

Rys. 3.88

Z uwagi na wysoki współczynnik odbicia w szerokim zakresie widma pokrycia metaliczne znalazły zastosowanie przy wykonywaniu zwierciadeł i płytek światłodziących przez naparowanie ich w aparaturze próżniowej na powierzchnię wypolerowanego szkła. Powszechnie stosowanymi materiałami są srebro i aluminium. Pierwszy, o najwyższym współczynniku odbicia poza nadfioletem, wymaga dodatkowego zabezpieczenia przed utlenieniem warstwą dielektryczną i dlatego w układach, w których strata energii rzędu 15% na elemencie nie ma decydującego znaczenia na pracę przyrządu, stosowane są zwierciadła aluminizowane. Chrom, mimo względnie niskiego współczynnika odbicia, używany jest na powierzchnie narażone na uszkodzenia mechaniczne. W przypadkach koniecznych można zwiększyć współczynnik odbicia metali przez dodatkowe naparowanie cienkich warstw dielektrycznych (p. 3.2.7).

3.5. Zjawiska polaryzacji i optyka ciał anizotropowych

3.5.1. Uogólnienie pojęcia polaryzacji

Wiadomo z rozważań p. 3.1, że światło naturalne, dla którego każde położenie wektora optycznego w płaszczyźnie prostopadłej do jego kierunku rozchodzenia się jest jednakowo prawdopodobne, można spolaryzować liniowo przez odbicie pod kątem *Brewstera* od płaszczyzny dielektryka. Oznacza to, że wektor optyczny (elektryczny) fali odbitej zmienia się wtedy tylko w jednej płaszczyźnie zwanej dalej *płaszczyzną drgań wektora*.

Rozpatrzona zostanie teraz interferencja dwóch zaburzeń monochromatycznych spolaryzowanych liniowo, których płaszczyzny drgań są względem siebie prostopadłe. Niech zgodnie z równaniem (1.25) będą one przedstawione w postaci

$$V_x = V_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) = V_{0x} \cos(\tau + \delta_x) \quad (3.181a)$$

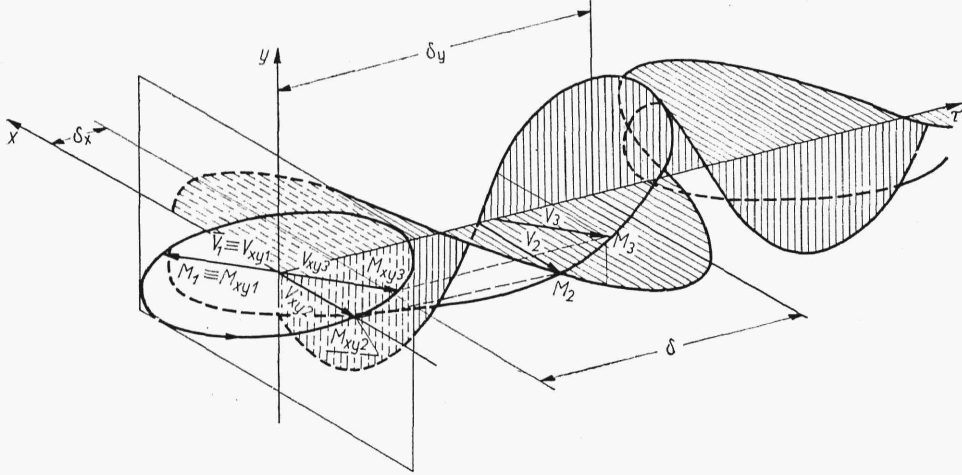
$$V_y = V_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) = V_{0y} \cos(\tau + \delta_y) \quad (3.181b)$$

gdzie:

δ — fazy początkowe,
 V_0 — amplitudy rzeczywiste zaburzeń,

$$\tau = \omega t - kz \quad (3.182)$$

Pominięto tu postać zespoloną fali, ponieważ przy dodawaniu wektorowym zaburzeń sumowaniu podlegają kwadraty modułów wektorów (p. 1.3). Wykreślna interpretacja równań (3.181) pokazana jest na rys. 3.89.



Rys. 3.89

Wektor sumarycznego pola opisany jest przez zależność $\bar{V} = V_x \bar{i} + V_y \bar{j}$, która pozwala znaleźć jego moduł V i usytuowanie w przestrzeni. Przykładowo na rysunku dokonano wykreślnego sumowania w trzech płaszczyznach dla różnych wartości τ (wektory \bar{V}_1 , \bar{V}_2 i \bar{V}_3). Wynika stąd, że koniec wektora \bar{V} (punkt M) opisuje w przestrzeni pewną krzywą zaznaczoną na rysunku grubą linią.

Eliminując z równań (3.181) zmienną τ można otrzymać zależność

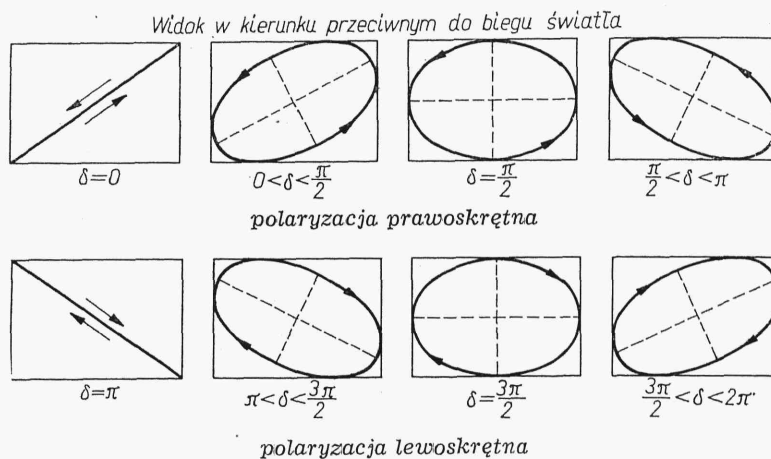
$$\left(\frac{V_x}{V_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{V_y}{V_{0y}}\right)^2 - 2 \frac{V_x}{V_{0x}} - \frac{V_y}{V_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (3.183)$$

gdzie

$$\delta = \delta_y - \delta_x \quad (3.184)$$

jest względnym przesunięciem fazowym obydwu zaburzeń.

Równanie (3.183) opisuje krzywą, jaką zakreśla rzut końca wektora \bar{V} (punkt M_{xy}) w płaszczyźnie xy . Jest to ogólnie równanie elipsy. Mówi się wtedy, że światło jest *spolaryzowane eliptycznie*. Rozróżnia się polaryzację prawoskrętną i lewoskrętną. Jeżeli obserwator patrząc w kierunku źródła światła (w kierunku zgodnym ze zwrotem τ ponieważ według równania (3.182) τ i z mają przeciwne znaki) widzi punkt M_{xy} w miarę wzrostu τ obracający się zgodnie z ruchem wskazówek zegara, oznacza to, że polaryzacja jest *prawoskrętna*. Ma ona miejsce wtedy, gdy $\sin \delta > 0$, a więc kiedy $2\pi m < \delta < 2\pi(m + 1/2)$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). Dla $\sin \delta < 0$ zachodzi *polaryzacja eliptyczna lewoskrętna*. Taki przypadek pokazany jest na rys.



Rys. 3.90

3.89. Na rys. 3.90 zestawiono osiem charakterystycznych przypadków polaryzacji. W szczególności dla $\delta = m\pi$ równanie (3.183) przyjmuje postać $V_y/V_x = (-1)^m V_{0y}/V_{0x}$ i polaryzacja eliptyczna przekształca się w polaryzację liniową. Jeżeli $\delta = \pi/2 + m\pi$ oraz $V_{0x} = V_{0y} = V_0$, ponieważ wtedy $V_x^2 + V_y^2 = V_0^2$ mamy do czynienia z polaryzacją kołową.

Zarówno polaryzacja liniowa, jak i kołowa są szczególnymi przypadkami polaryzacji eliptycznej.

Powstaje pytanie, czy intensywność zaburzenia sumarycznego jest funkcją względnego przesunięcia fazowego δ zaburzeń składowych? Zgodnie z p. 3.1.1

$$I = \langle V^2 \rangle = \langle V_{0x}^2 \cos^2(\tau + \delta_x) + V_{0y}^2 \cos^2(\tau + \delta_y) \rangle$$

Biorąc pod uwagę zależność (3.182), ponieważ $\int_0^T \cos^2\left(\frac{2\pi t}{T} - kz + \delta\right) dt = 1/2$ dla dowolnych i stałych wartości z oraz δ , to w przedziale czasu nieporównywalnie większym od okresu drgań T będzie spełnione

$$I = \frac{1}{2} (V_{0x}^2 + V_{0y}^2)$$

Intensywność sumarycznego zaburzenia jest stała i niezależna od δ . Interferencja dwóch zaburzeń spolaryzowanych liniowo pod kątem prostym nie może dać żadnych informacji o względnym przesunięciu zaburzeń składowych. Jak będzie wynikało z p. 3.5.3 zastosowanie dodatkowego elementu polaryzującego, nazywanego *analyzerem* pozwoli je dopiero wydobyć.

3.5.2. Rozchodzenie się fali płaskiej w ośrodkach anizotropowych

Ciało nazywane jest *anizotropowym* jeżeli jego własności fizyczne zależą od rozpatrywanego kierunku. Pojęcia tego nie należy mylić z niejednorodnością, przy której własności ciała są różne w różnych jego punktach. Np. w ciele anizotropowym i jednorodnym własności w każdym jego punkcie w jednakowy sposób zależą od rozpatrywanego kierunku. Najczęściej spotykanymi ośrodkami anizotropowymi są kryształy, często nie-