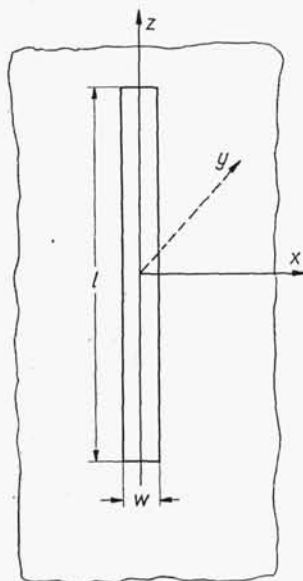


4.1. SZCZELINA JAKO DIPOL MAGNETYCZNY; ZASADA BABINETA

Rozważmy szczelinę wyciętą w nieskończenie rozległym, doskonale przewodzącym i nieskończenie cienkim ekranie. Niech szerokość szczeliny w będzie mała w porównaniu z jej długością l i z długością fali λ . Załóżmy dalej, że szczelina umieszczona w płaszczyźnie xz jest pobudzana falą płaską rozchodzącą się wzdłuż osi y (rys. 4-1). Interesuje nas pole w szczelinie oraz promieniowanie szczeliny. Ze względu

Rys. 4-1. Szczelina w nieskończenie rozległym płaskim ekranie metalowym



na doskonałą przewodność ekranu składowa styczna pola elektrycznego na brzegach szczeliny jest równa zero. Ponadto, uwzględniając przyjęty warunek $w/\lambda \ll 1$, pole w dowolnym przekroju poprzecznym $z = \text{const}$ możemy uważać za stałe, tak że składowa pola wzdłuż osi z jest równa zero. Mamy więc dla pola w szczelinie

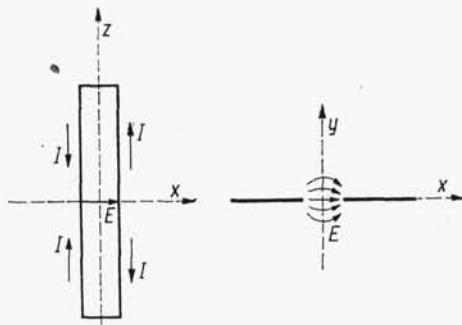
$$E = I_x E_x \quad (4-1)$$

Linie pola elektrycznego są zatem prostopadłe do dłuższego boku szczeliny. Jest to właściwość charakterystyczna dla szczeliny promieniującej. Prócz tego pole

wtórne powstałe wskutek pobudzenia szczeliny ma maksimum w szczelinie (rys. 4-2) wynikające z warunku

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0 \quad (4-2)$$

Jeśli w pierwszym przybliżeniu założymy, że w otoczeniu szczeliny tylko składowa pola elektrycznego wzdłuż osi x jest różna od zera, to $\nabla \times E$, a tym samym i pole magnetyczne nie ma w szczelinie składowych poprzecznych.



Rys. 4-2. Rozkład prądu i pola elektrycznego w szczelinie

Stosując do szczeliny zasadę prądów równoważnych (2-91) stwierdzamy więc, że promieniowanie szczeliny jest uwarunkowane jedynie równoważnymi prądami magnetycznymi

$$*K = -I_y \times E = I_z E_x \quad (4-3)$$

Przez analogię do dipola elektrycznego, w którym płyną tylko wzdłużne prądy elektryczne, możemy promieniującą szczelinę uważać za dipol magnetyczny. Promieniowanie szczeliny można określić korzystając ze wzoru (2-23), przy czym całkę objętościową należy zamienić na całkę po powierzchni szczeliny (poza obszarem szczeliny pole elektryczne w płaszczyźnie xz jest równe zero)

$$E_\theta = \frac{k}{4\pi j} \sin \Theta \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{\text{szcz}} E_x e^{jkR_0 \cdot I_r} dS \quad (4-4)$$

Jeśli pominie się szerokość szczeliny, to $R_0 \cdot I_r \approx z \cos \Theta$ i ponieważ funkcja podcałkowa w zależności (4-4) nie zależy od x , można całkę po powierzchni szczeliny zastąpić całką wzdłuż jej długości

$$E_\theta = \frac{kW}{4\pi j} \sin \Theta \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-l/2}^{l/2} E_x e^{jkz \cos \Theta} dz \quad (4-5)$$

Rozkład pola wzdłuż szczeliny można określić w następujący sposób. Przede wszystkim zauważmy, że wskutek doskonałej przewodności ekranu, natężenie pola elektrycznego zmniejsza się do zera dla $z = \pm l/2$. Kontur szczeliny możemy więc uważać za obustronnie zwarty odcinek toru dwuprzewodowego (rys. 4-2), jeśli zatem

przez v oznaczmy prędkość fazową fali w tym torze, to rozkład pola w szczelinie można przedstawić w postaci

$$E_x = E_0 \sin \left[k \frac{c}{v} \left(\frac{l}{2} - |z| \right) \right] \quad (4-6)$$

Szczelinę o długości $l = \frac{\lambda}{2} \frac{v}{c}$ nazywamy *szczeliną półfalową*. W większości przypadków możemy założyć $v = c$ i wówczas ze wzorów (4-5) i (4-6) otrzymujemy następujące wyrażenie na pole promieniowane przez szczelinę półfalową:

$$E_\Theta = \frac{E_0}{2k} \frac{w}{j} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \Theta \right)}{\sin \Theta} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (4-7)$$

Charakterystyka promieniowania szczeliny półfalowej jest więc taka sama jak charakterystyka dipola półfalowego. Różnica między szczeliną a dipolem polega tylko na polaryzacji, która w przypadku szczeliny jest ortogonalna w stosunku do dipola. Wzór (4-7) jest słuszny tylko dla nieskończenie rozległego ekranu. Przy skończonych rozmiarach ekranu charakterystyka promieniowania w płaszczyźnie xy przestaje być równomierna (rys. 4-3).

Przedstawiona wyżej analogia między dipolami elektrycznymi i magnetycznymi jest szczególnym przypadkiem *zasady dualizmu*. Z zasady dualizmu wynika również *zasada Babinet*, którą dla wielkości wektorowych można sformułować w następujący sposób. Niech $\mathbf{E}_p = \mathbf{F}$, $\mathbf{H}_p = \mathbf{G}$ będzie polem padającym na płaski ekran l i niech \mathbf{E}_1 , \mathbf{H}_1 będzie polem dyfrakcyjnym poza ekranem. Zamienimy teraz ekran l na ekran dopełniający 2 . Jeśli ponadto w fali padającej zamienimy między sobą wektory pola elektrycznego i magnetycznego $\mathbf{E}_p = -\mathbf{G}$, $\mathbf{H}_p = \mathbf{F}$ i przez \mathbf{E}_2 , \mathbf{H}_2 oznaczmy pole dyfrakcyjne za ekranem dopełniającym, to dla pól dyfrakcyjnych w obu przypadkach zachodzą następujące związki [28, 45]:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_1 + \mathbf{H}_2 &= \mathbf{F} \\ \mathbf{H}_1 - \mathbf{E}_2 &= \mathbf{G} \end{aligned} \right\} \quad (4-8)$$

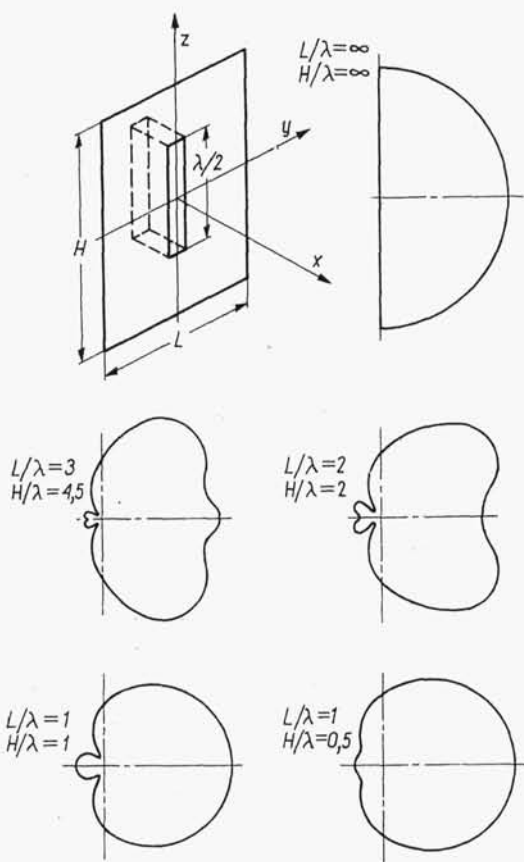
Wpływ ekranów na przechodzącą przez nie falę można wyrazić przez zastępcze impedancje ekranów Z_1 i Z_2 . Z zasady Babinet wynika ważny związek dla impedancji ekranów wzajemnie dopełniających się

$$Z_1 Z_2 = 4\zeta^2 \quad (4-9)$$

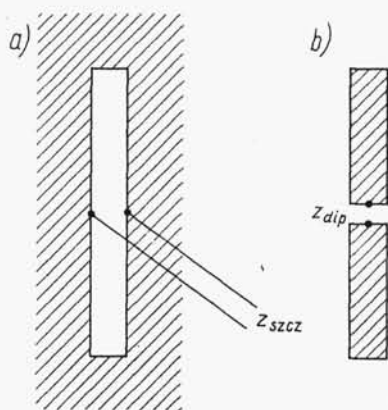
przy czym ζ jest impedancją falową ośrodka, w którym są umieszczane ekrany.

Zastosujemy zależność (4-9) do przypadku nieskończenie rozległego ekranu ze szczeliną i ekranu dopełniającego w postaci dipola paskowego (rys. 4-4). Przez Z_1 i Z_2 możemy teraz rozumieć impedancje wejściowe odpowiednio szczeliny i dipola. Wzór (4-9) umożliwia więc znalezienie impedancji wejściowej szczeliny ze znanej impedancji wejściowej dipola

$$Z_{szcz} = \frac{\zeta_0^2}{4Z_{dip}} \quad (4-10)$$



Rys. 4-3. Charakterystyki promieniowania w płaszczyźnie E półfalowej szczeliny w ekranie prostokątnym o różnych rozmiarach

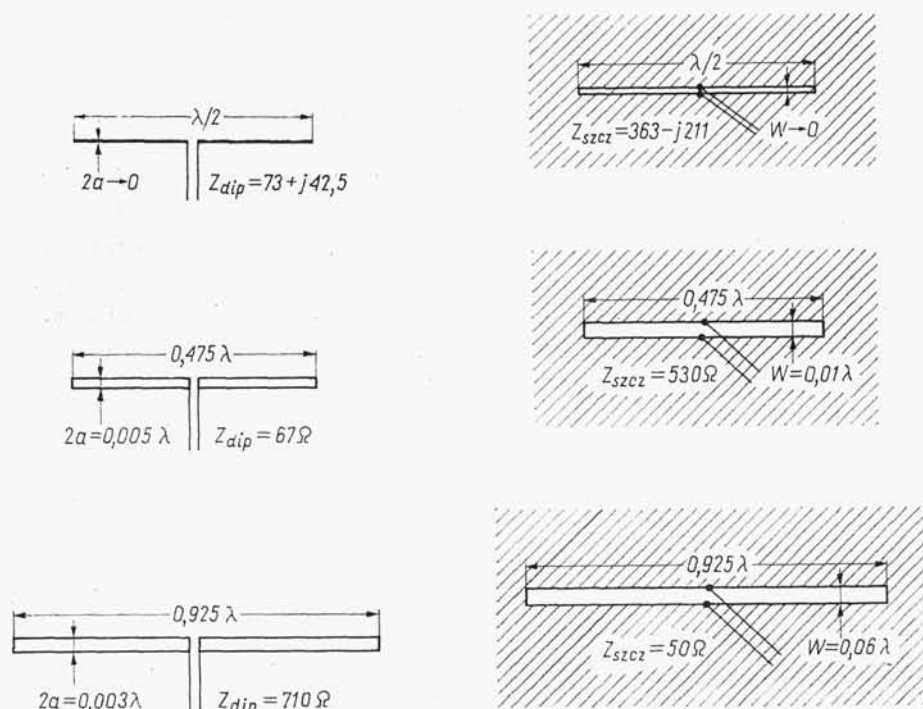


Rys. 4-4. Nieskończenie rozległy ekran ze szczeliną (a) oraz dopełniający ekran w postaci dipola paskowego (b)

W szczególności dla nieskończonej cienkiej szczeliny półfalowej otrzymujemy

$$Z_{szcz} = \frac{(120\pi)^2}{4(73,1 + j42,5)} = 563 - j211 \Omega$$

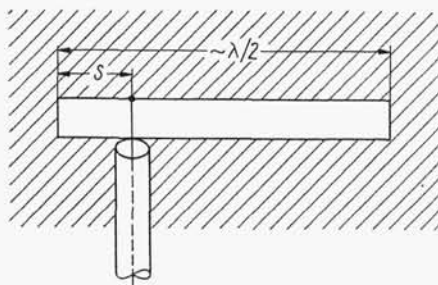
Wzór (4-10) można również stosować w przypadku szczelin o skończonej szerokości w , z tym że na Z_{dip} należy podstawić impedancję wejściową dipola cylindrycznego o zastępczym promieniu równym $a = w/4$ (rys. 4-5).



Rys. 4-5. Porównanie impedancji wejściowej cylindrycznego dipola i dopełniającej szczeliny dla różnych długości dipola i szczeliny

Impedancja wejściowa rezonansowej szczeliny półfalowej wynosi około 500Ω ; jest to wartość niedogodna do pobudzenia szczeliny przy użyciu toru współosiowego. Dopasowanie impedancji można uzyskać przez przesunięcie punktu pobudzenia szczeliny, jak to pokazano na rys. 4-6.

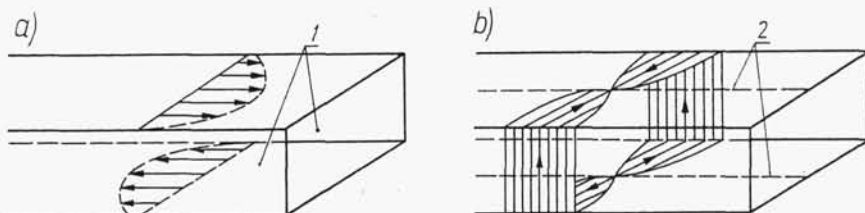
Szczelina w płaskim ekranie promieniuje równomiernie po obu stronach ekranu. Jeśli zachodzi potrzeba, można uzyskać promieniowanie jednokierunkowe przez zamknięcie szczeliny z jednej strony za pomocą wnęki rezonansowej (rys. 4-3). Impedancja wejściowa takiej szczeliny jest równa podwojonej impedancji wejściowej szczeliny otwartej.



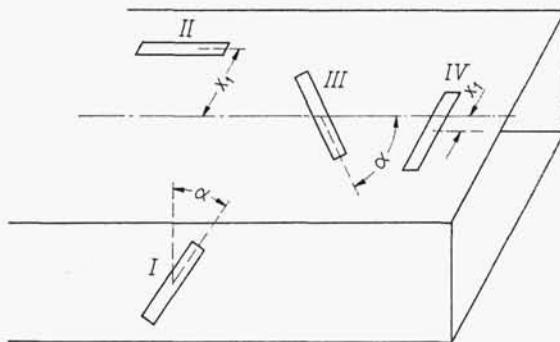
Rys. 4-6. Pobudzenie półfalowej szczeliny za pomocą przewodu współosiowego

4.2. SZCZELINA W FAŁOWODZIE

Anteny szczelinowe są bardzo rozpowszechnione w technice mikrofalowej, gdzie szczeliny wycina się wprost w ściankach falowodów. Należy przy tym pamiętać, że *szczelina promieniująca* musi przecinać linie prądu. Na rys. 4-7 przedstawiono rozkład prądów w ściankach falowodu prostokątnego z modem TE_{10} , a na rys. 4-8 cztery podstawowe typy szczelin promieniujących. Zbadamy, jakie obciążenie dla falowodu przedstawia promieniująca szczelina. Ograniczmy się jedynie do omówienia falowodu prostokątnego z modem podstawowym TE_{10} .



Rys. 4-7. Prądy wzdłużne (a) i poprzeczne (b) w ściankach prostokątnego falowodu z falą typu TE_{10}
 1 — powierzchnie bez prądów wzdłużnych; 2 — linie bez prądów poprzecznych



Rys. 4-8. Cztery podstawowe typy szczelin promieniujących w falowodzie prostokątnym