

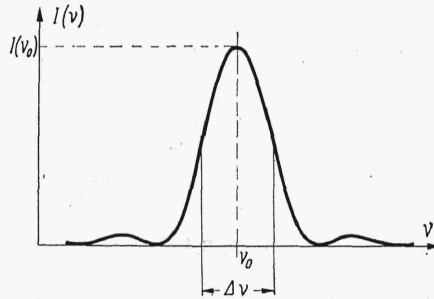
dla którego intensywność przyjmuje wartości znaczące spełnia zależność

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t} \quad (3.7a)$$

lub

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{c\Delta t} \quad (3.7b)$$

gdzie Δt jest czasem trwania fali elementarnej.



Rys. 3.3

Tę samą zależność można wyprowadzić i dla fali tłumionej w czasie emisji. Odmienne byłoby równanie opisujące rozkład intensywności składowych promieniowań monochromatycznych, ale o tym samym charakterze zmian. Intensywność promieniowania przyjmująca maksymalną wartość dla $\nu = \nu_0$ malałaby wraz ze wzrostem $|\nu - \nu_0|$.

Wniosek stąd, że promieniowanie atomu z uwagi na skończone długości fali elementarnej nie jest nigdy promieniowaniem monochromatycznym. Tym szerszy jest przedział widma emitowanego promieniowania, im krótszy jest przedział czasu Δt , w którym następuje emisja fali elementarnej. Natomiast im czas ten jest dłuższy, tym fala elementarna zbliża się bardziej swoimi własnościami do promieniowania monochromatycznego.

Poza skończonym czasem trwania poszczególnych aktów emisji w istotny sposób na rozszerzenie się przedziału widma $\Delta\nu$ (lub $\Delta\lambda$) promieniowania wpływa z jednej strony zjawisko *Dopplera*, ponieważ atomy w czasie emisji przemieszczają się w różnych kierunkach dając dla stałego punktu obserwacji pozorną zmianę częstotliwości emitowanej fali a z drugiej strony oddziaływanie międzyatomowe (międzycząsteczkowe) powodujące nieregularne zmiany poszczególnych fal. Maleją one wraz z obniżeniem temperatury i ciśnienia i dlatego źródła światła o wysokiej monochromatyczności są niskociśnieniowe i pracują w sztucznie oziębianej atmosferze.

3.1.3. Odbicie i załamanie fali płaskiej monochromatycznej na płaszczyźnie

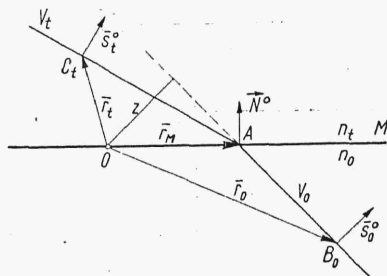
Niech M będzie płaszczyzną dzielącą dwa ośrodki o współczynnikach załamania n_0 i n_t (rys. 3.4) i niech w pierwszym ośrodku rozchodzi się fala płaska w kierunku wyznaczonym przez wektor \vec{s}_0 . Biorąc punkt 0 leżący

na płaszczyźnie M za punkt odniesienia równanie fali padającej zgodnie z (1.30) i rysunkiem można napisać w postaci

$$V_{t0} = V_0 \exp \left[-i\omega \left(t_0 - \frac{z}{v_0} \right) \right] = V_0 \exp \left[-i\omega \left(t_0 - \frac{\bar{r}_0 s_0^0}{v_0} \right) \right] \quad (3.8)$$

gdzie:

- v_0 — prędkość rozchodzenia się fali w ośrodku fali padającej,
- \bar{r}_0 — promień-wektor dowolnego punktu B_0 tego samego ośrodka.



Rys. 3.4

Fala padająca na powierzchnię M częściowo przejdzie do drugiego ośrodka, a częściowo zostanie odbita. Można udowodnić, że jeżeli w obu ośrodkach nie ma przysłon ograniczających rozchodzenie się zaburzenia, to zarówno fala przechodząca (załamana) jak i odbita są również falami płaskimi. Praktycznie wystarczy aby wymiary przysłon były nieporównywalnie większe od długości fali i rozpatrywana była część fali leżąca dostatecznie daleko od absorbujących krawędzi. Wtedy dla fali przechodzącej można napisać

$$V_{tt} = V_t \exp \left[-i\omega \left(t_t - \frac{\bar{r}_t s_t^0}{v_t} \right) \right]$$

Dla każdego punktu A powierzchni M zmiany w czasie obydwu fal muszą być jednakowe i wtedy

$$t_M - \frac{\bar{r}_M s_0^0}{v_0} = t_M - \frac{\bar{r}_M s_t^0}{v_t}$$

gdzie \bar{r}_M jest promieniem-wektorem dowolnego punktu A powierzchni M . Położenie punktu A można również wyrazić poprzez wersor normalny do powierzchni, to znaczy $\bar{r}_M = \bar{N}^0 \times \bar{r}$, gdzie \bar{r} wektor o dowolnym kierunku w płaszczyźnie prostopadłej do \bar{r}_M nie pokrywającej się z \bar{N}^0 . Po podstawieniu, ponieważ $c/v_0 = n_0$, $c/v_t = n_t$ korzystając z własności iloczynu mieszanego będzie

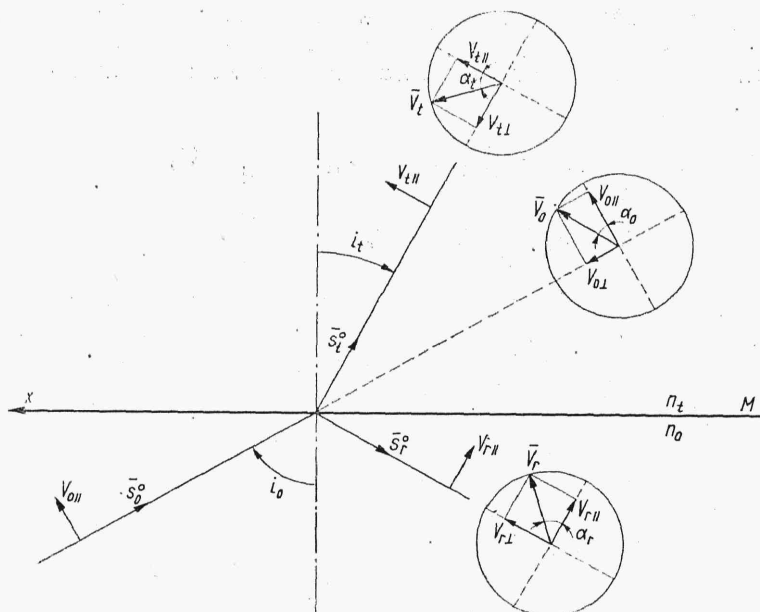
$$n_0 (\bar{s}_0^0 \times \bar{N}^0) \bar{r} = n_t (\bar{s}_t^0 \times \bar{N}^0) \bar{r}$$

Z uwagi na dowolność kierunku wektora \bar{r} ostatecznie pozostanie

$$n_0 (\bar{s}_0^0 \times \bar{N}^0) = n_t (\bar{s}_t^0 \times \bar{N}^0)$$

Jest to prawo załamania (1.41) wyprowadzone w optyce geometrycznej. W analogiczny sposób można udowodnić prawo odbicia (1.44). Wynika stąd, że w dziedzinie optyki falowej fala płaska załamuje się i odbija na płaszczyźnie zgodnie z prawami optyki geometrycznej.

Prawa te ustalają tylko kierunki rozchodzenia się fali przechodzącej i odbitej w funkcji kierunku fali padającej, ale nie dają ilościowych związków między nimi. Niżej zostaną przytoczone zależności między amplitudami i energią tych fal. Ograniczymy się tylko do skomentowania wzorów. Pełne wyprowadzenie oparte na ciągłości składowych stycznych natężenia pola elektrycznego i magnetycznego przy przejściu przez płaszczyznę M można znaleźć w [1].



Rys. 3.5

Niech przez \vec{s}_0^0 , \vec{s}_t^0 i \vec{s}_r^0 (rys. 3.5) oznaczone będą wersory kierunków rozchodzenia się fali płaskiej padającej, przechodzącej i odbitej i niech ponadto \vec{V}_0 będzie amplitudą zespoloną wektora optycznego (natężenia pola elektrycznego) fali padającej. Wektor ten leży w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali (do \vec{s}_0^0), ale zgodnie z rozważaniami p. 3.1.1 może przyjmować dowolne w niej położenia. Niech dla ustalenia uwagi tworzy on kąt α_0 z płaszczyzną padania. Kąt ten pokazany jest na rysunku w kładzie. Składowe wektora w płaszczyźnie padania $V_{0||}$ i prostopadłej do tej płaszczyzny $V_{0\perp}$ spełniają zależności

$$V_{0||} = V_0 \cos \alpha_0 \quad V_{0\perp} = V_0 \sin \alpha_0 \quad (3.9a,b)$$

Można udowodnić, że związki między wektorami fal dla obydwu przekrojów są niezależne od siebie i przyjmując za dodatnie zwroty składowych zamieszczone na rysunku można otrzymać

$$V_{t||} = \frac{2 \sin i_t \cos i_0}{\sin(i_0 + i_t) \cos(i_0 - i_t)} V_{0||} \quad (3.10a)$$

$$V_{t\perp} = \frac{2 \sin i_t \cos i_0}{\sin(i_0 + i_t)} V_{0\perp} \quad (3.10b)$$

$$V_{r||} = \frac{\operatorname{tg}(i_0 - i_t)}{\operatorname{tg}(i_0 + i_t)} V_{0||} \quad (3.10c)$$

$$V_{r\perp} = - \frac{\sin(i_0 - i_t)}{\sin(i_0 + i_t)} V_{0\perp} \quad (3.10d)$$

Zależności te noszą nazwę *wzorów Fresnela* od nazwiska francuskiego fizyka, który je po raz pierwszy wyprowadził. Uzupełnieniem ich jest *prawo załamania* $n_0 \sin i_0 = n_t \sin i_t$. Dla prostopadłego padania $i_0 \rightarrow 0$ $i_t \rightarrow 0$, przez rozwinięcie nawiasów i wprowadzenie prawa załamania dla $n_t/n_0 = n$ pozostanie

$$\begin{aligned} V_{t||} &= \frac{2}{n+1} V_{0||} & V_{t\perp} &= \frac{2}{n+1} V_{0\perp} \\ V_{r||} &= \frac{n-1}{n+1} V_{0||} & V_{r\perp} &= - \frac{n-1}{n+1} V_{0\perp} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Zanika w tym przypadku różnica między dwoma składowymi, gdyż nie można wyróżnić teraz płaszczyzny padania. Różnica w znaku między $V_{r\perp}$ i $V_{r||}$ jest czysto formalna wynikająca z przyjęcia przeciwnych kierunków dodatnich zwrotów tych wektorów.

Przy pominięciu przypadku całkowitego odbicia współczynniki przy wektorach (3.10) i (3.11) są rzeczywiste i mogą przyjmować wartości dodatnie lub ujemne. Oznacza to np. w pierwszym przypadku, że jeżeli dla jednej ze składowych wektor fali padającej ma zwrot dodatni, wówczas również dodatni zwrot będzie miał wektor wtórny. Mówi się wtedy, że wektory są w fazie (skok fazy równy 0). Jeżeli współczynnik ma wartość ujemną wówczas wektory są w przeciwnych fazach (skok fazy o π). Należy tu podkreślić, że dodatni zwrot i związane z tym wartości skoków fazy są pojęciami umownymi wynikającymi z przyjęcia dodatnich zwrotów wektorów na rys. 3.5. Przykładowo dla $n > 1$ i kąta i_0 bliskiego zera, ponieważ $|i_0| > |i_t|$ wtedy z równania (3.10c) znak $V_{r||}$ jest taki sam co i $V_{0||}$, a więc skok fazy równy jest 0, ale według rysunku, jeżeli $V_{0||}$ ma zwrot zgodny z osią x , wówczas $V_{r||}$ w przestrzeni ma zwrot przeciwny.

Dla fali przechodzącej niezależnie od wartości współczynnika załamania ($n > 1$ lub $n < 1$) i kąta padania znak składowych wektora fali prze-

Tablica 3.1. Zestawienie skoków fazy fali odbitej na granicy dwóch dielektryków

	$ i_0 + i_t < \frac{\pi}{2}$ $ i_0 < i_B $	$ i_0 + i_t > \frac{\pi}{2}$ $ i_0 > i_B $
$n = \frac{n_t}{n_0} > 1$ $ i_0 > i_t $	$V_{r\perp} - \pi$ $V_{r } - 0$	$V_{r\perp} - \pi$ $V_{r } - \pi$
$n < 1$ $ i_0 < i_t \leq \frac{\pi}{2}$	$V_{r\perp} - 0$ $V_{r } - \pi$	$V_{r\perp} - 0$ $V_{r } - 0$

chodzącej jest ten sam, co fali padającej i skok fazy wtedy nie występuje. Dla fali odbitej należy wyróżnić cztery przypadki będące kombinacją przedziałów $n > 1$, $n < 1$; $|i_0 + i_t| < \pi/2$, $|i_0 + i_t| > \pi/2$. Zestawienie skoków fazy podano w tabl. 3.1.

Przyjęta tu umowa dodatknych zwrotów zgodna zresztą z ogólnie przyjętymi zasadami w literaturze naukowej, pozwalająca z jednej strony opisać w jednakowy sposób wszystkie trzy zaburzenia z punktu widzenia uogólnionej polaryzacji (p. 3.5.1), prowadzi do pewnych niejasności. Na przykład dla normalnego padania fali nie można wyróżnić płaszczyzny padania, a więc i składowych $V_{0\perp}$ i $V_{0\parallel}$, natomiast zgodnie z równaniem (3.11) obie składowe odbite doznają różnych skoków fazy. Dla uniknięcia niejednoznaczności wystarczy wtedy przyjąć dowolną płaszczyznę, za płaszczyznę padania i dalej konsekwentnie w stosunku do niej liczyć zmiany fazowe.

Dla $i_0 + i_t = \pm \pi/2$ z (3.10c) $V_{r\parallel} = 0$. W tym przypadku fala odbita nie ma składowej w płaszczyźnie padania. Kąt padania, dla którego ten warunek jest spełniony, nazywa się *kątem Brewstera* ($i_0 = i_B$). Wtedy $\sin i_{tB} = \sin(\pi/2 - i_B) = \cos i_B$. Z prawa załamania ostatecznie warunkiem dla kąta Brewstera będzie

$$\operatorname{tg} i_B = n \quad (3.12)$$

Powracając do zależności (3.10) ogólnie składowe w obu płaszczyznach dla fali przechodzącej i odbitej będą różne i inne niż dla fali padającej. Z uwagi na zmiany składowych wektory optyczne fali przechodzącej \bar{V}_t i odbitej \bar{V}_r nie będą tworzyły tych samych kątów z płaszczyzną padania i można wyznaczyć obrót wektora optycznego (obróć płaszczyzny polaryzacji) po załamaniu się i odbiciu. Ponieważ $\operatorname{tg} \alpha_a = V_{a\perp}/V_{a\parallel}$, gdzie $a = o, t, r$ po uwzględnieniu zależności (3.10) położenia wektorów optycznych dla fali odbitej i załamanej będzie określone przez

$$\operatorname{tg} \alpha_r = - \frac{\cos(i_0 - i_t)}{\cos(i_0 + i_t)} \operatorname{tg} \alpha_o \quad (3.13a)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_t = \cos(i_0 - i_t) \operatorname{tg} \alpha_o \quad (3.13b)$$

Przechodząc do zależności energetycznych przez podniesienie do kwadratu i pomnożenie obu stron równań (3.9) przez $\varepsilon/8\pi$, zgodnie z równaniem (3.3) otrzymuje się podział gęstości energii fali padającej na składową równoległą $w_{0\parallel}$ i prostopadłą $w_{0\perp}$ do płaszczyzny padania, przy czym dla prostoty zapisu opuszczono indeks przy w_{sr} , to znaczy

$$w_{0\parallel} = w_0 \cos^2 \alpha_0 \quad w_{0\perp} = w_0 \sin^2 \alpha_0 \quad (3.14a,b)$$

Współczynnik odbicia ϱ zdefiniowany jest jako

$$\varrho = \frac{w_r}{w_0} \quad (3.15a)$$

gdzie w_r — gęstość energii fali odbitej, w_0 — gęstość energii fali padającej.

Współczynnik ten z uwzględnieniem (3.14) można również rozłożyć na dwie składowe

$$\varrho = \frac{w_{r\parallel}}{w_0} + \frac{w_{r\perp}}{w_0} = \frac{w_{r\parallel}}{w_{0\parallel}} \cos^2 \alpha_0 + \frac{w_{r\perp}}{w_{0\perp}} \sin^2 \alpha_0$$

a więc

$$\varrho = \varrho_{\parallel} \cos^2 \alpha_0 + \varrho_{\perp} \sin^2 \alpha_0 \quad (3.16a)$$

gdzie współczynniki odbicia dla obu składowych ϱ_{\parallel} i ϱ_{\perp} można znaleźć z równań *Fresnela*

$$\varrho_{\parallel} = \frac{w_{r\parallel}}{w_{o\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}^2(i_0 - i_t)}{\operatorname{tg}^2(i_0 + i_t)} \quad (3.17a)$$

$$\varrho_{\perp} = \frac{w_{r\perp}}{w_{o\perp}} = \frac{\sin^2(i_0 - i_t)}{\sin^2(i_0 + i_t)} \quad (3.17b)$$

Analogicznie współczynnik przepuszczania τ

$$\tau = \frac{w_t}{w_o} \quad (3.15b)$$

gdzie w_t — gęstość energii przechodzącej, przy czym

$$\tau = \tau_{\parallel} \cos^2 \alpha_0 + \tau_{\perp} \sin^2 \alpha_0 \quad (3.16b)$$

i

$$\tau_{\parallel} = \frac{\sin 2i_0 \sin 2i_t}{\sin^2(i_0 + i_t) \cos^2(i_0 - i_t)} \quad (3.17c)$$

$$\tau_{\perp} = \frac{\sin 2i_0 \sin 2i_t}{\sin^2(i_0 + i_t)} \quad (3.17d)$$

Z prawa zachowania energii i niezależności składowych musi być spełnione

$$\varrho_{\perp} + \tau_{\perp} = 1 \quad \varrho_{\parallel} + \tau_{\parallel} = 1 \quad \varrho + \tau = 1 \quad (3.18)$$

Wyznaczenie współczynników przepuszczania i odbicia odbywa się w następującej kolejności: dla danego kąta padania i_0 i względnego współczynnika załamania obydwu ośrodków n z prawa załamania wyznaczany jest kąt załamania i_t i następnie z równań (3.17) wartości współczynników odbicia i przepuszczania ϱ_{\parallel} , ϱ_{\perp} , τ_{\parallel} i τ_{\perp} w obydwu płaszczyznach. Dla ustalonej płaszczyzny polaryzacji fali padającej (dany kąt α_0) z równania (3.16) ostatecznie wartości ϱ i τ . Zależności (3.18) mogą być sprawdzeniem prawidłowości wykonanych obliczeń.

Dla światła naturalnego (niespolaryzowanego), dla którego każde położenie wektora optycznego w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali jest jednakowo prawdopodobne (jednakowo prawdopodobna jest każda wartość kąta α_0) w przedziale czasu nieporównywalnie większym od okresu drgań rozkład gęstości wektora w tej płaszczyźnie jest równomierny. Teraz wartość współczynnika przepuszczania τ_n lub odbicia ϱ_n dla światła naturalnego można otrzymać przez uśrednienie wartości ϱ i τ dla całego przedziału zmiany kąta α_0 ($0, 2\pi$), to znaczy

$$\varrho_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varrho d\alpha_0 \quad \tau_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tau dx_0$$

Ponieważ $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \alpha \, d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \alpha \, d\alpha = 1/2$, to zgodnie z równaniami (3.16)

$$\varrho_n = \frac{1}{2} (\varrho_{||} + \varrho_{\perp}) \quad (3.19a)$$

$$\tau_n = \frac{1}{2} (\tau_{||} + \tau_{\perp}) \quad (3.19b)$$

Zależności (3.17) nie zależą od kąta α_0 i pozostają niezmienione.

Światło naturalne padające na powierzchnię płaską przez załamanie i odbicie doznaje częściowej polaryzacji, ponieważ składowe dla fali przechodzącej i odbitej w obu płaszczyznach nie są jednakowe. Stopień polaryzacji np. dla odbicia można wyznaczyć ze wzoru

$$P_r = \left| \frac{\varrho_{\perp} - \varrho_{||}}{\varrho_{\perp} + \varrho_{||}} \right| \quad (3.20)$$

gdzie P_r może przyjmować wartość między 0 i 1.

Maksymalny stopień polaryzacji przy odbiciu zachodzi dla kąta Brewstera, kiedy $\varrho_{\perp} = 0$ i $P_r = 1$. Fala odbita jest wtedy spolaryzowana liniowo. Fala przechodząca dla kąta $i_0 \neq 0$ jest spolaryzowana tylko częściowo.

Dla fali padającej prostopadle do płaszczyzny dzielącej dwa ośrodki ($i_0 = 0$) z zależności (3.17—3.19) podobnie jak dla składowych wektora, można znaleźć

$$\varrho = \varrho_n = \varrho_{||} = \varrho_{\perp} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (3.21a)$$

$$\tau = \tau_n = \tau_{||} = \tau_{\perp} = \left(\frac{4n}{n+1} \right)^2 \quad (3.21b)$$

A więc wówczas dla fali odbitej i przechodzącej $P = 0$ i fale te nie są polaryzowane.

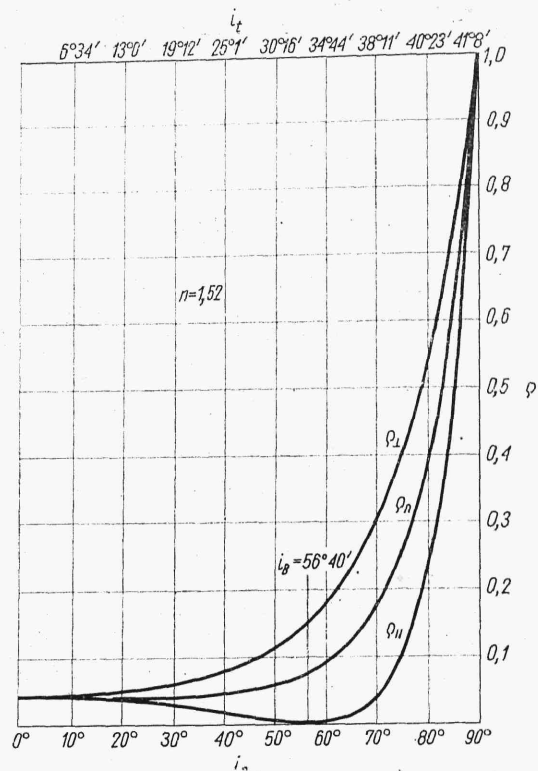
W tablicy 3.2 podano wartości ϱ i τ dla różnych współczynników załamania.

Tablica 3.2. Wartości ϱ i τ dla różnych współczynników załamania

n	1,5	1,6	1,7	1,8	2,0
$\varrho_{i_0=0}$	0,04	0,053	0,067	0,082	0,111
$\tau_{i_0=0}$	0,96	0,947	0,933	0,918	0,889

Na wykresie 3.6 podano wartości ϱ_{\perp} i $\varrho_{||}$ w funkcji kąta padania dla $n = 1,52$. Wtedy kąt Brewstera $i_B = 56^\circ 40'$. U góry wykresu naniesione są wartości kątów załamania i_t odpowiadające kątom padania i_0 . Środkowa krzywa ilustrująca zmianę $0,5(\varrho_{\perp} + \varrho_{||})$ odnosi się do współczynnika odbicia światła naturalnego lub spolaryzowanego liniowo dla $\alpha_0 = 45^\circ$.

Zjawisko odbicia na powierzchni o skokowej zmianie współczynnika załamania często wykorzystywane do dzielenia światła padającego na dwa strumienie, równocześnie wpływa ono niekorzystnie na pracę przyrządów



Rys. 3.6

optycznych o dużej liczbie powierzchni, ponieważ zmniejsza energię przenoszoną przez układ. W p. 3.2.7 omówione będzie zapobieganie temu zjawisku.

Całkowite odbicie

Jeżeli zaburzenie wychodzi z ośrodka o większym współczynniku załamania do ośrodka o mniejszym współczynniku ($n = n_t/n_0 < 1$), to istnieje wtedy graniczny kąt padania i_{0g} spełniający zależność $\sin i_{0g} = n$, którego przekroczenie nie daje rozwiązania dla kąta załamania i_t w zakresie liczb rzeczywistych. Wtedy, pomijając dla prostoty znak kątów, $\sin i_t = \frac{\sin i_0}{n} > 1$, gdyż dla $i_0 > i_{0g}$ $\sin i_0 > n < 1$. Ponieważ $\cos i_t = \sqrt{1 - \sin^2 i_t} = \frac{i}{n} \sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}$, gdzie wyrażenie pod pierwiastkiem ma wartość dodatnią, wówczas podstawiając do równań (3.10c i d) otrzymuje się

$$V_{r||} = \frac{n^2 \cos i_0 - i \sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}}{n^2 \cos i_0 + i \sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}} V_{0||} \quad (3.22a)$$

$$V_{r\perp} = \frac{\cos i_0 - i \sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}}{\cos i_0 + i \sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}} V_{0\perp} \quad (3.22b)$$

Współczynniki proporcjonalności między składowymi wektora są liczbami zespolonymi i wtedy można napisać $V_{r||} = r_{||} \exp(i\delta_{||}) V_{0||}$, $V_{r\perp} = r_{\perp} \exp(i\delta_{\perp}) V_{0\perp}$, gdzie r moduł, a δ — argument liczby zespolonej. Ten ostatni opisuje zmianę fazy zaburzenia. Z zależności (3.22) wynika $V_{r||} V_{r||}^* = V_{0||} V_{0||}^*$ i $V_{r\perp} V_{r\perp}^* = V_{0\perp} V_{0\perp}^*$ i ponieważ fala padająca i odbita znajdują się w tym samym ośrodku, to zgodnie z wyrażeniem (3.3) $w_{r||} = w_{0||}$ i $w_{r\perp} = w_{0\perp}$. Oznacza to, że energia fali odbitej równa jest energii fali padającej i fala pozostaje w pierwszym ośrodku.

Obydwie składowe fali odbitej natomiast doznają różnych skoków fazy, które można wyznaczyć z zależności (3.22) otrzymując

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{||}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}}{n^2 \cos i_0} \quad (3.23a)$$

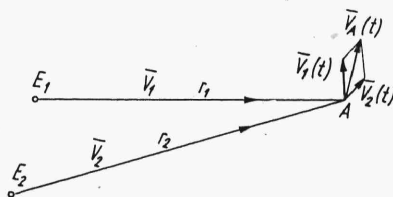
$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{\perp}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_0 - n^2}}{\cos i_0} \quad (3.23b)$$

Światło spolaryzowane liniowo przy całkowitym odbiciu, jeżeli α_0 jest różne od 0 i $\pi/2$ staje się spolaryzowane eliptycznie (p. 3.5).

3.2. Interferencja światła

3.2.1. Ogólne równanie interferencji

Niech będą dwa punktowe źródła światła E_1 i E_2 (rys. 3.7) leżące w pewnej odległości od siebie. Obydwa źródła emitując falę elektromagnetyczną w każdej chwili t niezależnie tworzą w przestrzeni pewien rozkład wekto-



Rys. 3.7

rów optycznych, który zmienia się w czasie zgodnie z równaniem falowym. Niech $\vec{V}_{1A}(t)$ i $\vec{V}_{2A}(t)$ będą wektorami optycznymi w danej chwili t i w punkcie A pochodzącymi od pierwszego i drugiego źródła. Wektor optyczny \vec{V}_A sumarycznego pola wynikający z superpozycji obydwu promieniowań będzie sumą geometryczną wektorów składowych. Wektory \vec{V}_{1A} i \vec{V}_{2A} są zmienne w czasie, zmienia się ich moduł i zorientowanie w przestrzeni, a więc i wektor \vec{V}_A również przyjmuje różne wielkości i położenia. Intensywność rejestrowania przez odbiornik w p. A zgodnie z rozważaniami p. 3.1.1 byłaby średnią chwilowych intensywności w pewnym przedziale czasu, to znaczy $I_A = \langle \vec{V}_A \vec{V}_A^* \rangle$. Okaze się, że w pewnych warunkach intensywność w p. A nie będzie prostą sumą intensywności pochodzących od źródeł E_1 i E_2 , a będzie zależała od ich położenia względem punktu obserwacji. Mówi się wtedy o zjawisku *interferencji*.

Ograniczymy się tu do rozważania przypadków, kiedy kąt między wektorami \vec{V}_{1A} i \vec{V}_{2A} jest dostatecznie mały i wpływ jego na rozkład inten-