

Marian NOWAK

LINIOWY ROZKŁAD NATĘŻENIA ŚWIATŁA PRZECHODZĄCEGO PRZEZ CIENKĄ WARSTWĘ NA GRUBEJ PŁYTCE

Streszczenie. Podano opis matematyczny liniowego rozkładu natężenia światła przechodzącego przez cienką warstwę na grubej, płaskorównoległej płytce podłożowej oświetlonej wiązką o skończonej średnicy. Zaprezentowano wyniki obliczeń ilustrujących wpływ warunków eksperymentu (polaryzacja, kąt padania oraz rozkład przestrzenny natężenia promieniowania w wiązce padającej na próbkę) oraz optycznych i geometrycznych parametrów badanej próbki (grubość cienkiej warstwy, jej współczynniki załamania i absorpcji promieniowania, grubość i współczynnik załamania światła w płytce podłożowej) na rozkład natężenia światła transmitowanego.

LINEAR DISTRIBUTION OF INTENSITY OF LIGHT TRANSMITTED THROUGH A THIN FILM ON A THICK SUBSTRATE

Summary. Theoretical description of linear distribution of radiation transmitted through a thin film on thick, parallel-sided substrate illuminated with radiation beam of finite diameter is given. Results of numerical calculations show the dependences of this distributions on experiment conditions (polarization, angle of incidence and spatial distribution of radiation in the incident light beam) as well as on optical and geometrical parameters of the sample (thickness, refractive index and absorption coefficient of thin film, thickness and refractive index of the substrate).

ЛИНЕЙНОЕ РАЗЛАЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ ТОНЬКУЮ ПЛЕНКУ НА ТОЛСТОЙ ПОДЛОЖКЕ

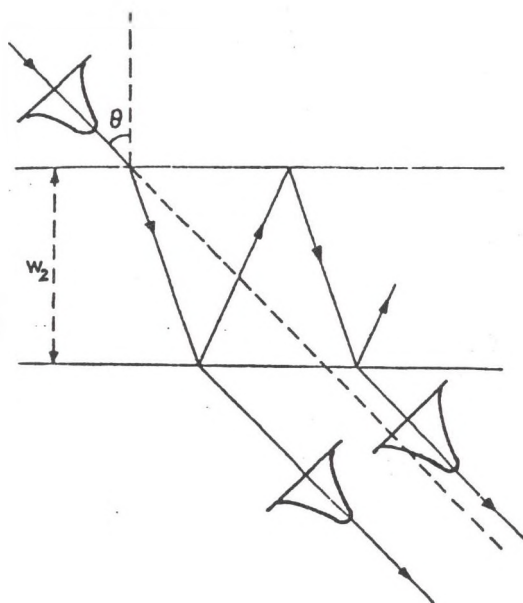
Резюме. Математически описано линейное разложение интенсивности света проходящего через тонкую пленку на толстой, плоскопараллельной подложке освещенной лучом о ограниченном диаметре. Результаты вычислений показывают зависимость этого разложения от условий эксперимента (поляризация, угол падения и разложение падающего света), а тоже от оптических и геометрических параметров образца (показатель преломления, коэффициент поглощения и толщина тонкой пленки, показатель преломления и толщина подложки).

1. Wstęp

W pracy [1] przedstawiono wpływ warunków eksperymentu (polaryzacji, kąta padania i rozkładu przestrzennego natężenia promieniowania w wiązce padającej na próbkę) oraz parametrów optycznych i geometrycznych badanej próbki na kątowy rozkład natężenia światła odbitego. Wyniki cytowanej pracy pozwoliły zaproponować pomiary liniowych (kątowych) rozkładów natężenia światła odbitego do wyznaczania parametrów optycznych i geometrycznych cienkich warstw i ich podłoży.

W pewnych przypadkach, np. w pracy [2], parametry optyczne cienkich warstw naniesionych na grube podłoża wyznacza się w badaniach transmisji optycznej przy nieprostym padaniu promieniowania na próbkę. Wówczas następuje równoległe przesunięcie wiązki przechodzącej przez płaskorównoległą próbkę względem wiązki padającej (rys. 1). Poza tym stosunkowo duże grubości płytek podłożowych (typowe płytki podłożowe ze szkła BK-7 mają grubość 1 mm), na które nanoszone są cienkie warstwy, prowadzą do podobnego rozseparowania wiązek wielokrotnie odbitych i wychodzących z badanych próbek, jak to ma miejsce w przypadku światła odbijanego (porównaj rys. 1 z rys. 2 w [1]).

Oczekuje się, iż zarówno wielkość przesunięcia równoległego wiązki przechodzącej przez próbkę, jak i stopień rozseparowania wiązek pochodzących od kolejnych odbić wewnętrznych w badanej próbce są zależne od warunków eksperymentu (polaryzacji, kąta padania i rozkładu przestrzennego natężenia promieniowania w wiązce padającej na próbkę) oraz od parametrów optycznych i geometrycznych badanej próbki. Ponieważ do tej pory zależności te nie były uwzględniane w badaniach transmisji optycznej cienkich warstw, zostaną one przeanalizowane w niniejszej pracy.



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie rozkładu natężenia promieniowania laserowego przechodzącego przez grubą, płaskorównoległą płytkę (θ - kąt padania promieniowania na płytkę, w_2 - grubość płytki)

Fig. 1. Schematic distribution of radiation intensity in laser beam transmitted through thick parallel-sided plate (θ - angle of radiation incidence, w_2 - thickness of the plate)

2. Opis teoretyczny

Rozważania teoretyczne ograniczymy do przypadku odbić zwierciadlanych. Stanowi to pewną idealizację rzeczywistej sytuacji, w której może występować odbicie dyfuzyjne, jednak przybliżenie to jest wystarczające dla analizy zjawiska odbicia promieniowania od cienkich warstw półprzewodnikowych posiadających tzw. lustrzaną powierzchnię.

Założymy, iż w badaniach wykorzystuje się wiązkę lasera jednomodowego TEM_{00} , w której rozkład przestrzenny natężenia promieniowania $I(r)$ po odległości r od środka wiązki opisuje zależność

$$I(r) = I_0 \exp \left[-2 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (1)$$

(I_0 - maksymalne natężenie promieniowania, a - promień wiązki laserowej w punkcie, w którym jej natężenie wynosi e^{-2} natężenia maksymalnego).

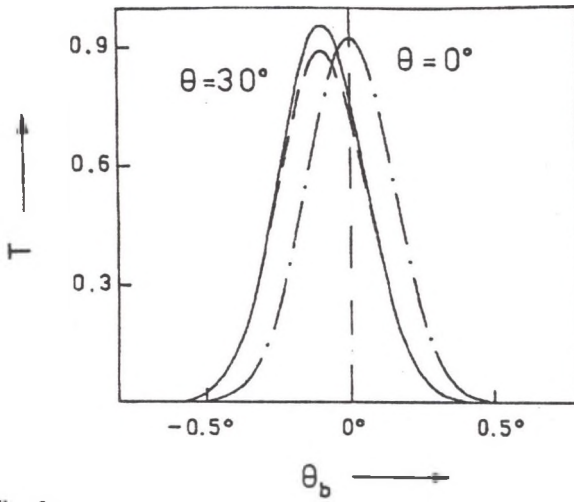


Fig. 2a
Rys. 2a

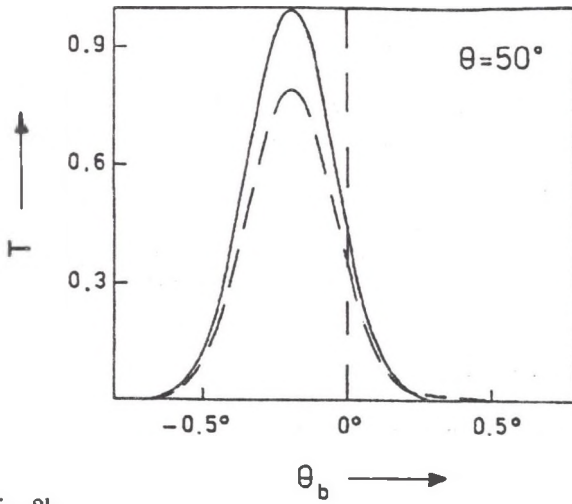


Fig. 2b
Rys. 2b

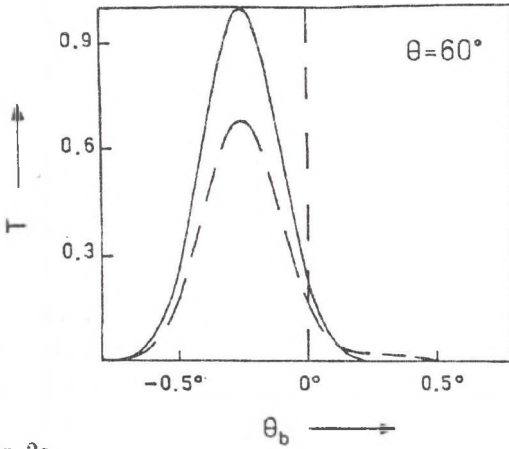
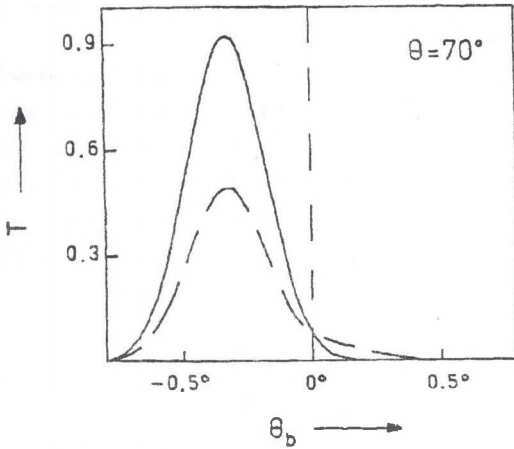


Fig. 2c
Rys. 2c



Rys. 2. Rozkłady kątowe współczynnika transmisji promieniowania laserowego o polaryzacji p i s dla różnych kątów padania na grubą płytkę ($n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $a = 1.3$ [mm], $\lambda = 0.6328$ [μm]), krzywe ciągłe i przerywane odpowiadają promieniowaniu o polaryzacji p oraz s , oznaczenia opisano w tekście)

Fig. 2. Angular distribution of transmission coefficient of p and s polarized radiation for different angles of radiation incidence on a thick plate ($n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $a = 1.3$ [mm], $\lambda = 0.6328$ [μm], solid and broken curves represent the cases of p and s polarized radiation, description in the text)

Podobnie jak w pracy [1] zakładamy, że próbka składa się z płaskorównoległej, jednorodnej, izotropowej, nie absorbującej promieniowania płytki podłożowej o grubości w_2 spełniającej zależność

$$\Delta\lambda \gg \frac{\lambda^2}{2n_2w_2} \quad (2)$$

($\Delta\lambda$, λ – szerokość i środkowa wartość przedziału długości fal promieniowania elektromagnetycznego padającego na próbkę, n_2 – współczynnik załamania promieniowania w materiale płytki podłożowej).

Nierówność (2) jest warunkiem pomijalności zjawiska interferencji fal wielokrotnie odbitych we wnętrzu tej płytki [3].

Zakładamy, iż na czolowej powierzchni płytki podłożowej znajduje się cienka warstwa materiału o części rzeczywistej n współczynnika załamania promieniowania oraz współczynniku absorpcji k (patrz rys. 1 w [2]). Przy tym grubość tej warstwy w spełnia nierówność

$$\Delta\lambda \ll \frac{\lambda^2}{2nw} \quad (3)$$

Z warunku (3) wynika konieczność uwzględnienia interferencji promieniowania wielokrotnie odbitego w tej warstwie [3]. W szczególnych przypadkach warstwa ta może być pewnego rodzaju optycznym filtrem odbiciowym lub transmisyjnym.

Promieniowanie pada na próbkę pod kątem θ . Próbka umieszczona jest w powietrzu o współczynniku $n_0 = 1$ załamania promieniowania.

Każdą z powierzchni rozdzielających dwa ośrodki optyczne charakteryzują odpowiednie współczynniki Fresnela odbicia r_{jv} i transmisji t_{jv} promieniowania propagującego w kierunku wiązki padającej oraz współczynniki $\tilde{r}_{jv} = -r_{jv}$ i \tilde{t}_{jv} dla promieniowania propagującego w kierunku przeciwnym (gdzie indeks v może przyjmować oznaczenie p lub s odpowiednio dla liniowo spolaryzowanego promieniowania o wektorze natężenia pola elektrycznego równoległym lub prostopadłym do płaszczyzny padania promieniowania na próbkę). Korzystając z [3, 4] współczynniki te można przedstawić w postaci

$$r_{js} = \frac{(a_{j-1} - ib_{j-1}) - (a_j - ib_j)}{(a_{j-1} - ib_{j-1}) + (a_j - ib_j)} = |r_{js}| \exp[i\phi_s], \quad (4)$$

$$t_{js} = \frac{2(a_{j-1} - ib_{j-1})}{(a_{j-1} - ib_{j-1}) + (a_j - ib_j)} = |t_{js}| \exp[i\beta_s], \quad (5)$$

$$\tilde{t}_{js} = \frac{2(a_j - ib_j)}{(a_{j-1} - ib_{j-1}) + (a_j - ib_j)} = |\tilde{t}_{js}| \exp[i\tilde{\beta}_s], \quad (6)$$

$$r_{jp} = \frac{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) - (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) + (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})} = |r_{jp}| \exp[i\phi_p], \quad (7)$$

$$t_{jp} = \frac{2(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})(n_j - i\kappa_j)(a_{j-1} - ib_{j-1})}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) + (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})} = |t_{jp}| \exp[i\beta_p], \quad (8)$$

$$\tilde{t}_{jp} = \frac{2(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})(n_j - i\kappa_j)(a_j - ib_j)}{(n_{j-1} - i\kappa_{j-1})^2(a_j - ib_j) + (n_j - i\kappa_j)^2(a_{j-1} - ib_{j-1})} = |\tilde{t}_{jp}| \exp[i\tilde{\beta}_p], \quad (9)$$

$$\text{gdzie} \quad i = \sqrt{-1}, \quad b_j = \frac{n_j \kappa_j}{a_j}, \quad \kappa_j = \frac{k_j \lambda}{4\pi}, \quad (10)$$

$$a_j^2 = 0.5 (n_j^2 - \kappa_j^2 - n_0^2 \sin^2 \theta) + \left[0.25 (n_j^2 - \kappa_j^2 - n_0^2 \sin^2 \theta)^2 + n_j^2 \kappa_j^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$n_1 = n$, $k_1 = k$, $k_0 = k_2 = k_3 = 0$, $n_3 = 1$, indeks $j = 1, 2, 3$ oznacza numer kolejnego ośrodka lub kolejnej powierzchni pomiędzy ośrodkami.

W przypadku interferencji promieniowania wewnątrz odbitego w warstwie o grubości $w_1 = w$ i parametrach optycznych $n_1 = n$, $k_1 = k$, ograniczonej powierzchniami scharakteryzowanymi odpowiednio współczynnikami Fresnela r_{1v} , t_{1v} , \tilde{r}_{1v} , \tilde{t}_{1v} , r_{2v} , t_{2v} , \tilde{r}_{2v} , \tilde{t}_{2v} , można obliczyć efektywne współczynniki Fresnela odbicia i transmisji promieniowania od całej warstwy w postaci [3]

$$r_v = r_{1v} + \frac{t_{1v} \tilde{t}_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (12)$$

$$t_v = \frac{t_{1v} t_{2v} \exp[-0.5i\Gamma] \exp[-0.5kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (13)$$

$$\tilde{t}_v = \frac{\tilde{t}_{1v} \tilde{t}_{2v} \exp[-0.5i\Gamma] \exp[-0.5kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (14)$$

$$\tilde{r}_v = \tilde{r}_{2v} + \frac{t_{2v} \tilde{t}_{2v} \tilde{r}_{1v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}{1 + r_{1v} r_{2v} \exp[-i\Gamma] \exp[-kw]}, \quad (15)$$

gdzie $\Gamma = \frac{4\pi a_j w}{\lambda}$.

Maksymalne natężenie promieniowania I_1 wiązki przechodzącej przez badaną próbkę bez dodatkowego wewnętrznego odbicia w grubej płytce podłożowej wyraża się wzorem

$$I_1 = |t_v|^2 |t_{3v}|^2 I_0, \quad (16)$$

(gdzie I_0 oznacza maksymalne natężenie promieniowania padającego na badaną próbkę), a maksymalne natężenia promieniowania w kolejnych wiązках wychodzących z próbki wskutek wielokrotnych wewnętrznych odbić w płytce podłożowej wyrażają się wzorami

$$I_2 = |t_v|^2 |r_{3v}|^2 |\tilde{r}_v|^2 |t_{3v}|^2 I_0, \quad I_l = |\tilde{r}_v|^2 |r_{3v}|^2 I_{l-1} \quad (17)$$

gdzie $l = 3, 4, 5, \dots$

Oznaczmy przez x współrzędną geometryczną w kierunku prostopadłym do kierunku wektora falowego wiązki przechodzącej przez badaną próbkę. Załóżmy, iż punkt o współrzędnej $x = 0$ leży na przedłużeniu promienia padającego na próbkę. W takim wypadku największe natężenie promieniowania w wiązce przechodzącej przez badaną próbkę bez wewnętrznego odbicia w grubej płytce podłożowej będzie w punkcie o współrzędnej

$$x_1 = w_2 [\operatorname{tg} \theta_2 \cos \theta - \sin \theta] \quad (18)$$

gdzie $\sin \theta_2 = \frac{n_0 \sin \theta}{n_2}$.

Natomiast współrzędne punktów odpowiadających maksymalnym natężeniom kolejnych wiązek wynoszą

$$x_2 = x_1 + x_0, \quad x_l = x_{l-1} + x_0, \quad (19)$$

gdzie $x_0 = w_2 n_0 [n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta]^{-1/2} \sin 2\theta$, $l = 3, 4, 5, \dots$

Zgodnie z (2) nie zachodzi interferencja promieniowania pochodzącego z kolejnych wiązek wychodzących z badanej próbki wskutek wielokrotnych wewnętrznych odbić w płytce podłożowej. Wobec tego całkowite natężenie promieniowania przechodzącego przez próbkę otrzymujemy przez zsumowanie natężeń wszystkich omówionych powyżej wiązek promieniowania. Natężenie to jest funkcją $I_v(x)$ współrzędnej geometrycznej x w kierunku prostopadłym do kierunku wektora falowego wiązki padającej na badaną próbkę

$$I_v(x) = I_1 \exp[-2(x - x_1)^2 a^{-2}] + I_2 \exp[-2(x - x_2)^2 a^{-2}] + \\ + \sum_l I_l \exp[-2(x - x_l)^2 a^{-2}]. \quad (20)$$

Gdy próbka zostanie odwrócona o 180° , czyli gdy światło będzie padać bezpośrednio na płytkę podłożową, a nie na warstwę absorbującą, to natężenie światła transmitowanego nadal będzie opisane wzorem (20), lecz maksymalne natężenia I_1 , I_2 , I_l kolejnych, wychodzących z próbki wiązek należy odpowiednio zastąpić wielkościami

$$I_1^* = |\tilde{t}_v|^2 |\tilde{t}_{3v}|^2 I_0, \\ I_2^* = |\tilde{t}_v|^2 |\tilde{r}_{3v}|^2 |r_v|^2 |\tilde{t}_{3v}|^2 I_0, \quad (21) \\ I_l^* = |r_v|^2 |\tilde{r}_{3v}|^2 I_{l-1}$$

gdzie $l = 3, 4, 5, \dots$

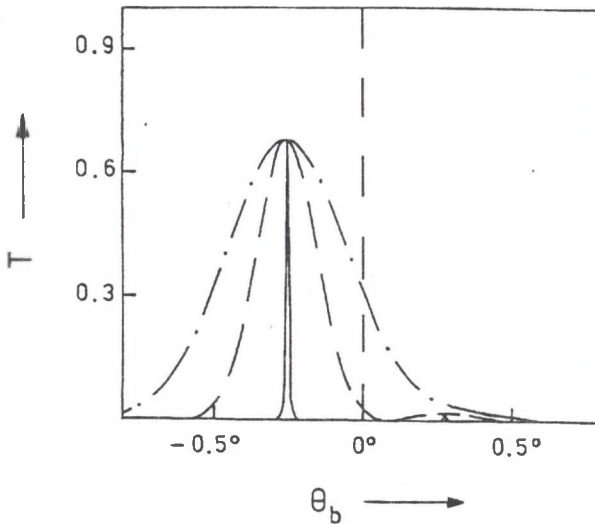
Wzór (20) nie uwzględnia wpływu wielokrotnych odbić w samej cienkiej warstwie na rozkład liniowy natężenia promieniowania odbitego od próbki. Jest to uzasadnione grubością tej warstwy w porównaniu z grubością płytki podłożowej.

Wzór (20) nie uwzględnia także efektu Goosa-Hänchena [5], gdyż przesunięcie przestrzenne wiązki odbitej wywołane tym efektem jest znacznie mniejsze od przesunięcia wywołanego przejściem promieniowania odbitego przez grubą płytkę podłożową.

Do opisu zjawiska przechodzenia promieniowania przez próbkę najczęściej używany jest tzw. energetyczny współczynnik transmisji promieniowania zwany w skrócie współczynnikiem transmisji promieniowania

$$T_v = \frac{I_v}{I_0}. \quad (22)$$

Liniowy rozkład wartości tego współczynnika dla promieniowania przechodzącego przez cienką warstwę znajdującą się na grubym podłożu możemy w prosty sposób wyrazić wykorzystując wzory (22) i (20).



Rys. 3. Rozkłady kątowe współczynnika transmisji promieniowania laserowego dla różnych promieni a padających na grubą płytkę (krzywa ciągła - $a = 0.044$ [mm], krzywa przerywana - $a = 0.8$ [mm], krzywa łańcuchowa - $a = 1.7$ [mm]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , oznaczenia opisano w tekście)

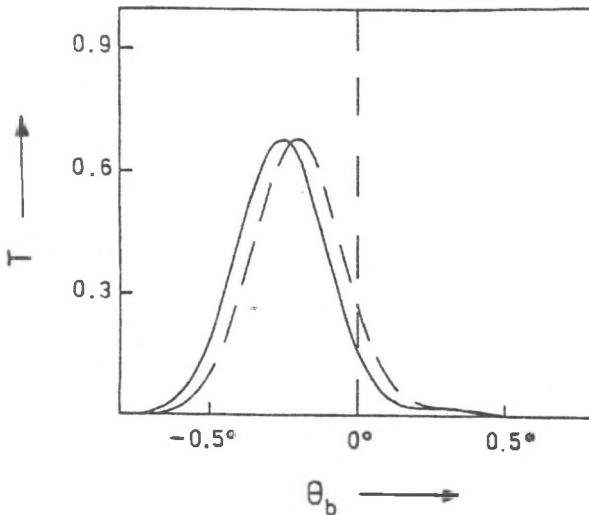
Fig. 3. Angular distribution of transmission coefficient for different radiuses of laser beam incidence on a thick plate (solid curve - $a = 0.044$ [mm], broken curve - $a = 0.8$ [mm], chain curve - $a = 1.7$ [mm]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, description in the text)

3. Zależność rozkładu natężenia transmitowanego promieniowania od parametrów próbki

W celu przeanalizowania wpływu parametrów próbki na charakter rozkładu natężenia przechodzącego przez nią promieniowania wykonano obliczenia numeryczne, których wyniki są przedstawione w postaci wykresów na rys. 2 do 7. Na wykresach tych przedstawiono kątowe rozkłady wartości współczynników transmisji promieniowania zamiast rozkładów liniowych. Wynika to z faktu, iż autor dysponuje stanowiskiem pomiarowym do badań kątowych rozkładów natężenia promieniowania przechodzącego przez próbki (wyniki tych pomiarów zostaną wkrótce opublikowane).

Przeprowadzając obliczenia zależności kąтового rozkładu współczynnika odbicia promieniowania skorzystano z następującej relacji

$$\frac{\Delta x}{r} \simeq \sin \Delta \theta_D \simeq \Delta \theta_D \quad (23)$$



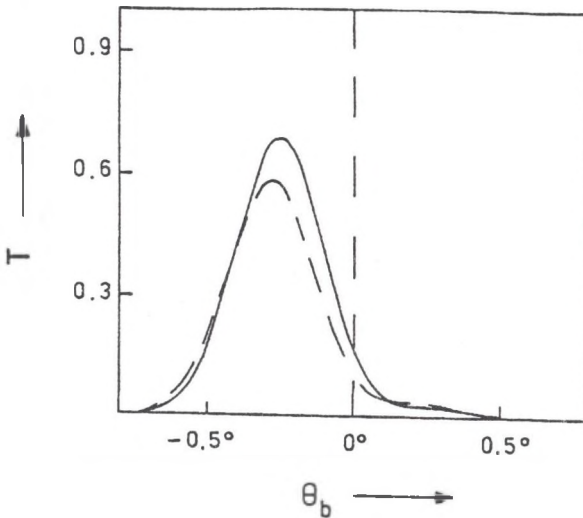
Rys. 4. Wpływ grubości płytki na kątowy rozkład współczynnika transmisji promieniowania laserowego padającego na grubą płytkę (krzywa ciągła - $w_2 = 1$ [mm]; krzywa przerywana - $w_2 = 0.8$ [mm]; $n_2 = 1.5$, $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 4. Influence of thickness of thick plate on angular distribution of transmission coefficient of light (solid curve - $w_2 = 1$ [mm]; broken curve - $w_2 = 0.8$ [mm]; $n_2 = 1.5$, $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, description in the text)

gdzie Δx – liniowe przesunięcie wiązki odbitej, r – długość ramienia goniometru, na którym umocowany jest fotodetektor rejestrujący natężenie promieniowania, θ_D – kąt, jaki tworzy ramię goniometru z kierunkiem wektora falowego wiązki padającej na próbkę, $\Delta\theta_D$ – kątowe przesunięcie wiązki odbitej.

Wzór (23) jest słuszny w przypadku niewielkich Δx oraz dużych r , jakie występują w prowadzonych eksperymentach ($r = 0.25$ [m], $\Delta x < 0.001$ [m]).

Wykresy przedstawione na rys. 2 pokazują wpływ polaryzacji i kąta padania na wartość współczynnika transmisji promieniowania laserowego przechodzącego przez grubą płytkę. Dla $\theta \neq 0^\circ$ maksymalny współczynnik transmisji odpowiadający promieniowaniu o polaryzacji p jest większy od maksymalnego współczynnika transmisji dla promieniowania o polaryzacji s . Jednak dla większych kątów padania promieniowania o tej ostatniej polaryzacji w promieniowaniu przechodzącym przez próbkę stają się bardziej zauważalne wiązki pochodzące od kolejnych wewnętrznych odbić w grubej płytce (rys. 2, 3 i 6).



Rys. 5. Wpływ współczynnika załamania promieniowania w grubej płytce na kątowy rozkład współczynnika transmisji padającego na nią promieniowania laserowego (krzywa ciągła – $n_2 = 1.5$; krzywa przerywana – $n_2 = 1.7$; $w_2 = 1$ [mm], $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 5. Influence of refractive index of thick plate on angular distribution of transmission coefficient of light (solid curve – $n_2 = 1.5$; broken curve – $n_2 = 1.7$; $w_2 = 1$ [mm], $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, description in the text)

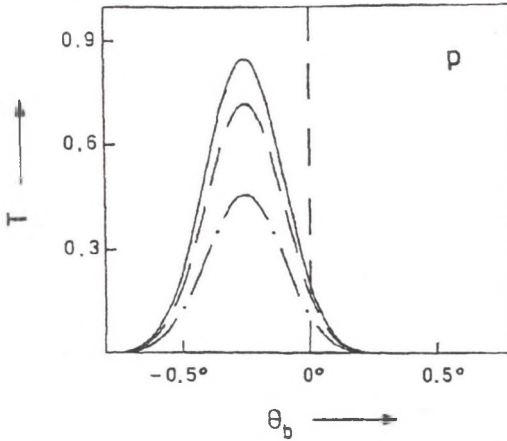
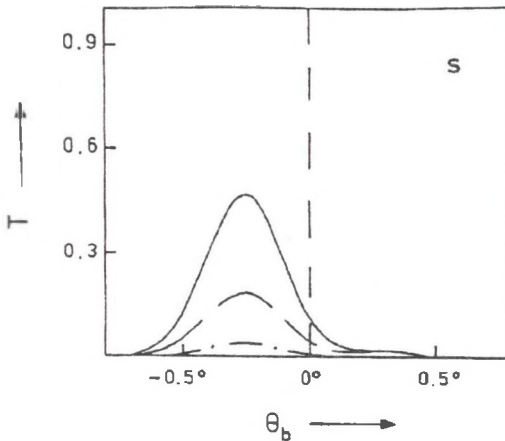


Fig. 6a

Rys. 6a

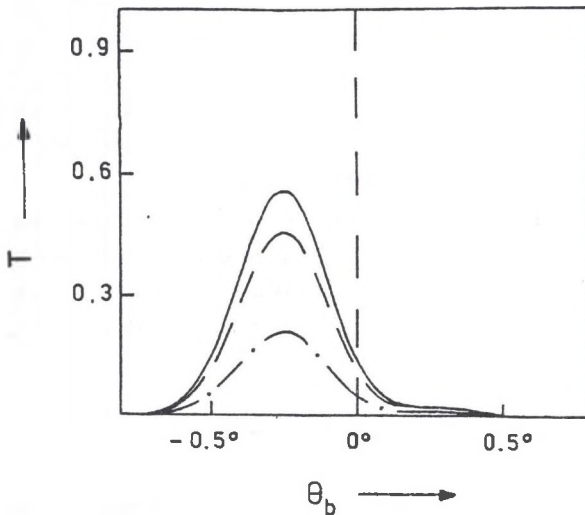


Rys. 6. Wpływ grubości cienkiej warstwy absorbującej na kątowy rozkład współczynnika transmisji promieniowania laserowego o polaryzacji p oraz s (krzywa łańcuchowa - $w = 0.5$ [μm]; krzywa przerywana - $w = 0.54$ [μm]; krzywa ciągła - $w = 0.56$ [μm]; $n = 3.5$, $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $k = 10^5$ [m^{-1}], $\lambda = 0.6328$ [μm], $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 6. Influence of thickness of a thin absorbing film on angular distribution of transmission coefficient of laser beam incident on a thin plate for p and s polarization (chain curve - $w = 0.5$ [μm]; broken curve - $w = 0.54$ [μm]; solid curve - $w = 0.56$ [μm]; $n = 3.5$, $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $k = 10^5$ [m^{-1}], $\lambda = 0.6328$ [μm], $a = 1.3$ [mm], $\theta = 60^\circ$, description in the text)

Wraz ze wzrostem kąta padania następuje coraz większe rozseparowanie wiązek promieniowania pochodzących od kolejnych odbić w grubej płytce podłożowej. Stosunek natężenia promieniowania w tych wiązkach zależy zarówno od jego polaryzacji, jak i od kąta padania na próbkę.

Stopień rozseparowania promieniowania należącego do wiązek podlegających kolejnym wewnętrznym odbiciom zależy w głównej mierze od szerokości wiązki laserowej padającej na próbkę (rys. 3). Poza tym rośnie on ze wzrostem grubości płytki podłożowej (rys. 4) oraz ze zwiększeniem wartości jej współczynnika załamania (rys. 5). Wartość tego współczynnika wpływa nie tylko na wielkość współczynnika odbicia, lecz także na stosunek natężeń promieniowania w różnych wiązkach odbitych od próbki (rys. 5).



Rys. 7. Rozkłady kątowe współczynnika transmisji promieniowania laserowego padającego na grubą płytkę podłożową pokrytą cienką warstwą dla różnych współczynników absorpcji promieniowania w tej warstwie (krzywa ciągła - $k = 0$, krzywa przerywana - $k = 10^5$ [m^{-1}], krzywa łańcuchowa - $k = 5 \cdot 10^5$ [m^{-1}]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $w = 0.55$ [μm], $n = 3.5$, $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], polaryzacja s , $a = 1.3$ [mm], oznaczenia opisane w tekście)

Fig. 7. Angular distribution of transmission coefficient of laser beam incident on a thick plate covered with thin film for different values of absorption coefficient in this film (solid curve - $k = 0$, broken curve - $k = 10^5$ [m^{-1}], chain curve - $k = 5 \cdot 10^5$ [m^{-1}]; $n_2 = 1.5$, $w_2 = 1$ [mm], $w = 0.55$ [μm], $n = 3.5$, $\theta = 60^\circ$, $\lambda = 0.6328$ [μm], s polarized radiation, $a = 1.3$ [mm], description in the text)

Istotne znaczenie dla kąтового (liniowego) rozkładu wartości współczynnika transmisji promieniowania ma obecność cienkiej warstwy na grubej płytce (rys. 6). Ważna jest zarówno grubość tej warstwy (rys. 6), jak i wartość jej współczynnika absorpcji (rys. 7).

4. Wnioski

Z zaprezentowanego opisu wynika, iż rozkład liniowy (lub kątowy) natężenia wiązki światła laserowego przechodzącego przez próbkę złożoną z warstwy półprzewodnika na grubej płytce podłożowej silnie zależy zarówno od warunków eksperymentu (polaryzacji, kąta padania oraz rozkładu przestrzennego natężenia promieniowania w wiązce padającej na próbkę), lecz także od parametrów optycznych i geometrycznych badanej próbki. Parametrami tymi są: grubość (w) warstwy badanego materiału półprzewodnikowego, część rzeczywista (n) zespolonego współczynnika załamania oraz współczynnik absorpcji (k) promieniowania w tym materiale, grubość płytki podłożowej (w_2) oraz współczynnik (n_2) załamania promieniowania w materiale, z jakiego jest ona wykonana.

Stwarza to możliwość wykorzystania badań liniowego (lub kąтового) rozkładu natężenia promieniowania przechodzącego przez cienką warstwę półprzewodnikową naniesioną na grubą płytkę podłożową jako metody wyznaczania optycznych i geometrycznych parametrów cienkich warstw i ich podłoży. Zagadnienia te będą analizowane w następnej pracy.

Niniejszy artykuł powstał w ramach pracy BK-545/RMF-1/92 na Politechnice Śląskiej.

Literatura

- [1] M. Nowak, *Liniowy rozkład natężenia promieniowania odbitego od cienkiej warstwy na grubej płytce*, Zeszyty Naukowe Politech. Śląsk. Mat.-Fiz. (w tym tomie).
- [2] R. Swanepoel, *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, 8 (1985), 1339.
- [3] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press, London 1970.
- [4] O. S. Heavens, *Optical properties of thin solid films*, Dover Publications, New York 1965.

[5] J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa 1986.

Recenzent: Prof. dr hab. Sławomir Kończak

Wpłynęło do redakcji 20.04.1994 r.

Abstract

Usually thin films are deposited on thick, parallel-sided, transparent substrates. In the case of oblique illumination of such a sample, due to the multiple internal reflections of light in a relatively thick substrate, the successive beams that go out from the sample are parallelly shifted. It is of particular importance for the investigations of optical transmittance when a laser beam is used. In this paper the theoretical description of linear distribution of intensity of radiation transmitted through a thin film on a thick, parallel-sided substrate illuminated with radiation beam of finite diameter is given. Results of numerical calculations show the dependences of this distribution on experiment conditions (wavelength, intensity, polarization, angle of incidence and spatial distribution of radiation in the incident light beam) as well as on optical and geometrical parameters of the sample (thickness, refractive index and absorption coefficient of thin film, thickness and refractive index of the substrate). It suggests to use the investigations of linear or angular distributions of transmission coefficient for determining optical and geometrical parameters of thin films deposited on thick, parallel-sided, transparent substrates. This method of investigations is complementary to the method based on linear (or angular) distribution of reflection coefficient.