



ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ  
“ΨΗΦΙΑΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ & ΔΙΚΤΥΑ”

---

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΕΙΡΑΙΩΣ - ΤΜΗΜΑ ΔΙΔΑΚΤΙΚΗΣ ΤΗΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ  
& ΨΗΦΙΑΚΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ  
ΔΟΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ**

Βλαμόπουλος Ι. Άγγελος

A.M.: ME/09075

**Επιβλέπων :** Αθανάσιος Κανάτας

Καθηγητής Πανεπιστημίου Πειραιώς

**ΠΕΙΡΑΙΑΣ  
ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2013**

**Copyright © Βλαμόπουλος Ι. Άγγελος 2013**

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να φέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τους συγγραφείς.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Πανεπιστημίου Πειραιώς.

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Οι Στοιχειοκεραίες σε Φάση έχουν αρχίσει να έχουν ευρεία χρήση και εφαρμογές στις επικοινωνίες και στα ραντάρ. Είναι μία τεχνολογία που χρησιμοποιείται πολλά χρόνια αλλά έχει αρχίσει να εξελίσσεται σε μεγάλο βαθμό τις τελευταίες δύο δεκατίες. Πλέον λόγω της μεγάλης χρήσης των δορυφορικών επικοινωνιών η χρησιμοποίηση των Στοιχειοκεραιών σε Φάση αποτελεί πλέον ανάγκη στην χρησιμοποίησή τους λόγω των μεγάλων και πολλών δυνατοτήτων τους και του μεγάλου εύρους των εφαρμογών που μπορούν να εξυπηρετήσουν. Πιο αναλυτικά γίνεται αρχικά μία επεξήγηση των βασικών εννοιών και αρχών που αφορούν τις Στοιχειοκεραίες σε φάση και μπορούμε να δούμε τη θεωρία που τις αφορά. Αναφέρονται και αναλύονται οι τρόποι και οι μέθοδοι λειτουργίας των Στοιχειοκεραιών σε Φάση καθώς επίσης με αυτό το τρόπο γίνεται και ο διαχωρισμός στα είδη των Στοιχειοκεραιών σε Φάση που υπάρχουν. Με αυτό το τρόπο γνωρίζουμε ότι οι μη επίπεδες Στοιχειοκεραίες σε φάση είναι αυτές που χρησιμοποιούνται κυρίως στις δορυφορικές επικοινωνίες. Ο βασικός λόγος που γίνεται αυτό είναι το σχήμα γιατί ο χώρος που καταλαμβάνει μία κεραία στο δορυφόρο βοηθάει αν μπορεί προσαρμόζεται σε αυτόν και όχι να είναι προκαθορισμένο εξαρχής και να πρέπει να το ταιριάζουμε σ' αυτόν. Τέλος η εφαρμογή που υλοποιείται βοηθάει για τη διεξαγωγή κάποιων συμπερασμάτων ανάλογα με τη μέθοδο της Στοιχειοκεραίας σε φάση που θέλουμε να μελετήσουμε. Υπάρχουν δύο δυνατότητες που πηγάζουν από αυτή, όπου η μία είναι ότι υπάρχει η δυνατότητα να υπολογίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας μίας Στοιχειοκεραίας σε Φάση και η άλλη είναι ότι μπορεί να γίνει σύγκριση μεταξύ των διαγραμμάτων ακτινοβολίας.

# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

### Βασικές Έννοιες των Στοιχειοκεραιών σε Φάση

|        |  |    |
|--------|--|----|
| 1.1    | ΓΕΝΙΚΑ.....  | 10 |
| 1.2    | Απαιτήσεις Συστημάτων με Στοιχειοκεραίες σε Φάση σε Ραντάρ και Επικοινωνίες                |    |
| 1.2.1  | Πυκνότητα Ισχύος.....  | 10 |
| 1.2.2  | Κατευθυντικότητα και Κέρδος (realized Gain).....   | 10 |
| 1.2.3  | Θόρυβος.....   | 13 |
| 1.2.4  | Σχέση Δέκτη κεραίας με πολωμένο επίπεδο κύμα.....  | 16 |
| 1.3    | Διάγραμμα ακτινοβολίας, Κατευθυντικότητα, Κέρδος Στοιχείου των Στοιχειοκεραιών σε Φάση     |    |
| 1.3.1  | Διάγραμμα ακτινοβολίας Στοιχείου.....  | 18 |
| 1.3.2  | Επιθυμητή Πόλωση(Copolarization) και Μη Επιθυμητή – Κάθετη Πόλωση(Cross-Polarization)..... | 20 |
| 1.3.3  | Διάγραμμα ακτινοβολίας Στοιχειοκεραιών σε Φάση.....  | 21 |
| 1.3.4  | Κέρδος Στοιχειοκεραιών σε Φάση.....  | 23 |
| 1.3.5  | Απόδοση Κώνου Στοιχειοκεραίας – Array Taper Efficiency (ATE) [2].....                      | 24 |
| 1.3.6  | Στοιχειοκεραία σε Φάση Στενής Δέσμης.....  | 24 |
| 1.3.7  | Απώλειες Σάρωσης και Μεγέθυνση της Δέσμης.....   | 25 |
| 1.3.8  | Μελέτη Σχεδίασης Διαγραμμάτων λόγω Σάρωσης.....  | 27 |
| 1.3.9  | Ανεπιθύμητοι Πλευρικοί Λοβοί (Grating Lobes).....  | 28 |
| 1.3.10 | Τύποι μετατοπιστή Φάσης (Phase Shifter).....   | 33 |
| 1.3.11 | Κβαντοποίηση της Φάσης.....  | 36 |

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

### ΤΥΠΟΙ ΚΑΙ ΤΡΟΠΟΙ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 2.1   | Γενικά.....  | 39 |
| 2.2   | ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ ΣΕ ΦΑΣΗ                                     |    |
| 2.2.1 | ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ Ν-ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΜΕ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΟ ΠΛΑΤΟΣ ΚΑΙ ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ..... | 39 |

|         |   |    |
|---------|---|----|
| 2.2.1.1 | Εγκάρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραία (Broadside Array).....                                | 39 |
| 2.2.1.2 | Διαμήκουσ Εκπομπής Στοιχειοκεραία (End – Fire Array).....                               | 44 |
| 2.2.1.3 | Hansen-Woodyard Διαμήκουσ Εκπομπή Στοιχειοκεραία (Hansen-Woodyard End-fire Array).....  | 49 |
| 2.2.2   | ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ Ν-ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΜΕ ΙΔΙΑ ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΑΝΟΜΟΙΟΜΟΡΦΟ ΠΛΑΤΟΣ.....     | 53 |
| 2.2.2.1 | Διωνυμική Στοιχειοκεραία(Binomial).....   | 55 |
| 2.2.2.2 | Dolph-Tschebyscheff (Chebyshev) Στοιχειοκεραία.....                                     | 57 |
| 2.2.3   | SCHELKUNOFF ΠΟΛΥΩΝΥΜΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ.....  | 61 |
| 2.2.4   | ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥ FOURIER.....  | 64 |
| 2.2.5   | WOODWARD – LAWSON ΜΕΘΟΔΟΣ.....  | 66 |
| 2.2.6   | ΓΡΑΜΜΙΚΗ – ΠΗΓΗ TAYLOR (TSCHEBYSCHIEFF ΣΦΑΛΜΑ).....                                     | 68 |
| 2.2.7   | ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ-TAYLOR (ΜΙΑ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ).....  | 70 |
| 2.2.8   | ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ BAYLISS (ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΦΟΡΑΣ).....                                       | 72 |
| 2.2.9   | ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΠΛΑΤΟΥΣ ΤΡΙΓΩΝΙΚΕΣ, ΣΥΝΗΜΙΤΟΝΟΕΙΔΕΙΣ ΚΑΙ ΣΥΝΙΜΙΤΟΝΟΕΙΔΕΙΣ – ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΕΣ..... | 74 |
| 2.3     | ΚΥΚΛΙΚΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ.....  | 75 |
| 2.3.1   | ΣΥΝΘΕΣΗ TAYLOR ΚΥΚΛΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΑΣ.....  | 77 |
| 2.3.2   | ΣΧΕΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΦΟΡΑΣ BAYLISS ΓΙΑ ΚΥΚΛΙΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ.....                       | 78 |
| 2.3.3   | ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΚΥΚΛΙΚΩΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ.....  | 80 |
| 2.4     | ΜΗ ΕΠΙΠΕΔΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ.....  | 81 |

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

### Η ΑΡΧΙΤΕΚΤΟΝΙΚΗ ΤΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ

|     |             |    |
|-----|-------------|----|
| 3.1 | Γενικά..... | 86 |
|-----|-------------|----|

|            |   |           |
|------------|---|-----------|
| <b>3.2</b> | <b>ΕΙΔΗ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΣΤΙΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ.....</b> | <b>86</b> |
| 3.2.1      | Κεραία από Σύρμα - Δίπολο (Wire Antennas).....  | 86        |
| 3.2.2      | Κεραίες σχήματος Χωάνης (Horn Antennas).....  | 87        |
| 3.2.3      | Κεραίες Ανακλαστήρες.....   | 88        |
| 3.2.4      | Ελλικοειδής Κεραίες.....  | 90        |
| 3.2.5      | Τυπωμένες Κεραίες (Printed Antennas).....   | 90        |
| <b>3.3</b> | <b>ΤΥΠΟΙ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΤΙΣ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ.....</b>                       | <b>92</b> |
| 3.3.1      | Απευθείας Εκπομπής Στοιχειοκεραία (Direct Radiating Array-DRA).....                   | 92        |
| 3.3.2      | Στοιχειοκεραία σε Φάση (Phased Array).....  | 92        |
| 3.3.3      | Στοιχειοκεραία Ανακλαστήρων (Reflectorarray).....                                     | 93        |
| 3.3.4      | Στοιχειοκεραία Εκπομπής (Transmit Array).....   | 93        |
| <b>3.4</b> | <b>ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ.....</b>        | <b>93</b> |
| 3.4.1      | ESA Μοντέλο Στοιχειοκεραίας πολλαπλών δεσμών (1976).....                              | 94        |
| 3.4.2      | Στοιχειοκεραίες Πολλαπλών Δεσμών σχήματος Χωάνης.....                                 | 94        |
| 3.4.3      | Στοιχειοκεραία πολλαπλών δεσμών με Ανακλαστήρες.....                                  | 94        |
| 3.4.4      | Στοιχειοκεραία με ελλικοειδή σχήμα Στοιχείων.....                                     | 95        |

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4**

### **ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΥΛΟΠΟΙΗΣΗΣ / ΣΥΓΚΡΙΣΗΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ**

|            |   |            |
|------------|---|------------|
| <b>4.1</b> | <b>Έναρξη εφαρμογής.....</b>                    | <b>97</b>  |
| <b>4.2</b> | <b>Επιλογή Μεθόδου «Binomial».....</b>          | <b>98</b>  |
| <b>4.3</b> | <b>Επιλογή Μεθόδου Dolph-Tschebyscheff.....</b> | <b>101</b> |
| <b>4.4</b> | <b>Επιλογή Μεθόδου Schelkunoff.....</b>         | <b>104</b> |
| <b>4.5</b> | <b>Επιλογή Μεθόδου Fourier.....</b>             | <b>107</b> |
| <b>4.6</b> | <b>Επιλογή Μεθόδου WoodwardLawson.....</b>      | <b>111</b> |
| <b>4.7</b> | <b>Επιλογή Μεθόδου Taylor.....</b>              | <b>114</b> |
|            | <b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....</b>                        | <b>118</b> |

## ΕΥΡΕΤΗΡΙΟ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

|   |    |
|---|----|
| <b>ΣΧΗΜΑ 1:</b> Στοιχειοκεραία και Σύστημα Συντεταγμένων [1].....   | 10 |
| <b>ΣΧΗΜΑ 2 :</b> (α) δύο άκρων δίκτυο με απώλειες<br>(β) δύο άκρων δίκτυο με ενίσχυση<br>(γ) δύο άκρων δίκτυο με απώλειες και ενισχυτή[1].....  | 13 |
| <b>Σχήμα 3 :</b> Χαρακτηριστικά πόλωσης ιδανικού διπόλου [1].....   | 16 |
| <b>Σχήμα 4 :</b> (α) Δίπολα Γραμμικής Παράταξης<br>(β) Δύο Διαστάσεων Παράταξη Στοιχειοκεραίας [2].....   | 18 |
| <b>Σχήμα 5 :</b> Μέτρηση επιθυμητής πόλωσης της κεραίας σύμφωνα με τον τρίτο ορισμό του Ludwig. Ο μετρητής (probe) παραμένει σε γωνία $\varphi$ εφαπτόμενη στο κύκλο (θ-διεύθυνση) που φαίνεται από τις συνεχείς τελείες. Η πόλωση της κεραίας(AUT) είναι στη διεύθυνση $\chi$ [2]..... | 21 |
| <b>Σχήμα 6 :</b> Γραμμική Στοιχειοκεραία που αποτελείται από N στοιχεία. Τα στοιχεία είναι παρατεταγμένα στο άξονα $- \chi$ [2].....  | 21 |
| <b>Σχήμα 7 :</b> Ορισμός του ενεργού διαγράμματος ακτινοβολίας στοιχείου σε μία Στοιχειοκεραία 7 στοιχείων [2].....   | 24 |
| <b>Σχήμα 8 :</b> Απώλειες Σάρωσης σε σχέση με γωνία Σάρωσης για 3 στοιχεία ( $\lambda_0 =$ μήκος κύματος) [2].....  | 25 |
| <b>Σχήμα 9 :</b> Σχεδιάγραμμα του παράγοντα διάταξης για διαφορετικές γωνίες σάρωσης και σε διάστημα ίσο με $\sin \theta$ [2].....  | 26 |
| <b>Σχήμα 10 :</b> Μέγεθος ανοίγματος Στοιχειοκεραίας σε σχέση με αριθμό στοιχείων με παράμετρο το κέρδος σάρωσης[2].....  | 27 |
| <b>Σχήμα 11 :</b> Παράγοντας Διάταξης σε σχέση με το $\sin \theta$ όπου φαίνονται σχηματικά οι Grating Lobes [2].....   | 29 |
| <b>Σχήμα 12 :</b> Διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας μαζί με την επίδραση των στοιχείων της [2].....  | 30 |
| <b>Σχήμα 13 :</b> α) Μία γενική πλεγματοειδή δομή Στοιχειοκεραίας που αναπαριστάται από τα σύμβολα $[\alpha, \beta, \gamma]$ , β)Θέση Grating Lobes στο $xy$ -επίπεδο [2].....  | 32 |
| <b>Σχήμα 14 :</b> Θέση Κύριου Λοβού και Grating Lobe για Στοιχειοκεραία με γωνία σάρωσης τη περιοχή κάλυψης μεταξύ τους [2].....  | 32 |
| <b>Σχήμα 15 :</b> Απόκλιση Δέσμης λόγω μετατόπισης της συχνότητας [2].....  | 33 |
| <b>Σχήμα 16 :</b> Απώλειες κέρδους λόγω απόκλισης συχνότητας από την επιθυμητή συχνότητα σε σχέση με τη γωνία σάρωσης, $N=20$ , $\alpha=\lambda_0$ [2].....   | 35 |
| <b>Σχήμα 17 :</b> Κβαντοποίηση φάσης με γραμμική πρόοδο φάσης [2].....  | 36 |
| <b>Σχήμα 18 :</b> Επιθυμητή σε σχέση με επιτευγμένη γωνία σάρωσης σε Στοιχειοκεραία με κβαντοποίηση φάσης [2].....  | 38 |
| <b>Σχήμα 19 :</b> Γεωμετρία του μακράν-πεδίου και διάγραμμα του παράγοντα διάταξης Στοιχειοκεραίας N-Στοιχείων με ιστροπικές πηγές τοποθετημένες στον άξονα $z$ [4].....  | 40 |
| <b>Σχήμα 20 :</b> Τριών- Διαστάσεων Διαγράμματα Πλάτους για Στοιχειοκεραίες Εγκάρσιας Εκπομπής (Broadside)και Εγκάρσιας/Διαμήκους (Broadside/End-Fire) Στοιχειοκεραιών ( $N = 10$ )[4] .....  | 41 |
| <b>Σχήμα 21 :</b> Διάγραμμα Παράγοντα Διάταξης 10-Στοιχείων Ομοιόμορφου Πλάτους Εγκάρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραίας ( $N = 10, \beta = 0$ )[4].....  | 41 |

|   |    |
|---|----|
| <b>Σχήμα 22</b> : Τριών Διαστάσεων Διάγραμμα Πλάτους για Διαμήκους Εκπομπής<br>Στοιχειοκεραία στις κατευθύνσεις $\theta_0 = 0^\circ$ και $\theta_0 = 180^\circ$ ( $N = 10, d = \lambda/4$ ) [4].....  | 45 |
| <b>Σχήμα 23</b> : Διάγραμμα Παράγοντα Διάταξης 10-Στοιχείων Ομοιόμορφου<br>Πλάτους Διαμήκους Εκπομπής ( $N = 10, d = \lambda/4$ ) [4].....  | 46 |
| <b>Σχήμα 24</b> : Σχεδιάγραμμα τριών διαστάσεων για Συνηθισμένες(α) και Hansen-<br>Woodyard(β) Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες [ $N = 10, \beta \approx - \left( \kappa d + \frac{\pi}{N} \right)$ ][4].....   | 50 |
| <b>Σχήμα 25</b> : Σχεδιάγραμμα παραγόντων διάταξης από 10-Στοιχείων Ομοιόμορφου<br>Πλάτους Hansen-Woodyard Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες [ $N = 10, \beta \approx - \left( \kappa d + \frac{\pi}{N} \right)$ ] [4].....  | 51 |
| <b>Σχήμα 26</b> : Ανομοιόμορφου Πλάτους Στοιχειοκεραίες με άρτιο και περιττό αριθμό<br>Στοιχείων.....   | 53 |
| <b>Σχήμα 27</b> : Σχεδιάγραμμα παράγοντα διάταξης για 10-Στοιχείων Διωνυμική<br>Στοιχειοκεραία Εγκάρσιας Εκπομπής [ $N = 10, d = \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4$ και $\lambda$ ] [4].....   | 56 |
| <b>Σχήμα 28</b> : Πολυώνυμα Tschebyscheff σε σειρές από μηδέν έως πέντε [4].....  | 59 |
| <b>Σχήμα 29</b> : Σχεδιάγραμμα παράγοντα διάταξης 10- Στοιχείων Εγκάρσιας Εκπομπής<br>Dolph-Tschebyscheff Στοιχειοκεραία[4].....  | 59 |
| <b>Σχήμα 30</b> : Όρια ορατής Περιοχής (VR) και Αόρατης Περιοχής για μιγαδική<br>μεταβλητή $z$ όταν $\beta = 0$ [4].....  | 62 |
| <b>Σχήμα 31</b> : Όρια Ορατής περιοχής (VR) και Αόρατης Περιοχής (IR) για τη μιγαδική<br>μεταβλητή $z$ όταν $\beta = \pi/4$ [4].....  | 63 |
| <b>Σχήμα 32</b> : Ρίζες παράγοντα διάταξης εντός και εκτός του μοναδιαίου κύκλου και<br>της ορατής και αόρατης περιοχής .....<br>(α) Ρίζες παράγοντα διάταξης<br>(β) Ρίζες παράγοντα διάταξης στο μοναδιαίο κύκλο και εντός της ορατής περιοχής[4]  | 63 |
| <b>Σχήμα 33</b> : Μέθοδος Σύνθεσης Woodward-Lawson (α) Ορθογώνιοι λοβοί<br>Woodward για Στοιχειοκεραία N-στοιχείων(σχεδιασμένα στο πρώτο μηδέν) (β)<br>Σχεδιάγραμμα Στοιχειοκεραίας με Woodward-Lawson μέθοδο όπου φαίνεται το<br>διάγραμμα ακτινοβολίας ιδανικής Στοιχειοκεραίας, 16-Στοιχείων και 8-<br>Στοιχείων[1]..... | 67 |
| <b>Σχήμα 34</b> : Κατανομή πλάτους για μη ομοιόμορφου πλάτους γραμμικές<br>Στοιχειοκεραίες[4].....  | 72 |
| <b>Σχήμα 35</b> : Διάγραμμα πλάτους μακράν πεδίου για συνεχής και Taylor(Μία<br>Παράμετρος) κατανομές[4].....   | 72 |
| <b>Σχήμα 36</b> : Διαγράμματα Διαφοράς Bayliss για $\bar{n} = 4$ γραμμικής πηγής και<br>Στοιχειοκεραία 16 - Στοιχείων με επίπεδο πλευρικών λοβών $-40$ dB[1].....   | 74 |
| <b>Σχήμα 37</b> : Γεωμετρία N - Στοιχείων κυκλικής Στοιχειοκεραίας [4].....   | 76 |
| <b>Σχήμα 38</b> : Τριών Διαστάσεων Διάγραμμα πλάτους του παράγοντα διάταξης για<br>Στοιχειοκεραία $N = 10$ στοιχεία ( $c/\lambda = \kappa \alpha = 10$ ) [4].....   | 76 |
| <b>Σχήμα 39</b> : Διαγράμματα πλάτους Παράγοντα Διάταξης για ομοιόμορφη<br>κυκλική Στοιχειοκεραία με $N = 10$ στοιχεία ( $c/\lambda = \kappa \alpha = 10$ ) [1].....  | 77 |
| <b>Σχήμα 40</b> : Σχετική Κατευθυντικότητα Διαγραμμάτων Bayliss.....  | 79 |
| <b>Σχήμα 41</b> : Μη επιφανειακές Στοιχειοκεραίες<br>(α) Διαστάσεις ανοίγματος πολύ μικρότερες από ακτίνα καμπυλότητας  |    |



|   |    |
|---|----|
| (β) Διαστάσεις καμπυλότητας συγκρίσιμες με ακτίνα καμπυλότητας [1].....   | 81 |
| <b>Σχήμα 42</b> : Ενεργός Επιφάνεια επίπεδης Στοιχειοκεραίας[5].....  | 82 |
| <b>Σχήμα 43</b> : Ενεργός Επιφάνεια Στοιχειοκεραίας σχήματος μισής σφαίρας ή μισού κυλινδρού [5].....   | 82 |
| <b>Σχήμα 44</b> : Σφαιρική Επιφάνεια αποτελούμενη από τριγωνικά επίπεδες όψης (ένα στοιχείο κάθε όψη)[5].....   | 83 |
| <b>Σχήμα 45</b> : Σφαιρική Επιφάνεια αποτελούμενη από τριγωνικά επίπεδες όψης[5].....   | 83 |
| <b>Σχήμα 46</b> : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε κυλινδρικό Σχήμα [5].....  | 83 |
| <b>Σχήμα 47</b> : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε παραβολοειδές Σχήμα [5].....   | 84 |
| <b>Σχήμα 48</b> : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Σχήμα μισής Σφαίρας [5].....   | 84 |
| <b>Σχήμα 49</b> : Κωνική Στοιχειοκεραία σε Φάση για μεταφορά δεδομένων σε δορυφόρο[5].....  | 84 |
| <b>Σχήμα 50</b> : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Σχήμα Έλλειψης [5].....  | 85 |
| <b>Σχήμα 51</b> : Μέγιστες και Ελάχιστες τιμές της ενεργούς περιοχής σε σχέση με τη συνολική περιοχή της Στοιχειοκεραίας για διάφορα καμπυλοειδή σχήματα[5].....  | 85 |
| <b>Σχήμα 52</b> : Δίπολες και μονόπολες κεραίες (α) γεωμετρία κεραίας διπόλου, (β) 3D κανονικοποιημένο διάγραμμα πλάτους, (γ) κανονικοποιημένο διάγραμμα κάθετης διεύθυνσης πλάτους, (δ) γεωμετρία μονόπολης κεραίας [7].....                     | 87 |
| <b>Σχήμα 53</b> : Κεραία Χωάνη σχήματος πυραμίδας (α) γεωμετρία, (β) κατανομή ρεύματος στο άνοιγμα της κεραίας, (γ) 3D κανονικοποιημένο διάγραμμα πλάτους, (δ) διάγραμμα κέρδους για E και H διεύθυνση κάθετης πόλωσης [7].....                   | 88 |
| <b>Σχήμα 54</b> : Κεραία Χωάνη σχήματος κώνου (α) γεωμετρία, (β) κατανομή ρεύματος στο άνοιγμα της κεραίας [7].....   | 89 |
| <b>Σχήμα 55</b> : Τύποι Κεραίων Ανακλαστήρα [7].....  | 89 |
| <b>Σχήμα 56</b> : Ελλικοειδής Κεραία (α), ελλικοειδή κεραία ενός στοιχείου, (β) διάγραμμα ακτινοβολίας σε συνήθη τρόπο λειτουργία, (γ) διάγραμμα ακτινοβολίας σε κατευθυντικό τρόπο λειτουργίας, (δ) ελλικοειδή κεραία τεσσάρων στοιχείων[7]...90 | 90 |
| <b>Σχήμα 57</b> : Βασικοί τύποι κεραίων μικροταινίας : (α) ορθογώνιο πλαίσιο, (β) κυκλικό πλαίσιο[7].....   | 91 |
| <b>Σχήμα 58</b> : Τεχνικές τροφοδοτήσεις κεραίων μικροταινίας[7].....   | 91 |
| <b>Σχήμα 59</b> : Διαμορφώσης Στοιχειοκεραίων (α) Απευθείας Εκπομπής Στοιχειοκεραία, (β) Στοιχειοκεραία σε Φάση, (γ) Στοιχειοκεραία Εκπομπής [7].....   | 92 |
| <b>Σχήμα 60</b> : Σχήμα Στοιχειοκεραίας τυπωμένων ανακλαστήρων [7].....   | 93 |
| <b>Σχήμα 61</b> : ESA Μοντέλο Στοιχειοκεραίας πολλαπλών δεσμών (1976).....  | 94 |
| <b>Σχήμα 62</b> : Στοιχειοκεραία πολλαπλών χωάνων και το σύστημα τροφοδότησης της[7].....   | 94 |
| <b>Σχήμα 63</b> : Στοιχειοκεραία με ανακλαστήρες[7].....  | 94 |
| <b>Σχήμα 64</b> : Στοιχειοκεραία του δορυφόρου Inamarsat 3[7].....  | 95 |

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1<sup>ο</sup>

## Βασικές Έννοιες των Στοιχειοκεραίων σε Φάση

### 1.1 ΓΕΝΙΚΑ

Οι Στοιχειοκεραίες σε φάση είναι κεραίες που αποτελούνται από μεγάλο αριθμό στοιχείων (συνήθως δίπολα) και συνδυάζοντας με κατάλληλο τρόπο τη φάση ή την ισχύ εκπομπής του καθενός πετυχαίνουμε κατευθυντική εκπομπή ή λήψη σε οποιαδήποτε γωνία επιθυμούμε χωρίς βέβαια να υπάρχει ταυτόχρονη στροφή της κεραίας. Το κάθε στοιχείο δεν χρησιμοποιεί την ίδια φάση ή ισχύ εκπομπής αλλά γίνεται κατανομή της στα στοιχεία ανάλογα με την κατεύθυνση της εκπομπής ή λήψης. Σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση της κατευθυντικής εκπομπής και του διαγράμματος ακτινοβολίας των στοιχείων της κεραίας έχει ο αριθμός τους, η γεωγραφική τους θέση, το πλάτος και η φάση της ακτινοβολίας τους. Ο βασικός λόγος που χρησιμοποιούνται οι Στοιχειοκεραίες σε φάση είναι η δημιουργία κατευθυντικής δέσμης, η οποία μπορεί να στρέφει ηλεκτρονικά χωρίς τη στροφή κάποιου μηχανικού μέρους της κεραίας.

### 1.2 Απαιτήσεις Συστημάτων με Στοιχειοκεραίες σε Φάση σε Ραντάρ και Επικοινωνίες

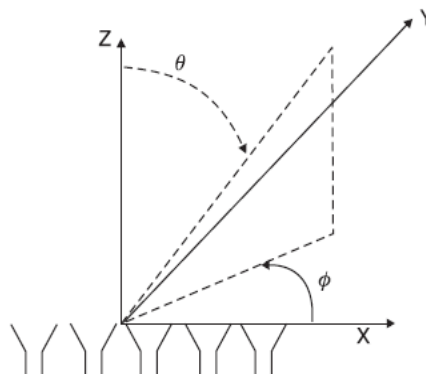
#### 1.2.1 Πυκνότητα Ισχύος

Σε ομοκατευθυντική κεραία η πυκνότητα Ισχύος  $S$  σε  $\text{Watt/m}^2$  και σε μία απόσταση  $R$  είναι :

$$S = \frac{P_{rad}}{4\pi R^2} \quad (1.1)$$

όπου  $P_{rad}$  είναι η συνολική εκπεμπόμενη Ισχύς (Watt) και η πυκνότητα Ισχύος θεωρείται μονοδιάστατη.

#### 1.2.2 Κατευθυντικότητα και Κέρδος (realized Gain)



ΣΧΗΜΑ 1: Στοιχειοκεραία και Σύστημα Συντεταγμένων [1]

Το βασικό χαρακτηριστικό των Στοιχειοκεραιών σε φάση είναι η κατευθυντικότητα. Για τον υπολογισμό της κατευθυντικότητας, θεωρούμε όπως φαίνεται στο Σχήμα 1 μια κεραία, όπου η ακτινοβολία βρίσκεται προέρχεται από μία κατεύθυνση με αποτέλεσμα η πυκνότητα Ισχύος  $S(\theta, \varphi)$  να μην είναι πλέον μονοδιάστατη. Η κατευθυντικότητα  $D(\theta, \varphi)$  ορίζεται για μία σφαιρική επιφάνεια σε απόσταση  $R$  από την πηγή και με πυκνότητα Ισχύος  $S(\theta, \varphi)$  σε συγκεκριμένη πόλωση είναι :

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi R^2 S(\theta, \varphi)}{P_{rad}} \quad (1.2)$$

Εφ' όσον αναφερόμαστε σε σφαιρική επιφάνεια η συνολική εκπεμπόμενη Ισχύς ( $P_{rad}$ ) δίνεται από τον τύπο :

$$P_{rad} = \int_{\Omega} S(\theta, \varphi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} S(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta \quad (1.3)$$

Άρα η κατευθυντικότητα  $D(\theta, \varphi)$  γίνεται :

$$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi R^2 S(\theta, \varphi)}{\int_{\Omega} S(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (1.4)$$

Από τον ορισμό της κατευθυντικότητάς προκύπτει ότι η πυκνότητα Ισχύος  $S(\theta, \varphi)$  είναι συνολική και για της δύο πολικότητες (copolarization (επιθυμητή) – crossed polarization(κάθετη)).

Η μέγιστη κατευθυντικότητα προσδιορίζεται ως εξής :

$$D_0 = \max[D(\theta, \varphi)] \quad (1.5)$$

και αποτελεί βασικό παράγοντα για τις κεραίες στενής δέσμης (pencil beam antennas).

Η Ισχύς Εκπομπής  $P_{rad}$  της κεραίας είναι μικρότερη από την Ισχύ εκπομπής Εισόδου ( $P_{in}$ ). Ο παράγοντας που οφείλεται σε αυτή τη μείωση είναι ο συντελεστής αποδοτικότητας  $\epsilon_L$  και υπολογίζεται από τις απώλειες του κυκλώματος στην κεραία. Επίσης υπάρχουν απώλειες της Ισχύος του σήματος λόγω ανακλάσεων που μετράει ο συντελεστής ανάκλασης  $\Gamma$  και υπολογίζονται στη γραμμή τοφοδοσίας της μετάδοσης του σήματος.

Άρα

$$P_{rad} = \epsilon_L P_{in} (1 - |\Gamma|^2) \quad (1.6)$$

Το πρότυπο IEEE δεν περιέχει στον ορισμό του για το κέρδος κεραίας  $G(\theta, \varphi)$  τις απώλειες λόγω ανακλάσεων και το ορίζει ως τη κατευθυντικότητα της κεραίας σε κάθε πόλωση, η οποία όμως μειώνεται λόγω του συντελεστή αποδοτικότητας  $\epsilon_L$ . Στις Στοιχειοκεραίες σε φάση όμως η ισχύς εισόδου μεταβάλλεται ανάλογα με τη

στροφή της κεραίας και έτσι εισάγεται νέα παράμετρος που το κέρδος  $G(\theta, \varphi)$  μετενομάζεται σε realized Gain[1]. Σε αυτή τη νέα παράμετρο συμπεριλαμβάνονται οι απώλειες λόγω ανακλάσεων και του κυκλώματος της κεραίας και συμβολίζεται  $G^R(\theta, \varphi)$ . Άρα στο μακράν πεδίο η πυκνότητα Ισχύος θα είναι

$$S(\theta, \varphi) = \frac{P_{in}}{4\pi R^2} G^R(\theta, \varphi) \quad (1.8)$$

$$\text{όπου το } G^R(\theta, \varphi) = \epsilon_L (1 - |\Gamma|^2) D(\theta, \varphi) \quad (1.9)$$

Το μέγιστο κέρδος  $G_O^R$  το έχουμε στο σημείο που η κατανομή του κέρδους παίρνει τη μεγαλύτερη τιμή :

$$G_O^R = \max[G^R(\theta, \varphi)] \quad (1.10)$$

Για την επίτευξη μέγιστης κατευθυντικότητας σε μία επίπεδη επιφάνεια κεραίας μπορεί να γίνει μέσω ακτινοβολίας που έχει ομοιόμορφο πλάτος και φάση στην επιφάνεια και δίνεται από τη σχέση:

$$D_{max} = 4\pi \frac{A}{\lambda^2} \quad (1.11)$$

όπου A είναι το εμβαδόν της επιφάνειας και  $\lambda$  το μήκος κύματος. Όταν η επίπεδη επιφάνεια αποτελείται από μεγάλο αριθμό στοιχείων λαμβάνεται υπ' όψιν ένας καινούργιος συντελεστής που ονομάζεται αποδοτικότητα επιφάνειας και συμβολίζεται με  $\epsilon_A$ , ο οποίος σχετίζεται αποκλειστικά με τη μέγιστη κατευθυντικότητα  $D_{max}$ . Οπότε το realized Gain  $G_O^R$  μιας επίπεδης επιφάνειας είναι :

$$G^R(\theta, \varphi) = \epsilon_A \epsilon_L (1 - |\Gamma|^2) D_{max} \quad (1.12)$$

### 1.2.3 Θόρυβος

Οι κεραίες κατά την διάρκεια λήψης τους εκτός από το επιθυμητό σήμα λαμβάνουν και θόρυβο, ο οποίος οφείλεται στα αντικείμενα που συναντάει η ακτινοβολία από την εκπομπή της μέχρι τη λήψη της. Όλα τα αντικείμενα που βρίσκονται σε θερμοκρασία περιβάλλοντος μεγαλύτερη των μηδέν βαθμών Kelvin έχουν μια ισοδύναμη θερμοκρασία θορύβου που συμβολίζεται με  $T_B$  και συνήθως είναι μικρότερη ή προσεγγίζει τη θερμοκρασία περιβάλλοντος του αντικειμένου. Η θερμοκρασία θορύβου της κεραίας ( $T_A$ ) επηρεάζεται από το θόρυβο που εισέρχεται στο σήμα λόγω των αντικειμένων που συναντάει. Σε μία κεραία χωρίς εσωτερικές απώλειες η θερμοκρασία θορύβου της κεραίας ( $T_A$ ) ισούται :

$$T_A = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi T_B(\theta, \varphi) D(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi D(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi} \quad (1.13)$$

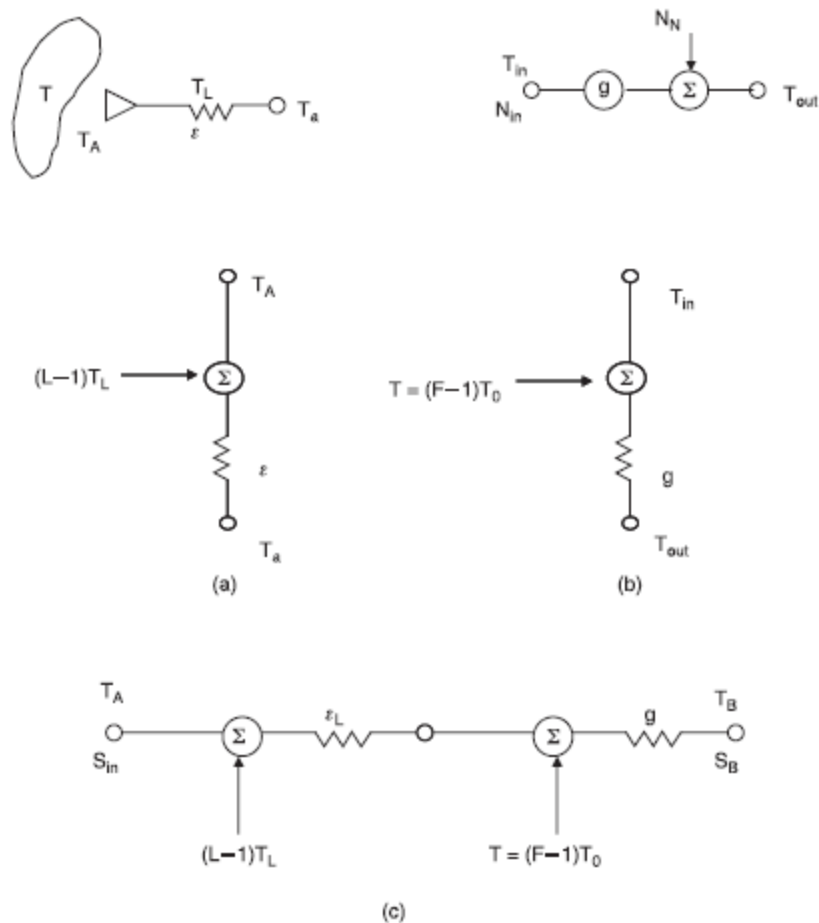
Από αυτή τη σχέση μπορούμε να δούμε πως στη κεραία η θερμοκρασία θορύβου της ( $T_A$ ) μπορεί να μεταβάλλεται για να μπορεί να προσαρμόζεται και να ισούται με

τη θερμοκρασία θορύβου  $T_B(\theta, \varphi)$ . Η Ισχύς Θορύβου ( $N_A$ ) σε μία κεραία χωρίς απώλειες κυκλωμάτων και ανακλάσεων δίνεται από τη σχέση

$$N_A = \kappa T_A \Delta f \quad (1.14)$$

όπου το  $\kappa$  είναι η σταθερά ( $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K), το  $\Delta f$  είναι το εύρος ζώνης θορύβου που λαμβάνει ο δέκτης ή το εύρος ζώνης τη μικρής μπάντας του συστήματος του σήματος της κεραίας.

Στο Σχήμα 2[1] γίνεται περιγραφή μέσω διαγραμμάτων για τον τρόπο μέτρησης της θερμοκρασίας της κεραίας όπως φαίνεται παρακάτω :



**ΣΧΗΜΑ 2 :** (α) δύο άκρων δίκτυο με απώλειες  
 (β) δύο άκρων δίκτυο με ενίσχυση  
 (γ) δύο άκρων δίκτυο με απώλειες και ενισχυτή[1]

Η θερμοκρασία Θορύβου σε κάθε κεραία στο δέκτη επηρεάζεται από δύο παράγοντες όπως φαίνεται στο Σχήμα 2(α). Ο πρώτος παράγοντας είναι η Ισχύς Θορύβου  $N_A$  που φτάνει στο στο δέκτη και τον επηρεάζει μέσω του διαγράμματος ακτινοβολίας. Το περιβάλλον μέσα στο οποίο κινείται η ακτινοβολία επηρεάζει το διάγραμμα ακτινοβολίας και αυτό έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργείται θόρυβος στο δέκτη. Δεύτερος παράγοντας είναι πάλι οι απώλειες που δημιουργούνται από τα κυκλώματα της ίδιας της κεραίας. Έτσι εισάγεται ένας νέος παράγοντας για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας θορύβου που ονομάζεται αποδοτικότητα μετάδοσης

( $\epsilon$ ) και ορίζεται ως ο λόγος της λαμβανόμενης ισχύος του δέκτη μετά τη γραμμή μεταφοράς προς τη συνολική λαμβανόμενη ισχύ του, οπότε στην ουσία είναι οι απώλειες της γραμμής μεταφοράς. Άρα η θερμοκρασία θορύβου μετά τη γραμμή μεταφοράς ( $T_\alpha$ ) στο τερματικό του δέκτη είναι :

$$T_\alpha = \epsilon T_\alpha + T_L(1-\epsilon) \quad (1.15)$$

όπου  $T_L$  είναι η θερμοκρασία θορύβου του κυκλώματος της γραμμής μεταφοράς.

Το τμήμα του δέκτη των στοιχείων μιας Στοιχειοκεραίας αποτελείται από τμήματα στερεάς κατάστασης (solid-state module) όπου εκεί μέσα βρίσκονται μία σειρά από προενισχυτές και ενισχυτές και άλλα κυκλώματα, τα οποία μπορούν να προσομοιαστούν από το δύο άκρων δίκτυο όπως αυτό φαίνεται στο σχήμα 2(β). Για την περιγραφή αυτή θα χρησιμοποιηθεί η έννοια του δείκτη θορύβου ( $F$ ), ο οποίος χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών θορύβου των δικτύων με ενισχυτές. Όπως φαίνεται στο σχήμα 2(β) ο δείκτης θορύβου ( $F$ ) σε δίκτυο δύο άκρων με ενισχυτή και κέρδος  $g$  όπου η εσωτερικής Ισχύς Θορύβου  $N_N$  είναι λόγος της Ισχύος σήματος προς θόρυβο στην είσοδο ( $S/N_{in}$ ) προς την Ισχύ σήματος προς θόρυβο στην έξοδο ( $S/N_{out}$ ) :

$$F = \frac{\left(\frac{S}{N_{in}}\right)}{\left(\frac{S}{N_{out}}\right)} = \frac{gN_{in} + N_N}{gN_{in}} = 1 + \frac{N_N}{gN_{in}} \quad (1.16)$$

Η εισερχόμενη Ισχύς Θορύβου ( $N_{in}$ ) υπολογίζεται λαμβάνοντας υπ' όψιν ως θερμοκρασία θορύβου τη θερμοκρασία περιβάλλοντος  $T_0 = 290 \text{ }^\circ K$  και χωρίς να υπολογίζεται η είσοδος του σήματος στο κύκλωμα είναι:

$$N_{in} = \kappa T_0 \Delta f \quad (1.17)$$

Η κατανομή της εσωτερικής Ισχύς Θορύβου ( $N_N$ ) υπολογίζεται στην έξοδο και λαμβάνει υπ' όψιν τις πηγές θορύβου του κυκλώματος. Σε αυτή τη περίπτωση η θερμοκρασία Θορύβου  $T$  υπολογίζεται σαν ο παραγόμενος θόρυβος από μία αντίσταση, η οποία συνέχεια μέσω ενός ενισχυτή ενισχύεται με κέρδος  $g$  :

$$N_N = \kappa T \Delta f \quad (1.18)$$

Άρα για το δύο άκρων δίκτυο ο δείκτης θορύβου είναι :

$$F = 1 + T/T_0 \quad (1.19)$$

Λαμβάνοντας υπ' όψιν τα ανωτέρω και όπως φαίνεται στο σχήμα 2(β) η Ισχύς Θορύβου ( $N_{out}$ ) και η θερμοκρασία ( $T_{out}$ ) στην έξοδο θα είναι :

$$N_{out} = gN_{in} + N_N = k\Delta f [gT_{in} + g(F-1)T_0] \quad (1.20)$$

$$T_{out} = g[T_{in} + (F-1)T_0] \quad (1.21)$$

Εξετάζοντας ένα εξασθενητή ή μία γραμμή μεταφοράς με θερμοκρασία θορύβου  $T_{LB}$  και αποδοτικότητα μετάδοσης  $\epsilon$  έχουμε :

$$N_N = (1-\epsilon)kT_{LP}\Delta f \quad (1.21)$$

και θεωρώντας  $\epsilon = g$

$$F = \frac{gN_{in} + N_N}{gN_{in}} = \frac{\epsilon T_0 + (1-\epsilon)T_{LP}}{\epsilon T_0} \quad (1.22)$$

Την σχέση αυτή συσχετιζοντάς την με τη θερμοκρασία θορύβου  $T$  του κυκλώματος δύο άκρων έχουμε :

$$T = (F - 1)T_0 = (1/\epsilon - 1)T_{LP} \quad (1.23)$$

Άρα συμπεραίνουμε ότι αν η θερμοκρασία Θορύβου του εξασθενητή ή της γραμμής μεταφοράς ( $T_{LB}$ ) είναι ίδια με τη θερμοκρασία περιβάλλοντος  $T_0$  τότε

$$F = 1/\epsilon \quad (1.24)$$

δηλαδή το ποσοστό θορύβου ισούται με την αντιστροφή της αποδοτικότητας μετάδοσης  $\epsilon$  και με αυτό τον τρόπο συσχετίζεται θερμοκρασία περιβάλλοντος περιβάλλοντος με τη θερμοκρασία θορύβου του δέκτη.

Από τα παραπάνω μπορούμε να συμπεράνουμε με τη χρήση των κυκλωμάτων δύο άκρων του Σχήματος 2 ότι μπορούμε να υπολογίσουμε οπουδήποτε στο σύστημα την Ισχύ του σήματος και του θορύβου. Αυτό συμβαίνει γιατί οποιαδήποτε κατανομή θορύβου και σήματος που εισέρχεται στο πολλαπλασιάζεται με το κέρδος  $g$  από τους ενισχυτές και την αποδοτικότητα μετάδοσης ( $\epsilon$ ) από τις απώλειες των κυκλωμάτων με αποτέλεσμα ο λόγος Ισχύος σήματος προς θόρυβο ( $S/N$ ) να παραμένει σταθερός σε οποιοδήποτε σημείο του συστήματος όπως φαίνεται και στα σχήματα 2 (α), (β). Σύμφωνα με αυτό για μία κεραία που έχει θερμοκρασία θορύβου  $T_A$  και συνδέεται με ένα σύστημα από ενισχυτές με κέρδη  $g_1, g_2, g_3, \dots$  και θερμοκρασίες Θορύβου  $T_1, T_2, T_3, \dots$  στην έξοδο του κυκλώματος είναι :

$$T_{out} = \left( \left( (T_A + T_1)g_1 + T_2 \right)g_2 + T_3 \right)g_3 + \dots + T_n \Big) g_n \quad (1.25)$$

ή αν θέλουμε να το υπολογίσουμε στην αρχή του κυκλώματος όπου βρίσκεται ο δέκτης της κεραίας είναι :

$$T_{in} = T + T_1 + \frac{T_2}{g_1} + \frac{T_3}{g_1 g_2} + \dots + \frac{T_n}{g_1 g_2 \dots g_n} \quad (1.26)$$

ώστε το σήμα να μεταφέρεται μέσα στο κύκλωμα με σταθερό ( $S/N$ ).

Στο Σχήμα 2(γ) έχουμε ένα κύκλωμα δύο άκρων όπου συμπεριλαμβάνονται και οι απώλειες της γραμμής μεταφοράς και ο ενισχυτής. Οπότε μπορούμε να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία θορύβου στο σημείο B ,με το σήμα να είναι  $S_{inELg}$  :

$$T_B = \{[T_A + (L - 1)T_L] \epsilon_L + (F - 1)T_0\}g \quad (1.27)$$

Άρα ο λόγος είναι  $(S/N)$  σταθερός σε όλο το κύκλωμα.

### 1.2.4 Σχέση Δέκτη κεραίας με πολωμένο επίπεδο κύμα

Το βασικό πρόβλημα που δημιουργείται στη κεραία είναι ότι η λαμβανόμενη Ισχύς είναι πολύ μικρότερη από την εκπεμπόμενη Ισχύ. Αυτό όμως έχουμε ήδη πει οφείλεται στην επίδραση του περιβάλλοντος καθώς επίσης και στην ίδια την κεραία. Για να μπορέσουμε όμως να βελτιώσουμε τη λήψη με όσο το δυνατόν ισχυρότερο σήμα, εισάγεται μία νέα έννοια που ονομάζεται ενεργός επιφάνεια κεραίας  $A_E$ . Σημαντικός παράγοντας είναι και η πόλωση του σήματος, η οποία θα πρέπει να συνδυάζεται με την ενεργό επιφάνεια της κεραίας ώστε να έχουμε το μεγαλύτερο κέρδος. Η λαμβανόμενη Ισχύς για ένα στιγμιαίο κύμα είναι :

$$P_r = A_E S(\theta, \varphi) \quad (1.28)$$

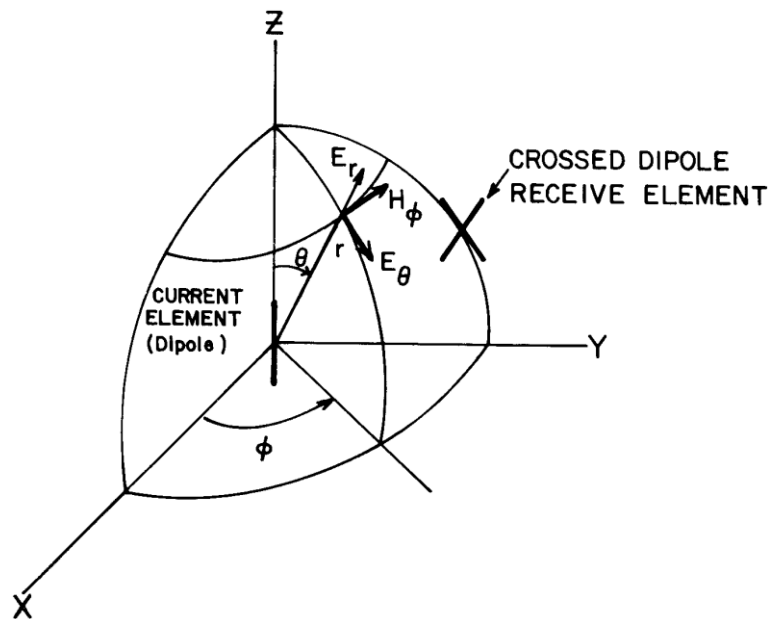
Για να μπορέσουμε να βρούμε την ενεργό επιφάνεια της κεραίας θα πρέπει να είναι εκεί που έχουμε την κατευθυντικότητα της κεραίας  $D_o$  και θα ισούται :

$$A_{E_{max}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_o \quad (1.29)$$

Εάν εισάγουμε και τις απώλειες που δημιουργούνται στο δέκτη λόγω ανακλάσεων και εσωτερικών απωλειών η ενεργός επιφάνεια  $A_E^R$  είναι :

$$A_E^R = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_o \epsilon_{ER} (1 - |\Gamma|^2) = \left( \lambda^2 / 4\pi \right) G_R^R \quad (1.30)$$

όπου το  $\epsilon_{ER}$  είναι οι απώλειες αποδοτικότητας της λαμβανόμενης κεραίας με δεδομένο ότι η αποτελεσματική επιφάνεια  $A_E^R$  ταιριάζει με την πόλωση.



Σχήμα 3 : Χαρακτηριστικά πόλωσης ιδανικού διπόλου [1]

Με τη βοήθεια του Σχήματος 3 θα εξηγήσουμε τη σχέση που υπάρχει μεταξύ της πόλωσης της κεραίας και του στιγμιαίου κύματος της ακτινοβολίας (σήματος) που προσπίπτει σε αυτή. Στην ουσία θα πρέπει να βρούμε τη σχέση μεταξύ του μοναδιαίου διανύσματος πόλωσης του κύματος  $\hat{p}_w$  και του δέκτη της κεραίας  $\hat{p}_n$ .



Στο Σχήμα 3 η κεραία είναι ένα δίπολο ή λεπτό σύρμα που βρίσκεται στη διεύθυνση του άξονα Z και εκπέμπει ένα ηλεκτρικό πεδίο μακριά από την κεραία μόνο προς τη διεύθυνση  $\theta$ . Στη λήψη έχουμε ένα ορθογώνιο σετ διπόλων, τα οποία προς τη διεύθυνση  $\varphi$  δεν θα λάβουν τίποτα, ενώ προς τη διεύθυνση  $\theta$  θα λάβουν τη μέγιστη ενέργεια. Βέβαια από μετρήσεις σε πραγματικά στοιχεία, τα οποία αποτελούνται από ορθογώνιο σετ διπόλων, ο δέκτης λάμβανε και στις δύο διευθύνσεις γιατί στη φύση τα πράγματα δεν είναι ιδανικά. Όμως τηρούνταν η βασική αρχή όπου σχεδόν το σύνολο της ενέργειας βρισκόταν προς τη  $\theta$  διεύθυνση. Άρα αν το κύμα κινείται στη  $(-Z)$  κατεύθυνση το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από τη σχέση :

$$\vec{E} = \hat{x}E_x e^{j(kz+\varphi_x)} + \hat{y}E_y e^{j(kz+\varphi_y)} \quad (1.31)$$

και το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης του κύματος που σχετίζεται με την κατεύθυνση εκπομπής δίνεται από τη σχέση :

$$\hat{p}_w = \frac{\hat{x}E_x e^{j\varphi_x} + \hat{y}E_y e^{j\varphi_y}}{[|E_x|^2 + |E_y|^2]^{1/2}} \quad (1.32)$$

Το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης της κεραίας  $\hat{p}_n$  εξαρτάται από το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης του κύματος  $\hat{p}_w$  και ορίζεται ανάλογα με τα χαρακτηριστικά του στοιχείου (π.χ. κατεύθυνση).

Για τον υπολογισμό της συνολικής λαμβανόμενης Ισχύος εισάγεται και ο συντελεστής απωλειών πόλωσης  $\epsilon_p$  που προκύπτει από τη σχέση μεταξύ της ενεργού επιφάνειας της κεραίας και του κύματος και δίνεται από τη σχέση :

$$\epsilon_p = |\hat{p}_n \hat{p}_w|^2 \quad (1.33)$$

Άρα η συνολική λαμβανόμενη Ισχύς δίνεται από τη σχέση :

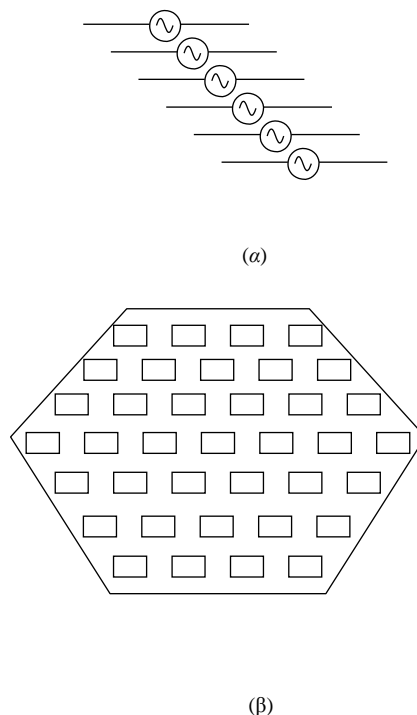
$$\begin{aligned} P_r &= SA_E \epsilon_p = S \frac{\lambda^2}{4\pi} D_o \epsilon_{ER} \epsilon_p (1 - |\Gamma|^2) \\ &= S \frac{\lambda^2}{4\pi} \epsilon_p G_R^R \quad (1.34) \end{aligned}$$

Στην ουσία για την περιγραφή του υπολογισμού της λαμβανόμενης Ισχύος, το σύστημα της κεραίας του δέκτη υπολογίζει το λαμβανόμενο στιγμιαίο σήμα και άρα υπολογίζει το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης του κύματος. Στη συνέχεια συσχετίζοντας το υπολογίζει και ορίζει το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης της κεραίας, όμως σαν να είναι στη φάση της εκπομπής η κεραία.

### 1.3 Διάγραμμα ακτινοβολίας, Κατευθυντικότητα, Κέρδος Στοιχείου των Στοιχειοκεραιών σε Φάση

#### 1.3.1 Διάγραμμα ακτινοβολίας Στοιχείου

Οι Στοιχειοκεραίες σε Φάση αποτελούνται από στοιχεία που είναι παρατεταγμένα πάνω στη κεραία με συγκεκριμένο τρόπο όπως φαίνεται στο Σχήμα 4 και το καθένα από αυτά εκπέμπει με τον ίδιο τρόπο. Στη περίπτωση που έχουμε μία απλή Στοιχειοκεραία, όλα τα στοιχεία εκπέμπουν προς την επιθυμητή κατεύθυνση με τον ίδιο τρόπο και πετυχαίνεται η ομοιόμορφη ακτινοβολία, η οποία χρησιμοποιείται για στενής δέσμης (pencil beam) ακτινοβολία. Σε σχέση όμως με τις Στοιχειοκεραίες σε φάση τα στοιχεία δεν εκπέμπουν όλα με τον ίδιο τρόπο, προς την ίδια κατεύθυνση, αλλά υπάρχει κατανομή, συνήθως μη γραμμική, του πλάτους και της φάσης εκπομπής αναλόγως της μορφής του λοβού της ακτινοβολίας.



**Σχήμα 4 :** (α) Δίπολα Γραμμικής Παράταξης  
(β) Δύο Διαστάσεων Παράταξη Στοιχειοκεραίας [2]

Οι Στοιχειοκεραίες σε Φάση έχουν ένα βασικό χαρακτηριστικό, το οποίο βοηθάει σημαντικά στον υπολογισμό της εκπεμπόμενης Ισχύος της κεραίας στο μακρινό πεδίο. Το χαρακτηριστικό αυτό είναι ότι για τον υπολογισμό της εκπεμπόμενης Ισχύος της κεραίας χρειάζεται να γνωρίζουμε την εκπεμπόμενη ένταση του πεδίου ενός στοιχείου της κεραίας στο μακράν πεδίο. Το διάγραμμα ακτινοβολίας κάθε στοιχείου δίνεται από τη σχέση :

$$\vec{E}(r, \theta, \varphi) = A \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \vec{e}(\theta, \varphi) \quad (1.35)$$

όπου  $A$  είναι σταθερό και σχετίζεται με την διέγερση της κεραίας, το  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  είναι το διάγραμμα ακτινοβολίας του στοιχείου, χρησιμοποιούμε σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων  $(r, \theta, \varphi)$  για το προσδιορισμό παρατήρησης του σημείου και  $k_0$  είναι ο κυματικός αριθμός στο κενό. Το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στο μακράν πεδίο και προσδιορίζεται σαν μία απόσταση  $r$  πολύ μεγαλύτερη από το μήκος κύματος  $\lambda_0 (r \gg \lambda_0)$ .

Ο υπολογισμός της συνολικής εκπεμπόμενης Ισχύος γίνεται με την ενσωμάτωση του διανύσματος Poynting (αναπαριστά τη ροή ενέργειας ενός Η/Μ πεδίου) σε μια σφαιρική επιφάνεια που βρίσκεται στο μακρά πεδίο και η οποία επηρεάζεται από το στοιχείο της κεραίας. Οπότε η συνολικά εκπεμπόμενη ισχύς δίνεται από τη σχέση :

$$P_r = \iint_{\Omega} \frac{|\vec{E}|^2}{n} r^2 d\Omega$$

$$= \frac{|A|^2}{n} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |\vec{e}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1.36)$$

όπου  $n$  είναι η αντίσταση του κενού και ισούται με  $120\pi(377 \text{ ohm})$ . Η μέση εκπεμπόμενη Ισχύς ανά στερεά γωνία είναι :

$$P_r^{av} = \frac{P_r}{4\pi} \quad (1.37)$$

Η κατευθυντικότητα του στοιχείου της κεραίας είναι :

$$\vec{D}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{1}{\pi}} \sqrt{\frac{4\pi}{P_r}} A \vec{e}(\theta, \varphi)$$

$$= \frac{\sqrt{4\pi} \vec{e}(\theta, \varphi)}{\sqrt{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |\vec{e}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi}} \quad (1.38)$$

Η δεύτερη σχέση της κατευθυντικότητας  $\vec{D}(\theta, \varphi)$  προκύπτει λαμβάνοντας υπ' όψιν  $A = |A|$ . Αυτό το πετυχαίνουμε ενσωματώνοντας το διανυσματικό μέρος του  $A$  στο διάγραμμα ακτινοβολίας  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  του στοιχείου. Η κατευθυντικότητα  $\vec{D}(\theta, \varphi)$  της κεραίας στην ουσία δηλώνει τη σχετική ροή Ισχύος ανά στερεά γωνία σε σχέση με μία Ισοτροπική κεραία, η οποία εκπέμπει την ίδια ποσότητα Ισχύος. Η κατευθυντικότητα της κεραίας μετριέται σε dB. Στη συνέχεια εφ' όσον προσδιορίστηκε η κατευθυντικότητα  $\vec{D}(\theta, \varphi)$  το στοιχείο της κεραίας πρέπει να προσδιοριστεί και το κέρδος  $\vec{G}(\theta, \varphi)$  του στοιχείου της κεραίας στο μακράν πεδίο. Αυτό σχετίζεται με το διάγραμμα ακτινοβολίας της έντασης του πεδίου του στοιχείου  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  και την προσπίπτουσα Ισχύ στην κεραία  $P_{inc}$  και όχι τη συνολικά εκπεμπόμενη Ισχύ όπως φαίνεται στην ακόλουθη σχέση :

$$\vec{G}(\theta, \varphi) = A \sqrt{\frac{4\pi}{nP_{inc}}} \vec{e}(\theta, \varphi) \quad (1.39)$$

Το  $A$  όπως ήδη έχουμε προαναφέρει σχετίζεται με την προσπίπτουσα Ισχύ  $P_{inc}$  στην κεραία. Βέβαια η τιμή του κέρδους  $\vec{G}(\theta, \varphi)$  προκύπτει από το  $|\vec{G}(\theta, \varphi)|^2$ , αλλά και οι δύο συμβολισμοί ( $\vec{G}(\theta, \varphi), |\vec{G}(\theta, \varphi)|^2$ ) δηλώνουν το κέρδος της κεραίας.

### 1.3.2 Επιθυμητή Πόλωση(Copolarization) και Μη Επιθυμητή – Κάθετη Πόλωση(Cross-Polarization)

Πόλωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι η διεύθυνση του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου  $\vec{E}$  σε ένα επίπεδο κάθετο στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Όπως γνωρίζουμε το εκπεμπόμενο πεδίο από το στοιχείο της κεραίας αποτελείται από δύο αμοιβαίους παράγοντες (ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο) κάθετους μεταξύ τους, οι οποίοι κινούνται προς τις διευθύνσεις  $\hat{\theta}$  και  $\hat{\varphi}$  αντίστοιχα. Για το προσδιορισμό της πόλωσης χρησιμοποιούμε μόνο το ηλεκτρικό πεδίο. Για μία γραμμική πόλωση χρησιμοποιούμε από τα διανύσματα της επιθυμητής πόλωσης(Co polarization) το οριζόντιοδιάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου. Αντίστοιχα για την κάθετη κάθετη πόλωση (Cross-Polarization) το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου είναι κάθετο στο διάνυσμα της επιθυμητής πόλωσης και στη διεύθυνση του κύματος. Έτσι η επιθυμητή πόλωση μπορεί να τη προσδιορίζει ο καθένας όπως ο ίδιος προτιμάει. Για το λόγο αυτό υπάρχει ο τρίτος ορισμός του Ludwig (Ludwig's third definition)[2] για το προσδιορισμό της πόλωσης. Ο ορισμός αυτός αναφέρεται στο μακράν πεδίο και σε ένα σημείο  $(\theta, \varphi)$  όπου η επιθυμητή πόλωση (Co polarization) και η κάθετη πόλωση (Cross-Polarization) για μία πηγή ρεύματος ή ηλεκτρικό πεδίο μιας κεραίας όπου η πόλωση της είναι προς τη κατεύθυνση χείναι :

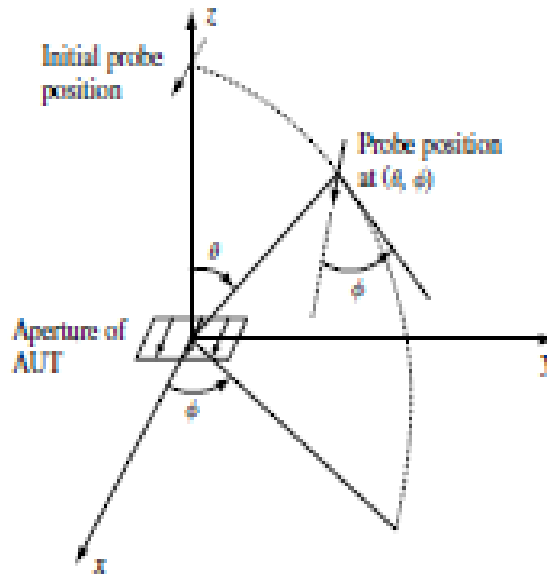
$$\vec{e}_{co}(\theta, \varphi) = \vec{e}(\theta, \varphi) [\hat{\theta} \cos \varphi - \hat{\varphi} \sin \varphi] \quad (1.40)$$

$$\vec{e}_{cr}(\theta, \varphi) = \vec{e}(\theta, \varphi) [\hat{\theta} \sin \varphi - \hat{\varphi} \cos \varphi] \quad (1.41)$$

όπου  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  είναι το διάγραμμα ακτινοβολίας της πηγής.

Για την επεξήγηση των παραπάνω σχέσεων που αφορούν την επιθυμητή πόλωση (Co polarization) και κάθετη πόλωση (Cross-Polarization) του ηλεκτρικού πεδίου της πηγής, χρησιμοποιείται το Σχήμα 5[2]. Η μέθοδος που χρησιμοποιείται για την περιγραφή του τρίτου ορισμού του Ludwig είναι ίδια με τη μέθοδο μέτρησης του διαγράμματος ακτινοβολίας. Η κεραία υπό δοκιμή (AUT – antenna under Test) τοποθετείται στο σημείο  $z=0$  και ο μετρητής(probe).τοποθετείται σε μία άκαμπτη ράβδο με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι κάθετος στη ράβδο συνέχεια. Για τον υπολογισμό της επιθυμητής πόλωσης θα πρέπει ο μετρητής να είναι ευθυγραμμισμένος με την κατεύθυνση της πόλωσης της κεραίας άρα σε αυτή τη περίπτωση θα πρέπει  $\theta = 0$ . Σύμφωνα με αυτό ανάλογα με το προσανατολισμό του μετρητή και σε διαφορετική θέση του του προσδιορίζεται το διάνυσμα της επιθυμητής πόλωσης. Ο υπολογισμός της είναι σημαντικός γιατί απαιτείται για τον προσδιορισμό του κέρδους της κεραίας. Αυτό συμβαίνει γιατί φαίνεται η ποσότητα της λαμβανόμενης Ισχύος από το δέκτη της κεραίας. Το κέρδος της επιθυμητής πόλωσης προσδιορίζεται αν από το  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  λάβουμε το παράγοντα  $\vec{e}_{co}(\theta, \varphi)$  που αφορά την επιθυμητή πόλωση και τον τοποθετήσουμε στον τύπο του κέρδους

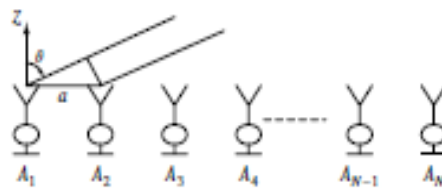
$\vec{G}(\theta, \varphi)$ . Αντίστοιχα χρησιμοποιούμε το  $\vec{e}_{cr}(\theta, \varphi)$  για το υπολογισμό του κέρδους κάθετης πόλωσης



**Σχήμα 5 :** Μέτρηση επιθυμητής πόλωσης της κεραίας σύμφωνα με τον τρίτο ορισμό του Ludwig. Ο μετρητής (probe) παραμένει σε γωνία  $\varphi$  εφαπτόμενη στο κύκλο ( $\theta$ -διεύθυνση) που φαίνεται από τις συνεχείς τελείες. Η πόλωση της κεραίας(AUT) είναι στη διεύθυνση  $\chi$  [2]

### 1.3.3 Διάγραμμα ακτινοβολίας Στοιχειοκεραιών σε Φάση

Οι Στοιχειοκεραίες σε φάση κατά την εκπομπή τους δημιουργούν ένα διάγραμμα ακτινοβολίας, το οποίο στην ουσία προκύπτει αθροίζοντας όλα τα διαγράμματα ακτινοβολίας των στοιχείων, από τα οποία αποτελείται η Στοιχειοκεραία και στη πραγματικότητα εκπέμπει το καθένα από αυτά. Συνδυάζοντας τις εκπομπές όλων των στοιχείων μπορεί και δημιουργείται το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας.



**Σχήμα 6 :** Γραμμική Στοιχειοκεραία που αποτελείται από N στοιχεία. Τα στοιχεία είναι παρατεταγμένα στο άξονα  $x$  [2]

Το Σχήμα 6[2] μας βοηθάει να καταλάβουμε τη σχέση που υπάρχει μεταξύ του διαγράμματος ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας σε φάση και του στοιχείου. Στη πραγματικότητα για να μπορέσουμε να περιγράψουμε το μακράν πεδίο το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας χρειαζόμαστε δύο ποσότητες. Η πρώτη ποσότητα είναι ήδη αυτή που έχουμε αναφέρει και είναι το διάγραμμα ακτινοβολίας  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  του κάθε στοιχείου της Στοιχειοκεραίας και το οποίο δηλώνει το τρόπο ακτινοβολίας του στοιχείου. Η δεύτερη ποσότητα είναι ο παράγοντας διάταξης (array factor, AF), ο οποίος δηλώνει την αρχιτεκτονική των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας και τις σχετικές διεγέρσεις των στοιχείων. Με τη βοήθεια του Σχήματος 6[2] θα

προσδιορίσουμε τη σχέση που υπάρχει μεταξύ του διαγράμματος ακτινοβολίας του στοιχείου και του παράγοντα διάταξης για να υπολογίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας. Στο Σχήμα 6[2] φαίνεται μία γραμμική Στοιχειοκραία που αποτελείται από  $N$  στοιχεία. Το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας είναι :

$$\vec{E}_{array} = A_1 \frac{e^{-jk_0 r_1}}{r_1} \vec{e}(\theta, \varphi) + A_2 \frac{e^{-jk_0 r_2}}{r_2} \vec{e}(\theta, \varphi) + \dots + A_N \frac{e^{-jk_0 r_N}}{r_N} \vec{e}(\theta, \varphi) \quad (1.42)$$

όπου  $A$  είναι ο συντελεστής διέγερσης του κάθε στοιχείου και αποτελεί ένα μιγαδικό αριθμό που αφορά το πλάτος και τη φάση μίας μοναδικής οντότητας και το  $r_N$  είναι απόσταση του  $n$ ου ως προς ένα σημείο αναφοράς, το οποίο βρίσκεται στο μακράν πεδίο. Άρα για τον υπολογισμό της απόστασης κάθε στοιχείου είναι :

$$r_n \approx r_1 - (n - 1) \alpha \sin \theta \cos \varphi \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (1.43)$$

Βέβαια η παραπάνω σχέση του  $r_n$  επηρεάζει κυρίως τη μιγαδική εκθετική συνάρτηση της σχέσης του διαγράμματος ακτινοβολίας της κεραίας και όχι στο παρονομαστή που βρίσκεται. Όπως γνωρίζουμε η συνάρτηση  $1/r$  έχει μικρές διακυμάνσεις και για μεγάλο  $r$  μπορούμε να οδηγηθούμε στο συμπέρασμα ότι  $r_n \approx r_1$  οπότε η σχέση οπότε η σχέση του διαγράμματος ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας γίνεται :

$$\vec{E}_{array} = \vec{e}(\theta, \varphi) \frac{e^{-jk_0 r_1}}{r_1} [ A_1 + (A_2 e^{jk_0 \alpha \sin \theta \cos \varphi}) + \dots + (A_N e^{j(N-1)k_0 \alpha \sin \theta \cos \varphi}) ] \quad (1.44)$$

Με αυτό το τρόπο μπορούμε να προσδιορίσουμε και το παράγοντα διάταξης (AF), ο οποίος είναι η ποσότητα που βρίσκεται μεταξύ των αγκύλων στην παραπάνω σχέση και αφορά τις γραμμικές Στοιχειοκεραίες. Αν θεωρήσουμε Στοιχειοκεραίες δύο διαστάσεων και χωρίς να λαμβάνουμε υπ' όψιν τις παραμέτρους ακτινοβολίας της κεραίας ο παράγοντας διάταξης (AF) γίνεται :

$$AF(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N A_n e^{jk_x x_n + jk_y y_n} \quad (1.45)$$

όπου  $(x_n, y_n)$  είναι οι συντεταγμένες του  $n$ ου στοιχείου και  $k_x, k_y$  είναι ο κυματικός αριθμός και ισούται :

$$k_x = k_0 \sin \theta \cos \varphi \quad (1.46)$$

$$k_y = k_0 \sin \theta \sin \varphi \quad (1.47)$$

Από τα παραπάνω για τον υπολογισμό του διαγράμματος ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας σε φάση έχουμε κάνει μία σημαντική παραδοχή. Στη σχέση που έχουμε υπολογίσει για το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας θεωρούμε ότι

το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας θεωρούμε ότι το διάγραμμα των στοιχείων  $\vec{e}(\theta, \varphi)$  είναι το ίδιο, πράγμα το οποίο όπως έχουμε αναφέρει δεν ισχύει αλλά το κάθε στοιχείο έχει το δικό του διάγραμμα ακτινοβολίας για να μπορεί να διαμορφώνει το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας. Στη συνέχεια όπου θα αναφερθούν τα είδη των Στοιχειοκεραίων σε φάση (π.χ. Γραμμικές, Επιφανειακές κτλ.) θα μπορέσει να γίνει ακριβής υπολογισμός της σχέσης του διαγράμματος ακτινοβολίας όπου σε κάθε περίπτωση μεταβάλλεται αντίστοιχα το διάγραμμα ακτινοβολίας των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας, ώστε να επιτευχθεί η επιθυμητή ακτινοβολία της κεραίας.

### 1.3.4 Κέρδος Στοιχειοκεραίων σε Φάση

Το κέρδος των Στοιχειοκεραίων σε Φάση εξαρτάται από το κέρδος των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας. Για να μπορέσουμε να το υπολογίσουμε χρειάζεται να κανονικοποιήσουμε την ένταση του πεδίου σε σχέση με την προσπίπτουσα Ισχύ στη Στοιχειοκεραία και μάλιστα είναι ιδιαίτερα βολικό να χρησιμοποιήσουμε το κέρδος του στοιχείου που έχει ήδη κανονικοποιηθεί σε σχέση με την προσπίπτουσα Ισχύ. Οπότε προκύπτει η σχέση :

$$\vec{E}_{array} = \vec{G}(\theta, \varphi) \left[ A_1 + (A_2 e^{(jk_o \alpha \sin \theta \cos \varphi)}) + \dots + (A_N e^{(j(N-1)k_o \alpha \sin \theta \cos \varphi)}) \right] \quad (1.48)$$

Το  $\vec{G}(\theta, \varphi)$  κανονικοποιείται με τον εξής τρόπο :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |\vec{G}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi(1 - L) \quad (1.49)$$

όπου L είναι ο συντελεστής απωλειών της κεραίας. Επίσης για το καθορισμό του κέρδους της Στοιχειοκεραίας το  $A_n$  υποδηλώνει την κανικοποιημένη προσπίπτουσα τάση ή ρεύμα του  $n$ ου στοιχείου. Αυτό σημαίνει ότι το  $|A_n|^2$  είναι η προσπίπτουσα Ισχύς του στοιχείου και για τον υπολογισμό της συνολικής Ισχύς ( $P_{inc}$ ) έχουμε :

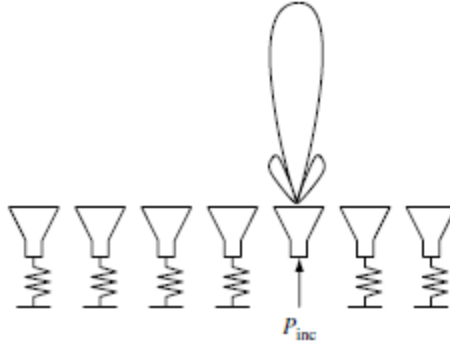
$$P_{inc} = \sum_{n=1}^N |A_n|^2 \quad (1.50)$$

Από τα παραπάνω προκύπτει το κέρδος της Στοιχειοκεραίας σε Φάση :

$$\vec{G}_{array}(\theta, \varphi) = \vec{G}(\theta, \varphi) \frac{\sum_{n=1}^N A_n e^{(jk_o n \alpha \sin \theta \cos \varphi)}}{\sqrt{\sum_{n=1}^N |A_n|^2}} \quad (1.51)$$

Όπως με τον υπολογισμό του διαγράμματος ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας έτσι και σε αυτή τη περίπτωση έχουμε κάνει κάποιες παραδοχές. Η πρώτη παραδοχή είναι ότι το κέρδος κάθε στοιχείου προκύπτει με όλα τα υπόλοιπα στοιχεία να μην λαμβάνουν μέρος όπως φαίνεται στο σχήμα 7. Η δεύτερη παραδοχή είναι ότι όλα τα στοιχεία έχουν ίδιο διάγραμμα ακτινοβολίας πράγμα το οποίο δεν ισχύει στη πραγματικότητα. Έτσι η σχέση μπορεί να τροποποιηθεί με τον ακόλουθο τρόπο :

$$\vec{G}_{array}(\theta, \varphi) = \frac{\sum_{n=1}^N A_n \vec{G}_n(\theta, \varphi) e^{(jk_0 n a \sin \theta \cos \varphi)}}{\sqrt{\sum_{n=1}^N |A_n|^2}} \quad (1.52)$$



Σχήμα 7 : Ορισμός του ενεργού διαγράμματος ακτινοβολίας στοιχείου σε μία Στοιχειοκεραία 7 στοιχείων [2]

### 1.3.5 Απόδοση Κώνου Στοιχειοκεραίας – Array Taper Efficiency (ATE) [2]

Η απόδοση Κώνου Στοιχειοκεραίας (ATE) είναι μία ποσότητα/παράγοντας που υπολογίζεται για να δηλώσει τη σχέση που υπάρχει μεταξύ της επίδραση της κωνικής κατανομής (taper distribution) της Στοιχειοκεραίας στην συνολική απόδοση του ανοίγματος της Στοιχειοκεραίας. Για την καλύτερη κατανόηση του όρου ATE, σε μια Στοιχειοκεραία όπου η απόδοση ανοίγματος της κεραίας είναι 100%, ο παράγοντας ATE γίνεται με την απόδοση ανοίγματος της Στοιχειοκεραίας. Η σχέση[2] που υπάρχει για τον υπολογισμό του ATE, σε επίπεδες ή γραμμικές Στοιχειοκεραίες που αποτελούνται από N στοιχεία είναι :

$$ATE = \frac{(\sum_n |A_n|)^2}{N \sum_n |A_n|^2} 100\% \quad (1.53)$$

Από τη σχέση προκύπτει ότι για ομοιόμορφο κώνο το ATE είναι 100%, ενώ για μη ομοιόμορφο είναι μικρότερο του 100%. Ο παράγοντας παίζει σημαντικό ρόλο στο προσδιορισμό της συνολικής απόδοσης ανοίγματος.

### 1.3.6 Στοιχειοκεραία σε Φάση Στενής Δέσμης

Οι Στοιχειοκεραίες σε φάση Στενής Δέσμης είναι οι Στοιχειοκεραίες που έχουν τη δυνατότητα να δημιουργούν πολύ στενούς λοβούς. Για να μπορέσει να επιτευχθεί αυτό χρειάζεται στη διεύθυνση που επιθυμούμε να έχουμε τη στενή δεσμή να πετύχουμε όσο το δυνατόν μεγαλύτερο κέρδος της Στοιχειοκεραίας. Αυτό συμβαίνει επηρεάζοντας τους δύο παράγοντες που είναι το πλάτος και φάση που πρέπει να υπάρχουν στο κύμα. Το πλάτος σχετίζεται με τους πλευρικούς λοβούς όπου προσπαθούμε να τους μηδενίσουμε, ενώ η φάση μεταβάλλεται ανάλογα ώστε να έχουμε το επιθυμητό κέρδος της Στοιχειοκεραίας στη κατεύθυνση που θέλουμε. Για μία γραμμική Στοιχειοκεραία που αποτελείται από N στοιχεία με απόσταση  $a$  μεταξύ τους, η σχέση που δίνει το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας για γωνία  $\varphi=0$  είναι :



$$\vec{E}_{array} = \vec{G}(\theta, 0) [A_1 + A_2 e^{(jk_0 a \sin \theta)} + \dots + A_N e^{(jk_0 (N-1)a \sin \theta)}] \quad (1.54)$$

όπου οι μιγαδικοί συντελεστές διεγέρσεως για το  $n$ οστο στοιχείο είναι:

$$A_n = B_n e^{j\psi_n} \quad (1.55)$$

όπου  $B_n$  είναι το μέτρο και  $\psi_n$  είναι η φάση αυτών συντελεστών. Σύμφωνα με τη θεωρία μεγίστου κέρδους [2], σε μία γωνία σάρωσης  $\theta_0$  το μέγιστο κέρδος προκύπτει από τη σχέση :

$$\psi_n = -k_0 (n - 1) \sin \theta_0 \quad (1.56)$$

Μετά από αυτό το διάγραμμα ακτινοβολίας γίνεται :

$$\vec{E}_{array} = \vec{G}(\theta, 0) [B_1 + B_2 e^{(jk_0 a (\sin \theta - \sin \theta_0))} + \dots + B_N e^{(jk_0 (N-1)a (\sin \theta - \sin \theta_0))}] \quad (1.57)$$

όπου σχετίζεται το διάγραμμα ακτινοβολίας σάρωσης με τη γωνία  $\theta_0$

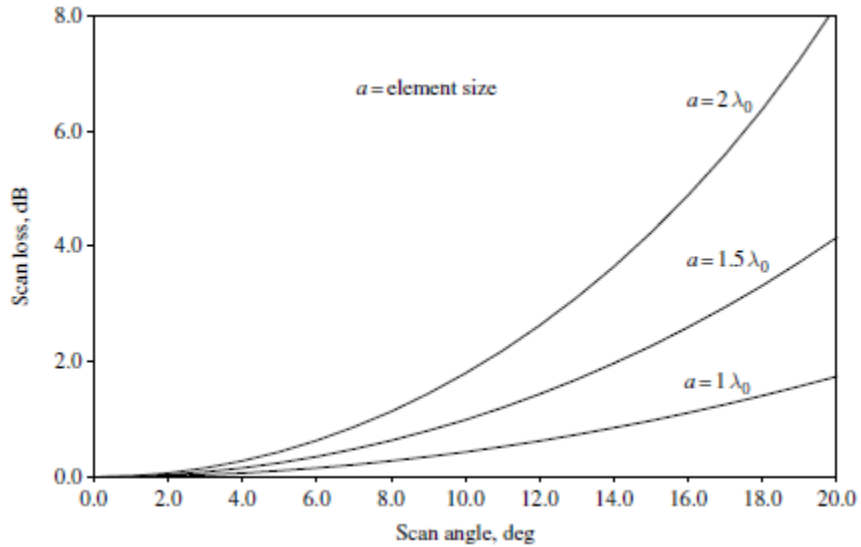
### 1.3.7 Απώλειες Σάρωσης και Μεγέθυνση της Δέσμης

Το μεγάλο κέρδος της Στοιχειοκεραίας είναι αυτό που δημιουργεί τη Στενή Δέσμη. Κατά την διάρκεια της σάρωσης δημιουργούνται απώλειες στο κέρδος της Στοιχειοκεραίας με αποτέλεσμα η Δέσμη να διευρύνεται. Για να μπορέσουμε να προσδιορίσουμε το διάγραμμα κέρδους κατά τη σάρωση θα πρέπει η Συνολική Ισχύς να κανονικοποιηθεί και επίσης να θεωρήσουμε ότι το  $\sum_{n=1}^N B_n^2 = 1$  ώστε το διάγραμμα ακτινοβολίας  $\vec{E}_{array}$  να ταυτιστεί με το διάγραμμα κέρδους της Στοιχειοκεραίας. Το κέρδος της επιθυμητής πόλωσης  $\vec{G}_{array}^{co}$  προσδιορίζεται από τη σχέση του διαγράμματος ακτινοβολίας  $\vec{E}_{array}$  της επιθυμητής πόλωσης και είναι :

$$G_{array}^{co} = G^{co}(\theta_0, 0) (B_1 + B_2 + \dots + B_N) \quad (1.58)$$

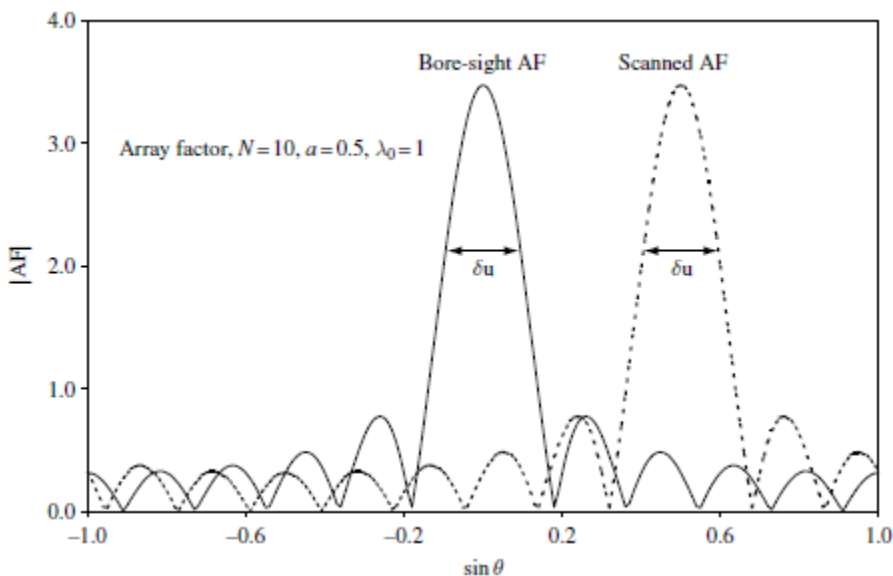
Θεωρώντας ότι η σάρωση βρίσκεται σε μία γωνία  $\theta = \theta_0$ . Από τη σχέση αυτή μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι το διάγραμμα κέρδους της επιθυμητής πόλωσης είναι ανάλογο του διαγράμματος ακτινοβολίας του στοιχείου σε αυτή τη θέση. Σε αυτή την ανάλυση η απόσταση των στοιχείων δεν έχει μεγάλη σημασία, γιατί όπως έχουμε προαναφέρει δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Το κάθε στοιχείο έχει το μέγιστο κέρδος στο σημείο σκόπευσης της Στοιχειοκεραίας και καθώς λόγω της σάρωσης μετακινείται από αυτό το κέρδος μειώνεται. Οι απώλειες σάρωσης είναι οι σχετικές απώλειες κέρδους σε dB σε σχέση με το σημείο στόχευσης της κεραίας και δίνονται από τη σχέση :

$$\text{Απώλειες Σάρωσης στο } \theta_0 = 20 \log \left| \frac{G^{co}(0,0)}{G^{co}(\theta_0, 0)} \right| \quad (1.59)$$



Σχήμα 8 : Απώλειες Σάρωσης σε σχέση με γωνία Σάρωσης για 3 στοιχεία ( $\lambda_0$  = μήκος κύματος) [2]

Ένας άλλος παράγοντας που επηρεάζει τις Απώλειες Σάρωσης είναι το μέγεθος όπως φαίνεται στο Σχήμα 8. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα μεγαλύτερα σε μέγεθος στοιχεία έχουν διαγράμματα πιο έντονης εξασθένισης.



Σχήμα 9 : Σχεδιάγραμμα του παράγοντα διάταξης για διαφορετικές γωνίες σάρωσης και σε διάστημα ίσο με  $\sin \theta$  [2]

Οι απώλειες σάρωσης μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι όσο μεγαλώνει η γωνία σάρωσης τόσο μεγαλώνει και το εύρος λοβού της δέσμης, με αποτέλεσμα αντίστοιχα να μειώνεται και το κέρδος της Στοιχειοκεραίας. Ο παράγοντας διάταξης (AF) είναι μία ρητή συνάρτηση ( $\sin \theta - \sin \theta_0$ ). Σύμφωνα με το Σχήμα 9 η διάταξη των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας που προσδιορίζεται από το παράγοντα διάταξης παραμένει σταθερή, χωρίς να μεταβάλλεται με τη γωνία σάρωσης. Το κέρδος του στοιχείου αν δεν έχει γρήγορη μεταβολή στη περιοχή σάρωσης, τότε το εύρος λοβού της δέσμης παραμένει ανεπηρέαστο αν μετρηθεί στην κλίμακα του  $\sin \theta$  και έχουμε τη σχέση :

$$\Delta \sin \theta = \delta u \quad (1.60)$$

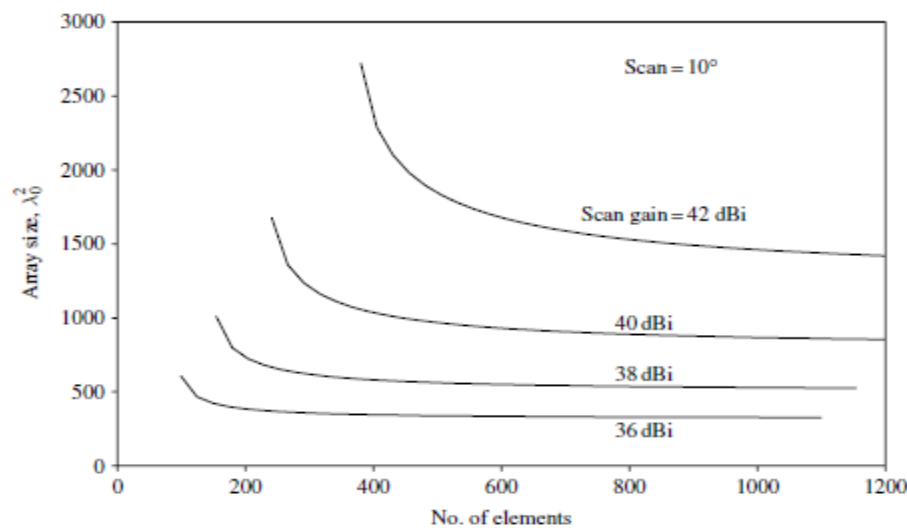
όπου το  $\delta u$  είναι το εύρος λοβού στη κλίμακα  $\sin \theta$  και είναι ανεξάρτητο από το  $\theta$ . Εφ' όσον είναι Στενή Δέσμη έχουμε τη σχέση :

$$\Delta \theta \approx \frac{\delta u}{\cos \theta} \approx \frac{\delta u}{\cos \theta_0} \quad (1.61)$$

από την οποία συμπεραίνουμε ότι το εύρος λοβού μεγαλώνει από τον παράγοντα  $1/\cos \theta_0$  με  $\theta_0$  τη γωνία σάρωσης.

### 1.3.8 Μελέτη Σχεδίασης Διαγραμμάτων λόγω Σάρωσης

Βασικό χαρακτηριστικό των Στοιχειοκεραιών σε Φάση Στενής Δέσμης είναι το πολύ μικρό εύρος λοβού. Αυτό δημιουργεί μεγάλη ιδιαιτερότητα στο σχεδιασμό της Στενής Δέσμης λόγω των απωλειών που υπάρχουν κατά τη σάρωση. Για να μπορέσει να γίνει σωστή σχεδίαση θα πρέπει να λαμβάνεται υπ' όψιν ο αριθμός των στοιχείων, το μέγεθος του ανοίγματος της Στοιχειοκεραίας, το οποίο θα αποφέρει το επιθυμητό κέρδος και ταυτόχρονα θα ικανοποιήσει και άλλους παράγοντες (όπως κατασκευή, κόστος κτλ.) Για να καταφέρουμε να γίνει σωστή σχεδίαση θα πρέπει να πετύχουμε να υπάρχει σωστή σχέση μεταξύ του μεγέθους ανοίγματος της Στοιχειοκεραίας και του συνολικού αριθμού των Στοιχείων που θα ικανοποιούν το κέρδος που θέλουμε να πετύχουμε. Στο Σχήμα 10 φαίνεται η παραπάνω σχέση για μία γωνία σάρωσης  $10^\circ$  από το σημείο σκόπευσης της κεραίας :



Σχήμα 10 : Μέγεθος ανοίγματος Στοιχειοκεραίας σε σχέση με αριθμό στοιχείων με παράμετρο το κέρδος σάρωσης[2]

Ξεκινώντας να υπολογίσουμε τους παράγοντες για τη σχεδίαση θεωρούμε ότι η διέγερση των στοιχείων είναι ομοιόρφη και δεν υπάρχει αλληλοσυσχετισμός μεταξύ αυτών. Σύμφωνα με αυτό, το διάγραμμα κέρδους της επιθυμητής πόλωσης σε μία γωνία  $\theta_0$  είναι :

$$G_{array}^{co} = G^{co}(\theta_0, 0)\sqrt{N} \quad (1.62)$$

όπου  $B_n = 1/\sqrt{N}$  για όλα τα  $n$ . Εάν η απόδοση ανοίγματος των στοιχείων είναι 100% τότε το διάγραμμα κέρδους της επιθυμητής πόλωσης των στοιχείων είναι :

$$G^{co}(\theta_0, 0) = \sqrt{\frac{4\pi\alpha^2}{\lambda_0^2}} \frac{\sin[(\kappa_0\alpha \sin \theta_0)/2]}{\kappa_0\alpha \sin \theta_0/2} \quad (1.63)$$

όπου  $\alpha$  είναι η απόσταση μεταξύ των στοιχείων και  $\lambda_0$  το μήκος κύματος στο κενό. Χρησιμοποιώντας τις δύο προηγούμενες σχέσεις υπολογίζουμε το διάγραμμα κέρδους της Στοιχειοκεραίας σε Φάση :

$$G_{array}^{co} = \sqrt{\frac{4\pi A}{\lambda_0^2}} \frac{\sin[(\kappa_0\sqrt{A/N} \sin \theta_0)/2]}{(\kappa_0\sqrt{A/N} \sin \theta_0)/2} \quad (1.64)$$

όπου  $A = N\alpha^2$  είναι η συνολική περιοχή ανοίγματος της Στοιχειοκεραίας. Λύνοντας τη παραπάνω σχέση ως προς το  $A$  έχουμε :

$$A = \frac{4N}{\kappa^2 \sin^2 \theta_0} \left[ \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{\pi}{4N}} G_{array}^{co} \sin \theta_0 \right) \right]^2 \quad (1.65)$$

Από αυτή τη σχέση μπορούμε να βρούμε τον ελάχιστο αριθμό των στοιχείων που χρειαζόμαστε σε μία Στοιχειοκεραία, γιατί το όρισμα της συνάρτησης του αντίστροφου ημιτόνου δεν είναι μεγαλύτερο της μονάδος. Άρα για μία δεδομένη γωνία σάρωσης  $\theta_0$  το μικρότερο όριο των στοιχείων θα είναι :

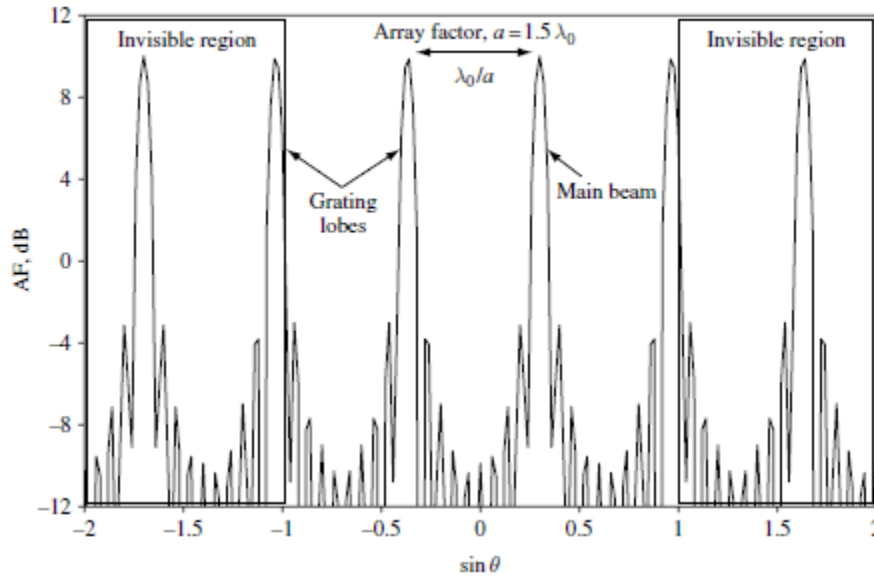
$$N_{\min} = \frac{1}{4} \pi (G_{array}^{co} \sin \theta_0)^2 \quad (1.66)$$

όπου το μέγεθος των στοιχείων είναι :

$$\alpha = \sqrt{\frac{A}{N}} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_0} \quad (1.67)$$

### 1.3.9 Ανεπιθύμητοι Πλευρικοί Λοβοί (Grating Lobes)

Οι πλευρικοί λοβοί αποτελούν ένα βασικό πρόβλημα στις κεραίες. Οι Στοιχειοκεραίες σε Φάση εμφανίζουν αρκετούς πλευρικούς λοβούς, οι οποίοι είναι συγκρίσιμοι και σε πολλές περιπτώσεις έχουν την ίδια ένταση με το κύριο λοβό. Αυτοί οι λοβοί ονομάζονται Grating Lobes και λόγω των προβλημάτων που δημιουργούν είναι ανεπιθύμητοι. Οι πλευρικοί λοβοί δεν θα πρέπει να ταυτίζονται με τους Grating Lobes, γιατί έχουν μία βασική διαφορά που είναι η έντασή τους, η οποία είναι πολύ μικρότερη από αυτή των Grating Lobes. Αυτή η διαφορά που έχουν αποτελεί το βασικό κριτήριο διαφοροποίησής τους ώστε να μπορούν να διακριθούν. Με τη βοήθεια του Σχήματος 11 θα μπορέσουμε να εξηγήσουμε ποσοτικά τους Grating Lobes. Ο παράγοντας διάταξης (AF) για μία γραμμική Στοιχειοκεραία είναι :



Σχήμα 11 : Παράγοντας Διάταξης σε σχέση με το  $\sin \theta$  όπου φαίνονται σχηματικά οι Grating Lobes [2]

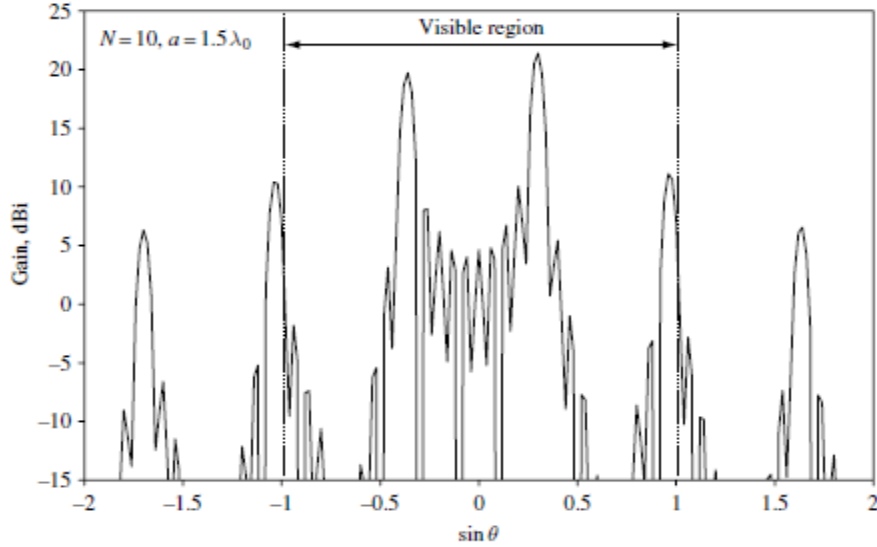
$$AF(\theta) = B_1 + B_2 [e^{j k_0 \alpha (\sin \theta - \sin \theta_0)} + \dots + B_N [e^{j k_0 (N-1) \alpha (\sin \theta - \sin \theta_0)}] \quad (1.68)$$

Αυτός ο παράγοντας διάταξης που υπολογίζουμε συσχετίζεται με τον κύριο λοβό της Στοιχειοκεραίας σε μία γωνία σάρωσης  $\theta = \theta_0$  και είναι μία περιοδική συνάρτηση του  $k_0 \alpha \sin \theta$  για περίοδο  $2\pi$ . Στο Σχήμα 11 είναι σχεδιασμένος ο παράγοντας διάταξης  $AF(\theta)$  σε σχέση με το  $\sin \theta$  με το  $\alpha = 1.5\lambda$ ,  $N = 10$  και  $\theta_0 = 17.5^\circ$  ( $\sin \theta_0 = 0,3$ ) και η περιοδικότητα στο διάστημα του  $\sin \theta$  είναι  $2\pi / (k_0 \alpha) = \lambda_0 / \alpha$ . Όπως φαίνεται στο Σχήμα 11 ο πρώτος Grating Lobe εμφανίζεται σε απόσταση  $\sin \theta = \sin \theta_0 + 2\pi / (k_0 \alpha)$  από το κύριο λοβό και μπορούμε να εξάγουμε το συμπέρασμα ότι Grating Lobes εμφανίζονται από το κύριο λοβό σε απόσταση  $\sin \theta = \pm \sin \theta_0 \pm 2m\pi / (k_0 \alpha)$  όπου το  $m$  είναι θετικός ακέραιος. Στο διάστημα  $\theta$  οι Grating Lobes εμφανίζονται σύμφωνα με τη σχέση :

$$\theta_{gm} = \sin^{-1}(\sin \theta_0 + 2m\pi / (k_0 \alpha)) \quad (1.69) \quad \text{με } m = 1, 2, 3, \dots$$

Βέβαια μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι στους Grating Lobes όλα τα μέγιστα είναι ίδια. Για να υπολογίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας πρέπει να πολλαπλασιάσουμε τον παράγοντα διάταξης ( $AF$ ) με τα διαγράμματα ακτινοβολίας των στοιχείων. Με αυτό το τρόπο τα μέγιστα των Grating Lobes μεταβάλλονται λόγω του κέρδους των στοιχείων και προκύπτει το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας σε Φάση όπως αυτό φαίνεται στο Σχήμα 12. Τα στοιχεία της Στοιχειοκεραίας είναι τα ίδια με αυτά του Σχήματος 11.

Με βάση αυτά που έχουμε αναφέρει προκύπτει μία σημαντική παρατήρηση στον υπολογισμό του  $\theta_{gm}$ , όπου δεν προκύπτει πραγματική λύση αν το  $2\pi / (k_0 \alpha) > 2$  για πραγματικές τιμές του  $\theta_0$ . Αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι αν οι αποστάσεις των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας είναι μικρότερη του  $\lambda_0 / 2$  δεν θα υπάρχουν Grating Lobes.



Σχήμα 12 : Διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας μαζί με την επίδραση των στοιχείων της [2]

Στη συνέχεια θα αναφερθούμε στις Στοιχειοκεραίες σε Φάση που είναι διατεταγμένες πάνω σε επιφάνεια και πως μπορούμε να υπολογίσουμε τους Grating Lobes σε αυτές. Σε αυτή τη περίπτωση η Στοιχειοκεραία σε Φάση είναι δύο διαστάσεων επιφανειακή και ο παράγοντας διάταξης της είναι :

$$AF(\theta) = \sum_{n=1}^N A_n e^{[jk_0 \sin \theta (x_n \cos \varphi + y_n \sin \varphi)]} \quad (1.70)$$

όπου  $(x_n, y_n)$  είναι οι συντεταγμένες του  $n$ ου στοιχείου και  $A_n$  είναι ο μιγαδικός συντελεστής της διέγερσης των στοιχείων.

Σύμφωνα με το Σχήμα 13α όπου χρησιμοποιείται η πλεγματοειδής δομή οι συντεταγμένες του  $n$ ου στοιχείου είναι :

$$x_n = \rho a + \frac{qb}{\tan \gamma} \quad (1.71) \quad , \quad y_n = qb$$

όπου τα  $\rho, q$  είναι δύο ακέραιοι που δηλώνουν το  $n$ στο στοιχείο βρίσκεται στην  $\rho$  πλάγια σειρά και  $q$  οριζόντια γραμμή. Το κάθε μοναδιαίο κελί είναι σε μία περιοχή  $a \times b$  και είναι υπό γωνία  $\gamma$ . Στη περίπτωση που έχουμε ορθογώνια πλεγματοειδή δομή το  $\gamma = 90^\circ$ . Επίσης για περαιτέρω διευκόνιση απεικόνισης έχουμε :

$$u = k_0 \sin \theta \cos \varphi \quad (1.72)$$

$$v = k_0 \sin \theta \sin \varphi \quad (1.73)$$

και ο παράγοντας διάταξης για δύο διαστάσεων Στοιχειοκεραία γίνεται :

$$AF(u, v) = \sum_{n=1}^N A_n e^{[j(\chi_n u + y_n v)]} \quad (1.74)$$

Για να μπορέσουμε να έχουμε μέγιστο της Στοιχειοκεραίας στο  $(\theta_0, \varphi_0)$  πρέπει ο μιγαδικός συντελεστής διέγερσης να είναι :

$$A_n = B_n e^{-j(x_n u_0 + y_n v_0)} \quad (1.75)$$

όπου  $B_n$  είναι πραγματικός αριθμός και τα  $u_0, v_0$  είναι :

$$u_0 = k_0 \sin \theta_0 \cos \varphi_0, v_0 = k_0 \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \quad (1.76)$$

Άρα ο παράγοντας διάταξης σύμφωνα με τα παραπάνω γίνεται :

$$\begin{aligned} AF(u, v) &= \sum_{n=1}^N B_n e^{j[\chi_n (u-u_0) + y_n (v-v_0)]} = \\ &= \sum_{n=1}^N B_n e^{j[(\rho\alpha + \frac{qb}{\tan \gamma}) (u-u_0) + qb (v-v_0)]} \Rightarrow \\ AF(u, v) &= \sum_p \sum_q B_n e^{j\rho\alpha(u-u_0)} e^{jqb[(v-v_0) + \frac{u-u_0}{\tan \gamma}]} \quad (1.77) \end{aligned}$$

Όποτε με βάση αυτό που υπολογίσαμε ότι ισούται ο παράγοντας διάταξης (AF) για να μπορέσει να έχει μέγιστα θα πρέπει να ισχύουν ταυτόχρονα τα ακόλουθα:

$$\alpha (u - u_0) = 2\mu\pi \quad (1.78), \quad b \left[ (v - v_0) + \frac{u - u_0}{\tan \gamma} \right] =$$

$$2\nu\pi \quad (1.79)$$

όπου  $\mu, \nu$  είναι ακέραιοι αριθμοί. Στο Σχήμα 13β φαίνεται το αποτέλεσμα των παραπάνω σχέσεων. Δημιουργούνται δύο σειτ από παράλληλες γραμμές στο επίπεδο  $u - v$  και τα σημεία τομής των παραλλήλων είναι εκεί που δημιουργούνται οι Grating Lobes. Η μικρότερη απόσταση που υπάρχει μεταξύ του κύριου λοβού και του Grating Lobe είναι το μικρότερο νόυμερο μεταξύ  $2\pi/b$  και  $2\pi/(a \sin \gamma)$ . Η θέση που εμφανίζεται ο κοντινότερος Grating Lobe είναι πολύ σημαντική γιατί μας βοηθάει να προσδιορίσουμε τη μέγιστη γωνία σάρωσης της Στοιχειοκεραίας σε Φάση.

Με τη βήθεια του Σχήματος 14 θα μπορέσουμε να περιγράψουμε τη διαδικασία για να υπολογίζουμε τη γωνία σάρωσης μεταξύ του κύριου λοβού και του Grating Lobe. Αρχικά χρησιμοποιούμε μία Στοιχειοκεραία με  $\gamma = 60^\circ$  και  $\beta = a \sin \gamma$ . Με αυτά τα στοιχεία συμπεραίνουμε ότι η μορφή της Στοιχειοκεραίας θα είναι πλέγμα ισόπλευρου τριγώνου. Θεωρούμε μία γωνία σάρωσης  $\pm\theta_\zeta$  προς όλα τα επίπεδα και να μην υπάρχει Grating Lobe μέσα στη περιοχή σάρωσης. Η περιοχή αυτή θα είναι κύκλος, μεταξύ του επιπέδου  $u - v$ , όπου εντός της δεν θα υπάρχουν Grating Lobes. Λαμβάνοντας μία ακραία περίπτωση όπου η σάρωση είναι μέχρι τη γωνία του κύκλου  $\varphi = 90^\circ$ , ο κοντινότερος Grating Lobe στο επίπεδο σάρωσης πρέπει να βρίσκεται στο αντιδιαμετρικό σημείο του κύκλου. Σύμφωνα με αυτό προκύπτει η σχέση :

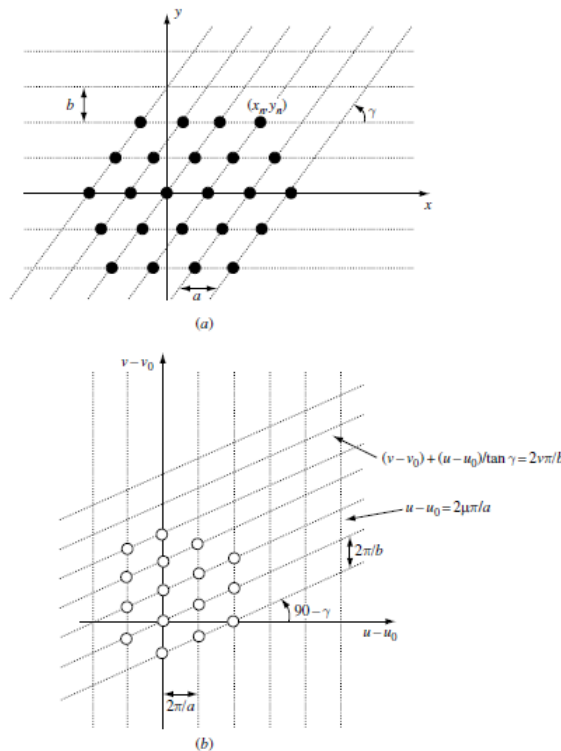
$$2k_0 \sin \theta_\zeta \leq \frac{2\pi}{b} = \frac{2\pi}{a \sin \gamma} \quad (1.81)$$

Με τη βοήθεια της σχέσης μπορούμε να προσδιορίσουμε την απόσταση μεταξύ δύο στοιχείων για ένα ισόπλευρο τριγωνικό πλέγμα, όπου θα πρέπει να ικανοποιείται η παρακάτω συνθήκη :

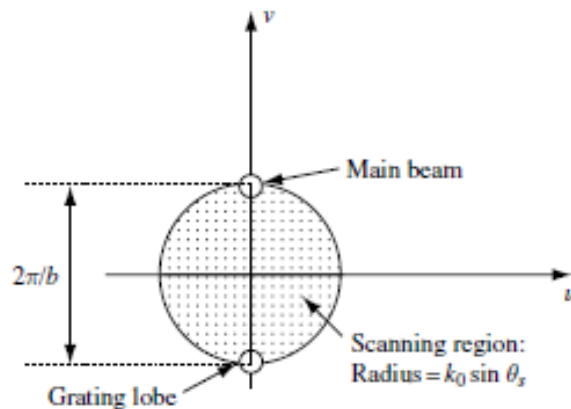
$$\alpha \leq \frac{\lambda_0 / \sin \gamma}{2 \sin \theta_c} = \frac{1,155 \lambda_0}{2 \sin \theta_c} \quad (1.82)$$

για τετραγωνικό πλέγμα  $\gamma = 90^\circ$  η συνθήκη που θα πρέπει να ικανοποιείται για την απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι :

$$\alpha \leq \frac{\lambda_0 / \sin \gamma}{2 \sin \theta_c} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_c} \quad (1.83)$$



**Σχήμα 13 :** α) Μία γενική πλεγματοειδή δομή Στοιχειοκεραίας που αναπαριστάται από τα σύμβολα  $[\alpha, \beta, \gamma]$ , β) Θέση Grating Lobes στο  $uv$ -επίπεδο [2]



**Σχήμα 14 :** Θέση Κύριου Λοβού και Grating Lobe για Στοιχειοκεραία με γωνία σάρωσης τη περιοχή κάλυψης μεταξύ τους [2]



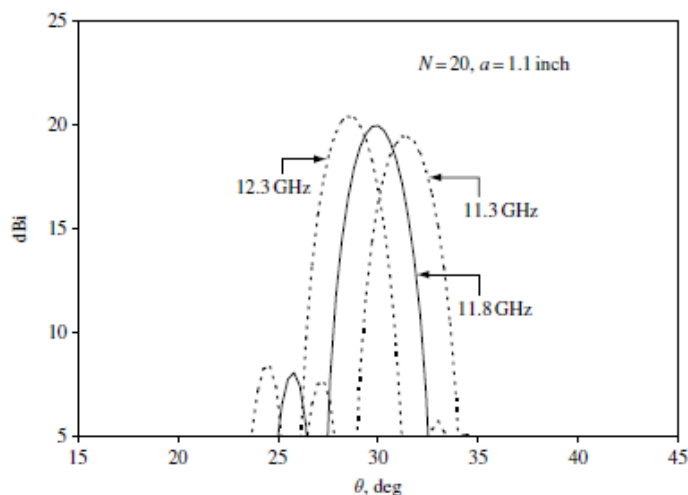
### 1.3.10 Τύποι μετατοπιστή Φάσης (Phase Shifter)

Ο μετατοπιστής Φάσης αποτελεί βασικό στοιχείο των Στοιχειοκεραίων σε Φάση γιατί βρίσκεται ακριβώς πριν από κάθε στοιχείο και είναι αυτός που διαμορφώνει τη φάση του. Η φάση αυτή και συγκεκριμένα η μετατόπιση της είναι που στρέφει το λοβό της Στοιχειοκεραίας χωρίς να στρέφουν τα μηχανικά μέρη της και δημιουργεί τη σάρωσή της. Οι δύο τύποι μετατοπιστών Συχνότητας που χρησιμοποιούνται είναι ο Σταθερής Τιμής Μετατόπισης Φάσης (FIXED – VALUE PHASE SHIFTER) και Καθυστέρησης Πραγματικού Χρόνου Μετατοπιστής Φάσης (TRUE TIME DELAY PHASE SHIFTER). όπως θα δούμε παρακάτω οι δύο τύποι δεν χρησιμοποιούνται ξεχωριστά, αλλά παράλληλα για να βελτιώνουν το εύρος δέσμης και τις απώλειες κέρδους της Στοιχειοκεραίας. Στην ουσία θα αναλύσουμε τη λειτουργία των Σταθερής Τιμής Μετατοπιστών Φάσης και ολοκληρώνοντας θα αναφέρουμε το σημείο που χρειάζονται οι Μετατοπιστές Φάσης Καθυστέρησης Πραγματικού Χρόνου.

Για να πετύχουμε δέσμη για μία γωνία σάρωσης  $\theta_s$ , η φάση που έχει το  $n_{στο}$  στοιχείο πρέπει να είναι :

$$\begin{aligned}\psi_n &= -\kappa_0(n-1)\alpha \sin \theta_s \\ &= -\frac{2\pi f_0}{c}(n-1)\alpha \sin \theta_s \quad (1.84)\end{aligned}$$

όπου το  $\kappa_0$  είναι ο κυματικός αριθμός, το  $c$  είναι η ταχύτητα φωτός και  $f_0$  είναι η συχνότητα λειτουργίας. Εμείς χρησιμοποιούμε Σταθερής Τιμής Μετατοπιστή Φάσης που σημαίνει ότι η φάση δε μεταβάλλεται με τη συχνότητα. Βέβαια η επιθυμητή Φάση είναι ανάλογη της συχνότητας λειτουργίας  $f_0$ . Αλλά για να πετύχουμε ιδανική λειτουργία κατά τη σάρωση της δέσμης της Στοιχειοκεραίας σε μία ζώνη Συχνοτήτων, ο μετατοπιστής φάσης θα πρέπει να μεταβάλλεται γραμμικά με τη συχνότητα.



Σχήμα 15 : Απόκλιση Δέσμης λόγω μετατόπισης της συχνότητας [2]

Λόγω όμως του Σταθερής Τιμής Μετατοπιστή Φάσης, η φάση δε μεταβάλλεται με τη συχνότητα με αποτέλεσμα να δημιουργείται σφάλμα. Η μείωση του σφάλματος πετυχαίνεται αν τοποθετείται φάση σε κάθε στοιχείο σε σχέση με τη κεντρική συχνότητα της ζώνης. Με την βοήθεια του Σχήματος 15 καταλαβαίνουμε την απόκλιση της δέσμης στην επιθυμητή γωνία σάρωσης έχοντας την κεντρική συχνότητα. Αυτή η απόκλιση δέσμης ( $\Delta\theta$ ) που δημιουργείται μπορεί να υπολογισθεί αν θεωρήσουμε γωνία σάρωσης  $\theta$  λόγω συχνότητας  $f$ , η οποία διαφέρει από τη κεντρική συχνότητα  $f_0$ . Άρα λόγω του Σταθερής Τιμής Μετατοπιστή Φάσης έχουμε :

$$\begin{aligned}\psi_n &= -\frac{2\pi f_0}{c} (n-1) \alpha \sin \theta_\zeta \\ &= -\frac{2\pi f}{c} (n-1) \alpha \sin \theta \quad (1.85)\end{aligned}$$

$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{f_0}{f} \sin \theta_\zeta \right) \quad (1.86)$$

και γνωρίζοντας ότι  $f = f_0 + \Delta f$ ,  $\theta = \theta_\zeta + \Delta\theta$  για μικρή απόκλιση συχνότητας έχουμε :

$$\Delta\theta \approx -\frac{\Delta f}{f_0} \tan \theta_\zeta \quad (1.87)$$

Από τη παραπάνω σχέση μπορούμε συμπεράνουμε ότι η απόκλιση της δέσμης μεγαλώνει λόγω της μεταβολής της συχνότητας και της γωνίας σάρωσης. Σε περίπτωση που έχουμε ευρεία δέσμη και μικρή γωνία σάρωσης δεν υπάρχει ιδιαίτερο πρόβλημα, αλλά για στενή δέσμη και μεγάλη γωνία σάρωσης, το κέρδος μειώνεται σημαντικά με τη συχνότητα στην επιθυμητή περιοχή σάρωσης. Η μεταβολή του κέρδους σε σχέση με τη συχνότητα προκαλεί παραμόρφωση του σήματος σε σήματα με πεπερασμένο εύρος ζώνης. Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε την μεταβολή του κέρδους σε σχέση με τη συχνότητα σε μία επιθυμητή περιοχή σάρωσης πρέπει η μεταβολή να είναι ομοιόμορφη  $\zeta$  κατανομής. Για μία Στοιχειοκεραία με  $N$  στοιχεία ο παράγοντας διάταξης (AF) είναι :

$$AF(\kappa, \theta) = \frac{\sin[N \alpha (\kappa \sin \theta - \kappa_0 \sin \theta_\zeta)/2]}{\sin[\alpha (\kappa \sin \theta - \kappa_0 \sin \theta_\zeta)/2]} \quad (1.88)$$

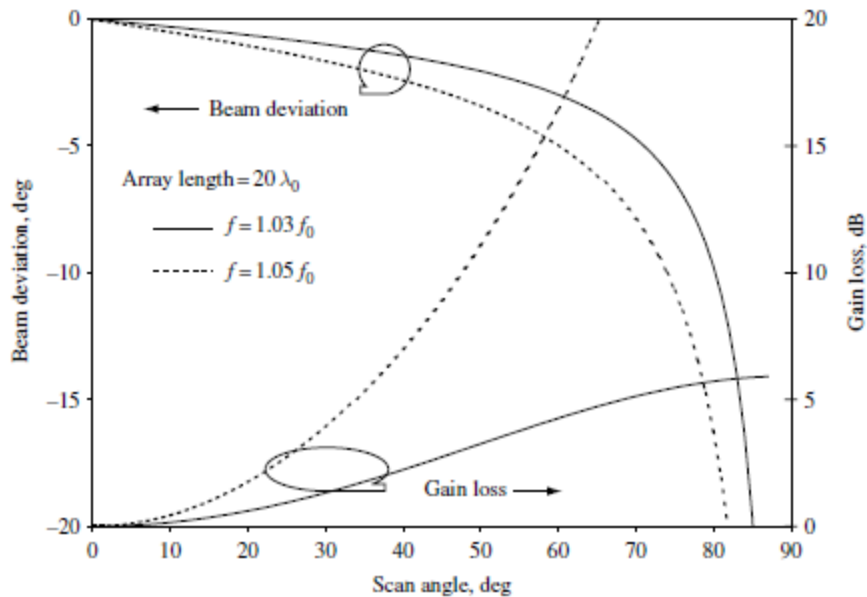
όπου  $\kappa$  είναι ο κυματικός αριθμός λόγω της συχνότητας  $f$  και γνωρίζοντας ότι  $f = f_0 + \Delta f$  ο παράγοντας διάταξης (AF) σε μία επιθυμητή περιοχή σάρωσης έχει μέτρο :

$$AF(\kappa, \theta_\zeta) = \frac{\sin[(N \alpha \sin \theta_\zeta \pi \Delta f)/c]}{\sin[(\alpha \sin \theta_\zeta \pi \Delta f)/c]} \quad (1.89)$$

Οι απώλειες κέρδους στην επιθυμητή περιοχή σάρωσης είναι :

## Απώλειες Σάρωσης σε dB

$$\begin{aligned}
 &= -20 \log \left| \frac{AF(\kappa, \theta_\zeta)}{AF(\kappa, \theta)} \right| \\
 &= -20 \log \left| \frac{\sin[(N \alpha \sin \theta_\zeta \pi \Delta f)/c]}{\sin[(\alpha \sin \theta_\zeta \pi \Delta f)/c]} \right| \quad (1.90)
 \end{aligned}$$



**Σχήμα 16 :** Απώλειες κέρδους λόγω απόκλισης συχνότητας από την επιθυμητή συχνότητα σε σχέση με τη γωνία σάρωσης,  $N=20$ ,  $\alpha=\lambda_0/2$

Από τη σχέση των απωλειών κέρδους μπορούμε να συμπεράνουμε ότι το διάγραμμα ακτινοβολίας του στοιχείου είναι ανεξάρτητο της συχνότητας. Το Σχήμα 16 όπου για μία Στοιχειοκεραία 20 στοιχείων και απόσταση στοιχείων  $\alpha=\lambda_0$  απεικονίζονται οι απώλειες κέρδους σε σχέση με τη γωνία σάρωσης, όπου οι αποκλίσεις της συχνότητας είναι 3% και 5% ως προς τη κεντρική συχνότητα. Το συμπέρασμα είναι ότι όσο μεγαλώνουν οι αποκλίσεις της συχνότητας μεγαλώνει η απόκλιση της δέσμης και αντίστοιχα οι απώλειες του κέρδους, οι οποίες και από την αύξηση των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας. Οι απώλειες του κέρδους περιορίζουν το εύρος ζώνης της δέσμης κατά την σάρωση σε μία Στοιχειοκεραία. Αν  $N > 7$  για απώλειες κέρδους 3dB το εύρος ζώνης είναι :

$$\frac{2 \Delta f}{f_0} \approx \frac{0.88 \lambda_0}{L \sin \theta_\zeta} \quad (1.91)$$

όπου  $L = N\alpha$  το μήκος της Στοιχειοκεραίας

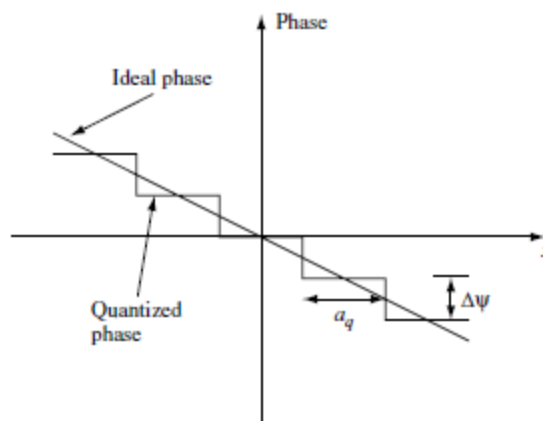
Σε αυτό το σημείο είναι που πρέπει να χρησιμοποιούμε Μετατοπιστές Φάσης με καθυστέρηση Πραγματικού Χρόνου για να αποφύγουμε την απόκλιση της δέσμης και τις απώλειες κέρδους. Αυτό συμβαίνει γιατί με τη χρήση Μετατοπιστή Φάσης με Καθυστέρηση πραγματικού χρόνου η φάση μετατοπίζεται ανάλογα με τη συχνότητα λειτουργίας.

### 1.3.11 Κβαντοποίηση της Φάσης

Ένα ακόμη βασικό χαρακτηριστικό που υπάρχει στις Στοιχειοκεραίες σε Φάση είναι η Κβαντοποίηση της Φάσης. Αυτό είναι λογικό γιατί όλη η διαδικασία που γίνεται είναι ψηφιακή. Οι μετατοπιστές φάσης έχουν ένα πεπερασμένο αριθμό από στάθμες κβαντισμένων φάσεων. Αυτό συμβαίνει σε ηλεκτρονικά κυκλώματα που οι μετατοπιστές φάσης ελέγχονται ψηφιακά. Στη περίπτωση που έχουμε ένα μετατοπιστή φάσης μεγέθους N-bit, οι στάθμες που θα αντιστοιχούν στις κβαντισμένες φάσεις θα είναι  $2^N$  και το διάστημα φάσης που δημιουργείται είναι :

$$\Delta\psi = 2\pi/2^N \quad (1.92)$$

Βέβαια σε αυτή τη περίπτωση όμως δημιουργούνται σφάλματα για το λόγο ότι οι μετατοπιστές φάσης δεν μπορούν να λαμβάνουν ενδιάμεσες τιμές των φάσεων λόγω του διαστήματος  $\Delta\psi$ . Κατ' επέκταση αυτού και κατά τη διάρκεια σάρωσης της δέσμης λόγω της κβαντοποίησης της φάσης δημιουργούνται κβαντισμένες δέσμες που επιδρούν αρνητικά στο κέρδος της Στοιχειοκεραίας και στην επίδοση των πλευρικών λοβών.



Σχήμα 17 : Κβαντοποίηση φάσης με γραμμική πρόοδο φάσης [2]

Για να μπορέσουμε να περιγράψουμε τη κβαντοποίηση της φάσης χρησιμοποιούμε μία πηγή, η οποία έχει μία συνεχής ομοιόμορφη κατανομή, όπου η φάση της έχει γραμμική πρόοδο όπως φαίνεται στο Σχήμα 17. Η συνάρτηση της πηγής είναι :

$$f(\chi) = A e^{(-jK\chi)} \quad (1.93) \quad |\chi| \leq \frac{1}{2} L$$

καθώς και το διάγραμμα ακτινοβολίας της πηγής είναι :

$$F(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} f(\chi) e^{(j\kappa_0\chi \sin \theta)} d\chi \quad (1.94)$$

Στη παραπάνω σχέση αν αντικαταστήσουμε το  $f(\chi)$  και στη συνέχεια υπολογίσουμε το ολοκλήρωμα έχουμε :

$$F(\theta) = \frac{A L \sin[(K - \kappa_0 \sin \theta)L/2]}{(K - \kappa_0 \sin \theta)L/2} \quad (1.95)$$

Από τη σχέση συμπεραίνουμε ότι τα σημεία που η δέσμη έχει μέγιστο είναι στο  $\theta_0 = \sin^{-1}(K/\kappa_0)$  και δεν υπάρχει κανένας πλευρικός λοβός. Το Σχήμα 17 δείχνει το τρόπο που έχει κβαντοποίηση της φάσης της πηγής και το διάστημα κβαντοποίησης είναι  $2\pi/2^N$ . Από αυτό φαίνεται ότι η πηγή είναι Στοιχειοκεραία(συνεχής πηγή) που αποτελείται στοιχεία(διακριτές πηγές). Το μέγεθος του κάθε στοιχείου, το οποίο όπως προαναφέραμε έχει ομοιόμορφη κατανομή φάσης είναι  $\alpha_q = 2\pi/(\kappa 2^N)$ . Θεωρούμε ότι το μήκος της Στοιχειοκεραίας (συνεχής πηγή) είναι  $L$  και διαιρείται με το μήκος  $\alpha_q$ . Με αυτή την υπόθεση έχουμε την δυνατότητα, από τη κβαντοποίηση της φάσης να υπολογίσουμε τον αριθμό των στοιχείων(διακριτές πηγές) που συγκροτούν την Στοιχειοκεραία. Αυτό προκύπτει από τη σχέση  $L/\alpha_q$  και η διαφορά φάσης μεταξύ δύο στοιχείων είναι  $2\pi/2^N$ . Στη συνέχεια μπορούμε να υπολογίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας, το οποίο όπως έχουμε αναφέρει προκύπτει από το παράγοντα διάταξης (AF) των στοιχείων και το διάγραμμα ακτινοβολίας του κάθε στοιχείου  $\tilde{e}(\theta, \varphi)$ . Επίσης η Στοιχειοκεραία που προκύπτει μπορεί να παράγει Grating Lobes στην ορατή περιοχή, οι οποίοι οφείλονται στην κβαντοποίηση της φάσης και ονομάζονται λοβοί κβαντοποίησης. Το μέγιστο του κύριου λοβού είναι στο  $\theta_0$ , ενώ ο πλησιέστερος Grating Lobe βρίσκεται  $\theta_g = \sin^{-1}[\sin \theta_0 - (2\pi/\kappa_0 \alpha_q)]$ . Η ένταση που έχει ο Grating Lobe, η οποία βρίσκεται στη θέση αυτή είναι ανάλογη με αυτή του στοιχείου που βρίσκεται στη θέση αυτή και είναι :

$$G(\theta_g) = \frac{B \sin[(\kappa_0 \alpha_q \sin \theta_g)/2]}{(\kappa_0 \alpha_q \sin \theta_g)/2} \quad (1.96)$$

Η ένταση του κύριου λοβού στο σημείο  $\theta_0$ , όπου είναι η μέγιστη, είναι :

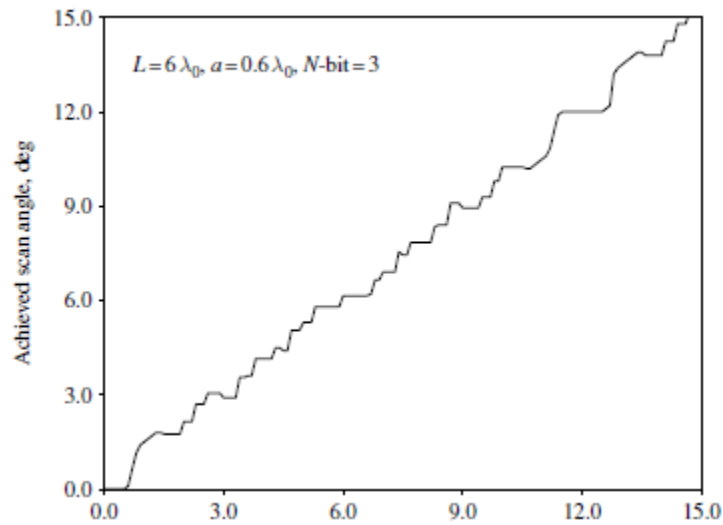
$$G(\theta_0) = \frac{B \sin[(\kappa_0 \alpha_q \sin \theta_0)/2]}{(\kappa_0 \alpha_q \sin \theta_0)/2} \quad (1.97)$$

Η σχέση που προκύπτει μεταξύ του κύριου λοβού και του Grating Lobe(λοβού κβαντοποίησης) είναι :

$$\frac{G(\theta_g)}{G(\theta_0)} = -\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_g} = -\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_0 - (2\pi/\kappa_0 \alpha_q)} = \frac{1}{2^N - 1} \quad (1.98)$$

Οι απώλειες κέρδους που δημιουργούνται λόγω της κβαντοποίησης της φάσης είναι ανάλογες με το σχετικό κέρδος του στοιχείου που βρίσκεται στο σημείο που ο λοβός έχει μέγιστη τιμή και δίνονται από τη σχέση :

$$\text{Απώλειες Κέρδους} = \frac{\sin[(\kappa_0 \alpha_q \sin \theta_0)/2]}{(\kappa_0 \alpha_q \sin \theta_0)/2} = \frac{2^N}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{2^N}\right) \quad (1.100)$$



Σχήμα 18 :Επιθυμητή σε σχέση με επιτευγμένη γωνία σάρωσης σε Στοιχειοκεραία με κβαντοποίηση φάσης [2]

Το Σχήμα 18 μας βοηθάει να καταλάβουμε το σφάλμα που δημιουργεί η κβαντοποίηση της φάσης στη γωνία σάρωσης της Στοιχειοκεραίας. Στο Σχήμα 18 το μήκος της Στοιχειοκεραίας είναι  $L = 6\lambda_0$ . Για το συγκεκριμένο μετατοπιστή φάσης 3-bit οι απώλειες κέρδους είναι 0.2 dB. Επίσης πρέπει να ανφέρουμε ότι στη Στοιχειοκεραία(συνεχής πηγή) που χρησιμοποιούμε η κβαντοποίηση φάσης είναι εφαρμόσιμη σε ομοιόμορφου πλάτους κώνο. Σε άλλη περίπτωση που η Στοιχειοκεραία(συνεχής πηγή) θα ήταν ανομοιόμορφου πλάτους κώνος, η κβαντοποίηση της φάσης θα δημιουργούσε ανομοιόμορφα πεδία ακτινοβολίας των στοιχείων, όπου δεν ισχύουν τα προηγούμενα. Βέβαια οι κβαντοποιημένοι λοβοί και οι απώλειες κέρδους υπάρχουν, όμως τα αποτελέσματα που προκύπτουν έχουν κάποια αποδεκτά λάθη. Τα στοιχεία αυτά μπορούν να μας οδηγήσουν στο αποτέλεσμα της ύπαρξης μιας Στοιχειοκεραίας(συνεχής πηγή) όπου η κβαντοποίηση της φάσης οδηγεί σε μεγαλύτερα  $\alpha_q$ , τα οποία μπορούν να συγκριθούν με πραγματικής απόστασης στοιχείων.

Η κβαντοποίηση της φάσης δημιουργεί κβαντοποίηση και στη γωνία σάρωσης με αποτέλεσμα να δημιουργείται σφάλμα στο σημείο σκόπευσης της δέσμης της Στοιχειοκεραίας. Αυτό φαίνεται στο Σχήμα 18 όπου υπάρχει το διάγραμμα μεταξύ επιθυμητής γωνίας σάρωσης και πραγματικής γωνίας σάρωσης λόγω της κβαντοποίησης της φάσης. Οι σχέσεις που μας βοηθούν να υπολογίσουμε σημεία όπου υπάρχει σφάλμα σκόπευσης και το μέγιστο σφάλμα σκόπευσης δέσμης είναι :

$$\kappa_0 \alpha \sin \theta_n = \frac{n 2 \pi}{2^N} \quad (1.101)$$

$$\kappa_0 L (\Delta \sin \theta_n) = \frac{2 \pi}{2^N} \quad (1.102)$$

Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα του σχήματος 18 διαπιστώνουμε ότι το μέγιστο σφάλμα σκόπευσης είναι μεταξύ των γωνιών  $0^\circ$  έως  $12^\circ$  και το εκτιμώμενο σφάλμα σκόπευσης είναι περίπου  $1.2^\circ$ .

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2<sup>ο</sup>

### ΤΥΠΟΙ ΚΑΙ ΤΡΟΠΟΙ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ

#### 2.1 Γενικά

Σε αυτή το κεφάλαιο θα αναφέρουμε τους τύπους των Στοιχειοκεραιών σε φάση και τον τρόπο λειτουργίας τους. Ο τύπος της Στοιχειοκεραίας έχει σχέση με το σχήμα της, τον τρόπο δηλαδή που είναι παρατεταγμένα τα στοιχεία της (γραμμικά, επίπεδα, κυκλικά, ..κτλ). Ο τρόπος λειτουργίας τους επίσης προσδιορίζει και τους τύπους κεραιών γιατί όπως θα δούμε για τους ίδιους τύπους Στοιχειοκεραιών υπάρχουν διάφοροι τρόποι λειτουργίας αναλόγως του αποτελέσματος που θέλουμε να επιτευχθεί, ώστε να εξυπηρετηθεί ο σκοπός που χρειαζόμαστε τη Στοιχειοκεραία. Αρχικά θα αναφερθούν Στοιχειοκεραίες, οι οποίες δεν έχουν σάρωση αλλά διοχετεύουν την ακτινοβολία τους προς συγκεκριμένη κατεύθυνση, για το λόγο ότι έχουν θεμελιώδη χαρακτηριστικά, τα οποία χρησιμοποιούνται στους υπόλοιπους τύπους Στοιχειοκεραιών σε φάση όπου λόγω μεταβολής της φάσης πετυχαίνουμε μεταβολή της δέσμης ακτινοβολίας (λοβού) της Στοιχειοκεραίας σε φάση

#### 2.2 ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ ΣΕ ΦΑΣΗ

##### 2.2.1 ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ Ν-ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΜΕ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΟ ΠΛΑΤΟΣ ΚΑΙ ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ

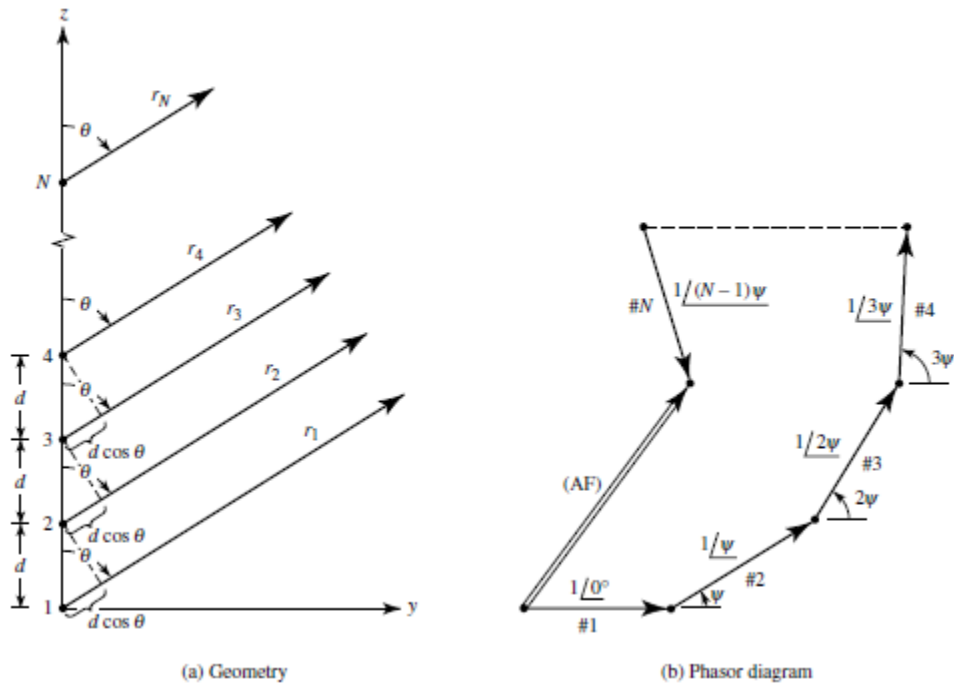
Οι Στοιχειοκεραίες ομοιόμορφου πλάτους και απόστασης στοιχείων αποτελούνται από ομοιόμορφα στοιχεία, τα οποία έχουν ίδιο μέγεθος, το ίδιο πλάτος, αλλά η φάση είναι προοδευτική για το κάθε στοιχείο, καθώς συσχετίζεται με το προηγούμενο από αυτό. Το μέγεθος της προοδευτικότητας της φάσης συμβολίζεται με το  $\beta$ . Με τη βοήθεια του Σχήματος 19 βλέπουμε το τρόπο λειτουργίας των Στοιχειοκεραιών αυτών. Ο παράγοντας διάταξης  $AF$  και η φάση δίνεται από τη σχέση :

$$AF = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)\psi} \quad (2.1)$$

$$\psi = \kappa d \cos \theta + \beta \quad (2.2)$$

##### 2.2.1.1 Εγκάρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραία (Broadside Array)

Οι στοιχειοκεραίες Εγκάρσιας Εκπομπής χρησιμοποιούνται όταν θέλουμε η κατεύθυνση της ακτινοβολίας να είναι κάθετη στον άξονα της ακτινοβολίας να είναι κάθετη στον άξονα της Στοιχειοκεραίας ( $\theta_0 = 90^\circ$ ). Για να το πετύχουμε αυτό θα πρέπει η μέγιστη ακτινοβολία της Στοιχειοκεραίας συνολικά, αλλά και του κάθε στοιχείου να είναι προς τη κατεύθυνση  $\theta_0 = 90^\circ$ . Η Στοιχειοκεραία αποτελείται από ανεξάρτητα ομοιόμορφα στοιχεία(ακτινοβολητές), τα οποία με κατάλληλη παράταξη



**Σχήμα 19 :** Γεωμετρία του μακράν-πεδίου και διάγραμμα του παράγοντα διάταξης Στοιχειοκεραίας N-Στοιχείων με ιστροπικές πηγές τοποθετημένες στον άξονα z[4]

στο χώρο και διέγερση του καθενός να πετύχουμε την ακτινοβολία να είναι κάθετη ( $\theta_0 = 90^\circ$ ) στον άξονα της Στοιχειοκεραίας. Για να μπορέσουμε να το πετύχουμε αυτό θα πρέπει στο  $\theta_0 = 90^\circ$  η ακτινοβολία να έχει το πρώτο μέγιστο. Αυτό συμβαίνει όταν :

$$\psi = \kappa d \cos \theta + \beta = 0 \quad (2.3)$$

Άρα  $\psi = \kappa d \cos \theta + \beta|_{\theta=90^\circ} = \beta = 0$

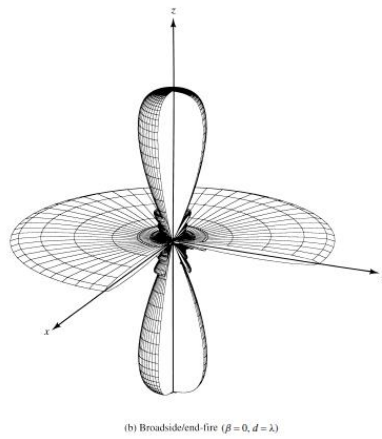
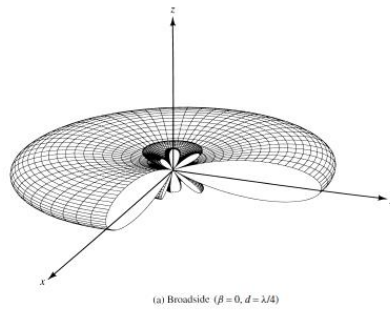
Το αποτέλεσμα της παραπάνω σχέσης σημαίνει ότι όλα τα στοιχεία θα πρέπει να έχουν ίδια διέγερση φάσης, δηλαδή το ίδιο πλάτος. Η απόσταση μεταξύ των στοιχείων μπορεί να είναι οποιαδήποτε. Για να εξασφαλιστεί όμως ότι δεν θα υπάρχουν Grating Lobes σε άλλες κατευθύνσεις θα πρέπει η απόσταση μεταξύ των στοιχείων να μην είναι ίση με το μήκος κύματος ή τα πολλαπλασιά του ( $d \neq n \lambda, n = 1, 2, \dots$ ) όταν το  $\beta = 0$ . Στην περίπτωση που το ( $d = n \lambda, n = 1, 2, \dots$ ) και το  $\beta = 0$  τότε :

$$\psi = \kappa d \cos \theta + \beta \Big|_{\substack{d=n\lambda \\ \beta=0 \\ n=1,2,\dots}} = 2 \pi n \cos \theta \Big|_{\theta=0^\circ, 180^\circ} = 2 \pi n \quad (2.4)$$

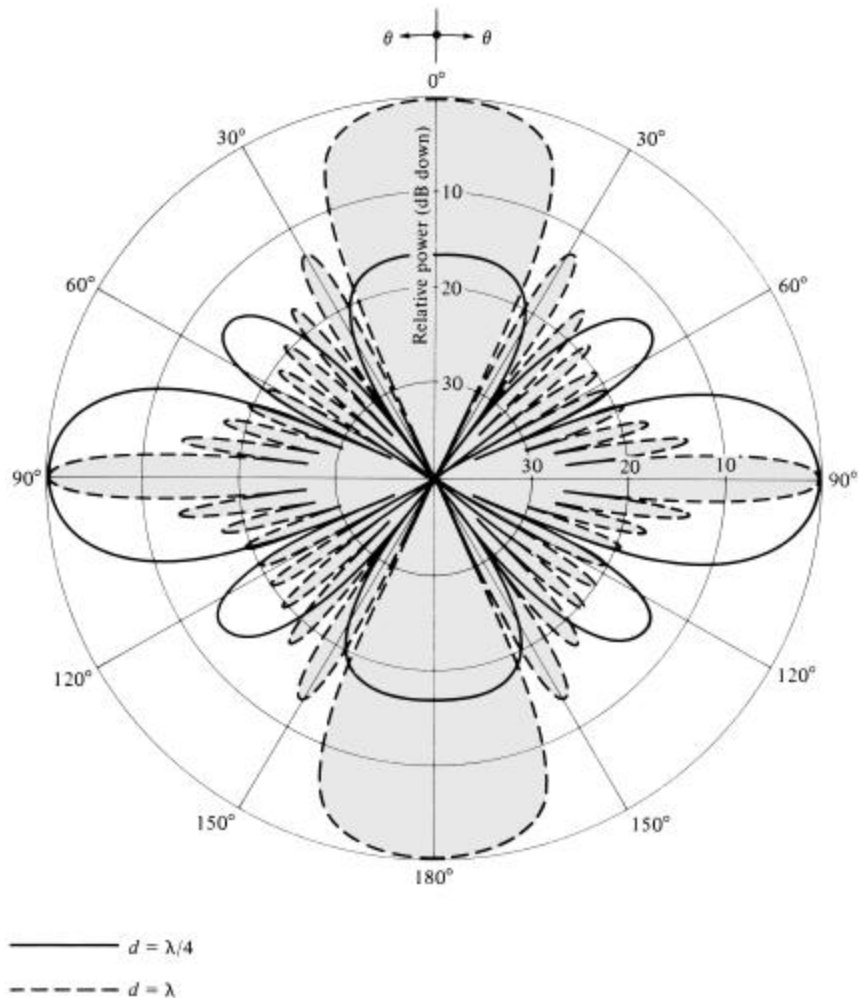
Από αυτό συμπεραίνουμε ότι εκτός από σημείο ( $\theta_0 = 90^\circ$ ) που είναι ο κύριος λοβός, υπάρχουν Grating Lobes στα σημεία ( $\theta = 0^\circ, \theta = 180^\circ$ ). Για να μπορέσουμε να τα αποφύγουμε θα πρέπει η απόσταση των στοιχείων να είναι μικρότερη από το μήκος κύματος  $d_{max} < \lambda$ .

Με τη βοήθεια του Σχήματος 20 μπορούμε να δούμε σχηματικά την ύπαρξη των Grating Lobes στην περίπτωση που η απόσταση των στοιχείων είναι ίση με το μήκος κύματος που δεν είναι επιθυμητό και στο Σχήμα 21 το διάγραμμα του Παράγοντα Διάταξης.





**Σχήμα 20 :** Τριών- Διαστάσεων Διαγράμματα Πλάτους για Στοιχειοκεραίες Εγκάρσιας Εκπομπής (Broadside) και Εγκάρσιας/Διαμήκου (Broadside/End-Fire) Στοιχειοκεραίων ( $N = 10$ ) [4]



**Σχήμα 21 :** Διάγραμμα Παράγοντα Διάταξης 10-Στοιχείων Ομοιόμορφου Πλάτους Εγκάρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραίας ( $N = 10, \beta = 0$ ) [4]

Οι Πίνακες 1 και 2 μας βοηθούν να σχεδιάσουμε την Στοιχειοκεραία Κάθετης Εκπομπής χωρίς να έχουμε Grating Lobes και να υπολογίσουμε τις παραμέτρους γνωρίζοντας τα σημεία που μηδενίζεται η ακτινοβολία, έχουμε Grating Lobes, τα σημεία Ημίσιου Ισχύος, σημεία μεγαλύτερων πλευρικών λοβών και το εύρος δέσμης της Στοιχειοκεραίας

### Πίνακας 1

Μηδενικά, Μέγιστα, Σημεία Ημίσιου Ισχύος και Μεγαλύτερος Πλευρικός Λοβός για Ομοιόμορφου Πλάτους Έγκαρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραία

|                   |  |
|-------------------|--|
| NULLS             | $\theta_n = \cos^{-1}\left(\pm \frac{n \lambda}{N d}\right)$ $n = 1, 2, 3, \dots$ $n \neq N, 2N, 3N, \dots$                              |
| MAXIMA            | $\theta_m = \cos^{-1}\left(\pm \frac{m \lambda}{d}\right)$ $m = 0, 1, 2, \dots$  |
| HALF-POWER POINTS | $\theta_h \approx \cos^{-1}\left(\pm \frac{1.391 \lambda}{\pi N d}\right)$ $\pi d / \lambda \ll 1$                                       |
| MINOR LOBE MAXIMA | $\theta_s \approx \cos^{-1}\left[\pm \frac{\lambda}{2d} \left(\frac{2s+1}{N}\right)\right]$ $s = 1, 2, 3, \dots$ $\pi d / \lambda \ll 1$ |

### Πίνακας 2

Εύρος Δέσμης για Ομοιόμορφου Πλάτους Στοιχειοκεραίες

|                                   |  |
|-----------------------------------|--|
| FIRST NULL BEAMWIDTH (FNBW)       | $\Theta_n = 2\left[\frac{\pi}{2} - \cos^{-1}\left(\frac{\lambda}{N d}\right)\right]$   |
| HALF-POWER BEAMWIDTH (HPBW)       | $\Theta_h \approx 2\left[\frac{\pi}{2} - \cos^{-1}\left(\frac{1.391 \lambda}{\pi N d}\right)\right]$ $\pi d / \lambda \ll 1$ |
| FIRST SIDE LOBE BEAMWIDTH (FSLBW) | $\Theta_s \approx 2\left[\frac{\pi}{2} - \cos^{-1}\left(\frac{3 \lambda}{2 N d}\right)\right]$ $\pi d / \lambda \ll 1$       |

Ένα βασικό στοιχείο που θα πρέπει να αναλύσουμε για τις Έγκαρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραίες είναι η κατευθυντικότητα  $D_0$  τους. Με βάση τα κριτήρια που αναφέραμε ότι πρέπει να ισχύουν ώστε να έχουμε Έγκαρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραία ο Παράγοντας Διάταξης  $AF$  ισούται :

$$(AF)_n = \frac{1}{N} \left[ \frac{\sin\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2} \kappa d \cos \theta\right)} \right] \quad (2.5)$$

και αν η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι πολύ μικρότερη του μήκους κύματος ( $d \ll \lambda$ ) τότε :

$$(AF)_n \simeq \left[ \frac{\sin\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)}{\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)} \right] \quad (2.6)$$

Η ένταση της ακινοβολίας είναι :

$$E(\theta) = [(AF)_n]^2 = \left[ \frac{\sin\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)}{\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)} \right]^2 = \left[ \frac{\sin z}{z} \right]^2 \quad (2.7)$$

όπου  $z = \frac{N}{2} \kappa d \cos \theta$ . Επειδή θέλουμε να υπολογίσουμε την κατευθυντικότητα  $D_0$  θα πρέπει να βρούμε το σημείο που η ένταση της ακινοβολίας γίνεται μέγιστη. Το σημείο αυτό είναι εκεί που το  $E_{\max}$  ισούται με τη μονάδα  $E_{\max} = 1$  και είναι το ( $\theta = 90^\circ$ ). Οπότε υπολογίζουμε τη μεταβολή της μέσης έντασης της ακινοβολίας  $E_0$  που είναι :

$$\begin{aligned} E_0 &= \frac{1}{4\pi} P_{rad} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \left[ \frac{\sin z}{z} \right]^2 \sin \theta \, d\theta \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\pi \left[ \frac{\sin\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)}{\left(\frac{N}{2} \kappa d \cos \theta\right)} \right]^2 \sin \theta \, d\theta \quad (2.8) \end{aligned}$$

Αντικαθιστώντας τη μεταβλητή  $\theta$  από τη  $z$  έχουμε :

$$z = \frac{N}{2} \kappa d \cos \theta \quad (2.9)$$

$$dz = -\frac{N}{2} \kappa d \sin \theta \, d\theta \quad (2.10)$$

Άρα,

$$\begin{aligned}
E_0 &= -\frac{1}{N \kappa d} \int_{+N \kappa d/2}^{-N \kappa d/2} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \\
&= \frac{1}{N \kappa d} \int_{-N \kappa d/2}^{+N \kappa d/2} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \quad (2.11)
\end{aligned}$$

Εφ' όσον το μήκος της Στοιχειοκεραίας είναι πολύ μεγάλο ( $N \kappa d \rightarrow \text{μεγάλο}$ ) τότε τα όρια του ολοκληρώματος μπορούν να θεωρηθούν άπειρο ( $\infty$ ). Οπότε

$$\begin{aligned}
E_0 &= \frac{1}{N \kappa d} \int_{-N \kappa d/2}^{+N \kappa d/2} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \\
&\simeq \frac{1}{N \kappa d} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \quad (2.12)
\end{aligned}$$

$$\text{Το } \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz = \pi$$

Άρα η μέση ένταση ακτινοβολίας γίνεται :

$$E_0 \simeq \frac{\pi}{N \kappa d} \quad (2.13)$$

Οπότε η κατευθυντικότητα γίνεται :

$$D_0 = \frac{E_{max}}{E_0} \simeq \frac{N \kappa d}{\pi} \simeq 2 N \left(\frac{d}{\lambda}\right) \quad (2.14)$$

$$L = (N - 1) d \quad (2.15)$$

όπου  $L$  είναι το συνολικό μήκος της Στοιχειοκεραίας. Άρα η σχέση της κατευθυντικότητας γίνεται :

$$D_0 \simeq 2 N \left(\frac{d}{\lambda}\right) \simeq 2 \left(1 + \frac{L}{d}\right) \left(\frac{d}{\lambda}\right) \quad (2.15)$$

και επειδή η Στοιχειοκεραία είναι μεγάλου μήκους ( $L \gg d$ ) έχουμε :

$$D_0 \simeq 2 N \left(\frac{d}{\lambda}\right) \simeq 2 \left(1 + \frac{L}{d}\right) \left(\frac{d}{\lambda}\right) \Big|_{L \gg d} = 2 \left(\frac{L}{\lambda}\right) \quad (2.16)$$

### 2.2.1.2 Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραία (End – Fire Array)

Σε αυτή τη Στοιχειοκεραία η ακτινοβολία εκπέμπεται κατά το διαμήκες του άξονα. Βέβαια αυτό δε σημαίνει ότι εκπέμπεται πάντα και προς τις δύο κατευθύνσεις ( $\theta_0 =$

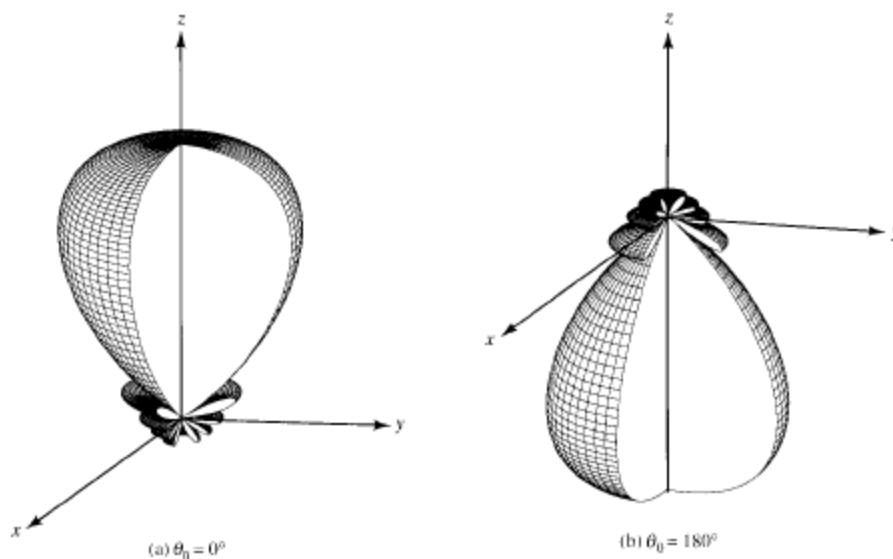
$0^\circ, \theta_0 = 180^\circ$ ), αλλά μπορεί να είναι επιθυμητό προς μία από τις δύο κατευθύνσεις. Οι σχέσεις που πρέπει να ισχύουν για να έχουμε την ακτινοβολία προς τις δύο κατευθύνσεις είναι :

$$\text{για } \theta_0 = 0^\circ \quad \psi = \kappa d \cos \theta + \beta \Big|_{\theta=0^\circ} = \kappa d + \beta = 0 \Rightarrow \beta = -\kappa d \quad (2.17)$$

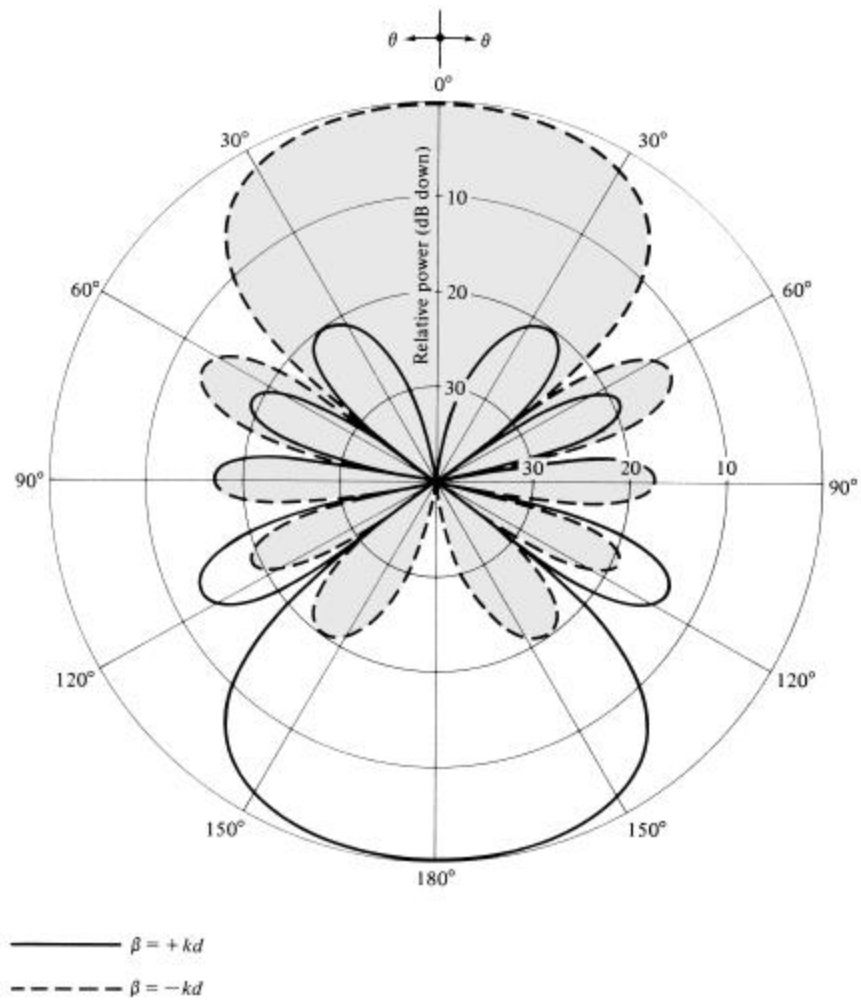
$$\text{για } \theta_0 = 180^\circ \quad \psi = \kappa d \cos \theta + \beta \Big|_{\theta=180^\circ} = -\kappa d + \beta = 0 \Rightarrow \beta = \kappa d \quad (2.18)$$

Βασικός παράγοντας για την Στοιχειοκεραία αποτελεί η απόσταση των Στοιχείων. Στη περίπτωση που η απόσταση των Στοιχείων είναι ίση με το μισό του μήκους κύματος ( $d = \lambda/2$ ) η ακτινοβολία εκπέμπεται ταυτόχρονα και προς τις δύο κατευθύνσεις ( $\theta_0 = 0^\circ, \theta_0 = 180^\circ$ ). Εάν η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι ίση με το μήκος κύματος ή τα πολλαπλασιά του ( $d = n\lambda, n = 1, 2 \dots$ ), τότε εκτός από την επιθυμητή ακτινοβολία προς τις δύο κατευθύνσεις, υπάρχει και Grating Lobe προς την εγκάρσια κατεύθυνση (broadside). Αυτό το είχαμε παρατηρήσει αντίστοιχα και στις Εγκάρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραίες (Broadside Array).

Συμπερασματικά για να μπορέσουμε μόνο ένα κύριο λοβό προς τη κατεύθυνση που επιθυμούμε και να αποφύγουμε οποιοδήποτε Grating Lobe πρέπει η μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ των στοιχείων να είναι μικρότερη του μισού μήκους κύματος. ( $d_{max} < \lambda/2$ ). Τέλος με τη βοήθεια των Σχημάτων 22 και 23 αναπαριστώνται το διάγραμμα πλάτους των Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίων και το διάγραμμα παράγοντα διάταξης αντίστοιχα για μία Στοιχειοκεραία 10-Στοιχείων με απόσταση μεταξύ τους  $\lambda/4$  ( $N = 10, d = \lambda/4$ ),. Επίσης στους Πίνακες 3 και 4 αντίστοιχα φαίνονται οι σχέσεις που μπορούμε να προσδιορίσουμε τα μηδενικά, μέγιστα, ημίσιος ισχύος, μεγαλύτερου πλευρικού λοβού σημεία και το εύρος δέσμης των διαμήκους εκπομπής Στοιχειοκεραίων.



**Σχήμα 22 :** Τριών Διαστάσεων Διάγραμμα Πλάτους για Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραία στις κατευθύνσεις  $\theta_0 = 0^\circ$  και  $\theta_0 = 180^\circ$  ( $N = 10, d = \lambda/4$ ) [4]



**Σχήμα 23 :** Διάγραμμα Παράγοντα Διάταξης 10-Στοιχείων Ομοιόμορφου Πλάτους Διαμήκους Εκπομπής ( $N = 10, d = \lambda/4$ ) [4]

### Πίνακας 3

Μηδενικά, Μέγιστα, Ήμισιας-Ισχύος σημεία και μεγαλύτερου Πλευρικού λοβού για ομοιόμορφου πλάτους Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραία[4]

|                   |   |
|-------------------|---|
| NULLS             | $\theta_n = \cos^{-1}\left(1 - \frac{n\lambda}{Nd}\right)$ $n = 1, 2, 3, \dots$ $n \neq N, 2N, 3N, \dots$         |
| MAXIMA            | $\theta_m = \cos^{-1}\left(1 - \frac{m\lambda}{d}\right)$ $m = 0, 1, 2, \dots$                                    |
| HALF-POWER POINTS | $\theta_h \approx \cos^{-1}\left(1 - \frac{1.391\lambda}{\pi Nd}\right)$ $\pi d/\lambda \ll 1$                    |
| MINOR LOBE MAXIMA | $\theta_s \approx \cos^{-1}\left[1 - \frac{2(s+1)\lambda}{2dN}\right]$ $s = 1, 2, 3, \dots$ $\pi d/\lambda \ll 1$ |

#### Πίνακας 4

Εύρος Δέσμης για Ομοιόμορφου Πλάτους Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραία[4]

|   |  |
|---|--|
| FIRST NULL                              | $\theta_n = 2 \cos^{-1}\left(1 - \frac{\lambda}{Nd}\right)$                |
| BEAMWIDTH<br>(FNBW)                     |  |
| HALF-POWER<br>BEAMWIDTH<br>(HPBW)       | $\theta_h \approx 2 \cos^{-1}\left(1 - \frac{1.391\lambda}{\pi Nd}\right)$ |
| FIRST SIDE LOBE<br>BEAMWIDTH<br>(FSLBW) | $\theta_s \approx 2 \cos^{-1}\left(1 - \frac{3\lambda}{2Nd}\right)$        |

Ένα βασικό στοιχείο που θα πρέπει να αναλύσουμε για τις Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες είναι η κατευθυντικότητα  $D_0$  τους. Με βάση τα κριτήρια που αναφέραμε ότι πρέπει να ισχύουν ώστε να έχουμε Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραία προς τη κατεύθυνση ( $\theta_0 = 0^\circ$ ) ο Παράγοντας Διάταξης  $AF$  ισούται :

$$(AF)_n = \left\{ \frac{\sin\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]}{N \sin\left[\frac{1}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]} \right\} \quad (2.19)$$

και αν η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι πολύ μικρότερη του μήκους κύματος ( $d \ll \lambda$ ) τότε :

$$(AF)_n \approx \left\{ \frac{\sin\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]}{\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]} \right\} \quad (2.20)$$

Η ένταση της ακτινοβολίας είναι :

$$\begin{aligned} E(\theta) &= [(AF)_n]^2 = \left\{ \frac{\sin\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]}{\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]} \right\}^2 \\ &= \left[ \frac{\sin z}{z} \right]^2 \quad (2.21) \end{aligned}$$

όπου  $z = \frac{N}{2} \kappa d \cos \theta - 1$ . Επειδή θέλουμε να υπολογίσουμε την κατευθυντικότητα  $D_0$  θα πρέπει να βρούμε το σημείο που η ένταση της ακτινοβολίας γίνεται μέγιστη. Το σημείο αυτό είναι εκεί που το  $E_{\max}$  ισούται με τη μονάδα  $E_{\max} = 1$  και είναι το ( $\theta = 0^\circ$ ). Οπότε υπολογίζουμε τη μεταβολή της μέσης έντασης της ακτινοβολίας  $E_0$  που είναι :

$$\begin{aligned}
E_0 &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left\{ \frac{\sin\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]}{\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]} \right\}^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \\
&= \frac{1}{2} \int_0^\pi \left\{ \frac{\sin\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]}{\left[\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1)\right]} \right\}^2 \sin \theta \, d\theta \quad (2.22)
\end{aligned}$$

Αντικαθιστώντας τη μεταβλητή  $\theta$  από τη  $z$  έχουμε :

$$z = \frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1) \quad (2.23)$$

$$dz = -\frac{N}{2} \kappa d (\cos \theta - 1) d\theta \quad (2.24)$$

Άρα,

$$\begin{aligned}
E_0 &= -\frac{1}{N \kappa d} \int_0^{-N \kappa d} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \\
&= \frac{1}{N \kappa d} \int_0^{N \kappa d} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \quad (2.25)
\end{aligned}$$

Εφ' όσον το μήκος της Στοιχειοκεραίας είναι πολύ μεγάλο ( $N \kappa d \rightarrow$  μεγάλο) τότε τα όρια του ολοκληρώματος μπορούν να θεωρηθούν άπειρο ( $\infty$ ). Οπότε

$$\begin{aligned}
E_0 &= \frac{1}{N \kappa d} \int_0^{N \kappa d/2} \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \\
&\simeq \frac{1}{N \kappa d} \int_0^\infty \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz \quad (2.26)
\end{aligned}$$

$$\text{Το } \int_0^\infty \left(\frac{\sin z}{z}\right)^2 dz = \pi$$

Άρα η μέση ένταση ακτινοβολίας γίνεται :

$$E_0 \simeq \frac{\pi}{N \kappa d} \quad (2.27)$$

Οπότε η κατευθυντικότητα γίνεται :



$$D_0 = \frac{E_{max}}{E_0} \simeq \frac{2 N \kappa d}{\pi} \simeq 4 N \left( \frac{d}{\lambda} \right) \quad (2.28)$$

$$L = (N - 1) d \quad (2.29)$$

όπου  $L$  είναι το συνολικό μήκος της Στοιχειοκεραίας. Άρα η σχέση της κατευθυντικότητας γίνεται :

$$D_0 \simeq 4 N \left( \frac{d}{\lambda} \right) \simeq 4 \left( 1 + \frac{L}{d} \right) \left( \frac{d}{\lambda} \right) \quad (2.30)$$

και επειδή η Στοιχειοκεραία είναι μεγάλου μήκους ( $L \gg d$ ) έχουμε :

$$D_0 \simeq 4 N \left( \frac{d}{\lambda} \right) \simeq 4 \left( 1 + \frac{L}{d} \right) \left( \frac{d}{\lambda} \right) \Big|_{L \gg d} = 4 \left( \frac{L}{\lambda} \right) \quad (2.31)$$

Από τη τελευταία σχέση που προκύπτει συμπεραίνουμε ότι η Διαμήκης Εκπομπής Στοιχειοκεραίες έχουν διπλάσια κατευθυντικότητα από αυτήν της Εγκάρσιας Εκπομπής Στοιχειοκεραία.

### 2.2.1.3 Hansen-Woodyard Διαμήκης Εκπομπή Στοιχειοκεραία (Hansen-Woodyard End-fire Array)

Η Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραία έχει ως σκοπό να αυξήσει τη κατευθυντικότητα  $D_0$  της Διαμήκης Στοιχειοκεραίας χωρίς βέβαια να επηρεάσει τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά. Για να το πετύχουμε αυτό κατέληξαν σε νέες σχέσεις που αφορούν την προοδευτικότητα της φάσης  $\beta$ . Οι νέες σχέσεις που αφορούν την Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραία όπου η απόσταση των στοιχείων είναι μικρή και το μήκος της Στοιχειοκεραίας είναι πολύ μεγάλο . Οι απαιτήσεις που ισχύουν και σήμερα ονομάζονται Hansen-Woodyard συνθήκες και εκφράζονται μαθηματικώς ως εξής :

$$\beta = - \left( \kappa d \frac{2.92}{N} \right) \simeq - \left( \kappa d + \frac{\pi}{N} \right) \Rightarrow \text{για μέγιστο } \theta_0 = 0^\circ \quad (2.32)$$

$$\beta = + \left( \kappa d + \frac{2.92}{N} \right) \simeq + \left( \kappa d + \frac{\pi}{N} \right) \Rightarrow \text{για μέγιστο } \theta_0 = 180^\circ \quad (2.33)$$

Βέβαια δεν είναι απαραίτητο ότι υλοποιώντας τις παραπάνω συνθήκες θα έχουμε μέγιστη κατευθυντικότητα προς τις κατευθύνσεις  $\theta_0 = 0^\circ$  ή  $\theta_0 = 180^\circ$ . Όπως θα φανεί παρακάτω η μέγιστη ένταση του κυρίου λοβού της ακτινοβολίας και η ένταση των πλευρικών λοβών εξαρτώνται από τον αριθμό των Στοιχείων της Στοιχειοκεραίας.

Το παράγοντα που πρέπει να εξετάσουμε για να δούμε πραγματικά πόσο μεγαλύτερη είναι η κατευθυντικότητα της Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραίας είναι η φάση  $|\psi|$  και πως αυτή επηρεάζεται από τις παραπάνω συνθήκες. Οι τιμές που μπορεί να λάβει η φάση  $|\psi|$  λόγω των παραπάνω συνθηκών είναι :

Για μέγιστη ακτινοβολία προς το  $\theta_0 = 0^\circ$  :

$$|\psi| = |\kappa d \cos \theta + \beta|_{\theta=0^\circ} = \frac{\pi}{N} \quad (2.34)$$

$$|\psi| = |\kappa d \cos \theta + \beta|_{\theta=180^\circ} \simeq \pi \quad (2.35)$$

Για μέγιστη ακτινοβολία προς το  $\theta_0 = 180^\circ$  :

$$|\psi| = |\kappa d \cos \theta + \beta|_{\theta=180^\circ} = \frac{\pi}{N} \quad (2.36)$$

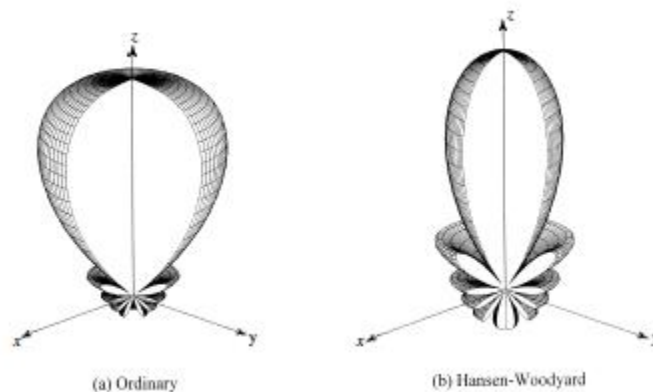
$$|\psi| = |\kappa d \cos \theta + \beta|_{\theta=0^\circ} \simeq \pi \quad (2.37)$$

Η συνθήκη του  $|\psi| = \pi/N$  μπορεί να υπολογιστεί εύκολα με τη χρήση των δύο πρώτων συνθηκών ( $\beta \simeq -(\kappa d + \frac{\pi}{N})$  για  $\theta_0 = 0^\circ$  και ( $\beta \simeq +(\kappa d + \frac{\pi}{N})$ ) για  $\theta_0 = 180^\circ$ ). Η συνθήκη όμως του  $|\psi| = \pi$  για μία Στοιχειοκεραία N-Στοιχείων ισχύει όταν λαμβάνεται η πρώτη συνθήκη που αφορά το  $\beta$  για  $\theta_0 = 0^\circ$  και η δεύτερη συνθήκη του  $\beta$  για  $\theta_0 = 180^\circ$  διαλέγοντας απόσταση μεταξύ των στοιχείων την :

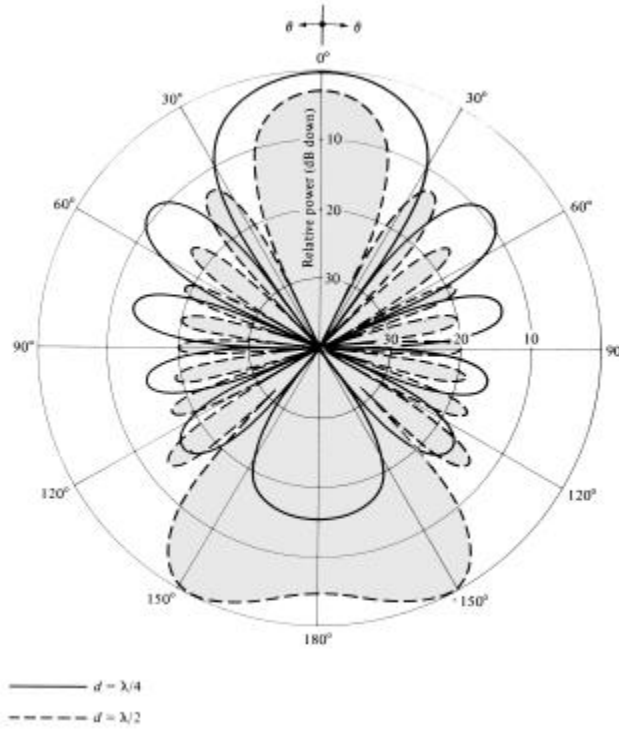
$$d = \left( \frac{N-1}{N} \right) \lambda \quad (2.38)$$

και όταν είναι μεγάλος ο αριθμός των της Στοιχειοκεραίας :  $d \simeq \lambda/4$

Από αυτό συμπεραίνουμε ότι για μία μεγάλη ομοιόμορφη Στοιχειοκεραία, οι συνθήκες Hansen-Woodyard οδηγούν σε βελτιωμένη κατευθυντικότητα όταν η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι ακριβώς  $\lambda/4$ . Με τη βοήθεια των Σχημάτων 24 και 25 μπορούμε να επαληθεύσουμε αυτά που έχουμε αναφέρει για τη Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραία που αφορούν την κατευθυντικότητα και την απόσταση μεταξύ των στοιχείων να είναι  $\lambda/4$  ώστε να ικανοποιούνται οι Συνθήκες. Στο Σχήμα 24 έχουμε τρισδιάστατα Σχεδιαγράμματα των Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίων ( $N = 10, d = \lambda/4$ ) όπου φαίνεται ξεκάθαρα ότι η κατευθυντικότητα της Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραίας είναι μεγαλύτερη και όπως θα δούμε είναι 1,805 φορές (2,56 dB) μεγαλύτερη σε σχέση με τη συνηθισμένη Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραία. Όσον αφορά ότι η απόσταση των στοιχείων θα πρέπει



**Σχήμα 24 :** Σχεδιάγραμμα τριών διαστάσεων για Συνηθισμένες(α) και Hansen-Woodyard(β) Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες [ $N = 10, \beta \simeq -(\kappa d + \frac{\pi}{N})$ ] [4]



**Σχήμα 25 :** Σχεδιάγραμμα παραγόντων διάταξης από 10-Στοιχείων Ομοιόμορφου Πλάτους Hansen-Woodyard Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες [ $N = 10, \beta \approx -(\kappa d + \frac{\pi}{N})$ ] [4]

να είναι  $\lambda/4$  φαίνεται στο σχήμα 25. Έχουμε σχεδιάσει διαγράμματα για Στοιχειοκεραία  $N = 10$  και απόσταση  $d = \lambda/4$  ( $\beta = -3\pi/5$ ),  $d = \lambda/2$  ( $\beta = -11\pi/10$ ). Στη περίπτωση που το  $d = \lambda/2$  βλέπουμε ότι ο κύριος λοβός προς το  $\theta_0 = 0^\circ$  είναι μικρότερος από τους πίσω πλευρικούς λοβούς. Αυτό γίνεται γιατί δεν ισχύει η συνθήκη  $|\psi|_{\theta=180^\circ} = \pi$  :

$$\begin{aligned}
 |\psi| &= \left| \kappa d \cos \theta + \beta \right|_{\substack{\beta = -(\kappa d + \frac{\pi}{N}) \\ \theta = 180^\circ}} \\
 &= \left| -(2\kappa d + \pi/N) \right|_{\substack{N=10 \\ d=\lambda/2}} = 2.1\pi \neq \pi \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

Αντίστοιχα αποτελέσματα υπάρχουν αν δεν ισχύουν οι συνθήκες :  $d = \left(\frac{N-1}{N}\right)\lambda, d \approx \lambda/4$

Με τη βοήθεια των Πινάκων 5 και 6 μπορούμε να υπολογίσουμε σε μία Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραία τα μηδενικά, μέγιστα, ημίσιος -ισχύος σημεία, το μεγαλύτερο πλευρικό λοβό και το εύρος δέσμης των λοβών αυτών. Τέλος θα αναφέρουμε ένα βασικό στοιχείο τη κατευθυντικότητα  $D_0$ . Γνωρίζουμε ότι η μέση Ένταση ακτινοβολίας προς τη κατεύθυνση  $\theta_0 = 0^\circ$  είναι :

$$\begin{aligned}
 E_0 &= \frac{1}{N k d} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left[ \frac{\pi}{2} + \frac{2}{\pi} - 1.815 \right] = \frac{0.871}{N k d} \Rightarrow \\
 E_0 &= \frac{0.871}{N k d} = \frac{1.742}{2 N k d} = 0.554 \frac{\pi}{2 N k 2 N k d} \quad (2.40)
 \end{aligned}$$

## Πίνακας 5

Μηδενικά, Μέγιστα, Ημίσιος-Ισχύος Σημεία και Μεγαλύτερου Πλευρικού Λοβού για Ομοιόμορφου Πλάτους Hansen-Woodyard Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες [4]

---

|                   |  |
|-------------------|--|
| NULLS             | $\theta_n = \cos^{-1}\left[1 + (1 - 2n) \frac{\lambda}{2Nd}\right]$<br>$n = 1, 2, 3, \dots$<br>$n \neq N, 2N, 3N, \dots$     |
| MAXIMA            | $\theta_m = \cos^{-1}\left\{1 + [1 - (2m + 1)] \frac{\lambda}{2Nd}\right\}$<br>$m = 0, 1, 2, \dots$<br>$\pi d/\lambda \ll 1$ |
| HALF-POWER POINTS | $\theta_h \approx \cos^{-1}\left(1 - 0.3198 \frac{\lambda}{Nd}\right)$<br>$\pi d/\lambda \ll 1$<br>N large                   |
| MINOR LOBE MAXIMA | $\theta_s \approx \cos^{-1}\left(1 - \frac{s\lambda}{Nd}\right)$<br>$s = 1, 2, 3, \dots$<br>$\pi d/\lambda \ll 1$            |

---

## Πίνακας 6

Εύρος Δέσμης για Ομοιόμορφου Πλάτους Hansen-Woodyard Διαμήκους Εκπομπής Στοιχειοκεραίες [4]

---

|                                   |  |
|-----------------------------------|--|
| FIRST NULL BEAMWIDTH (FNBW)       | $\Theta_n = 2 \cos^{-1}\left(1 - \frac{\lambda}{2Nd}\right)$   |
| HALF-POWER BEAMWIDTH (HPBW)       | $\theta_h = 2 \cos^{-1}\left(1 - 0.1398 \frac{\lambda}{Nd}\right)$<br>$\pi d/\lambda \ll 1$<br>N large |
| FIRST SIDE LOBE BEAMWIDTH (FSLBW) | $\theta_s \approx 2 \cos^{-1}\left(1 - \frac{\lambda}{Nd}\right)$<br>$\pi d/\lambda \ll 1$             |

---

Από αυτό βλέπουμε ότι η μέση ένταση ακτινοβολίας είναι 0.554 φορές μεγαλύτερη από αυτή της απλής διαμήκους εκπομπής Στοιχειοκεραίας (end-fire Array). Οπότε η κατευθυντικότητα γίνεται :

$$D_0 = \frac{E_{max}}{E_0} = \frac{1}{0.554} \left( \frac{2 N k d}{\pi} \right) = 1,805 \left[ 4N \left( \frac{d}{\lambda} \right) \right] \quad (2.41)$$

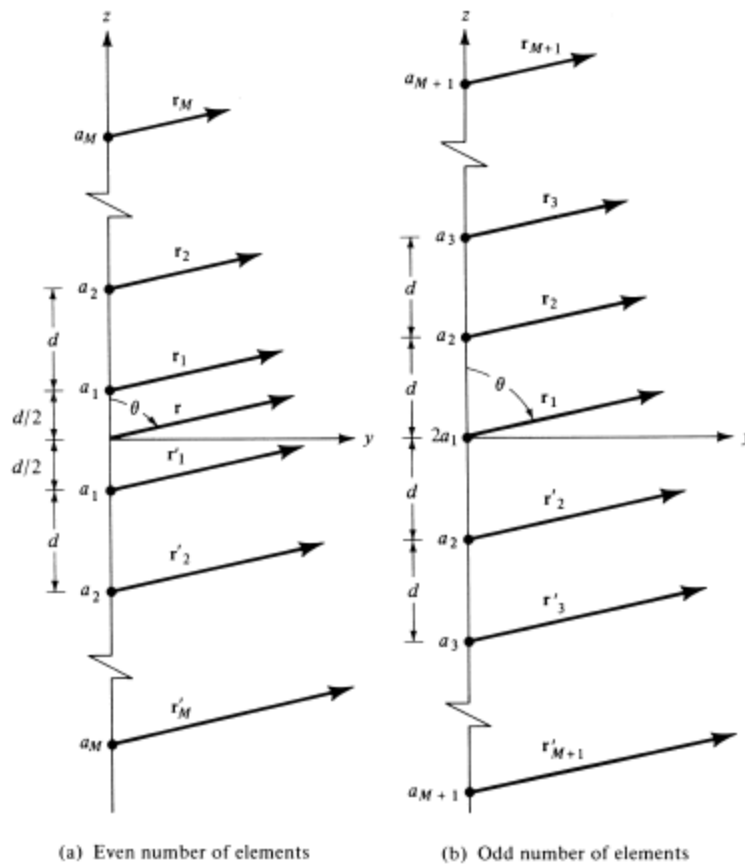
και εφ' όσον η Στοιχειοκεραία είναι μεγάλου μήκους ( $L \gg d$ ) :

$$D_0 = 1,805 \left[ 4 \left( 1 + \frac{L}{d} \right) \frac{d}{\lambda} \right] \approx 1,805 \left[ 4 \left( \frac{L}{\lambda} \right) \right] \quad (2.42)$$

Με αυτό το τρόπο αποδεικνύεται ότι η κατευθυντικότητα της Hansen-Woodyard Στοιχειοκεραίας είναι 1.805 φορές μεγαλύτερη.

## 2.2.2 ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ Ν-ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΜΕ ΙΔΙΑ ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΑΝΟΜΟΙΟΜΟΡΦΟ ΠΛΑΤΟΣ

Σε αυτή την κατηγορία ανήκουν δύο γραμμικές Στοιχειοκεραίες που είναι οι Διωνυμικές (Binomial) και οι Dolph-Tschebyscheff. Οι Στοιχειοκεραίες αυτές είναι κάθετου εκπομπής (broadside). Η διαφορά τους από τις προηγούμενες βρίσκεται στην κατανομή του πλάτους που είναι ανομοιομόρφη. Όπως θα δούμε παρακάτω ο τρόπος διέγερσης αυτών των Στοιχειοκεραιών είναι αυτός που τις διαφοροποιεί σε δύο και βέβαια αφορά το πλάτος. Αρχικά θα αναφερθούμε στο παράγοντα διάταξης  $AF$ , ο οποίος αναλύεται και για τις δύο Στοιχειοκεραίες.



Σχήμα 26 : Ανομοιομόρφου Πλάτους Στοιχειοκεραίες με άρτιο και περιττό αριθμό Στοιχείων

Το Σχήμα 26 μας δείχνει Στοιχειοκεραίες όπου η διέγερση των στοιχείων γίνεται με ανομοιομόρφο τρόπο (ανομοιομόρφο πλάτος), ενώ η απόσταση των στοιχείων είναι ίδια. Θεωρούμε ένα αριθμό  $M$ , ο οποίος είναι ακέραιος. Στο Σχήμα 26(α) ο αριθμός

των στοιχείων είναι άρτιος, άρα έχουμε  $2M$  στοιχεία κατά τον άξονα  $Z$ , τα οποία είναι συμμετρικά τοποθετημένα με απόσταση μεταξύ τους. Στο Σχήμα 26(β) ο αριθμός των στοιχείων είναι περιττός, άρα έχουμε  $2M + 1$  στοιχεία κατά τον άξονα  $Z$ . και αντίστοιχα έχουν απόσταση  $d$  μεταξύ τους.

Αρχικά θα υπολογίσουμε τον παράγοντα διάταξης της Στοιχειοκεραίας με τον άρτιο αριθμό  $2M$  στοιχείων :

$$\begin{aligned}
 (AF)_{2M} &= \alpha_1 e^{+j(1/2) \kappa d \cos \theta} + \alpha_2 e^{+j(3/2) \kappa d \cos \theta} \dots \dots \\
 &+ \alpha_M e^{+j[(2M-1)/2] \kappa d \cos \theta} + \alpha_1 e^{-j(1/2) \kappa d \cos \theta} \\
 &+ \alpha_2 e^{-j(3/2) \kappa d \cos \theta} \dots \dots \\
 &+ \alpha_M e^{-j[(2M-1)/2] \kappa d \cos \theta} \Leftrightarrow \\
 (AF)_{2M} &= 2 \sum_{n=1}^M \alpha_n \cos\left[\frac{(2n-1)}{2} \kappa d \cos \theta\right] \quad (2.42)
 \end{aligned}$$

όπου σε κανονικοποιημένη μορφή μειώνεται ως ακολούθως :

$$(AF)_{2M} = \sum_{n=1}^M \alpha_n \cos\left[\frac{(2n-1)}{2} \kappa d \cos \theta\right]$$

όπου  $\alpha_n$  είναι οι παράγοντες διέγερσης των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας. Αντίστοιχα ο παράγοντας για Στοιχειοκεραία με περιττό αριθμό  $2M + 1$  στοιχείων είναι :

$$\begin{aligned}
 (AF)_{2M+1} &= 2\alpha_1 + \alpha_2 e^{+j \kappa d \cos \theta} + \alpha_3 e^{+j 2 \kappa d \cos \theta} \dots \dots \\
 &+ \alpha_{M+1} e^{+j M \kappa d \cos \theta} + \alpha_2 e^{-j \kappa d \cos \theta} \\
 &+ \alpha_3 e^{-j 2 \kappa d \cos \theta} \dots \dots + \alpha_{M+1} e^{-j M \kappa d \cos \theta} \Leftrightarrow \\
 (AF)_{2M+1} &= 2 \sum_{n=1}^{M+1} \alpha_n \cos[(n-1) \kappa d \cos \theta] \quad (2.43)
 \end{aligned}$$

όπου σε κανονικοποιημένη μορφή μειώνεται ως ακολούθως :

$$(AF)_{2M+1} = \sum_{n=1}^{M+1} \alpha_n \cos[(n-1) \kappa d \cos \theta] \quad (2.44)$$

Στη Στοιχειοκεραία με περιττό αριθμό στοιχείων το πλάτος διέγερσης του στοιχείου που βρίσκεται στο κέντρο της είναι  $2\alpha_1$ . Άρα ο παράγοντας διάταξης για της Στοιχειοκεραίες με ανομοιόμορφη κατανομή πλάτους σε κανονικοποιημένη μορφή είναι :

$$(AF)_{2M}(\acute{\alpha}\rho\tau\iota\omicron\varsigma) = \sum_{n=1}^M \alpha_n \cos\left[\frac{(2n-1)}{2} u\right]$$

$$(AF)_{2M+1}(\pi\epsilon\rho\iota\tau\tau\acute{\omicron}\varsigma) = \sum_{n=1}^{M+1} \alpha_n \cos[(n-1) u]$$

όπου  $u = \frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta$ . Στη συνέχεια θα ανφερθούμε στους παράγοντες δέγερσης  $\alpha_n$  που αφορούν το ανομοιόμορφο πλάτος και διαφοροποιούν τις Στοιχειοκεραίες.

### 2.2.2.1 Διωνυμική Στοιχειοκεραία(Binomial)

Σε αυτή τη Στοιχειοκεραία θα μελετήσουμε τους συντελεστές δέγερσης. Όπως ήδη έχουμε προαναφέρει αυτό που τη διαφοροποιεί είναι ο τρόπος που γίνεται η δέγερση των στοιχείων της. Οι συντελεστές δέγερσης μπορούν να συσχετιστούν με τα στοιχεία της Στοιχειοκεραίας χρησιμοποιώντας τη συνάρτηση  $(1 + \chi)^{m-1}$ , η οποία μπορεί να γραφεί σαν σειρές χρησιμοποιώντας τη διωνυμική ακολουθία :

$$\begin{aligned} & (1 + \chi)^{m-1} \\ &= 1 + (m-1)\chi + \frac{(m-1)(m-2)}{2!} \chi^2 \\ &+ \frac{(m-1)(m-2)(m-3)}{3!} \chi^3 + \dots \quad (2.45) \end{aligned}$$

όπου για διαφορετικές τιμές του  $m$  οι θετικοί συντελεστές είναι :

|        |   |   |    |    |     |     |    |    |   |   |
|--------|---|---|----|----|-----|-----|----|----|---|---|
| $m=1$  | 1 |   |    |    |     |     |    |    |   |   |
| $m=2$  |   | 1 | 1  |    |     |     |    |    |   |   |
| $m=3$  |   |   | 1  | 2  | 1   |     |    |    |   |   |
| $m=4$  |   |   | 1  | 3  | 3   | 1   |    |    |   |   |
| $m=5$  |   |   | 1  | 4  | 6   | 4   | 1  |    |   |   |
| $m=6$  |   | 1 | 5  | 10 | 10  | 5   | 1  |    |   |   |
| $m=7$  |   | 1 | 6  | 15 | 20  | 15  | 6  | 1  |   |   |
| $m=8$  |   | 1 | 7  | 21 | 35  | 35  | 21 | 7  | 1 |   |
| $m=9$  | 1 | 8 | 28 | 56 | 70  | 56  | 28 | 8  | 1 |   |
| $m=10$ | 1 | 9 | 36 | 84 | 126 | 126 | 84 | 36 | 9 | 1 |

Η παραπάνω σχέση παρουσιάζει το τρίγωνο του Pascal. Αυτό τώρα σχετίζεται με τη Στοιχειοκεραία θεωρώντας ότι τα  $m$  είναι τα στοιχεία της Στοιχειοκεραίας και οι συντελεστές της ακολουθίας είναι τα σχετικά πλάτη των στοιχείων. Με αυτό το τρόπο μπορούμε να συσχετίσουμε το παράγοντα διάταξης με τους συντελεστές πλάτους ως ακολούθως :

(1) Δύο στοιχεία ( $2M = 2$ ) :  $\alpha_1 = 1$

(2) Τρία στοιχεία ( $2M + 1 = 3$ ) :  $2\alpha_1 = 2 \Rightarrow \alpha_1 = 1$

$$\alpha_2 = 1$$

(3) Τέσσερα στοιχεία ( $2M = 4$ ) :  $\alpha_1 = 3$

$$\alpha_2 = 1$$

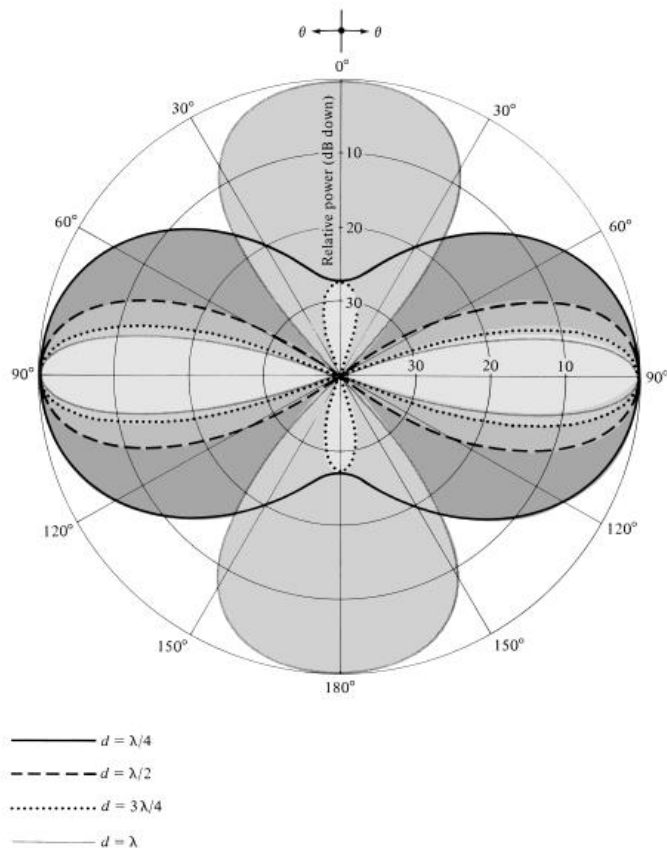
(4) Πέντε στοιχεία ( $2M + 1 = 5$ ) :  $2\alpha_1 = 6 \Rightarrow \alpha_1 = 3$

$$\alpha_2 = 4$$

$$\alpha_3 = 1$$

Οι Στοιχειοκεραίες σε Φάση πρέπει να ακολουθούν μεθόδους, οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την υλοποίηση της σχεδίασης της Στοιχειοκεραίας. Ηδιωνυμική μέθοδος ένα από τα βασικά που χρησιμοποιεί είναι ο προσδιορισμός των συντελεστών διέγερσης πλάτους σε σχέση με τον αριθμό των στοιχείων. Όπως προαναφέραμε αυτό προκύπτει με τη χρήση της συνάρτησης  $(1 + \chi)^{m-1}$  ή στη χρήση του τριγώνου Pascal. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 27 οι Διωνυμικές Στοιχειοκεραίες έχουν μηδενικούς πλευρικούς λοβούς, εφ' όσον η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι ίση ή μικρότερη από το μισό του μήκους κύματος. Σύμφωνα με αυτό το προσδιορισμό το εύρος δέσμης Ημίσιας Ισχύος  $HBPW$  και της κατευθυντικότητας  $D_0$  θα θεωρήσουμε την απόσταση μεταξύ των στοιχείων  $d = \lambda/2$ . Τα παραπάνω μεγέθη αποτελούν τα βασικά χαρακτηριστικά σχεδίασης της Στοιχειοκεραίας. Οι σχέσεις που ισχύουν για το σχεδιασμό της Διωνυμικής Στοιχειοκεραίας είναι :

$$HBPW (d = \lambda/2) \approx \frac{1.06}{\sqrt{N-1}} = \frac{1.06}{\sqrt{2L/\lambda}} = \frac{0.75}{\sqrt{L/\lambda}} \quad (2.46)$$



**Σχήμα 27** : Σχεδιάγραμμα παράγοντα διάταξης για 10-Στοιχείων Διωνυμική Στοιχειοκεραία Εγκάρσιας Εκπομπής [ $N = 10$ ,  $d = \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4$  και  $\lambda$ ] [4]



$$D_0 = \frac{2}{\int_0^\pi [\cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta)]^{2(N-1)} \sin \theta d\theta} \quad (2.47)$$

$$D_0 = \frac{(2N-2)(2N-4) \dots 2}{(2N-3)(2N-5) \dots 1} \quad (2.48)$$

$$D_0 \simeq 1.77\sqrt{N} = 1.77\sqrt{1 + 2L/\lambda} \quad (2.49)$$

Με τη βοήθεια του Σχήματος 27 θα εξηγήσουμε τη μέθοδο σχεδίασης της Διωνυμικής Στοιχειοκεραίας. Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 27 έχουμε μία Στοιχειοκεραία 10-Στοιχείων  $N = 10$  και αποστάσεις μεταξύ των στοιχείων  $d = \lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4$  και  $\lambda$ . Σύμφωνα με τις σχέσεις  $(AF)_{2M}(\acute{\alpha}\rho\tau\iota\omicron\varsigma) = \sum_{n=1}^M \alpha_n \cos[\frac{(2n-1)}{2} u]$  και  $u = \frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta$  έχει γίνει σχεδίαση του παράγοντα διάταξης  $(AF)$  με τις παραπάνω αποστάσεις των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας και με συντελεστές διέγερσης  $\alpha_1 = 126, \alpha_2 = 84, \alpha_3 = 36, \alpha_4 = 9$  και  $\alpha_5 = 1$ . Οι παρατηρήσεις που προκύπτουν από στο Σχήμα 27 είναι ότι για αποστάσεις  $d = \lambda/4$  και  $\lambda/2$  δεν υπάρχουν πλευρικοί λοβοί και το εύρος δέσμης Ημίσιου Ισχύος για τις συγκεκριμένες αποστάσεις στοιχείων είναι μεγάλο συγκρινόμενο με τις Στοιχειοκεραίες ομοιόμορφης κατανομής πλάτους και τη Dolph-Tschebyscheff που θα δούμε στη συνέχεια. Το μεγάλο μειονέκτημα που έχουν οι Διωνυμικές Στοιχειοκεραίες είναι οι μεγάλες διακυμάνσεις στις τιμές των συντελεστών διέγερσης πλάτους μεταξύ των στοιχείων τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το δίκτυο τροφοδοσίας να είναι χαμηλής απόδοσης και κατ' επέκταση όλο το σύστημα της Στοιχειοκεραίας και να την καθιστά μη επιθυμητή.

### 2.2.2.2 Dolph-Tschebyscheff (Chebyshev) Στοιχειοκεραία

Η δεύτερη Στοιχειοκεραία που έχει ίδια απόσταση μεταξύ των στοιχείων και ανομοιόμορφη κατανομή πλάτους είναι η Dolph-Tschebyscheff. Η μέθοδος για αυτή τη στοιχειοκεραία ανακαλύφθηκε από τον Dolph και οι συντελεστές διέγερσης σχετίζονται με τα Tschebyscheff πολυώνυμα. Όπως προαναφέραμε ο παράγοντας διάταξης  $(AF)$  είναι κοινός με τη Διωνυμική Στοιχειοκεραία. Όπως φαίνεται από τις σχέσεις του παράγοντα διάταξης  $(AF)$  μια Στοιχειοκεραία με περιττό ή άρτιο αριθμό στοιχείων με συμμετρική διέγερση πλάτους είναι ένα άθροισμα  $M$  ή  $M+1$  συνημιτονοειδών όρων. Η μεγαλύτερη αρμονική των συνημιτονοειδών όρων είναι μία λιγότερη από το συνολικό αριθμό των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας. Κάθε συνημιτονοειδή όρος, του οποίου το όρισμα είναι ακέραιο πολλαπλάσιο μια θεμελιώδης συχνότητας, μπορεί να γραφεί σαν σειρές από συνημιτονοειδής συναρτήσεις με όρισμα τη θελιώδη συνάρτηση. Οι σχέσεις που προκύπτουν είναι :

$$m = 0 \quad \cos(mu) = 1$$

$$m = 1 \quad \cos(mu) = \cos u$$

$$\begin{aligned}
m = 2 \quad \cos(mu) &= \cos(2u) = 2 \cos^2 u - 1 \\
m = 3 \quad \cos(mu) &= \cos(3u) = 4 \cos^3 u - 3 \cos u \\
m = 4 \quad \cos(mu) &= \cos(4u) = 8 \cos^4 u - 8 \cos^2 u + 1 \\
m = 5 \quad \cos(mu) &= \cos(5u) = 16 \cos^5 u - 20 \cos^3 u + 5 \cos u \\
m = 6 \quad \cos(mu) &= \cos(6u) = 32 \cos^6 u - 48 \cos^4 u + 18 \cos^2 u - 1 \\
m = 7 \quad \cos(mu) &= \cos(7u) = 64 \cos^7 u - 112 \cos^5 u + 56 \cos^3 u - 7 \cos u \\
m = 8 \quad \cos(mu) &= \cos(8u) = 128 \cos^8 u - 256 \cos^6 u + 160 \cos^4 u - 32 \cos^2 u + 1 \\
m = 9 \quad \cos(mu) &= \cos(9u) = 256 \cos^9 u - 576 \cos^7 u + 432 \cos^5 u - 120 \cos^3 u \\
&\quad + 9 \cos u
\end{aligned}$$

Οι σχέσεις προκύπτουν χρησιμοποιώντας την ταυτότητα του Euler και τη τριγωνομετρική ταυτότητα :

$$\begin{aligned}
[e^{ju}]^m &= (\cos u + j \sin u)^m = e^{jum} \\
&= \cos(mu) + j \sin(mu) \quad (2.51)
\end{aligned}$$

$$\sin^2(mu) = 1 - \cos^2(mu)$$

Θέτοντας  $z = \cos(mu)$  έχουμε :

$$\begin{aligned}
m = 0 \quad \cos(mu) &= 1 = T_0(z) \\
m = 1 \quad \cos(mu) &= z = T_1(z) \\
m = 2 \quad \cos(mu) &= 2z^2 - 1 = T_2(z) \\
m = 3 \quad \cos(mu) &= 4z^3 - 3z = T_3(z) \\
m = 4 \quad \cos(mu) &= 8z^4 - 8z^2 + 1 = T_4(z) \\
m = 5 \quad \cos(mu) &= 16z^5 - 20z^3 + 5z = T_5(z) \\
m = 6 \quad \cos(mu) &= 32z^6 - 48z^4 + 18z^2 - 1 = T_6(z) \\
m = 7 \quad \cos(mu) &= 64z^7 - 112z^5 + 56z^3 - 7z = T_7(z) \\
m = 8 \quad \cos(mu) &= 128z^8 - 256z^6 + 160z^4 - 32z^2 + 1 = T_8(z) \\
m = 9 \quad \cos(mu) &= 256z^9 - 576z^7 + 432z^5 - 120z^3 + 9z = T_9(z)
\end{aligned}$$

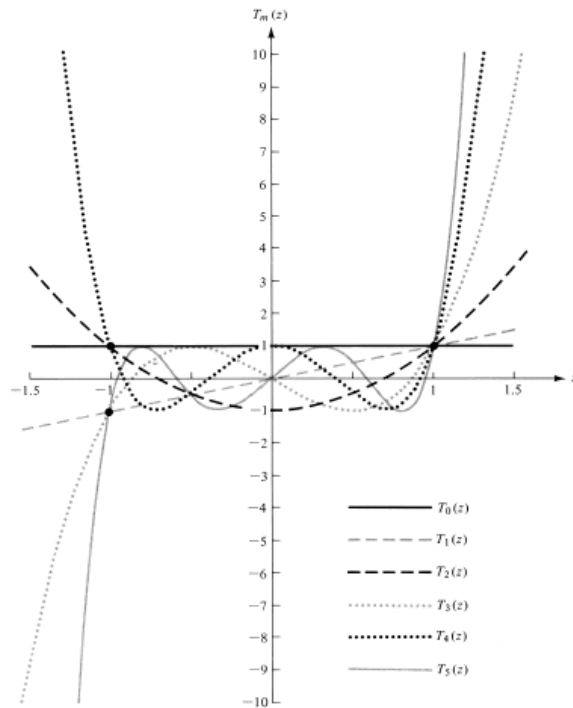
όπου το  $T_m(z)$  σχετίζεται με το πολυώνυμο του Tschebyscheff. Βέβαια για να ισχύουν οι παραπάνω σχέσεις πρέπει  $-1 \leq z \leq 1$ . Επειδή  $\cos(mu) \leq 1$  για τα πολυώνυμα Tschebyscheff θα ισχύει  $T_m(z) \leq 1$  για  $-1 \leq z \leq 1$ . Σε περίπτωση που το  $|z| > 1$ , το Tschebyscheff πολυώνυμο σχετίζεται με συνημιτονοειδή υπερβολικές συναρτήσεις.

Ένας άλλος τρόπος για τον υπολογισμό του Tschebyscheff πολυωνύμου που χρησιμοποιείται είναι η σχέση :

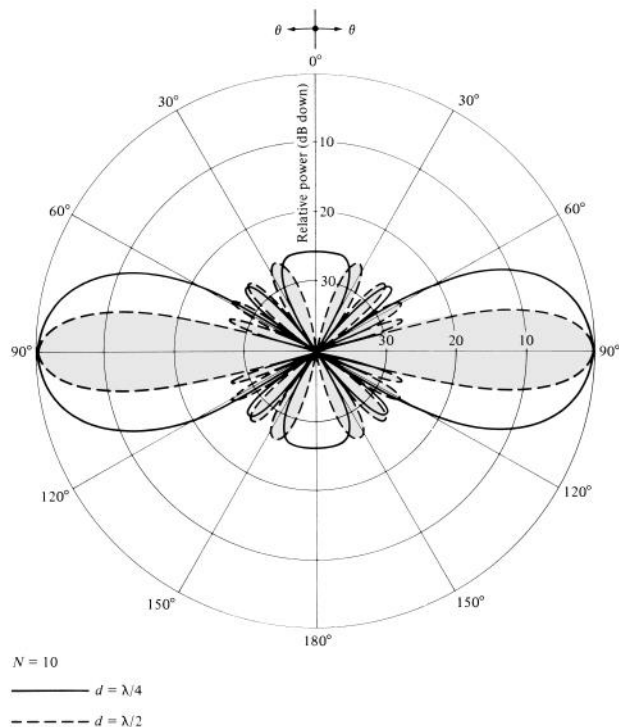
$$T_m(z) = \cos[m \cos^{-1}(z)] \quad -1 \leq z \leq 1 \quad (2.53)$$

Στο σχήμα 28 φαίνονται σχεδιασμένα έξι πολυώνυμα Tschebyscheff, τα οποία προκύπτουν από τη χρήση των παραπάνω σχέσεων. Σύμφωνα με το Σχήμα 28 παρατηρούμε ότι όλα τα πολυώνυμα παίρνουν από το σημείο (1,1). Μεταξύ του διαστήματος  $-1 \leq z \leq 1$  οι τιμές που λαμβάνουν τα πολυώνυμα είναι μεταξύ του  $-1$  και του  $+1$ . Και μία τελευταία παρατήρηση είναι ότι μεταξύ του διαστήματος  $-1 \leq$

$z \leq 1$  είναι όλες οι ρίζες και όλα τα μέγιστα και ελάχιστα έχουν τιμές  $-1$  και  $+1$ . Για να μπορέσουμε να προσδιορίσουμε τους συντελεστές διέγερσης γνωρίζουμε ότι ο παράγοντας διάταξης είναι άθροισμα συνημιτονοειδών όρων που έχουν την ίδια μορφή με τα πολυώνυμα Tschebyscheff. Άρα για να υπολογίσουμε τους συντελεστές διέγερσης γίνεται αντιστοιχώντας τις συνημιτονοειδείς όρους του αθροίσματος που αποτελούν τον παράγοντα διάταξης (AF) με τα αντίστοιχα πολυώνυμα Tschebyscheff. Ο αριθμός των πολυώνυμων Tschebyscheff θα πρέπει να είναι λιγότερος κατά ένα από τον αριθμό των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας.



Σχήμα 28 : Πολυώνυμα Tschebyscheff σε σειρές από μηδέν έως πέντε [4]



Σχήμα 29 : Σχεδιάγραμμα παράγοντα διάταξης 10- Στοιχείων Εγκάρσιας Εκπομπής Dolph-Tschebyscheff Στοιχειοκεραία[4]

Ο τρόπος σχεδίασης είναι αρκετά πολύπλοκος και αναγράφεται στο [4] και [1], αλλά στο Σχήμα 29 μπορούμε να δούμε το σχεδιάγραμμα του παράγοντα διάταξης ( $AF$ ) για τη συγκεκριμένη Στοιχειοκεραία. Βασικό στοιχείο που πρέπει να γνωρίζουμε για τη συγκεκριμένη Στοιχειοκεραία είναι ότι το εύρος δέσμης της στοιχειοκεραίας σχετίζεται με το επίπεδο των πλευρικών λοβών. Γι' αυτό το λόγο εισάγεται ένα νέο μέγεθος που είναι ο λόγος της έντασης του κυρίου λοβού με το μεγαλύτερο πλευρικό λοβό ( $R_0$ ) που μετριέται σε dB.

Τέλος ο πίνακας 7 παρατίθεται γιατί μας βοηθάει να υπολογίσουμε σε περίπτωση που σχεδιάζουμε κάποια Γραμμική Στοιχειοκεραία την μέγιστη απόσταση των στοιχείων. Αναφέρεται σε αυτό το σημείο όπου η παρουσίαση των μεθόδων για τη δημιουργία Γραμμικών Στοιχειοκεραίων. Όπως είδαμε η απόσταση μεταξύ των στοιχείων αποτελεί θεμελιώδες στοιχείο για τη σχεδίαση της Στοιχειοκεραίας και αποτελεί το πρώτο σε όλους τους υπολογισμούς.

Πίνακας 7 : Μέγιστη απόσταση στοιχείων  $d_{max}$  για να υπάρχει ένα ή δύο μέγιστα σε μία Γραμμική Στοιχειοκεραία[4]

| Array  | Distribution | Type                     | Direction of Maximum   | Element Spacing   |
|--------|--------------|--------------------------|--|---|
| Linear | Uniform      | Broadside                | $\theta_0 = 90^\circ$ only<br>$\theta_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$<br><i>simultaneously</i>   | $d_{max} < \lambda$<br>$d = \lambda$  |
| Linear | Uniform      | Ordinary end-fire        | $\theta_0 = 0^\circ$ only<br>$\theta_0 = 180^\circ$ only<br>$\theta_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$<br><i>simultaneously</i>                               | $d_{max} < \lambda/2$<br>$d_{max} < \lambda/2$<br>$d = \lambda$                             |
| Linear | Uniform      | Hansen-Woodyard end-fire | $\theta_0 = 0^\circ$ only<br>$\theta_0 = 180^\circ$ only   | $d \simeq \lambda/4$<br>$d \simeq \lambda/4$  |
| Linear | Uniform      | Scanning                 | $\theta_0 = \theta_{max}$<br>$0 < \theta_0 < 180^\circ$  | $d_{max} < \lambda$   |
| Linear | Nonuniform   | Binomial                 | $\theta_0 = 90^\circ$ only<br>$\theta_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$<br><i>simultaneously</i>   | $d_{max} < \lambda$<br>$d = \lambda$  |
| Linear | Nonuniform   | Dolph-Tschebyscheff      | $\theta_0 = 90^\circ$ only<br>$\theta_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$<br><i>simultaneously</i>   | $d_{max} \leq \frac{\lambda}{\pi} \cos^{-1} \left( -\frac{1}{z_0} \right)$<br>$d = \lambda$ |
| Planar | Uniform      | Planar                   | $\theta_0 = 0^\circ$ only<br>$\theta_0 = 0^\circ, 90^\circ$ and $180^\circ$ ;<br>$\phi_0 = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$<br><i>simultaneously</i> | $d_{max} < \lambda$<br>$d = \lambda$  |

### 2.2.3 SCHELKUNOFF ΠΟΛΥΩΝΥΜΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ

Η μέθοδος χρησιμοποιείται για τη Στοιχειοκεραιών, όπου είναι επιθυμητό να υπάρχουν μηδενικά σε συγκεκριμένες διευθύνσεις. Για να μπορέσει να εκτελεστεί η σχεδίαση, οι πληροφορίες που απαιτούνται είναι ο αριθμός των μηδενικών που θα υπάρχουν και οι θέσεις που πρέπει αυτό να βρίσκονται και στη συνέχεια υπολογίζονται ο αριθμός των στοιχείων και οισυντελεστές διέγερσης πλάτους. Όπως γνωρίζουμε για μία Στοιχειοκεραία που έχει ομοιόμορφα καταμεμημένα στοιχεία, με προοδευτική διέγερση φάσης και ανομοιόμορφη κατανομή πλάτους ο παράγοντας διάταξης είναι :

$$AF = \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)(kd \cos \theta + \beta)} = \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)\psi} \quad (2.60)$$

Θέτοντας  $z = e^{j\psi} = e^{j(kd \cos \theta + \beta)}$  ο παράγοντας διάταξης γίνεται :

$$\begin{aligned} AF &= \sum_{n=1}^N a_n z^{n-1} \\ &= a_1 + a_2 z + a_3 z^2 + \dots + a_n z^{n-1} \end{aligned} \quad (2.61)$$

Η παραπάνω σχέση όπως γνωρίζουμε από τα μαθηματικά είναι πολυώνυμου  $(N - 1)$  βαθμού, οπότε έχει και  $(N - 1)$  ρίζες. Επειδή το πολυώνυμο έχει  $(N - 1)$  ρίζες ισούτε με το γινόμενο  $(N - 1)$  γραμμικών όρων. Λαμβάνοντας υπ' όψιν αυτό ο παράγοντας διάταξης γίνεται :

$$AF = a_n (z - z_1)(z - z_2)(z - z_3) \dots (z - z_{N-1}) \quad (2.62)$$

όπου  $z_1, z_2, z_3, \dots, z_{n-1}$  είναι ρίζες του πολυωνύμου, οι οποίες μπορεί να είναι και μιγαδικές. Το μέτρο του παράγοντα διάταξης είναι :

$$|AF| = |a_n| |z - z_1| |z - z_2| |z - z_3| \dots |z - z_{N-1}|$$

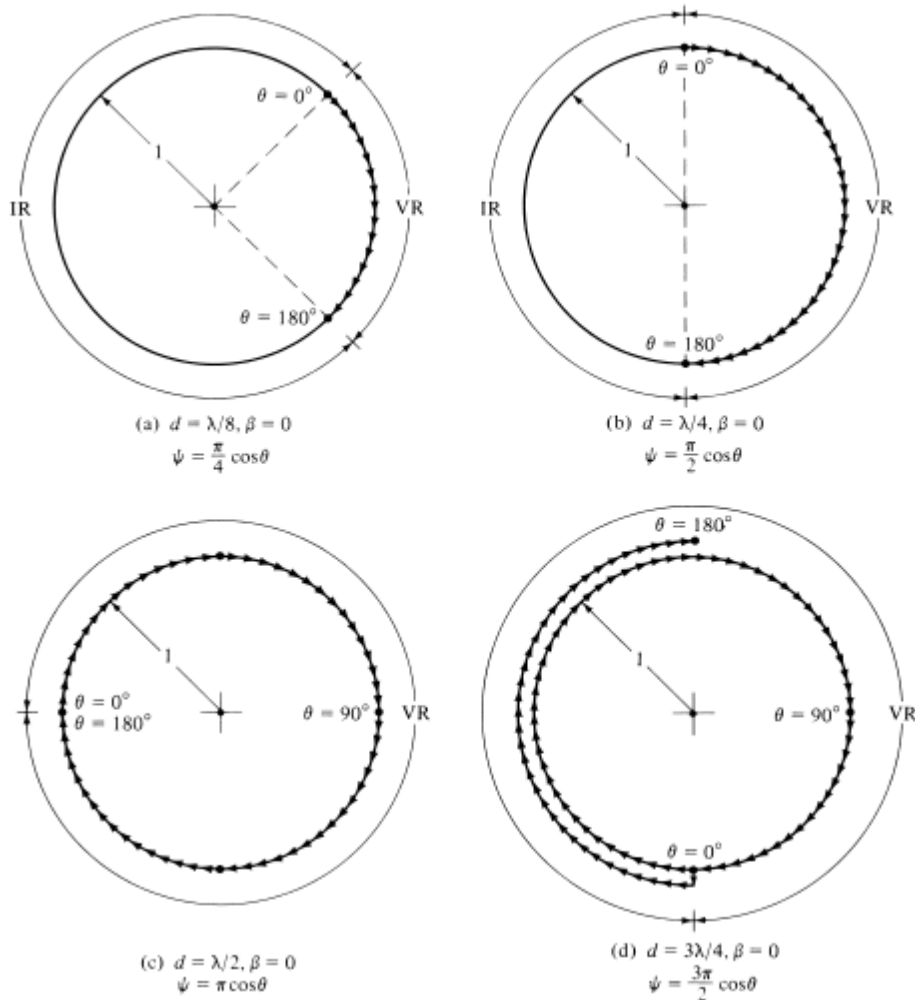
Παρατηρώντας τη σχέση της μιγαδικής μεταβλητής έχουμε :

$$z = |z| e^{j\psi} = |z| \angle \psi = 1 \angle \psi \quad (2.63)$$

$$\psi = kd \cos \theta + \beta = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos \theta + \beta$$

Από αυτό μπορούμε να καταλάβουμε ότι για οποιοδήποτε τιμές του  $d$ ,  $\theta$  και  $\beta$  το πλάτος του  $z$  είναι μονάδα, που σημαίνει ότι αντιστοιχεί ένας κύκλος με ακτίνα 1 όπως φαίνεται στο σχήμα 30 αλλά η φάση του εξαρτάται από τα  $d$ ,  $\theta$  και  $\beta$ . Στο σχήμα 30 έχει σχεδιαστεί η τιμή του  $z$ , για  $\beta = 0$  και καθώς το  $\theta$  μεταβάλλεται από  $0^\circ$  στις  $180^\circ$ . Στο σχήμα 30(α) παρατηρούμε ότι για  $d = \lambda/8$  η τιμή του  $z$ , βρίσκεται μόνο στη περιοχή με τα βέλη για τις διάφορες τιμές του  $\theta$  ( $0^\circ - 180^\circ$ ). Αυτή η περιοχή ονομάζεται οπατή περιοχή και οι τιμές του  $z$  που βρίσκονται μέσα σε αυτή είναι πραγματοποιήσιμες. Στην υπόλοιπη περιοχή του κύκλου οι τιμές είναι μη πραγματοποιήσιμες και η περιοχή ονομάζεται αόρατη. Επίσης στο Σχήμα 30(α)

μπορούμε να δούμε το μονοπάτι των τιμών  $z$  για τις διάφορες γωνίες  $\theta$  από  $0^\circ$  έως  $180^\circ$ . Αντίστοιχα για τα σχήματα 30 (β) έως (δ) είναι οι τιμές του  $z$  για διάφορες αποστάσεις μεταξύ των στοιχείων.



**Σχήμα 30** : Όρια ορατής Περιοχής (VR) και Αόρατης Περιοχής για μιγαδική μεταβλητή  $z$  όταν  $\beta = 0$ [4]

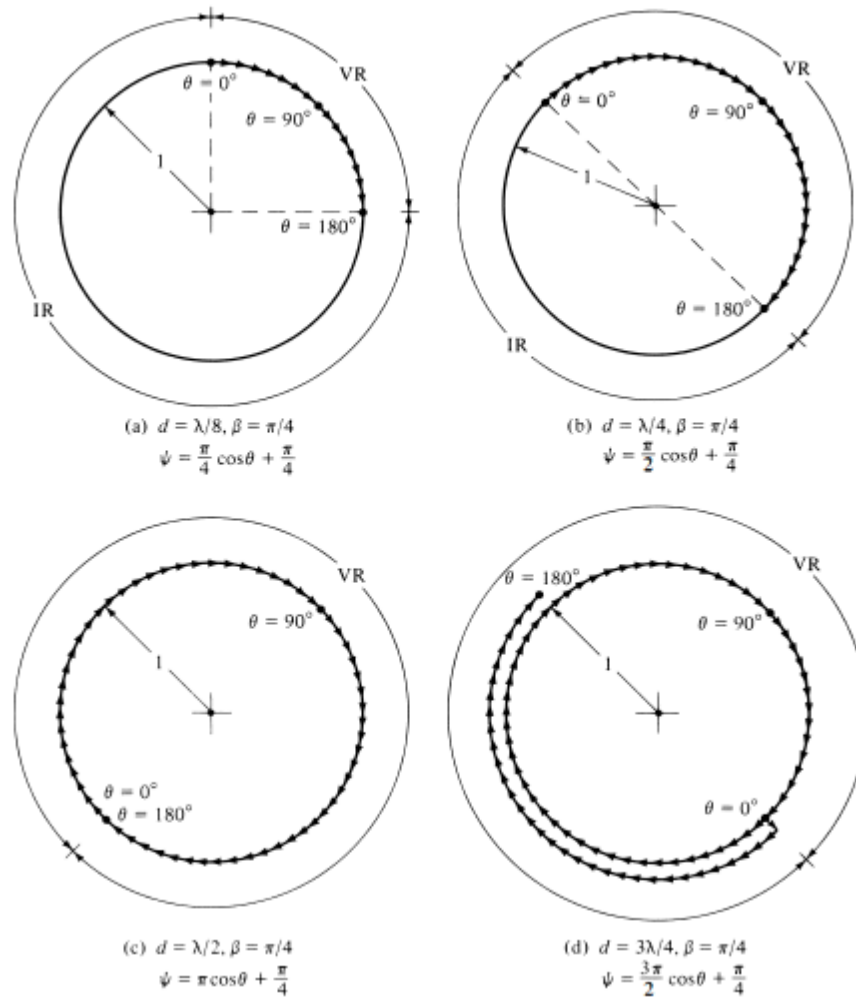
Τα συμπεράσματα είναι ότι μεγαλώνοντας την απόσταση των στοιχείων μεγαλώνει η ορατή περιοχή των τιμών του  $z$ , για αποστάσεις μεταξύ των στοιχείων  $\lambda/2$  η ορατή περιοχή περιλαμβάνει όλο το κύκλο, ενώ για μεγαλύτερες τιμές έχουμε διπλές τιμές για το  $z$ . Αντίστοιχα με τη στροφή της κεραίας ( $\beta = \pi/4$ ) παρατηρούμε τις νέες ορατές περιοχές στο σχήμα 31.

Με την βοήθεια των Σχημάτων 31 και 32 συμπεραίνουμε ότι η ορατή περιοχή ελέγχεται από την απόσταση μεταξύ των στοιχείων και τη σχετική θέση στο μοναδιαίο κύκλο της προοδευτικής φάσης των στοιχείων. Αυτά τα δύο μπορούν να χρησιμοποιηθούν αποτελεσματικά κατά τη σχεδίαση του παράγοντα διάταξης.

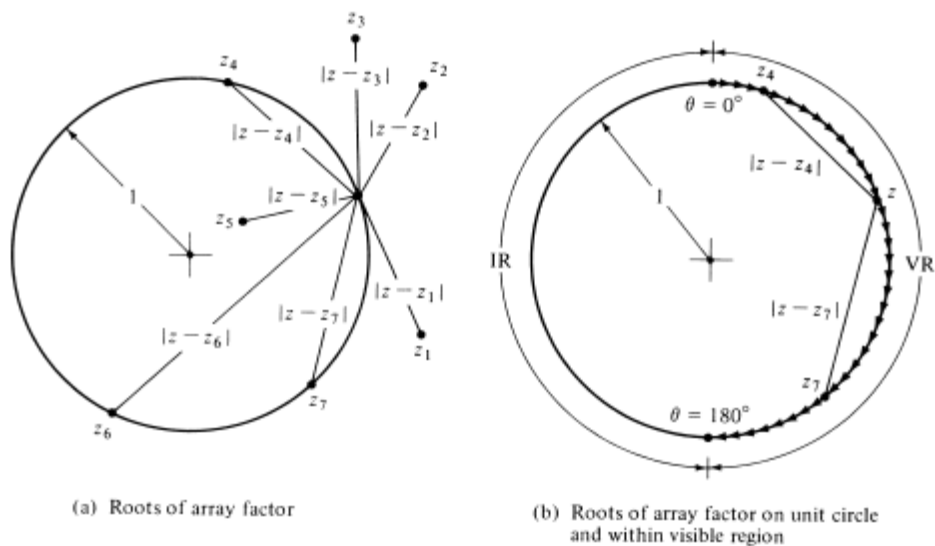
Συνεχίζοντας την ανάλυση της μεθόδου όπως είδαμε το μέτρο του παράγοντα διάταξης είναι :

$$|AF| = |a_n| |z - z_1| |z - z_2| |z - z_3| \dots |z - z_{N-1}|$$

Από αυτή τη σχέση μπορούμε να εξάγουμε μία γεωμετρική ερμηνεία για το μέτρο του παράγοντα διάταξης.



**Σχήμα 31 :** Όρια Ορατής περιοχής (VR) και Αόρατης Περιοχής (IR) για τη μιγαδική μεταβλητή  $z$  όταν  $\beta = \pi/4$  [4]



**Σχήμα 32 :** Ρίζες παράγοντα διάταξης εντός και εκτός του μοναδιαίου κύκλου και της ορατής και αόρατης περιοχής  
 (α) Ρίζες παράγοντα διάταξης  
 (β) Ρίζες παράγοντα διάταξης στο μοναδιαίο κύκλο και εντός της ορατής περιοχής[4]

Το σχήμα 32 βοηθάει στη περαιτέρω επεξήγηση της γεωμετρικής ερμηνείας του παράγοντα διάταξης. Για μια δοθείσα τιμή του  $z$  στην ορατή περιοχή του κύκλου, η

οποία σχετίζεται σε μία τιμή της γωνίας  $\theta$ , το  $|AF|$  είναι ανάλογο του γινομένου των αποστάσεων του  $z$  με τα  $z_1, z_2, z_3, \dots, z_{N-1}$  που είναι οι ρίζες του παράγοντα διάταξης ( $AF$ ). Επίσης η φάση του του παράγοντα διάταξης ( $AF$ ) ισούτε με το άθροισμα των φάσεων μεταξύ του  $z$  και καθενός από τα μηδενικά (ρίζες), το οποίο φαίνεται σχηματικά στο Σχήμα 32 (α). Αν όλες οι ρίζες  $z_1, z_2, z_3, \dots, z_{N-1}$  βρίσκονται στην ορατή περιοχή του κύκλου, τότε η κάθε μία αντιστοιχεί σε μηδέν στο διάγραμμα του μέτρου του παράγοντα διάταξης  $|AF|$  γιατί καθώς αλλάζει το  $\theta$  αλλάζει και το  $z$  και τελικά διέρχεται από όλα τα  $z_N$ , με αποτέλεσμα η απόσταση μεταξύ  $z$  και  $z_N$  να μηδενίζεται και το  $|AF|$  να εξαφανίζεται. Σε περίπτωση που δεν είναι όλες οι ρίζες στη ορατή περιοχή του κύκλου, τότε τα σημεία που αντιστοιχούν στα μηδενικά είναι αυτά που βρίσκονται στην ορατή περιοχή όπως φαίνεται στο σχήμα 32(β). Εάν δεν υπάρχουν ρίζες στην ορατή περιοχή, τότε ο συγκεκριμένος παράγοντας διάταξης ( $AF$ ) δεν έχει μηδενικό για οποιοδήποτε τιμή του  $\theta$ . Όμως αν υπάρχει κάποια ρίζα πάνω στο μοναδιαίο κύκλο αλλά βρίσκεται στη αόρατη περιοχή, θα πρέπει να μεταβάλλουμε το  $\beta$  ώστε να εισέλθει στην ορατή περιοχή. Βέβαια κάνοντας το αυτό και μη μεταβάλλοντας την απόσταση μεταξύ των στοιχείων μπορεί να προκύψουν και άλλες ρίζες.

## 2.2.4 ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥ FOURIER

Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για τη δημιουργία Γραμμικών και Επιφανειακών Στοιχειοκεραίων όπου το διάγραμμα της Στοιχειοκεραίας είναι συγκεκριμένο και απαιτείται συγκεκριμένη κατανομή διέγερσης των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας. Ο παράγοντας διάταξης ( $AF$ ) για μία Στοιχειοκεραία  $N$ -Στοιχείων, τα οποία απέχουν την ίδια απόσταση και έχουν ανομοιόμορφη κατανομή πλάτους είναι :

$$AF = \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)(kd \cos \theta + \beta)} = \sum_{n=1}^N a_n e^{j(n-1)\psi} \quad (2.64)$$

Χρησιμοποιώντας σαν σημείο αναφοράς το κέντρο της κεραίας τότε ο παράγοντας διάταξης γίνεται :

Περιττός αριθμός στοιχείων ( $N = 2M + 1$ )

$$AF(\theta) = AF(\psi) = \sum_{m=-M}^M a_m e^{jm\psi} \quad (2.65)$$

Άρτιος αριθμός στοιχείων ( $N = 2M$ )



$$\begin{aligned}
AF(\theta) &= AF(\psi) \\
&= \sum_{m=-M}^{-1} a_m e^{j[(2m+1)/2]\psi} \\
&\quad + \sum_{m=1}^M a_m e^{j[(2m-1)/2]\psi} \quad (2.66)
\end{aligned}$$

Τα στοιχεία τοποθετούνται ως ακολούθως:

Για περιττό αριθμό στοιχείων ( $N = 2M + 1$ )

$$z'_m = md, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$$

Για άρτιο αριθμό στοιχείων ( $N = 2M$ )

$$z'_m = \begin{cases} \frac{2m-1}{2} d, & -1 \leq m \leq M \\ \frac{2m+1}{2} d, & -M \leq m \leq -1 \end{cases} \quad (2.67)$$

Παρατηρούμε ότι ο παράγοντας διάταξης είναι μια περιοδική συνάρτηση του  $\psi$  με περίοδο  $2\pi$ . Για να ικανοποιηθούν οι απαιτήσεις περιοδικότητας του παράγοντα διάταξης ( $AF$ ) όπου το  $\theta$  παίρνει πραγματικές πρέπεις :

$$2kd = 2\pi \Rightarrow d = \lambda/2$$

Όμως η συνάρτηση του  $AF(\psi)$  θα πρέπει να γίνει ψευδοπεριοδική, όπως οι συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση των σειρών Fourier. Βέβαια αυτό οδηγεί σε μη μοναδικές λύσεις, γιατί κάθε νέα συνάρτηση έχει διαφορετική λύση. Επίσης η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι  $d < \lambda/2$ , τότε οι Στοιχειοκεραίες έχουν μεγάλη κατευθυντικότητα που είναι ανεπιθύμητη ενώ αν η απόσταση είναι  $d > \lambda/2$  δημιουργούνται Grating Lobes που είναι ανεπιθύμητοι. Οπότε ο παράγοντας διάταξης  $\theta$  πρέπει να καλύπτει τις ανάγκες περιοδικότητας. Εφ' όσον προσδιορίσουμε τον επιθυμητό παράγοντα διάταξης  $AF(\psi)$  για τη Στοιχειοκεραία, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Fourier προσδιορίζουμε τους συντελεστές διέγερσης των στοιχείων της ως ακολούθως :

Περιττός αριθμός στοιχείων ( $N = 2M + 1$ )

$$\begin{aligned}
\alpha_m &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} AF(\psi) e^{-jm\psi} d\psi \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} AF(\psi) e^{-jm\psi} d\psi \quad -M \leq m \\
&\leq M \quad (2.68)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \text{Άρτιος αριθμός στοιχείων } (N = 2M) \\
& \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} AF(\psi) e^{-j\left[\frac{2m+1}{2}\right]\psi} d\psi = \\
z'_m = & \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} AF(\psi) e^{-j[(2m+1)/2]\psi} d\psi, & -M \leq m \leq -1 \\ \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} AF(\psi) e^{-j\left[\frac{2m-1}{2}\right]\psi} d\psi = \\ \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} AF(\psi) e^{-j[(2m-1)/2]\psi} d\psi, & -1 \leq m \leq M \end{cases} \quad (2.69)
\end{aligned}$$

## 2.2.5 WOODWARD – LAWSON ΜΕΘΟΔΟΣ

Μία άλλη μέθοδος για τη στροφή της δέσμης της ακτινοβολίας που είναι πολύ γνωστή είναι η WOODWARD – LAWSON. Ο τρόπος με τον οποίο γίνεται η σύνθεση είναι κάνοντας δειγματοληψία του διαγράμματος ακτινοβολίας προς διάφορες διακριτές περιοχές. Στη συνέχεια συσχετίζεται το κάθε δείγμα του διαγράμματος με την αρμονική του ρεύματος της ομοιόμορφης κατανομής πλάτους και της προοδευτικής φάσης, τα οποία δημιουργούν ένα πεδίο που αναφέρεται ως συνάρτηση σύνθεσης (composing function). Αναλυτικότερα η πρώτη συνάρτηση σύνθεσης παράγει ένα διάγραμμα όπου η θέση του κύριου λοβού καθορίζεται από τη τιμή της ομοιόμορφης προοδευτικής φάσης, ενώ ο κοντινότερος πλευρικός λοβός είναι  $-13.5 \text{ dB}$  και το επίπεδο των υπόλοιπων πλευρικών λοβών μειώνεται μονότονα. Η δεύτερη συνάρτηση σύνθεσης έχει ένα παρόμοιο σχεδιάγραμμα με τη διαφορά ότι η προοδευτική φάση προσαρμόζεται ώστε ο κύριος λοβός να έχει μέγιστο στο σημείο που η πρώτη συνάρτηση σύνθεσης έχει το πρώτο της μηδενικό. Με αυτό το τρόπο μπορεί και συμπληρώνεται το μηδέν που υπάρχει στη πρώτη συνάρτηση σύνθεσης. Αντίστοιχα η τρίτη συνάρτηση σύνθεσης δημιουργεί μέγιστο του κύριου λοβού εκεί όπου η δεύτερη συνάρτηση σύνθεσης έχει το πρώτο μηδέν. Αυτό συνεχίζεται και για τις υπόλοιπες συναρτήσεις σύνθεσης.

Στη συνέχεια θα δείξουμε πως τα παραπάνω ισχύουν μέσω μαθηματικών σχέσεων. Το δείγμα του κάθε διαγράμματος δίνεται από τη σχέση :

$$f_m(\theta) = b_m \frac{\sin\left[\frac{N}{2} k d (\cos \theta - \cos \theta_m)\right]}{N \sin\left[k d (\cos \theta - \cos \theta_m)\right]} \quad (2.70)$$

Ο συνολικός παράγοντας μπορεί να γραφεί ως άθροισμα από  $2M + 1$  (περιττός αριθμός) ή  $2M$  (άρτιος αριθμός) όρους δειγμάτων :

$$AF(\theta) = \sum_{m=-M}^{m=M} b_m \frac{\sin\left[\frac{N}{2} k d (\cos \theta - \cos \theta_m)\right]}{N \sin\left[\frac{1}{2} k d (\cos \theta - \cos \theta_m)\right]} \quad (2.71)$$

Οι συντελεστές διέγερσης των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας έχουν ίδια τιμή με αυτή του επιθυμητού παράγοντα διάταξης ( $AF$ ) στα σημεία δειγματοληψίας όπως φαίνεται στη σχέση :

$$b_m = AF(\theta = \theta_m)_d \quad (2.72)$$

Τα σημεία δειγματοληψίας λαμβάνονται ως ακολούθως :

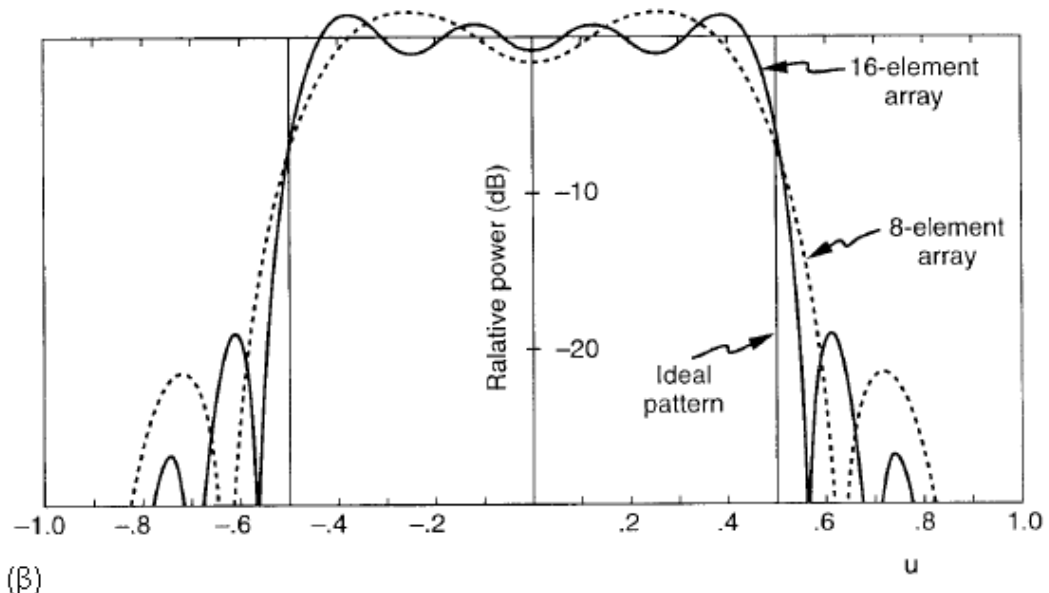
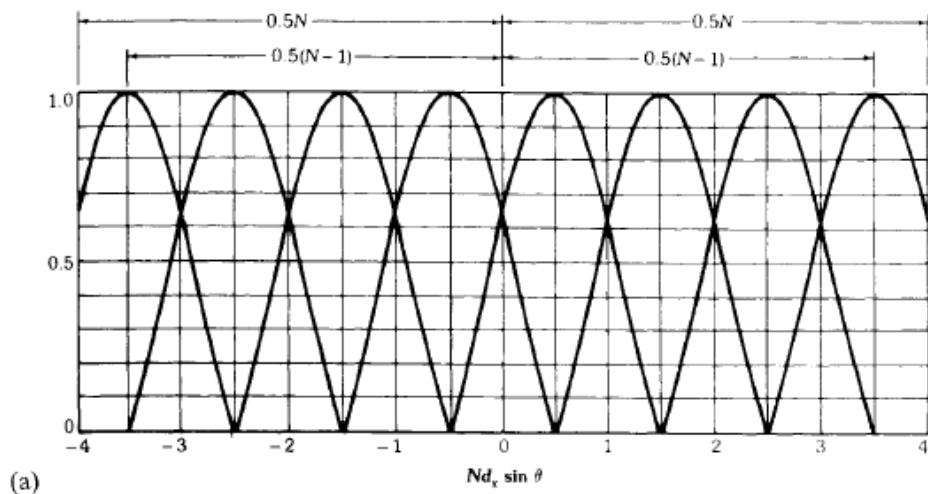
$$\cos \theta_m = m \Delta = m \left( \frac{\lambda}{2} \right), m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{για περιττό αριθμό}$$

δειγμάτων

$$\cos \theta_m$$

$$= \begin{cases} \frac{(2m-1)}{2} \Delta = \frac{(2m-1)}{2} \left( \frac{\lambda}{N d} \right), & m = 0, +1, +2 \text{ για άρτιο αριθμό δειγμάτων} \\ \frac{(2m+1)}{2} \Delta = \frac{(2m+1)}{2} \left( \frac{\lambda}{N d} \right), & m = 0, -1, -2 \text{ για άρτιο αριθμό δειγμάτων} \end{cases}$$

Οι κανονικοποιημένοι συντελεστές ώστε να έχουμε το επιθυμητό διάγραμμα είναι :



**Σχήμα 33 :** Μέθοδος Σύνθεσης Woodward-Lawson (α) Ορθογώνιοι λοβοί Woodward για Στοιχειοκεραία N-στοιχείων(σχεδιασμένα στο πρώτο μηδέν) (β) Σχεδιάγραμμα Στοιχειοκεραίας με Woodward-Lawson μέθοδο όπου φαίνεται το διάγραμμα ακτινοβολίας ιδανικής Στοιχειοκεραίας, 16-Στοιχείων και 8-Στοιχείων [1]

$$\alpha_n(z') = \frac{1}{N} \sum_{m=-M}^M b_m e^{-j k z' \cos \theta_m} \quad (2.73)$$

όπου  $z'_n$  είναι η θέση του  $n_{\sigma\tau\omicron\nu}$  στοιχείου της Στοιχειοκεραίας, τα οποία είναι τοποθετημένα συμμετρικά από το κέντρο της Στοιχειοκεραίας. Τέλος στο Σχήμα 33(α) βλέπουμε τους λοβούς που είναι ορθογώνιοι μεταξύ τους και στο σχήμα 33 (β) το συνολικό διάγραμμα ακτινοβολίας.

## 2.2.6 ΓΡΑΜΜΙΚΗ – ΠΗΓΗ TAYLOR (TSCHEBYSCHIEFF ΣΦΑΛΜΑ)

Αρχικά θα πρέπει να αναφερθούμε στο θέμα ότι έχουμε συνεχής Γραμμική –Πηγή και όχι Στοιχειοκεραία. Όπως αναφέρεται στο [4] μία συνεχής Γραμμική –Πηγή μπορεί να χρησιμοποιηθεί κατά προσέγγιση σαν Στοιχειοκεραία που αποτελείται από διακριτά στοιχεία. Το σημείο που ενδιαφέρει είναι ο παράγοντας διάταξης ( $AF$ ) όπου για την Γραμμική-Πηγή συμβολίζεται με  $SF$  (Space Factor). Ο τρόπος που μια συνεχής Γραμμική-Πηγή μπορούμε να τη μετατρέψουμε σε Στοιχειοκεραία είναι απλό και το πως μπορούμε να συσχετίσουμε του  $\varsigma$  παράγοντες διάταξης  $AF$  και  $SF$  αναγράφονται στο [4].

Η σχεδίαση του Taylor έχει ως στόχο να επιτευχθεί ένα διάγραμμα ακτινοβολίας με το βέλτιστο αποτέλεσμα όσον αφορά το εύρος δέσμης σε σχέση με του πλευρικού λοβούς. Το ιδανικό είναι οι πλευρικοί λοβοί να είναι ίδιοι και να βρίσκονται σε χαμηλό επίπεδο σε σχέση με το κύριο λοβό. Η τεχνική που χρησιμοποίησε ο Taylor οδηγεί σε ένα διάγραμμα, όπου οι πρώτοι πλευρικοί λοβοί που βρίσκονται κοντά στο κύριο λοβό παραμένουν σε ένα ίδιο και συγκεκριμένο επίπεδο, ενώ οι υπόλοιποι μειώνονται μονότονα. Η μείωση αυτών των πλευρικών λοβών είναι μια συνάρτηση στο διάστημα  $-u$ , στο οποίο οι πλευρικοί λοβοί διατηρούνται στο ίδιο επίπεδο. Καθώς το διάστημα αυτό μεγαλώνει ο ρυθμός μείωσης των πλησιέστερων πλευρικών λοβών μειώνεται. Σε περίπτωση που το διάστημα  $-u$  είναι πολύ μεγάλο, οι πλησιέστεροι πλευρικοί λοβοί έχουν την ίδια περίπου ένταση με αποτέλεσμα ο ρυθμός μείωσης της έντασης να είναι αμελητέος.

Αρχικά ξεκινάμε τη μαθηματική ανάλυση με το παράγοντα διάταξης ( $SF$ ), όπου η σχέση που δίνει ο κανονικοποιημένος ( $SF$ ), ενώ απαιτείται το διάγραμμα να έχει πλευρικούς λοβούς ίδιας έντασης, είναι :

$$SF(\theta) = \frac{\cosh[\sqrt{(\pi A)^2 - u^2}]}{\cosh(\pi A)} \quad (2.74)$$

$$u = \pi \frac{l}{\lambda} \cos \theta$$

όπου έχουμε μέγιστη τιμή για  $u = 0$ . Η σταθερά  $A$  σχετίζεται με το μέγιστο επιθυμητό επίπεδο πλευρικών λοβών  $R_0$  που δίνεται από τη σχέση :

$$\cosh(\pi A) = R_0 \text{ (voltage ratio) (2.75)}$$

Η παραπάνω σχέση που αναφέρεται στον παράγοντα διάταξης είναι ιδανική και δεν μπορεί να υλοποιηθεί σε πραγματική κατάσταση. Ο Taylor υπολόγισε κατά προσέγγιση (εισάγοντας σφάλμα) το παράγοντα διάταξης ( $SF$ ) σαν το γινόμενο παραγόντων, των οποίων οι ρίζες είναι τα μηδενικά του διαγράμματος ακτινοβολίας. Λόγω της προσέγγισης του στην ιδανική σχεδίαση του TSCHEBYSCHEFF αναφέρεται σαν σφάλμα TSCHEBYSCHEFF. Η σχέση του Taylor για το παράγοντα διάταξης ( $SF$ ) είναι :

$$SF(u, \theta, \bar{n}) = \frac{\sin u \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - (\frac{u}{un})^2]}{u \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - (\frac{u}{n\pi})^2]} \quad (2.76)$$

$$u = \pi v = n \frac{l}{\lambda} \cos \theta$$

$$u_n = \pi v_n = n \frac{l}{\lambda} \cos \theta_n$$

όπου το  $\theta_n$  αναπαριστά τις θέσεις του μηδέν. Η παράμετρος  $\bar{n}$  είναι μία σταθερά, η οποία προσδιορίζεται με τέτοιο τρόπο ώστε οι πλευρικοί λοβοί για  $|v| = |u/\pi| \leq \bar{n}$  να διατηρούνται σε σταθερό επίπεδο  $1/R_0$ , καθώς για  $|v| = |u/\pi| > \bar{n}$ , όπου αναφερόμαστε πλέον στους υπόλοιπους πλευρικούς λοβούς να έχουν μείωση με ρυθμό  $1/u = \pi/4$ . Επίσης τα μηδέν του διαγράμματος ακτινοβολίας για  $|v| \geq \bar{n}$  να είναι ακέραιες τιμές του  $v$ . Γενικότερα υπάρχουν  $\bar{n} - 1$  μηδέν εντός διαστήματος για  $|v| < \bar{n}$  και άπειρα μηδέν εκτός διαστήματος για  $|v| \geq \bar{n}$ . Ο Taylor για να μπορέσει να πετύχει μία ομαλή συσχέτιση μεταξύ των εσωτερικών και εξωτερικών μηδενικών εισήγαγε μία νέα παράμετρο τον παράγοντα κλιμάκωσης (scaling factor) ( $\sigma$ ). Ο παράγοντας αυτός φροντίζει τα εσωτερικά μηδέν να μοιράζονται σε απόστάσεις τέτοιες, ώστε να μπορούν να συνδυαστούν ομαλά με τα εξωτερικά μηδέν. Βέβαια αυτό έχει ως αποτέλεσμα το εύρος δέσμης να είναι μεγαλύτερο σε σχέση με της Dolph-Tschebyscheff Στοιχειοκεραίες. Η σχέση που δίνει το ( $\sigma$ ) είναι :

$$\sigma = \frac{\bar{n}}{\sqrt{A^2 + (\bar{n} - \frac{1}{2})^2}} \quad (2.77)$$

Οι θέσεις των μηδέν προσδιορίζονται ως ακολούθως :

$$u_n = \pi v_n = n \frac{l}{\lambda} \cos \theta_n = \begin{cases} \pm n \sigma \sqrt{A^2 + (\bar{n} - \frac{1}{2})^2} & 1 \leq n \leq \bar{n} \\ \pm n \pi & \bar{n} \leq n \leq \infty \end{cases} \quad (2.78)$$

Η κανονικοποιημένη κατανομή της γραμμικής πηγής όπου παράγει το επιθυμητό διάγραμμα ακτινοβολίας δίνεται από τη σχέση :

$$I(z') = \frac{\lambda}{l} \left[ 1 + 2 \sum_{\rho=1}^{\bar{n}-1} SF(\rho, A, \bar{n}) \cos \left( 2\pi\rho \frac{z'}{l} \right) \right] \quad (2.79)$$

Οι συντελεστές του παράγοντα διάταξης ( $SF$ ) παριστάνουν τα δείγματα του διαγράμματος ακτινοβολίας και μπορούν να υπολογιστούν με δύο τρόπους. Ο πρώτος τρόπος είναι χρησιμοποιώντας το τύπο υπολογισμού του παράγοντα διάταξης (2.76) λαμβάνοντας υπ' όψιν ότι  $u = \pi\rho$ . Ο δεύτερος τρόπος είναι με τις ακόλουθες σχέσεις :

$$SF(\rho, \theta, \bar{n}) = \begin{cases} \frac{[(\bar{n}-1)!]^2}{(\bar{n}-1+\rho)!(\bar{n}-1-\rho)!} \prod_{m=1}^{\bar{n}-1} \left[ 1 - \left( \frac{\pi\rho}{u_m} \right)^2 \right] & |\rho| < \bar{n} \\ 0 & |\rho| \geq \bar{n} \end{cases} \quad (2.80)$$

όπου  $SF(-\rho, \theta, \bar{n}) = SF(\rho, \theta, \bar{n})$ . Η σχέση που υπολογίζει το εύρος δέσμης Ημίσιος -Ισχύος είναι :

$$\theta_0 = 2 \sin^{-1} \left\{ \frac{\lambda\sigma}{nl} \left[ (\cosh^{-1} R_0)^2 - \left( \cosh^{-1} \frac{R_0}{\sqrt{2}} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.81)$$

### 2.2.7 ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ-TAYLOR (ΜΙΑ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ)

Η μέθοδος της Γραμμικής - Πηγής Taylor (Μία Παράμετρος) χρησιμοποιείται για τη σύνθεση Στοιχειοκεραίων που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές Ραντάρ και συστημάτων χαμηλού θορύβου. Σε αυτές τις εφαρμογές χρειάζεται να χάνουμε λίγο στο εύρος δέσμης (μεγαλώνει) της Στοιχειοκεραίας και στους κοντινούς εσωτερικούς λοβούς, αλλά να πετυχαίνουμε μείωση σε όλους τους πλευρικούς λοβούς καθώς η γωνία σάρωσης του κυρίου λοβού μεγαλώνει. Αυτό όπως καταλαβαίνουμε βοηθάει σε εφαρμογές των ραντάρ γιατί αποφεύγεται ο θόρυβος και ανώφελη σήματα, τα οποία προκαλούνται από τους πλευρικούς λοβούς.

Η κατανομή της συνεχής γραμμικής πηγής, η οποία έχει μειωμένους πλευρικούς λοβούς και ελέγχει το μέγεθος των πλευρικών λοβών, είναι η μέθοδος που ανφερόμαστε και έχει ανακαλυφθεί από τον Taylor και ονομάζεται σχεδίαση Taylor (μία παράμετρος). Η κατανομή της πηγής δίνεται από τη σχέση :

$$I_n(z') = \begin{cases} J_0 \left[ j_n B \sqrt{1 - \left( \frac{2z'}{l} \right)^2} \right] & -l/2 \leq z' \leq +l/2 \\ 0 & \text{οπουδήποτε αλλού} \end{cases} \quad (2.82)$$

όπου  $J_0$  είναι η συνάρτηση Bessel μηδενικής τάξης,  $l$  είναι το συνολικό μήκος της πηγής και  $B$  είναι μία σταθερά που εξαρτάται από το επίπεδο των πλευρικών λοβών. Ο παράγοντας διάταξης ( $SF$ ) της πηγής, χρησιμοποιώντας το πεπερασμένο ολοκλήρωμα Gegenbauer' s και τα πολυώνυμα Gegenbauer με ομοιόμορφη φάση [ $\varphi_n(z') = \varphi_0 = 0$ ] δίνεται από τη σχέση :

$$SF(\theta) = \begin{cases} l \frac{\sinh[\sqrt{(\pi\beta)^2 - u^2}]}{\sqrt{(\pi\beta)^2 - u^2}} & u^2 < (\pi\beta)^2 \\ l \frac{\sinh[\sqrt{u^2 - (\pi\beta)^2}]}{\sqrt{u^2 - (\pi\beta)^2}} & u^2 > (\pi\beta)^2 \end{cases} \quad (2.83)$$

όπου  $u = \pi \frac{l}{\lambda} \cos \theta$ . Το  $(\pi\beta)^2 u^2$  αναπαριστά την περιοχή γύρω από το κύριο λοβό, ενώ οι πλευρικοί λοβοί αναπαρίστανται από το  $(\pi\beta)^2 < u^2$ . Γνωρίζουμε ότι :

$$\sin(jx) = j\sinh(x) \quad (2.84)$$

$$\sinh(jx) = j\sin(x) \quad (2.85)$$

όταν  $u = 0$ ,  $\theta = \pi/2$  και μέγιστη ακτινοβολία, το κανονικοποιημένο διάγραμμα του παράγοντα διάταξης είναι ίσο με

$$(SF)_{max} = \frac{\sinh(\pi\beta)}{\pi\beta} = H_0 \quad (2.86)$$

Όταν  $u^2 \gg (\pi\beta)^2$  τότε μειώνεται σε  $SF(\theta) = \frac{\sin[\sqrt{u^2 - (\pi\beta)^2}]}{\sqrt{u^2 - (\pi\beta)^2}} = \frac{\sin u}{u}$   $u \gg \pi\beta$  και είναι το ίδιο με το διάγραμμα ομοιόμορφης κατανομής. Ο μεγαλύτερος πλευρικός λοβός συμβολίζεται και ισούτε με  $H_1 = 0,21723$  ή  $13,2dB$  μικρότερο από το μέγιστο που συμβαίνει όταν  $[u^2 - (\pi\beta)^2]^{1/2} \simeq u = 4,2194$ . Στη συνέχεια συνεχώς συγκρίνοντας το  $H_1$  με την ένταση του κύριου λοβού έχουμε :

$$\frac{H_1}{H_0} = \frac{1}{R_0} = \frac{0,217293}{\sinh(\pi\beta)/\pi\beta} \Rightarrow$$

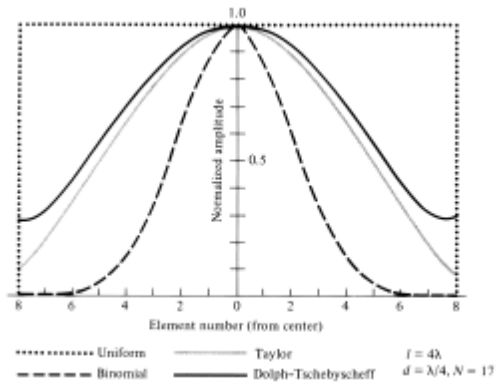
$$R_0 = \frac{1}{0,217293} \frac{\sinh(\pi\beta)}{(\pi\beta)} = 4,063 \frac{\sinh(\pi\beta)}{(\pi\beta)} \quad (2.88)$$

Με τη βοήθεια της σχέσης του λόγου του κύριου λοβού προς το πλευρικό λοβό  $R_0$  μπορούμε να προσδιορίσουμε τη σταθερά  $B$  που χρειαζόμαστε. Στον Πίνακα 8 βλέπουμε τιμές του  $B$  για διάφορα επιθυμητά επίπεδα πλευρικών λοβών.

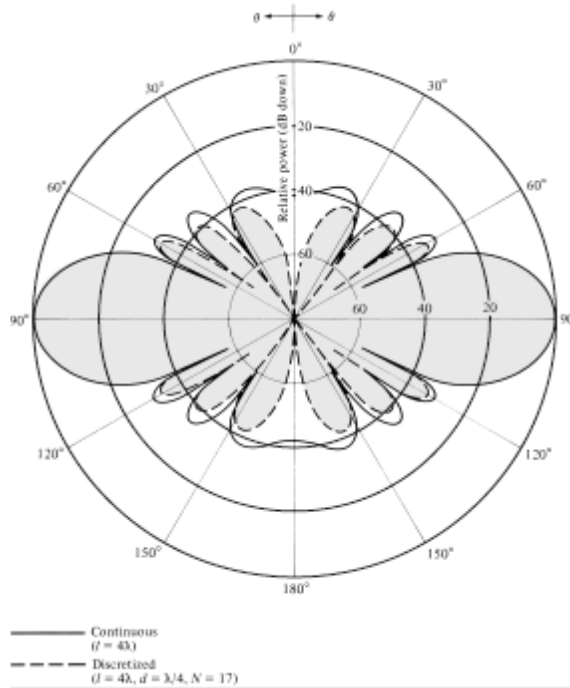
Πίνακας 8 : Τιμές  $B$  [4]

| Sidelobe Level (dB) | -10    | -15    | -20    | -25    | -30    | -35    | -40    |
|---------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $B$                 | 0.4597 | 0.3558 | 0.7386 | 1.0229 | 1.2761 | 1.5136 | 1.7415 |

Το μεγάλο μεινέκτημα της σχεδίασης αυτής της μεθόδου συγκρινόμενη με τις υπόλοιπες είναι ότι έχει μεγαλύτερο έυος δέσμης Ημίσιος Ισχύος. Βέβαια η μείωση της που πετυχένεται στους πλευρικούς λοβούς είναι της τάξεως του  $1/u$ . Τέλος στο Σχήμα 31 θα δούμε τη σύγκριση με άλλες μεθόδους όσον αφορά το εύρος δέσμης καθώς και στο Σχήμα 35 το διάγραμμα ακτινοβολίας της Στοιχειοκεραίας Taylor (μία Παράμετρος).



Σχήμα 34 : Κατανομή πλάτους για μη ομοιόμορφο πλάτους γραμμικές Στοιχειοκεραίες[4]



Σχήμα 35 : Διάγραμμα πλάτους μακράν πεδίου για συνεχής και Taylor(Μία Παράμετρος) κατανομές[4]

## 2.2.8 ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΠΗΓΗ BAYLISS (ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΦΟΡΑΣ)

Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται κυρίως σε διαγράμματα ασύμμετρα, τα οποία χρησιμοποιούνται σε μονοπαλμικά συστήματα. Ο σκοπός αυτής της μεθόδου είναι αντίστοιχος με της μεθόδου του Taylor(μία παράμετρος ) όπου ελέγχονται οι πλευρικοί λοβοί και ο τρόπος μείωσής τους. Η όλη διαδικασία περιγράφεται από δύο παράμετρος το  $A$  και το  $\bar{n}$ . Ο παράγοντας διάταξης ( $SF$ ) δίνεται από τη σχέση :

$$SF(z) = \pi z \cos(\pi z) \frac{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - (z/\sigma z_n)^2]}{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} \{1 - [(z/(n+1))]^2\}} \quad (2.89)$$

όπου  $z = ul/\lambda$ ,  $\sigma = \frac{\bar{n}+1/2}{z_n}$  και  $\bar{z}_n = (A^2 + \bar{n}^2)^{1/2}$ . Η διέγερση της γραμμικής πηγής δίνεται από τη σχέση σύμφωνα με τις σειρές Fourier :



$$I_n(x) = \sum_{n=0}^{\bar{n}-1} B_n \sin[(2 \pi x/l)(n + 1/2)] \quad -l/2 \leq x \leq l/2 \quad (2.90)$$

και οι συντελεστές Fourier είναι :

$$B_m = \frac{1}{2^j} (-1)^m (m+1/2)^2 \frac{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - \frac{(m+1/2)^2}{(\sigma z_n)^2}]}{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - \frac{(m+1/2)^2}{(n+1/2)^2]} \quad m=0,1,2,\dots,\bar{n}-1$$

$$= \begin{cases} 0 & m \geq \bar{n} \end{cases} \quad (2.91)$$

Οι μηδενικές θέσεις ( $\sigma z_n$ ) δίνονται όταν  $z_n$  ορίζεται ως ακολούθως :

$$z_n = \begin{cases} 0 & n = 0 \\ \pm \Omega_n & n = 1,2,3,4 \\ \pm (A^2 + n^2)^{1/2} & n = 5,6, \dots \end{cases} \quad (2.92)$$

Για να μπορέσει ο Bayliss να υπολογίσει τους συντελεστές  $A$  και  $\Omega_n$  χρησιμοποίησε ένα πίνακα από συντελεστές που είναι πολυώνυμα τέταρτης τάξης, όπου οι συντελεστές παρουσιάζονται σαν συνάρτηση του επιπέδου των πλευρικών λοβών ( $SL_{dB}$ ). Εκτός από τους συντελεστές  $A$  και  $\Omega_n$ , στους πίνακες υπολογίζεται λόγω της στρογγυλοποίησης του πολυωνύμου το  $p_0$ , το οποίο είναι η θέση της μέγιστης διαφοράς. Αν το καλέσεις αυτό στο  $u$ -διάστημα οι θέσεις των μέγιστων δίνονται είναι  $u = (\lambda/L)p$ . Σε αυτή τη περίπτωση η σχέση του πολυωνύμου τέταρτης - τάξης είναι :

$$\text{Πολυώνυμο} = \sum_{n=0}^4 c_n (-SL_{dB})^n \quad (2.93)$$

Οι πέντε συντελεστές που προκύπτουν φαίνονται στον Πίνακα 9, ενώ στον Πίνακα 10 έχουμε τους παραμέτρους Bayliss σε σχέση με το επίπεδο πλευρικών λοβών.

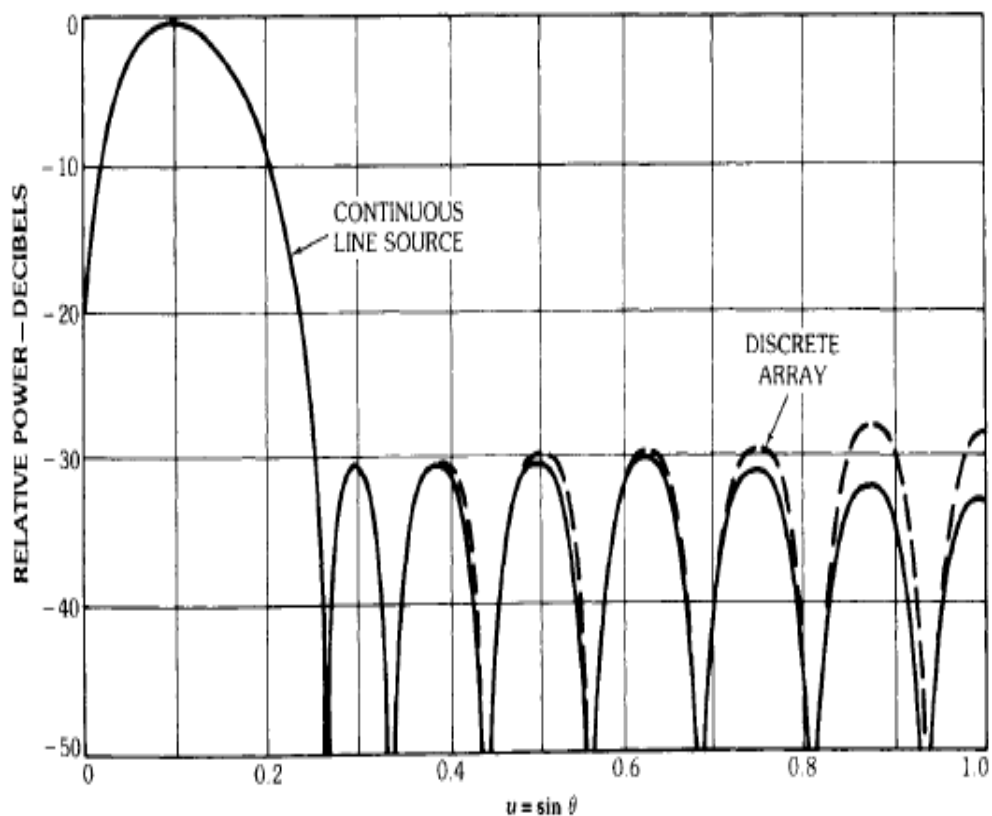
Πίνακας 9 : Συντελεστές Πολυωνύμου[1]

| Polynomial | $C_0$      | $C_1$       | $C_2$       | $C_3$       | $C_4$       |
|------------|------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| $A$        | 0.30387530 | -0.05042922 | -0.00027989 | -0.00000343 | -0.00000002 |
| $\Omega_1$ | 0.98583020 | -0.03338850 | 0.00014064  | 0.00000190  | 0.00000001  |
| $\Omega_2$ | 2.00337487 | -0.01141548 | 0.00041590  | 0.00000373  | 0.00000001  |
| $\Omega_3$ | 3.00636321 | -0.00683394 | 0.00029281  | 0.00000161  | 0.00000000  |
| $\Omega_4$ | 4.00518423 | -0.00501795 | 0.00021735  | 0.00000088  | 0.00000000  |
| $p_0$      | 0.47972120 | -0.01456692 | -0.00018739 | -0.00000218 | -0.00000001 |

Στο Πίνακα 9 βλέπουμε επίσης τις τιμές του  $p_0$ , το οποίο είναι τα μέγιστα σημεία της διαφοράς. Τέλος με τη βοήθεια του Σχήματος 36 βλέπουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της γραμμικής Bayliss αλλά και της Στοιχειοκεραίας Bayliss.

Πίνακας 10 : Παράμετροι  $A$ ,  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ ,  $\Omega_3$ , και  $\Omega_4$  για Διαγράμματα Bayliss [1]

| Polynomial | Sidelobe Level (dB) |        |        |        |        |        |
|------------|---------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
|            | 15                  | 20     | 25     | 30     | 35     | 40     |
| A          | 1.0079              | 1.2247 | 1.4355 | 1.6413 | 1.8431 | 2.0415 |
| $\Omega_1$ | 1.5124              | 1.6962 | 1.8826 | 2.0708 | 2.2602 | 2.4504 |
| $\Omega_2$ | 2.2561              | 2.3698 | 2.4943 | 2.6275 | 2.7675 | 2.9123 |
| $\Omega_3$ | 3.1693              | 3.2473 | 3.3351 | 3.4314 | 3.5352 | 3.6452 |
| $\Omega_4$ | 4.1264              | 4.1854 | 4.2527 | 4.3276 | 4.4093 | 4.4973 |

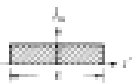
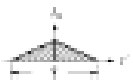

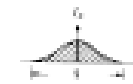

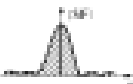

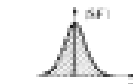


Σχήμα 36 : Διαγράμματα Διαφοράς Bayliss για  $\bar{n} = 4$  γραμμικής πηγής και Στοιχειοκεραία 16 - Στοιχείων με επίπεδο πλευρικών λοβών  $-40 \text{ dB}[1]$

## 2.2.9 ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΠΛΑΤΟΥΣ ΤΡΙΓΩΝΙΚΕΣ, ΣΥΝΗΜΙΤΟΝΟΕΙΔΕΙΣ ΚΑΙ ΣΥΝΙΜΙΤΟΝΟΕΙΔΕΙΣ - ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΕΣ

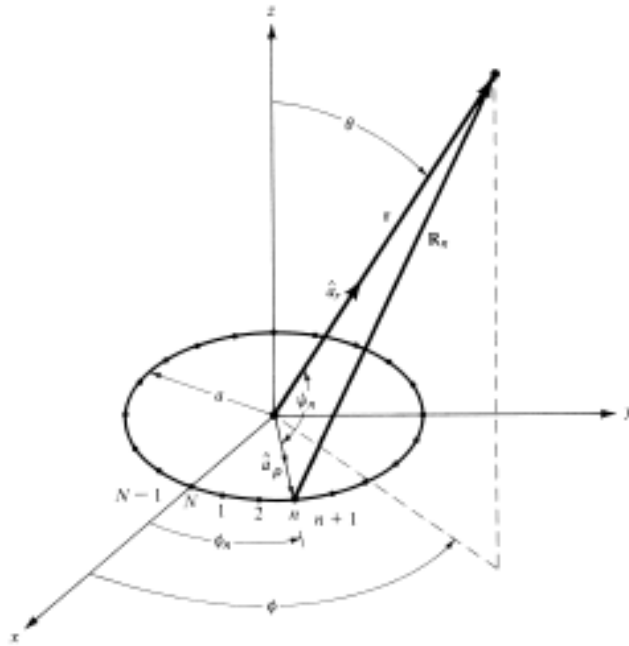
Στον Πίνακα 11 μπορούμε να δούμε συγκεκριμένα τις απαραίτητες πληροφορίες που αφορά τις αναφερόμενες κατανομές. Δεν ανφέρουμε περισσότερα στοιχεία λόγω της σπάνιας χρήσης τους και μικρής σημασίας τους.

Πίνακας 11 : Χαρακτηριστικά Ακτινοβολίας για Γραμμικές - Πηγές και Γραμμικές Στοιχειοκεραίες με Ομοιόμορφες, Τριγωνικές, Συνημιτονοειδείς, Συνημιτονοειδείς - Τετραγωνικές Κατανομές [4]

| Distribution  | Uniform   | Triangular   | Cosine   | Cosine-Squared  |
|---|---|--|--|---|
| Distribution<br>$I_a$<br>(analytical)                                       | $I_0$   | $I_1 \left(1 - \frac{2}{l} z'  \right)$  | $I_2 \cos \left( \frac{\pi}{l} z' \right)$   | $I_3 \cos^2 \left( \frac{\pi}{l} z' \right)$  |
| Distribution<br>(graphical)   |  |       |  |  |
| Space factor<br>(SF) $u = \left( \frac{\pi l}{\lambda} \right) \cos \theta$ | $I_0 l \frac{\sin(u)}{u}$   | $I_1 \frac{l}{2} \left[ \frac{\sin \left( \frac{u}{2} \right)}{\frac{u}{2}} \right]^2$ | $I_2 l \frac{\pi}{2} \frac{\cos(u)}{(\pi/2)^2 - u^2}$                              | $I_3 \frac{l}{2} \frac{\sin(u)}{u} \left[ \frac{\pi^2}{\pi^2 - u^2} \right]$        |
| Space factor<br>[SF]  |  |       |  |  |
| Half-power<br>beamwidth<br>(degrees)<br>$l \gg \lambda$                     | $\frac{50.6}{(l/\lambda)}$  | $\frac{73.4}{(l/\lambda)}$   | $\frac{68.8}{(l/\lambda)}$   | $\frac{83.2}{(l/\lambda)}$  |
| First-null<br>beamwidth<br>(degrees)<br>$l \gg \lambda$                     | $\frac{114.6}{(l/\lambda)}$   | $\frac{229.2}{(l/\lambda)}$  | $\frac{171.9}{(l/\lambda)}$  | $\frac{229.2}{(l/\lambda)}$   |
| First sidelobe<br>max. (to<br>main max.)<br>(dB)                            | -13.2   | -26.4  | -23.2  | -31.5   |
| Directivity<br>factor<br>( $l$ large)                                       | $2 \left( \frac{l}{\lambda} \right)$  | $0.75 \left[ 2 \left( \frac{l}{\lambda} \right) \right]$                               | $0.810 \left[ 2 \left( \frac{l}{\lambda} \right) \right]$                          | $0.667 \left[ 2 \left( \frac{l}{\lambda} \right) \right]$                           |

### 2.3 ΚΥΚΛΙΚΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ

Οι κυκλικές επιφανειακές Στοιχειοκεραίες είναι αυτές όπου τα στοιχεία κατανέμονται στο χώρο δημιουργώντας ένα κυκλικό δίσκο. Παρουσιάζουν έντονο ενδιαφέρον λόγω χρήσης τους σε πολλές εφαρμογές όπως εναέρια και διαστημική πλοήγηση, υπόγειος διάδοση, ραντάρ κτλ. Στο Σχήμα 37 βλέπουμε μία κυκλική Στοιχειοκεραία N-Στοιχείων και τα μεγέθη καθώς και τα στοιχεία που χρειάζονται για την αναλύσή της.

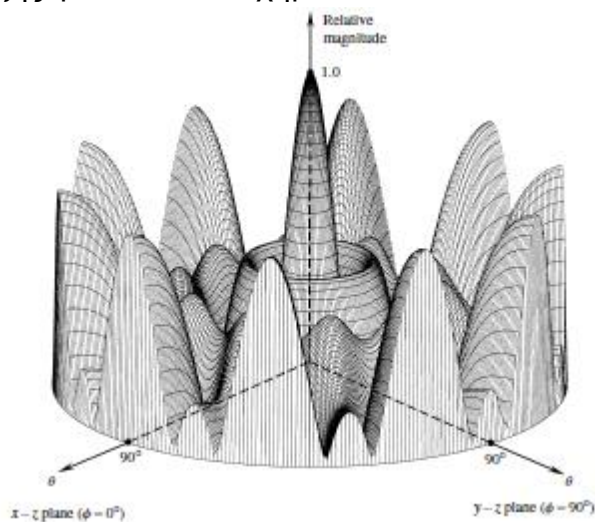


Σχήμα 37 : Γεωμετρία N - Στοιχείων κυκλικής Στοιχειοκεραίας [4]

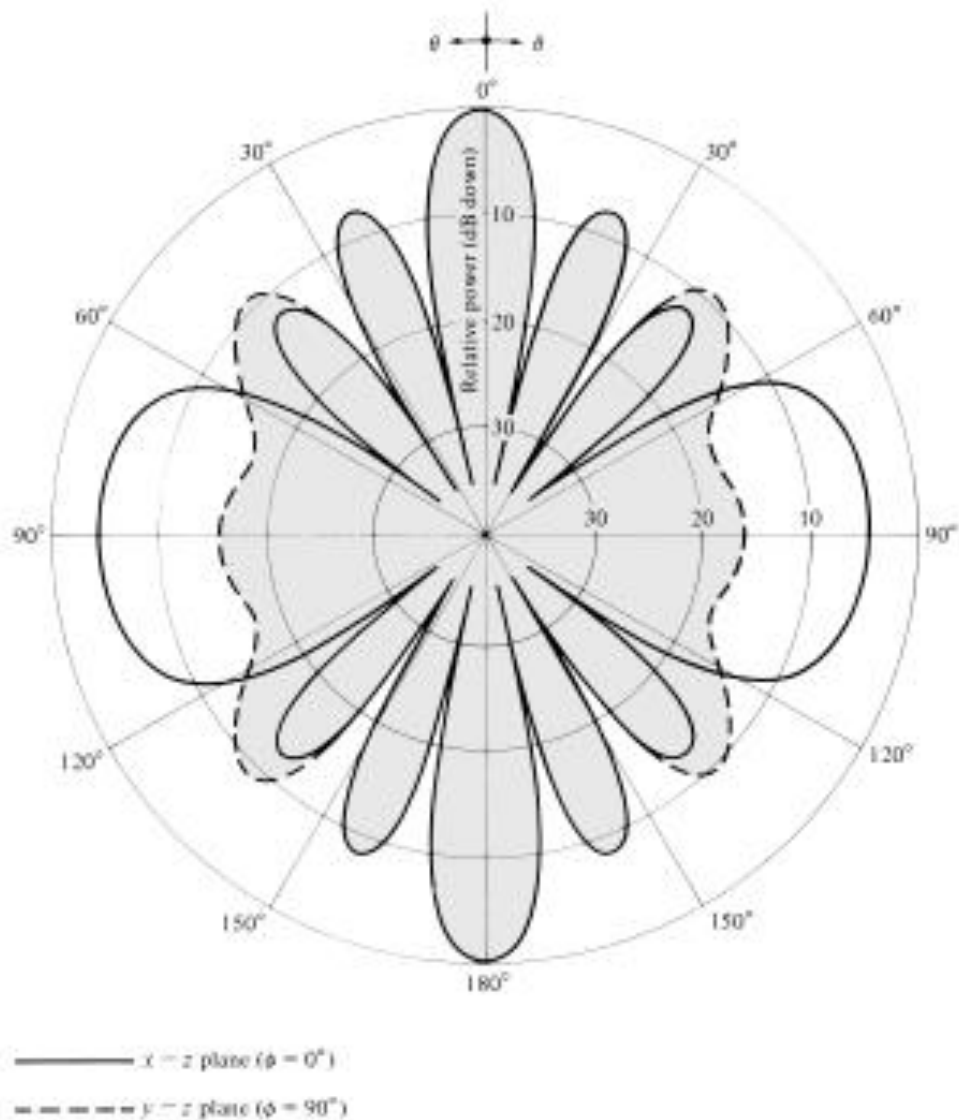
Ο παράγοντας διάταξης μετά από ανάλυση δίνεται από τη σχέση :

$$AF(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N I_n e^{j \kappa \rho_n \cos(\phi_n - \xi)} \quad (2.94)$$

όπου  $\xi = \tan^{-1} \left[ \frac{\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_0 \sin \phi_0}{\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0} \right]$  και  $\rho_n = a [(\sin \theta \cos \phi - \sin \theta_0 \cos \phi_0)^2 + (\sin \theta \sin \phi - \sin \theta_0 \sin \phi_0)^2]$ . Όπως φαίνεται για μπορέσουμε να υπολογίσουμε τον παράγοντα διάταξης πρέπει να γνωρίζουμε τον αριθμό στοιχείων  $N$ , τη διέγερση πλάτους του  $n_{ou}$  στοιχείου  $I_n$ , τη διέγερση φάσης του  $n_{ou}$  στοιχείου  $\alpha_n$ , τη γωνιακή θέση του άξονα  $x - y$   $\phi_n = 2\pi \frac{n}{N}$  και τη γωνία στροφής του λοβού  $\theta_0$ . Το διάγραμμα του παράγοντα διάταξης φαίνεται στα Σχήματα 38 και 39.



Σχήμα 38 : Τριών Διαστάσεων Διάγραμμα πλάτους του παράγοντα διάταξης για Στοιχειοκεραία  $N = 10$  στοιχεία ( $c/\lambda = \kappa \alpha = 10$ ) [4]



**Σχήμα 39 :** Διαγράμματα πλάτους Παράγοντα Διάταξης για ομοίμορφη κυκλική Στοιχειοκεραία με  $N = 10$  στοιχεία ( $c/\lambda = \kappa \alpha = 10$ ) [1]

### 2.3.1 ΣΥΝΘΕΣΗ TAYLOR ΚΥΚΛΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΑΣ

Ο Taylor χρησιμοποιεί μια παρόμοια μέθοδο για τη σύνθεση κυκλικής Στοιχειοκεραίας με αυτή που χρησιμοποιεί στη Γραμμική - Πηγή. Ο παράγοντας διάταξης δίνεται από τη σχέση :

$$SF(A, z, \bar{n}) = 2 \frac{J_1(\pi z)}{J_1(\pi z)} \prod_{n=1}^{\bar{n}-1} \frac{1 - z^2/z_n^2}{1 - z^2/\mu_n^2} \quad (2.95)$$

για  $z = (D/\lambda) \sin \theta$  και  $J_1(w)$  είναι συνάρτηση Bessel πρώτης τάξης. Η σχέση που δίνει τα μηδέν για τον παράγοντα διάταξης ( $SF$ ) είναι :

$$z_n = \pm \sigma [A^2 + (n - 1/2)^2]^{1/2} \quad (2.96)$$

για  $1 \leq n \leq \bar{n}$ . Οι θέσεις των μηδέν  $\mu_n$  είναι από τη συνάρτηση  $J_1(\pi z)/(\pi z)$  και φαίνονται στο Πίνακα 12.

Πίνακας 12 : Θέσεις μηδενικών  $\mu_m$  για  $J_0(\pi\mu_m)$  [1]

| $m$ | $\mu_m$    | $m$ | $\mu_m$    |
|-----|------------|-----|------------|
| 1   | 1.2196699  | 11  | 11.2466228 |
| 2   | 2.2331306  | 12  | 12.2468985 |
| 3   | 3.2383155  | 13  | 13.2471325 |
| 4   | 4.2410629  | 14  | 14.2473337 |
| 5   | 5.2439216  | 15  | 15.2475086 |
| 6   | 6.2439216  | 16  | 16.2476619 |
| 7   | 7.2447598  | 17  | 17.2477974 |
| 8   | 8.2453948  | 18  | 18.2479181 |
| 9   | 9.2458927  | 19  | 19.2480262 |
| 10  | 10.2462933 | 20  | 20.2481237 |

Οι παράμετροι  $\sigma$  και  $A$  δίνονται από τις σχέσεις :

$$\sigma = \frac{\mu_m}{[A^2 + (\bar{n} - 1/2)^2]^{1/2}} \quad (2.97)$$

$$A = \frac{1}{\pi} \cosh^{-1}(R_0) \quad (2.98)$$

όπου  $R_0$  είναι το επίπεδο πλευρικών λοβών. Ο προσδιορισμός της παραμέτρου  $A$  είναι ο ίδιος με τη μέθοδο της Γραμμικής - Πηγής Taylor. Αντίστοιχα το εύρος δέσμης Ημίσιος -Ισύος είναι σύμφωνα με τη μέθοδο Γραμμικής-Πηγής Taylor :

$$\theta_0 = \sigma B_0 \lambda/D \quad (2.99)$$

Η κατανομή του ανοίγματος δίνεται από τη σχέση :

$$I(x) = \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\bar{n}-1} \frac{F_n J_0(x \mu_n)}{[J_0(\pi \mu_n)]^2} \quad (2.100)$$

όπου  $x \leq 2\pi\rho/D$ ,  $\rho$  η ακτίνα της κυκλικής διατομής του ανοίγματος και  $J_0$  η συνάρτηση Bessel μηδενικής τάξης. Τέλος η αποδοτικότητα ανοίγματος  $\epsilon_\alpha$  για κυκλική Στοιχειοκεραία δίνεται από τη σχέση :

$$\epsilon_\alpha = \frac{1}{1 + \sum_{n=0}^{\bar{n}-1} \frac{F_n^2}{J_0^2(\pi \mu_n)}} \quad (2.101)$$

### 2.3.2 ΣΧΕΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΔΙΑΦΟΡΑΣ BAYLISS ΓΙΑ ΚΥΚΛΙΚΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ

Η μέθοδος του Bayliss για κυκλικού ανοίγματος κεραίες Στοιχειοκεραίες χρησιμοποιεί διαγράμματα διαφοράς με δύο παραμέτρους. Αυτά τα διαγράμματα αναλύονται με τη χρήση Fourier-Bessel σειρών που αποτελούνται από  $\bar{n}$  όρους. Οι δύο παράμετροι στα διαγράμματα είναι το  $A$  και το  $\bar{n}$ , τα οποία ελεγχούν το επίπεδο

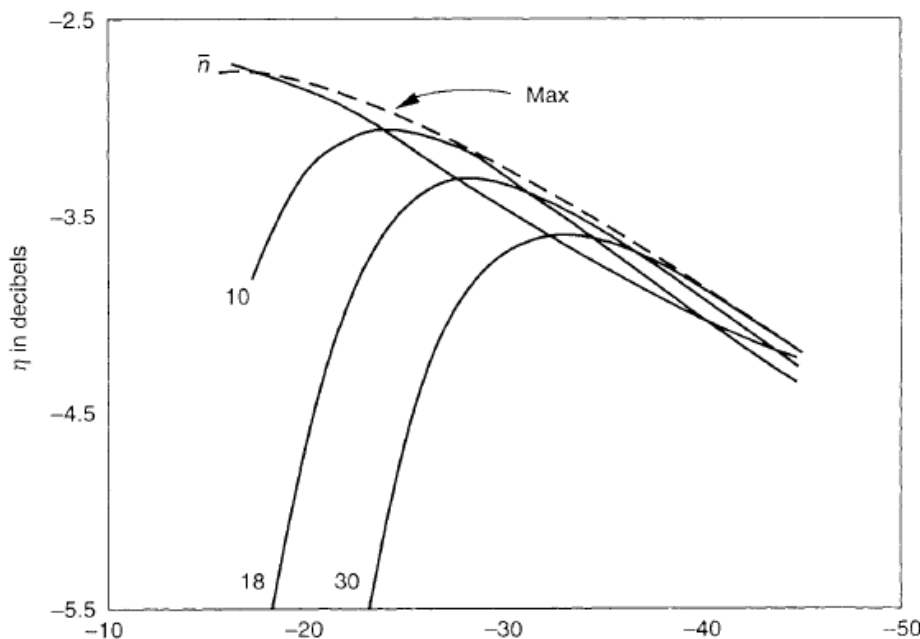
πλευρικών λοβών και τη συμπεριφορά που γίνεται η μειωσή τους. Ο παράγοντας διάταξης δίνεται από τη σχέση :

$$SF(z, \phi) = C(\cos \phi) 2 \pi z J_1'(\pi z) \frac{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - (z/\sigma z_n)^2]}{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - (z/\mu_n)^2]} \quad (2.102)$$

για  $z = \frac{2\alpha}{\lambda} \sin \theta$ ,  $\sigma = \frac{z_{\bar{n}}}{\mu_{\bar{n}}} = \frac{\mu_{\bar{n}}}{(A^2 + \bar{n}^2)^{1/2}}$ . Το  $\mu_n$  είναι τα μηδέν των παραγώγων της συνάρτησης Bessel  $J_1'(\pi \mu_n)$ . Στο πίνακα 13 φαίνονται οι θέσεις των μηδέν του  $\mu_n$ .

Πίνακας 13 : Θέσεις μηδέν του ( $\pi \mu_m$ ) για τις παραγώγους της συνάρτησης Bessel

| $m$ | $\mu_m$   | $m$ | $\mu_m$    |
|-----|-----------|-----|------------|
| 0   | 0.5860670 | 10  | 10.7417435 |
| 1   | 1.6970509 | 11  | 11.7424475 |
| 2   | 2.7171939 | 12  | 12.7430408 |
| 3   | 3.7261370 | 13  | 13.7435477 |
| 4   | 4.7312271 | 14  | 14.7439856 |
| 5   | 5.7345205 | 15  | 15.7443679 |
| 6   | 6.7368281 | 16  | 16.7447044 |
| 7   | 7.7385356 | 17  | 17.7450030 |
| 8   | 8.7398505 | 18  | 18.7452697 |
| 9   | 9.7408945 | 19  | 19.7455093 |



Σχήμα 40 : Σχετική Κατευθυντικότητας Διαγραμμάτων Bayliss

Η διέγερση κυκλικού ανοίγματος δίνεται από τη σχέση :

$$I(\rho, \phi) = \cos \phi \sum_{m=0}^{\bar{n}-1} B_m J_1(\mu_m, \rho) \quad \rho < n \quad (2.103)$$

για  $\rho = \pi r/\alpha$  όπου  $r$  η μεταβλητή της ακτίνας. Οι συντελεστές  $B_m$  είναι :

$$B_m = \begin{cases} \frac{-2jC\mu_m^2}{J_1(\mu_m \pi)} \frac{\prod_{n=1}^{\bar{n}-1} [1 - (\mu_m/\sigma z_n)^2]}{\prod_{L=0}^{\bar{n}-1} [1 - (\mu_m/\mu_L)^2]} & m=0,1,\dots,\bar{n}-1 \\ 0 & m \geq n \end{cases} \quad (2.104)$$

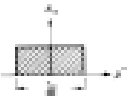
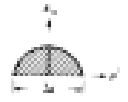
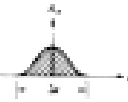
Όπως γνωρίζουμε ο προσδιορισμός της αποδοτικής τιμής του  $\bar{n}$  είναι πολ'ύ σημαντικός γιατί σχετίζεται με την αποδοτικότητα του ανίγματος και το προσδιορισμού του επιπέδου των πλευρικών λοβών, αν και το μέγιστο των πλευρικών λοβών προσδιορίζεται από το  $A$ . Αυτό φαίνεται και στο Σχήμα 40 όπου ο μεγαλύτερος αριθμός ή δεν είναι αποδοτικότερος. Επίσης ο Bayliss προσδιορίζει τη σχετική κατευθυντικότητα  $\epsilon$ , η οποία ορίζεται ως η σχετική σε σχέση με τη συνολική ενός κυκλικού ανοίγματος(ομοιόμορφης εκπομπής) και δίνεται από τη σχέση :

$$\epsilon = \frac{8}{\pi^4} \left\{ \sum_{L=0}^{\bar{n}-1} |B_L|^2 J_1(\mu_L \pi) [1 - (\mu_L \pi)^{-2}] \right\}^{-1} \quad (2.105)$$

### 2.3.3 ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΚΥΚΛΙΚΩΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ

Στο Πίνακα 14 βλέπουμε συγκεντρωμένα τα χαρακτηριστικά για Κυκλικές Επιφανειακές Κεραίες.

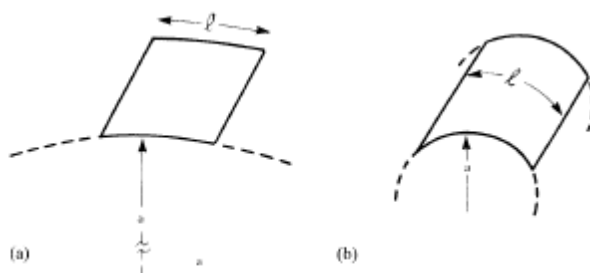
Πίνακας 14 : Χαρακτηριστικά Ακτινοβολίας για Κυκλικά Ανοίγματα και Επιφανειακές Στοιχειοκεραίες με Κυκλικής Συμμετρίας και Κωνικές Κατανομές [4]

| Distribution   | Uniform   | Radial Taper   | Radial Taper Squared  |
|--|---|--|---|
| Distribution (analytical)  | $I_0 \left[ 1 - \left( \frac{\rho'}{a} \right)^2 \right]^0$                         | $I_1 \left[ 1 - \left( \frac{\rho'}{a} \right)^2 \right]^1$                          | $I_2 \left[ 1 - \left( \frac{\rho'}{a} \right)^2 \right]^2$                           |
| Distribution (graphical)   |  |  |  |
| Space factor (SF)<br>$u = \left( 2\pi \frac{a}{\lambda} \right) \sin \theta$ | $I_0 2\pi a^2 \frac{J_1(u)}{u}$   | $I_1 4\pi a^2 \frac{J_2(u)}{u}$  | $I_2 16\pi a^2 \frac{J_3(u)}{u}$  |
| Half-power beamwidth (degrees) $a \gg \lambda$                               | $\frac{29.2}{(a/\lambda)}$  | $\frac{36.4}{(a/\lambda)}$   | $\frac{42.1}{(a/\lambda)}$  |
| First-null beamwidth (degrees) $a \gg \lambda$                               | $\frac{69.9}{(a/\lambda)}$  | $\frac{93.4}{(a/\lambda)}$   | $\frac{116.3}{(a/\lambda)}$   |
| First sidelobe max. (to main max.) (dB)                                      | -17.6   | -24.6  | -30.6   |
| Directivity factor   | $\left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2$   | $0.75 \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2$                                       | $0.56 \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2$  |



## 2.4 ΜΗ ΕΠΙΠΕΔΕΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ

Οι σύγχρονες απαιτήσεις και εφαρμογές χρειάζονται σε πολλές περιπτώσεις Στοιχειοκεραίες, οι οποίες δεν μπορούν να είναι επιφανειακές. Τέτοιες εφαρμογές είναι στις δορυφορικές επικοινωνίες, σε επιφάνειες αεροπλάνου ή πυραύλου κτλ. Επειδή οι μη επίπεδες Στοιχειοκεραίες χρησιμοποιούνται σε σχήματα ή άλλες αντίστοιχες εφαρμογές για λόγους αεροδυναμικότητας να μην μπορεί η επιφάνεια (π.χ. του ραντάρ) να είναι επιφανειακή. Οι μη επιφανειακές Στοιχειοκεραίες μπορούν να διακριθούν σε δύο κατηγορίες. Ο τρόπος διαχωρισμού όπως φαίνεται και στο σχήμα 41 οφείλεται στη καμπυλότητα της επιφάνειας.



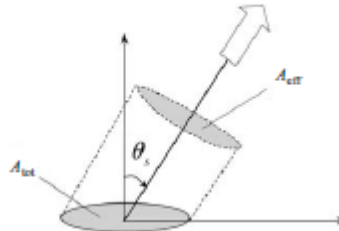
**Σχήμα 41 :** Μη επιφανειακές Στοιχειοκεραίες  
(α) Διαστάσεις ανοίγματος πολύ μικρότερες από ακτίνα καμπυλότητας  
(β) Διαστάσεις καμπυλότητας συγκρίσιμες με ακτίνα καμπυλότητας [1]

Στη περίπτωση όπου οι διαστάσεις της Στοιχειοκεραίας είναι πολύ μικρότερες από την ακτίνα καμπυλότητας του σχήματος της Στοιχειοκεραίας τότε θεωρείται τμηματικά σαν επιφανειακή και αναλύεται αθροίζοντας που προκύπτουν. Γεωμετρικά μπορούμε επιφάνειες με μεγάλη ακτίνα καμπυλότητας να τις θεωρούμε σαν επιφανειακές.

Στην άλλη περίπτωση Σχήμα 41 (β) όπου η ακτίνα καμπυλότητας συγκρίνεται με το μέγεθος του ανοίγματος είναι οι Στοιχειοκεραίες που θεωρούνται ως μη επίπεδες. Αυτές θα αποτελέσουν το αντικείμενο ανάλυσης αυτής της ενότητας. Όπως είναι λογικό λόγω της καμπυλότητας της επιφάνειας η ανάλυση αυτών των κεραίων είναι πιο δύσκολη και πιο πολύπλοκη. Μερικές σημαντικές διαφορές που υπάρχουν στην ανάλυση των μη επιφανειακών Στοιχειοκεραίων σε σχέση με των επιφανειακών είναι ότι η θέση των στοιχείων δεν βρίσκεται σε ένα επίπεδο και οι αποστάσεις μεταξύ τους πολλές φορές είναι διαφορετικές. Επίσης τα διαγράμματα του παράγοντα διάταξης και του κάθε στοιχείου δεν είναι ξεχωριστά και του κάθε στοιχείου δεν είναι ξεχωριστά και ο παράγοντας διάταξης δεν είναι ένα απλό πολυώνυμο. Η διάταξη των στοιχείων δημιουργεί προβλήματα στην μελέτη για τη μείωση των πλευρικών λοβών λόγω των διαφορών που υπάρχουν. Η μη παραλληλότητα των επιπέδων δημιουργεί προβλήματα στην πόλωση των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας.

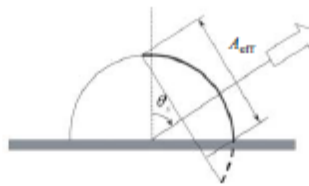
Υπάρχει και μία ακόμη προσέγγιση στις μη επίπεδες κεραίες όπου μπορούν να αποτελούνται από επιμέρους επίπεδες κεραίες. Αυτό μπορεί να γίνει με δύο τρόπους και ανλόγως το είδος της καμπύλης επιφάνειας που πρέπει να καλύψουν. Ο ένας ο τρόπος είναι με τη χρήση πολύ μικρών επιπέδων όψεων(ή μπαλωμάτων), τα οποία αποτελούνται από μικρό αριθμό στοιχείων ή ακόμη και ένα στοιχείο σε

κάθε όψη (μπάλωμα). Ο δεύτερος τρόπος είναι παρόμοιος με το πρώτο απλά η καμπυλότητα των επιφανειών είναι πιο μικρή οπότε οι επίπεδες επιφάνειες που θα τις καλύψουν μπορούν να είναι μεγαλύτερου μεγέθους και να αποτελούνται από ελαφρώς περισσότερα στοιχεία.



Σχήμα 42 : Ενεργός Επιφάνεια επίπεδης Στοιχειοκεραίας[5]

Καταλήγοντας θα πρέπει να αναφερθούμε στα πιθανά σχήματα που οι μη επίπεδες Στοιχειοκεραίες σε Φάση. Οι παράγοντες που ενδιαφέρουν είναι η ενεργός επιφάνεια ( $A_{eff}$ ) της Στοιχειοκεραίας και ο συντελεστής ( $\alpha$ ) που εξαρτάται από τις απώλειες στη δέσμη της κεραίας λόγω της σάρωσης. Τα σχήματα 42 και 43 μας βοηθούν να καταλάβουμε τη διαφορά της ενεργού επιφάνειας σε επίπεδες και μη επίπεδες Στοιχειοκεραίες.



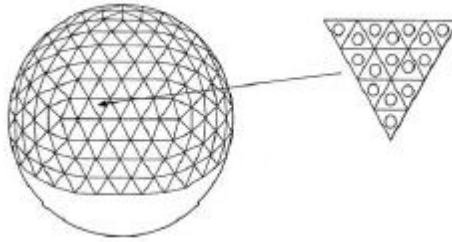
Σχήμα 43 : Ενεργός Επιφάνεια Στοιχειοκεραίας σχήματος μισής σφαίρας ή μισού κυλινδρου [5]

Τα σχήματα των μη επίπεδων Στοιχειοκεραιών είναι τα ακόλουθα:

α. Συνδυασμός Επιπέδων Επιφανειών σε μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Φάση

Πίνακας 15 : Συνδυασμός δύο δαιαστάσεων πρισμάτων[5]

| Number of surfaces | Maximum scan angle | Shape |
|--------------------|--------------------|-------|
| 3                  | 60°                |       |
| 4                  | 45°                |       |
| 5                  | 36°                |       |
| 6                  | 30°                |       |
| 8                  | 22.5°              |       |

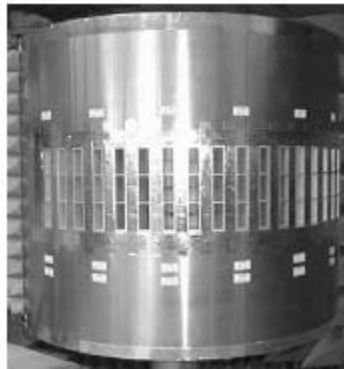


**Σχήμα 44** : Σφαιρική Επιφάνεια αποτελούμενη από τριγωνικά επίπεδες όψης (ένα στοιχείο κάθε όψη)[5]



**Σχήμα 45** : Σφαιρική Επιφάνεια αποτελούμενη από τριγωνικά επίπεδες όψης [5]

### β.Κυλινδρική Στοιχειοκεραία σε Φάση

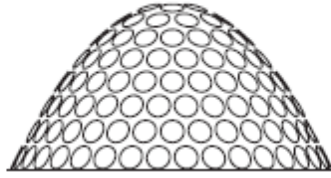


**Σχήμα 46** : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε κυλινδρικό Σχήμα [5]

### γ. Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Παραβολοειδές Σχήμα



(α)



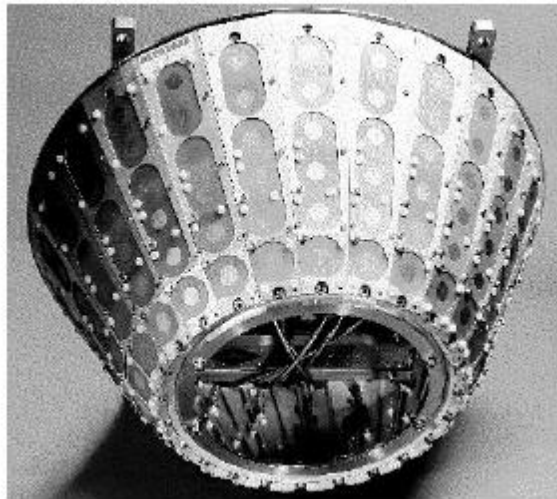
Σχήμα 47 : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε παραβολοειδές Σχήμα [5] <sup>(β)</sup>

δ. Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Φάση σε Σχήμα Σφαίρας ή μισής Σφαίρας



Σχήμα 48 : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Σχήμα μισής Σφαίρας [5]

ε. Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Φάση σε Σχήμα Κώνου



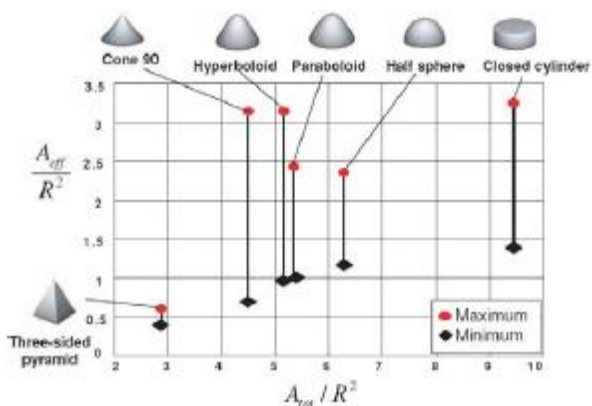
Σχήμα 49 : Κωνική Στοιχειοκεραία σε Φάση για μεταφορά δεδομένων σε δορυφόρο [5]

στ. Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Φάση σε Σχήμα Έλλειψης



Σχήμα 50 : Μη επίπεδη Στοιχειοκεραία σε Σχήμα Έλλειψης [5]

Τέλος στο Σχήμα 51 βλέπουμε τη σχέση που υπάρχει μεταξύ της ενεργούς επιφάνειας των μη επίπεδων Στοιχειοκεραίων που αναφέραμε και της συνολικής Επιφάνειας. Όπως φαίνεται οι κυλινδρικές Στοιχειοκεραίες έχουν τη καλύτερη δυνατή σχέση μεταξύ ενεργούς και συνολικής επιφάνειας της Στοιχειοκεραίας.



Σχήμα 51 : Μέγιστες και Ελάχιστες τιμές της ενεργούς περιοχής σε σχέση με τη συνολική περιοχή της Στοιχειοκεραίας για διάφορα καμπυλοειδή σχήματα [5]

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3<sup>ο</sup>

### Η ΑΡΧΙΤΕΚΤΟΝΙΚΗ ΤΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ

#### 3.1 Γενικά

Η αρχιτεκτονική των Στοιχειοκεραιών στις δορυφορικές επικοινωνίες αποτελεί ένα από τους βασικούς παράγοντες. Ο ρόλος της είναι πολύ σημαντικός γιατί επηρεάζει σε όλα τα στάδια της κατασκευής της Στοιχειοκεραίας από την αρχική φάση της σχεδίασης(π.χ. σχήμα, κόστος κτλ) μέχρι τη τελευταία φάση όπου βρίσκεται στο διάστημα (αντοχή,λειτουργία κτλ.) Επίσης επηρεάζει όλες τις επιλογές που κάνει ο σχεδιαστής όσον αφορά την τροφοδότηση των στοιχείων, το σχήμα των στοιχείων, το άνοιγμα της Στοιχειοκεραίας, τη κατανομή της Ισχύος και γενικότερα τον έλεγχο της Στοιχειοκεραίας. Βέβαια επειδή ανφερόμαστε σε Στοιχειοκεραία αυτό που θα μας δώσει το σχήμα της είναι η διάταξη των στοιχείων που σημαίνει ότι έχει ιδιαίτερη σημασία στην αρχιτεκτονική της καθώς και ο τρόπος που θα μπορέσουν να τροφοδοτηθούν αυτά τα στοιχεία. Όπως θα δούμε και παρακάτω στα παραδείγματα των Στοιχειοκεραιών στις δορυφορικές επικοινωνίες οι Στοιχειοκεραίες αποτελούν μέρος της γενικότερης κατασκευής που είναι ο δορυφόρος οπότε πρέπει να είναι μέρος του, ώστε να μπορεί να λειτουργήσει αρμονικά . Τέλος σε αυτό το κεφάλαιο θα αναφερθούμε αρχική στα είδη των στοιχείων που υπάρχουν, στο τρόπο λειτουργίας δηλαδή πως εκπέμπουν και λαμβάνουν τα σήματα οι Στοιχειοκεραίες και όπως ήδη προαναφέρθηκε θα δούμε μία σειρά από παραδείγματα Στοιχειοκεραιών στις Δορυφορικές Επικοινωνίες.

#### 3.2 ΕΙΔΗ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΣΤΙΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΕΣ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ

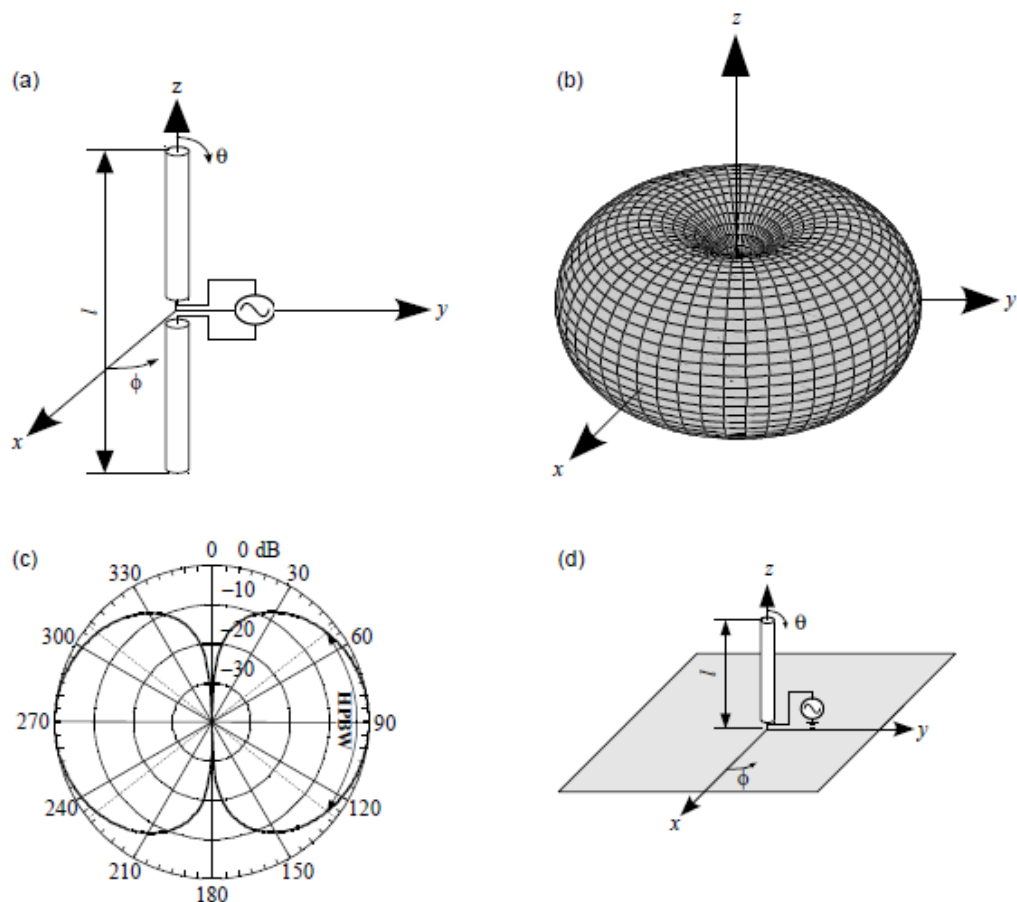
##### 3.2.1 Κεραία από Σύρμα - Δίπολο (Wire Antennas)

Η πιο απλή και παλιά μορφή των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας ήταν αυτή του δίπολου. Αποτελεί το πιο χαρακτηριστικό τύπο. Η κεραία αυτή αποτελείται από ένα σύρμα το οποίο έχει ένα συγκεκριμένο σχήμα , όπως φαίνεται και στο σχήμα 52(α), το οποίο τροφοδοτείται κατάλληλα με ρεύμα. Το διάγραμμα ακτινοβολίας προκύπτει από τη κατανομή του ρεύματος προς τη κύρια διεύθυνση της κεραίας και το μήκος των δίπολων. Η ακτινοβολία πηγαίνει προς όλες τις διευθύνσεις εκτός από αυτή του δίπολου, έχοντας συμμετρία ως προς το κέντρο του δίπολου. Αυτό επιβεβαιώνουν τα σχήματα 52 (β) και (γ) όπου φαίνεται επιδή το δίπολο είναι προσανατολισμένο προς το z-άξονα η ακτινοβολία δεν πηγαίνει προς αυτή την κατεύθυνση. Σε περίπτωση που ένα πόλος αντικατασταθεί από τη γείωση τότε η κεραία γίνεται μονοπολική. Το πλεονέκτημα της μονοπολικής κεραίας είναι ότι διπλασιάζεται η κατευθυντικότητα. Τέλος αυτές οι κεραίες χρησιμοποιούνται για δίνονται εντολές κατά τη φάση του διαστημικού αεροσκάφους, για να στέλνει ή

λαμβάνει τηλεμετρία και σε περίπτωση που δεν μπορούν να λειτουργήσουν κεραίες υψηλής κατευθυντικότητας.

### 3.2.2 Κεραίες σχήματος Χωάνης (Horn Antennas)

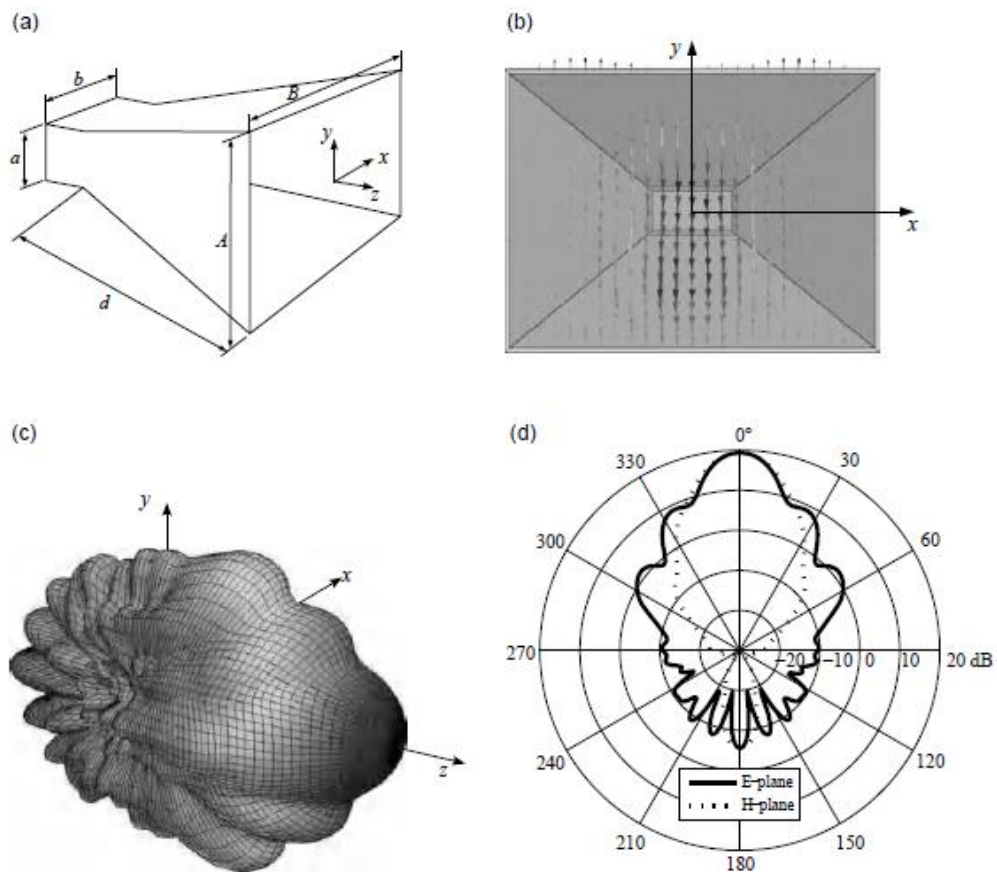
Οι κεραίες σχήματος χωάνης είναι ένας σημαντικός και σύννηθης τύπος κεραιών που χρησιμοποιείται στις δορυφορικές επικοινωνίες. Ο ρόλος των κεραιών αυτών είναι να παράγουν ευρείας δέσμης ακτινοβολίες. Το άνοιγμα της κεραίας είναι αυτό που προσδιορίζει τη κατεύθυνση του κύριου λοβού. Τα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας επηρεάζονται ανάλογα με τη κατανομή πεδίου του ρεύματος που γίνεται στο άνοιγμα της κεραίας. Τα βασικά σχήματα της χωάνης είναι δύο. Το πρώτο είναι το πυραμοδοειδές που φαίνεται στο Σχήμα 53 και το δεύτερο είναι το κωνοειδές που φαίνεται στο σχήμα 54. Για να πετύχουμε καλύτερα διαγράμματα ακτινοβολίας υπάρχουν κάποια υβριδικά σχήματα της κεραίας που στην ουσία είναι συνδυασμός αωτών των δύο βασικών σχημάτων. Τέλος μία άλλη βασική λειτουργία είναι η τροφοδότηση άλλων κεραιών τύπου ανακλαστήρα που θα δούμε στη συνέχεια.



Σχήμα 52 : Δίπολες και μονόπολες κεραίες (α) γεωμετρία κεραίας διπόλου, (β) 3D κανονικοποιημένο διάγραμμα πλάτους, (γ) κανονικοποιημένο διάγραμμα κάθετης διεύθυνσης πλάτους, (δ) γεωμετρία μονόπολης κεραίας [7]

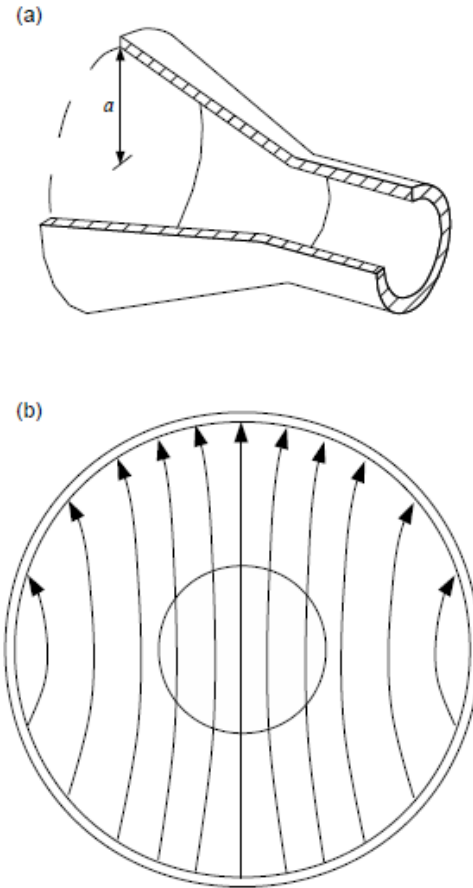
### 3.2.3 ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΝΑΚΛΑΣΤΗΡΕΣ

Οι κεραιές ανακλαστήρες είναι ένας ακόμη κοινός και πολύ σύνηθης τύπος κεραιών. Το ιδιαίτερο χαρακτηριστικό τους είναι ότι χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές όπου απαιτείται να υπάρχει μεγάλο κέρδος και κατευθυντικότητα. Οι κεραιές αυτές μπορούν να υλοποιηθούν με πολλούς τρόπους, έχουν διαφορετικά σχήματα αλλά η κοινή αρχή που έχουν είναι ότι κάποια πηγή πρέπει να παράγει την ακτινοβολία, η οποία με τη σειρά της θα ανακλαστεί πάνω στον ανακλαστήρα και θα εκπεμφθεί προς την κατεύθυνση που θέλουμε ή αντιστοίχα θα συλλεχθεί αν αφορά λήψη. Οι βασικοί τύποι ανακλαστήρων φαίνονται στο σχήμα 55 και προσδιορίζονται ανάλογα με τη θέση που έχει η πηγή με τον ανακλαστήρα και στις περιπτώσεις (γ) και (δ) του σχήματος 55 όπου υπάρχει και ενδιάμεσος υποανακλαστήρας

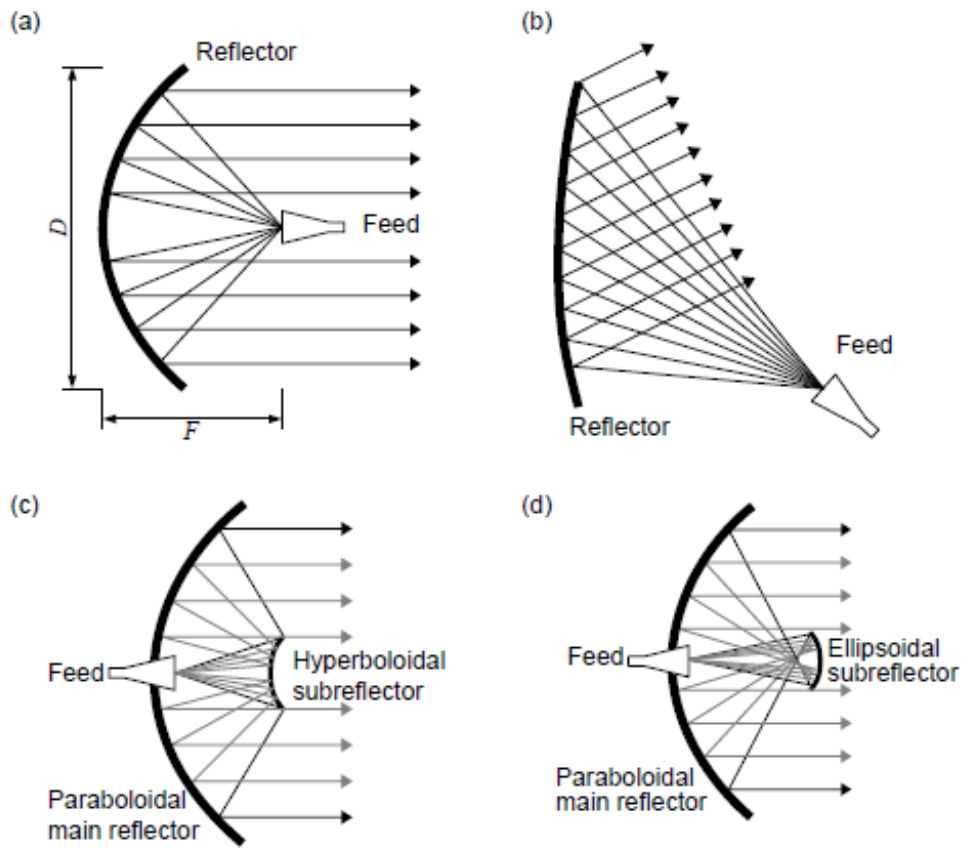


Σχήμα 53 : Κεραία Χωάνη σχήματος πυραμίδας (α) γεωμετρία, (β) κατανομή ρεύματος στο άνοιγμα της κεραίας, (γ) 3D κανονικοποιημένο διάγραμμα πλάτους, (δ) διάγραμμα κέρδους για E και H διεύθυνση κάθετης πόλωσης [7]





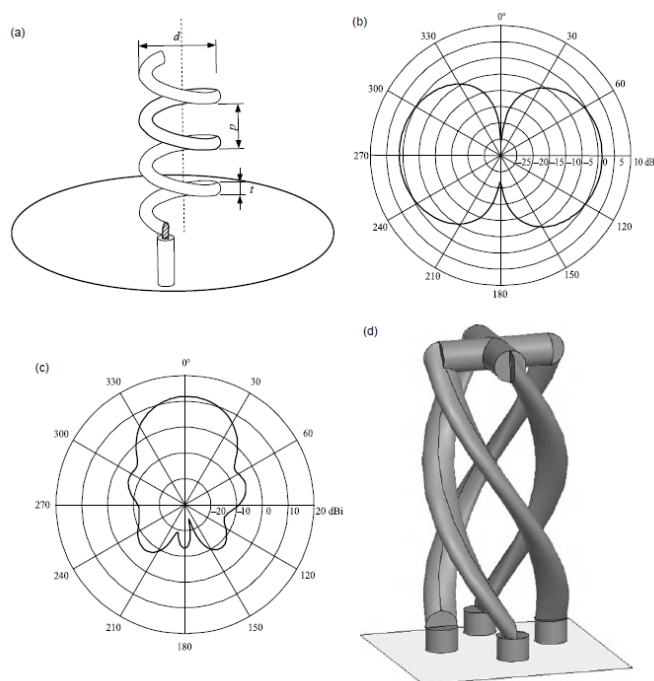
Σχήμα 54 : Κεραία Χωάνη σχήματος κώνου (α) γεωμετρία, (β) κατανομή ρεύματος στο άνοιγμα της κεραίας [7]



Σχήμα 55 : Τύποι Κεραίων Ανακλαστήρα [7]

### 3.2.4 ΕΛΛΙΚΟΕΙΔΗΣ ΚΕΡΑΙΕΣ

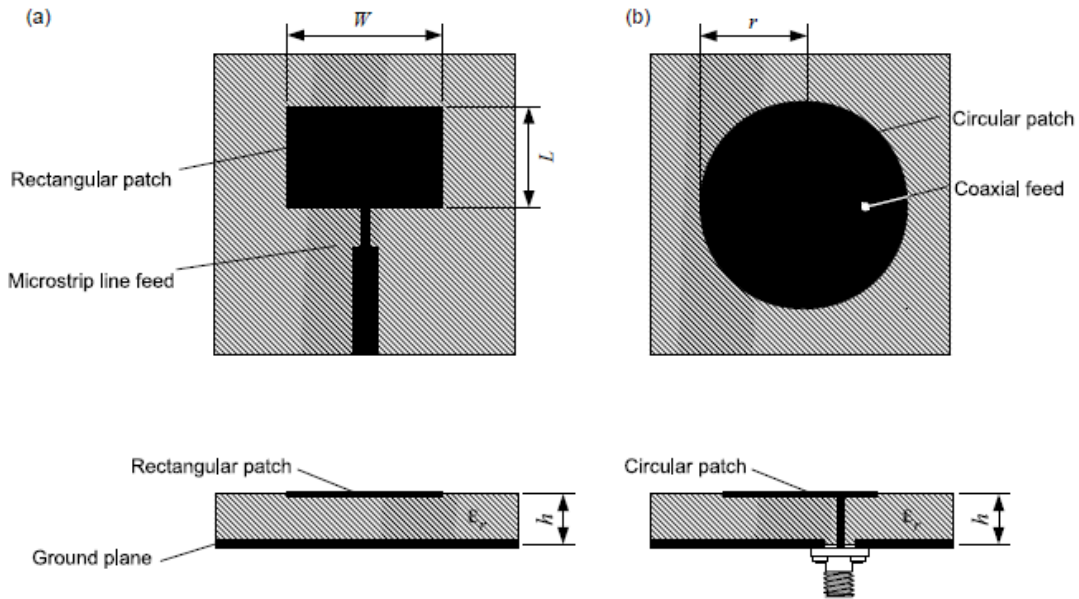
Οι ελλικοειδής κεραίες χρησιμοποιούνται ευρέως στις δορυφορικές επικοινωνίες κυρίως λόγω της κυκλικής πόλωσης και των ευρυζωνικών δυνατοτήτων τους. Η μορφή τους είναι συγκεκριμένη αλλά μπορεί η κατασκευή να είναι από πολύ απλή μέχρι και πιο σύνθετη. Αυτό μπορεί να γίνει εύκολα αντιληπτό με τη βοήθεια του σχήματος 56. Η πιο απλή μορφή της μπορεί να είναι ένα σύρμα που έχει ελλικοειδές σχήμα όπως φαίνεται στο Σχήμα 56 (α), αλλά στο Σχήμα 56 (δ) μπορούμε να δούμε ότι το σχήμα της γίνεται πιο σύνθετο, γιατί το μονό σύρμα στο 56 (α) μπορούμε να το τροφοδοτήσουμε πιο απλά σε σχέση με τη περίπτωση όπου ο αριθμός των στοιχείων αυξάνεται 56 (δ). Επίσης όλα τα στοιχεία σχεδίασης επηρεάζουν το διάγραμμα ακτινοβολίας. Αυτό συμβαίνει γιατί η ελλικοειδής έχουν δύο τρόπους λειτουργίας. Στο συνήθη τρόπο λειτουργίας η κατεύθυνση της ακτινοβολίας είναι κάθετη στην άξονα της κεραίας όπως φαίνεται στο σχήμα 56 (β), ενώ αν το διάγραμμα ακτινοβολίας είναι όπως στο σχήμα 56 (γ), η κεραία βρίσκεται σε κατευθυντικό τρόπο λειτουργίας και η κατεύθυνση της κεραίας είναι παράλληλη με τον άξονα της κεραίας.



**Σχήμα 56 :** Ελλικοειδής Κεραία (α), ελλικοειδή κεραία ενός στοιχείου, (β) διάγραμμα ακτινοβολίας σε συνήθη τρόπο λειτουργία, (γ) διάγραμμα ακτινοβολίας σε κατευθυντικό τρόπο λειτουργίας, (δ) ελλικοειδή κεραία τεσσάρων στοιχείων [7]

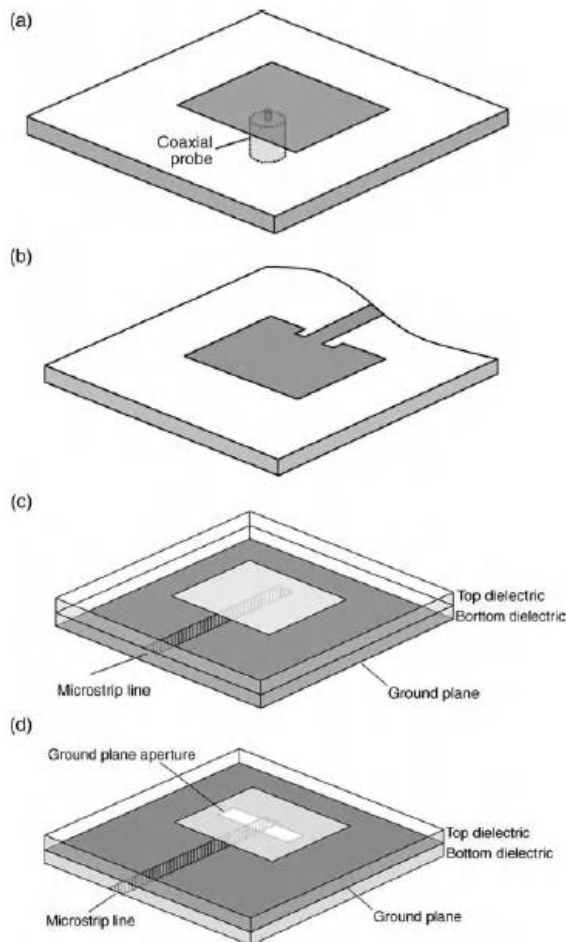
### 3.2.5 Τυπωμένες Κεραίες (Printed Antennas)

Οι κεραίες μικροταινίας χρησιμοποιούνται αρκετά χρόνια και παίζουν σημαντικό ρόλο στις δορυφορικές επικοινωνίες, αλλά να υπάρξει μεγαλύτερη εξέλιξη και ευρύτερη χρήση. Οι κεραίες αυτές είναι ακτινοβολητές μικροταινίας, οι οποίοι αποτελούνται από μικρά μεταλλικά πλαίσια στοιχείων που τοποθετούνται πάνω σε μονωτικά διηλεκτρικά επίπεδα, τα οποία βρίσκονται πάνω από γειωμένα επίπεδα.



**Σχήμα 57 :** Βασικοί τύποι κεραιών μικροταινίας : (α) ορθογώνιο πλαίσιο, (β) κυκλικό πλαίσιο[7]

Τα δύο βασικά σχήματα που έχουν αυτά τα μεταλλικά πλαίσια στοιχείων φαίνονται στο σχήμα 57. Ένα βασικό χαρακτηριστικό τους είναι ότι η επιφάνεια πάνω στην οποία τοποθετούνται μπορεί να μην είναι επίπεδη με αποτέλεσμα να αυξάνεται το εύρος των εφαρμογών (κυρίως σε στρατιωτικών, εμπορικών και διαστημικών). Τέλος με τη βοήθεια του σχήματος 58 μπορούμε να δούμε τους τρόπους που γίνεται η τροφοδότηση των κεραιών.



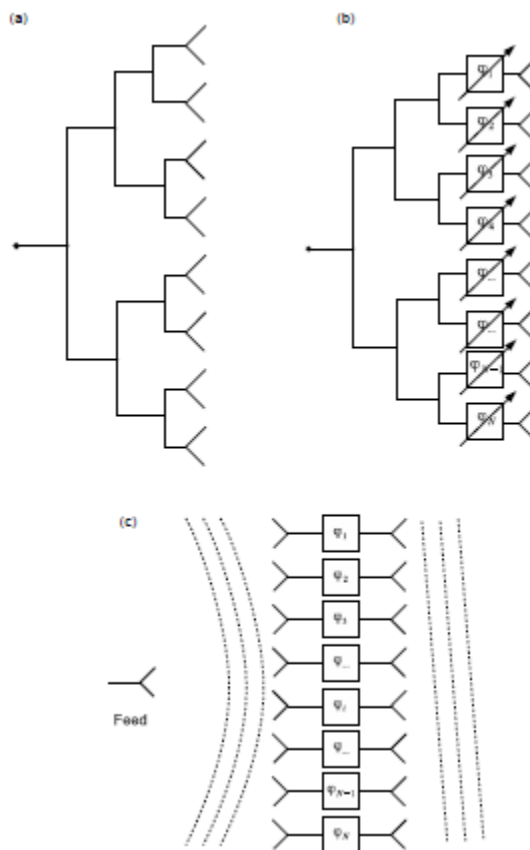
**Σχήμα 58 :** Τεχνικές τροφοδότησης κεραιών μικροταινίας[7]

### 3.3 ΤΥΠΟΙ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΤΙΣ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Σε αυτή την ενότητα θα αναφερθούμε στους τέσσερις τύπους Στοιχειοκεραιών που υπάρχουν στις δορυφορικές επικοινωνίες :

#### 3.3.1 Απευθείας Εκπομπής Στοιχειοκεραία (Direct Radiating Array-DRA)

Οι απευθείας εκπομπής Στοιχειοκεραίες είναι ο πιο απλός τύπος Στοιχειοκεραίας. Το μόνο που προηγείται είναι ένα δίκτυο σχηματισμού δέσμης της ακτινοβολίας, η οποία στη συνέχεια μεταφέρεται στα στοιχεία για να εκπνεμφθεί. Σε αυτή τη Στοιχειοκεραία υπάρχει συγκεκριμένη κατεύθυνση της ακτινοβολίας. Αντίστοιχα αυτό το δίκτυο φροντίζει να κατανήμει τη διέγερση κατά την εκπομπή των στοιχείων ή να την συλλέξει από τα στοιχεία όσον αφορά τη λήψη, η οποία καταλήγει σε ένα σημείο όπως φαίνεται στο σχήμα 59 (α). Οι Στοιχειοκεραίες αυτές χρησιμοποιούνται σε στενή δέσμης Στοιχειοκεραίες



Σχήμα 59 : Διαμορφώσης Στοιχειοκεραιών (α) Απευθείας Εκπομπής Στοιχειοκεραία, (β) Στοιχειοκεραία σε Φάση, (γ) Στοιχειοκεραία Εκπομπής [7]

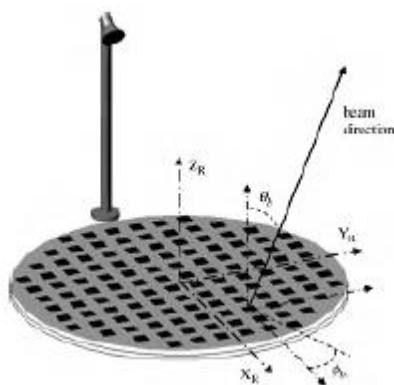
#### 3.3.2 Στοιχειοκεραία σε Φάση (Phased Array)

Οι Στοιχειοκεραίες σε Φάση έχουν κυρίως εφαρμογή όταν απαιτείται η κύρια δέσμη να αλλάζει κατευθύνσεις. Αυτό βέβαια μπορεί να γίνεται και μηχανικά, όπως γίνεται στο προηγούμενο τύπο Στοιχειοκεραίας. Εδώ με την αλλαγή της φάσης σε κάθε

στοιχείου μπορούμε να στρέψουμε τη κύρια δέσμη ακτινοβολίας προς τη κατεύθυνση που επιθυμούμε. Το Σχήμα μία γραμμικής Στοιχειοκεραίας φαίνεται στο σχήμα 59 (β).

### 3.3.3 Στοιχειοκεραία Ανακλαστήρων (Reflectorarray)

Τα στοιχεία στις Στοιχειοκεραίες ανακλαστήρων είναι τα ίδια επίπεδοι ανακλαστήρες, τα οποία βρίσκονται διαταγμένα πάνω σε μία επιφάνεια. Η πηγή που παράγει την ακτινοβολία όπως σε όλες τις κεραίες ανακλαστήρα παράγει την ακτινοβολία, η οποία στη συνέχεια διέρχεται μέσα από τα στοιχεία. Αντίστοιχα γίνεται με τη λήψη όπου η ακτινοβολία που λαμβάνουν τα στοιχεία μεταφέρεται στη πηγή. Τα στοιχεία ανακλαστήρες έχουν ανάλογο σχήμα και θέση πάνω στη κεραία ανάλογο με το σκοπό που θέλουμε να πετύχουμε. Στο Σχήμα 60 φαίνονται τα στοιχεία ανακλαστήρες πάνω στην επιφάνεια και η πηγή που τα τροφοδοτεί.



Σχήμα 60 : Σχήμα Στοιχειοκεραίας τυπωμένων ανακλαστήρων [7]

### 3.3.4 Στοιχειοκεραία Εκπομπής (Transmit Array)

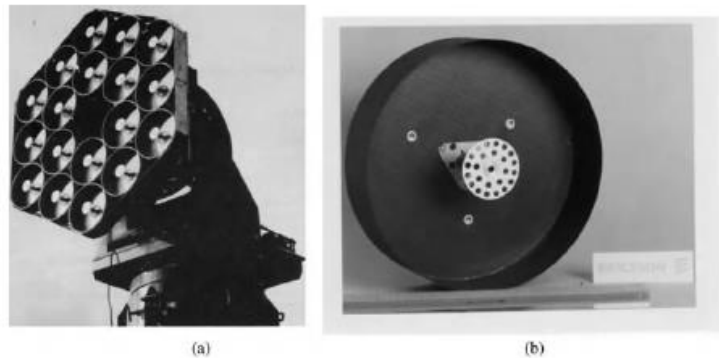
Οι Στοιχειοκεραίες Εκπομπής αλλιώς ονομάζονται κεραίες φακοί (lens antennas) αποτελούνται από επίπεδους διακριτούς φακούς, οι οποίοι αλλάζουν τη φάση του κύματος που εκπέμπεται από τη πηγή. Με αυτό το τρόπο πετυχαίνουν να μετατρέψουν το στιγμιαίο σφαιρικό μέτωπο σε επίπεδο κύμα που μεταδίδεται σε συγκεκριμένη διεύθυνση. Η διαδικασία αυτή φαίνεται και στο Σχήμα 59 (γ).

## 3.4 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ ΣΤΙΣ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΕΣ

Σε αυτή την ενότητα θα αναφερθούν κάποια παραδείγματα Στοιχειοκεραιών σε Δορυφορικές Επικοινωνίες. Θα δούμε πρακτικά οι παραπάνω τύποι στοιχείων και Στοιχειοκεραιών τι ρόλο έχουν πρακτικά πάνω στους δορυφόρους και τη λειτουργίες εξυπηρετούν.

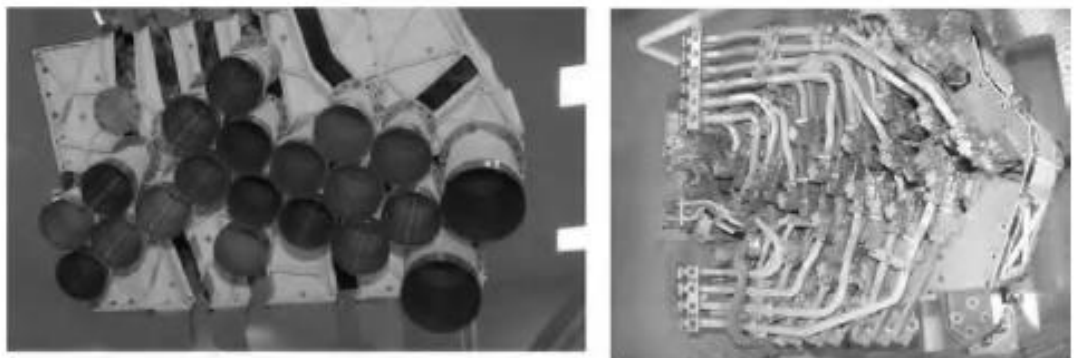
### 3.4.1 ESA Μοντέλο Στοιχειοκεραίας πολλαπλών δεσμών (1976)

Η Στοιχειοκεραία του Σχήματος 61 χρησιμοποιούνταν στις για επικοινωνίες μεταξύ πλοίων, αεροσκαφών και κινητών τηλεφώνων. Αποτελείται από 18 στοιχεία,



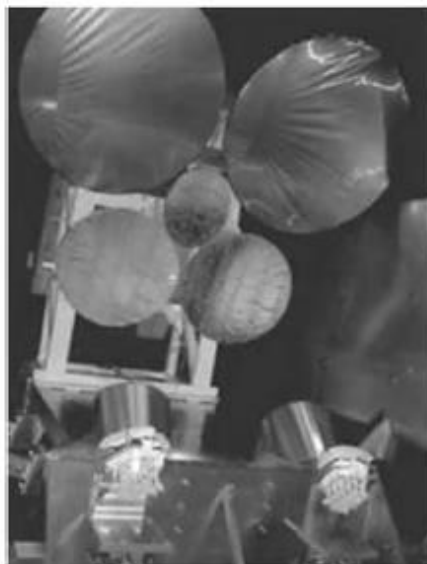
Σχήμα 61 : ESA Μοντέλο Στοιχειοκεραίας πολλαπλών δεσμών (1976) τα οποία λειτουργούν στην L-Band.

### 3.4.2 Στοιχειοκεραίες Πολλαπλών Δεσμών σχήματος Χωάνης



Σχήμα 62 : Στοιχειοκεραία πολλαπλών χωάνων και το σύστημα τροφοδότησης της [7]

### 3.4.3 Στοιχειοκεραία πολλαπλών δεσμών με Ανακλαστήρες



Σχήμα 63 : Στοιχειοκεραία με ανακλαστήρες[7]

#### 3.4.4 Στοιχειοκεραία με ελικοειδή σχήμα Στοιχείων



Σχήμα 64 : Στοιχειοκεραία του δορυφόρου Inmarsat 3[7]

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4<sup>ο</sup>

### ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΥΛΟΠΟΙΗΣΗΣ / ΣΥΓΚΡΙΣΗΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ ΣΕ ΦΑΣΗ

Σε αυτό το κεφάλαιο θα δούμε μία εφαρμογή των διαγραμμάτων ακτινοβολίας των κυριότερων Στοιχειοκεραιών που αναφέραμε στο κεφάλαιο 2. Για την υλοποίηση της εφαρμογής χρησιμοποιήθηκε το matlab. Η διαδικασία υλοποίησης της εφαρμογής θα παρουσιαστεί στη συνέχεια, αλλά θα αναφερθώ συνοπτικά στο τρόπο λειτουργίας της εφαρμογής. Αρχικά ξεκινώντας η εφαρμογή εμφανίζονται οι τύποι των Στοιχειοκεραιών που μπορούμε να διαλέξουμε. Οι επιλογές είναι από το 1 έως το 6 και οι τύποι των Στοιχειοκεραιών είναι : 1. Binomial, 2. Dolph Tschebyscheff, 3. Schelkunoff, 4. Fourier, 5. WoodwardLawson και 6. Taylor. Στη συνέχεια του ζητείται να επιλέξει 1 ή 0 ώστε με το  $\theta$  θα δημιουργηθεί κατευθείαν το διάγραμμα ακτινοβολίας με τα προποθετημένα στοιχεία, ενώ με το 0 στη συνέχεια θα του ζητηθούν κάποια στοιχεία, διαφορετικά σε κάθε περίπτωση όπως θα δούμε στη συνέχεια. Τέλος εφ' όσον τοποθετηθούν τα στοιχεία δημιουργείται το διάγραμμα ακτινοβολίας. Με αυτό το τρόπο μπορούμε να δούμε για μία Στοιχειοκεραία που έχουμε τα στοιχεία της πως είναι το διάγραμμα ακτινοβολίας, αλλά μπορούμε και να συγκρίνουμε μεταβάλλοντας τα στοιχεία και βλέποντας πως αυτά επηρεάζουν.

Για την υλοποίηση του εν λόγω προγράμματος αναπτύχθηκαν τα εξής αρχεία:

**main.m** : Αποτελεί την αρχική διεπαφή του χρήστη με το πρόγραμμα όπου του ζητείται να επιλέξει τη μέθοδο

**binomial.m** : Είναι η συνάρτηση που υπολογίζει τα βάρη της μεθόδου Binomial

**BinomialResponse.m** : Είναι η βασική συνάρτηση της μεθόδου Binomial, όπου υλοποιεί το διάγραμμα ακτινοβολίας

**BinomialResponseCaller.m** : Είναι η συνάρτηση διεπαφής του χρήστη με το πρόγραμμα που αφορά την μέθοδο Binomial

**dolph.m** : Είναι η συνάρτηση που υπολογίζει τα βάρη της μεθόδου DolphChebyshev

**DolphChebyshev.m** : Είναι η βασική συνάρτηση της μεθόδου DolphChebyshev, όπου υλοποιεί το διάγραμμα ακτινοβολίας

**DolphChebyshevCaller.m** : Είναι η συνάρτηση διεπαφής του χρήστη με το πρόγραμμα που αφορά την μέθοδο DolphChebyshev



**Schelkunoff.m** : Είναι η βασική συνάρτηση της μεθόδου Schelkunoff, όπου υλοποιεί το διάγραμμα ακτινοβολίας

**SchelkunoffCaller.m** : Είναι η συνάρτηση διεπαφής του χρήστη με το πρόγραμμα που αφορά την μέθοδο Schelkunoff

**Fourier.m** : Είναι η βασική συνάρτηση της μεθόδου Fourier, όπου υλοποιεί το διάγραμμα ακτινοβολίας

**FourierCaller.m** : Είναι η συνάρτηση διεπαφής του χρήστη με το πρόγραμμα που αφορά την μέθοδο Fourier

**woodward.m** : Είναι η συνάρτηση που υπολογίζει τα βάρη της μεθόδου WoodwardLawson

**WoodwardLawson.m** : Είναι η βασική συνάρτηση της μεθόδου WoodwardLawson, όπου υλοποιεί το διάγραμμα ακτινοβολίας

**WoodwardLawsonCaller.m** : Είναι η συνάρτηση διεπαφής του χρήστη με το πρόγραμμα που αφορά την μέθοδο WoodwardLawson

**taylor.m** : Είναι η συνάρτηση που υπολογίζει τα βάρη της μεθόδου Taylor

**Taylor.m** : Είναι η βασική συνάρτηση της μεθόδου Taylor, όπου υλοποιεί το διάγραμμα ακτινοβολίας

**TaylorCaller.m** : Είναι η συνάρτηση διεπαφής του χρήστη με το πρόγραμμα που αφορά την μέθοδο Taylor

## 4.1 Έναρξη εφαρμογής

Το πρόγραμμα ξεκινάει χρησιμοποιώντας το αρχείο **main.m** στο matlab και εμφανίζεται στο command window η ακόλουθη εικόνα :

```
main
Array Design Methods Tester
Options:
Method          | key
Binomial        | 1
Dolph-Chebyshev | 2
Schelkunoff    | 3
Fourier         | 4
Woodward Lawson | 5
Taylor         | 6
Insert the key of your preferred method:Insert the key of your preferred method:
```

## Αναλυτικά

1. Στις τρεις πρώτες γραμμές εμφανίζονται επεξηγηματικά στοιχεία της εφαρμογής και συγκεκριμένα :

- Το «Array Design Methods Tester» είναι ο τίτλος της εφαρμογής
- Το «Options» είναι οι επιλογές των μεθόδων των Στοιχειοκεραιών που μπορούμε να επιλέξουμε
- Το «Method | key» εξηγεί τις μεθόδους που μπορούμε να επιλέξουμε από το 1 μέχρι το 6. Το «key» είναι οι επιλογές από 1 έως 6.

2. Η επιλογή που μπορούμε να πληκτρολογήσουμε εμφανίζονται μετά το «Insert the key of your preferred method:». Οι επιλογές που έχουμε είναι :

|                 |   |
|-----------------|---|
| Binomial        | 1 |
| Dolph-Chebyshev | 2 |
| Schelkunoff     | 3 |
| Fourier         | 4 |
| Woodward Lawson | 5 |
| Taylor          | 6 |

3. Η επιλογή που πληκτρολογούμε εμφανίζεται μετά το «Insert the key of your preferred method:».

4. Συνεχίζουμε πατώντας το «Enter»

### **4.2 Επιλογή Μεθόδου «Binomial»**

Η Binomial είναι Στοιχειοκεραία κάθετης εκπομπής (broadside), όπου τα στοιχεία έχουν ανομοιόμορφη διέγερση.

Επιλέγοντας το «key» 1 επιλέγουμε να υλοποιήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της μεθόδου «Binomial» και εμφανίζεται η παρακάτω εικόνα :

```
Printing Default Values for Binomial Response Method:
d: the distance in wavelength units

d =

    0.5000

ph0: the angle of main lobe

ph0 =

    90

N: the number of elements

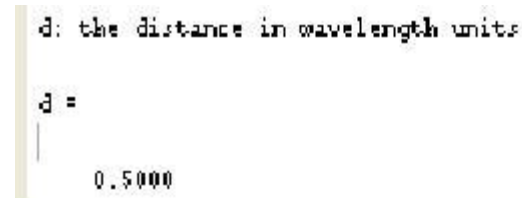
N =

    5

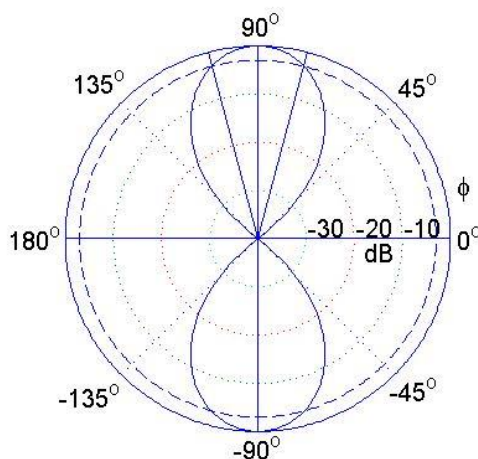
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:
```

## Αναλυτικά

1. Αρχικά εμφανίζονται οι προποθετημένες τιμές του συστήματος. Αυτό μας βοηθάει να δούμε τι στοιχεία θα δώσουμε σε περίπτωση που θέλουμε να αναλύσουμε / συγκρίνουμε το διάγραμμα το διάγραμμα ακτινοβολίας
2. Η γραμμή «Printing Default Values for Binomial Method:» εξηγεί ότι πρόκειται για προποθετημένες τιμές.
3. Το πρώτο στοιχείο είναι το « $d = 0.5000$ ». Αυτό είναι η απόσταση μεταξύ των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας και δίνεται σε σχέση με το μήκος κύματος  $\lambda$ . Δηλαδή η απόσταση μεταξύ των στοιχείων είναι 0.5 του μήκους κύματος  $\lambda$ . Πάνω από κάθε τιμή υπάρχει εξήγηση την αφορά. Στη παρακάτω εικόνα φαίνεται η εγήγηση του « $d = 0.5000$ »



4. Το δεύτερο στοιχείο είναι το « $\rho h0 = 90$ ». Αυτό είναι η γωνία σε μοίρες που θέλουμε να βρίσκεται ο κύριος λοβός.
5. Το τρίτο στοιχείο είναι το « $N = 5$ ». Αυτό είναι ο αριθμός των στοιχείων της Στοιχειοκεραίας.
6. Η τελευταία γραμμή είναι «Type '1' to play with default values or '0' to give yours:», όπου πρέπει να γίνει επιλογή «1» ή «0».
7. Επιλέγοντας «1» εμφανίζεται το διάγραμμα ακτινοβολίας για τα στοιχεία που προαναφέραμε, δηλαδή για μέθοδο Στοιχειοκεραίας Binomial με απόσταση μεταξύ των στοιχείων  $0.5 \lambda$ , γωνία κύριου λοβού  $90^\circ$  και αριθμό στοιχείων 5 :



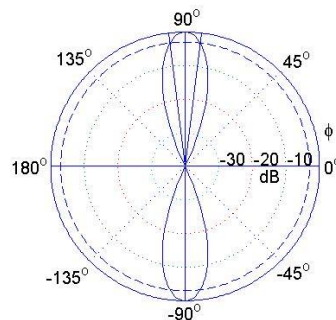
8. Επιλέγοντας «0» έχει τη δυνατότητα ο χρήστης να εισάγει δικές του τιμές. Με αυτό το τρόπο μπορεί να δει το διάγραμμα ακτινοβολίας για τα στοιχεία που τοποθετεί ή εισάγωντας και νέα στοιχεία να μπορέσει να συγκρίνει τα δύο διαγράμματα. Πάνω από κάθε τιμή και πριν την εισάγουμε υπάρχει η εξήγηση, για το τι είναι αυτή η τιμή που θα βάλουμε. Στην επόμενη φωτογραφία φαίνεται πως είναι η εξήγηση.

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
> insert d:
```

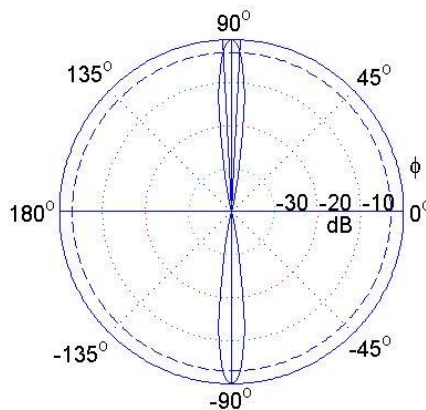
Μετά τη τοποθέτηση κάθε τιμής πατάμε «Enter». Για τη Binomial μπορούμε να τοποθετήσουμε τις ακόλουθες τιμές.

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
N: the number of elements
insert N:10
>>
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας που παράγεται είναι :



Σε περίπτωση που αλλάξουμε τον αριθμό των στοιχείων από 20 σε 100 το διάγραμμα ακτινοβολίας γίνεται :



Από αυτό παρατηρούμε ότι η δέσμη ακτινοβολίας είναι πιο στενή.

### 4.3 Επιλογή Μεθόδου Dolph-Tschebyscheff

Η Dolph-Tschebyscheff είναι και αυτή Στοιχειοκεραία κάθετης εκπομπής και διαφέρει από τη Binomial στο τρόπο της ανομοιόμορφης διέγερσης των στοιχείων.

Επιλέγοντας το «key» 2 έχουμε επιλέξει να υλοποιήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της μεθόδου «Dolph-Tschebyscheff» και εμφανίζεται η παρακάτω εικόνα :

```
Array Design Methods Tester
Options:
Method          | key
Binomial        | 1
Dolph-Chebyshev| 2
Schellumoff    | 3
Fourier         | 4
Woodward Lawson| 5
Taylor         | 6
Insert the key of your preferred method:2
```

#### Αναλυτικά

1. Η διαδικασία είναι η ίδια όπως και προηγουμένως οπότε δε χρειάζονται να ξαναδοούμε όλα τα βήματα εκτός από τα διαφορετικά σημεία. Αυτά τα σημεία είναι στις τιμές που είναι προποθετημένες γιατί είναι διαφορετικό διάγραμμα ακτινοβολίας και αντίστοιχα τα στοιχεία που ζητούνται.
2. Οι προποθετημένες τιμές γι' αυτή τη μέθοδο καθώς και το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνονται στις ακόλουθες εικόνες.

```
Printing Default Values for Dolph-Chebyshev Method:
d: the distance in wavelength units

d =

    0.5000

ph0: the angle of main lobe

ph0 =

    90

N: the number of elements

N =

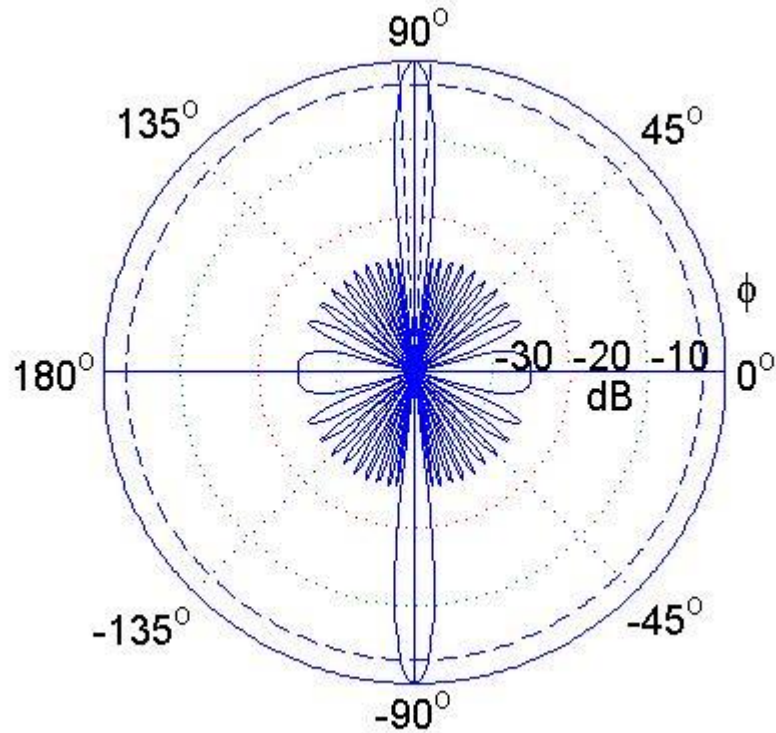
    21

R: the sidelobe level

R =

    25

Type '1' to play with default values or '0' to give yours:1
>>
```



3. Οι τιμές που υπάρχουν είναι η απόσταση σε μήκη κύματος «d», η γωνία του κύριου λοβού « $\rho_0$ » που είναι πάντα  $90^\circ$  λόγω ότι είναι κεραία κάθετης εκπομπής, ο αριθμός των στοιχείων «N» και το σχετικό επίπεδο έντασης των πλευρικών λοβών σε dB «R» σε σχέση με το κύριο λοβό.

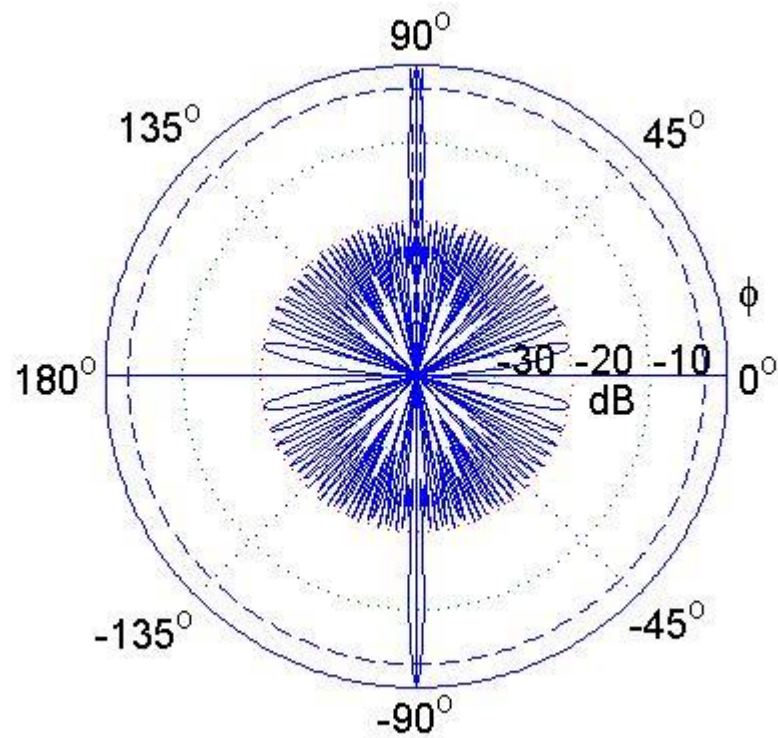
4. Οι τιμές που μπορούμε να αλλάξουμε ώστε να μελετήσουμε / συγκρίνουμε τη Στοιχειοκεραία Dolph-Tschebyscheff είναι το «d», «N» και «R».

5. Παράδειγμα 1

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
N: the number of elements
insert N:50
R: the sidelobe level
insert R:20
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :

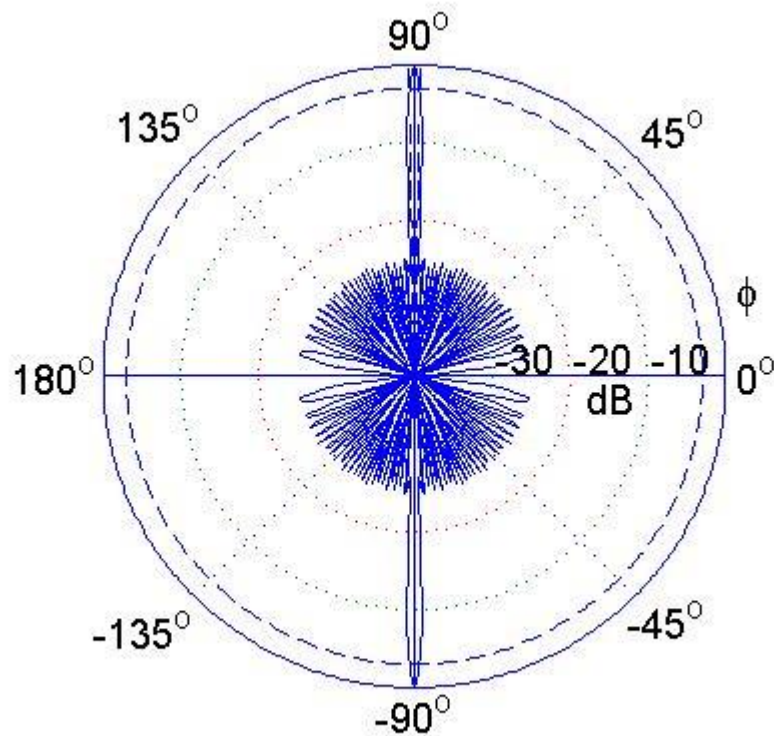


6. Παράδειγμα 2

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
N: the number of elements
insert N:50
R: the sidelobe level
insert R:25
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :



7. Παρατηρήσεις : Η παρατήρηση που προκύπτει από τα δύο παραπάνω παραδείγματα είναι η διαφοροποίηση στην ένταση των πλευρικών λοβών

#### 4.4 Επιλογή Μεθόδου Schelkunoff

Η Schelkunoff είναι Στοιχειοκεραία σε φάση όπου μπορούμε να προσδιορίσουμε τον αριθμό των μηδέν, σημεία που μηδενίζεται η ισχύς.

Επιλέγοντας το «key» 3 έχουμε επιλέξει να υλοποιήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της μεθόδου «Schelkunoff» και εμφανίζεται η παρακάτω εικόνα :

```
Array Design Methods Tester
Options:
Method          | key
Binomial        | 1
Dolph-Chebyshev | 2
Schelkunoff    | 3
Fourier         | 4
Woodward Lawson | 5
Taylor          | 6
Insert the key of your preferred method: 3
```

#### Αναλυτικά

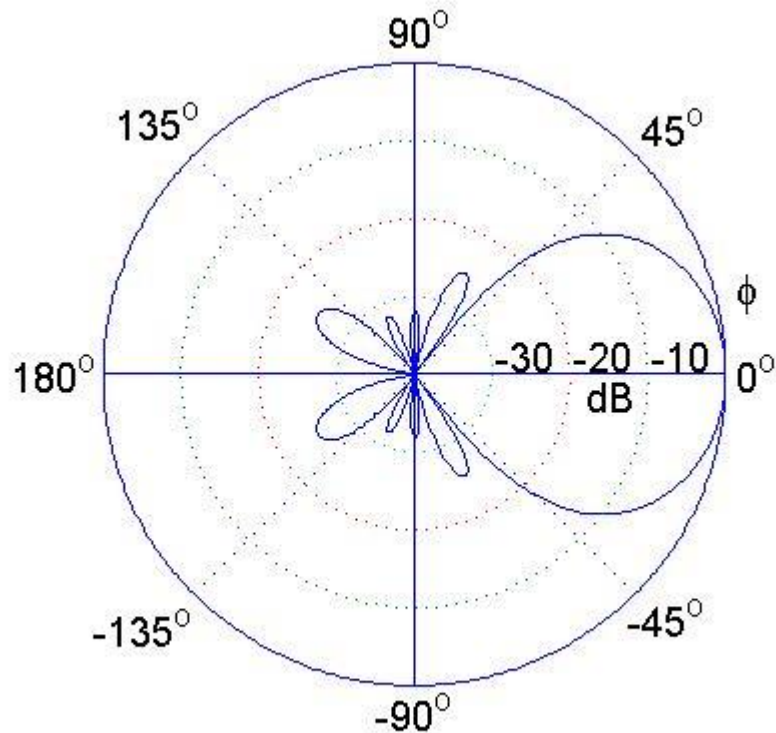
1. Η διαδικασία είναι η ίδια όπως και προηγουμένως οπότε δε χρειάζονται να ξαναδούμε όλα τα βήματα εκτός από τα διαφορετικά σημεία. Αυτά τα σημεία είναι



στις τιμές που είναι προποθετημένες γιατί είναι διαφορετικό διάγραμμα ακτινοβολίας και αντίστοιχα τα στοιχεία που ζητούνται.

2. Οι προποθετημένες τιμές γι' αυτή τη μέθοδο καθώς και το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνονται στις ακόλουθες εικόνες.

```
Printing Default Values for Schelkunoff Method:  
d: the distance in wavelength units  
  
d =  
  
0.2500  
  
M: the number of zeros  
  
M =  
  
5  
  
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:  
>>
```



3. Οι τιμές που υπάρχουν είναι η απόσταση σε μήκη κύματος «d» και ο αριθμός των μηδέν «M».

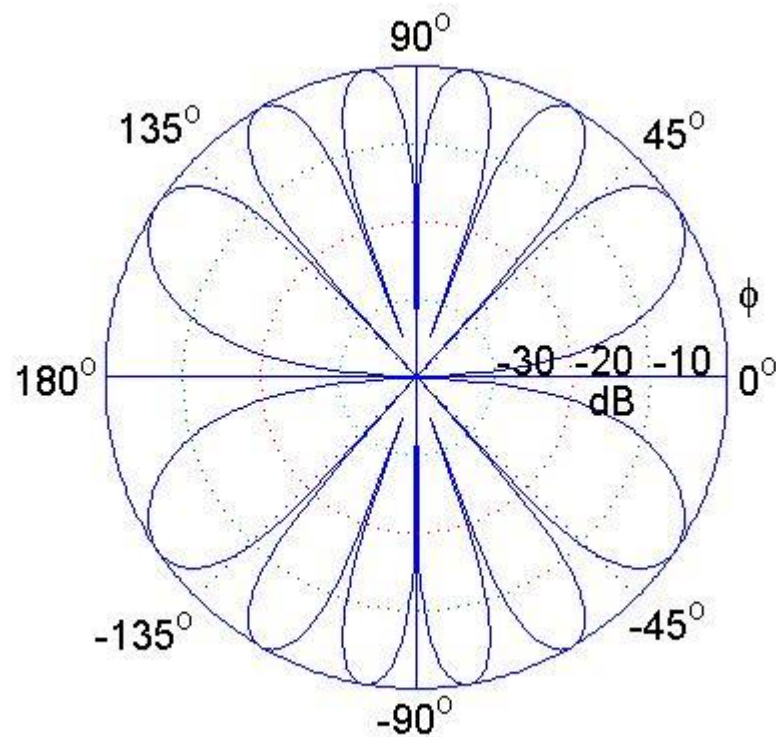
4. Οι τιμές που μπορούμε να αλλάξουμε ώστε να μελετήσουμε / συγκρίνουμε τη Στοιχειοκεραία Schelkunoff είναι το «d» και «M».

## 5. Παράδειγμα 1

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
M: the number of zeros
insert M:6
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :

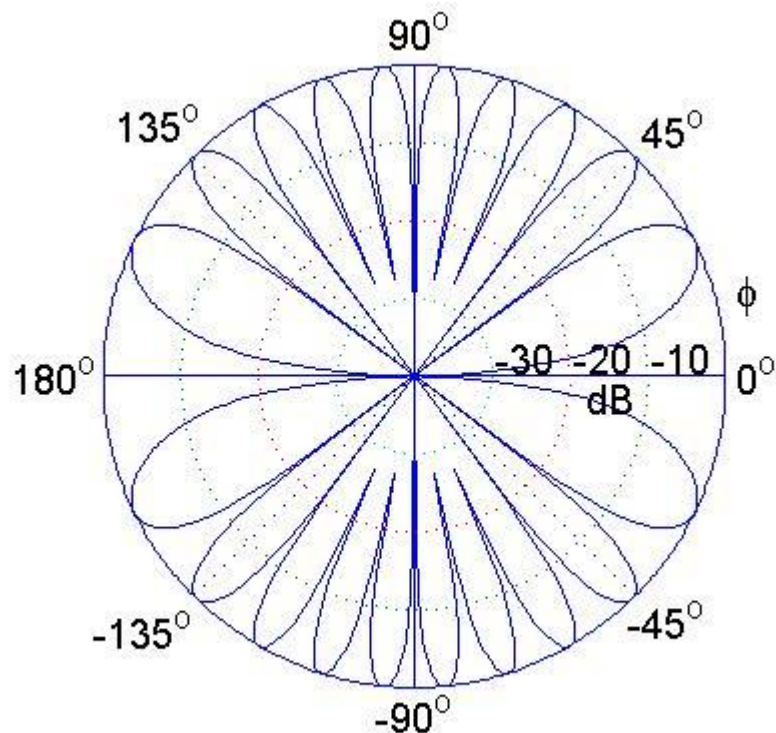


## 6. Παράδειγμα 2

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
M: the number of zeros
insert M:10
..
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :



7. Παρατηρήσεις : Η παρατήρηση που προκύπτει από τα δύο παραπάνω παραδείγματα είναι η διαφοροποίηση στην αριθμό των μηδέν και κατ' επέκταση σε όλο το διάγραμμα ακτινοβολίας.

#### 4.5 Επιλογή Μεθόδου Fourier

Η Fourier είναι Στοιχειοκεραία σε φάση όπου μπορούμε να προσδιορίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας .

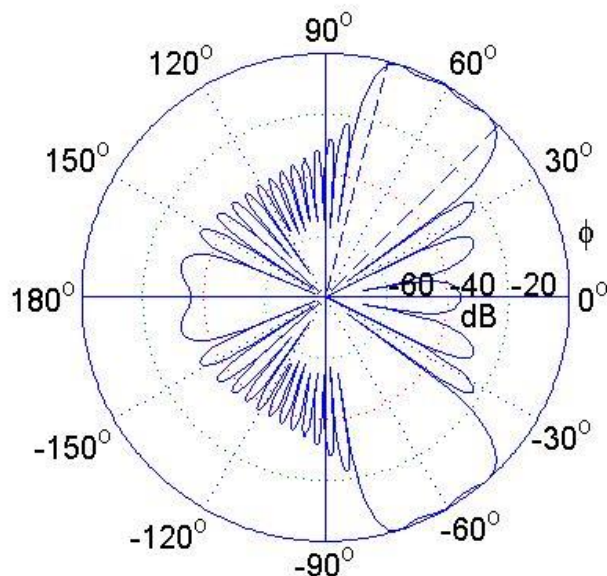
Επιλέγοντας το «key» 4 έχουμε επιλέξει να υλοποιήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της μεθόδου «Fourier» και εμφανίζεται η παρακάτω εικόνα :

```
Array Design Methods Tester
Options:
Method          | key
Binomial        | 1
Dolph-Chebyshev | 2
Schelkunoff    | 3
Fourier         | 4
Woodward Lawson | 5
Taylor         | 6
Insert the key of your preferred method:4
```

## Αναλυτικά

1. Η διαδικασία είναι η ίδια όπως και προηγουμένως οπότε δε χρειάζονται να ξαναδούμε όλα τα βήματα εκτός από τα διαφορετικά σημεία. Αυτά τα σημεία είναι στις τιμές που είναι προποθετημένες γιατί είναι διαφορετικό διάγραμμα ακτινοβολίας και αντίστοιχα τα στοιχεία που ζητούνται.
2. Οι προποθετημένες τιμές γι' αυτή τη μέθοδο καθώς και το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνονται στις ακόλουθες εικόνες.

```
Printing Default Values for Fourier Method:  
d: the distance in wavelength units  
  
d =  
  
0.5000  
  
phl: the lower angle of main lobe  
  
phl =  
  
45  
  
ph2: the upper angle of main lobe  
  
ph2 =  
  
75  
  
N: the number of elements  
  
N =  
  
21  
  
Δ: sidelobe attenuation  
  
Δ =  
  
20
```



3. Οι τιμές που υπάρχουν είναι η απόσταση σε μήκη κύματος «d», η κάτω γωνία του κύριου λοβού «ph1», η πάνω γωνία του κύριου λοβού «ph2», ο αριθμός των στοιχείων «N» και το επίπεδο όπου ξεκινάει η μείωση της έντασης των πλευρικών λοβών «A».

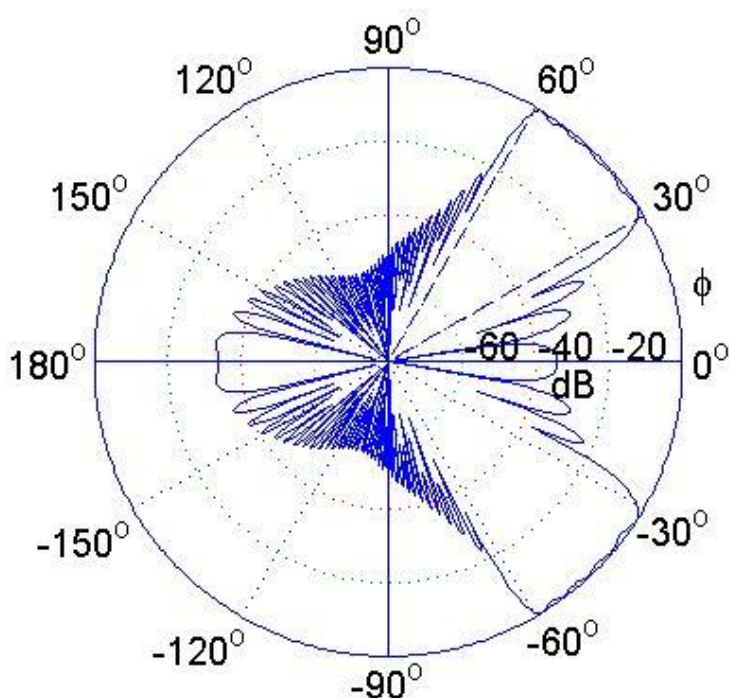
4. Οι τιμές που μπορούμε να αλλάξουμε ώστε να μελετήσουμε / συγκρίνουμε τη Στοιχειοκεραία A είναι το «d», «ph1», «ph2» «N» και «A»

5. Παράδειγμα 1

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
ph1: the lower angle of main lobe
insert ph1:30
ph2: the upper angle of main lobe
insert ph2:60
N: the number of elements
insert N:50
A: sidelobe attenuation
insert A:20
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :

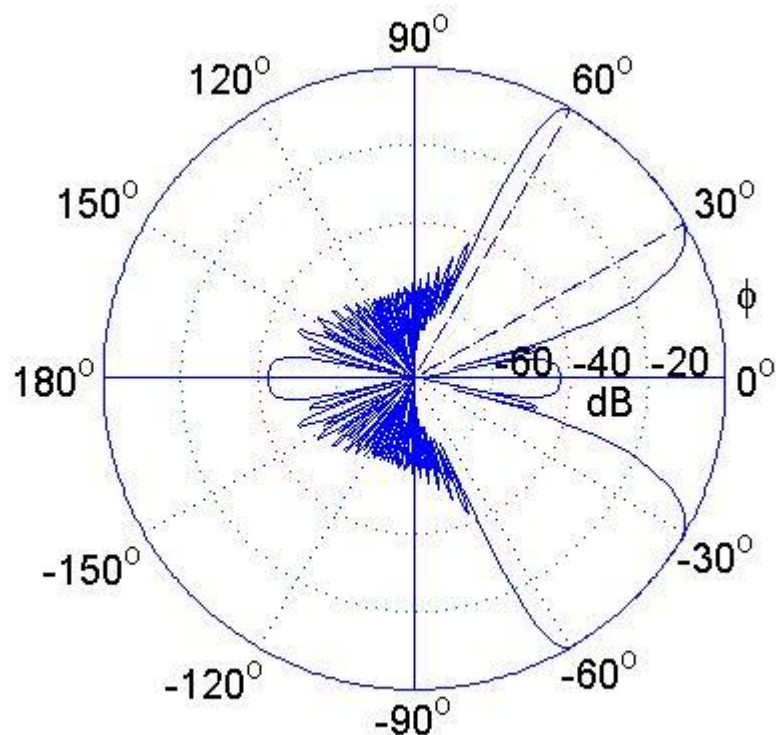


## 6. Παράδειγμα 2

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
ph1: the lower angle of main lobe
insert ph1:30
ph2: the upper angle of main lobe
insert ph2:60
N: the number of elements
insert N:50
A: sidelobe attenuation
insert A:40
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :



7. Παρατηρήσεις : Η παρατήρηση που προκύπτει από τα δύο παραπάνω παραδείγματα είναι η μείωση στους πλευρικού λοβούς από  $20$  σε  $40$  dB και κατ' επέκταση η διαφοροποίηση σε όλο το διάγραμμα ακτινοβολίας.

## 4.6 Επιλογή Μεθόδου WoodwardLawson

Η WoodwardLawson είναι Στοιχειοκεραία σε φάση όπου μπορούμε να προσδιορίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας.

Επιλέγοντας το «key» 5 έχουμε επιλέξει να υλοποιήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της μεθόδου «WoodwardLawson» και εμφανίζεται η παρακάτω εικόνα :

```
Array Design Methods Tester
Options:
Method          | key
Binomial        | 1
Dolph-Chebyshev | 2
Schellkumoff    | 3
Fourier         | 4
Woodward Lawson | 5
Taylor          | 6
Insert the key of your preferred method:5
```

### Αναλυτικά

1. Η διαδικασία είναι η ίδια όπως και προηγουμένως οπότε δε χρειάζονται να ξαναδούμε όλα τα βήματα εκτός από τα διαφορετικά σημεία. Αυτά τα σημεία είναι στις τιμές που είναι προποθετημένες γιατί είναι διαφορετικό διάγραμμα ακτινοβολίας και αντίστοιχα τα στοιχεία που ζητούνται.
2. Οι προποθετημένες τιμές γι' αυτή τη μέθοδο καθώς και το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνονται στις ακόλουθες εικόνες.

```
Printing Default Values for Woodward Lawson Method:
d: the distance in wavelength units

d =

    0.5000

phL: the lower angle of main lobe

phL =

    45

phU: the upper angle of main lobe

phU =

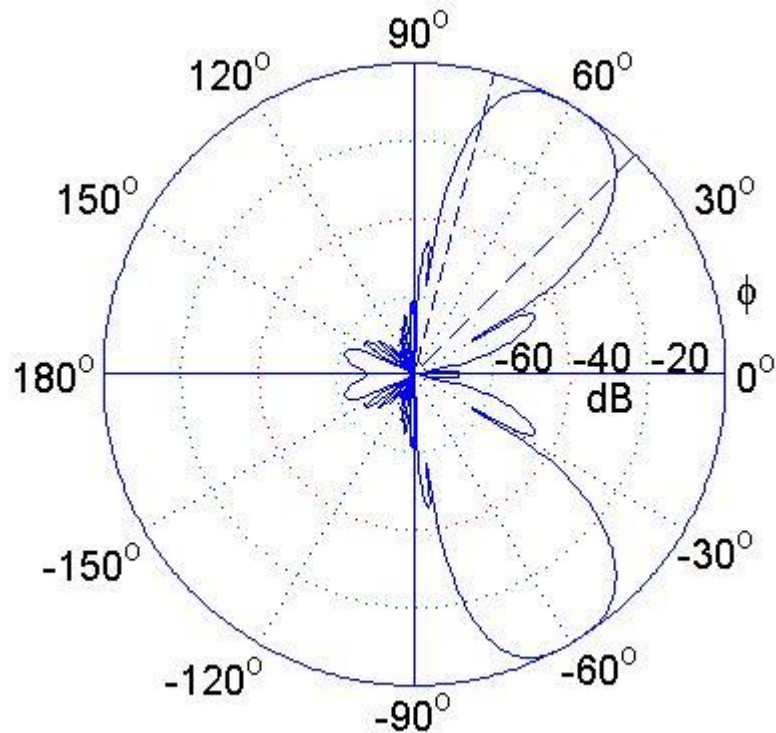
    75

N: the number of elements

N =

    20

Type '1' to play with default values or '0' to give yours:1
..
```



3. Οι τιμές που υπάρχουν είναι η απόσταση σε μήκη κύματος «d», η κάτω γωνία του κύριου λοβού « $\phi_1$ », η πάνω γωνία του κύριου λοβού « $\phi_2$ » και ο αριθμός των στοιχείων «N».

4. Οι τιμές που μπορούμε να αλλάξουμε ώστε να μελετήσουμε / συγκρίνουμε τη Στοιχειοκεραία A είναι το «d», « $\phi_1$ », « $\phi_2$ » και «N»

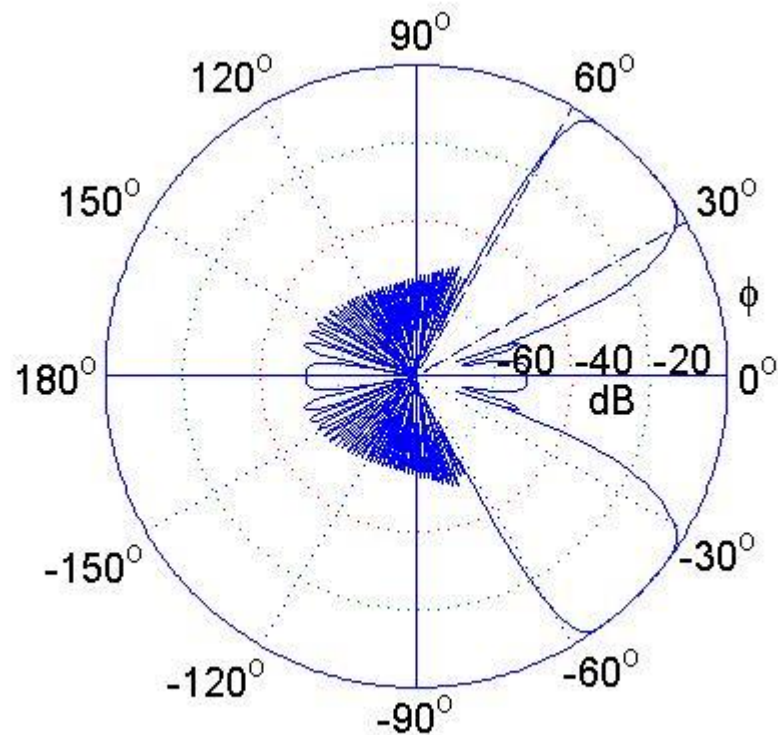
5. Παράδειγμα 1

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
phi1: the lower angle of main lobe
insert phi1:30
phi2: the upper angle of main lobe
insert phi2:60
N: the number of elements
insert N:50
..
```



Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :

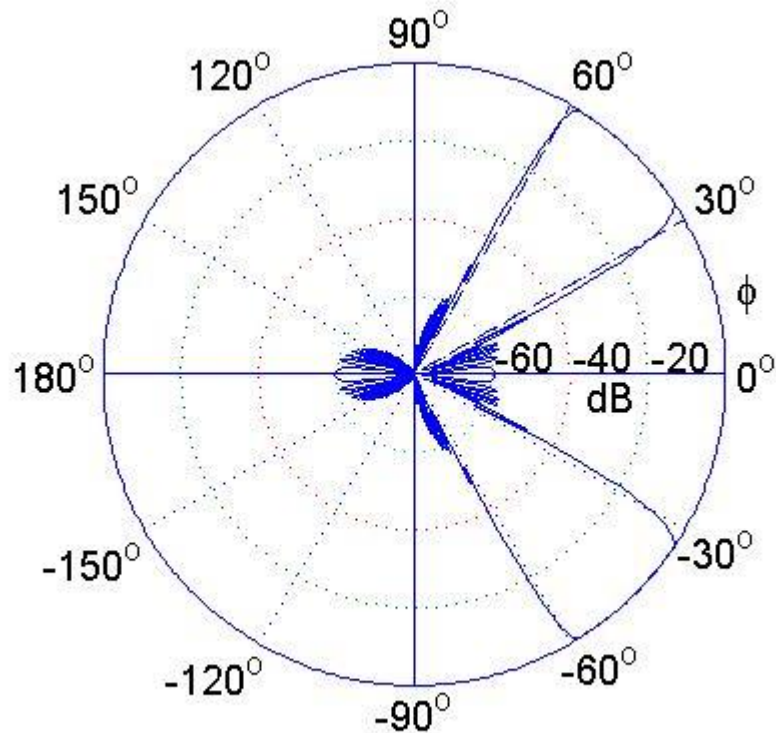


## 6. Παράδειγμα 2

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
ph1: the lower angle of main lobe
insert ph1:30
ph2: the upper angle of main lobe
insert ph2:60
N: the number of elements
insert N:100
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :



7. Παρατηρήσεις : Η παρατήρηση που προκύπτει από τα δύο παραπάνω παραδείγματα είναι η μείωση στους πλευρικούς λοβούς της έντασης, η βελτίωση της κατευθυντικότητας του κύριου λοβού και κατ' επέκταση η διαφοροποίηση σε όλο το διάγραμμα ακτινοβολίας.

#### 4.7 Επιλογή Μεθόδου Taylor

Η Taylor είναι Στοιχειοκεραία σε φάση όπου μπορούμε να προσδιορίσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας. με το βέλτιστο αποτέλεσμα όσον αφορά το εύρος δέσμης σε σχέση με του πλευρικού λοβούς.

Επιλέγοντας το «key» 6 έχουμε επιλέξει να υλοποιήσουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της μεθόδου «Taylor» και εμφανίζεται η παρακάτω εικόνα :

```

Array Design Methods Tester
Options:
Method          | key
Binomial        | 1
Dolph-Chebyshev | 2
Schelkunoff    | 3
Fourier         | 4
Woodward Lawson | 5
Taylor          | 6
Insert the key of your preferred method:6
    
```

## Αναλυτικά

1. Η διαδικασία είναι η ίδια όπως και προηγουμένως οπότε δε χρειάζονται να ξαναδούμε όλα τα βήματα εκτός από τα διαφορετικά σημεία. Αυτά τα σημεία είναι στις τιμές που είναι προποθετημένες γιατί είναι διαφορετικό διάγραμμα ακτινοβολίας και αντίστοιχα τα στοιχεία που ζητούνται.
2. Οι προποθετημένες τιμές γι' αυτή τη μέθοδο καθώς και το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνονται στις ακόλουθες εικόνες.

```
Printing Default Values for Taylor Method:
d: the distance in wavelength units

d =
    0.5000

ph0: the angle of main lobe

ph0 =
    90

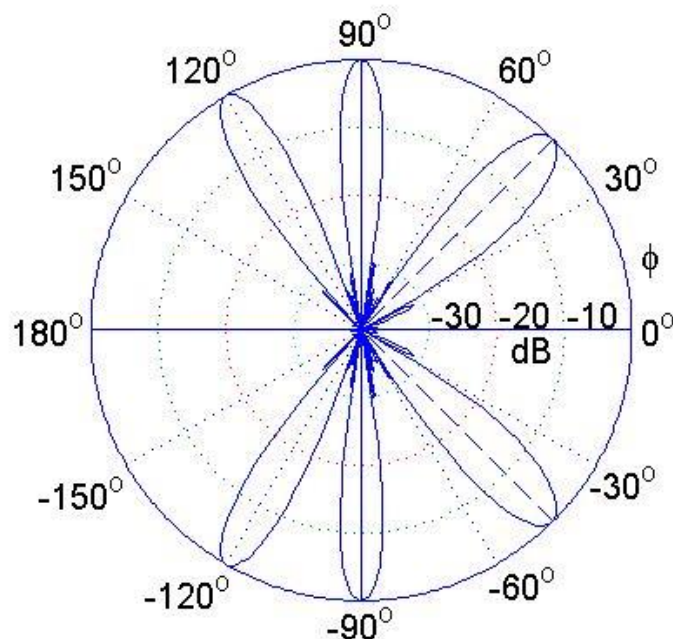
N: the number of elements

N =
    21

R: the sidelobe attenuation

R =
    30

Type '1' to play with default values or '0' to give yours:1
^^
```



3. Οι τιμές που υπάρχουν είναι η απόσταση σε μήκη κύματος «d», η γωνία του κύριου λοβού « $\rho h0$ », ο αριθμός των στοιχείων «N» και το σχετικό επίπεδο έντασης των πλευρικών λοβών σε dB σε σχέση με το κύριο λοβό.

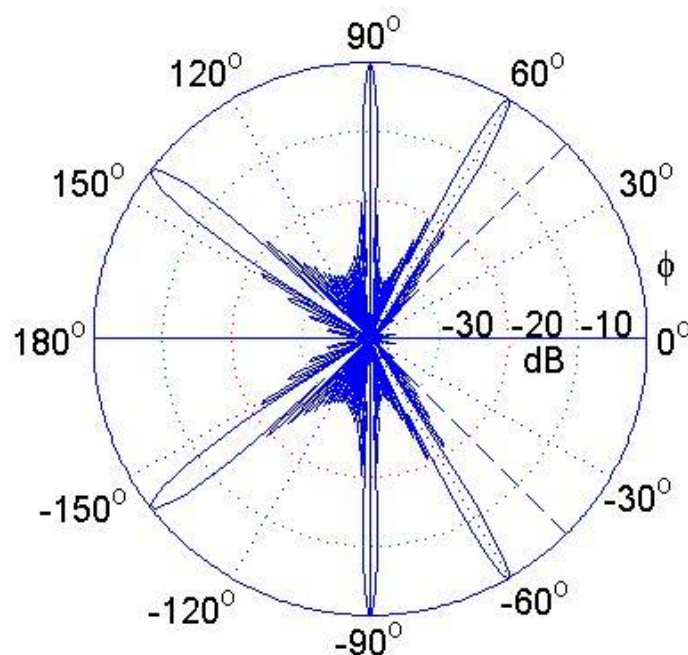
4. Οι τιμές που μπορούμε να αλλάξουμε ώστε να μελετήσουμε / συγκρίνουμε τη Στοιχειοκεραία A είναι το «d», « $\rho h0$ », «N» και «R»

5. Παράδειγμα 1

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
 $\rho h0$ : the angle of main lobe
insert  $\rho h0$ :60
N: the number of elements
insert N:50
R: the sidelobe attenuation
insert R:20
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :

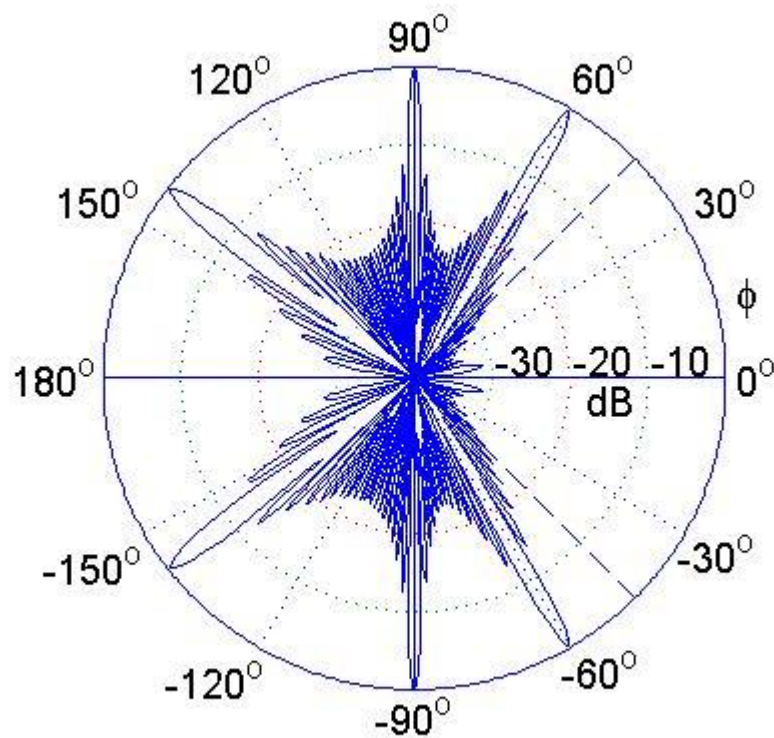


## 6. Παράδειγμα 2

Οι τιμές που τοποθετούμε φαίνονται στην ακόλουθη εικόνα :

```
Type '1' to play with default values or '0' to give yours:0
d: the distance in wavelength units
insert d:0.5
pk0: the angle of main lobe
insert pk0:60
N: the number of elements
insert N:50
R: the sidelobe attenuation
insert R:10
^^
```

Το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα :



7. Παρατηρήσεις : Η παρατήρηση που προκύπτει από τα δύο παραπάνω παραδείγματα είναι η διαφοροποίηση στην ένταση των πλευρικών από 20 σε 10 dB και κατ' επέκταση η διαφοροποίηση σε όλο το διάγραμμα ακτινοβολίας.

## **ΑΝΑΦΟΡΕΣ**

[1] Robert J. Mailoux, Phased Array Handbook (Second Edition), 2005 ARTECH HOUSE ,INC

[2] ARUN K. BHATTACHARYYA, Phased array antennas: floquet analysis, synthesis, BFNs, and active array systems, Copyright © 2006 by John Wiley & Sons, Inc.

[3] Robert C. Hansen, Phased Array Antennas, Copyright © 1998 by John Wiley & Sons, Inc.

[4] Constantine A. Balanis, ANTENNA THEORY ANALYSIS AND DESIGN(THIRD EDITION),Copyright © 2005 by John Wiley & Sons, Inc.

[5] Lars Josefsson-Patrik Persson, CONFORMAL ARRAY ANTENNA THEORY AND DESIGN, Copyright © 2006 by the Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc, Published by John Wiley & Sons, Inc.

[6] S. J. Orfanidis, Electromagnetic Waves & Antennas, Copyright ©1996-2013 by Sophocles J. Orfanidis, All Rights Reserved. The book currently exists only in online form through the web page [www.ece.rutgers.edu/~orfanidi/ewa](http://www.ece.rutgers.edu/~orfanidi/ewa).

[7] William A. Imbriale, Steven Gao, Luigi Boccia, Space antenna handbook/editors, Copyright © 2012 John Wiley & Sons, Ltd