

dynczego przewodnika z falą biejącą nie jest dogodny do praktycznych zastosowań. Dlatego też przewodnik z falą biejącą na ogół nie jest wykorzystywany jako samodzielna antena, ale wchodzi w skład bardziej skomplikowanych anten.

Moc promieniowaną przez przewodnik z falą biejącą znajdziemy całkując wektor Poyntinga po powierzchni kuli o dostatecznie dużym promieniu

$$P_{pr} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{|E_\theta|^2}{\zeta_0} r^2 \sin \Theta d\Theta d\Phi \quad (5-8)$$

Podstawiając na E_θ wyrażenie (5-3) i wykonując całkowanie otrzymujemy

$$P_{pr} = 30I_0^2 \left[\text{Cin}(2k_0 l) + \frac{\sin(2k_0 l)}{2k_0 l} - 1 \right] \quad (5-9)$$

Założmy, że moc ta wydziela się w hipotetycznej rezystancji promieniowania

$$P_{pr} = \frac{1}{2} I_0^2 R_{pr} \quad (5-10)$$

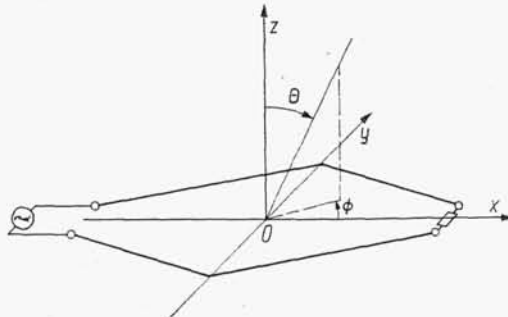
Porównując zależności (5-9) i (5-10) wyznaczamy rezystancję promieniowania przewodnika z falą biejącą

$$R_{pr} = 60 \left[\text{Cin}(2k_0 l) + \frac{\sin(2k_0 l)}{2k_0 l} - 1 \right] \quad (5-11)$$

5.2. ANTENA ROMBOWA

5.2.1. Charakterystyka promieniowania

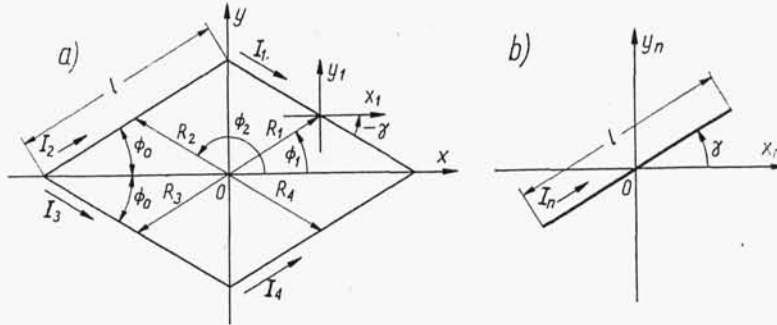
Przykładem praktycznego wykorzystania przewodników z falą biejącą może być antena rombowa. Tworzą ją cztery jednakowe, prostoliniowe przewodniki ułożone w kształcie rombu (rys. 5-3). Z jednej strony przewodniki te są dołączone do generatora, z drugiej — obciążone rezystancją o wartości zapewniającej wystąpienie fali biejącej.



Rys. 5-3. Antena rombowa

Pole wytwarzane przez antenę rombowa w obszarze promieniowania określimy korzystając z zasady superpozycji opisanej w p. 2.1.7. Każdy z przewodników będziemy traktowali jako oddzielne źródło promieniowania (rys. 5-4). Przy pominięciu tłumienia rozkład prądu wzdłuż przewodnika możemy przedstawić w postaci

$$I_n(l') = I_0(I_x \cos \gamma_n + I_y \sin \gamma_n) e^{j(\varphi_n - k_0 l')} \quad (5-12)$$



Rys. 5-4. Układ przewodników w antenie rombowej (a) oraz jeden z przewodników traktowany jako oddzielne źródło promieniowania (b)

przy czym φ_n jest fazą prądu w środku przewodnika. Przewodnik taki wytwarza obie składowe wektora pola elektrycznego. Stosownie do zależności (2-41) mamy więc:

$$\begin{aligned} f_{1n} &= \int_{-l/2}^{l/2} I_n \cdot I_\Theta e^{jk_0 r'_n \cdot I_{r0}} dl' = \\ &= \frac{2I_0 \cos \Theta \cos(\Phi - \gamma_n) \sin \left\{ \frac{k_0 l}{2} [1 - \sin \Theta \cos(\Phi - \gamma_n)] \right\}}{k_0 [1 - \sin \Theta \cos(\Phi - \gamma_n)]} e^{j\varphi_n} \end{aligned} \quad (5-13)$$

$$\begin{aligned} f_{2n} &= \int_{-l/2}^{l/2} I_n \cdot I_\Phi e^{jk_0 r'_n \cdot I_{r0}} dl' = \\ &= \frac{-2I_0 \sin(\Phi - \gamma_n) \sin \left\{ \frac{k_0 l}{2} [1 - \sin \Theta \cos(\Phi - \gamma_n)] \right\}}{k_0 [1 - \sin \Theta \cos(\Phi - \gamma_n)]} e^{j\varphi_n} \end{aligned} \quad (5-14)$$

Natomiast wektor R_n określający położenie środka n -tego wtórnego układu współrzędnych wyraża się zależnością

$$R_n = \frac{l}{2} (I_x \cos \Phi_n + I_y \sin \Phi_n) \quad (5-15)$$

Wartości parametrów Φ_n , γ_n i φ_n dla poszczególnych przewodników tworzących antenę rombowa podano w tabl. 5-1. Przy określaniu fazy prądów w środkowych punktach przewodników uwzględniono opóźnienie, jakiego doznaje prąd płynący

wzdłuż przewodników, oraz różnicę kierunków prądu I_3 i I_4 w stosunku do prądów I_1 i I_2 .

Korzystając teraz z zależności (2-43) i (2-44) znajdujemy pole wytwarzane przez antenę rombowa:

$$|E_\theta| = \frac{120I_0}{r} \cos \Theta \left[\frac{\cos(\Phi + \Phi_0)}{\Psi_+} - \frac{\cos(\Phi - \Phi_0)}{\Psi_-} \right] \times \\ \times \sin\left(\frac{k_0 l}{2} \Psi_+\right) \sin\left(\frac{k_0 l}{2} \Psi_-\right) \quad (5-16a)$$

$$|E_\phi| = \frac{120I_0}{r} \left[\frac{\sin(\Phi + \Phi_0)}{\Psi_+} - \frac{\sin(\Phi - \Phi_0)}{\Psi_-} \right] \times \\ \times \sin\left(\frac{k_0 l}{2} \Psi_+\right) \sin\left(\frac{k_0 l}{2} \Psi_-\right) \quad (5-16b)$$

przy czym:

$$\Psi_+ = 1 - \sin \Theta \cos(\Phi + \Phi_0)$$

$$\Psi_- = 1 - \sin \Theta \cos(\Phi - \Phi_0)$$

Tablica 5-1

Wartości parametrów Φ_n , γ_n i φ_n dla poszczególnych przewodników tworzących antenę rombowa

n	1	2	3	4
Φ_n	Φ_0	$\pi - \Phi_0$	$\pi + \Phi_0$	$-\Phi_0$
γ_n	$-\Phi_0$	Φ_0	$-\Phi_0$	Φ_0
φ_n	$-k_0 l$	0	π	$-k_0 l + \pi$

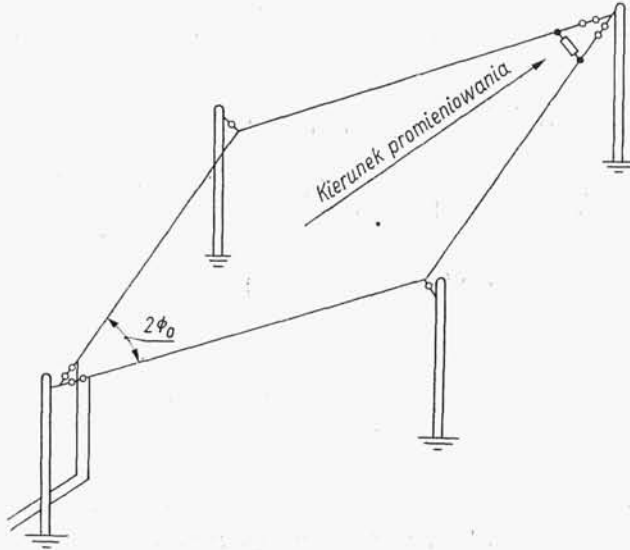
W płaszczyźnie xy ($\Theta = \pi/2$) oraz w płaszczyźnie xz ($\Phi = 0$) znika składowa E_θ . Składowa E_ϕ jest składową użyteczną i dalsze rozważania ograniczymy tylko do tej składowej. Charakterystyka promieniowania anteny rombowej w płaszczyźnie xy (charakterystyka pozioma) wyraża się więc zależnością

$$f(\Phi) = \left[\frac{\sin(\Phi + \Phi_0)}{1 - \cos(\Phi + \Phi_0)} - \frac{\sin(\Phi - \Phi_0)}{1 - \cos(\Phi - \Phi_0)} \right] \sin\left\{ \frac{k_0 l}{2} [1 - \cos(\Phi + \Phi_0)] \right\} \times \\ \times \sin\left\{ \frac{k_0 l}{2} [1 - \cos(\Phi - \Phi_0)] \right\} \quad (5-17)$$

Natomiast charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy (charakterystyka pionowa) ma postać

$$f(\Theta) = \frac{\sin \Phi_0}{1 - \sin \Theta \cos \Phi_0} \sin^2 \left[\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta \cos \Phi_0) \right] \quad (5-18)$$

W większości praktycznych zastosowań antena rombowa jest zawieszona na pewnej wysokości nad ziemią (rys. 5-5). Wpływ ziemi na charakterystykę promieniowania anteny rombowej, przy założeniu nieskończenie dużej konduktywności ziemi, możemy określić metodą zwierciadlanych odbić. Jeśli wysokość zawieszenia anteny



Rys. 5-5. Antena rombowa zawieszona nad ziemią

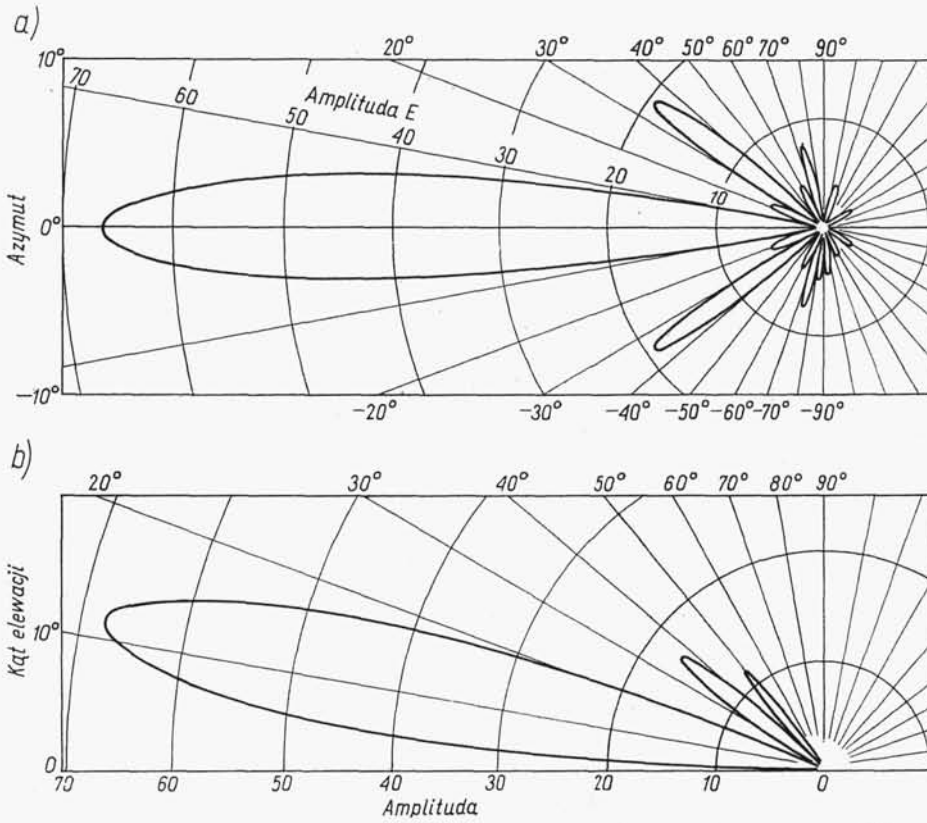
nad ziemią jest równa H , to na składową E_ϕ pola elektrycznego (polaryzacja pozioma) otrzymujemy następujące wyrażenie:

$$|E_\phi| = \frac{240I_0}{r} \left[\frac{\sin(\Phi + \Phi_0)}{\Psi_+} - \frac{\sin(\Phi - \Phi_0)}{\Psi_-} \right] \times \\ \times \sin\left(\frac{k_0 l}{2} \Psi_+\right) \sin\left(\frac{k_0 l}{2} \Psi_-\right) \sin(k_0 H \cos \Theta) \quad (5-19)$$

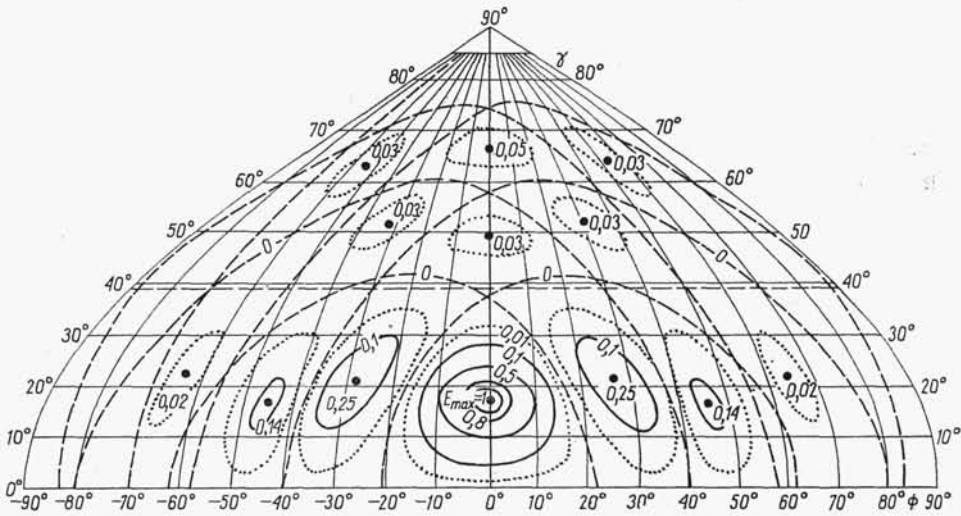
Z wyrażenia (5-19) wynika, że w płaszczyźnie poziomej antena rombowa umieszczona nad ziemią idealną nie promieniuje, natomiast charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie pionowej, wyrażająca się zależnością

$$f(\Theta) = \frac{\sin \Phi_0}{1 - \sin \Theta \cos \Phi_0} \sin^2 \left[\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta \cos \Phi_0) \right] \sin(k_0 H \cos \Theta) \quad (5-20)$$

wykazuje podniesienie głównej wiązki promieniowania ku górze (rys. 5-6b). Taki kształt charakterystyki promieniowania jest bardzo dogodny dla zapewnienia daleko-siężnej łączności na falach krótkich. Ponieważ w płaszczyźnie poziomej antena nie promieniuje, więc do przedstawienia zależności promieniowania od kąta Φ dokonujemy przekroju przestrzennej charakterystyki promieniowania powierzchnią stożkową przechodzącą przez kierunek maksymalnego promieniowania (rys. 5-6a).



Rys. 5-6. Charakterystyki promieniowania anteny rombowej nad idealną ziemią ($l/\lambda = 6$; $\Phi_0 = 20^\circ$; $H/\lambda = 1,1$): a) charakterystyka azymutalna dla $\Theta = 78^\circ$; b) charakterystyka w płaszczyźnie pionowej



Rys. 5-7. Charakterystyka promieniowania anteny rombowej w rzucie prostokątno-parabolicznym ($l/\lambda = 4$, $\Phi_0 = 20^\circ$, $H/\lambda = 1$)

Kształt przestrzennej charakterystyki promieniowania anteny rombowej umieszczonej nad ziemią jest tak skomplikowany, że dwa omówione wyżej przekroje nie określają go w pełni. W szczególności nie precyzują one rozmieszczenia i poziomu wszystkich listków bocznych. Do przedstawienia pełnej informacji o właściwościach kierunkowych anteny rombowej stosujemy metody kartograficzne (rys. 5-7).

5.2.2. OPTIMALIZACJA ROZMIARÓW

Za kryterium optymalizacji rozmiarów anteny rombowej przyjmuje się zapewnienie możliwie dużego natężenia pola w punkcie odbioru. Antena powinna więc mieć możliwie duży zysk energetyczny, a kierunek maksymalnego promieniowania powinien pokrywać się z promieniem biegnącym do punktu odbioru. Oznaczmy kąt nachylenia tego promienia przez Θ_0 . Do wyznaczenia optymalnych wartości Φ_0 , l i H posłużymy się zależnościami (5-20).

Optymalną wartość kąta Φ_0 znajdujemy żądając, aby wyrażenie

$$\frac{\sin \Phi_0}{1 - \sin \Theta_0 \cos \Phi_0}$$

osiągało wartość maksymalną. Z tego warunku otrzymujemy

$$\Phi_0 = 90^\circ - \Theta_0 \quad (5-21)$$

Optymalną długość boku rombu obliczamy z warunku na maksimum wyrażenia

$$\sin \left[\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta_0 \cos \Phi_0) \right]$$

Sprawdza się to do spełnienia równania

$$\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta_0 \cos \Phi_0) = \frac{\pi}{2}$$

skąd

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{1}{2(1 - \sin \Theta_0 \cos \Phi_0)} \quad (5-22)$$

Wreszcie optymalną wysokość zawieszenia anteny wyznaczamy żądając, aby $\sin(k_0 H \cos \Theta_0) = 1$; stąd

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{1}{4 \cos \Theta_0} \quad (5-23)$$

Wybór kąta Θ_0 zależy od długości magistrali, którą ma obsługiwać antena (p. 16.4). Jeśli przyjmiemy $\Theta_0 = 75^\circ$, to optymalne rozmiary anteny są następujące:

$$\Phi_0 = 15^\circ; \quad l/\lambda = 7,5; \quad H/\lambda = 0,97.$$

W praktyce przy budowie anten rombowych zwykle nie zachowuje się optymalnych wartości dla wielkości Φ_0 , l i H . Anteny o optymalnej długości boku są trudne do wykonania, kosztowne i zajmują bardzo dużą powierzchnię. Z drugiej

strony obliczenia wykazują, że nawet dwukrotne zmniejszenie długości boku w porównaniu z wartością optymalną powoduje niewielkie zmniejszenie zysku energetycznego [1]. Dlatego w praktyce często przyjmuje się dogodną długość boku, a następnie dobiera kąt Φ_0 tak, aby spełnić równanie (5-22).

5.2.3. IMPEDANCJA WEJŚCIOWA

Impedancja wejściowa dwóch nieskończenie długich przewodników o promieniu a , rozchodzących się pod kątem $2\Phi_0$, jest dana następującą zależnością [44]:

$$Z_{we} = 120 \left(\ln \frac{\lambda}{2\pi a} + \ln \sin \Phi_0 - 0,6 \right) - j170 \quad (5-24)$$

Jeśli boki anteny rombowej są duże w porównaniu z długością fali i jeżeli obciążenie końcowe anteny zostało dobrane tak, aby zapewnić najmniejsze odbicia, to możemy uważać, że wzór (5-24) przedstawia w przybliżeniu impedancję wejściową anteny.

Na przykład, jeśli antena rombowa została wykonana z przewodnika o średnicy 2,16 mm, a kąt Φ_0 jest równy 20° , to impedancja wejściowa anteny przy $\lambda = 15$, 26 i 45 m wynosi odpowiednio $728 - j170$, $794 - j170$ oraz $860 - j170 \Omega$. Eksperyment [44] przeprowadzony na antenie o boku równym 96 m wykazał, że w zakresie fal 15...45 m optymalna wartość rezystancji obciążenia końcowego wynosi 820Ω i że przy tym obciążeniu rezystancja wejściowa anteny zmienia się od 660Ω przy $\lambda = 15$ m do 830Ω przy $\lambda = 45$ m.

5.2.4. WSPÓŁCZYNNIK TŁUMIENIA I REZYSTANCJA PROMIENIOWANIA

W dotychczasowych rozważaniach zakładaliśmy dla uproszczenia, że amplituda prądu wzdłuż całej anteny jest stała. W rzeczywistości wskutek promieniowania i strat w przewodnikach i w ziemi fala rozchodząc się wzdłuż anteny doznaje tłumienia, przy czym współczynnik tłumienia możemy wyrazić następującą przybliżoną zależnością:

$$\alpha \approx \frac{R_1}{2Z_f} \quad (5-25)$$

w której:

Z_f — impedancja falowa anteny rombowej;

$R_1 = (R_{pr} + R_{str})/2l$ — rezystancja przypadająca na jednostkę długości przewodnika.

Straty w przewodnikach i w ziemi są na ogół tak małe, że rezystancja strat może być pominięta względem rezystancji promieniowania. Dokładniejsza analiza wykazuje, że zmiany rezystancji wynikające z wzajemnego oddziaływania boków rombu oraz z wpływu ziemi są małe w porównaniu z własną rezystancją boku. W związku z tym możemy uważać, że rezystancja promieniowania anteny rombowej jest w przybliżeniu 4 razy większa od rezystancji promieniowania określonej wzorem (5-11).

Uwzględniając powyższe uwagi zależność na współczynnik tłumienia możemy przedstawić w postaci

$$\alpha = \frac{60}{lZ_f} \left[\text{Cin}(2k_0 l) + \frac{\sin(2k_0 l)}{2k_0 l} - 1 \right] \quad (5-26)$$

Zwykle $k_0 l \gg 1$ i wobec tego możemy pominąć drugi składnik w nawiasie kwadratowym oraz zastąpić funkcję $\text{Cin}(2k_0 l)$ przez $\ln(2k_0 l) + 0,577$. Otrzymujemy wówczas

$$\alpha = \frac{60}{lZ_f} [\ln(2k_0 l) - 0,423] \quad (5-27)$$

Dla przykładowej anteny rozważanej w poprzednim punkcie współczynnik tłumienia zmienia się od 0,204 przy $\lambda = 15$ m do 0,126 przy $\lambda = 45$ m.

5.2.5. KIERUNKOWOŚĆ, SPRAWNOŚĆ I ZYSK ENERGETYCZNY

Wskutek tłumienia fali rozchodzącej się wzdłuż anteny natężenie pola wytwarzanego przez antenę rombowa jest mniejsze, niż wynika to ze wzoru (5-19). Wpływ tłumienia możemy w przybliżeniu uwzględnić przez wprowadzenie do wzoru (5-19) czynnika $e^{-\alpha l}$. Maksymalne natężenie pola otrzymujemy podstawiając $\Phi = 0$ i $\Theta = \Theta_{\max}$

$$|E_\Phi|_{\max} = \frac{480I_0}{r} \frac{e^{-\alpha l} \sin \Phi_0}{1 - \sin \Theta_{\max} \cos \Phi_0} \times \\ \times \sin^2 \left[\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta_{\max} \cos \Phi_0) \right] \sin(k_0 H \cos \Theta_{\max}) \quad (5-28)$$

Kierunkowość anteny rombowej zgodnie z definicją jest stosunkiem maksymalnej gęstości promieniowania $\frac{r^2}{2z_0} |E_\Phi|_{\max}^2$ do średniej gęstości promieniowania, która jest równa całkowitej mocy promieniowanej przez antenę, to jest $\frac{1}{2} I_0^2 R_{pr}$ podzielonej przez 4π . Mamy więc

$$D = 16 \frac{e^{-2\alpha l} \sin^2 \Phi_0 \sin^4 \left[\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta_{\max} \cos \Phi_0) \right] \sin^2(k_0 H \cos \Theta_{\max})}{[\ln(2k_0 l) - 0,423](1 - \sin \Theta_{\max} \cos \Phi_0)^2} \quad (5-29)$$

Zysk energetyczny anteny rombowej względem dipola półfalowego możemy wyznaczyć jako stosunek maksymalnych gęstości promieniowania obu anten zasilanych jednakową mocą. Maksymalna gęstość promieniowania dipola półfalowego jest równa $(60I)^2/2z_0$, przy czym I jest prądem na wejściu dipola. Z warunku zasilania obu anten jednakową mocą wyznaczamy prąd w dipolu półfalowym

$$I = I_0 \sqrt{\frac{R_d}{R_{we}}} \quad (5-30)$$

przy czym:

R_d — rezystancja wejściowa dipola;

R_{we} — rezystancja wejściowa anteny rombowej.

Biorąc pod uwagę, że $R_d = 73,1 \Omega$, otrzymujemy następujące wyrażenie na zysk energetyczny anteny rombowej względem dipola półfalowego:

$$G_{\lambda/2} = \frac{4680}{R_{we}} \frac{e^{-2\alpha l} \sin^2 \Phi_0}{(1 - \sin \Theta_{max} \cos \Phi_0)^2} \sin^4 \left[\frac{k_0 l}{2} (1 - \sin \Theta_{max} \cos \Phi_0) \right] \times \\ \times \sin^2 (k_0 H \cos \Theta_{max}) \quad (5-31)$$

Zysk anteny rombowej odniesiony do źródła izotropowego jest równy $1,64 G_{\lambda/2}$. Stosunek tego zysku do kierunkowości wyznacza sprawność anteny rombowej

$$\eta = 1,64 \frac{G_{\lambda/2}}{D} \quad (5-32)$$

5.3. ANTENY Z FAŁĄ POWIERZCHNIOWĄ

5.3.1. FALE NIEJEDNORODNE

Przenoszenie energii elektromagnetycznej odbywa się za pomocą bieżących fal elektromagnetycznych. Ze względu na strukturę fizyczną i praktyczne zastosowanie bieżące fale elektromagnetyczne można podzielić na trzy grupy:

- 1) fale rozchodzące się w jednorodnym ośrodku (fale płaskie, kuliste itp.),
- 2) jednorodne fale w torach (fale TEM, TE, TM),
- 3) fale niejednorodne.

Dla dwóch grup *fal jednorodnych* (rozchodzących się w przestrzeni i w torach) powierzchnie równych amplitud są jednocześnie powierzchniami równych faz. Natomiast w przypadku *fal niejednorodnych* powierzchnie ekwiamplitudowe i ekwifazowe nie pokrywają się. Można wykazać, że dla fali niejednorodnej rozchodzącej się w jednorodnym ośrodku (lub na granicy rozdziału dwóch jednorodnych ośrodków) powierzchnie ekwifazowe i ekwiamplitudowe są wzajemnie prostopadłe, a rozkład amplitudy wzdłuż powierzchni ekwifazowych jest eksponencjalny [28, 36].

Fale niejednorodne powstają przy odpowiednim pobudzeniu na granicy rozdziału dwóch ośrodków. Prędkość fazowa fal rozchodzących się wzdłuż powierzchni granicznej jest mniejsza od prędkości światła w próżni. Na rys. 5-8a pokazano rozkład amplitudy i fazy dla tego typu fali. Jeśli prędkość fazowa wzdłuż powierzchni granicznej jest większa od prędkości światła, to fala elektromagnetyczna nie rozchodzi się wzdłuż powierzchni rozdziału, lecz zostaje wypromieniowana pod pewnym kątem do tej powierzchni (rys. 5-8b).

Pierwszy rodzaj fal niejednorodnych ($v_f < c$) nazywamy *falami kierowanymi* (trapped waves), drugi rodzaj ($v_f > c$) *falami promieniowanymi* (leaky waves). Fale kierowane nazywamy również *falami powierzchniowymi*.

Fale powierzchniowe powstają np. w torze Goubau (przewodnik w dielektrycznej otoczce), wzdłuż prętów i płaszczyzn dielektrycznych, a także wzdłuż tzw. struktur opóźniających.