

### 7.1. OGÓLNE WŁAŚCIWOŚCI ANTEN SOCZEWKOWYCH I ICH ZASTOSOWANIE

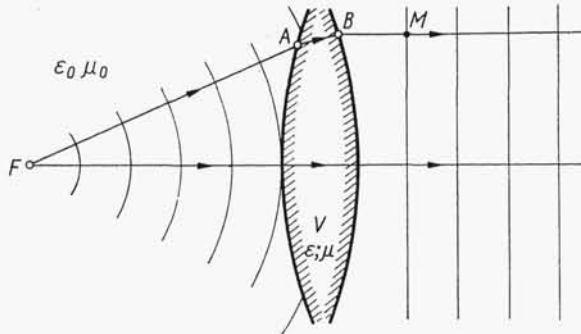
*Antena soczewkowa* składa się z soczewki i źródła oświetlającego. Zasada działania soczewki mikrofalowej, podobnie jak soczewki optycznej, polega na tym, że soczewka, przez którą przechodzi promieniowanie, przedstawia ośrodek o współczynniku załamania różnym od jedności. Specyfika rodzajowa anten soczewkowych polega głównie na różnicach w konstrukcji soczewki i we współczynniku załamania ośrodka, z którego wykonano soczewkę. Ze względu na stosunkowo dużą długość fali w porównaniu z zakresem optycznym, ośrodek załamujący może być niejednorodny i może być na przykład utworzony z oddzielnych elementów. Taki ośrodek w odróżnieniu od dielektryków naturalnych będziemy nazywali *dielektrykiem sztucznym*. Prędkość fazowa fali w dielektryku sztucznym może być, zależnie od jego budowy, zarówno mniejsza jak i większa do prędkości światła w próżni; współczynnik załamania może więc przyjmować wartości większe i mniejsze od jedności. Soczewki wykonane z dielektryka sztucznego mogą więc być zarówno *soczewkami opóźniającymi* jak i *przyspieszającymi*.

Jedną z możliwości zastosowania anten soczewkowych jest korekcja rozkładu fazy w aperturze anten tubowych. Ważnym zastosowaniem anten soczewkowych są układy z przemiataniem wiązki. Zadanie przemiatania wiązki mikrofalowej w szerokim zakresie kątowym za pomocą przesuwania źródła oświetlającego odpowiada w optyce zagadnieniu uzyskania nieznieskształconego obrazu i może być stosunkowo łatwo rozwiązane przy zastosowaniu anten soczewkowych.

### 7.2. SOCZEWKI TYPU OPTYCZNEGO

Rozmiary anten soczewkowych z reguły wielokrotnie przewyższają długość fali, do ich analizy możemy więc zastosować metodę optyki geometrycznej, charakteryzującą się dużą prostotą. Należy jednak podkreślić, że rezultaty uzyskane metodą optyki geometrycznej mają charakter przybliżony i nie wyjaśniają wszystkich zjawisk zachodzących w antenie. Dokładniejsze rezultaty można uzyskać stosując teorię falową.

Niech w punkcie  $F$  (rys. 7-1), który nazywamy *ogniskiem soczewki*, znajduje się źródło fali kulistej. Fala rozchodzi się początkowo w swobodnej przestrzeni o parametrach  $\mu_0, \epsilon_0$ , a następnie trafia na obszar  $V$  o parametrach  $\mu, \epsilon$ . Obszar  $V$  ma symetrię obrotową względem osi, na której leży źródło. Zbadamy, jakie warunki musi spełniać obszar  $V$ , aby fala kulista wychodząca ze źródła w punkcie  $F$  uległa przekształceniu w falę płaską po przejściu obszaru  $V$ . Obierzmy punkt  $M$  na dowolnej powierzchni falowej za obszarem  $V$ . W celu zapewnienia współfazowości pola na



Rys. 7-1. Przekształcenie fali kulistej w falę płaską za pomocą soczewki

tej powierzchni długość drogi optycznej od punktu  $F$  do punktu  $M$  musi być stała niezależnie od położenia punktu  $M$ . Warunek ten zapiszemy w postaci

$$l_0 + nl = \text{const} \quad (7-1)$$

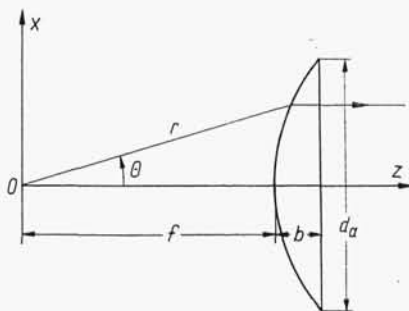
przy czym:

$l_0 = FA + BM$  – długość drogi w swobodnej przestrzeni;

$l = AB$  – długość drogi w obszarze soczewki;

$n$  – współczynnik załamania ośrodka, z którego wykonano soczewkę.

Długość drogi w soczewce możemy wyznaczyć korzystając z prawa Snelliusa. Ograniczymy się tu do rozważenia szczególnego przypadku soczewki z płaską stroną aperturową (rys. 7-2). W tym przypadku promienie w obszarze soczewki są równole-



Rys. 7-2. Soczewka z płaską stroną aperturową

gle do jej osi. Przyjmując sferyczny układ współrzędnych z początkiem w punkcie  $F$  warunek (7-1) możemy zapisać w postaci

$$r + n(f + b - r \cos \Theta) = f + nb \quad (7-2)$$

przy czym:

$f$  — długość ogniskowej;

$b$  — grubość soczewki.

Rozwiązując zależność (7-2) względem  $r$  znajdujemy równanie powierzchni granicznej

$$r = f \frac{n-1}{n \cos \Theta - 1} \quad (7-3)$$

Jest to równanie hiperboloidy obrotowej.

Oznaczając średnicę soczewki przez  $d_a$  z równania (7-3) otrzymujemy następujące równanie wiążące rozmiary soczewki  $d_a$  i  $b$ , długość ogniskowej  $f$  i współczynnik załamania  $n$

$$2fb(n-1) + b^2(n^2-1) = \left(\frac{d_a}{2}\right)^2 \quad (7-4)$$

Określimy teraz rozkład pola w aperturze soczewki. Założymy przy tym, że fala padająca jest spolaryzowana liniowo i że charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego ma symetrię obrotową. Wprowadźmy nową zmienną  $\varrho = r \sin \Theta$ , będącą współrzędną promieniową w płaszczyźnie apertury. Moc przechodząca przez pierścień leżący w płaszczyźnie apertury o szerokości  $d\varrho$  i promieniu  $\varrho$  wyraża się zależnością

$$P = \frac{1}{2} g^2(\varrho) 2\pi \varrho d\varrho \quad (7-5)$$

przy czym  $g(\varrho)$  — funkcja określająca rozkład pola w aperturze.

Moc ta musi być oczywiście równa mocy promieniowanej przez źródło oświetlające w kącie bryłowym  $2\pi \sin \Theta d\Theta$

$$P = \frac{1}{2} F^2(\Theta) 2\pi \sin \Theta d\Theta \quad (7-6)$$

przy czym  $F(\Theta)$  — charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego.

Przyrównując zależności (7-6) i (7-5) otrzymujemy

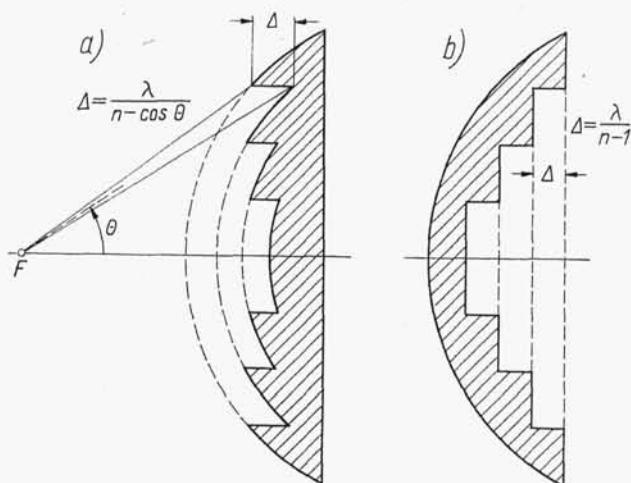
$$g^2(\varrho) = \frac{\sin \Theta}{\varrho \frac{d\varrho}{d\Theta}} F^2(\Theta) \quad (7-7)$$

Stąd po obliczeniu pochodnej  $d\varrho/d\Theta$  znajdujemy wyrażenie na rozkład pola w aperturze

$$g(\varrho) = \frac{F(\Theta)}{f(n-1)} \sqrt{\frac{(n \cos \Theta - 1)^3}{n - \cos \Theta}} \quad (7-8)$$

Z wyrażenia (7-8) wynika, że przy stosowaniu konwencjonalnych źródeł oświetlających nie jest możliwe zapewnienie równomiernego rozkładu pola w aperturze soczewki. Charakterystyka promieniowania źródła oświetlającego musiałaby bowiem mieć minimum przy  $\theta = 0$  i dość szybko wzrastać ze wzrostem kąta  $\theta$  aż do brzegów apertury ( $\theta = \theta_0$ ). Zapewnienie równomiernego rozkładu pola w aperturze wymaga stosowania źródeł oświetlających o specyficznej konstrukcji.

Fala padająca na soczewkę ulega częściowemu odbiciu oraz doznaje tłumienia przechodząc przez obszar soczewki. Oba te zjawiska powodują zmniejszenie zysku energetycznego anteny i pogorszenie jej charakterystyki promieniowania, ponadto



Rys. 7-3. Soczewki strefowane: a) od strony źródła oświetlającego; b) od strony apertury

wzrasta WFS w torze zasilającym źródło oświetlające. Maksymalną wartość współczynnika odbicia można oszacować na podstawie wzorów dla fali padającej normalnie na płaską granicę powietrze-dielektryk. Mamy wówczas

$$\varrho = \frac{1-n}{1+n} \quad (7-9)$$

Jednym ze sposobów zmniejszenia odbicia od powierzchni soczewki jest pokrycie tej powierzchni warstwą dielektryka o grubości  $\lambda/4$  i współczynnikiem załamania równym w przybliżeniu  $\sqrt{n}$ .

Soczewki o dużej aperturze i kształcie określonym wzorem (7-3) charakteryzują się dużym ciężarem oraz znacznym tłumieniem przechodzącej przez nie fali. W celu zmniejszenia tych wad stosuje się tzw. *soczewki strefowane*. Soczewkę strefowaną uzyskuje się z soczewki litej przez usunięcie części materiału w ten sposób, aby różnica dróg optycznych przechodzących przez różne strefy była równa całkowitej wielokrotności długości fali. W ten sposób zapewnia się współfazowość pola w aperturze. Strefowanie można wykonać bądź od strony źródła oświetlającego (rys. 7-3a), bądź

od strony apertury (rys. 7-3b). Soczewka strefowana przedstawiona na rys. 7-3b ma korzystniejsze właściwości elektryczne, bowiem powstałe wskutek strefowania stopnie nie powodują ani zacinania apertury, ani rozpraszania energii. W soczewce przedstawionej na rys. 7-3a występuje rozpraszanie energii na stopniach, jej konstrukcja jest jednak korzystniejsza ze względów mechanicznych. Jeśli minimalna grubość soczewki dopuszczalna ze względów mechanicznych jest równa  $b_{min}$ , to grubość maksymalna jest w przybliżeniu równa  $b_{min} + \lambda/(n-1)$ .

Tłumienie wprowadzane przez soczewkę można oszacować w następujący sposób. Tłumienie wprowadzane przez jednorodny dielektryk o współczynniku załamania  $n$  i kącie stratności  $\delta$  jest równe (w dB/m)

$$\alpha = \frac{27,3n \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \quad (7-10)$$

Grubość soczewki strefowanej z rys. 7-3a jest w przybliżeniu równa  $\lambda/(n-1)$ , więc tłumienie (w dB) wnoszone przez soczewkę jest równe  $27,3 \frac{n}{n-1} \operatorname{tg} \delta$ .

Oprócz soczewek o symetrii obrotowej oświetlanych przez źródła punktowe stosuje się również soczewki cylindryczne oświetlane przez źródła liniowe. Równanie przekroju poprzecznego soczewek cylindrycznych jest takie samo jak dla soczewek o symetrii obrotowej.

### 7.3. DIELEKTRYKI SZTUCZNE ZE WSPÓŁCZYNNIKIEM ZAŁAMANIA WIĘKSZYM OD JEDNOŚCI

W technice antenowej do budowy soczewek opóźniających stosuje się często dielektryki sztuczne o współczynniku załamania większym od jedności. Tego typu dielektryk uzyskuje się przez umieszczenie elementów przewodzących w ośrodku o współczynniku załamania bliskim jedności (np. w styropianie). Rozmiary tych elementów a także odległości między nimi powinny być małe w stosunku do długości fali (ok.  $\lambda/10$ ). Najczęściej stosuje się elementy przewodzące w postaci kulek, dysków, kwadratów lub pasków umieszczonych równolegle do wektora pola magnetycznego (rys. 7-4). Dielektryki sztuczne są na ogół anizotropowe, jedynie w przypadku symetrycznych i symetrycznie rozmieszczonych elementów (kulki) udaje się uzyskać ośrodek izotropowy.

Parametry elektryczne dielektryka sztucznego można oszacować wychodząc na przykład z pojęcia polaryzacji. Rozpatrzmy dielektryk utworzony przez równomiernie rozmieszczone w próżni doskonale przewodzące metalowe kulki o promieniu  $a$ . Moment elektryczny pojedynczej kulki umieszczonej w równoległym polu elektrycznym  $E$  w próżni (bez uwzględnienia oddziaływania sąsiednich kulek) wyraża się wzorem

$$p = 4\pi\epsilon_0 a^3 E \quad (7-11)$$