

Zgodnie z definicją, polaryzacja dielektryka sztucznego

$$\mathbf{P} = 4\pi N \varepsilon_0 a^3 \mathbf{E} \quad (7-12)$$

przy czym  $N$  jest liczbą kulek w jednostce objętości.

Dla dielektryka naturalnego wektor polaryzacji wyraża się zależnością

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \kappa \mathbf{E} \quad (7-13)$$

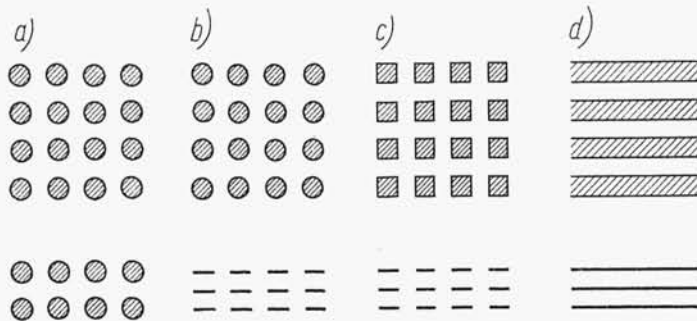
przy czym  $\kappa$  — podatność elektryczna ośrodka.

Porównując wzory (7-12) i (7-13) znajdujemy

$$\kappa = 4\pi N a^3 \quad (7-14)$$

i wobec tego względna przenikalność elektryczna dielektryka sztucznego

$$\varepsilon_r = 1 + \kappa = 1 + 4\pi N a^3 \quad (7-15)$$



Rys. 7-4. Schematyczne przedstawienie sztucznych dielektryków o współczynniku załamania większym od jedności uzyskanych przez umieszczenie przewodzących elementów w ośrodku o współczynniku załamania bliskim jedności: a) metalowe kulki; b) metalowe dyski; c) metalowe kwadraty; d) metalowe paski

Uzyskany rezultat należy traktować jako przybliżony, nie uwzględniono bowiem wzajemnego oddziaływania kulek, a także faktu, że wskutek płynięcia prądów na powierzchniach kulek mają one również pewien moment magnetyczny.

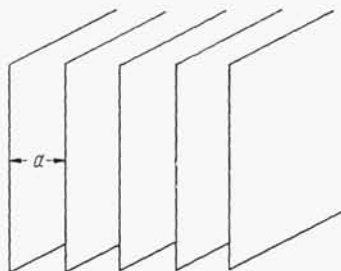
Z zależności (7-15) wynika, że dielektryki sztuczne o współczynniku załamania większym od jedności są, podobnie jak dielektryki naturalne, niedyspersyjne. Oczywiście stwierdzenie to jest słuszne tylko w zakresie częstotliwości, w którym rozmiary elementów przewodzących i odległości między nimi są dostatecznie małe w porównaniu z długością fali.

#### 7.4. SOCZEWKI METALOWE

Rozpatrzmy ośrodek utworzony z nieskończenie rozległych, równoległych płaszczyzn przewodzących (rys. 7-5), przy czym odległość między płaszczyznami jest określona nierównością

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda \quad (7-16)$$

Układ dwóch równoległych płaszczyzn można rozpatrywać jako szczególny przypadek falowodu prostokątnego, w którym jeden rozmiar jest nieograniczony. W związku z tym w rozpatrywanej strukturze mogą mieć miejsce dwa zasadnicze sposoby rozchodzenia się fali zależnie od orientacji wektora pola elektrycznego. Jeśli wektor  $E$  jest prostopadły do płaszczyzn, to prędkość fazowa fali



Rys. 7-5. Układ nieskończenie rozległych, równoległych płaszczyzn przewodzących

w strukturze jest taka sama jak w swobodnej przestrzeni  $v_f = c$ , jeśli jednak wektor  $E$  jest równoległy do płaszczyzn, to prędkość fazowa fali jest większa od prędkości światła w próżni  $v_f > c$  i określona zależnością

$$v_f = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (7-17)$$

Rozpatrywaną strukturę można w tym przypadku uważać za dielektryk sztuczny o współczynniku załamania mniejszym od jedności

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} < 1 \quad (7-18)$$

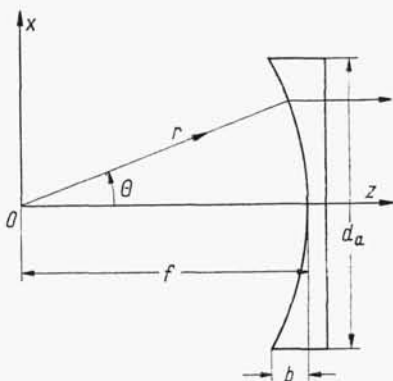
Jak wynika z zależności (7-18) współczynnik załamania zależy od częstotliwości. Dielektryk sztuczny o współczynniku załamania mniejszym od jedności jest więc, w odróżnieniu od dielektryków naturalnych, ośrodkiem dyspersyjnym.

Opisana wyżej struktura może być wykorzystana do budowy *soczewek metalowych*. Przy określaniu ich kształtu obowiązują takie same reguły jak w przypadku soczewek typu optycznego. W szczególności równanie powierzchni granicznej (7-3) jest w dalszym ciągu słuszne, z tym, że przy  $n < 1$  przedstawia ono elipsoidę obrotową (rys. 7-6).

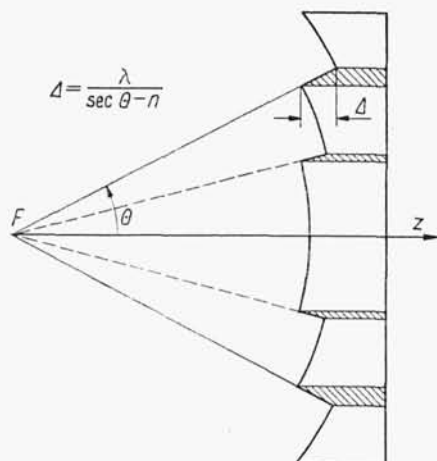
Podobnie jak w przypadku soczewek dielektrycznych możemy zmniejszyć grubość soczewki metalowej metodą podziału na strefy (rys. 7-7). Wprowadzenie strefowania powoduje jednak zmniejszenie współczynnika wykorzystania apertury wskutek powstania stref zacienionych.

Współczynnik odbicia od soczewki metalowej można ocenić podobnie jak w przypadku soczewki dielektrycznej według wzoru (7-9); natomiast tłumienie wprowadzane przez soczewkę metalową, praktycznie biorąc, można pominąć.

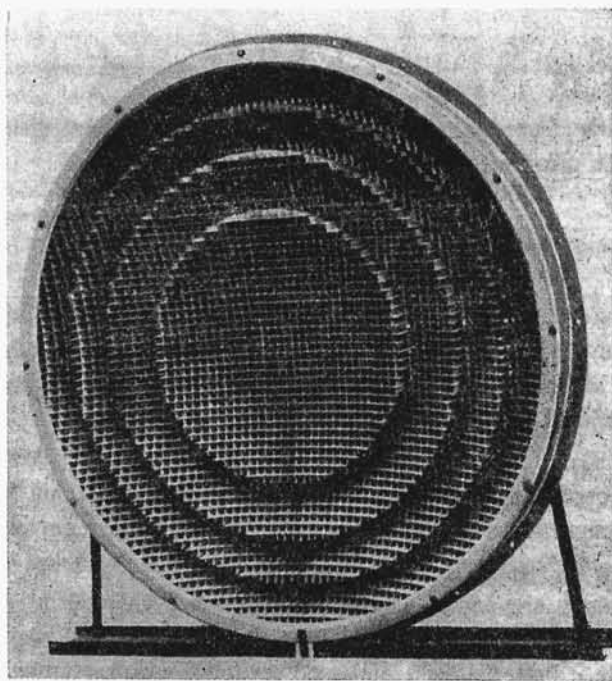
Przykład wykonania soczewki metalowej o średnicy  $40\lambda$  pokazano na rys. 7-8.



Rys. 7-6. Soczewka metalowa



Rys. 7-7. Strefowanie soczewki metalowej



Rys. 7-8. Przykład wykonania strefowanej soczewki metalowej