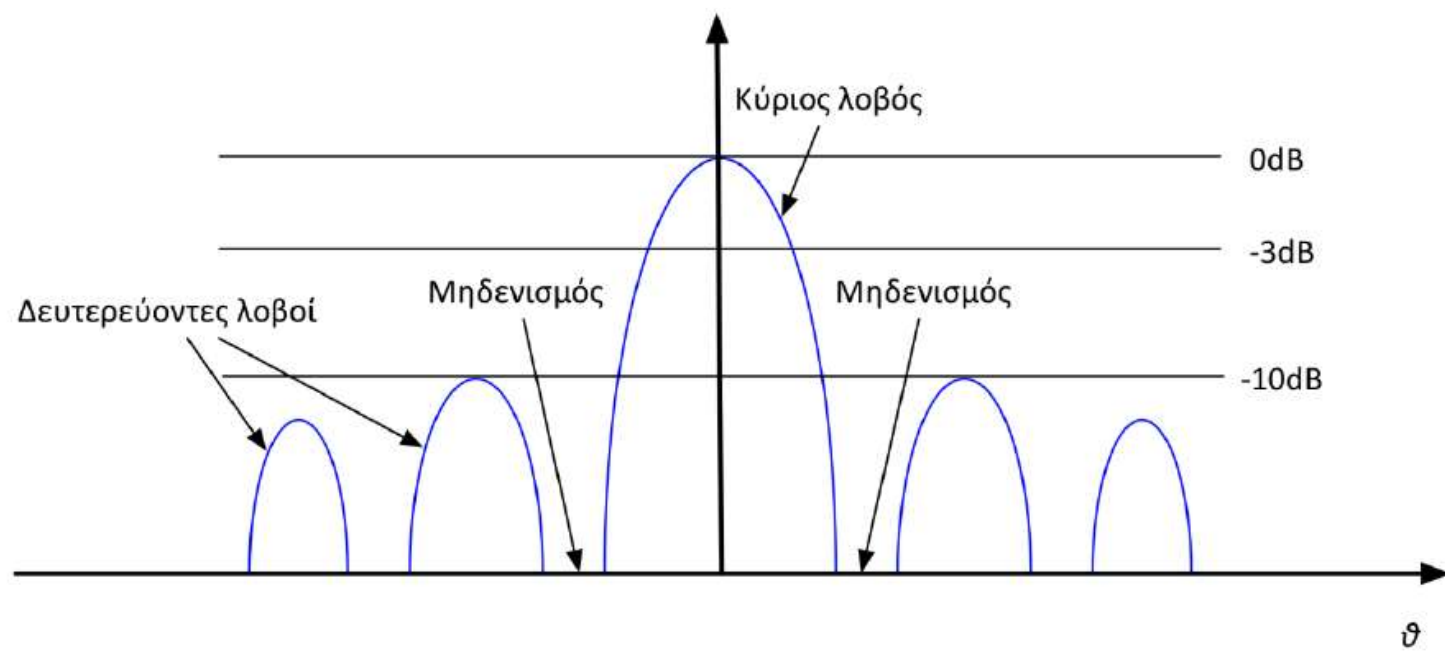
Διάγραμμα ακτινοβολίας

Το διάγραμμα ακτινοβολίας ([radiation pattern](#)) είναι ένα γράφημα του πώς ακτινοβολεί μια συγκεκριμένη κεραία ως συνάρτηση των χωρικών συντεταγμένων (Σχήμα 6.3).



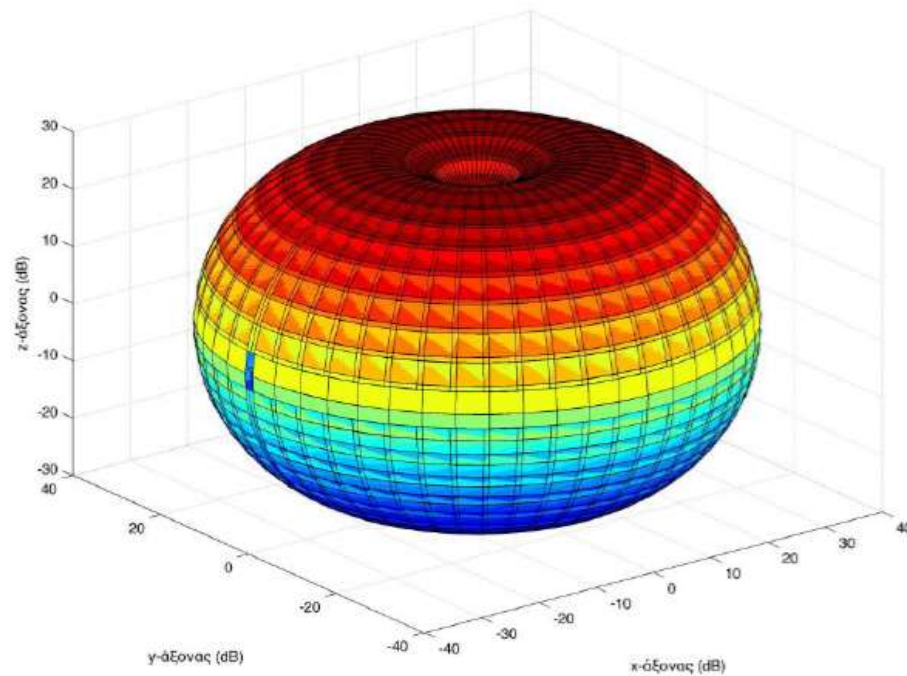
Σχήμα 6.3 (α) Σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων και (β) διάγραμμα ακτινοβολίας

Αποτελεί ένα μέγεθος, που κυρίως αφορά το μακρινό πεδίο ακτινοβολίας. Παρατηρώντας το, μπορούμε να βγάλουμε συμπεράσματα για ένα πλήθος ιδιοτήτων του πεδίου, όπως η ένταση ακτινοβολίας, η πεδιακή ένταση ή η πόλωση. Δύο είναι τα μεγέθη για τα οποία δίνεται το διάγραμμα: η ένταση ακτινοβολίας, οπότε αναφερόμαστε σε διάγραμμα ισχύος (power pattern), και η ένταση ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου, οπότε αναφερόμαστε σε διάγραμμα πεδίου (field pattern). Το διάγραμμα είναι τρισδιάστατο, παρόλα αυτά συνήθως αρκούν δισδιάστατα διαγράμματα ως συνάρτηση της μίας εκ των δύο συντεταγμένων κατεύθυνσης για μία συγκεκριμένη τιμή της άλλης, π.χ. συναρτήσει του θ για δεδομένο ϕ . Στο Σχήμα 6.4 απεικονίζεται το αντίστοιχο λογαριθμικό διάγραμμα ισχύος συναρτήσει της γωνίας θ .



Σχήμα 6.4 Λογαριθμικό διάγραμμα ισχύος ακτινοβολίας

Ένας ακτινοβολητής, ο οποίος εκπέμπει και λαμβάνει εξίσου προς και από όλες τις κατευθύνσεις ονομάζεται ιστροπικός (isotropic). Η σημειακή πηγή, αν και δεν αποτελεί πραγματοποιήσιμη κεραία, χρησιμοποιείται ως κεραία αναφοράς, ως προς την οποία εκφράζονται τα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας των πρακτικών κεραιών. Από την άλλη μεριά, βρίσκονται οι κατευθυντικές (directional) κεραιές, χαρακτηριστικό των οποίων είναι ότι «κατευθύνουν» την ισχύ, δηλαδή ακτινοβολούν καλύτερα προς ορισμένες κατευθύνσεις απ' ό,τι σε άλλες. Τέλος, μια ειδική κατηγορία κατευθυντικών κεραιών είναι οι λεγόμενες ομοιοκατευθυντικές (omnidirectional), όπως το διάγραμμα ακτινοβολίας, το οποίο απεικονίζεται στο Σχήμα 6.5. Εδώ παρατηρούμε ότι υπάρχει κατευθυντικότητα ως προς τη γωνία ανύψωσης θ , ενώ η κεραία είναι ομοιοκατευθυντική ως προς τη γωνία αζιμουθίου φ .

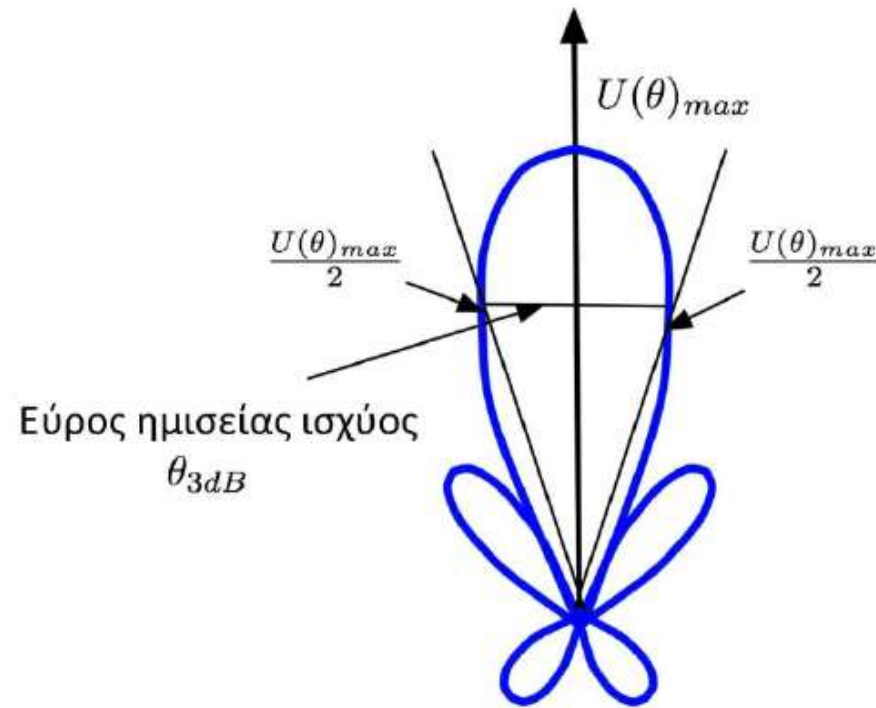


Σχήμα 6.5 Ομοιοκατευθυντική κεραία στο αζιμουθιακό επίπεδο (xy) και κατευθυντική στο επίπεδο ανύψωσης (xz)

Λοβός ακτινοβολίας ([radiation lobe](#)) είναι το τμήμα του διαγράμματος ακτινοβολίας, που οριοθετείται από περιοχές σχετικά ασθενούς ή μηδενικής έντασης ακτινοβολίας. Κύριος λοβός (major lobe) είναι αυτός που περιέχει την κατεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας. Σε μερικές κεραίες ενδέχεται να υπάρχουν περισσότεροι του ενός κύριοι λοβοί. Κάθε λοβός, που δεν είναι κύριος, χαρακτηρίζεται ως δευτερεύων (minor lobe). Πλευρικός λοβός (side lobe) είναι κάθε λοβός που δεν περιέχει τη διεύθυνση που μας ενδιαφέρει. Τέλος, οπίσθιος λοβός (back lobe) λέγεται αυτός που περιέχει την αντίθετη κατεύθυνση από αυτή του κύριου λοβού (Balanis, 2005).

Γενικά, θα μπορούσαμε να πούμε ότι ένας από τους κύριους στόχους της σχεδίασης πρέπει να είναι η ελαχιστοποίηση των πλευρικών λοβών, αφού αυτοί σχετίζονται με την ακτινοβολία προς ανεπιθύμητες κατευθύνσεις. Το επίπεδο ενός πλευρικού λοβού εκφράζεται συνήθως σε σχέση με αυτό του κύριου λοβού. Συγκεκριμένα, στάθμη ενός πλευρικού λοβού εννοούμε τον λόγο της ισχύος του πλευρικού λοβού στην κατεύθυνση μεγίστου του προς την αντίστοιχη ισχύ του κύριου λοβού. Συνήθως, στάθμες πλευρικών της τάξης των -20dB θεωρούνται ικανοποιητικές για τις περισσότερες εφαρμογές, με τα -30dB να αποτελούν μία πιο αυστηρή προδιαγραφή για τις πιο απαιτητικές εφαρμογές, όπως είναι τα συστήματα ραντάρ (Balanis, 2012).

Γωνιακό εύρος ονομάζεται η γωνία μεταξύ των μηδενισμών ή ελαχίστων του διαγράμματος, στην οποία βρίσκεται η κατεύθυνση μεγίστου (βλ. Σχήμα 6.6). Πρακτικά, πιο πολύ ενδιαφέρον παρουσιάζει το εύρος ημίσειας ισχύος θ_{3dB} (half-power beamwidth), που ορίζεται ως η γωνία που περιλαμβάνει την κατεύθυνση μεγίστου, και η οποία οριοθετείται από τις κατευθύνσεις, στις οποίες η ένταση ακτινοβολίας έχει τη μισή τιμή της μέγιστης. Συνήθως, μία μείωση του εύρους του κύριου λοβού (που σημαίνει πιο κατευθυντική κεραία) συνεπάγεται αύξηση της στάθμης των πλευρικών λοβών.



Σχήμα 6.6 Λοβοί ακτινοβολίας, γωνιακό εύρος και εύρος ημίσειας ισχύος

Ένταση ακτινοβολίας

Η ένταση ακτινοβολίας (radiation intensity) σε μια ορισμένη διεύθυνση είναι η ακτινοβολούμενη ισχύς ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Είναι ένα μέγεθος, που αφορά το μακρινό πεδίο ακτινοβολίας μιας κεραίας, και το οποίο μαθηματικά ορίζεται από την εξίσωση:

$$U(\theta, \phi) = r^2 \left| \vec{P}_{av}(\vec{r}) \right| \quad (6.46)$$

Επίσης, η ένταση ακτινοβολίας σχετίζεται με το μακρινό ηλεκτρικό πεδίο μέσω της εξίσωσης:

$$U(\theta, \phi) = \frac{r^2}{2Z_o} \left| \vec{E}(\vec{r}) \right|^2 \equiv \frac{r^2}{2Z_o} \left[\left| E_\theta(\theta, \phi) \right|^2 + \left| E_\phi(\theta, \phi) \right|^2 \right] \quad (6.47)$$

Προκύπτει, λοιπόν, επιπλέον της (6.39), ένας ακόμη τρόπος υπολογισμού της ισχύος ακτινοβολίας μιας κεραίας, με ολοκλήρωση της έντασης ακτινοβολίας σε ολόκληρη τη στερεά γωνία Ω :

$$W_{rad} = \oint_{\Omega} U(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta [U(\theta, \phi) \sin \theta] \quad (6.48)$$

Όσον αφορά τον ισοτροπικό ακτινοβολητή, εξαιτίας της σημειακής του φύσης, το διάνυσμα Poynting έχει ακτινική διεύθυνση και εξαρτάται μόνο από την απόσταση του σημείου παρατήρησης από την πηγή, δηλαδή:

$$\vec{P}_{av,o}(\vec{r}) = \frac{W_{rad}}{4\pi r^2} \hat{r} \quad (6.49)$$

όπου το σύμβολο o υποδηλώνει ομοιοκατευθυντική κεραία. Αντίστοιχα, η ένταση ακτινοβολίας του ισοτροπικού ακτινοβολητή είναι σταθερή και ανεξάρτητη των γωνιών θ και ϕ :

$$U_o = \frac{W_{rad}}{4\pi} \quad (6.50)$$

Κατευθυντικό κέρδος – Κατευθυντικότητα

Κατευθυντικό κέρδος ([directive gain](#)) $D_g(\theta, \phi)$ σε μια ορισμένη διεύθυνση ονομάζεται ο λόγος της έντασης ακτινοβολίας μιας κεραίας σε αυτή τη διεύθυνση προς την ένταση ακτινοβολίας μιας κεραίας αναφοράς. Συνήθως, ως κεραία αναφοράς λαμβάνεται ο ιστροπικός ακτινοβολητής. Έχουμε λοιπόν:

$$D_g(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_o} = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{W_{rad}} \quad (6.51)$$

Κατευθυντικότητα (directivity) D_m μιας κεραίας είναι η τιμή του κατευθυντικού κέρδους στην κατεύθυνση μεγίστου, ή αλλιώς, ο λόγος της μέγιστης τιμής της έντασης ακτινοβολίας προς αυτήν της ιστροπικής κεραίας, δηλαδή:

$$D_m = D_g(\theta, \phi)|_{\max} = \frac{U(\theta, \phi)|_{\max}}{U_o} = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)|_{\max}}{W_{rad}} \quad (6.52)$$

Όπως είναι φανερό, η κατευθυντικότητα της ιστροπικής κεραίας είναι ίση με τη μονάδα. Για κάθε άλλη κεραία η κατευθυντικότητα είναι μεγαλύτερη της μονάδας. Το κατευθυντικό κέρδος, που είναι συνάρτηση των συντεταγμένων διεύθυνσης θ και ϕ , παίρνει τιμές στο διάστημα $[0, D_m]$. Η κατευθυντικότητα εκφράζεται συνήθως σε dBi (με αναφορά τον ιστροπικό ακτινοβολητή) ή πιο σπάνια σε dBd (με αναφορά το δίπολο $\lambda/2$).

Ένα ακόμη σημαντικό μέγεθος είναι ο στερεός λοβός ακτινοβολίας (beam solid angle) Ω_A , που ορίζεται ως η στερεά γωνία, από την οποία θα ακτινοβολούνταν όλη η ισχύς, αν η ένταση ακτινοβολίας ήταν σταθερή και ίση με τη μέγιστη της τιμή για όλες τις γωνίες εντός της Ω_A . Η γωνία Ω_A μπορεί να υπολογισθεί από την εξίσωση:

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta U_n(\theta, \phi) \sin \theta \quad (6.53)$$

όπου:

$$U_n(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U(\theta, \phi)|_{\max}} \quad (6.54)$$

είναι η κανονικοποιημένη ένταση ακτινοβολίας της κεραίας. Με βάση τις παραπάνω εξισώσεις, η εξίσωση για την κατευθυντικότητα διαμορφώνεται ως εξής:

$$D_m = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (6.55)$$

Για κεραίες που χαρακτηρίζονται από έναν κύριο λοβό και αμελητέους πλευρικούς, η γωνία $\square_{\square}$ είναι ίση με το γινόμενο των ανοιγμάτων ημίσειας ισχύος θ_{3dB} και ϕ_{3dB} σε δύο κάθετα μεταξύ τους επίπεδα συμμετρίας του κύριου λοβού ακτινοβολίας. Σε αυτή την περίπτωση, η κατευθυντικότητα δίνεται από την προσεγγιστική εξίσωση:

$$D_m \approx \frac{4\pi}{\theta_{3dB} \phi_{3dB}} \quad (6.56)$$

όπου οι γωνίες θ_{3dB} και ϕ_{3dB} μετρώνται σε ακτίνια (rad). Εναλλακτικά, αν οι γωνίες θ_{3dB} και ϕ_{3dB} μετρώνται σε μοίρες:

$$D_m \approx \frac{41000}{\theta_{3dB}^{\circ} \phi_{3dB}^{\circ}} \quad (6.57)$$

Από την εξίσωση αυτή αναδεικνύεται ακόμη περισσότερο το γεγονός ότι όσο μειώνεται το εύρος ημίσειας ισχύος μιας κεραίας, τόσο πιο κατευθυντική αυτή γίνεται.

Κέρδος ισχύος και απόδοση κεραίας

Μία άλλη παράμετρος που περιγράφει την απόδοση μιας κεραίας, είναι το κέρδος (ή απολαβή). Αυτό ορίζεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$G_g(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{W_{in}} \quad (6.58)$$

όπου W_{in} είναι η ισχύς, με την οποία τροφοδοτείται η κεραία μέσω ενός διασυνδεδεμένου σε αυτήν πομπού. Το κέρδος ισχύος (power gain) είναι το μέγεθος, που κυρίως χρησιμοποιείται στην πράξη, κι αυτό διότι λαμβάνει υπόψη την ισχύ τροφοδοσίας αντί της ακτινοβολούμενης ισχύος σε σχέση με τον ορισμό του κατευθυντικού κέρδους. Με αυτό τον τρόπο, λαμβάνει υπόψη το πόσο αποδοτικά τροφοδοτείται η κεραία, εκτός από τις κατευθυντικές ιδιότητές της. Το κέρδος ισχύος είναι και αυτό μία συνάρτηση των συντεταγμένων κατεύθυνσης, ενώ, όταν δεν αναφέρεται συγκεκριμένη διεύθυνση εννοείται η διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας, οπότε και λέγεται απλώς κέρδος (gain). Όσον αφορά τη μονάδα μέτρησης του κέρδους, συνήθως εκφράζεται σε dB, με πιο συνηθισμένη την αναφορά ως προς τον ιστροπικό ακτινοβολητή (dBi) ή το δίπολο $\lambda/2$ (dBd), όπως ακριβώς και το κατευθυντικό κέρδος (Kraus, 1988).

Η ισχύς ακτινοβολίας εκφράζεται συναρτήσει της ισχύος τροφοδοσίας με βάση την εξίσωση:

$$W_{rad} = e_{tot} W_{in} \quad (6.59)$$

όπου e_{tot} είναι ο συντελεστής απόδοσης της κεραίας (antenna efficiency). Με βάση τις εξισώσεις (6.51), (6.58) και (6.59), εξάγεται η σχέση μεταξύ του κέρδους ισχύος και του κατευθυντικού κέρδους:

$$G_g(\theta, \phi) = e_{tot} D_g(\theta, \phi) \quad (6.60)$$

Κατά τον ίδιο τρόπο συνδέονται και το (μέγιστο) κέρδος με την κατευθυντικότητα μιας κεραίας:

$$G_m = G_g(\theta, \phi) \Big|_{\max} = e_{tot} D_m \quad (6.61)$$

Ο συντελεστής απόδοσης εκφράζει τις απώλειες, τις οποίες εμφανίζει η κεραία κατά τη λειτουργία της. Τρεις είναι οι παράγοντες που συμβάλουν στη μείωση της απόδοσης μιας κεραίας:

- απώλειες εξαιτίας έλλειψης καλής προσαρμογής μεταξύ κεραίας και γραμμής μεταφοράς,
- ωμικές απώλειες, και
- απώλειες διηλεκτρικού.

Οι δύο τελευταίοι παράγοντες είναι πολύ δύσκολο να υπολογιστούν και συνήθως μετρώνται πειραματικά. Γι' αυτό τον λόγο η επίδρασή τους λαμβάνεται μαζί μέσω του συντελεστή απόδοσης ακτινοβολίας (radiation efficiency) e_{rad} . Μπορούμε, λοιπόν, να γράψουμε την εξίσωση:

$$e_{tot} = e_{rad} e_{ref} \quad (6.62)$$

όπου e_{ref} είναι ο συντελεστής απόδοσης λόγω ανακλάσεων (reflection efficiency), ο οποίος δίνεται από την εξίσωση:

$$e_{ref} = 1 - |\rho|^2 \quad (6.63)$$

όπου:

$$\rho = \frac{Z_{\alpha} - Z^*}{Z_{\alpha} + Z} \quad (6.64)$$

είναι ο συντελεστής ανάκλασης στην είσοδο της κεραίας, Z_{α} η αντίσταση εισόδου της κεραίας και Z η χαρακτηριστική αντίσταση της διάταξης, που τροφοδοτεί την κεραία.

Εξαιτίας των ανακλάσεων, δημιουργείται στη γραμμή μεταφοράς ένα στάσιμο κύμα. Ο λόγος της μέγιστης προς την ελάχιστη τιμή του κύματος στη γραμμή ονομάζεται λόγος στασίμων κυμάτων VSWR και συνδέεται με τον συντελεστή ανάκλασης με την εξίσωση:

$$VSWR = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (6.65)$$

Εναλλακτικά, το κέρδος μίας κεραίας μπορεί να οριστεί ως ο λόγος της ισχύος, που ακτινοβολείται (ή λαμβάνεται) ανά μονάδα στερεάς γωνίας από την κεραία προς μία δεδομένη διεύθυνση, προς την ισχύ που ακτινοβολείται (ή λαμβάνεται) ανά μονάδα στερεάς γωνίας από μία ισοτροπική κεραία, η οποία τροφοδοτείται με την ίδια ισχύ. Το κέρδος είναι μέγιστο στη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας και έχει τιμή:

$$G_{\max} = \left(\frac{4\pi}{\lambda^2} \right) A_{eff} \quad (6.66)$$

όπου $\lambda = \frac{c}{f}$ (c είναι η ταχύτητα του φωτός $= 3 \times 10^8$ m/s και f είναι η συχνότητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος) και A_{eff} είναι η ενεργός επιφάνεια της κεραίας.

Ακτινοβολούμενη ισχύς

Όπως είδαμε όταν εξετάσαμε τα χαρακτηριστικά των κεραιών, από το σύνολο της ισχύος που παραλαμβάνει η κεραία, ένα μόνο μέρος εκπέμπεται, γιατί το υπόλοιπο μετατρέπεται σε θερμότητα από την αντίσταση απωλειών της κεραίας. Το ποσό της ισχύος που θα εκπεμφθεί καθορίζεται από την ισχύ εξόδου του πομπού και τον συντελεστή απόδοσης της κεραίας. Η ισχύς αυτή εκφράζεται σε *Watt* και μπορεί να υπολογιστεί εύκολα, αν μετρήσουμε την ενεργό τιμή I_m της έντασης του ρεύματος στο σημείο τροφοδοσίας της κεραίας.

Είδαμε, επίσης, ότι οι περισσότερες κεραιές έχουν κάποιας μορφής κατευθυντικότητα και παρουσιάζουν κέρδος. Έτσι, επιτρέπεται να εκπέμπουν προς την κατεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας, σαν να ήταν κεραιές, που τροφοδοτούνται με μεγαλύτερη ισχύ. Για να χαρακτηρίσουμε αυτή την ιδιότητα, χρησιμοποιούμε το γινόμενο της ακτινοβολούμενης ισχύος επί του κέρδους της κεραίας, που ονομάζεται Ενεργός Ακτινοβολούμενη Ισχύς (Effective Radiated Power, ERP) ή την Ισοδύναμη Ισοτροπικά Ακτινοβολούμενη Ισχύ (Equivalent Isotropically Radiated Power, EIRP):

$$EIRP(\theta, \varphi) = W_{rad} G_g(\theta, \varphi) \quad (6.67)$$

όπου το κέρδος ισχύος $G_g(\theta, \varphi)$ υπολογίζεται ως προς την ισοτροπική πηγή. Επίσης, συνήθως η EIRP αφορά την κατεύθυνση του μέγιστου κέρδους, οπότε:

$$EIRP(\theta, \varphi) = W_{rad} G_{max} \quad (6.68)$$

Αντίστοιχα, η ERP σε συγκεκριμένη κατεύθυνση ορίζεται ως:

$$ERP(\theta, \varphi) = W_{rad} G_{g,dipole}(\theta, \varphi) \quad (6.69)$$

όπου το κέρδος $G_{g,dipole}(\theta, \varphi)$ υπολογίζεται ως προς το κέρδος διπόλου $\lambda/2$. Αντίστοιχα, για την κατεύθυνση μέγιστου κέρδους έχουμε:

$$ERP(\theta, \varphi) = W_{rad} G_{max,dipole} \quad (6.70)$$

Να υπενθυμίσουμε ότι:

$$G_g(\theta, \varphi)|_{dB_i} = G_{g,dipole}(\theta, \varphi)|_{dB_i} + 2,15dB_i \quad (6.71)$$

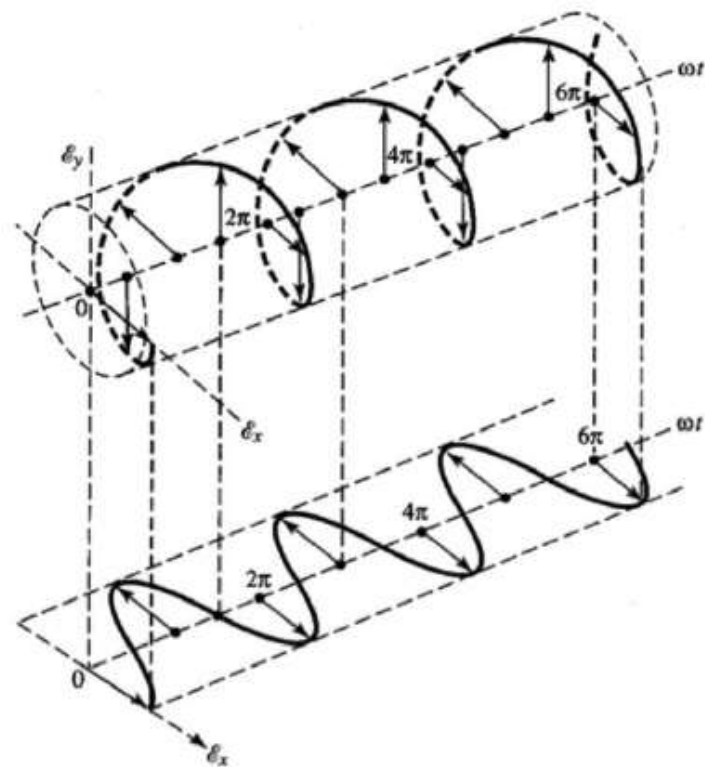
Οπότε, μπορούμε να γράψουμε:

$$EIRP|_{dBW} = ERP|_{dBW} + 2,15dB \quad (6.72)$$

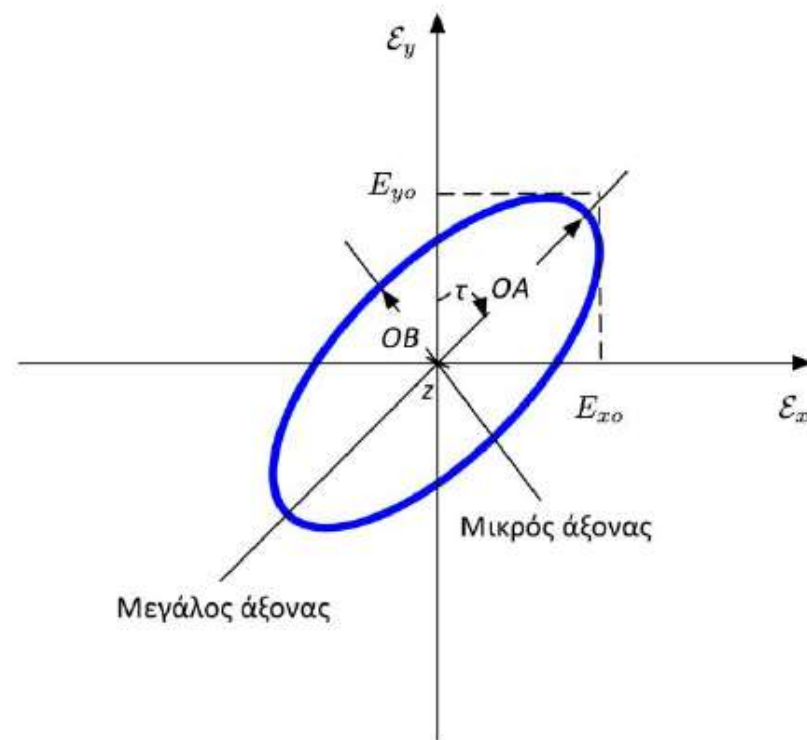
Πόλωση κεραιών

Πόλωση ([polarization](#)) μίας κεραίας σε μία ορισμένη διεύθυνση ορίζεται ως η πόλωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος που ακτινοβολεί η κεραία στη συγκεκριμένη διεύθυνση. Για λειτουργία δέκτη, η πόλωση της κεραίας σε μία συγκεκριμένη κατεύθυνση αναφέρεται στην πόλωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος που προσπίπτει στην κεραία από αυτήν την κατεύθυνση και προκαλεί τη μέγιστη διαθέσιμη ισχύ στους ακροδέκτες της. Όταν δεν αναφέρεται συγκεκριμένη διεύθυνση, εννοείται η διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας. Στη γενική περίπτωση, μία κεραία εκπέμπει κύματα συγκεκριμένων πολώσεων σε διαφορετικές διευθύνσεις (Kraus & Fleisch, 2005).

[Πόλωση](#) ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος σε ένα σημείο του χώρου ονομάζεται η καμπύλη, που διαγράφει το άκρο του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου ως συνάρτηση του χρόνου, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 6.7. Στη γενική περίπτωση, η καμπύλη αυτή είναι μία έλλειψη, οπότε μιλάμε για ελλειπτική πόλωση. Αν οι δύο άξονες της έλλειψης είναι ίσοι, τότε έχουμε κυκλική πόλωση, ενώ, αν ο ένας άξονας είναι πολύ μεγαλύτερος από τον άλλο ή ο ένας άξονας είναι μηδενικός, τότε έχουμε γραμμική πόλωση. Επίσης, αν κατά την κατεύθυνση διάδοσης του κύματος η διαγραφή της έλλειψης γίνεται κατά την ωρολογιακή φορά, η πόλωση ονομάζεται δεξιόστροφη (CW), ενώ αν γίνεται κατά την ανθωρολογιακή φορά ονομάζεται αριστερόστροφη (CCW).



(α)



(β)

Σχήμα 6.7 (α) Ο γεωμετρικός τόπος των σημείων, που διαγράφει το άκρο του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου (β) και ελλειπτική πόλωση στο $z=0$ (β) ως συνάρτηση του χρόνου

Συμβατικά δεχόμαστε ότι το επίπεδο πόλωσης είναι το επίπεδο ταλάντωσης του ηλεκτρικού πεδίου. Ας θεωρήσουμε το στιγμιαίο ηλεκτρικό πεδίο ενός επιπέδου κύματος, το οποίο οδεύει προς τα αρνητικά z :

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t)\hat{x} + \vec{E}_y(z, t)\hat{y} \quad (6.73)$$

Οι στιγμιαίες συνιστώσες του κύματος μπορούν να γραφούν με τη βοήθεια των μιγαδικών τους παραστάσεων ως εξής:

$$\vec{E}_x(z, t) = \text{Re}\{\vec{E}_x e^{j\omega t}\} = \text{Re}\{\vec{E}_{ox} e^{jkz} e^{j\omega t}\} = E_{ox} \cos(\omega t + kz + \phi_x) \quad (6.74)$$

$$\vec{E}_y(z, t) = \text{Re}\{\vec{E}_y e^{j\omega t}\} = \text{Re}\{\vec{E}_{oy} e^{jkz} e^{j\omega t}\} = E_{oy} \cos(\omega t + kz + \phi_y) \quad (6.75)$$

όπου E_{ox} και E_{oy} είναι οι μέγιστες τιμές των x και y συνιστωσών αντίστοιχα.

Η βασική εξίσωση της έλλειψης στο επίπεδο xy μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\sin^2(\phi_x - \phi_y) = \frac{\mathcal{E}_x^2(z, t) + \mathcal{E}_y^2(z, t)}{|E_{ox}|^2 + |E_{oy}|^2} - 2 \cos(\phi_x - \phi_y) \frac{\mathcal{E}_x(z, t) + \mathcal{E}_y(z, t)}{|E_{ox}| |E_{oy}|} \quad (6.76)$$

Όλες οι περιπτώσεις πόλωσης προκύπτουν, επιλέγοντας κατάλληλες τιμές για τα μεγέθη $|E_{ox}|, |E_{oy}|, \phi_x, \phi_y$ (Staelin, 2009).

Γραμμική Πόλωση

Για να έχει ένα κύμα γραμμική πόλωση, θα πρέπει μία από τις δύο συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου να είναι μηδέν ή η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο συνιστωσών να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του π :

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = n\pi, \quad n \in 0,1,2,3,\dots \quad (6.77)$$

Κυκλική πόλωση

Για να έχει ένα κύμα κυκλική πόλωση, θα πρέπει τα πλάτη των δύο ορθογωνικών συνιστωσών να είναι ίσα και η διαφορά φάσης να είναι περιττό πολλαπλάσιο του $\pi/2$, δηλαδή:

$$E_{ox} = E_{oy} \quad (6.78)$$

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = \left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n \in 0,1,2,3,\dots \text{ για CW πόλωση} \quad (6.79)$$

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = -\left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n \in 0,1,2,3,\dots \text{ για CCW πόλωση} \quad (6.80)$$

Αν αλλάξει η φορά του κύματος (κατά τα θετικά z), θα πρέπει να αλλάξουν μεταξύ τους οι φάσεις στις δύο προηγούμενες σχέσεις για CW και CCW πόλωση.

Ελλειπτική πόλωση

Για ελλειπτική πόλωση πρέπει η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο συνιστωσών να είναι περιττό πολλαπλάσιο του $\pi/2$ και τα πλάτη τους να μην είναι ίσα ή η διαφορά φάσης να μην είναι πολλαπλάσιο του $\pi/2$ (ανεξάρτητα των πλατών), δηλαδή:

$$E_{ox} \neq E_{oy} \quad (6.81)$$

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = \left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n \in 0,1,2,3,\dots \text{ για CW πόλωση} \quad (6.82)$$

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = -\left(\frac{1}{2} + 2n\right)\pi, \quad n \in 0,1,2,3,\dots \text{ για CCW πόλωση} \quad (6.83)$$

ή

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x \neq \pm \frac{n}{2}\pi, \quad n \in 0,1,2,3,\dots \quad (6.84)$$

όπου για CW πόλωση ισχύει $\Delta\phi > 0$, ενώ για CCW πόλωση $\Delta\phi < 0$.

Ένα μέγεθος, που περιγράφει το πόσο ελλειπτική είναι η πόλωση ενός κύματος είναι ο αξονικός λόγος (axial ratio) AR , που ορίζεται από την παρακάτω εξίσωση (με αναφορά στο Σχήμα 6.7):

$$AR = \frac{\text{μεγάλος} \cdot \text{αξονας}}{\text{μικρός} \cdot \text{αξονας}} = \frac{OA}{OB}, \quad 1 \leq AR \leq \infty \quad (6.85)$$

όπου ο μεγάλος και ο μικρός άξονας της έλλειψης δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$OA = \left\{ \frac{1}{2} [E_{ox}^2 + E_{oy}^2 + (E_{ox}^4 + E_{oy}^4 + 2E_{ox}^2 E_{oy}^2 \cos(2\Delta\phi))^{1/2}] \right\}^{1/2} \quad (6.86)$$

$$OB = \left\{ \frac{1}{2} [E_{ox}^2 + E_{oy}^2 - (E_{ox}^4 + E_{oy}^4 + 2E_{ox}^2 E_{oy}^2 \cos(2\Delta\phi))^{1/2}] \right\}^{1/2} \quad (6.87)$$

Η κλίση της έλλειψης ως προς τον y άξονα αναπαριστάται με τη γωνία τ , η οποία δίνεται από την εξίσωση:

$$\tau = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \left[\frac{2E_{ox}E_{oy}}{E_{ox}^2 - E_{oy}^2} \cos(\Delta\phi) \right] \quad (6.88)$$

Όταν η έλλειψη ευθυγραμμίζεται με τους δύο άξονες του συστήματος συντεταγμένων $\tau = \frac{n\pi}{2}$,

$n \in 0,1,2,3,\dots$ ο μεγάλος (μικρός) άξονας είναι ίσος με E_{ox} (E_{oy}) ή E_{oy} (E_{ox}) και ο αξονικός λόγος είναι ίσος με E_{ox}/E_{oy} ή E_{oy}/E_{ox} .

Κεραίες Δορυφόρων και Επίγειων Σταθμών

Η κεραία του επίγειου σταθμού και των δορυφόρων είναι ίσως το σημαντικότερο στοιχείο του επίγειου και δορυφορικού συστήματος, καθώς είναι ο εξοπλισμός εκείνος, που λαμβάνει και εκπέμπει τα διαμορφωμένα RF σήματα, των οποίων μάλιστα η λαμβανόμενη ισχύς εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το κέρδος της χρησιμοποιούμενης κεραίας. Επειδή, επίσης, η κεραία αναπόφευκτα λαμβάνει και κάποια ισχύ θορύβου, τα λειτουργικά της χαρακτηριστικά παίζουν πολύ καθοριστικό ρόλο στην ποιότητα του σήματος που τελικά θα φτάσει στο κύκλωμα αποδιαμόρφωσης-αποκωδικοποίησης του δέκτη.

Οι τρεις βασικές απαιτήσεις, που πρέπει να ικανοποιούνται από μια κεραία, είναι:

- υψηλή κατευθυντικότητα και ταυτόχρονα χαμηλή στάθμη πλευρικών λοβών,
- χαμηλή θερμοκρασία θορύβου, με σκοπό τη μείωση της ισχύος θορύβου μέσα στη ζώνη συχνοτήτων, που αφορά τη φέρουσα συχνότητα της κάτω ζεύξεως (downlink frequency), και
- καλή μηχανική στερέωση και αντοχή, έτσι ώστε ένα σύστημα αυτόματης επαναφοράς να μπορεί να ευθυγραμμίσει την κεραία με τη διεύθυνση του δορυφόρου, ακόμα και υπό δυσμενείς καιρικές συνθήκες.

Στους δορυφόρους χρησιμοποιούνται τέσσερις βασικοί τύποι κεραιών. Αυτοί είναι:

- Κεραίες σύρματος (wire antennas): μονοπολικές και διπολικές.
- Κεραίες χοάνης (horn antennas).
- Κεραίες ανακλαστήρα (reflector antennas).
- Κεραίες συστοιχίας ή στοιχειοκεραίες (array antennas)

Κεραία σύρματος

Οι κεραίες σύρματος χρησιμοποιούνται κυρίως στις περιοχές των VHF και UHF, για να παρέχουν επικοινωνίες για τα συστήματα τηλεμετρίας και ελέγχου ενός δορυφόρου. Τοποθετούνται με μεγάλη προσοχή στο σώμα του δορυφόρου σε μία προσπάθεια παροχής ομοιοκατευθυντικής κάλυψης. Οι περισσότεροι δορυφόροι είναι σε μέγεθος μόνο λίγα μήκη κύματος στις συχνότητες VHF, κάτι που καθιστά δύσκολη τη λειτουργία με τα απαιτούμενα διαγράμματα ακτινοβολίας της κεραίας. Επίσης, τείνουν να υπάρχουν προσανατολισμοί του δορυφόρου, στους οποίους η ευαισθησία του συστήματος τηλεμετρίας και ελέγχου μειώνεται από μηδενισμούς στο διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας.

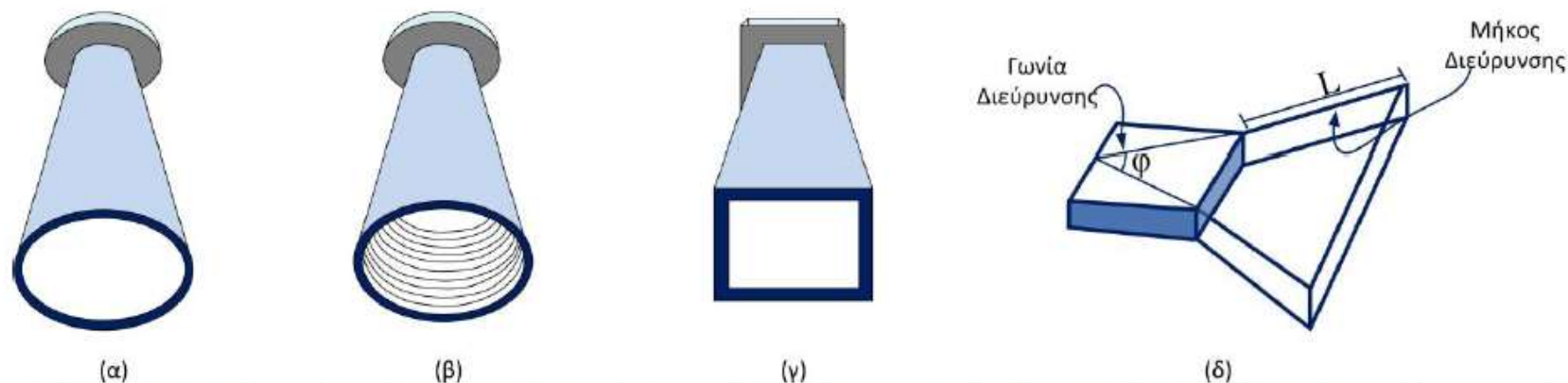
Κεραία χοάνης

Στοχεύοντας στην αποδοτικότερη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, η κεραία χοάνης έχει υιοθετηθεί στις δορυφορικές επικοινωνίες, εξαιτίας του μεγαλύτερου ανοίγματός της συγκριτικά με τους κυματοδηγούς. Πιο συγκεκριμένα, οι κυματοδηγοί παρουσιάζουν αναντιστοιχία στην εμπέδησή τους συγκριτικά με την ατμόσφαιρα, με αποτέλεσμα τη σημαντική μείωση της αποδοτικότητάς τους, καθώς ένα σημαντικό ποσοστό της ενέργειας του κύματος θα επιστρέψει προς τα πίσω, όταν αυτό θα φθάσει στο ανοιχτό άκρο του κυματοδηγού. Ως αποτέλεσμα, το διάγραμμα ακτινοβολίας δεν είναι κατευθυντικό και απαιτούνται τροποποιήσεις, για να μειωθούν οι περιθλάσεις στα άκρα του κυματοδηγού.

Η κατευθυντικότητα του διαγράμματος ακτινοβολίας των κυματοδηγών μπορεί να αυξηθεί με την προσθήκη μίας χοάνης στο ανοιχτό άκρο του κυματοδηγού. Τα βελτιωμένα χαρακτηριστικά της κεραίας χοάνης που προκύπτει οφείλονται στη βελτιωμένη ενεργειακή σύζευξη μεταξύ του κυματοδηγού και της ατμόσφαιρας. Αυτή η βελτίωση οφείλεται στη σταδιακή αλλαγή της εμπέδησης του κυματοδηγού, που επιτυγχάνεται μέσω της χοάνης, και στο καλύτερο ταίριασμα με την εμπέδηση του ελεύθερου χώρου. Γενικά, οι παράμετροι, που χαρακτηρίζουν την κεραία, είναι το μήκος διεύρυνσης (flare length) L και η γωνία διεύρυνσης ϕ . Επιλέγοντας μία μικρή τιμή ϕ , μειώνεται η κατευθυντικότητα της κεραίας, ενώ και η επιλογή μεγάλης τιμής ϕ θα οδηγήσει σε μειωμένη κατευθυντικότητα εξαιτίας περιθλάσεων του κύματος. Επισημαίνεται ότι η συνηθέστερη χρήση των κεραιών χοάνης είναι για την τροφοδοσία των κεραιών παραβολικού ανακλαστήρα, ώστε αυτές να ακτινοβολήσουν το κύμα προς μία κατεύθυνση ως παράλληλες δέσμες.

Στο Σχήμα 6.10 απεικονίζονται οι σημαντικότεροι τύποι κεραιών χοάνης, η κωνική και η πυραμιδοειδής, μαζί με τις σχεδιαστικές παραμέτρους της πυραμιδοειδούς κεραίας. Η κωνική κεραία χοάνης, η οποία χρησιμοποιείται για τον τερματισμό κυκλικών κυματοδηγών, κατηγοριοποιείται περαιτέρω σε δύο τύπους. Ο πρώτος τύπος έχει λείο εσωτερικό τοίχωμα και χρησιμοποιεί γραμμική ή κυκλική πόλωση. Παρότι ο λείος τύπος κωνικής κεραίας χοάνης παρουσιάζει συμμετρία, ο κύριος λοβός ακτινοβολίας δεν είναι συμμετρικός και το διάγραμμα ακτινοβολίας εκφράζεται από πολύπλοκες συναρτήσεις των διαστάσεων της χοάνης. Η έλλειψη συμμετρίας δημιουργεί προβλήματα, όταν στόχος της μετάδοσης είναι να καλυφθούν εκτεταμένες περιοχές της Γης (Roddy, 2006). Ως λύση στο πρόβλημα της ασυμμετρίας προτείνεται η χρήση κεραιών χοάνης με αυλακωτό εσωτερικό τοίχωμα. Αυτός ο τύπος κεραίας είναι δυσκολότερος στην κατασκευή του, αλλά παρουσιάζει πολύ πιο ασθενή σταυρωτά πολωμένη συνιστώσα. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η συμμετρία του διαγράμματος ακτινοβολίας.

Η πυραμιδοειδής κεραία εκπέμπει γραμμικά πολωμένα κύματα και το διάγραμμα ακτινοβολίας θα παρουσιάζει διαφορετικό άνοιγμα ακτινοβολίας στα πεδία E και H , επειδή ο κυματοδηγός διευρύνεται και προς τις δύο κατευθύνσεις. Ωστόσο, επιλέγοντας κατάλληλα τις διαστάσεις του ανοίγματος, είναι δυνατή η εξισορρόπησή τους. Επιπλέον, αυτός ο τύπος κεραίας χοάνης μπορεί να εκπέμπει κύματα με διπλή γραμμική πόλωση.

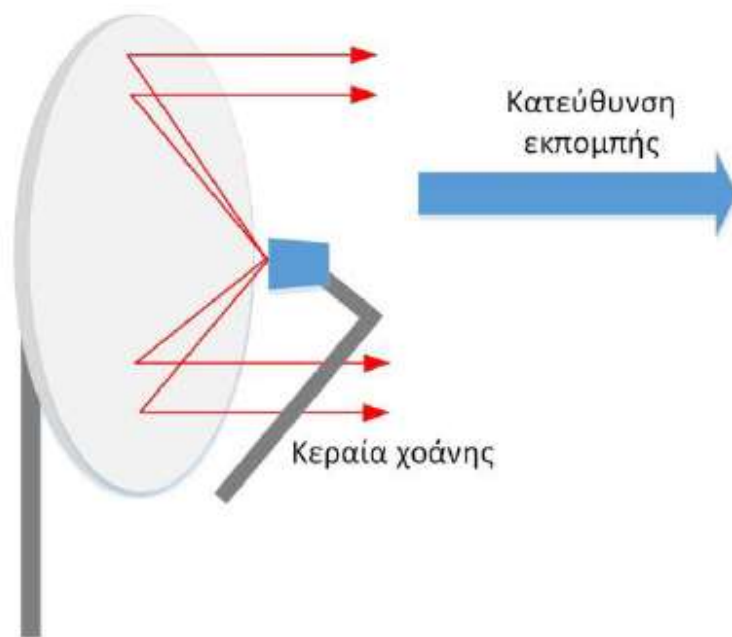


Σχήμα 6.10 Κεραίες χοάνης διάφορων τύπων (α) Κωνική με λείο εσωτερικό τοίχωμα, (β) κωνική με αυλακωτό εσωτερικό τοίχωμα, (γ) πυραμιδοειδής, και (δ) σχεδιαστικές παράμετροι πυραμιδοειδούς κεραίας

Κεραία παραβολικού ανακλαστήρα

Η παραβολή ορίζεται ως μία επίπεδη καμπύλη, τα σημεία της οποίας έχουν την ιδιότητα να ισαπέχουν από ένα σημείο, το οποίο καλείται εστία της παραβολής, και μία δεδομένη ευθεία, η οποία καλείται διευθετούσα. Γενικά, στις δορυφορικές επικοινωνίες γίνεται ευρεία χρήση της παραβολικής κεραίας. Οι κυριότεροι λόγοι, για τους οποίους επιλέγεται το συγκεκριμένο παραβολικό είδος τόσο στους επίγειους σταθμούς όσο και στους δορυφορικούς αναμεταδότες, είναι το υψηλό κέρδος και οι μικρής στάθμης πλευρικοί λοβοί. Τα βασικά τμήματα της παραβολικής κεραίας είναι:

- Η πηγή τροφοδοσίας, η οποία είναι συνήθως πρωτεύουσα πηγή (κεραία χοάνης) ή υποανακλαστήρας. Η πηγή τροφοδοσίας μπορεί να είναι τοποθετημένη στο κέντρο του παραβολικού ανακλαστήρα και να εκπέμπει προς έναν υποανακλαστήρα, πριν ο κυρίως παραβολικός ανακλαστήρας συγκεντρώσει την ακτινοβολία στην κατεύθυνση εκπομπής, όπως στις παραβολικές κεραίες τύπου Cassegrain. Επίσης, μπορεί να βρίσκεται εκτός του ανακλαστήρα και να στοχεύει προς αυτόν, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.11.
- Ο ανακλαστήρας είναι παραβολικού σχήματος, τελείως αγωγίμος, ενώ κατευθύνει την ακτινοβολούμενη ισχύ μέσα σε μια δέσμη, παράγοντας, κατά προσέγγιση, επίπεδο κύμα.



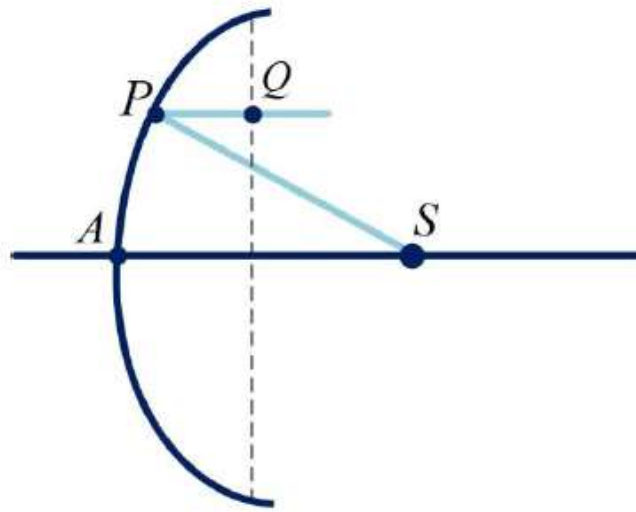
Σχήμα 6.11 Παραβολική κεραία

Το κύριο χαρακτηριστικό της παραβολικής κεραίας είναι η εστιασμένη εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 6.11. Αυτή η ιδιότητα του παραβολικού ανακλαστήρα οφείλεται στο φαινόμενο, το οποίο παρατηρείται και στις φωτεινές δέσμες, κατά το οποίο, όταν παράλληλες δέσμες ληφθούν από τον ανακλαστήρα, αυτός θα τις συγκεντρώσει σε ένα σημείο εστίασης. Αντίθετα, όταν δέσμες, που εκπέμπονται από το σημείο εστίασης, ληφθούν από τον ανακλαστήρα, αυτός θα τις εκπέμψει έπειτα ως παράλληλες δέσμες. Έτσι, μέσω της κεραίας χοάνης το κύμα φτάνει στον παραβολικό ανακλαστήρα και έπειτα, οι ακτίνες εκπέμπονται ως παράλληλες δέσμες.

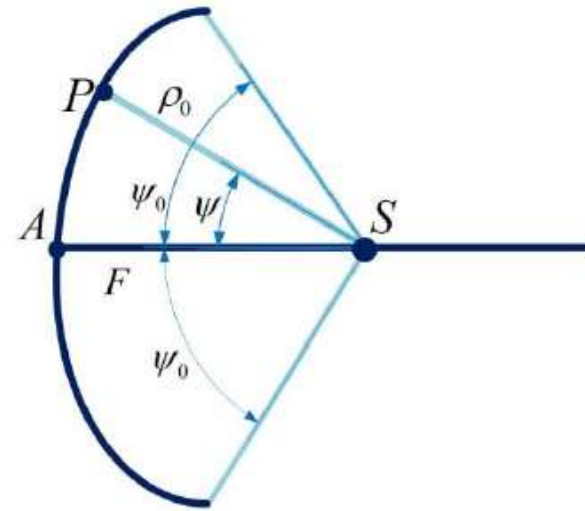
Στο Σχήμα 6.12(α) φαίνεται με λεπτομέρεια η γεωμετρία της παραβολικής κεραίας. Το σημείο S είναι το σημείο εστίασης, το σημείο P είναι ένα τυχαίο σημείο επί της καμπύλης του ανακλαστήρα, η οποία περιέχει το σημείο εστίασης και είναι σε ένα επίπεδο κανονικό ως προς το επίπεδο του ανοίγματος της κεραίας, επί του οποίου βρίσκεται το σημείο Q. Η διαδρομή ακτίνας SPQ είναι ίδια για οποιοδήποτε σημείο P πάνω στο κάτοπτρο. Έχοντας αυτήν την ιδιότητα ως δεδομένο, το κύμα το οποίο εκπέμπεται από μία ιστροπική σημειακή πηγή θα έχει μία κατανομή φάσης, η οποία θα ακολουθεί την ομοιόμορφη κατανομή. Συνδυάζοντας αυτήν την ιδιότητα με την εκπομπή παράλληλων δεσμών, το μέτωπο του κύματος θα είναι επίπεδο. Η απόσταση SA είναι το εστιακό μήκος F , ρ η εστιακή απόσταση και SPQ η διαδρομή της ακτίνας. Με βάση τη γεωμετρία του Σχήματος 6.12(β), προκύπτει ο λόγος εστιακού μήκους προς την εστιακή απόσταση ως (Roddy, 2006):

$$\frac{F}{D} = 0.25 \cot \frac{\psi_0}{2} \quad (6.94)$$

όπου D είναι η διάμετρος ανακλαστήρα της παραβολικής κεραίας και $2\psi_0$ είναι η υποκείμενη γωνία (subtended angle) της κεραίας, που ορίζεται από τα άκρα του κατόπτρου και του σημείου εστίασης. Συμπερασματικά, στο μακρινό πεδίο της παραβολικής κεραίας, το εκπεμπόμενο κύμα θεωρείται επίπεδο, αντίθετα από το κύμα, το οποίο εκπέμπεται από την κεραία χοάνης και έχει σφαιρικό μέτωπο. Εξαιτίας της διαφορετικής μορφής τους, η πυκνότητα ισχύος θα παρουσιάζει διαφοροποιήσεις. Για το επίπεδο κύμα που εκπέμπει η παραβολική κεραία, η πυκνότητα ισχύος θα είναι ανεξάρτητη από την απόσταση. Για το κύμα που εκπέμπει η κεραία χοάνης, η πυκνότητα ισχύος στο μακρινό πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της απόστασης.



(α)



(β)

Σχήμα 6.12 Γεωμετρία παραβολικής κεραίας

Το εύρος θ_{3dB} μίας παραβολικής κεραίας εξαρτάται από τις διαστάσεις (διάμετρο) της κεραίας και τη συχνότητα λειτουργίας και συγκεκριμένα από τον λόγο τους λ / D . Η εξάρτηση αυτή εμπεριέχει ένα συντελεστή, του οποίου η τιμή σχετίζεται με την πρόσπτωση της ακτινοβολίας στην κεραία. Για ομοιόμορφη πρόσπτωση, ο συντελεστής λαμβάνει τιμή $58,5^\circ$, ενώ για μη ομοιόμορφη πρόσπτωση η τιμή του εξαρτάται από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της πρόσπτωσης της ακτινοβολίας. Μία τιμή, που χρησιμοποιείται συχνά, είναι των 70° , οπότε η προσεγγιστική έκφραση για το εύρος θ_{3dB} είναι η ακόλουθη:

$$\theta_{3dB}^\circ \cong 70 \left(\frac{\lambda}{D} \right) = 70 \left(\frac{c}{fD} \right) \quad (6.95)$$

Από την εξίσωση (6.95) φαίνεται ότι όσο αυξάνεται η συχνότητα και η διάμετρος της κεραίας, τόσο πιο μικρό γίνεται το γωνιακό εύρος θ_{3dB} και αντίστοιχα η δέσμη ακτινοβολίας της κεραίας.

Το κέρδος της κεραίας σε διεύθυνση θ , $G(\theta)$, σε σχέση με τη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας, $G_{\max}$, δίνεται για μικρές γωνίες θ ($0 \leq \theta \leq \theta_{3dB}/2$) από την εξίσωση:

$$G(\theta)_{dB_i} = G_{\max, dB_i} - 12 \left(\frac{\theta}{\theta_{3dB}} \right)^2 \quad (6.96)$$

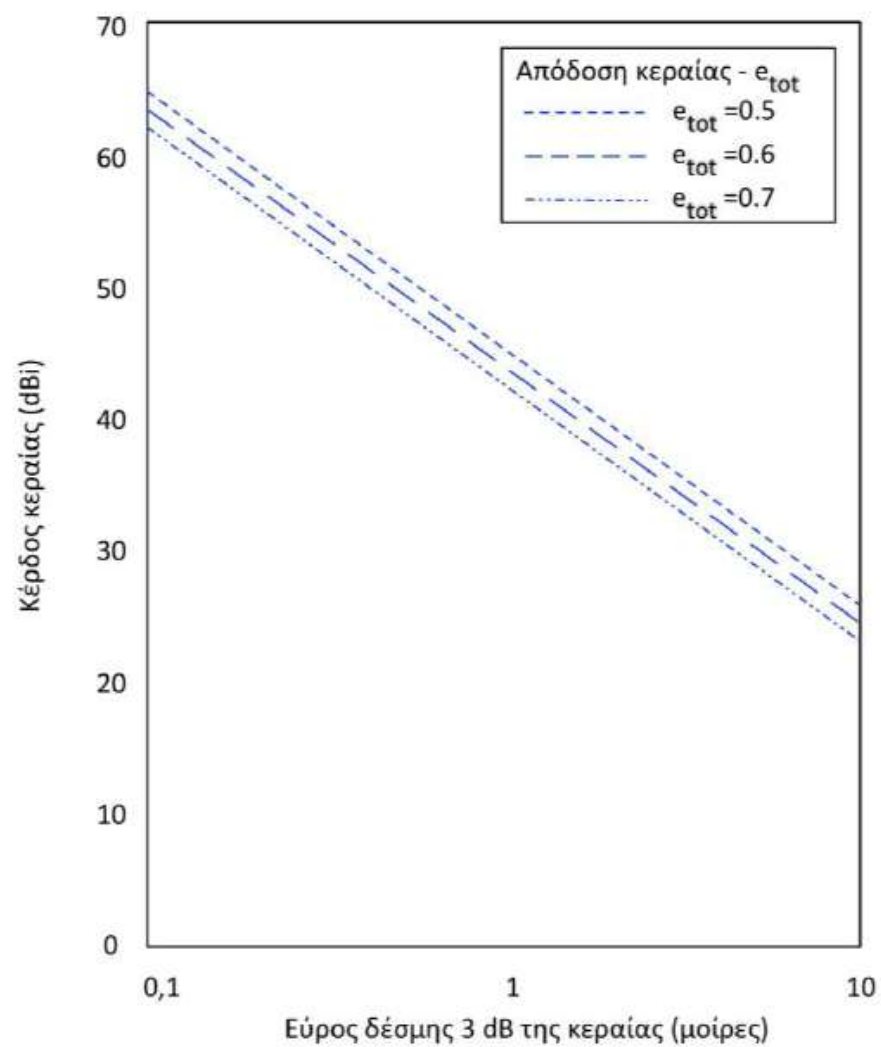
Από την προηγούμενη ανάλυση προκύπτει ότι τόσο το κέρδος όσο και το γωνιακό εύρος θ_{3dB} εξαρτώνται από τον λόγο λ / D , αλλά με αντίστροφο τρόπο. Έπεται, λοιπόν, ότι η μεταξύ τους σχέση θα είναι ανεξάρτητη από τον λόγο αυτό, γεγονός που συνάγεται συνδυάζοντας τις σχέσεις (6.95) και (6.96):

$$G_{\max} = e_{tot} \left(\frac{70\pi}{\theta_{3dB}} \right)^2 \quad (6.97)$$

Π.χ., για $e_{tot}=0,6$ η εξίσωση (6.97) εκφρασμένη σε dBi γράφεται:

$$G_{\max, dB_i} = 44.6 - 20 \log(\theta_{3dB}) \Rightarrow \theta_{3dB} = \frac{170}{10^{\frac{G_{\max, dB_i}}{20}}}$$

Η σχέση μέγιστου κέρδους της κεραίας $G_{\max, dB_i}$ και γωνιακού εύρους δέσμης θ_{3dB} για διάφορους συντελεστές απόδοσης παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.13.



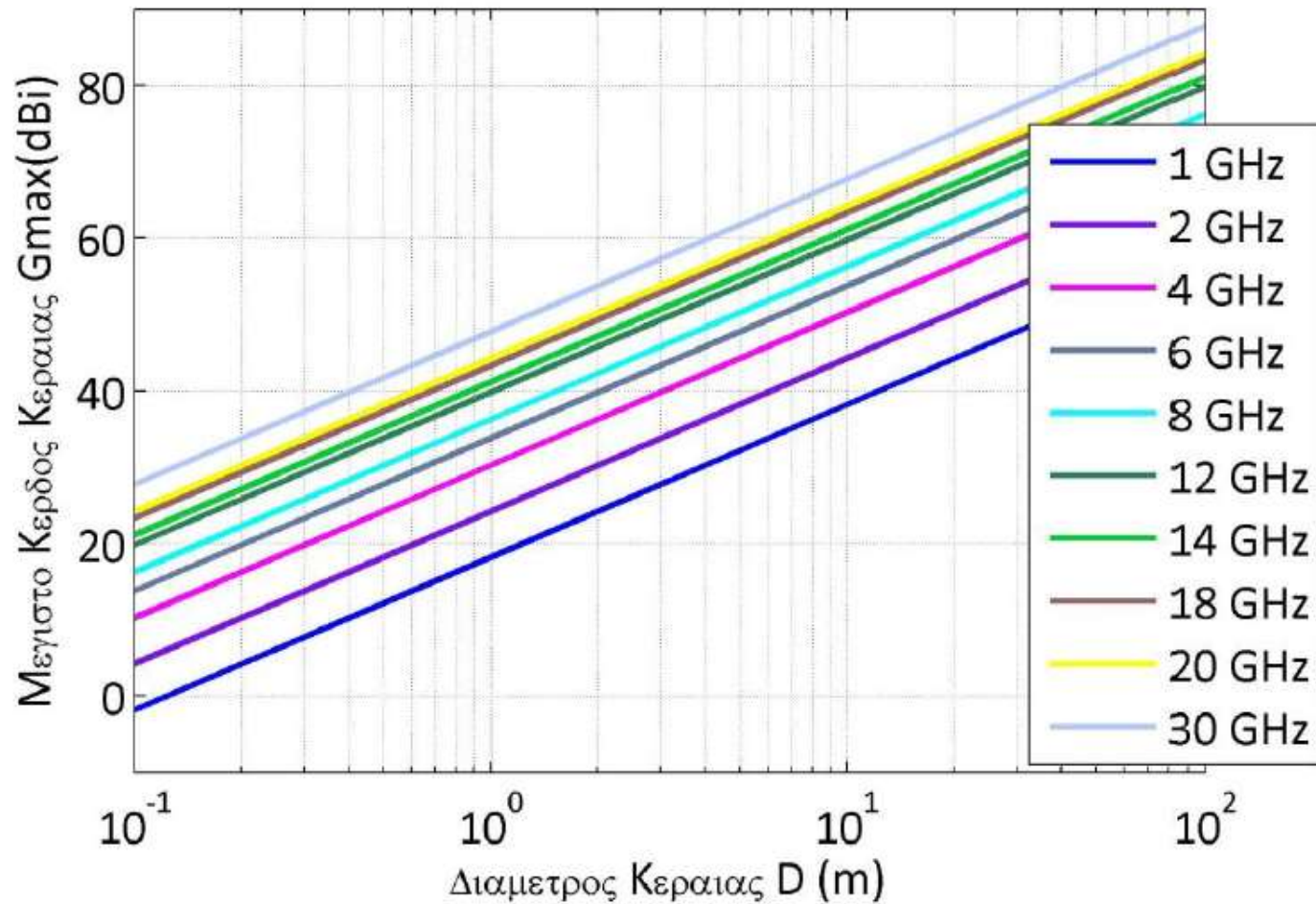
Σχήμα 6.13 Κέρδος κεραίας στη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας ως συνάρτηση του γωνιακού εύρους δέσμης θ_{3dB} για τρεις τιμές απόδοσης ($e_{tot}=0,5$, $e_{tot}=0,6$ και $e_{tot}=0,7$).

Για μια κεραία με μία κυκλική επιφάνεια ή ανακλαστήρα διαμέτρου D και γεωμετρική επιφάνεια $A = \frac{\pi D^2}{4}$ ισχύει ότι η ενεργός επιφάνεια είναι ίση με την φυσική επιφάνεια, δηλαδή $A_{eff} = e_{tot} A \Rightarrow e_{tot} = \frac{A_{eff}}{A}$.

Έτσι, προκύπτει το μέγιστο κέρδος, που εξαρτάται από τη διάμετρο και τη συχνότητά του:

$$G_{\max} = e_{tot} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 = e_{tot} \left(\frac{\pi D f}{c} \right)^2 \quad (6.98)$$

Το Σχήμα 6.14 συγκεντρώνει διάφορες τιμές του μέγιστου κέρδους κεραίας συναρτήσει της διαμέτρου για διάφορες συχνότητες λειτουργίας, θεωρώντας ότι η τιμή του συντελεστή e_{tot} είναι 0,6.



Σχήμα 6.14 Μέγιστο κέρδος κεραίας για διάφορες τιμές διαμέτρου κεραίας και συχνοτήτων λειτουργίας για $e_{tot}=0,6$

Εκφρασμένο σε dBi (το κέρδος σχετικά με μια ισοτροπική κεραία), το πραγματικό κέρδος της κεραίας είναι:

$$G_{\max, dBi} = 10 \log \left[e_{tot} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \right] = 10 \log \left[e_{tot} \left(\frac{\pi D f}{c} \right)^2 \right] \quad (6.99)$$

Για γωνίες θ σε μία περιοχή 6dB γύρω από τη γωνία του μεγίστου, η συνάρτηση του κέρδους του παραβολικού κάτοπτρου μπορεί να υπολογιστεί προσεγγιστικά από την εξίσωση (Κωττής & Καψάλης, 2012):

$$G(\theta) = e_{tot} \left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 e^{-2,76(\theta/2\theta_{3dB})^2} \quad (6.100)$$

Από την παραπάνω εξίσωση φαίνεται ότι το κέρδος μειώνεται εκθετικά, καθώς η γωνία σκόπευσης θ απομακρύνεται από την τιμή $\theta=0^\circ$, στην οποία αντιστοιχεί το μέγιστο κέρδος.

Ένας άλλος παράγοντας μείωσης του κέρδους της παραβολικής κεραίας είναι οι ανωμαλίες της επιφάνειάς της, η οποία είναι πρακτικά αδύνατο να είναι ιδανικά λεία. Στην περίπτωση αυτή προκαλείται σκέδαση της ακτινοβολίας με συνέπεια τη μείωση του κέρδους στην επιθυμητή κατεύθυνση. Η μείωση αυτή περιγράφεται από την εξίσωση:

$$L_a = e^{\left(\frac{-4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2} \quad (6.101)$$

όπου σ η μέση τετραγωνική τιμή των επιφανειακών ανωμαλιών του κάτοπτρου. Για $(\sigma/\lambda) = 10\%$, το μέγιστο κέρδος της κεραίας μειώνεται κατά 7dB περίπου. Η εξίσωση (6.101) αποτελεί τον τεχνολογικό περιοριστικό παράγοντα στη θεωρητικά συνεχώς αυξανόμενη τιμή του κέρδους της κεραίας με την αύξηση της συχνότητας λειτουργίας, όπως φαίνεται από την εξίσωση (6.100).

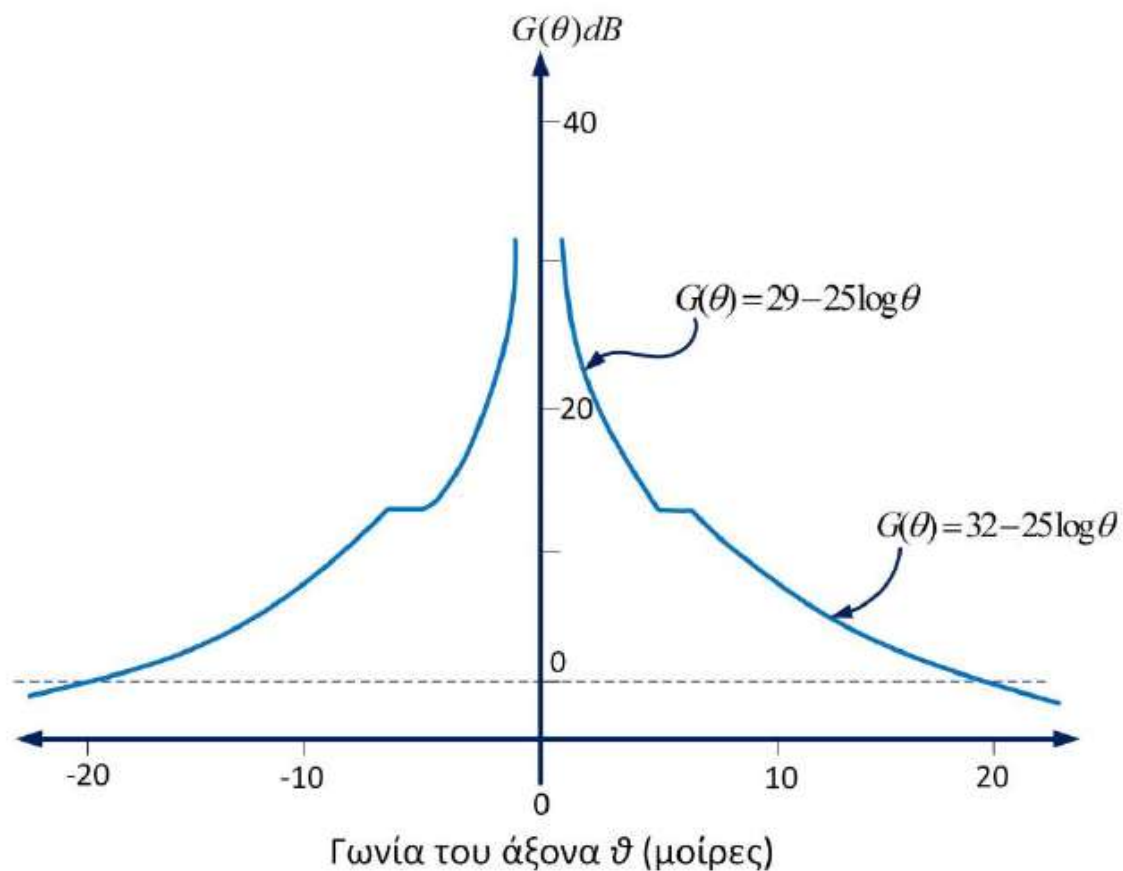
Επειδή το μέγεθος των δευτερευόντων λοβών ακτινοβολίας μιας κεραίας αποτελεί περιοριστικό παράγοντα τόσο για την ικανοποιητική χρήση του ραδιοφάσματος όσο και για τη «χωρητικότητα» της γεωστατικής τροχιάς, η [ITU](#) από το 1986 έχει καθορίσει ότι το μέγιστο κέρδος πλευρικών λοβών (για το 90% από αυτούς) για κεραίες διαμέτρου μεγαλύτερης από 100 μήκη κύματος δεν πρέπει να ξεπερνάει το όριο:

$$G(\theta) = 29 - 25 \log(\theta) \text{ dB}, \quad D > 100\lambda \quad (6.102)$$

για την περιοχή συχνοτήτων 2-10 GHz για $1^\circ < \theta < 7^\circ$ και το όριο των:

$$G(\theta) = 32 - 25 \log(\theta) \text{ dB}, \quad D > 100\lambda \quad (6.103)$$

για την περιοχή συχνοτήτων 2-10GHz για $\theta > 7^\circ$, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 6.15. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο περιορισμός αυτός επιτρέπει η γωνιακή απόσταση μεταξύ γειτονικών γεωστατικών δορυφόρων να είναι της τάξης των 2° .



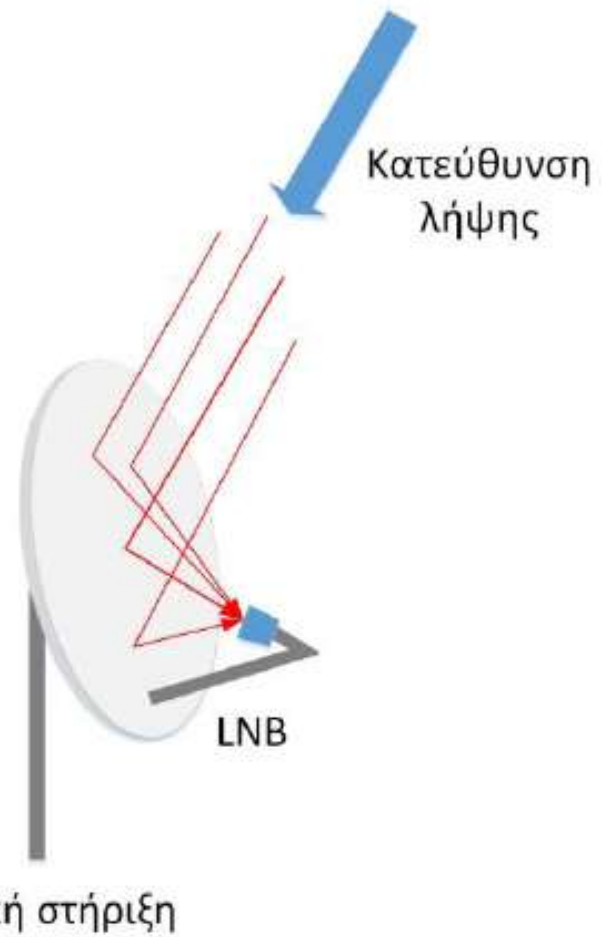
Σχήμα 6.15 Διάγραμμα ακτινοβολίας επίγειου σταθμού

Για διαμέτρους κεραιών μικρότερες από 100 μήκη κύματος, η [ITU](#) έχει καθορίσει αντίστοιχο άνω όριο για το μέγιστο των πλευρικών λοβών σύμφωνα με την εξίσωση:

$$G(\theta) = 52 - 10 \log \left(\frac{D}{\lambda} \right) - 25 \log(\theta) \text{ dB}, \quad D \leq 100\lambda \quad (6.104)$$

Κάτοπτρα offset

Η διάμετρος του παραβολικού κάτοπτρου ποικίλει (συνήθως από 45 εκατοστά έως 30 μέτρα). Για τη λήψη του δορυφορικού σήματος έχουμε πολύ υψηλές απαιτήσεις, τόσο από την κεραία όσο και από τις υπόλοιπες συσκευές του δορυφορικού δέκτη. Για να ικανοποιηθούν αυτές οι απαιτήσεις, χρησιμοποιούμε τις παραβολικές κεραίες, με κάποιες μικρές τροποποιήσεις. Κατ' αρχήν, η τροφοδοσία της κεραίας δεν είναι τοποθετημένη στην κατεύθυνση της κύριας δέσμης, αλλά έκκεντρα, αποφεύγοντας έτσι την παρεμπόδιση της ακτινοβολίας της (Roddy, 2006). Αυτός ο τύπος τροφοδοσίας είναι γνωστός ως offset ή μετατοπισμένης εστίας. Εξαιτίας αυτού, το κάτοπτρο παίρνει ελλειψοειδές αντί για κυκλικό σχήμα (παραβολικό κάτοπτρο) και το βάθος της κοιλότητάς του μικραίνει. Έτσι, μπορεί να τοποθετείται περισσότερο κάθετα προς την επιφάνεια της Γης, για να μην επιτρέπει στο χιόνι και το νερό της βροχής να συσσωρεύονται μέσα του και να επιδεινώνουν τη λήψη. Έπειτα, δεν χρησιμοποιείται κυματοδηγός, αλλά το πρώτο στάδιο του δορυφορικού δέκτη είναι τοποθετημένο κατευθείαν μετά τη χοανοκεραία μέσα σε μία μονάδα, που ονομάζεται LNB (Low Noise Block-down converter), δηλαδή μετατροπέας χαμηλού θορύβου. Τέλος, υπάρχει ένα σύστημα περιστροφής της κεραίας, που μας επιτρέπει να στοχεύσουμε οποιονδήποτε δορυφόρο στο επίπεδο του ισημερινού, γιατί εκεί βρίσκονται όλοι οι γεωστατικοί δορυφόροι. Το σύστημα αυτό ονομάζεται πολική στήριξη, γιατί ο άξονάς του είναι κατακόρυφος και παράλληλος με τον άξονα της Γης (Σχήμα 6.16).



Σχήμα 6.16 Κεραία δορυφορικής λήψης *offset*

Κάτοπτρα Cassegrain

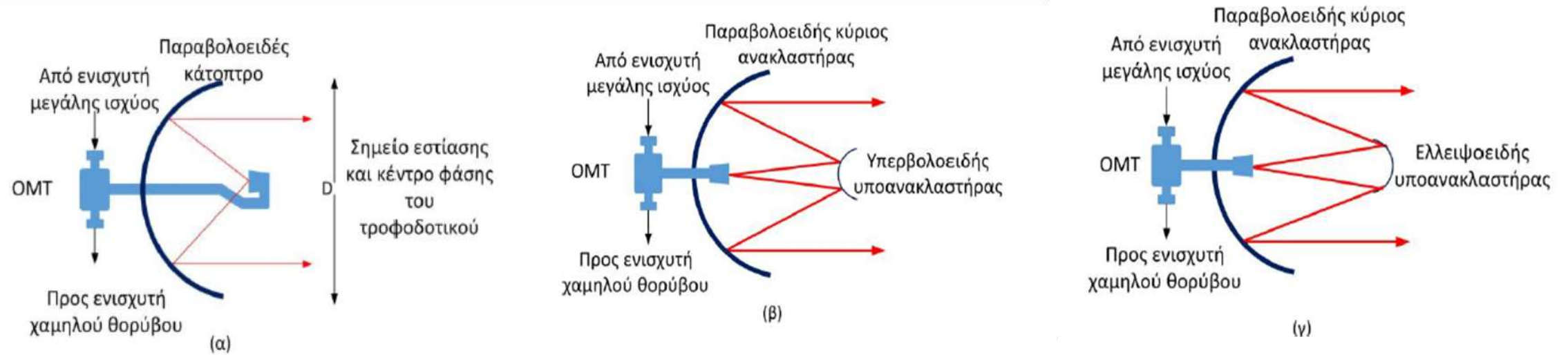
Οι συνήθεις τύποι κεραιών, που χρησιμοποιούνται στα δορυφορικά συστήματα, είναι οι παραβολικές κεραίες και οι κεραίες τύπου Cassegrain, που φαίνονται στο Σχήμα 6.17(α) και (β) αντίστοιχα. Αποτελούνται από τον OMT (orthomode transducer), ο οποίος είναι ένας κυματοδηγός ή διπλέκτης, που χρησιμοποιείται είτε για την εκπομπή (άθροισμα δύο ορθογωνικά πολωμένων σημάτων) είτε για τη λήψη (διαχωρισμός των ορθογωνικά πολωμένων σημάτων).

Όπως παρουσιάστηκε στην προηγούμενη ενότητα, η παραβολική κεραία αποτελείται από έναν παραβολοειδή ανακλαστήρα, στο εστιακό σημείο του οποίου βρίσκεται η τροφοδοσία της. Από την άλλη πλευρά, η κεραία τύπου Cassegrain αποτελείται από ένα παραβολικό κάτοπτρο (κύριος ανακλαστήρας), του οποίου το εστιακό σημείο συμπίπτει με το φανταστικό εστιακό σημείο ενός υπερβολοειδούς κατόπτρου (υποανακλαστήρας), ενώ το κέντρο φάσεως της χρησιμοποιούμενης τροφοδοσίας βρίσκεται στο πραγματικό εστιακό σημείο του υποανακλαστήρα. Λόγω του ότι ο υποανακλαστήρας προκαλεί σκίαση στα Η/Μ κύματα, όπου ανακλά ο κύριος ανακλαστήρας, αλλοιώνοντας έτσι το διάγραμμα ακτινοβολίας, οι ανακλαστήρες κατασκευάζονται με τέτοιο τρόπο, ώστε να αποφεύγεται η σκίαση, σύμφωνα με την τεχνική της εναλλαγής πόλωσης.

Η κεραία τύπου Cassegrain πλεονεκτεί σε σχέση με το απλό παραβολικό κάτοπτρο τόσο ως προς τη γενικά χαμηλή ισχύ θορύβου, που επιτρέπει να εισέλθει στο σύστημα, όσο και ως προς τη μεγάλη ακρίβεια σκόπευσης που μπορεί να επιτύχει. Ακόμη, η τροφοδότησή της και ο ενισχυτής χαμηλού θορύβου μπορούν να τοποθετηθούν στον χώρο εξοπλισμού πίσω από τον κύριο ανακλαστήρα, προσφέροντας έτσι καλή προσβασιμότητα. Για τους λόγους αυτούς, ο συγκεκριμένος τύπος κεραίας, παρότι είναι πιο ακριβός, χρησιμοποιείται κατά κόρων στα μεγάλα εμπορικά δορυφορικά δίκτυα υψηλών προδιαγραφών. Από την άλλη, οι οικιακοί χρήστες ή οι πάροχοι υπηρεσιών περιορισμένων απαιτήσεων αρκούνται στη χρήση απλών παραβολικών κάτοπτρων.

Κάτοπτρα Gregorian

Μία επιπλέον κατηγορία κάτοπτρων είναι τα κάτοπτρα Gregorian. Αυτά αποτελούνται από ένα παραβολικό κάτοπτρο και έναν ελλειψοειδή υποανακλαστήρα, ο οποίος έχει στόχο την ανάκλαση των κυμάτων από την εμπρόσθια τροφοδοσία προς το κυρίως κάτοπτρο. Το κάτοπτρο Gregorian φαίνεται στο Σχήμα 6.17(γ), όπου ο υποανακλαστήρας κατευθύνει προς τον κύριο ανακλαστήρα τα κύματα της τροφοδοσίας, με την τροφοδοσία να βρίσκεται στο κέντρο του. Έπειτα, ο κύριος ανακλαστήρας κατευθύνει τη δέσμη προς μία κατεύθυνση κατά τη μετάδοση. Μπορεί, επίσης, να γίνει χρήση και κατόπτρου offset.



Σχήμα 6.17 (α) Κεραία παραβολικού κάτοπτρου, (β) τύπου Cassegrain, (γ) τύπου Gregorian

Στοιχειοκεραίες φάσης

Για την επίτευξη κατευθυντικών διαγραμμάτων ακτινοβολίας μπορούν να χρησιμοποιηθούν διατάξεις κεραιοστοιχείων, οι οποίες τοποθετούνται με τέτοιο τρόπο, ώστε να ενισχύεται η ισχύς του εκπεμπόμενου κύματος προς μία κατεύθυνση και να μειώνεται σημαντικά στις υπόλοιπες κατευθύνσεις. Οι κεραίες αυτού του τύπου καλούνται στοιχειοκεραίες φάσης και χαρακτηρίζονται από τον ηλεκτρονικό τρόπο με τον οποίο στρέφεται η εκπεμπόμενη δέσμη. Πιο συγκεκριμένα, ο άξονας του κυρίως λοβού του εκπεμπόμενου κύματος μπορεί να ρυθμιστεί χωρίς οποιαδήποτε κίνηση ή τροποποίηση της θέσης της κεραίας. Αυτό είναι δυνατό, όταν κατά την εκπομπή πραγματοποιείται τροφοδοσία των στοιχείων της κεραίας με σήματα, τα οποία χαρακτηρίζονται από συγκεκριμένη διαφορά φάσης μεταξύ κοντινών στοιχείων. Με την αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή της συλλογής των στοιχείων και της άθροισής τους, πραγματοποιείται η λήψη από τις στοιχειοκεραίες φάσης.

Τα στοιχεία αυτών των κεραιών μπορεί να είναι τοποθετημένα σε σειρά (γραμμικές) ή σε επίπεδο, μεταβάλλοντας έτσι τη δυνατότητα της στοιχειοκεραίας στο να στρέψει την ακτινοβολούμενη δέσμη. Επίσης, οι τύποι κεραιών, οι οποίες χρησιμοποιούνται σε αυτές τις διατάξεις, μπορεί να είναι κεραίες σύρματος ή χοάνης. Αναφορικά με τη δυνατότητα της διάταξης να στρέψει την εκπεμπόμενη δέσμη, οι γραμμικές στοιχειοκεραίες μπορούν να μεταβάλλουν τη δέσμη σε μία μόνο κατεύθυνση, ενώ οι επίπεδες μπορούν να αλλάξουν τις τιμές αζιμουθίου και ανύψωσης. Μία σημαντική εφαρμογή των στοιχειοκεραιών είναι η προσαρμοστική κάλυψη συγκεκριμένης περιοχής. Μέσω προηγμένων αλγορίθμων είναι δυνατή η συγκέντρωση της ισχύος του σήματος σε μία περιοχή, ελαχιστοποιώντας με αυτόν τον τρόπο τις παρεμβολές και αυξάνοντας τον λαμβανόμενο λόγο σήματος-προς-θόρυβο. Το Σχήμα 6.18 συμπεριλαμβάνει τις διατάξεις των γραμμικών και των επίπεδων στοιχειοκεραιών φάσης.



(α)



(β)

Σχήμα 6.18 Διάφορα είδη στοιχειοκεραιών (α) γραμμική, (β) επίπεδη

Η γωνία θ κατά την οποία στρέφεται η εκπεμπόμενη δέσμη μεταξύ του άξονα της κεραίας και του άξονα παρατήρησης εξαρτάται από τη διαφορά φάσης $\Delta\Phi$ μεταξύ των στοιχείων της κεραίας, το μήκος κύματος λ και την απόσταση S μεταξύ των στοιχείων της κεραίας (Maini & Agrawal, 2011):

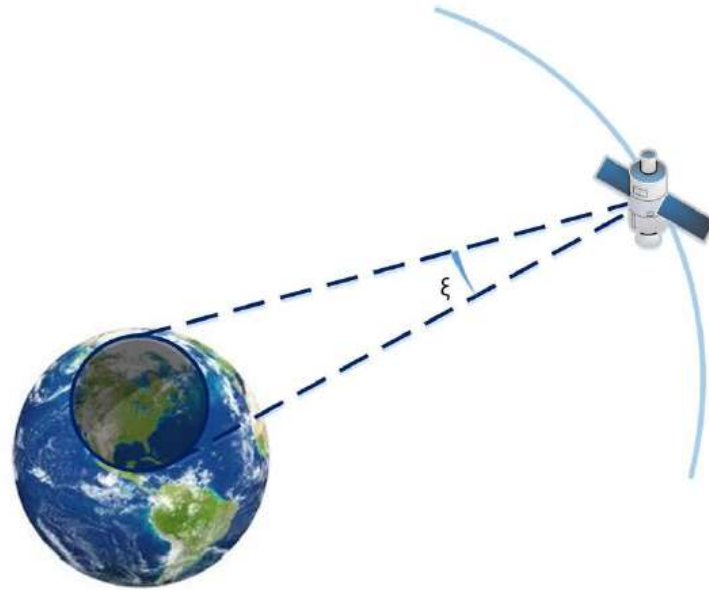
$$\theta = \sin^{-1} \left(\lambda \frac{\Delta\Phi}{360S} \right) \quad (6.105)$$

Δέσμες κεραιών

Ο καθορισμός της δέσμης της κεραίας εξαρτάται από τη φύση του σκοπού, τον οποίο επιτελεί ο δορυφόρος. Ένα παράδειγμα αποτελεί η επίτευξη του μέγιστου κέρδους για τα σημεία, που βρίσκονται στα άκρα της περιοχής κάλυψης. Οι δύο βασικές απαιτήσεις για τον σκοπό αυτό, αφορούν κυρίως την επίτευξη μίας δεδομένης τιμής ισχύος EIRP για την κάλυψη εκπομπής, και ενός καθορισμένου δείκτη ποιότητας G/T για την κάλυψη λήψης. Ακόμη και αν το κέρδος της κεραίας είναι το ίδιο για τα συγκεκριμένα σημεία, η ισχύς, που λαμβάνουν οι επίγειοι σταθμοί, που βρίσκονται στα σημεία αυτά, είναι διαφορετική και εξαρτάται από τη γωνία ανύψωσης και την απόσταση του επίγειου σταθμού από τον δορυφόρο.

Ο ορισμός της δέσμης είναι αρκετά περίπλοκος, καθώς εξαρτάται από διαφορετικές παραμέτρους, όπως για παράδειγμα το γωνιακό εύρος. Το γωνιακό εύρος μιας δέσμης μπορεί να διαφέρει σημαντικά από εκείνο που παρέχει το γεωμετρικό περίγραμμα (geometric contour), το οποίο αναλύθηκε στο Κεφάλαιο 4. Το γεωμετρικό περίγραμμα, περιγράφεται από ένα σύνολο σημείων στα οποία επιτυγχάνεται μέγιστη απόδοση ζεύξης. Έχοντας ορίσει το γεωμετρικό περίγραμμα, μπορούμε να υπολογίσουμε τη δέσμη της κεραίας. Η δέσμη αυτή, θα περιλαμβάνει τη μέγιστη τιμή της απόδοσης ζεύξης. Αυτό εξαρτάται από τις τιμές των EIRP (για κάλυψη εκπομπής) και G/T (για κάλυψη λήψης). Αυτό, το οποίο μας ενδιαφέρει, είναι η εύρεση της δέσμης που μεγιστοποιεί το κέρδος στα προκαθορισμένα σημεία στην άκρη της κάλυψης. Σε αυτή την περίπτωση, ακόμη και αν το κέρδος της κεραίας είναι το ίδιο για τα σημεία στην άκρη της κάλυψης, η ισχύς, που λαμβάνεται από τους σταθμούς, οι οποίοι είναι τοποθετημένοι στα σημεία αυτά, διαφέρει από τον έναν στον άλλον, λόγω των διαφορών στις αποστάσεις και τις γωνίες ανύψωσης. Αυτό αντίστοιχα οδηγεί και σε διακυμάνσεις των απωλειών ελευθέρου χώρου, καθώς και της εξασθένησης εξαιτίας ατμοσφαιρικών απωλειών. Οι δέσμες με τη μέγιστη τιμή ισχύος, που καλύπτουν μία πολύ μικρή γεωγραφική περιοχή, καλούνται σημειακές δέσμες (spot beams). Οι δέσμες αυτές έχουν μέγιστη ισχύ και χρησιμοποιούνται, ώστε το δορυφορικό σήμα να λαμβάνεται από συγκεκριμένους επίγειους σταθμούς βάσης, εντός της συγκεκριμένης περιοχής κάλυψης.

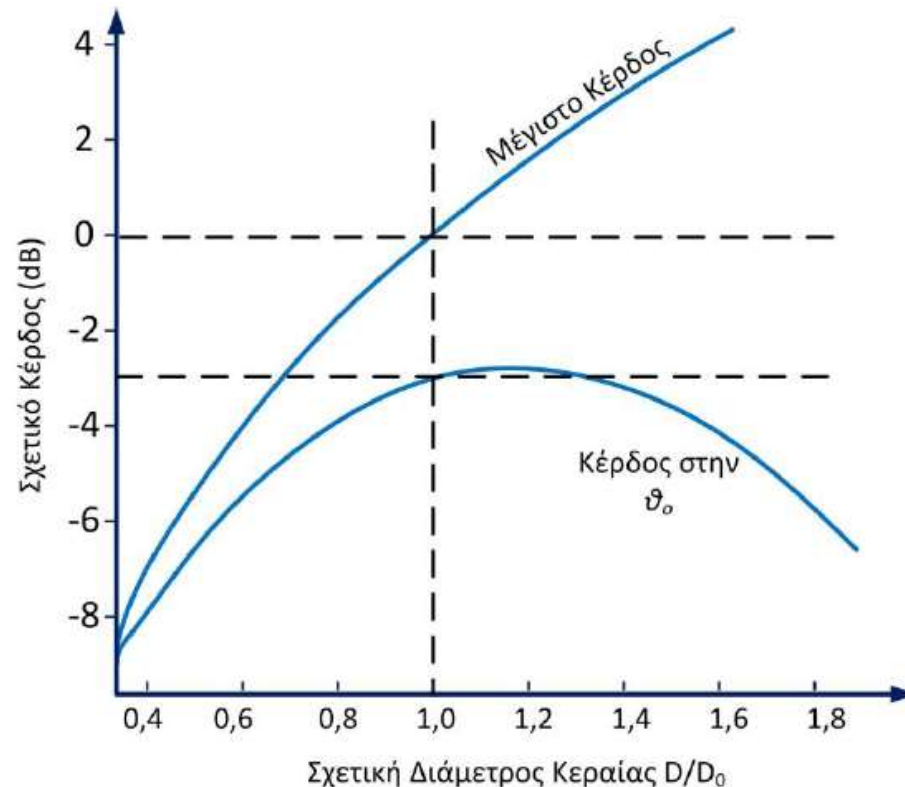
- **δέσμες με κυκλική διατομή:** η διατομή της δέσμης είναι ίδια με την ακτινοβολούσα επιφάνεια της κεραίας, η οποία είναι κυκλική (Σχήμα 6.19). Το γωνιακό εύρος ορίζεται στα θ_{3dB} . Αυτή η μορφή δέσμης συμπίπτει με το γεωμετρικό περίγραμμα.



Σχήμα 6.19 Αναπαράσταση δέσμης με κυκλική διατομή

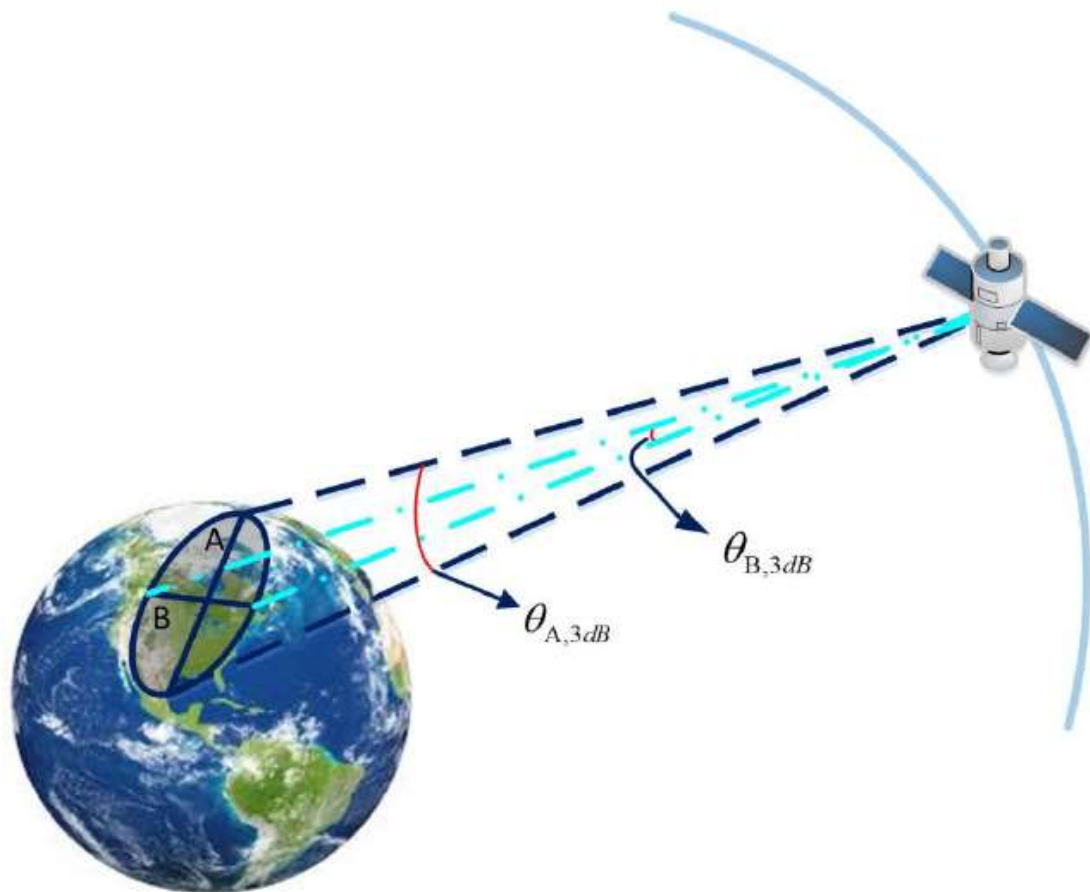
Οι καμπύλες του Σχήματος 6.20 αναπαριστούν το πώς το κέρδος κατά μήκος του άξονα σκόπευσης και το κέρδος σε μία δεδομένη κατεύθυνση θ_o σε σχέση με τον άξονα σκόπευσης ποικίλει συναρτήσει του λόγου D/D_o , όπου D είναι η διάμετρος της κεραίας και D_o είναι η αντίστοιχη τιμή που αντιστοιχεί σε μία γωνιακή δέσμη 3-dB, τέτοια ώστε, $\theta_{3dB}=2\theta_o$, $D_o=k\lambda/\theta_{3dB}=k\lambda/2\theta_o$. Φαίνεται ότι για D μεταξύ D_o και $1,3D_o$, το κέρδος παραμένει μεγαλύτερο στην κατεύθυνση θ_o από την αρχική τιμή του, και στη συνέχεια εμφανίζει μία μέγιστη τιμή.

Το κέρδος της κεραίας μεγιστοποιείται στην κατεύθυνση θ_o σε σχέση με τον άξονα της κεραίας. Για την κεραία αυτή, το κέρδος στην κατεύθυνση θ_o είναι κατά N dB μικρότερο από το κέρδος που επιτυγχάνεται στον άξονα της κεραίας. Λαμβάνοντας υπόψη ότι $\theta_o=\theta_{NdB}/2$, όπου θ_{NdB} είναι το εύρος δέσμης N dB της κεραίας, η τιμή του N μπορεί να προσδιοριστεί ως συνάρτηση του εύρους δέσμης θ_{3dB} .



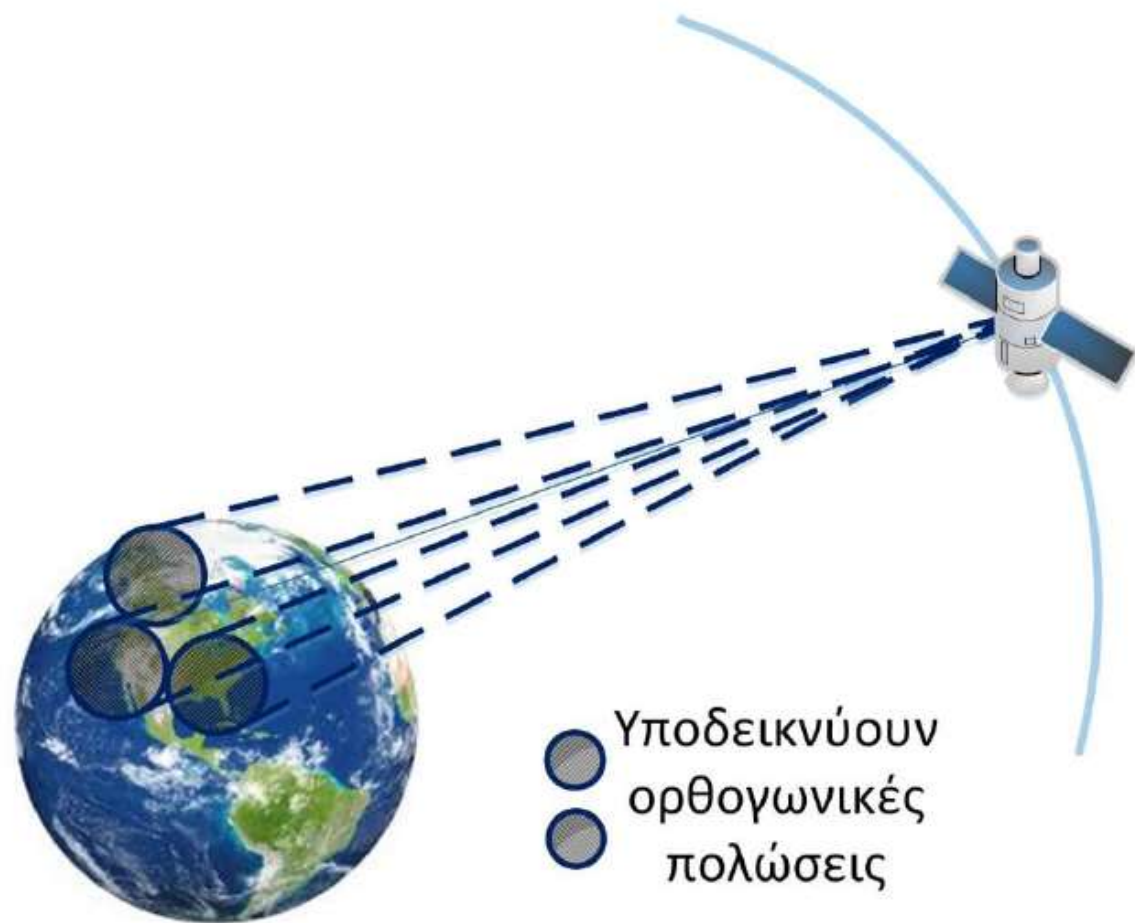
Σχήμα 6.20 Διακυμάνσεις κέρδους στο επίπεδο και στην κατεύθυνση θ_o συναρτήσει του λόγου D/D_o

- **δέσμες με ελλειπτική διατομή:** προσεγγίζουν το γεωμετρικό περίγραμμα με ευελιξία. Στην περίπτωση αυτή, έχουμε δύο γωνιακά εύρη δέσμης, τα $\theta_{A,3dB}$ και $\theta_{B,3dB}$, που αντιστοιχούν στον μεγάλο άξονα A και στον μικρό άξονα B της έλλειψης (Σχήμα 6.21).



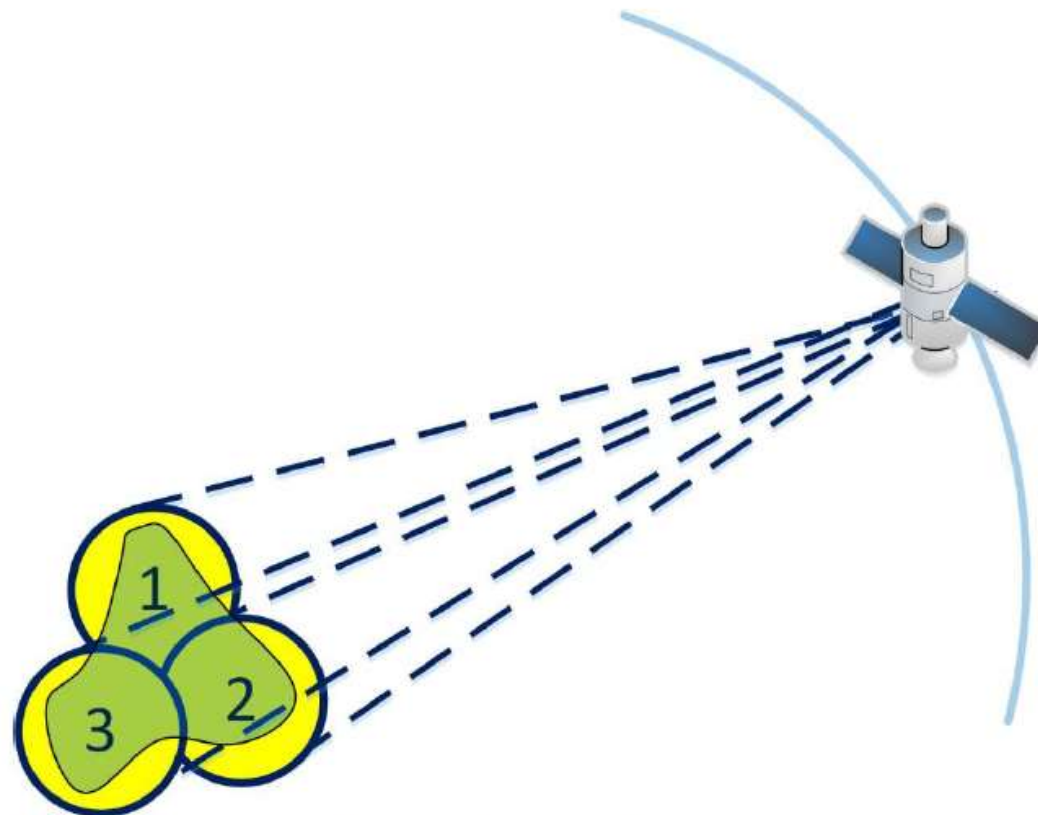
Σχήμα 6.21 Αναπαράσταση δέσμης με ελλειπτική διατομή

- **πολλαπλές δέσμες:** πρόκειται για πολλές ξεχωριστές δέσμες κυκλικής ή ελλειπτικής διατομής, οι οποίες μπορούν να βρίσκονται σε διαφορετικές ζώνες συχνοτήτων και να έχουν διαφορετικές πολώσεις (Σχήμα 6.23). Οι πολλαπλές δέσμες διακρίνονται αντίστοιχα σε ξεχωριστές (separate), συνεχόμενες (contiguous) και σε πλέγμα δεσμών (beam lattice). Στη βιβλιογραφία, εμφανίζονται συχνά και ως ζώνες σάρωσης (Pratt, Bostian & Allnut, 2009).



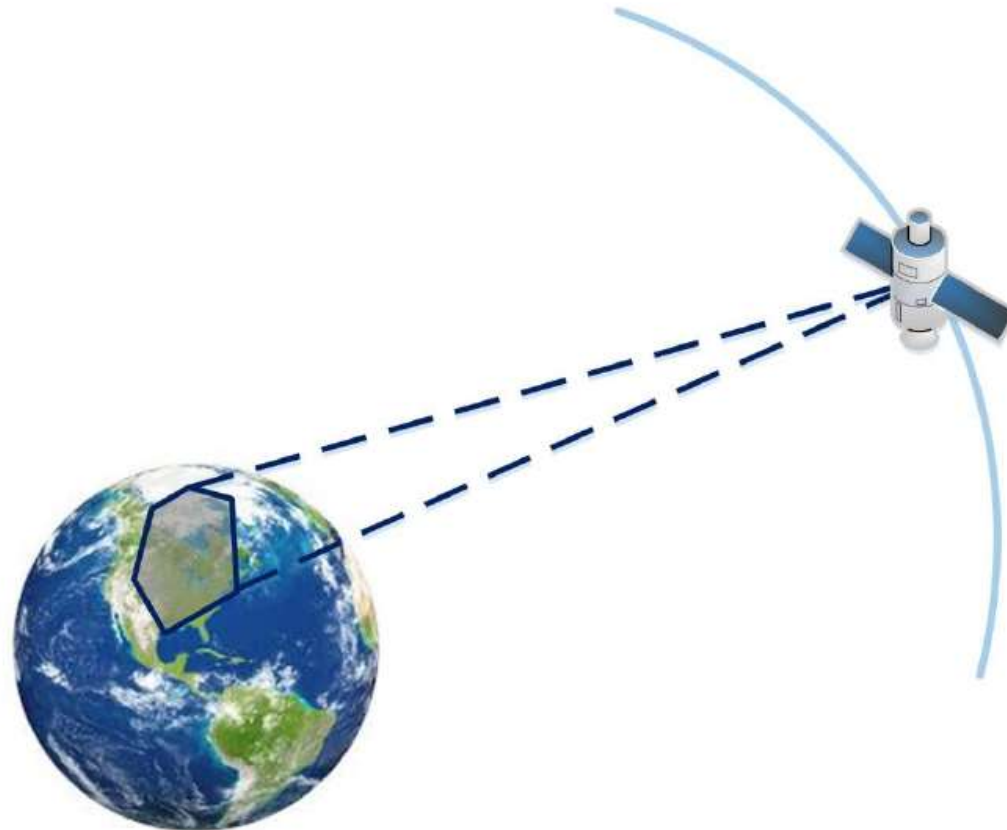
Σχήμα 6.23 Αναπαράσταση ξεχωριστών πολλαπλών δεσμών

Η ζώνη κάλυψης και παροχής των υπηρεσιών αποτελείται από ένα σύνολο των γεωγραφικών περιοχών, οι οποίες διαχωρίζονται μεταξύ τους. Οι περιοχές αυτές είναι απλής γεωμετρικής μορφής και «φωτίζονται» από δέσμες στενής κυκλικής διατομής. Οι περιοχές αυτές θα μπορούσαν να αντιστοιχούν σε μεγάλες πόλεις, μεταξύ των οποίων απαιτείται η δημιουργία δεσμών μεγάλης χωρητικότητας. Οι δέσμες μπορούν να μοιράζονται τις ίδιες ζώνες συχνότητας, όταν ο γωνιακός διαχωρισμός τους είναι επαρκής. Η χρήση ορθογωνικών πολώσεων επιτρέπει τη μεταξύ τους απομόνωση με πολύ μικρή γωνία διαχωρισμού. Το Σχήμα 6.23 απεικονίζει την ιδέα αυτή για την κάλυψη των περιοχών της Β. Αμερικής, με χρήση ξεχωριστών δεσμών (separate beams).



Σχήμα 6.24 Αναπαράσταση συνεχών δεσμών κάλυψης

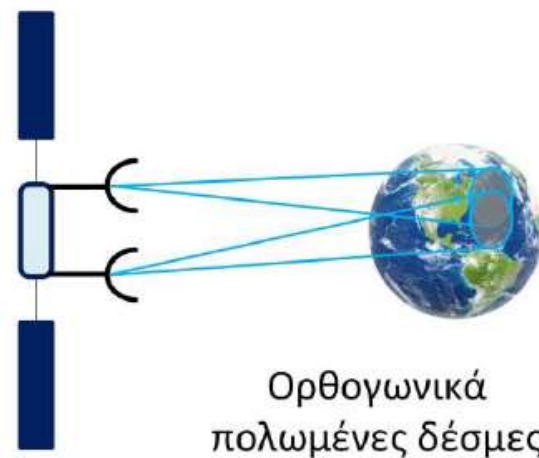
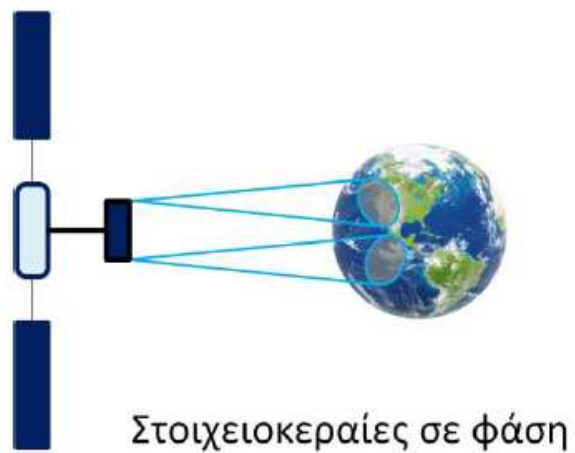
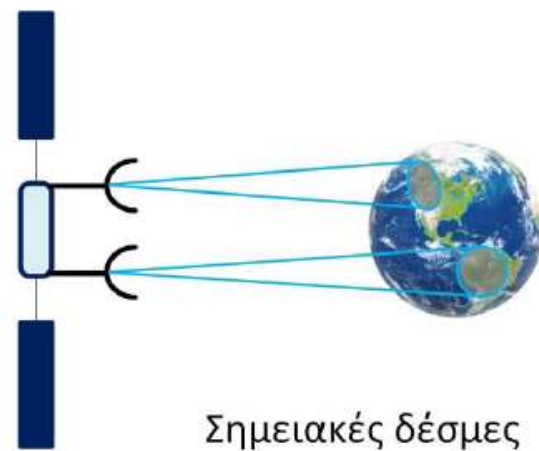
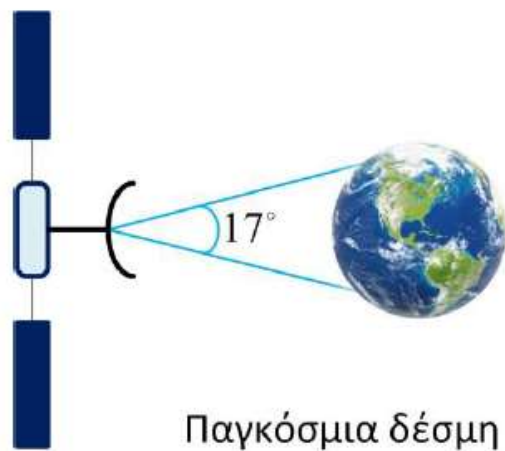
- **μορφοποιημένες δέσμες:** η μορφή των δεσμών ρυθμίζεται ανάλογα με τις απαιτήσεις κάλυψης. Για τον σκοπό αυτό, γίνεται χρήση διαφορετικών μεθόδων, επιτυγχάνοντας παράλληλα το να αποτραπεί η επικάλυψη μεταξύ των ζωνών κάλυψης. Με τον τρόπο αυτό, περιορίζονται οι παρεμβολές έξω από την καθορισμένη ζώνη εξυπηρέτησης των χρηστών. Οι μέθοδοι αυτοί περιλαμβάνουν είτε την τροποποίηση της κατανομής ισχύος μέσα σε μία δέσμη είτε τη μορφοποίηση της δέσμης, με τον συνδυασμό του εύρους ζώνης ακτινοβολίας των διαφόρων σημειακών δεσμών (Σχήμα 6.25).



Σχήμα 6.25 Αναπαράσταση μορφοποιημένης δέσμης

Οι διαφορετικοί τύποι κεραιών, που περιγράφηκαν στην προηγούμενη ενότητα, παρουσιάζουν διαφορετικά διαγράμματα ακτινοβολίας. Συνεπώς, από αυτές τις κεραιές σχηματίζονται και διαφορετικές μορφές δέσμης και ζώνες κάλυψης. Στο Σχήμα 6.26, φαίνονται οι διαφορετικές δέσμες, που δημιουργούνται από τα διαγράμματα ακτινοβολίας, ανάλογα με το είδος κεραιάς που χρησιμοποιείται.

Οι παγκόσμιες δέσμες δημιουργούνται κυρίως με τη χρήση κεραιών χοάνης. Το «άνοιγμα» που παρέχει η κεραιά χοάνης, είναι εύρους πολλών μήκων κύματος, και, συνεπώς, χρησιμοποιείται όταν απαιτούνται σχετικά ευρείες δέσμες. Οι πολλαπλές και οι μορφοποιημένες δέσμες απαιτούν στοιχειοκεραίες σε φάση (phased array antennas) ή κεραιές ανακλαστήρα με συστοιχία από σηματο-τροφοδότες σε φάση (phased array feeds), οι οποίες διαθέτουν ένα μεμονωμένο άνοιγμα (aperture). Οι ξεχωριστές πολλαπλές δέσμες, όπως επίσης και οι σημειακές δέσμες, δημιουργούνται με τη χρήση κεραιών ανακλαστήρα. Οι κεραιές αυτές φωτίζονται από μία ή περισσότερες χοανοκεραίες.



Σχήμα 6.26 Τυπικά διαγράμματα ακτινοβολίας και ζώνες κάλυψης των δορυφορικών κεραιών.