

Instytut Fizyki
Politechniki Wrocławskiej
Raport serii PRE

mgr inż. Piotr Kurzynowski
MODEL PLANARNY POLARYZATORA ŚWIATŁOWODOWEGO
I ŚWIATŁOWODOWEGO SPRZĘGACZA POLARYZACYJNEGO

Rozprawa doktorska
Promotor : prof. dr hab. inż. Florian Ratajczyk
WROCLAW 1993

SPIS TREŚCI

1. WSTĘP	3
2. POLARYZATOR	10
2.1 Mody TM polaryzatora	12
2.1.1 Rozkłady pól i stałe propagacji	12
2.1.2 Mody "izolowane" polaryzatora	13
2.1.3 Mody układu polaryzatora	16
2.1.4 Wzbudzanie modów polaryzatora	20
2.1.5 Krzywe tłumienia modu TM	24
2.2 Mod TE polaryzatora	33
2.3 Porównanie prezentowanej teorii z wynikami eksperymentalnymi	35
3. SPRZĘGACZ POLARYZACYJNY	38
3.1 Mody TM sprzęgacza	39
3.2 Mody TE sprzęgacza	44
3.3 Wzbudzanie modów sprzęgacza	47
3.3.1 Wzbudzanie modów TM sprzęgacza	49
3.3.2 Wzbudzanie modów TE sprzęgacza	50
3.4 Krzywe tłumienia sprzęgacza	51
4. WNIOSKI	60
5. LITERATURA	61

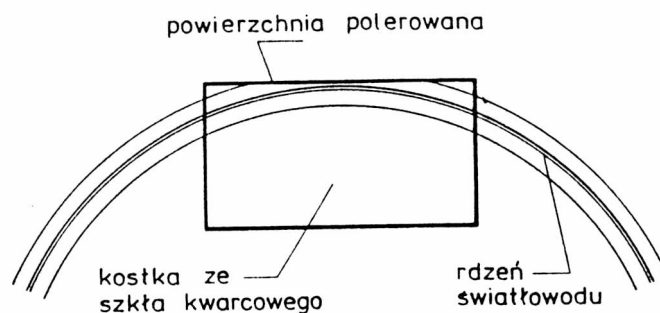
1. WSTĘP

Optyka światłowodowa jest jedną z dziedzin optyki najszybciej rozwijających się w ostatnich latach. Umożliwia ona zastąpienie klasycznych elementów optyki objętościowej elementami światłowodowymi (np. interferometry), a nawet stworzenie nowej jakości, jaką jest telekomunikacja światłowodowa. Zaletą elementów światłowodowych jest to, że w porównaniu z optyką objętościową wprowadzają one niższe straty w układzie optycznym, zapewniają dużo większą stabilność, układy światłowodowe mogą być w większym stopniu zintegrowane i, co również nie jest bez znaczenia, są znacznie tańsze. Wykorzystanie własności polaryzacyjnych światła propagowanego w światłowodzie umożliwia poprawienie jakości przesyłania informacji w koherentnej komunikacji światłowodowej dzięki zmniejszeniu zniekształcenia sygnału i spadkowi stopy błędów; można polepszyć też znacznie czułość czujników interferencyjnych, takich jak żyroskopy, magnetometry, hydrofony.

Podstawowymi elementami polaryzacyjnego układu światłowodowego są polaryzator i sprzęgacz polaryzacyjny. Polaryzator nie wymaga zdefiniowania, ponieważ pełni tę samą rolę, jak w optyce objętościowej. Natomiast sprzęgacz (ang. "coupler") jest takim elementem układu, który rozdziela (lub łączy) co najmniej jeden wejściowy tor światłowodowy na (w) co najmniej dwa wyjściowe. Spotykane jest w literaturze również określenie: dzielnik wiązki (ang. "beam splitter"). Najczęściej spotykane są sprzęgacze typu 2x2 (dwa wejścia i dwa wyjścia). Ze względu na własności polaryzacyjne rozróżniane są dwa typy sprzęgaczy: sprzęgacz utrzymujący stan polaryzacji (ang. "polarization-maintaining coupler"), w którym stan polaryzacji światła na wyjściach sprzęgacza jest taki sam jak na jego wejściu, oraz sprzęgacz rozszczepiający stan polaryzacji (ang. "polarization-splitting coupler"), który rozdziela wejściowe światło na dwa liniowe ortogonalne mody wyjściowe, które znajdują się w

różnych wyjściach sprzęgacza. Ponieważ w poniższej rozprawie analizowany będzie ten drugi rodzaj sprzęgacza, dla uproszczenia nazywany będzie on dalej sprzęgaczem polaryzacyjnym.

Najpopularniejszą metodą wykonywania polaryzacyjnych elementów światłowodowych jest metoda szlifowania i polerowania światłowodu jednomodowego wklejonego w zakrzywiony rowek znajdujący się w kostce ze szkła kwarcowego (tak wykonany element zwany półsprzęgaczem przedstawiono na rys.1.1). W celu uzyskania sprzęgacza składa się ze sobą dwa półsprzęgacze, z odpowiednimi modyfikacjami. Polaryzator można uzyskać kładąc na półsprzęgacz odpowiedni materiał powodujący tłumienie jednego z ortogonalnych modów prowadzonych przez światłowód.



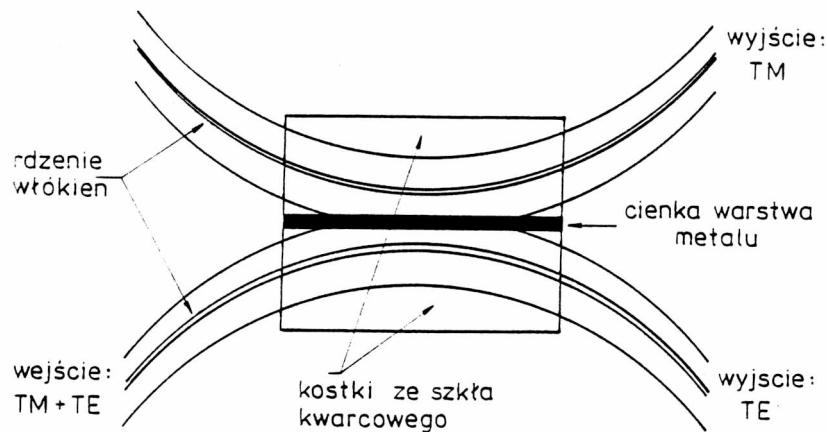
Rys. 1.1 Schemat półsprzęgacza

W pracach [1]÷[3] przedstawiono konstrukcje sprzęgacza polaryzacyjnego składającego się z półsprzęgaczy, z których w jednym umieszczano światłowód dwójłomny (lub anizotropowy) zorientowany równolegle do powierzchni polerowanej półsprzęgacza, a w drugim - prostopadle. Taka orientacja zapewniała asymetrię zjawiska sprzęgania wejściowych modów ortogonalnych i w efekcie selektywność polaryzacji rzędu 10dB. W przypadku polaryzatorów uzyskiwano początkowo tłumienie jednego z modów ortogonalnych kładąc na powierzchnię półsprzęgacza kryształ anizotropowy [4] lub ciekły kryształ [5]÷[7]. Anizotropia rozkładu współczynnika załamania w kryształach powodowała selektywne tłumienie ortogonalnych

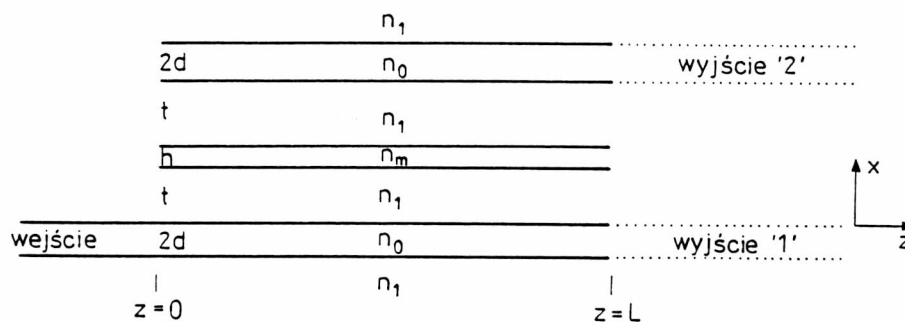
modów prowadzonych przez światłowód półsprzęgacza. Osiągano zadowalające rezultaty w przypadku selektywności polaryzacji (od 45dB do 60dB), natomiast straty wciąż jeszcze były zbyt wysokie (ok. 1dB). Ponadto wadą tych polaryzatorów była skomplikowana technologia. Najefektywniejszym rozwiązaniem jest zastosowanie w polaryzatorach i sprzęgaczach polaryzacyjnych bardzo cienkich warstw metalicznych (o grubości rzędu dziesiątek nanometrów) o ujemnej części rzeczywistej stałej dielektrycznej [8]÷[15]. Wykorzystuje się tu tę własność takich warstw, że można w nich wzbudzić wyłącznie mody typu TM, co powoduje, że przechodzące w pobliżu takiej warstwy mody typu TM (czy to polaryzatora, czy sprzęgacza) oddziałują z modami warstwy metalicznej, natomiast mody typu TE "widzą" jak gdyby tylko bardzo cienki ośrodek absorpcyjny (oczywiście w przypadku światłowodów niewłaściwe jest mówienie o modach typu TE i TM, tym niemniej dla celów poglądowych zostanmy przy takim objaśnieniu). Własności modów wzbudzanych w cienkich warstwach metalicznych, zwanych polarytonowymi plazmonami powierzchniowymi (ang. "surface-plasmon-polaritons") lub powierzchniowymi falami plazmonowymi (ang. "surface-plasmon-waves") opisano wyczerpująco w pracy [16]÷[18], przy czym w pracy [18] rozważano cylindryczne powierzchniowe fale plazmonowe powstające w cylindrycznej cienkiej warstwie metalicznej otaczającej współśrodkowo rdzeń światłowodu jednomodowego. W dalszej części fale te będą nazywane dla uproszczenia modami SPW.

Polaryzatory wykonywane są w ten sposób, że na powierzchnię półsprzęgacza kładzie się cienką warstwę metaliczną, a następnie na metal - odpowiednią ciecz imersyjną, która modyfikuje własności transmisyjne polaryzatora. Sprzęgacze polaryzacyjne zbudowane są tak, jak zwykle sprzęgacze, z tym, że pomiędzy powierzchniami polerowanymi półsprzęgaczy znajduje się cienka warstwa metaliczna. Schemat takiego sprzęgacza przedstawiono na rys.1.2a. Funkcjonuje on w ten sposób, że jeżeli na wejściu sprzęgacza znajduje się mod typu TE, to mod ten prawie w całości

a)



b)



Rys.1.2 Sprzęgacz polaryzacyjny

a) schemat konstrukcyjny , b) ekwiwalentny model planarny

znajdzie się w tym samym światłowodzie wyjściowym, natomiast jeżeli na wejściu sprzęgacza znajduje się mod typu TM, to prawie w całości zostanie on przesłany do drugiego wyjściowego światłowodu.

We wspomnianych pracach [8]+[15] przedstawiano głównie wyniki eksperymentalne, uzupełnione o jakościowy opis funkcjonowania polaryzatora i sprzęgacza. Podstawą tego opisu było wnioskowanie o własnościach tych elementów ze znajomości własności modów izolowanych składowych polary-

zatora i sprzęgacza, tzn. na porównaniu własności modów światłowodu jednomodowego i modów SPW. Nie przedstawiono jednakże w tych pracach uproszczonej chociażby teorii opisującej zjawiska zachodzące w tych elementach. Celem niniejszej rozprawy jest analiza zjawisk zachodzących w polaryzatorze i sprzęgaczu z cienką warstwą metaliczną. Skonstruowanie modelu matematycznego sprzęgacza polaryzacyjnego, jaki przedstawiono na rys.1.2a jest bardzo trudne. Wynika to z tego, że należałoby rozpatrywać zjawiska oddziaływania osiowosymetrycznych modów światłowodów cylindrycznych z modami struktury planarnej, jaką jest warstwa metaliczna. Ponadto dodatkowym utrudnieniem jest zakrzywienie światłowodów, zarówno w sprzęgaczu, jak i w polaryzatorze. Stąd też w niniejszej rozprawie rozważane są planarne struktury ekwiwalentne polaryzatora i sprzęgacza polaryzacyjnego. Oznacza to, że rozważane są takie struktury planarne, które funkcjonują tak samo lub prawie tak samo jak wyjściowe struktury sprzęgacza i polaryzatora ze światłowodem cylindrycznym (ekwiwalentny planarny sprzęgacz polaryzacyjny przedstawiono na rys.1.2b). Zatem w tych przypadkach zagadnienie sprowadza się do pytania, czy istnieje taki ekwiwalentny falowód planarny, którym można w schemacie np. sprzęgacza zastąpić światłowód cylindryczny. Uzasadnienie, że można tak zrobić, jest następujące: oddziaływanie między modami propagowanymi w światłowodach sprzęgacza zachodzi prawie wyłącznie w płaszczyźnie zawierającej osie światłowodów. Poza tą płaszczyzną gwałtownie ono zanika. Ponadto promień zakrzywienia R światłowodów jest zazwyczaj na tyle duży, że można przyjąć, że w każdym przekroju poprzecznym $z = \text{const}$ sprzęgacza światłowody są do siebie równoległe (zmienia się tylko z drogą propagacji ich odległość wzajemna). Zatem można powiedzieć, że mody struktury sprzęgacza oddziałują głównie w kierunku prostopadłym do światłowodów i leżącym w wyżej wspomnianej płaszczyźnie. Jeśli istnieje taki falowód planarny, w którym mody prowadzone mają w tym kierunku taki sam rozkład pola elektromagnetycznego, jak rozkład pola modu światłowodu cylindrycz-

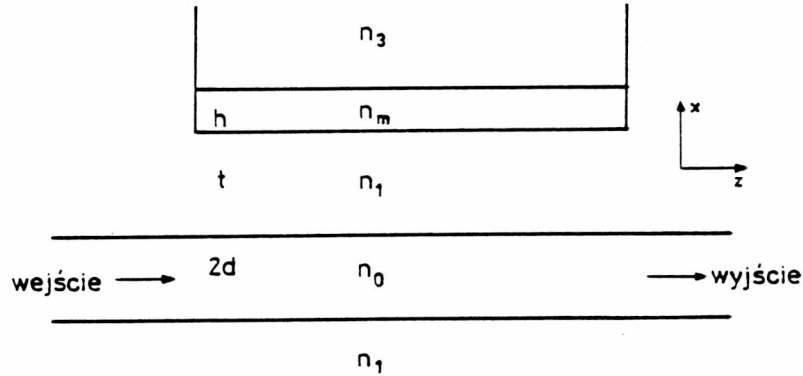
nego, oraz taką samą stałą propagacji, to z punktu widzenia funkcjonowania sprzęgacza jest prawie bez znaczenia, czy w opisie sprzęgacza rozważany jest światłowód cylindryczny, czy falowód planarny. Powyższy wywód jest oczywiście tylko przybliżeniem, nie można bowiem pominąć oddziaływań międzymodowych poza opisaną powyżej płaszczyzną, tym niemniej jest on bardzo często stosowany przy opisie zjawisk sprzęgania w różnych elementach światłowodowych. Na przykład w pracy [19] przedstawiono metodę znalezienia takiego ekwiwalentnego falowodu planarnego, który dobrze zastępuje światłowód cylindryczny w schematach sprzęgacza i półsprzęgacza. Podobne zabiegi formalne przeprowadzono również w pracach [4],[12],[13],[14]. Podsumowując zatem rozważania dotyczące "zasady ekwiwalentności" należy stwierdzić, że w poniższej rozprawie analizowane będą w sposób ściśle zjawiska zachodzące w planarnym polaryzatorze i sprzęgaczu polaryzacyjnym, które w sposób przybliżony odpowiadają zjawiskom zachodzącym w polaryzatorze i sprzęgaczu polaryzacyjnym ze światłowodem cylindrycznym.

Najczęściej analizę zjawisk sprzęgania między modami przeprowadza się w oparciu teorię modów sprzężonych lub jej modyfikacje. Podstawowym jej założeniem jest to, że całkowite pole elektromagnetyczne układu czy to światłowodów, czy falowodów, jest liniową kombinacją pól modów izolowanych elementów układu. Przyjmuje się, że pole modu jednego elementu układu jest bardzo małe w obszarze drugiego i odwrotnie. Wówczas iloczyny tych pól w tych obszarach można pominąć w rozważaniach i dopiero wtedy (tylko przy tym założeniu) całkowite pole elektromagnetyczne spełnia równania Maxwella. Teoria ta, ze wszystkimi jej modyfikacjami, jest przybliżona. Stopień jej zgodności z dokładnymi obliczeniami badano np. w pracach [20-21], w których analizowano mody dwóch równoległych falowodów planarnych. Przedstawiono tam ścisłą metodę znajdowania rozkładów pól układu dwóch falowodów, spełniających ściśle równania Maxwella, a następnie porównano ją z tzw. zmodyfikowaną teorią

modów sprzężonych (ang. "improved coupled-mode theory"). Okazuje się, że wyniki uzyskane dzięki teorii modów sprzężonych są zbieżne z wynikami uzyskanymi ze ścisłych obliczeń w granicy słabego sprzężenia (ang. "weak coupling"), co oznacza, że elementy falowodowe (światłowód, falowód planarny czy też jakakolwiek warstwa prowadząca światło) są w relatywnie dużej odległości od siebie. Teoria modów sprzężonych nie jest dokładna w przypadku silnych sprzężeń (ang. "strong coupling") i musi być modyfikowana. W prezentowanej rozprawie zastosowano ścisłą metodę określenia rozkładu pola w strukturze sprzęgacza i polaryzatora, która pozwala obliczyć wszystkie niezbędne parametry urządzenia. Zaproponowane rozkłady pól spełniają wszędzie równania Maxwella, ze wzrostem odległości między elementami układu zmierzają do znanych rozkładów pól elementów izolowanych. Przedstawiono wygodne postaci równań charakterystycznych, przeanalizowano wpływ najważniejszych parametrów na funkcjonowanie zarówno polaryzatora, jak i sprzęgacza (współczynnik załamania zewnętrznej warstwy dielektrycznej w przypadku polaryzatora oraz grubość warstwy metalicznej w obu przypadkach). Ponieważ funkcjonowanie i polaryzatora i sprzęgacza nie zmienia się w sensie jakościowym ze zmianą odległości t między falowodami planarnymi i warstwą metaliczną (patrz rys.1.2b), tzn. przy różnych takich odległościach zachodzą te same zjawiska, zmieniają się tylko wyniki liczbowe, nie przedstawiono parametrów polaryzatora i sprzęgacza w zależności od tej odległości.

2. POLARYZATOR

Schemat polaryzatora przedstawiono na rys.2.1.



Rys. 2.1 Schemat polaryzatora

Polaryzator składa się z warstwy falowodowej o szerokości $2d$ i współczynnikach załamania rdzenia n_0 i płaszcza n_1 , oraz z warstwy metalicznej o współczynniku załamania n_m i grubości h leżącej w odległości t od rdzenia falowodu dielektrycznego, rozciągającej się od $z=0$ do $z=L$, gdzie z jest osią propagacji. Powyżej warstwy metalicznej znajduje się warstwa dielektryczna o współczynniku załamania n_3 rozciągająca się również od $z=0$ do $z=L$. Współczynniki załamania n_0 , n_1 i n_3 są rzeczywiste, natomiast n_m jest zespolony.

W pracy rozważano polaryzator o następujących parametrach: $2d=5\mu\text{m}$, $n_0=1.460$, $n_1=1.456$, $t=5\mu\text{m}$, $n_m=0.82-11.2\cdot i$ (aluminium) (współczynnik załamania aluminium wzięto z [23]). Długość fali $\lambda=1.3\mu\text{m}$. Grubość warstwy metalu wynosiła do 30nm, współczynnik załamania n_3 zmieniał się od 1.445 do 1.470. Przy takim wyborze parametrów falowód dielektryczny w nieobecności warstwy metalicznej jest falowodem jednomodowym (w tym sensie, że prowadzi jeden mod typu TE i jeden mod typu TM).

Ze względu na symetrię układu (współczynnik załamania struktury planarnej nie zależy od współrzędnej przestrzennej y) w równaniach Maxwella znikają człony zawierające pochodne $\partial/\partial y$ i układ sześciu równań Maxwella dla sześciu składowych kartezjańskich pól elektrycznego E i magnetycznego H można rozseparować na dwa niezależne od siebie układy równań (po trzy równania w każdym).

Jeśli przyjąć, że rozkłady pól zależą od zmiennych przestrzennych x i z jak

$$E = E(x) \cdot \exp[i \cdot (\omega \cdot t - \beta \cdot z)] \quad (2.1)$$

$$H = H(x) \cdot \exp[i \cdot (\omega \cdot t - \beta \cdot z)] \quad (2.2)$$

gdzie β -podłużna stała propagacji, to z powyższego wynika, że w strukturze planarnej mogą propagować się dwa niezależne od siebie typy modów (fal będących rozwiązaniami równań Maxwella):

mody typu TE o składowych $E(0, E_y, 0)$, $H(H_x, 0, H_z)$,

mody typu TM o składowych $E(E_x, 0, E_z)$, $H(0, H_y, 0)$.

Dla obu typów modów równanie falowe wygląda następująco:

$$\partial^2 \phi / \partial x^2 + (n^2 \cdot k^2 - \beta^2) \cdot \phi = 0 \quad (2.3)$$

gdzie $\phi = H_y$ dla modów typu TM lub $\phi = E_y$ dla modów typu TE.

Warunki brzegowe, wynikające z warunków ciągłości składowych stycznych pól E i H na granicach rozdziału pomiędzy warstwami, określone są następująco:

dla modów typu TM

$$(H_y)_1 = (H_y)_2 \quad (2.4)$$

$$(E_z)_1 = (E_z)_2 \quad (2.5)$$

dla modów typu TE

$$(E_y)_1 = (E_y)_2 \quad (2.6)$$

$$(H_z)_1 = (H_z)_2 \quad (2.7)$$

gdzie indeksy 1,2 oznaczają wartości odpowiednich składowych pól $E(H)$ po przeciwnych stronach odpowiedniej warstwy rozdzielającej.

2.1 Mody TM polaryzatora

2.1.1 Rozkłady pól i stałe propagacji

W [24] zaproponowałem następującą postać rozkładu pola $H_y(x)$:

$$H_y = \begin{cases} H_1 \cdot \exp[p \cdot (x+2 \cdot d)] & x \leq -2 \cdot d & (2.8a) \\ H_2 \cdot \cos(q \cdot x) + C \cdot \sin(q \cdot x) & -2 \cdot d \leq x \leq 0 & (2.8b) \\ A \cdot \exp(-p \cdot x) + B \cdot \exp[p \cdot (x-t)] & 0 \leq x \leq t & (2.8c) \\ H_4 \cdot \cosh[q_m \cdot (x-t)] + D \cdot \sinh[q_m \cdot (x-t)] & t \leq x \leq t+h & (2.8d) \\ H_5 \cdot \exp[-p_3 \cdot (x-t-h)] & t+h \leq x & (2.8e) \end{cases}$$

gdzie H_1, H_2, H_4, H_5 - odpowiednie stałe zapewniające ciągłość H_y :

$$H_2 = A + B \cdot \exp(-p \cdot t) \quad (2.9)$$

$$H_1 = H_2 \cdot \cos(2 \cdot d \cdot q) - C \cdot \sin(2 \cdot d \cdot q) \quad (2.10)$$

$$H_4 = A \cdot \exp(-p \cdot t) + B \quad (2.11)$$

$$H_5 = H_4 \cdot \cosh(q_m \cdot h) + D \cdot \sinh(q_m \cdot h) \quad (2.12)$$

$$\text{oraz } q^2 = n_0^2 \cdot k^2 - \beta^2, \quad p^2 = \beta^2 - n_1^2 \cdot k^2, \quad q_m^2 = \beta^2 - n_m^2 \cdot k^2, \quad p_3^2 = \beta^2 - n_3^2 \cdot k^2 \quad (2.13)$$

i A, B, C, D- nieznane chwilowo stałe.

Jak widać, H_y jest funkcją ciągłą i funkcje występujące w jej opisie są rozwiązaniami równania falowego (2.3) w odpowiednich obszarach. Linia kropkowana w równaniach (2.8) pozwala zrozumieć istotę zaproponowanego przedstawienia H_y . Gdy falowód dielektryczny i warstwa metaliczna są od siebie nieskończenie daleko, to równania (2.8a), (2.8b) i lewa część równania (2.8c) opisują rozkład pola H_y w falowodzie dielektrycznym, natomiast prawa część równania (2.8c) oraz równania (2.8d) i (2.8e) opisują rozkład pola modu SPW stowarzyszonego z warstwą metaliczną. Gdy powyższe warstwy są w skończonej odległości od siebie, proponuje się, aby w obszarze między tymi warstwami rozkład pola modu struktury był liniową kombinacją rozkładów pól modów izolowanych od siebie warstw dielektrycznej i metalicznej. Należy podkreślić, że nie jest to kombinacja liniowa w całym obszarze polaryzatora, a w związku z tym danemu modowi polaryzatora nie można w ogólności przypisać określonej lokalizacji przestrzennej, tzn. określić czy jest to mod falowodu dielektrycz-

nego czy też mod SPW stowarzyszony z warstwą metaliczną.

Z równań Maxwella wynikają następujące zależności E_x i E_z od H_y :

$$E_x = \beta / (i \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot n^2) \cdot H_y \quad (2.14)$$

$$E_z = 1 / (i \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot n^2) \cdot \partial H_y / \partial x \quad (2.15)$$

(wsp.zał. n - różny w różnych obszarach polaryzatora).

Z warunku ciągłości (2.5) wynika, że składowa E_z musi być ciągła na granicach rozdziału. Stąd po obliczeniu E_z z (2.15) i przyrównaniu wartości E_z na granicach rozdziałów $x=-2d, 0, t, t+h$ otrzymuje się układ 4 równań zawierających nieznane stałe A, B, C, D oraz β (stała propagacji β ukryta jest w wielkościach p, q, q_m, p_3). Eliminując z tego układu stałe C oraz D dostaje się następujący układ dwóch równań:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tan(2qd)[q^2 n_1^4 - p^2 n_0^4] - 2pq n_0^2 n_1^2 + \dots \quad (2.16) \\ + \tan(2qd)[q^2 n_1^4 + p^2 n_0^4] \cdot (B/A) \exp(-pt) = 0 \\ \\ \{ \tanh(q_m h)[q_m^2 n_1^2 n_3^2 + p p_3 n_m^4] + q_m n_m^2 [p_3 n_1^2 + p n_3^2] + \dots \quad (2.17) \\ + \{ \tanh(q_m h)[q_m^2 n_1^2 n_3^2 - p p_3 n_m^4] + q_m n_m^2 [p_3 n_1^2 - p n_3^2] \} \cdot (A/B) \exp(-pt) = 0 \end{array} \right.$$

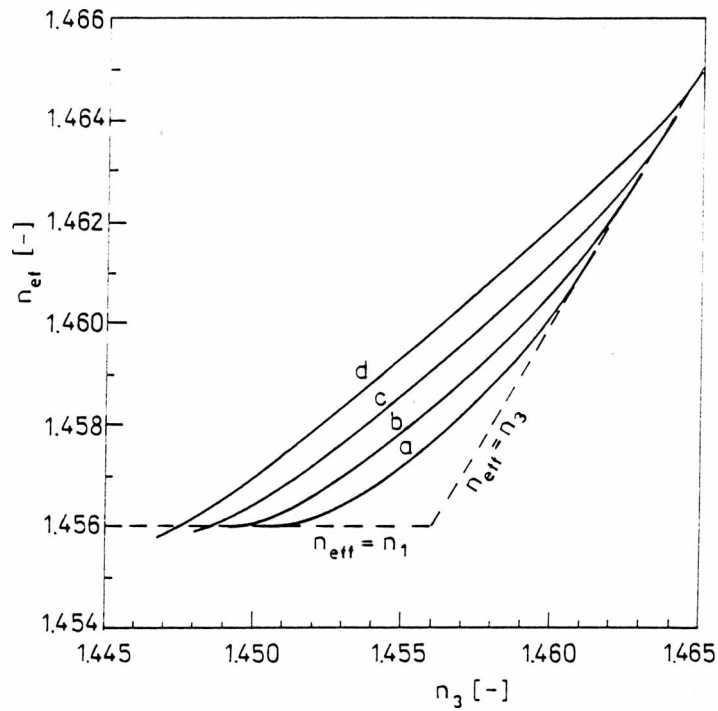
Jest to układ dwóch równań z niewiadomymi β i A/B (choć w istocie rzeczy wyliczając z jednego równania A/B i wstawiając do drugiego otrzymuje się jedno równanie na β). Równania (2.16)-(2.17) to równanie charakterystyczne. Pierwsze linie równań (2.16) i (2.17) przedstawiają równania charakterystyczne dla izolowanych warstw dielektrycznej i metalicznej. Drugie - poprawki do równań charakterystycznych wynikające z oddziaływania modów jednej warstwy na mody drugiej warstwy.

2.1.2 Mody "izolowane" polaryzatora

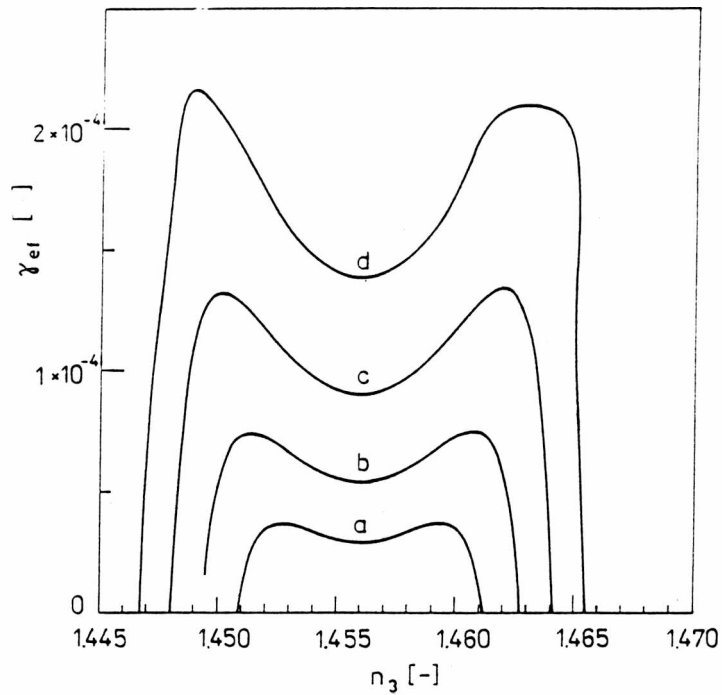
Gdy warstwy falowodowa i metaliczna są izolowane ($t=\infty$), istnieje dla rozważanych parametrów jeden mod typu TM falowodu dielektrycznego, którego stała propagacji β jest rozwiązaniem równania (2.16) dla $t=\infty$.

Jak pokazano w [16], w ogólnym przypadku mogą istnieć cztery tryby SPW stowarzyszone z warstwą metaliczną, których stałe propagacji są rozwiązaniem równania (2.17) dla $t=\infty$. Są to dwa tryby prowadzone (ang. "bound modes"): symetryczny i antysymetryczny, oraz dwa tryby wyciekające (ang. "leaky modes"): symetryczny i antysymetryczny. Tylko jeden z nich, a mianowicie symetryczny tryb prowadzony (dalej dla uproszczenia on będzie oznaczany jako tryb SPW) może odgrywać rolę w funkcjonowaniu polaryzatora ($t<\infty$). Wynika to z tego, że dobierając odpowiednio h i n_3 można dopasować stałą propagacji tego trybu do stałej propagacji trybu podstawowego falowodu planarnego, tylko wtedy bowiem można się spodziewać interakcji między tymi trybami gdy $t<\infty$. Antysymetryczny tryb prowadzony ma (dla rozważanych parametrów) stałą propagacji dużo wyższą niż stała propagacji trybu podstawowego falowodu planarnego, stąd można go zaniedbać w dalszych rozważaniach, ponieważ prawie w ogóle nie jest on wzbudzany przez tryb podstawowy falowodu planarnego. Podobnie jest z trybami wyciekającymi, przy czym generalnie nie są one wzbudzane przez prowadzony tryb podstawowy falowodu planarnego.

Wprowadźmy następujące definicje: efektywny współczynnik załamania trybu n_{ef} to część rzeczywista stałej propagacji β tego trybu unormowana do liczby falowej k ; efektywny współczynnik tłumienia trybu γ_{ef} to część urojona stałej propagacji β unormowana do liczby falowej k . Na rys.2.2 przedstawiono zależność efektywnego współczynnika załamania n_{ef} trybu SPW w funkcji współczynnika załamania n_3 dla czterech grubości warstwy metalicznej $h=14, 17, 20, 23\text{nm}$. Linie przerywane oznaczają tzw. linie świetlne (ang. "light lines") wyznaczające obszar, w którym tryb ten jest trybem prowadzonym. Poza tym obszarem tryby prowadzone przechodzą w tryby wyciekające. Wynika to z tego, że na to, aby tryb był trybem prowadzonym, muszą być spełnione nierówności $n_{ef}>n_1$ i $n_{ef}>n_3$, aby rozkład pola zanikał w nieskończoności (patrz r-
nia (2.8) i (2.13)). Ponieważ efektywny współczynnik załamania trybu podstawowego falowodu planarnego wynosi



Rys. 2.2 Zależność n_{ef} modu SPW ($t=\infty$) od wsp.zał. n_3 ; linie przerywane – linie świetlne (opis w tekście); a) $h=14\text{nm}$; b) $h=17\text{nm}$; c) $h=20\text{nm}$; d) $h=23\text{nm}$



Rys. 2.3 Zależność γ_{ef} modu SPW ($t=\infty$) od wsp.zał. n_3
a) $h=14\text{nm}$, b) $h=17\text{nm}$, c) $h=20\text{nm}$, d) $h=23\text{nm}$

$n_{ef}^{\infty}=1.45828$, z rys.2.2 wynika, że dla ustalonej grubości h istnieje taki współczynnik załamania $n_3=n_3^0$, dla którego efektywne współczynniki załamania modu SPW i modu falowodu planarnego są sobie równe, a zatem gdy

warstwy falowodowa i metaliczna będą do siebie zbliżane (należy przypomnieć, że rozważano do tej pory przypadek $t=\infty$) wystąpi silne oddziaływanie między modami tych warstw.

Na rys.2.3 przedstawiono dla porządku zależność efektywnego współczynnika tłumienia γ_{ef} modów SPW od współczynnika załamania n_3 .

2.1.3 Mody układu polaryzatora

Rozpatrzmy następnie mody polaryzatora ($t<\infty$). Znalezione, że w przyjętym modelu mogą istnieć trzy mody prowadzone polaryzatora. Charakteryzują się one tym, że gdy odległość t dąży do nieskończoności, zbiegają one do modów prowadzonych warstw izolowanych. Tylko dwa z nich mają wpływ na funkcjonowanie polaryzatora. Mod polaryzatora zbiegający do modu antysymetrycznego warstwy metalicznej ma stałą propagacji dużo większą niż dwa pozostałe mody, a ponadto niewiele ona się zmienia ze zmianą zarówno t , jak i n_3 . Stąd jest on w dalszych rozważaniach pominięty. Należy w tym miejscu powtórzyć, że w ogólności mody polaryzatora nie są kombinacjami liniowymi modów "izolowanych" (patrz równanie (2.8)), a w związku z tym danemu modowi polaryzatora nie można w zasadzie przypisać określonej lokalizacji przestrzennej, tzn. określić, czy jest to mod falowodu dielektrycznego czy też mod stowarzyszony z warstwą metaliczną. Gdy jednak efektywne współczynniki załamania n_{ef} modu izolowanego falowodu dielektrycznego i izolowanego modu SPW różnią się od siebie (lub, co jest równoważne - współczynnik załamania n_3 różni się istotnie od n_3^0), można jednak poszczególnym modom polaryzatora przypisać określoną lokalizację, w tym sensie, że większość energii modu jest prowadzona albo wzdłuż rdzenia falowodu albo wzdłuż warstwy metalicznej.

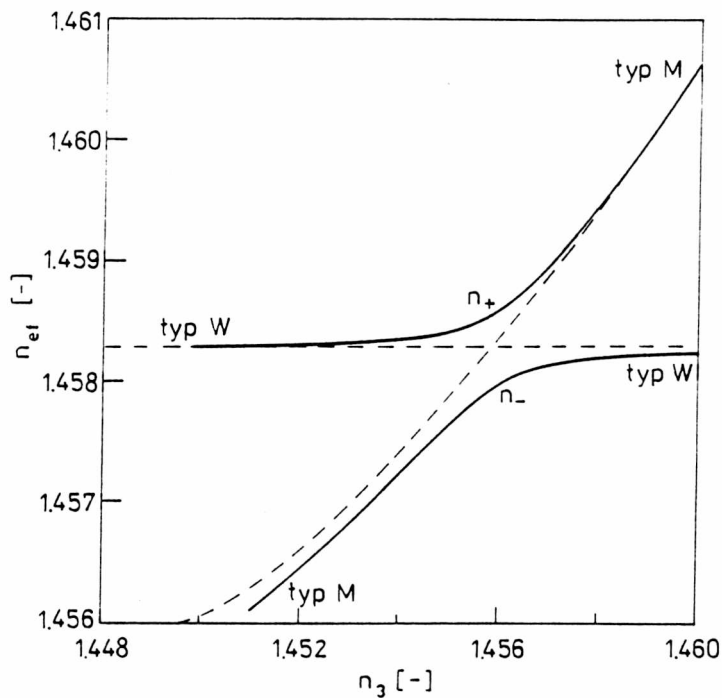
W związku z tym wprowadzono następujące określenia:

mod typu W - mod polaryzatora z maksimum rozkładu natężenia znajdującym się w warstwie falowodowej; mod typu M - mod polaryzatora z maksimum rozkładu natężenia znajdującym się w warstwie metalicznej.

Oznacza to, że poza obszarem interakcji $n_3 \approx n_3^0$ jeden z modów polaryzatora jest modem typu W, a drugi modem typu M.

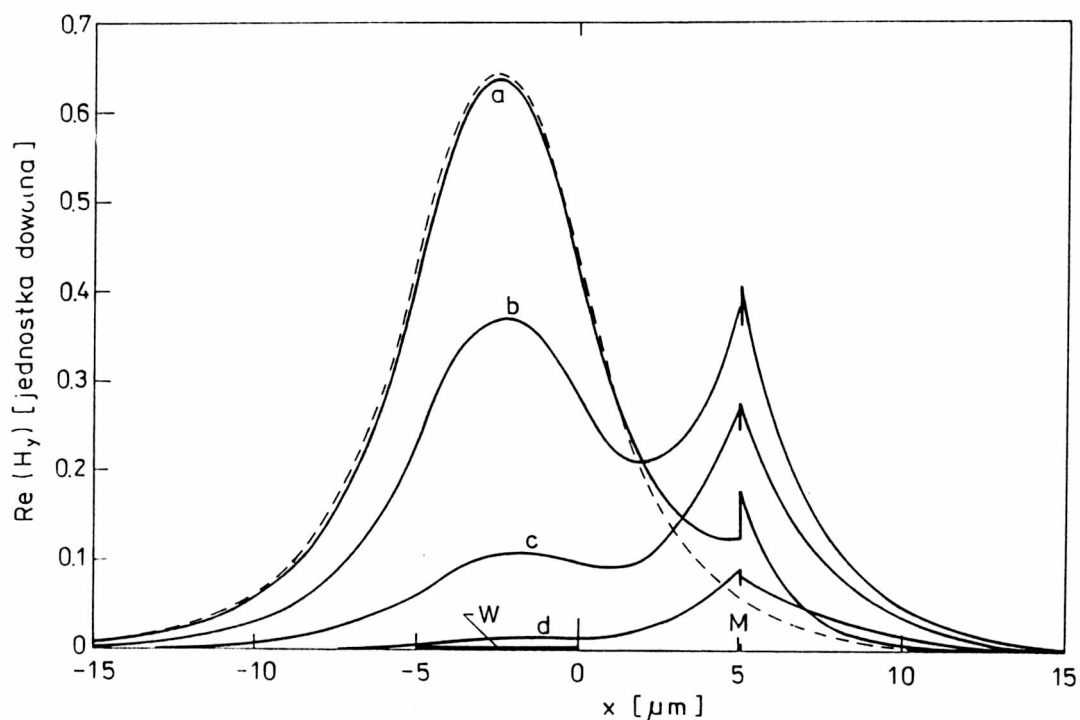
Wprowadzono jeszcze inny podział: ten z dwóch rozważanych modów polaryzatora, który ma wyższy efektywny współczynnik załamania n_{ef} oznaczono jako mod n_+ , natomiast ten, który ma niższy - jako mod n_- .

Na rys.2.4 przedstawiono zależność efektywnego współczynnika załamania n_{ef} modów polaryzatora od współczynnika załamania n_3 dla grubości $h=17\text{nm}$ i odległości $t=5\mu\text{m}$. Liniami przerywanymi oznaczono przypadek $t=\infty$. Gdy n_3 jest dużo mniejsze niż $n_3^0=1.456$, mod n_+ jest modem typu W, zlokalizowany jest on głównie w warstwie falowodowej, ma stałą propagacji prawie równą stałej propagacji modu podstawowego izolowanego falowodu planarnego, zatem jest to mod prawie identyczny z tymże modem. Podobnie mod n_- jest on modem typu M, ma stałą propagacji zbliżoną do stałej propagacji izolowanego modu SPW, a zatem jest z nim prawie identyczny. Gdy współczynnik załamania n_3 wzrasta, mody zaczynają się transformować: mod

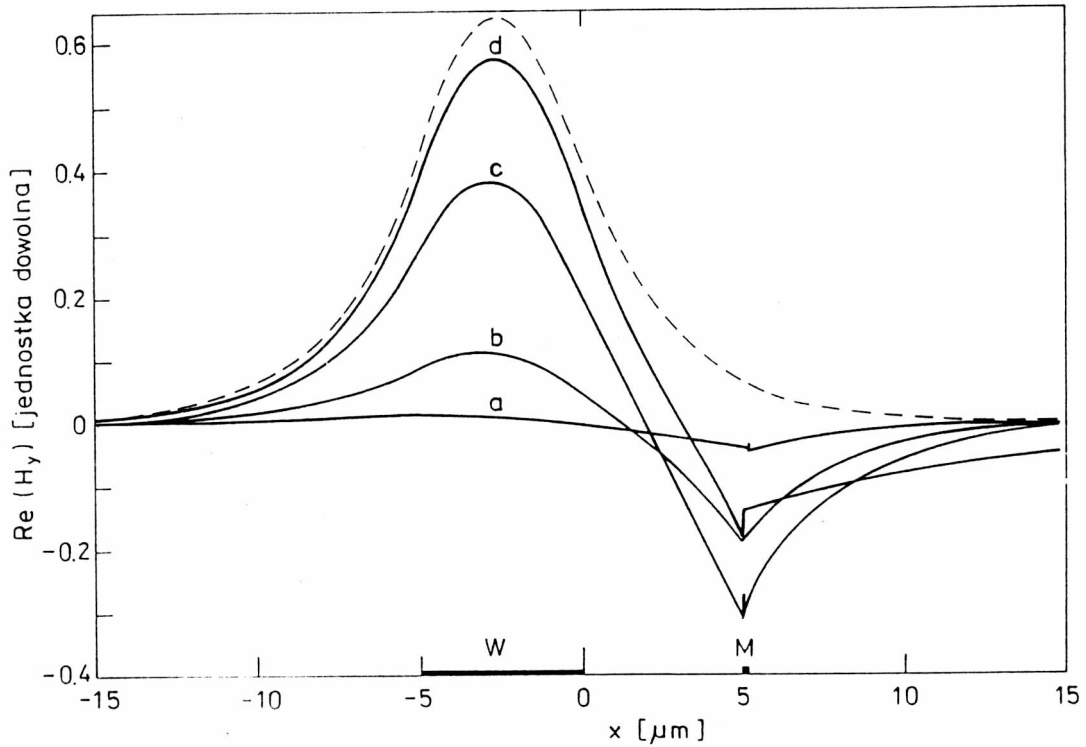


Rys. 2.4 Zależność n_{ef} modów TM polaryzatora od wsp.zał. n_3
 $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; linie przerywane - n_{ef} dla modów izolowanych
 linia kropkowana - linia świetlna $n_{ef}=n_3$

n_+ przechodzi z modu typu W w mod typu M i odwrotnie. Oznacza to, że pole modu n_+ początkowo skupione w warstwie falowodowej przesuwa się ze wzrostem n_3 w stronę warstwy metalicznej i dla n_3 istotnie większego od n_3^0 jest prawie całkowicie skupione przy warstwie metalicznej. Odwrotna transformacja zachodzi w odniesieniu do modu n_- . W obszarze $n_3 \approx n_3^0$ żaden z rozważanych modów nie jest ani typu M, ani W. Rozkłady pól obu modów są do siebie bardzo podobne, a różnica stałych propagacji (opisanych na rys.2.4 w postaci efektywnych współczynników załamania n_{ef}) jest najmniejsza dla $n_3 \approx n_3^0$. Należy podkreślić, że opisane powyżej przekształcenia pól modów nie są transformacjami energii, ponieważ wraz ze zmianą rozkładu pola danego modu zmienia się ilość energii, jaką niesie ten mod w strukturze polaryzatora. Odpowiednie przykłady powyższych transformacji przedstawiono na rys.2.5 i 2.6. Na rysunkach tych znajdują się rozkłady pól wzbudzonych modów n_+ (rys.2.5) i n_- (rys.2.6) polaryzatora dla narastających wartości n_3 .

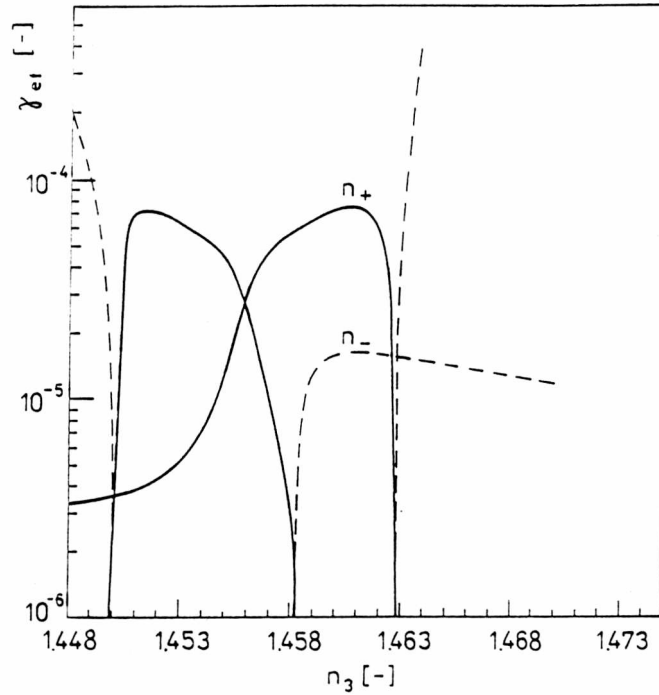


Rys. 2.5 Transformacja modu n_+ z modu typu W w mod typu M
 $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; a) $n_3=1.452$, b) $n_3=1.4555$, c) $n_3=1.4565$, d) $n_3=1.458$
 linia przerywana-mod podstawowy izolowanego falowodu planarnego



Rys. 2.6 Transformacja modu n_- z modu typu M w mod typu W
 $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; a) $n_3=1.452$, b) $n_3=1.4555$, c) $n_3=1.4565$, d) $n_3=1.458$
 linia przerywana-mod podstawowy izolowanego falowodu planarnego

Ponieważ linie świetlne wyznaczają obszar wartości n_{ef} , dla których mod polaryzatora jest modem prowadzonym, z rys.2.4 wynika, że mod n_- jest modem prowadzonym w obszarze zmian n_3 od 1.4505 do 1.4583. Dla n_3 większego niż 1.4583 mod n_- jest modem wyciekającym w stronę zewnętrznej warstwy dielektrycznej o współczynniku załamania n_3 (pole modu narasta eksponencjalnie w tej warstwie). Podobnie dla n_3 mniejszego niż 1.4505: jest to mod wyciekający w stronę warstwy falowodowej (pole tego modu narasta eksponencjalnie w zewnętrznej warstwie płaszcza falowodu planarnego - obszar $x < -2d$ na rys.2.1). Na rys.2.7 przedstawiono zależność efektywnego współczynnika tłumienia γ_{ef} modów polaryzatora od współczynnika załamania n_3 (parametry polaryzatora takie same jak na rys.2.4). Liniami ciągłymi oznaczono mody prowadzone, przerywanymi - wyciekające. Z rys.2.7 wynika, że tłumienie modu n_+ dla $n_3 > 1.463$ oraz modu n_- dla $n_3 < 1.4505$ bardzo szybko narasta w miarę oddalania się od punktów, w których $\gamma_{ef} = 0$. Jednocześnie należy zauważyć, że w tych obszarach oba te



Rys. 2.7 Zależność n_{ef} modów TM polaryzatora od wsp.zał. n_3
 $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; linie ciągłe-mody prowadzone,
linie przerywane-mody wyciekające

mody są typu M (patrz rys.2.4), co oznacza, że prawie nie będą one wzbudzone na wejściu polaryzatora przez mod podstawowy falowodu planarnego. Inna sytuacja występuje, gdy rozpatrywany jest mod n_- w obszarze $n_3 > 1.4583$. Jest to mod typu W w tym obszarze, a zatem on będzie głównie wzbudzany przez powyższy mod podstawowy. Problem, w jakim stopniu wzbudzane są mody n_+ i n_- przedstawiony zostanie w następnym rozdziale.

2.1.4 Wzbudzenie modów polaryzatora

Jeśli znane są rozkłady pól modów polaryzatora, można określić całkowity rozkład pola elektromagnetycznego w polaryzatorze. Zależy on od tego, jakie jest pole wejściowe. W przyjętym modelu polem tym jest mod podstawowy falowodu planarnego z efektywnym współczynnikiem załamania n_{eff}^∞ , wzbudzający mody polaryzatora w płaszczyźnie $z=0$. Pola elektryczne i magnetyczne polaryzatora E_{pol} i H_{pol} są liniową kombinacją pól (e_j, h_j) modów polaryzatora, ze współczynnikami f_j i g_j .

$$\mathbf{E}_{\text{pol}} = \sum \mathbf{f}_j \cdot \mathbf{e}_j \cdot \exp(-i \cdot \beta_j \cdot z) \quad (2.18)$$

$$\mathbf{H}_{\text{pol}} = \sum \mathbf{g}_j \cdot \mathbf{h}_j \cdot \exp(-i \cdot \beta_j \cdot z) \quad (2.19)$$

Jeśli pole wejściowe oznaczyć przez $(\mathbf{e}_{\text{we}}, \mathbf{h}_{\text{we}})$, to można napisać

$$\mathbf{e}_{\text{we}} = \mathbf{E}_{\text{pol}} + \mathbf{E}_{\text{rad}} \quad (2.20)$$

$$\mathbf{h}_{\text{we}} = \mathbf{H}_{\text{pol}} + \mathbf{H}_{\text{rad}} \quad (2.21)$$

co oznacza, że padająca (w $z=0$) fala wejściowa jest rozdzielona na część zaakceptowaną przez mody polaryzatora oraz na część wypromieniowaną (opisaną przez pola $\mathbf{E}_{\text{rad}}$ i $\mathbf{H}_{\text{rad}}$).

Mody polaryzatora są ortonormalne do siebie, a także każdy mod polaryzatora jest ortogonalny do pola wypromieniowania $(\mathbf{E}_{\text{rad}}, \mathbf{H}_{\text{rad}})$, co można zapisać jako

$$\int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_l) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx = \delta_{kl} \quad (2.22a)$$

$$\int (\mathbf{h}_k \times \mathbf{e}_l) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx = \delta_{kl} \quad (2.22b)$$

$$\text{oraz} \quad \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{H}_{\text{rad}}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx = \int (\mathbf{h}_k \times \mathbf{E}_{\text{rad}}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx = 0 \quad (2.22c)$$

gdzie δ_{kl} -delta Kroneckera, $\hat{\mathbf{z}}$ -wektor jednostkowy w kierunku propagacji.

Wykorzystując równania (2.18-2.21), pole na wejściu polaryzatora $z=0$ można przedstawić w postaci

$$\mathbf{e}_{\text{we}} = \sum \mathbf{f}_j \cdot \mathbf{e}_j + \mathbf{E}_{\text{rad}} \quad (2.23)$$

$$\mathbf{h}_{\text{we}} = \sum \mathbf{g}_j \cdot \mathbf{h}_j + \mathbf{H}_{\text{rad}} \quad (2.24)$$

Mnożąc (2.23) wektorowo przez $\mathbf{h}_k$, obliczając składową z -ową tego iloczynu, a następnie całkując po powierzchni przekroju (w tym przypadku po dx) i wykorzystując reguły ortonormalności (2.22), dostaje się

$$\mathbf{f}_k = \int (\mathbf{e}_{\text{we}} \times \mathbf{h}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \quad (2.25)$$

Podobnie oblicza się współczynniki $\mathbf{g}_k$

$$\mathbf{g}_k = \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_{\text{we}}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \quad (2.26)$$

Na końcu polaryzatora o długości L całkowite pola elektryczne i magnetyczne polaryzatora opisane są równaniami (2.18) i (2.19), gdzie $z=L$. Wzbudzają one pole elektryczne $\mathbf{e}_{\text{wy}}$ i magnetyczne $\mathbf{h}_{\text{wy}}$ modu podstawowego wyjściowego falowodu planarnego z amplitudami $\mathbf{a}_{\text{wy}}^{\text{E}}$ i $\mathbf{a}_{\text{wy}}^{\text{H}}$, odpowiednio.

Postępując podobnie jak przy rozważaniach wzbudzania modów polary-

zatora, można pokazać, że

$$a_{wy}^E = \sum f_k \cdot \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_{wy}) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (2.27a)$$

$$a_{wy}^H = \sum g_k \cdot \int (\mathbf{e}_{wy} \times \mathbf{h}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (2.27b)$$

Ponieważ jednak rozkłady pól modów podstawowych wejściowego i wyjściowego są takie same, tzn. $\mathbf{e}_{we} = \mathbf{e}_{wy}$ i $\mathbf{h}_{we} = \mathbf{h}_{wy}$, co wynika z tego, że wejście i wyjście polaryzatora stanowi ten sam falowód planarny, amplitudy a_{wy}^E i a_{wy}^H są sobie równe i wynoszą

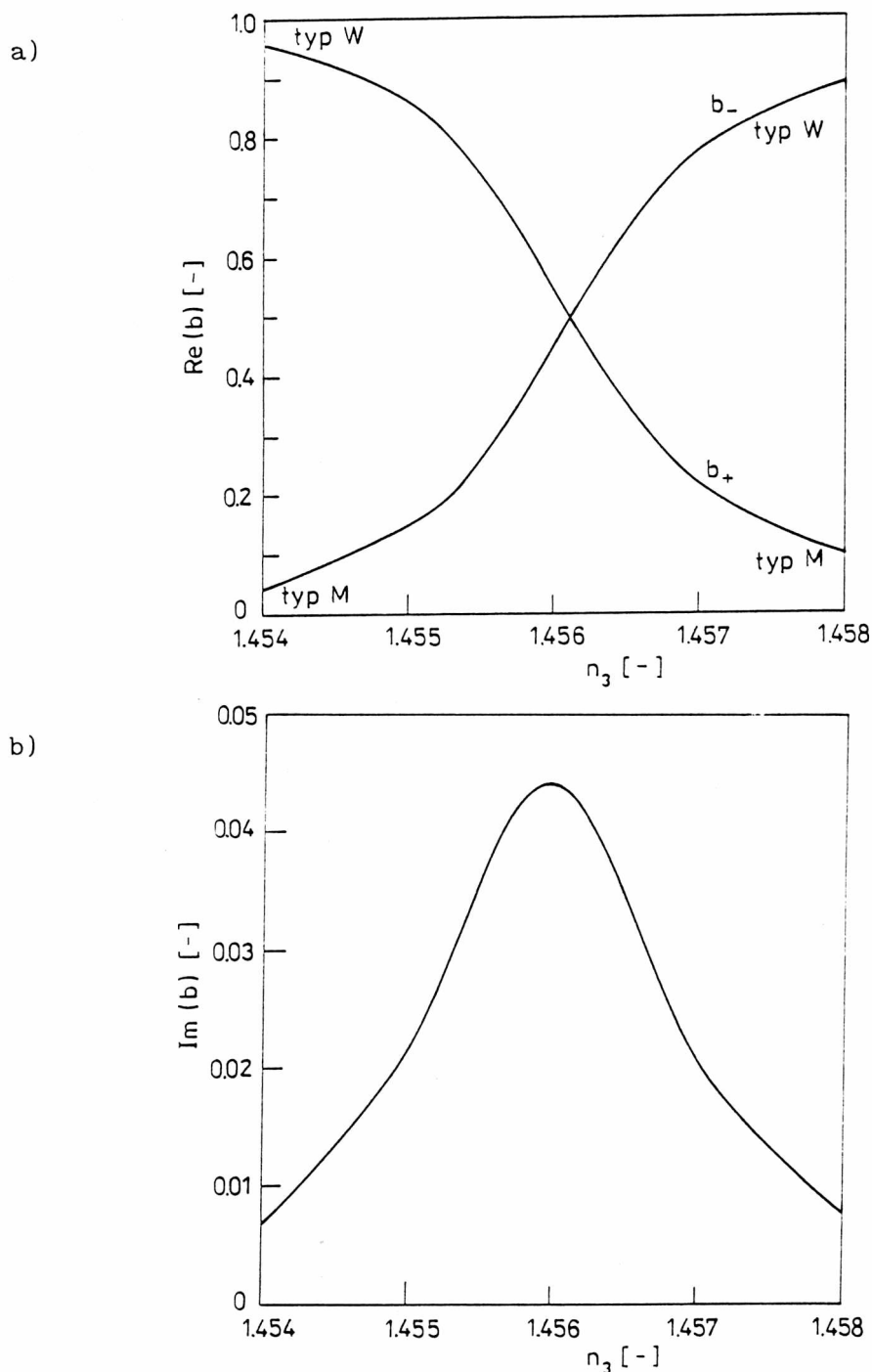
$$a_{wy} = a_{wy}^E = a_{wy}^H = \sum b_k \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (2.28)$$

gdzie
$$b_k = f_k \cdot g_k \quad (2.29)$$

Oznacza to zatem, że k-ty mod polaryzatora przyczynia się do wzbudzenia modu podstawowego w falowodzie wyjściowym ze współczynnikiem b_k .

Tak jak już wspomniano, tylko dwa mody n_+ i n_- polaryzatora odgrywają istotną rolę w jego funkcjonowaniu. Wzbudzane są one w różnym stopniu w zależności od współczynnika załamania n_3 . Niech $b_+(b_-)$ oznacza współczynnik wzbudzenia modu $n_+(n_-)$. Na rys.2.8 przedstawiono zależności tych współczynników od n_3 . Jak należało się spodziewać, poza obszarem interakcji $n_3 \approx n_3^0 = 1.456$ wzbudzany jest głównie mod typu W (mod n_+ dla mniejszych wartości n_3 niż n_3^0 i mod n_- dla większych n_3). Gdy $n_3 \approx n_3^0$, $\text{Re}(b_+) \approx \text{Re}(b_-)$, co oznacza, że oba mody polaryzatora w jednakowym stopniu wzbudzają mod podstawowy w wyjściowym falowodzie planarnym (Re-część rzeczywista). Zauważono ponadto, że $\text{Im}(b_+) = -\text{Im}(b_-)$ dla dowolnego n_3 . Wynika to zapewne z tego, że mody polaryzatora, których rozkłady pól są funkcjami zespolonymi, zarówno są wzbudzane, jak i wzbudzają mod podstawowy, którego rozkład pola jest funkcją rzeczywistą, a zatem przyczynki zespolone od rozkładów pól modów polaryzatora muszą się jak gdyby znosić. Stąd na rys.2.8b tylko jedna krzywa, która ma maksimum dla $n_3 \approx n_3^0$.

Obliczanie współczynników wzbudzenia b_+ i b_- komplikuje się znacznie, gdy jeden z modów: n_+ lub n_- staje się modem wyciekającym. Wynika to z tego, że standartowe metody normowania rozkładu pola modu zawodzą w tym przypadku, ponieważ pole modu wyciekającego narasta eksponencjalnie w



Rys. 2.8 Zależność b_+ i b_- modów TM od wsp.zał n_3 ;
 $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; a) $\text{Re}(b)$, b) $\text{Im}(b)$

zewewnętrznej warstwie i czynnik normujący staje się nieskończony. Nie znalazłem w literaturze przekonującego rozwiązania tego problemu. Tym niemniej można uczynić pewne uproszczenia w rozważanym przypadku modów polaryzatora pozwalające ominąć problem normowania modów wyciekających. Tak jak wspomniano wcześniej, współczynniki wzbudzenia są istotnie różne od zera lub jedności tylko w wąskim obszarze zmian współczynnika załama-

nia $n_3 \approx n_3^0$. Poza tym obszarem wzbudzany jest głównie mod typu W. Przyjąłem zatem, że współczynnik wzbudzenia tego modu poza obszarem interakcji $n_3 \approx n_3^0$, nawet gdy jest on modem wyciekającym, wynosi 1, natomiast równocześnie współczynnik wzbudzenia modu typu M wynosi 0. Wówczas w celu obliczenia amplitudy a_{wy} wystarczy znać stałą propagacji modu typu W.

2.1.5 Krzywe tłumienia modu TM

Ponieważ zarówno mody polaryzatora, jak i mody podstawowe wejściowy i wyjściowy falowodu planarnego są unormowane, tłumienie S modu typu TM przechodzącego przez polaryzator rozumiane jako stosunek sygnałów wyjściowego do wejściowego wyrażony w decybelach dane jest jako

$$S = -10 \cdot \log_{10}(a_{wy} \cdot a_{wy}^*) \quad (2.30)$$

gdzie $a_{wy} \cdot a_{wy}^* = P$ - współczynnik transmisji modu podstawowego przez polaryzator. Można go wyrazić explicite jako

$$P = |b_+ \cdot \exp(-i \cdot \beta_+ \cdot L) + b_- \cdot \exp(-i \cdot \beta_- \cdot L)|^2 \quad (2.31)$$

gdzie β_+ (β_-) - stała propagacji modu n_+ (n_-).

Dokonując podstawienia

$$b_{\pm} = p_{\pm} \cdot \exp(-i \cdot q_{\pm}) \quad (2.32)$$

gdzie $p_{\pm} = |b_{\pm}|$, $q_{\pm} = \arg(b_{\pm})$

oraz wykorzystując zależności $\beta_{\pm} = k \cdot (n_{ef}^{\pm} + i \cdot \gamma_{ef}^{\pm})$, można przekształcić (2.31) do postaci

$$P = |T_+ + T_- \cdot \exp(i \cdot \Delta\phi)|^2 \quad (2.33)$$

gdzie

$$T_+ = p_+ \cdot \exp(-\gamma_{ef}^+ \cdot k \cdot L), \quad T_- = p_- \cdot \exp(-\gamma_{ef}^- \cdot k \cdot L) \quad (2.34)$$

$$\Delta\phi = [(n_{ef}^+ - n_{ef}^-) + (q_+ - q_-)] \cdot k \cdot L \quad (2.35)$$

Dla ustalonych wielkości h i t współczynnik transmisji P (a zatem i tłumienie S) jest funkcją długości polaryzatora L i współczynnika załamania n_3 zewnętrznej warstwy dielektrycznej. Czy współczynnik ten może być równy zero? Oznaczałoby to, że tłumienie $S = \infty$, czyli wchodzący do

polaryzatora mod typu TM tłumiony jest w 100%. Na to, aby tak było, muszą być spełnione dwa równania:

$$T_+ = T_- \quad (2.36)$$

$$\Delta\phi = \pi \cdot (2 \cdot s - 1), \quad s=1,2,\dots \quad (2.37)$$

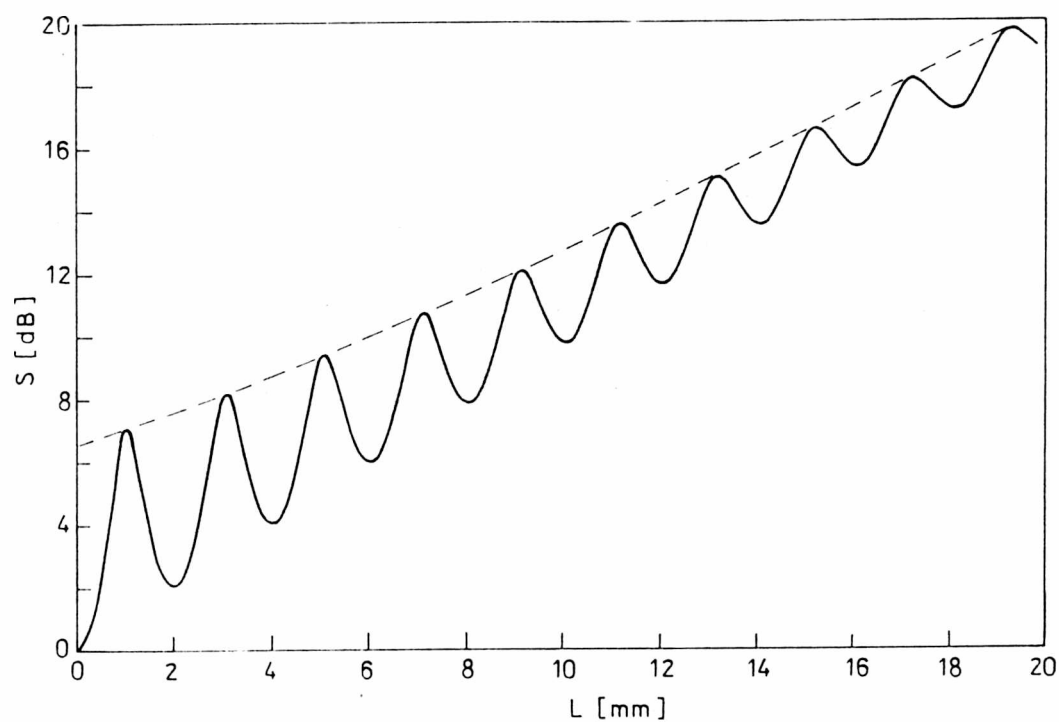
Poprzednie pytanie można sformułować zatem inaczej: czy istnieje taka para wielkości L i n_3 , aby spełnione były jednocześnie równania (2.36) i (2.37). Wynika z nich, że zachodzić to może dla $n_3 \approx n_3^0$, bo wtedy współczynniki wzbudzenia b_+ i b_- i efektywne współczynniki tłumienia γ_{ef}^+ i γ_{ef}^- są sobie mniej więcej równe. Ponadto oczywiście musi istnieć taka długość L , która spełnia jednocześnie (2.36) i (2.37).

Na rys.2.9a+2.9f przedstawione są zależności tłumienia S od długości L polaryzatora dla wybranych i kolejno narastających wartości n_3 . Ze względu na to, że większość operacji matematycznych umożliwiających obliczenie wielkości wchodzących we wzór na tłumienie S wykonywana była numerycznie, zaistniała możliwość przeoczenia takich parametrów L i n_3 , które spełniałyby (2.36) i (2.37). Aby się przed tym zabezpieczyć wprowadzono krzywą pomocniczą, opisaną równaniem:

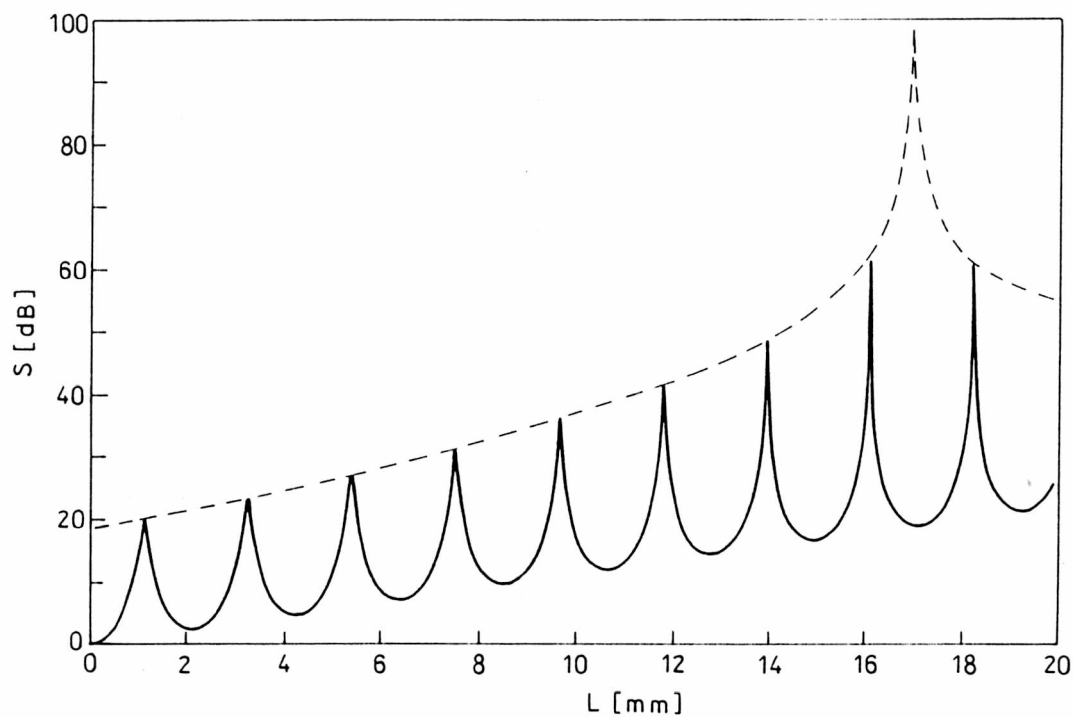
$$P_\infty = (T_+ - T_-)^2, \quad S_\infty = -10 \cdot \log(P_\infty) \quad (2.38)$$

Porównując (2.38) z (2.33) łatwo zauważyć, że rozważana krzywa S_∞ jest krzywą tłumienia S przy założeniu, że różnica faz $\Delta\phi$ spełnia równanie (2.37). Jest to inaczej mówiąc jedna z obwiedni krzywej tłumienia S . Sens wprowadzenia do rozważań tej krzywej stanie się zrozumiały po analizie krzywych tłumienia.

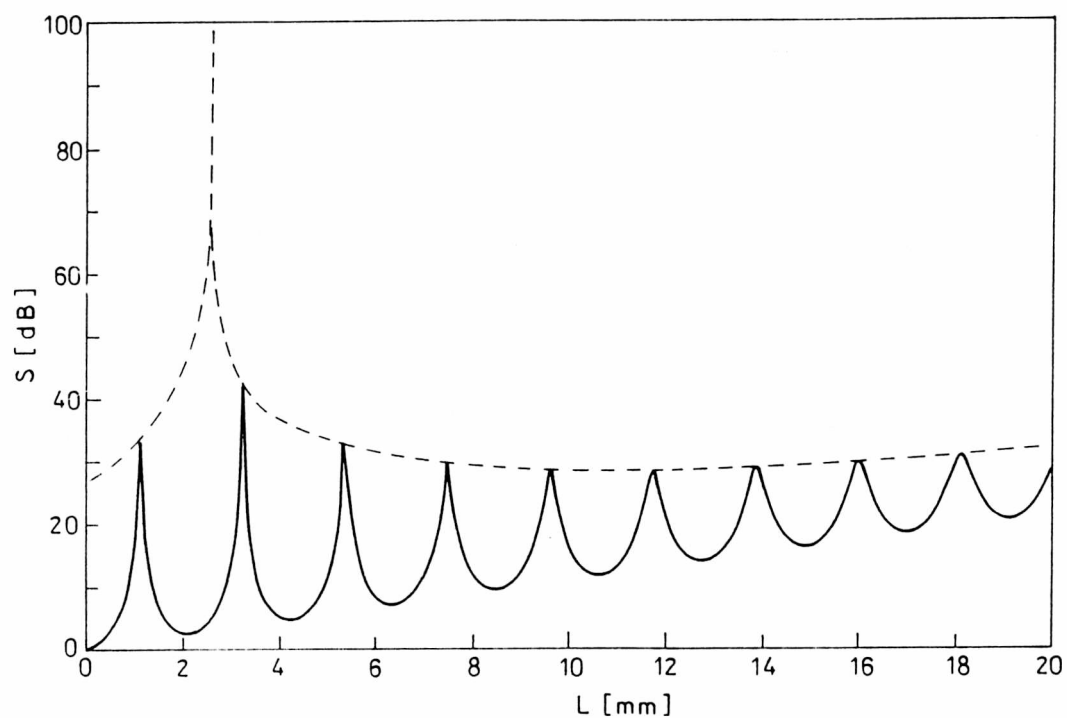
Gdy współczynnik załamania n_3 jest istotnie mniejszy niż n_3^0 ($n_3=1.4555$ na rys.2.9a) krzywa tłumienia S oscylacyjnie wzrasta ze wzrostem długości L polaryzatora i w rozważanym zakresie zmian L (do 20mm) osiąga wartość 20dB. Obwiednia S_∞ monotonicznie rośnie. Gdy n_3 zbliża się do n_3^0 ($n_3=1.45595$ na rys.2.9b) wartości tłumienia S wzrastają, wzrasta również częstotliwość oscylacji, co związane jest z tym, że zmniejsza się różnica faz $\Delta\phi$ (równanie 2.35), a głównie zmniejsza się różnica



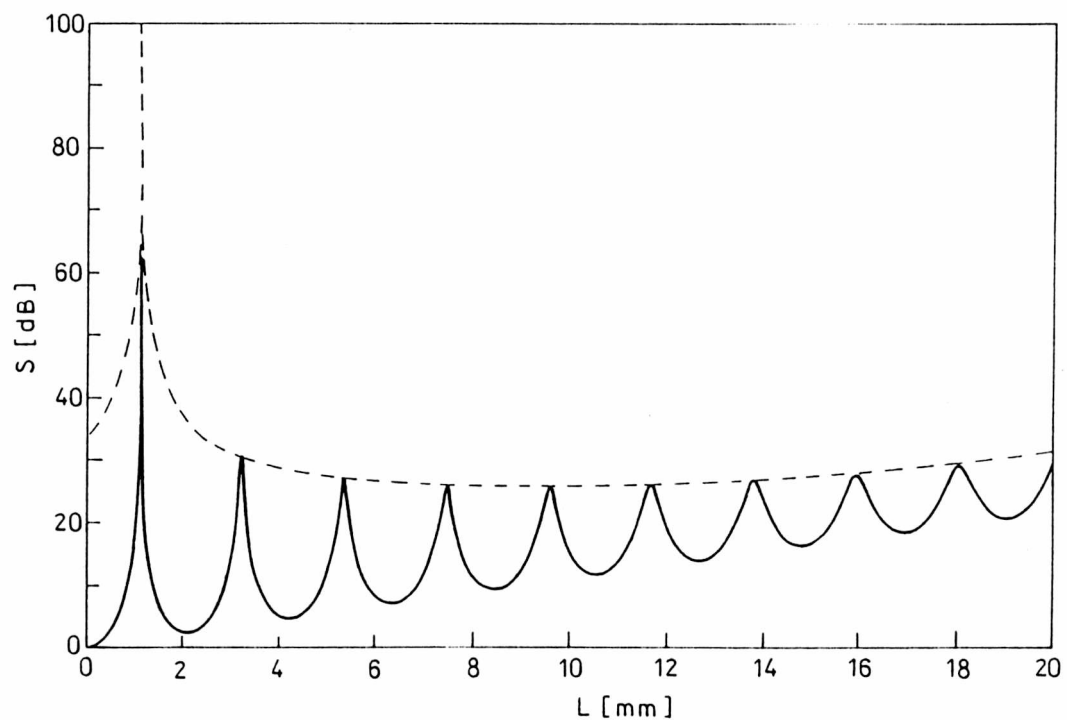
Rys. 2.9a Zależność tłumienia S modu TM od długości L polaryzatora , $n_3=1.4555$, $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; linia przerywana- krzywa S_∞ (opis w tekście)



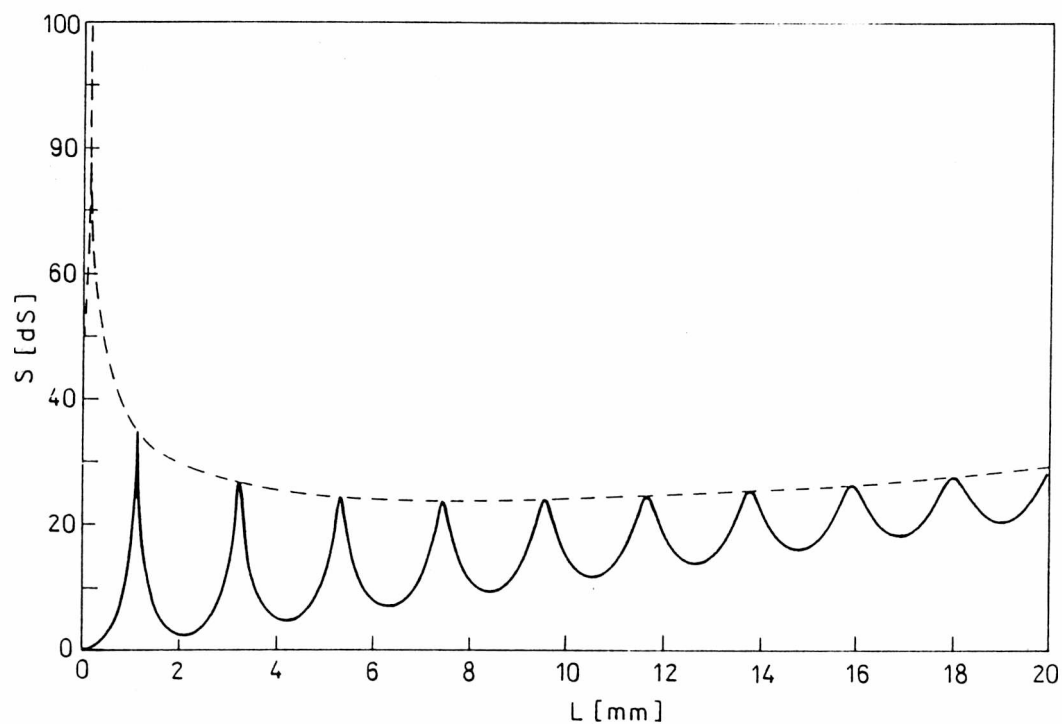
Rys. 2.9b Zależność tłumienia S modu TM od długości L polaryzatora , $n_3=1.45595$, $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; linia przerywana- krzywa S_∞ (opis w tekście)



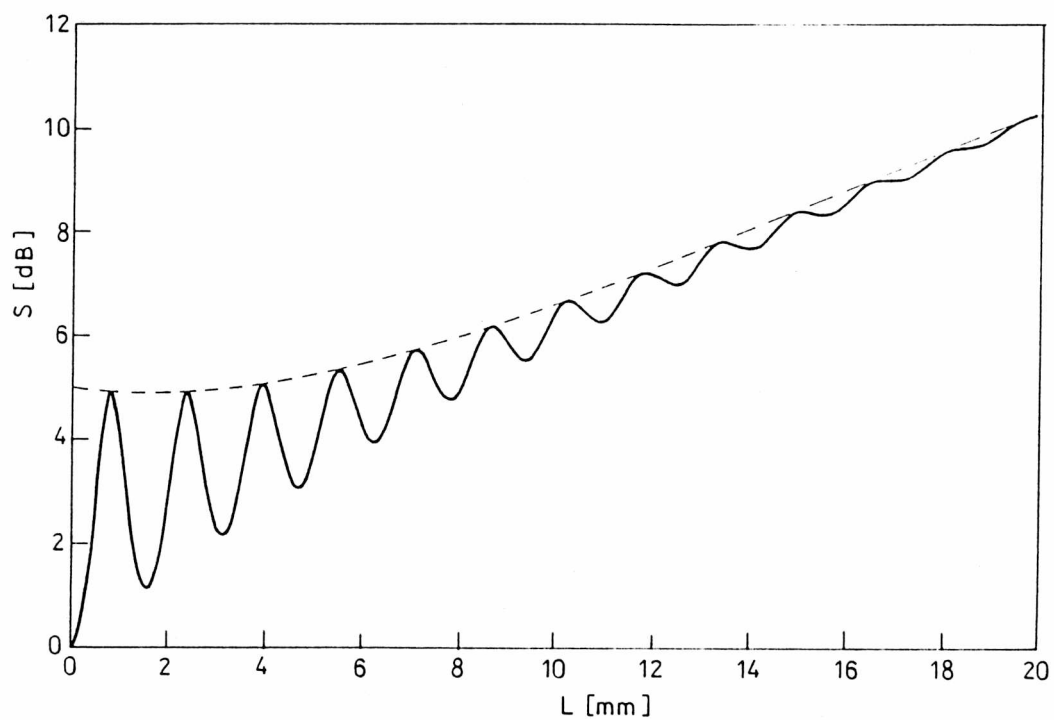
Rys. 2.9c Zależność tłumienia S modu TM od długości L polaryzatora , $n_3 = 1.45605$, $h = 17\text{nm}$, $t = 5\mu\text{m}$; linia przerywana- krzywa S_∞ (opis w tekście)



Rys. 2.9d Zależność tłumienia S modu TM od długości L polaryzatora , $n_3 = 1.45608$, $h = 17\text{nm}$, $t = 5\mu\text{m}$; linia przerywana- krzywa S_∞ (opis w tekście)



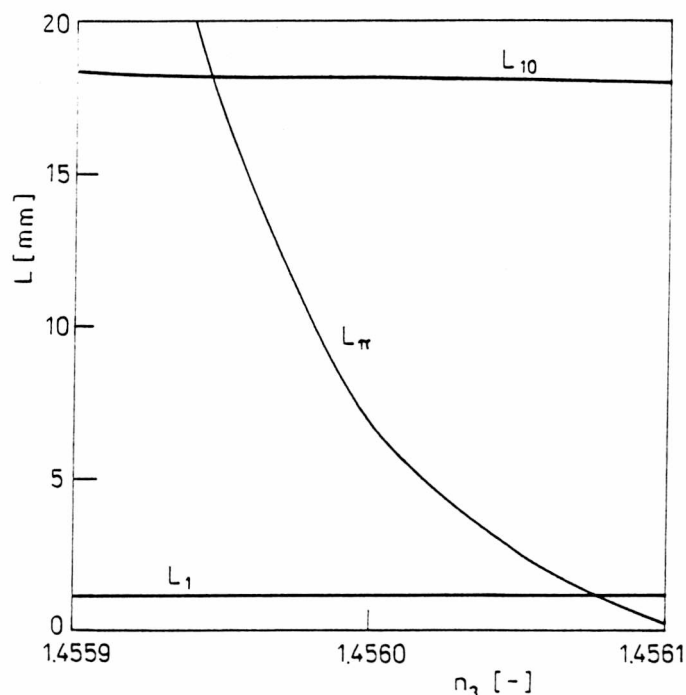
Rys. 2.9e Zależność tłumienia S modu TM od długości L polaryzatora , $n_3=1.4561$, $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; linia przerywana- krzywa S_∞ (opis w tekście)



Rys. 2.9f Zależność tłumienia S modu TM od długości L polaryzatora , $n_3=1.457$, $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$; linia przerywana- krzywa S_∞ (opis w tekście)

efektywnych współczynników załamania między modami n_+ i n_- . Maksymalna wartość tłumienia wynosi ok. 60dB. Obwiednia S_∞ wykazuje dla $L=17\text{mm}$ wartość nieskończoną. Oznacza to, że gdyby różnica faz $\Delta\phi$ spełniała równanie (2.37), to tłumienie modu TM byłoby całkowite. Gdy zwiększyć nieznacznie n_3 ($n_3=1.45605$ na rys.2.9c), to okazuje się, że długość polaryzatora L , dla której $S_\infty=\infty$, gwałtownie się zmniejszyła do $L=2.5\text{mm}$. Ponadto z rys.2.9b i 2.9c wynika, że w przedziale n_3 od 1.45595 do 1.45605 istnieje siedem takich wartości n_3 (i odpowiadających im długości polaryzatora), dla których tłumienie S wynosi nieskończoność. Na rys.2.9d przedstawiono przypadek, gdy tak dopasowano wartość n_3 , aby tłumienie S było całkowite i przypadało na pierwsze jednocześnie maksimum tej krzywej. Odpowiada ono długości polaryzatora $L=1.1\text{mm}$. Jest to najmniejsza długość polaryzatora, dla której tłumienie modu TM jest całkowite. Dalsze zwiększanie współczynnika załamania n_3 (rys.2.9e i 2.9f) powoduje spadek wartości maksymalnych tłumienia S w rozważanym obszarze zmian długości polaryzatora. Zmniejsza się zarazem częstotliwość oscylacji krzywej tłumienia S , a ponadto znika osobliwość w obwiedni S_∞ .

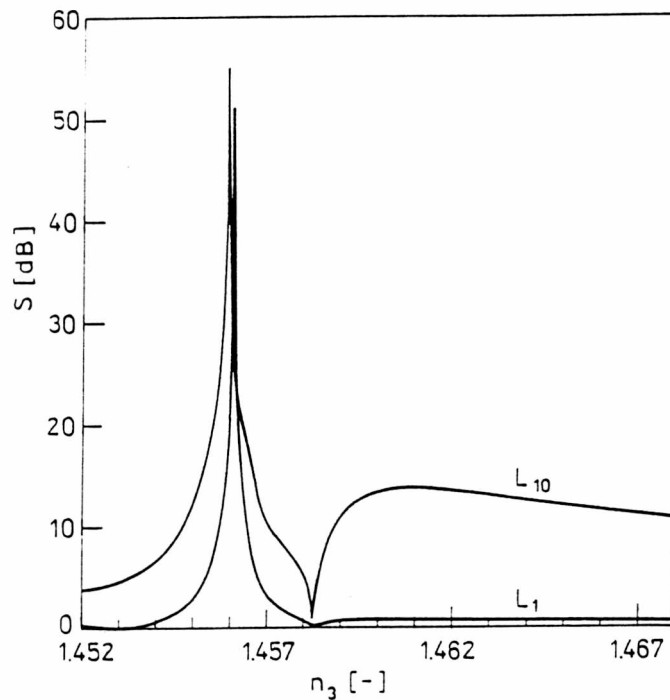
Czy dla każdej długości L polaryzatora istnieje współczynnik załamania n_3 zapewniający całkowite tłumienie modu typu TM? Niech L_s odpowiada takiej długości polaryzatora, dla której spełniony jest warunek (2.37), czyli niech będzie to długość L polaryzatora odpowiadająca s -temu maksimum krzywej tłumienia S . Ponadto niech L_π odpowiada takiej długości L , dla której obwiednia S_∞ osiąga nieskończoność. Na rys.2.10 przedstawiono zależność L_π oraz L_s ($s=1,10$) od współczynnika załamania n_3 . Te punkty, w których krzywa L_π przecina krzywe L_s wyznaczają długość polaryzatora i współczynnik załamania n_3 , dla których tłumienie S jest całkowite. Jak zatem wynika z rys.2.10 odpowiedź na postawione pytanie jest negatywna. Chcąc uzyskać całkowite tłumienie modu TM należy odpowiednio wybrać L i n_3 . Na rys.2.11 przedstawiono zależność tłumienia S



Rys. 2.10 Zależność pierwszego L_1 i dziesiątego L_{10} maksimum krzywej tłumienia i ekstremum L_π od wsp.zał. n_3 (objaśnienia w tekście) ;
 $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$

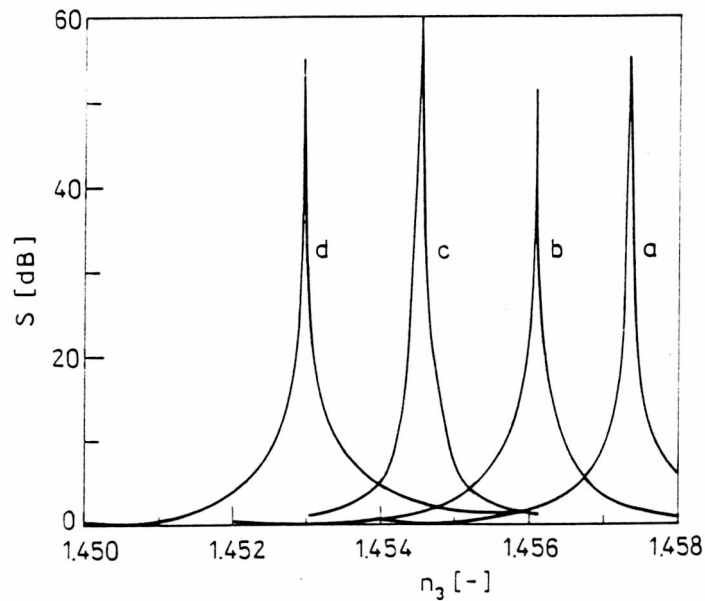
od współczynnika załamania n_3 (również w obszarze, dla którego mod n_- jest modem wyciekającym) dla dwóch długości polaryzatora L_1 i L_{10} wyznaczonych z rys.2.10. Poza obszarem zmian n_3 uwidocznionym na rys.2.11 krzywe tłumienia monotonicznie maleją. Cechą charakterystyczną tych krzywych jest istnienie dwóch lokalnych maksimów (dla danej długości polaryzatora). Jedno z nich, stosunkowo wąskie, odpowiada interakcji prawie identycznych modów polaryzatora z modem podstawowym falowodu planarnego ($n_3 \approx 1.456$), drugie - stosunkowo szerokie, odpowiada maksymalnej wartości efektywnego współczynnika tłumienia γ_{eff} wyciekającego modu typu W ($n_3 \approx 1.4605$). Oczywiście ponieważ długość polaryzatora jest większa około 10 razy dla $L=L_{10}$ niż dla $L=L_1$, tłumienie S jest większe tyleż samo razy dla $L=L_{10}$ niż dla $L=L_1$.

Dotychczasowe rozważania przeprowadzone były dla ustalonej grubości h warstwy metalu. Z rys.2.2 wynika, że wraz ze zmianą grubości h zmienia się wartość współczynnika załamania n_3^0 , dla którego efektywne

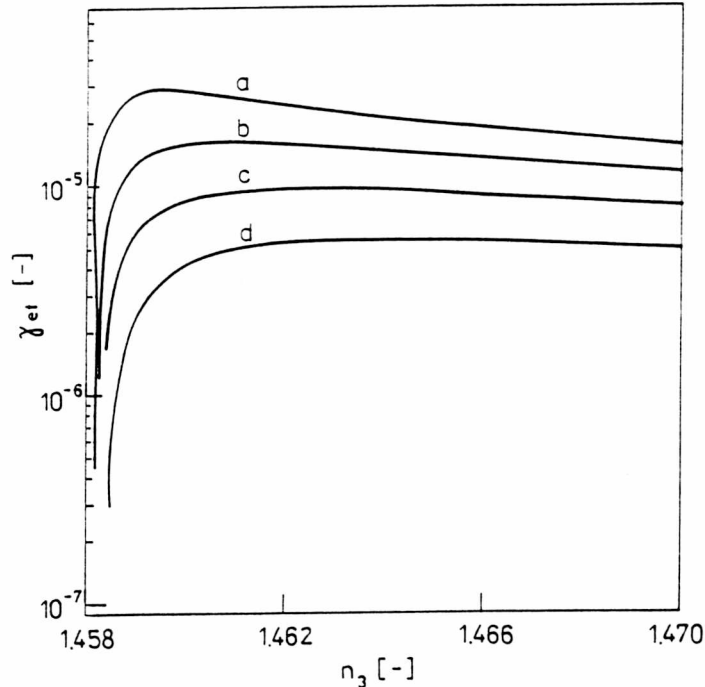


Rys. 2.11 Zależność tłumienia S modu TM od wsp.zał. n_3 dla dwóch długości polaryzatora $L_1 \approx 1.2\text{mm}$, $L_{10} \approx 18.2\text{mm}$; $h=17\text{nm}$, $t=5\mu\text{m}$

współczynniki załamania n_{ef} izolowanych modów falowodu planarnego i modu SPW warstwy falowodowej są sobie równe. Wynika z tego, że maksimum tłumienia S dla modów prowadzonych polaryzatora ze wzrostem grubości h winno się przesunąć w stronę mniejszych wartości n_3 . Przeprowadzone w ten sam sposób jak dla $h=17\text{nm}$ obliczenia dla innych grubości warstwy metalicznej potwierdzają powyższe przewidywania. Charakter zjawisk zachodzących w polaryzatorze pozostaje ten sam w tym sensie, że np. tak samo zmieniają się ze zmianą n_3 rozkłady pól modów polaryzatora, tak samo zmieniają się współczynniki wzbudzenia b_k itp., inna jest tylko wartość n_3^0 . Odpowiednie krzywe tłumienia przedstawiono na rys.2.12. Należy zauważyć, że w celu wyznaczenia krzywej tłumienia dla danej grubości h najpierw wyznaczano taką najmniejszą długość L polaryzatora, dla której spełnione są warunki (2.36) i (2.37) dla $s=1$, czyli inaczej mówiąc, aby tłumienie S modu TM było całkowite dla pierwszego maksimum tej krzywej.



Rys. 2.12 Zależność tłumienia S modu TM od wsp.zał. n_3 dla czterech grubości h warstwy metalu , a) $h=14\text{nm}$, b) $h=17\text{nm}$, c) $h=20\text{nm}$, d) $h=23\text{nm}$; $t=5\mu\text{m}$



Rys. 2.13 Zależność n_{ef} modu n_- dla czterech grubości h warstwy metalu a) $h=14\text{nm}$, b) $h=17\text{nm}$, c) $h=20\text{nm}$, d) $h=23\text{nm}$; $t=5\mu\text{m}$

Odmiennie od oczekiwanych są charakterystyki tłumienia w zakresie n_3 odpowiadającym modowi wyciekającemu typu W ($n_3 > 1.4583$). Ponieważ założo-

no, że w tym przypadku współczynnik wzbudzenia modu $n_-(n_+)$ wynosi 1 (0) to z (2.30) i (2.31) wynika, że S zależy liniowo od efektywnego współczynnika tłumienia γ_{eff} modu n_- oraz od długości L polaryzatora.

Na rys.2.13 przedstawiono zależność γ_{ef} od n_3 w obszarze modów wyciekających, dla czterech wybranych grubości h warstwy metalicznej. Wynika z niego, że ze wzrostem grubości h warstwy metalu tłumienie modu TM maleje, przynajmniej w rozpatrywanym obszarze zmian grubości.

2.2 Mod TE polaryzatora

Dla modu TE równanie falowe spełniać ma składowa E_y . Zaproponowano taką samą postać rozkładu pola jak dla składowej H_y modu TM (2.8). Następnie obliczono składową H_z z równania

$$H_z = -1/(i \cdot \omega \cdot \mu) \cdot \partial E_y / \partial x \quad (2.38)$$

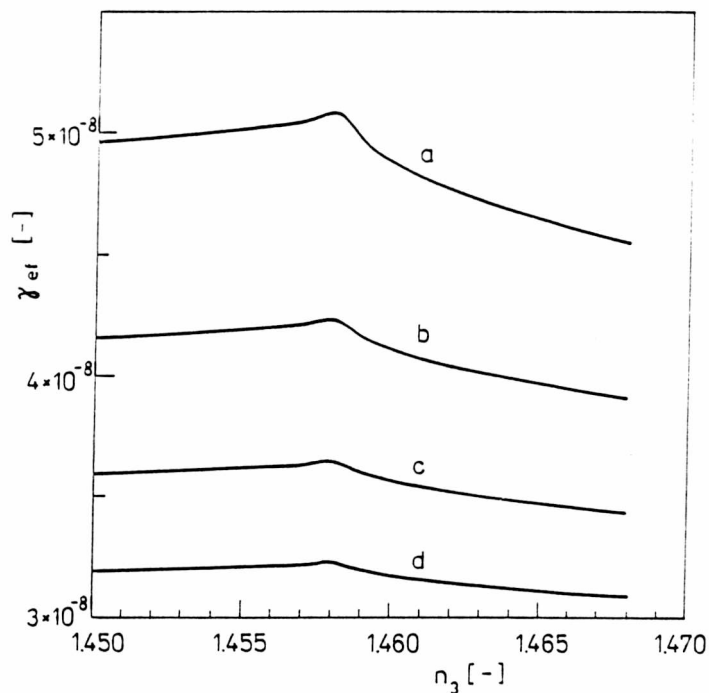
Ponieważ równanie (2.38) różni się od odpowiedniego równania dla E_z modu TM (2.15) o brak w mianowniku czynnika n^2 , to aby dostać równanie charakterystyczne dla modu TE polaryzatora wystarczy położyć w równaniu charakterystycznym dla modu TM wszystkie współczynniki załamania $n_i = 1$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \tan(2qd)[q^2 - p^2] - 2pq + \dots \\ + \tan(2qd)[q^2 + p^2] \cdot (B/A) \exp(-pt) = 0 \end{array} \right. \quad (2.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \{\tanh(q_m h)[q_m^2 + pp_3] + q_m[p_3 + p] + \dots \\ + \{\tanh(q_m h)[q_m^2 - pp_3] + q_m[p_3 - p]\} \cdot (A/B) \exp(-pt) = 0 \end{array} \right. \quad (2.40)$$

Ponieważ w przypadku modów izolowanych ($t=\infty$) nie ma modów typu TE stowarzyszonych z warstwą metaliczną, w strukturze polaryzatora występuje tylko jeden mod tego typu, zmierzający do modu TE falowodu planarnego ze wzrostem odległości t między warstwą metalu i falowodem. Jego stałą propagacji wyliczano z (2.39) wstawiając iloraz (B/A) z (2.40). Obecność warstwy metalicznej powoduje modyfikację pola modu typu TE nieznaczną w

porównaniu z polem izolowanego modu typu TE falowodu planarnego. Wynika stąd konieczność obliczenia współczynnika wzbudzenia b modu polaryzatora. Jak wykazały obliczenia, współczynnik ten dla różnych grubości h warstwy metalu jest prawie równy jedności i, co istotniejsze, ponieważ nawet w przypadku $n_3 > 1.4583$ (mody wyciekające n_- typu TM) mod TE polaryzatora jest modem prowadzonym, a więc można obliczyć współczynnik b w całym zakresie zmian n_3 . Ponieważ istnieje tylko jeden mod tego typu, z równania na tłumienie S wynika, że jest ono proporcjonalne do efektywnego współczynnika tłumienia γ_{ef} oraz do długości L polaryzatora. Na rys. 2.14 przedstawiono γ_{ef} modu TE w funkcji n_3 dla różnych grubości h warstwy metalu.



Rys. 2.14 Zależność γ_{ef} modu TE od wsp.zał. n_3 dla czterech grubości h warstwy metalu, a) $h=14$ nm, b) $h=17$ nm, c) $h=20$ nm, d) $h=23$ nm; $t=5\mu\text{m}$

Efektywny współczynnik tłumienia γ_{ef} dla modu TE prawie nie zależy od n_3 i ma maksimum dla $n_3 \approx n_3^0$. Ze wzrostem grubości h warstwy metalu maleje on od 5×10^{-8} dla $h=14$ nm do 3×10^{-8} dla $h=23$ nm. Dla krótkich polaryzatorów ($L=L_1, L_1$ -określone przy analizie modu TM) tłumienie S modu TE wynosi około 0.036 dB w całym rozpatrywanym obszarze zmian grubości h od 14 nm

do 23nm. Wynika to z tego, że gdy $L=L_1$, dużo większą rolę w tłumieniu modu TM odgrywa zjawisko niedopasowania modu polaryzatora do modu falowodu planarnego (wejściowego i wyjściowego), co przejawia się w tym, że współczynnik wzbudzenia $b=0.996$ dla wszystkich rozważanych grubości h . Gdy rozważany jest polaryzator "długi" ($L=L_{10}$), to γ_{ef} odgrywa już większą rolę i tłumienie S zmienia się od 0.070dB dla $h=14\text{nm}$ do 0.056dB dla $h=23\text{nm}$, pozostając jednak dalej bardzo małą wielkością.

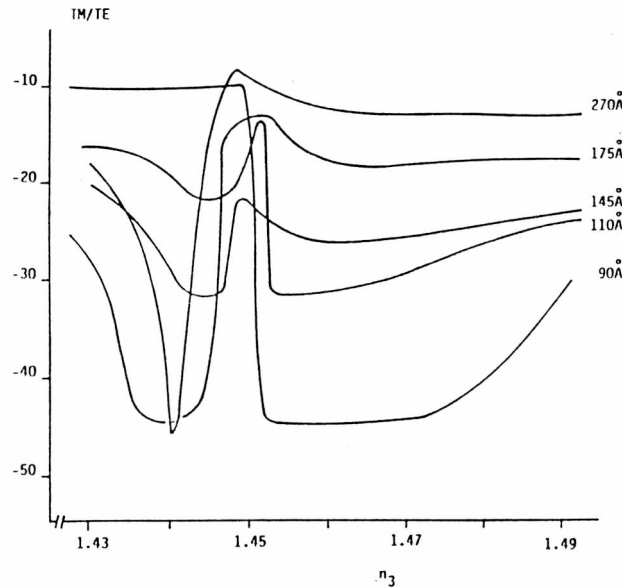
2.3 Porównanie prezentowanej teorii z wynikami eksperymentalnymi

Zjawiska zachodzące w polaryzatorze można w skrócie przedstawić następująco:

- a) istnieje taki współczynnik załamania n_3 i taka długość polaryzatora L (dla ustalonej grubości warstwy metalicznej h), przy wyborze których tłumienie modu TM jest całkowite;
- b) ten optymalny współczynnik załamania n_3 jest bardzo bliski współczynnikowi załamania n_3^0 , przy którym mody izolowanych warstw falowodowej i metalicznej mają równe efektywne współczynniki załamania n_{ef} ;
- c) zmienia się on jednak (choć nieznacznie) w zależności od tego, które maksimum z krzywej tłumienia zostanie wybrane (pierwsze, czy np. dziesiąte; patrz rozdział 2.1.5);
- d) maksimum krzywej tłumienia odpowiadające modom prowadzonym ($n_3 \approx n_3^0$) jest bardzo wąskie, podczas gdy odpowiednie maksimum odpowiadające modowi wyciekającemu typu W ($n_3 > n_{ef}^\infty$) jest relatywnie szerokie;
- e) ze wzrostem grubości h maksimum w obszarze modów prowadzonych przesuwają się w stronę mniejszych wartości współczynnika załamania n_3 ;
- f) ze wzrostem grubości h maksimum w obszarze wyciekającego modu typu W nieznacznie przesuwają się w stronę większych n_3 oraz jego wartość zmniejsza się;
- g) tłumienie modu TE prawie nie zależy od współczynnika załamania n_3 i ze wzrostem grubości h zmniejsza się (tym niemniej rośnie ono oczywiście

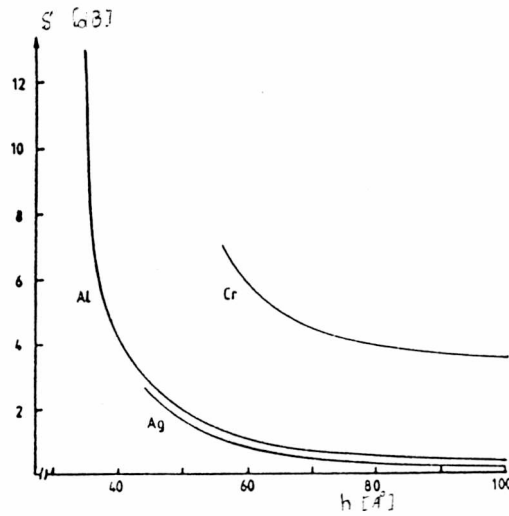
liniowo ze wzrostem długości polaryzatora).

Prawie wszystkie przedstawione powyżej zjawiska zostały potwierdzone eksperymentalnie przez innych autorów (należy pamiętać przy tym, że porównanie to ma wyłącznie charakter jakościowy i że zasada ekwiwalentności przedstawiona we wstępie jest przybliżeniem). Przykładowe wyniki eksperymentalne przedstawiono na rys.2.15 i rys.2.16.



Rys.2.15 Iloraz tłumień modów TM i TE w funkcji n_3 dla różnych grubości h ; zaczerpnięte z pracy [9]

Na rys.2.15 przedstawiono iloraz tłumień modów TM i TE w funkcji n_3 z pracy [9], ale ponieważ równocześnie zauważono, że tłumienie modu TE nie zmienia się z n_3 , de facto można interpretować jakościowo ten wykres jako tłumienie modu TM w funkcji n_3 . Wykres ten potwierdza spostrzeżenia oznaczone jako b, d, e oraz f. To, że nie uzyskano całkowitego tłumienia modu TM wynikać może z tego, że nie dopasowano tak długości polaryzatora (czyli ekwiwalentnego mu promienia R wygięcia światłowodu; patrz rys.1.1), aby to tłumienie było całkowite, z tego, że nie można było zmierzyć tej wartości (czułość aparatury pomiarowej albo gęstość skanowania wzdłuż zmiennej n_3), albo wreszcie z powodu nierównomierności nałożenia warstwy metalu (punkt krytyczny całkowitego tłumienia modu TM jest bardzo czuły na nieznaczne zmiany np. grubości h czy współczynnika



Rys.2.16 Tłumienie modu TE w funkcji grubości h dla różnych metali zaczerpnięte z pracy [14]

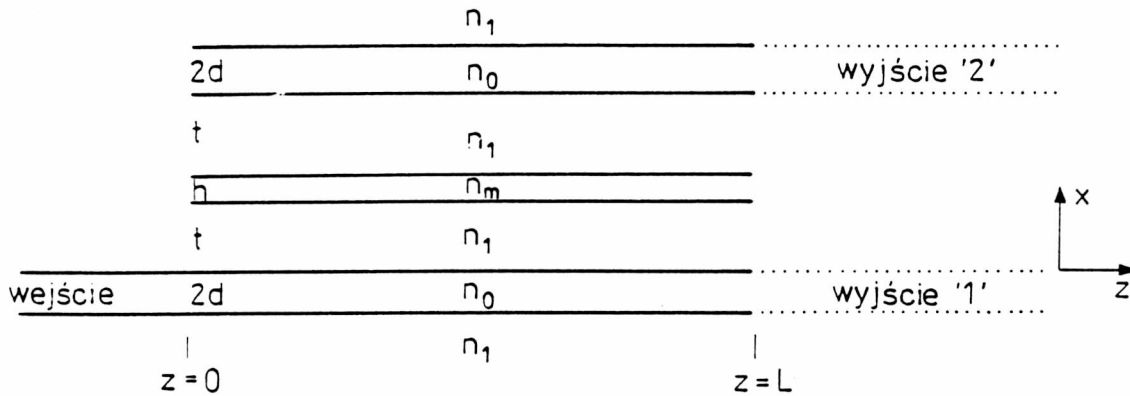
załamania n_3). Gdy długość L polaryzatora jest niedopasowana w wyżej podanym sensie, obliczone przeze mnie w [24] charakterystyki tłumienia w obszarze mniejszych wartości n_3 (lewe minima na rys.2.15) wykazują takie same tendencje jak te z rys.2.15, tzn. ze wzrostem grubości h wartość lewego maksimum tłumienia modu TM zwiększa się, tak samo jak na rys.2.15.

Zmierzona przez autorów pracy [14] zależność tłumienia modu TE od grubości h (rys.2.16) potwierdza spostrzeżenie g, tzn. tłumienie modu TM maleje ze wzrostem grubości h warstwy metalicznej.

Na koniec należy stwierdzić, że spostrzeżenia a oraz c mają charakter na tyle subtelny matematycznie, że nie potwierdzono ich w eksperymentach.

3. SPRZĘGACZ POLARYZACYJNY

Schemat sprzęgacza polaryzacyjnego przedstawiono na rys.3.1



Rys. 3.1 Schemat sprzęgacza polaryzacyjnego

Sprzęgacz polaryzacyjny składa się z dwóch falowodów planarnych o szerokościach $2d$ i współczynnikach załamania rdzenia n_0 i płaszcza n_1 oraz z warstwy metalicznej o grubości h i współczynniku załamania n_m . Odległości warstwy metalicznej od rdzeni falowodów planarnych wynoszą t . Sprzęgacz rozciąga się od $z=0$ do $z=L$, gdzie z jest osią propagacji. Biorą pod uwagę to, że sprzęgacz ma dwa wyjścia (tzn. rozdziela padający w $z=0$ mod podstawowy na dwa mody podstawowe propagujące się w dwóch wyjściowych falowodach planarnych dla $z>L$) oraz to, że w takim schemacie sprzęgacza nie można rozdzielić modów sprzęgacza na mody związane wyłącznie z jednym lub drugim falowodem planarnym sprzęgacza, zaproponowano następującą metodę obliczania rozdziału mocy propagowanej w sprzęgaczu: gdy obliczana jest część mocy, jaka pozostaje w falowodzie planarnym '1' (wyjście '1' na rys.3.1) zaniedbywany jest wyjściowy falowód planarny '2' dla $z>L$, i odwrotnie; stąd wyjścia sprzęgacza oznaczono liniami kropkowanymi na rys.3.1. Inaczej mówiąc, rozważa się przypadki,

gdy mody struktury sprzęgacza wzbudzają na końcu sprzęgacza (w płaszczyźnie $z=L$) albo mody w wyjściowym falowodzie '1' albo w '2'.

W obliczeniach rozważano sprzęgacz o następujących parametrach: $2d=5\mu\text{m}$, $n_0=1.460$, $n_1=1.456$, $t=4\mu\text{m}$, $n_m=0.82-11.2\cdot i$ (aluminium). Długość fali $\lambda=1.3\mu\text{m}$. Grubość warstwy metalu zmieniano od 0 do 30nm. Podobnie jak przy analizie polaryzatora, przy takim wyborze parametrów falowód planarny jest falowodem jednomodowym w tym sensie, że prowadzi jeden mod typu TE i jeden mod typu TM. Ze względu na to, że rozważana struktura jest typu planarnego, rozważania dotyczące podziału modów na typy TE i TM oraz warunków brzegowych modów przedstawione w rozdziale 2 są aktualne i w tym przypadku.

3.1 Mody TM sprzęgacza

W [25] zaproponowałem następującą postać rozkładu pola $H_y(x)$:

$$H_y = \begin{cases} H_1 \cdot \exp[p \cdot (x+2d)] & x \leq -2d & (3.1a) \\ H_2 \cdot \cos(q \cdot x) + C \cdot \sin(q \cdot x) & -2d \leq x \leq 0 & (3.1b) \\ A \cdot \exp(-p \cdot x) + B \cdot \exp[p \cdot (x-t)] & 0 \leq x \leq t & (3.1c) \\ H_4 \cdot \cosh[s_2 \cdot (x-t)] + D \cdot \sinh[s_2 \cdot (x-t)] & t \leq x \leq t+h & (3.1d) \\ E \cdot \exp[-p \cdot (x-t-h)] + F \cdot \exp[p \cdot (x-2t-h)] & t+h \leq x \leq 2t+h & (3.1e) \\ H_6 \cdot \cos[q \cdot (x-2t-h)] + G \cdot \sin[q \cdot (x-2t-h)] & 2t+h \leq x \leq 2t+2d+h & (3.1f) \\ H_7 \cdot \exp[-p \cdot (x-2t-2d-h)] & 2t+2d+h \leq x & (3.1g) \end{cases}$$

gdzie

$$q = (n_0^2 \cdot k^2 - \beta^2)^{1/2}, \quad p = (\beta^2 - n_1^2 \cdot k^2)^{1/2}, \quad s_2 = (\beta^2 - n_m^2 \cdot k^2)^{1/2}$$

$$H_1 = H_y(-2d), \quad H_2 = H_y(0), \quad H_4 = H_y(t), \quad H_6 = H_y(2t+h), \quad H_7 = H_y(2t+2d+h),$$

A, B, C, D, E, F, G - nieznane chwilowo stałe.

Funkcja H_y opisana wzorem (3.1) jest naturalnym rozwinięciem analogicznej funkcji opisującej rozkład pola dla polaryzatora (patrz rozdział 2). Jest ona ciągła, spełnia równanie falowe (2.3), a ponadto odpowiednie części (3.1) przedstawiają rozkłady pól modów związanych z izolowanymi ($t=\infty$) falowodami planarnymi i warstwą metaliczną. Jak poprzednio, pole

H_y jest liniową kombinacją pól modów izolowanych tylko w obszarach pomiędzy warstwą metaliczną a falowodami planarnymi i w związku z tym nie są to mody związane z konkretną warstwą sprzęgacza (podobnie jak w przypadku polaryzatora).

Równanie charakterystyczne uzyskuje się wstawiając H_y z (3.1) do równania (2.15) na składową tangencjalną E_z i przyrównując do siebie wartości pola E_z na sześciu granicach rozdziału $x=-2d, 0, t, t+h, 2t+h, 2t+h+2d$. Dane jest ono równaniem (3.3)

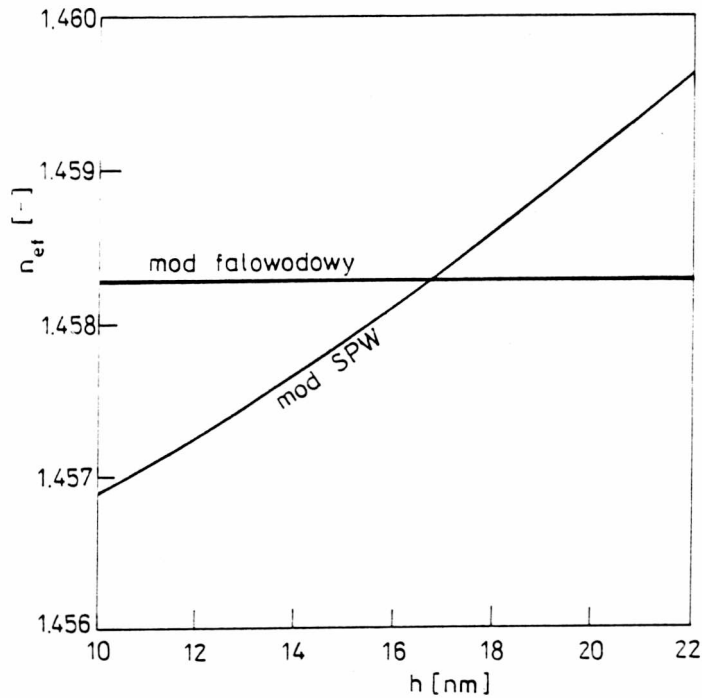
$$\left\{ \begin{array}{l} \{ \tan(2qd)[q^2 n_1^4 - p^2 n_0^4] - 2pq n_0^2 n_1^2 \} + \dots \\ + \tan(2qd)[q^2 n_1^4 + p^2 n_0^4] \cdot (B/A) \exp(-pt) = 0 \end{array} \right. \quad (3.2a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tanh(s_2 h) \cdot [s_2^2 n_1^4 + p^2 n_m^4] + 2ps_2 n_m^2 n_1^2 + \dots \\ + 2 \tanh(s_2 h) \cdot [s_2^2 n_1^4 - p^2 n_m^4] \cdot (A/B) \exp(-pt) + \dots \\ + \{ \tanh(s_2 h) \cdot [s_2^2 n_1^4 + p^2 n_m^4] - 2ps_2 n_m^2 n_1^2 \} \cdot [(A/B) \exp(-pt)]^2 = 0 \end{array} \right. \quad (3.2b)$$

Gdy $t=\infty$, równania (3.2a) i (3.2b) są od siebie niezależne i przedstawiają równania charakterystyczne dla izolowanych warstw prowadzących mody. Gdy $t<\infty$, równania te są ze sobą związane. Ponieważ równanie (3.2b) jest kwadratowe ze względu na iloraz A/B , równanie (3.2a) rozszczepia się dla $t<\infty$ na dwa równania reprezentujące dwa różne mody (uprzedzając dalsze rozważania - są to mody symetryczny i antysymetryczny). Równanie (3.2b) jest równaniem charakterystycznym opisującym mody zmierzające ze wzrostem odległości t do modów SPW stowarzyszonych z warstwą metaliczną.

Własności izolowanych modów opisano w rozdziale 2.1.2, ponieważ są one takie same w przypadku polaryzatora jak i sprzęgacza. Tutaj przypomnieć tylko należy, że spośród modów SPW tylko mod symetryczny odgrywać będzie istotną rolę w funkcjonowaniu sprzęgacza. Ponieważ jednak schemat sprzęgacza różni się od schematu polaryzatora co najmniej tym, że $n_3=n_1=\text{const}$, wielkością modyfikującą stałe propagacji modów jest w przypadku rozważanego układu sprzęgacza grubość h warstwy metalu. Na rys.3.2 przedstawiono zależność efektywnego współczynnika załamania n_{ef}

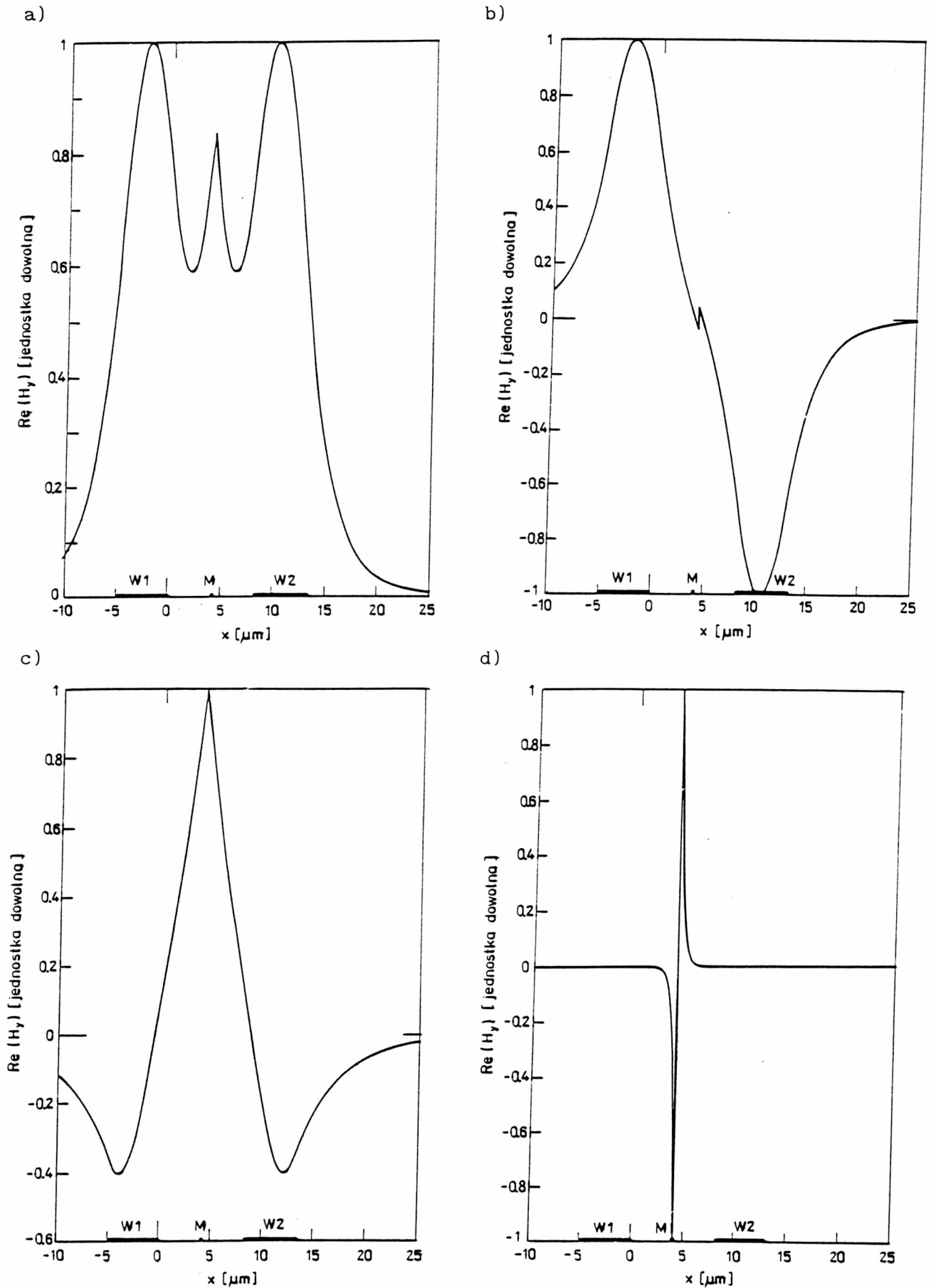
symetrycznego modu SPW od grubości h warstwy metalu.



Rys. 3.2 Zależność n_{ef} modu SPW ($t=\infty$) od grubości h

Podobnie jak w przypadku charakterystyki $n_{ef}(n_3)$ dla polaryzatora (rys.2.2), istnieje taka wartość $h=h_0$ ($h_0 \approx 17\text{nm}$ w rozważanym przypadku), dla której izolowane mody: SPW i falowodu planarnego mają te same efektywne współczynniki załamania n_{ef} . Należy zatem spodziewać się, że gdy $t < \infty$, obecność warstwy metalicznej najsilniej wpłynie na funkcjonowanie sprzęgacza polaryzacyjnego gdy $h=h_0$. Okaże się jednak, że przynajmniej w przyjętym modelu nie jest to takie jednoznaczne.

Znaleziono, że w strukturze sprzęgacza mogą istnieć cztery mody prowadzone. Dla ustalonych parametrów sprzęgacza są to dwa (symetryczny i antysymetryczny) mody stowarzyszone z falowodami planarnymi oraz dwa mody (również symetryczny i antysymetryczny) stowarzyszone z warstwą metaliczną. Oczywiście takiego podziału można dokonać tylko w przypadku gdy $h \neq h_0$. Na rys.3.3a÷d przedstawiono odpowiednie rozkłady pól H_y tych modów. Podobnie jak w przypadku polaryzatora, mod antysymetryczny typu M (czyli mod zmierzający ze wzrostem t do modu antysymetrycznego SPW) nie



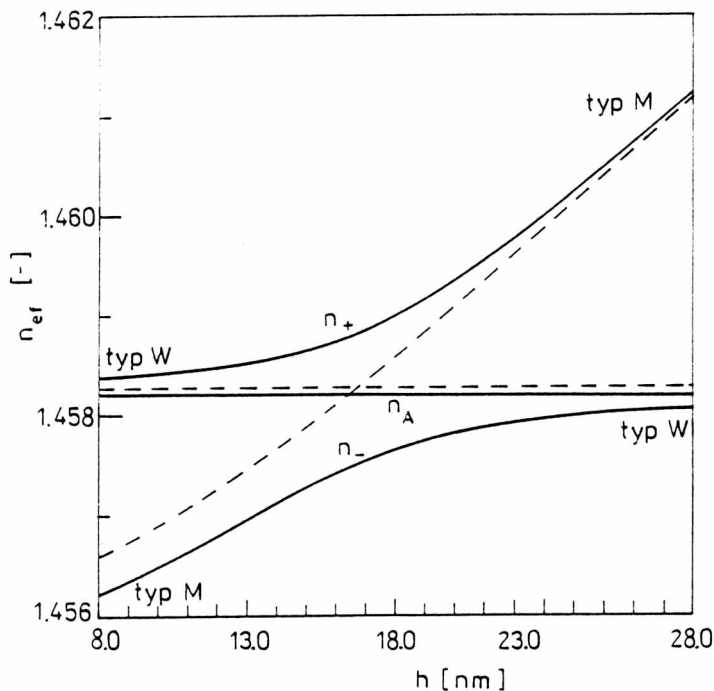
Rys. 3.3 Rozkłady pól modów sprzęgacza polaryzacyjnego $h=12\text{nm}$

a) - mod symetryczny typu W
c) - mod symetryczny typu M

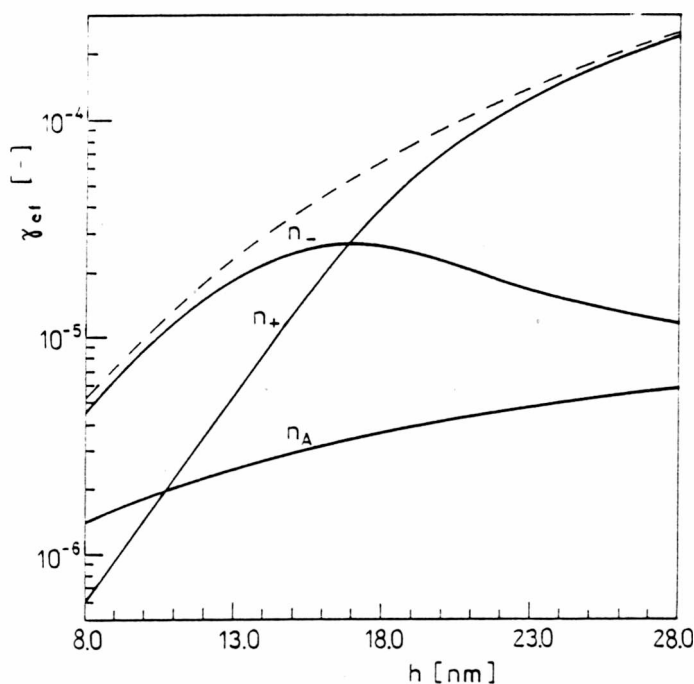
b) - mod antysymetryczny typu W
d) - mod antysymetryczny typu M

odgrywa praktycznie żadnej roli w funkcjonowaniu sprzęgacza. Ze zmianą grubości h warstwy metalicznej kształt rozkładu pola antysymetrycznego modu typu W (zwanego dalej modem antysymetrycznym) i jego stała propagacji zmieniają się niewiele, w przeciwieństwie do modów symetrycznych typu W i M. Ze wzrostem h przechodzą one jeden w drugi, odpowiednio dopełniają się ich współczynniki wzbudzenia; istnieje tu pełna analogia, oczywiście jakościowa, do zachowania się modów symetrycznych polaryzatora, opisanych w rozdziale 2.1.3.

Aby to pokazać, wprowadźmy następujące modyfikacje definicji modów przedstawione w rozdziale 2.1.3. Niech n_+ (n_-) oznacza ten z modów symetrycznych sprzęgacza, który ma wyższy (niższy) efektywny współczynnik załamania n_{ef} oraz niech n_A oznacza mod antysymetryczny. Na rys.3.4 przedstawiono zależność n_{ef} modów sprzęgacza od grubości h . Jak z niego wynika, n_{eff} modu antysymetrycznego zmienia się bardzo nieznacznie (praktycznie niezauważalnie w skali rys.3.4), natomiast mod n_+ (n_-) będąc modem typu W dla małych h przekształca się ze wzrostem h w mod



Rys. 3.4 Zależność n_{ef} modów sprzęgacza od grubości h
linie przerywane: n_{ef} izolowanych modów sprzęgacza



Rys. 3.5 Zależność γ_{ef} modów sprzęgacza od grubości h
linia przerywana: γ_{ef} izolowanego modu SPW

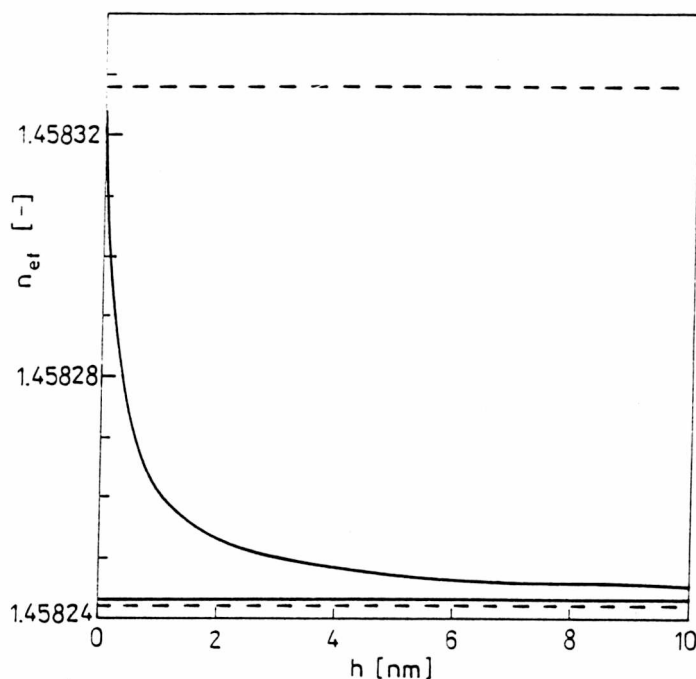
typu M (typu W). Podobne zjawisko zachodzi w przypadku zależności efektywnego współczynnika tłumienia γ_{ef} modów sprzęgacza typu TM (rys.3.5). Mod n_+ będąc dla małych h modem typu W ma γ_{ef} małe i ze wzrostem h współczynnik γ_{ef} rośnie i zmierza do γ_{ef} izolowanego modu SPW, natomiast γ_{ef} modu n_- zachowuje się przeciwnie: najpierw jest zbliżony do γ_{ef} izolowanego modu SPW, by potem ze wzrostem h (po osiągnięciu maksimum) monotonicznie maleć do zera. Efektywny współczynnik załamania γ_{ef} modu antysymetrycznego monotonicznie rośnie, co jest związane wyłącznie ze wzrostem grubości ośrodka absorpcyjnego.

3.2 Mody TE sprzęgacza

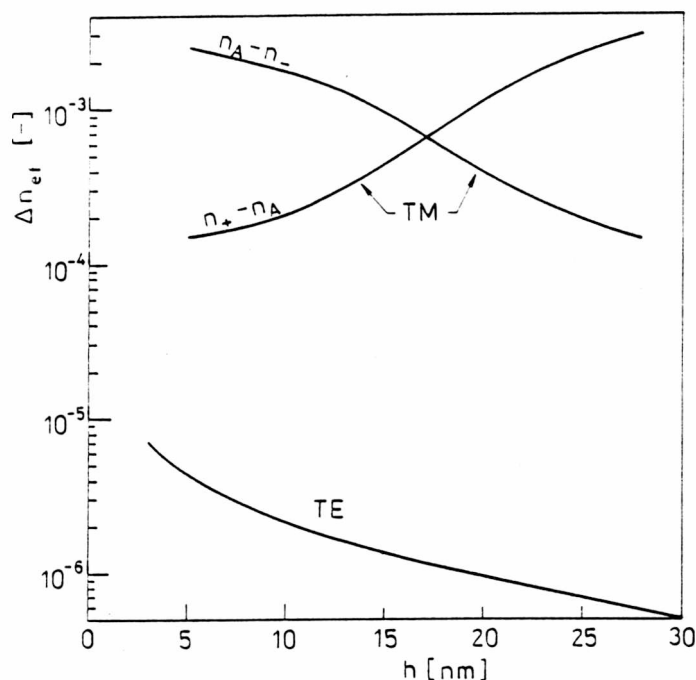
Dla modu TE procedura przedstawienia rozkładu pola i obliczenia równania charakterystycznego jest analogiczna jak w przypadku polaryzatora. Proponuje się zatem, aby składowa elektryczna E_y opisana była równaniem takim samym jak (3.1). Aby uzyskać równanie charakterystyczne dla modów typu TE, wystarczy w równaniu charakterystycznym (3.2) dla modów typu TM

podstawić $n_i=1$ ($i=0,1,m$). Ponieważ mody związane z warstwą metaliczną są wyłącznie typu TM, nie istnieją mody TE sprzęgacza związane z tą warstwą i wobec tego istnieją tylko dwa mody sprzęgacza typu TE: symetryczny i antysymetryczny (oba typu W). Zależności efektywnych współczynników załamania n_{ef} tych modów od grubości h przedstawiono na rys.3.6 (linie przerywane - $h=0$). Dla ustalonej grubości h modem symetrycznym jest ten, który ma wyższy efektywny współczynnik załamania n_{ef} .

Efektywny współczynnik załamania n_{ef} modu antysymetrycznego TE prawie nie zmienia się z grubością h warstwy metalu, natomiast radykalnej zmianie ulega n_{ef} modu symetrycznego: ze wzrostem h gwałtownie zmniejsza się do wartości bardzo niewiele różniącej się od odpowiadającej modowi antysymetrycznemu. Jest to bardzo istotna cecha modów TE, ponieważ różnica efektywnych współczynników załamania Δn_{ef} będąc w istocie różnicą faz między modami po przejściu przez nie ustalonej drogi L , odgrywa istotną rolę w podziale mocy wejściowego modu pobudzającego mody sprzęgacza, lub inaczej mówiąc, w pobudzaniu modu podstawowego w



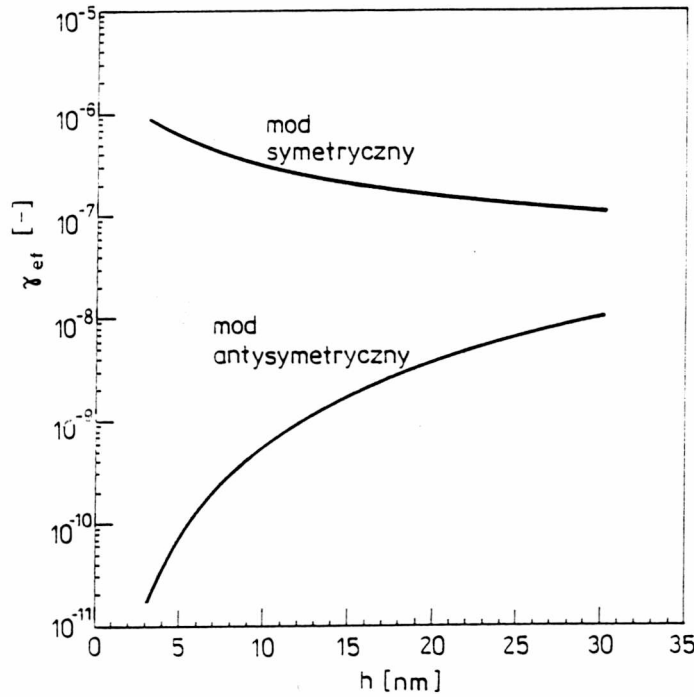
Rys. 3.6 Zależność n_{ef} modów TE od grubości h
linie przerywane - $h=0$



Rys. 3.7 Zależność Δn_{ef} modów TE i TM sprzęgacza od grubości h

wyjściowym falowodzie planarnym '2' (patrz rys.3.1). Jak będzie pokazane później, im mniejsza różnica Δn_{ef} , tym dłuższy musi być sprzęgacz, aby mod w wyjściowym falowodzie planarnym '2' był w pełni wzbudzony (cała moc modu wejściowego znajdującego się w falowodzie planarnym '1' przeszła do falowodu planarnego '2'). Na rys.3.7 przedstawiono zależności Δn_{ef} dla obu typów modów: TM i TE. Wynika z niego, że Δn_{ef} modów TE jest przynajmniej o dwa rzędy mniejsza od Δn_{ef} modów TM. Powoduje to, że gdy długość sprzęgacza L wzrasta od zera, to dla pewnej długości L cała moc wyjściowa modu TM może być skupiona w wyjściowym falowodzie '2', podczas gdy tylko nieznaczna część mocy modu TE znajdzie się w tym falowodzie (zdecydowana większość znajdzie się w falowodzie '1').

Również daleko mniejszy niż w przypadku modów TM jest wpływ grubości h na efektywne współczynniki tłumienia γ_{ef} modów TE sprzęgacza. Na rys.3.8 przedstawiono powyższą zależność. Są one około dwa rzędy mniejsze niż odpowiednie współczynniki modów TM. Oznacza to, że całkowite straty przy



Rys. 3.8 Zależność γ_{ef} modów TE sprzęgacza od grubości h

przejściu modu TM i TE przez sprzęgacz są znacznie mniejsze dla modu TE niż dla modu TM.

3.3 Wzbudzanie modów sprzęgacza

Sposób obliczania współczynników wzbudzenia modów sprzęgacza oraz amplitudy wzbudzonego wyjściowego modu podstawowego jest analogiczny jak w przypadku polaryzatora. Ponieważ wyprowadzone w rozdziale 2.1.4 równania miały charakter ogólny, można je zastosować i w przypadku sprzęgacza. Przypomnijmy je zatem. Amplitudy wzbudzonych wyjściowych pól elektrycznego E i magnetycznego H opisane były wzorami (2.27ab) i po wstawieniu f_k i g_k z (2.25) i (2.26) wynoszą odpowiednio

$$a_{wy}^E = \sum \int (\mathbf{e}_{we} \times \mathbf{h}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx \cdot \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_{wy}) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (3.3a)$$

$$a_{wy}^H = \sum \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_{we}) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx \cdot \int (\mathbf{e}_{wy} \times \mathbf{h}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (3.3b)$$

gdzie

$(\mathbf{e}_{we}, \mathbf{h}_{we})$ - pole wejściowego modu podstawowego,

$(\mathbf{e}_k, \mathbf{h}_k)$ - pole modu złożonej struktury planarnej (tutaj-sprzęgacza),

$(\mathbf{e}_{wy}, \mathbf{h}_{wy})$ - pole wyjściowego modu podstawowego.

Jeśli podstawić

$$b_k^E = \int (\mathbf{e}_{we} \times \mathbf{h}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \cdot \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_{wy}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \quad (3.4a)$$

$$b_k^H = \int (\mathbf{e}_k \times \mathbf{h}_{we}) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \cdot \int (\mathbf{e}_{wy} \times \mathbf{h}_k) \cdot \hat{\mathbf{z}} \, dx \quad (3.4b)$$

to równania (3.3ab) można przedstawić w postaci

$$a_{wy}^H = \sum b_k^E \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (3.5a)$$

$$a_{wy}^H = \sum b_k^H \cdot \exp(-i \cdot \beta_k \cdot L) \quad (3.5b)$$

Rozpisując szczegółowo równania na współczynniki b_k^E i b_k^H dla obu typów modów (TE i TM), można pokazać, że tylko w przypadku, gdy rozważane są mody typu TM oraz mod wyjściowy sprzęgacza jest różny (w sensie rozkładu pola) od modu wejściowego, wówczas $b_k^E \neq b_k^H$. Ale, jak pokazały obliczenia numeryczne, w tym przypadku współczynniki te są sobie prawie równe. W pozostałych przypadkach $b_k^E = b_k^H$. Dlatego w dalszej części obliczeń przyjęto, że $b_k^E = b_k^H = b_k$ i w konsekwencji $a_{wy}^E = a_{wy}^H = a_{wy}$.

Ponieważ sprzęgacz ma dwa wyjścia (patrz rys.3.1), dzieli on w różnym stopniu moc wchodzącego do niego modu podstawowego. Niech $a_{wy,j}$ ($j=1,2$) oznacza amplitudę wzbudzenia modu podstawowego w j -tym wyjściowym falowodzie planarnym. Amplitudy te są liczone w ten sposób, że gdy obliczana jest amplituda wzbudzonego modu w falowodzie planarnym '1', przyjmuje się, że w schemacie sprzęgacza (rys.3.1) nie występuje wyjściowy falowód planarny '2' i odwrotnie. W przeciwnym wypadku nie ma możliwości rozseparowania całkowitego pola wyjściowego na pola związane wyłącznie z jednym czy też z drugim falowodem. Wprowadźmy następujące oznaczenia:

$b_{A,j}$ - współczynnik wzbudzenia modu podstawowego w j -tym wyjściowym falowodzie planarnym przez mod antysymetryczny n_A sprzęgacza,

$b_{+(-),j}$ - współczynnik wzbudzenia modu podstawowego w j -tym wyjściowym falowodzie planarnym przez mod symetryczny $n_+(n_-)$ sprzęgacza.

Gdy rozpatrywane są mody TM, istnieje sześć współczynników wzbudzenia (trzy mody TM razy dwa wyjścia sprzęgacza) oraz cztery współczynniki wzbudzenia, gdy rozpatrywane są mody TE (dwa mody TE sprzęgacza razy dwa wyjścia sprzęgacza). Ponieważ w przypadku modów TE istnieje tylko jeden mod symetryczny, przypiszmy mu współczynniki wzbudzenia $b_{+,j}$.

Jest to dosyć spora liczba współczynników. Przeprowadzone szczegółowe obliczenia numeryczne ujawniły jednak pewną symetrię, a mianowicie:

$$b_{A,2} = -b_{A,1}, \quad b_{+(-),2} = b_{+(-),1} \quad (3.6)$$

dla obu typów modów.

Oznacza to, że mody symetryczne tak samo wzbudzają wyjściowy mod podstawowy w falowodzie '1', jak i w falowodzie '2'. Jest to poniekąd wynik oczekiwany, ponieważ patrząc na przykładowe rozkłady pól na rys.3.3 można zaobserwować następującą prawidłowość: suma modów antysymetrycznego i symetrycznego daje mod skupiony w falowodzie '1', natomiast różnica modów symetrycznego i antysymetrycznego daje mod skupiony w falowodzie '2'. Stąd $b_{A,2} = -b_{A,1}$. Można zatem explicite przedstawić amplitudy wzbudzonych wyjściowych modów podstawowych w falowodach '1' i '2' w postaci:

$$a_{wy,1} = b_+ \cdot \exp(-i \cdot \beta_+ \cdot L) + b_- \cdot \exp(-i \cdot \beta_- \cdot L) + b_A \cdot \exp(-i \cdot \beta_A \cdot L) \quad (3.7a)$$

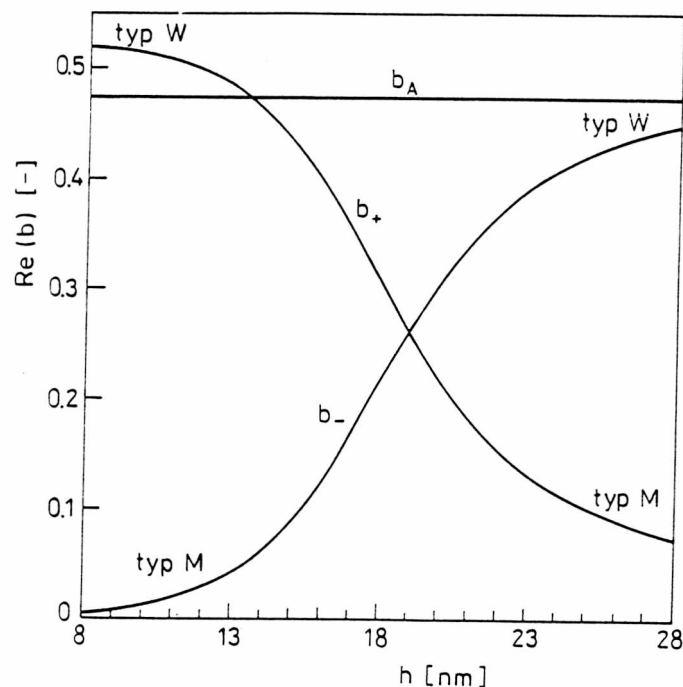
$$a_{wy,2} = b_+ \cdot \exp(-i \cdot \beta_+ \cdot L) + b_- \cdot \exp(-i \cdot \beta_- \cdot L) - b_A \cdot \exp(-i \cdot \beta_A \cdot L) \quad (3.7a)$$

gdzie $b_{+(-)} = b_{+(-),j}$, $b_A = b_{A,1}$, $j=1,2$

i formalnie dla modów typu TE $b_- = 0$.

3.3.1 Wzbudzanie modów TM

Na rys.3.9 przedstawiono zależność współczynników wzbudzenia b_k modów TM sprzęgacza od grubości h warstwy metalicznej. Współczynnik wzbudzenia b_A modu antysymetrycznego prawie nie zależy od h i wynosi 0.474 w rozpatrywanym zakresie zmian grubości h . Dla małych wartości h mod



Rys. 3.9 Zależność współczynników wzbudzenia b_k modów TM sprzęgacza od grubości h

symetryczny n_- w niewielkim stopniu wzbudza mody wyjściowe ($b_- \approx 0$). Ze wzrostem h udział tego modu we wzbudzaniu modów wyjściowych rośnie i dla $h \approx 19 \text{ nm}$ jest taki sam jak udział modu n_+ we wzbudzaniu modów wyjściowych, po czym dalej narasta do wartości około 0.5. Odwrotnie zachowuje się mod n_+ . Jednocześnie wraz ze wzrostem h mody symetryczne zmieniają swój charakter: mod typu W zamienia się w mod typu M i odwrotnie. Jest to transformacja modów symetrycznych taka sama jak w przypadku olaryzatora.

3.3.2 Wzbudzanie modów TE

Ponieważ, jak pokazano wyżej, mody typu TE sprzęgacza "nie widzą" jak gdyby warstwy metalicznej (tzn. wpływa ona tylko na tłumienie modów TE), nie jest nieoczekiwanym to, że współczynniki wzbudzenia modów TE nie zmieniają się wraz ze zmianą grubości warstwy h i wynoszą $b_A \approx 0.474$ dla modu antysymetrycznego i $b_+ \approx 0.526$ dla modu symetrycznego.

3.4 Krzywe tłumienia sprzęgacza

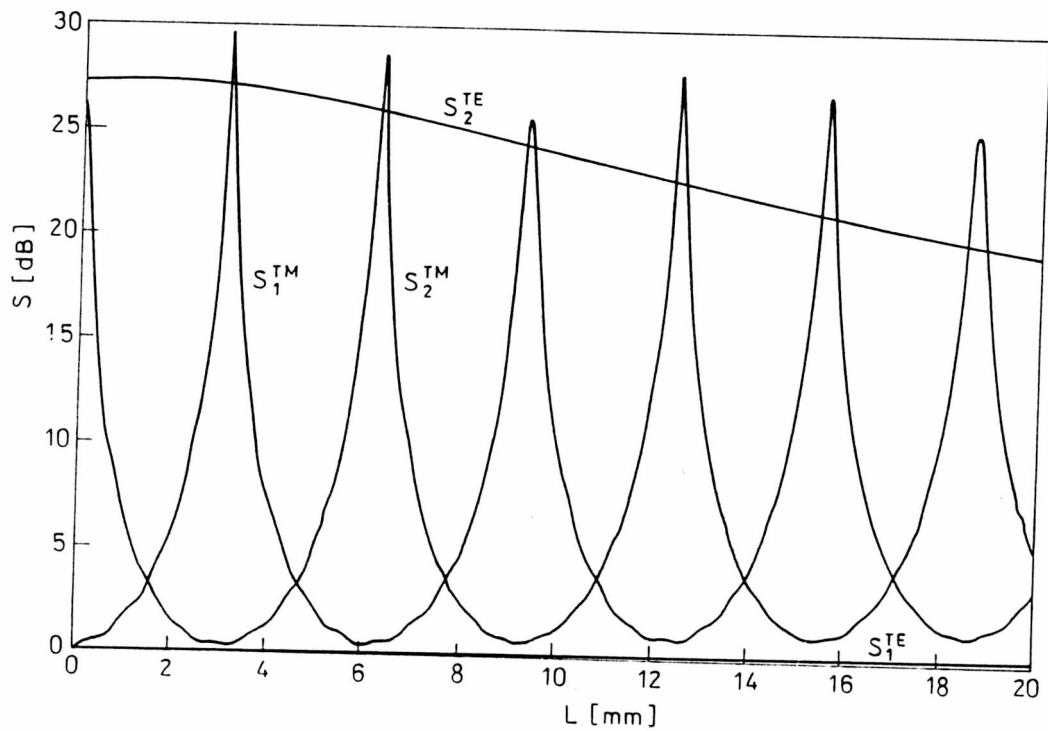
Gdy znane są współczynniki wzbudzenia b_k i stałe propagacji β_k modów TE i TM sprzęgacza, można obliczyć moc sygnału pojawiającego się w wyjściowym falowodzie '1' i '2' ze wzoru

$$P_j^{TE, TM} = |a_{wy, j}|^2 \quad (3.8)$$

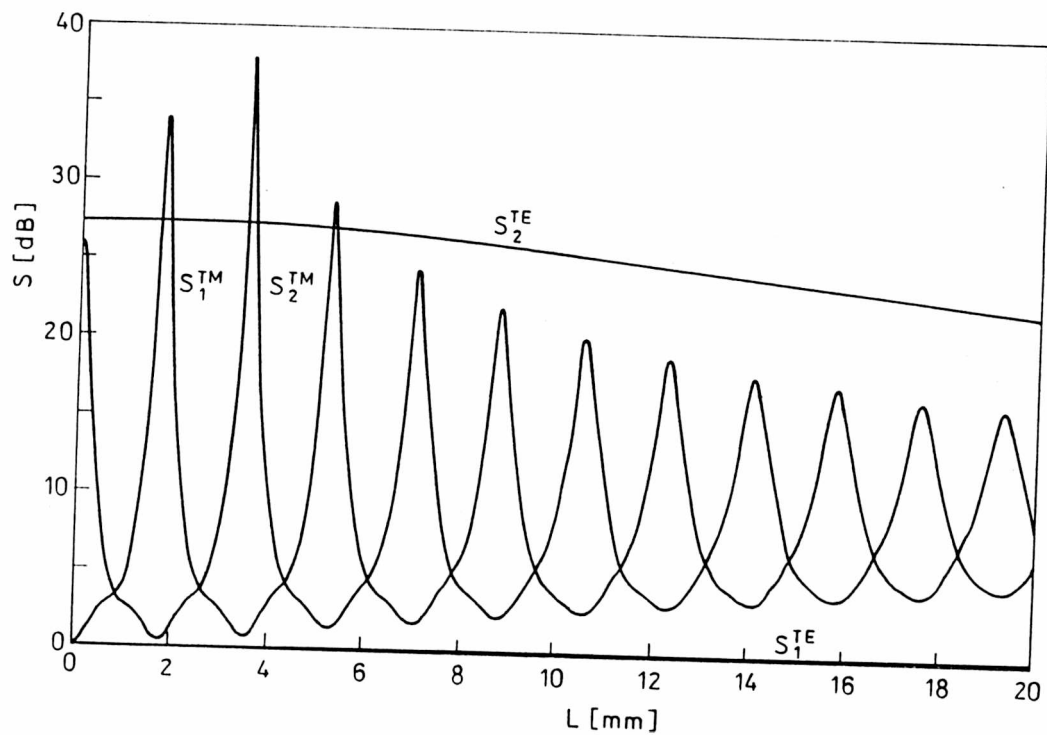
Wygodniej jest jednak się posługiwać tłumieniem S (stratami) jako miarą wielkości przenoszonego sygnału. Dane jest ono zależnością:

$$S_j^{TE, TM} = -10 \cdot \log(P_j^{TE, TM}) \quad [dB] \quad (3.9)$$

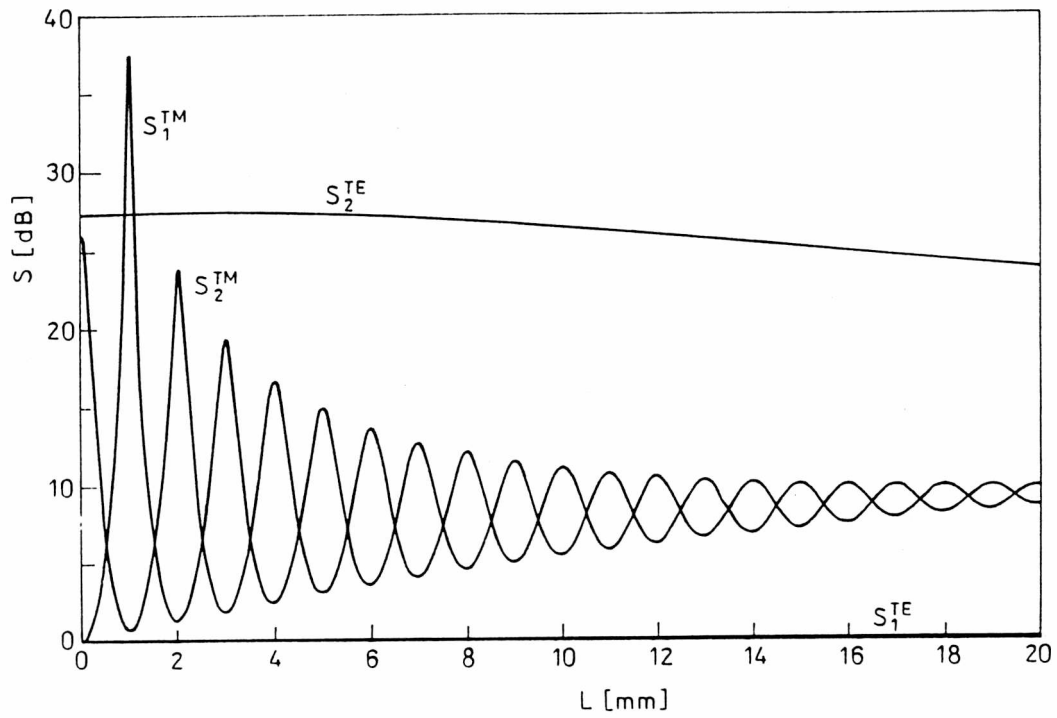
Ponieważ mody sprzęgacza i falowodów planarnych są normowane, nie ma potrzeby normować wielkości tłumienia S . Na rys.3.10a+f przedstawiono charakterystyki tłumienia sprzęgacza, tzn. zależności tłumienia modu wejściowego w poszczególnych wyjściowych falowodach planarnych od długości L sprzęgacza, dla dwóch rodzajów modów: TE i TM. Gdy grubość warstwy h jest istotnie mniejsza niż h_0 ($h=10nm$ na rys.3.10a), współczynnik wzbudzenia modu n_- typu TM wynosi 0.01, a zatem mod ten praktycznie nie wpływa na funkcjonowanie sprzęgacza. Tłumienie S_1^{TM} modu TM w wyjściowym falowodzie '1' oraz tłumienie S_2^{TM} modu TM w wyjściowym falowodzie '2' są jak gdyby przesunięte względem siebie: maksimum jednej krzywej przypada tam, gdzie jest minimum drugiej i odwrotnie. Tłumienie S_1^{TE} jest bardzo małe i dla $L=20mm$ wynosi 0.1dB, natomiast S_2^{TE} zmniejsza się od ok. 27.5dB dla $L=0$ do ok. 20dB dla $L=20mm$. Oznacza to, że wejściowy mod typu TE jest prawie w całości skupiony w wyjściowym falowodzie '1'. Należy przypomnieć, że sprzęgacz polaryzacyjny de facto powinien rozszczepiać wejściowy stan polaryzacji, tzn. składowa TE modu wejściowego winna znaleźć się w innym wyjściowym falowodzie niż składowa TM. Ponieważ składowa TE skupiona jest w wyjściowym falowodzie '1', należy tak wybrać długość sprzęgacza L (dla ustalonego h), aby składowa TM możliwie w jak największej części znalazła się w wyjściowym falowodzie '2', czyli aby tłumienie S_2^{TM} było minimalne. W zakresie długości L do 20mm są takie trzy wartości, przy czym ze wzrostem



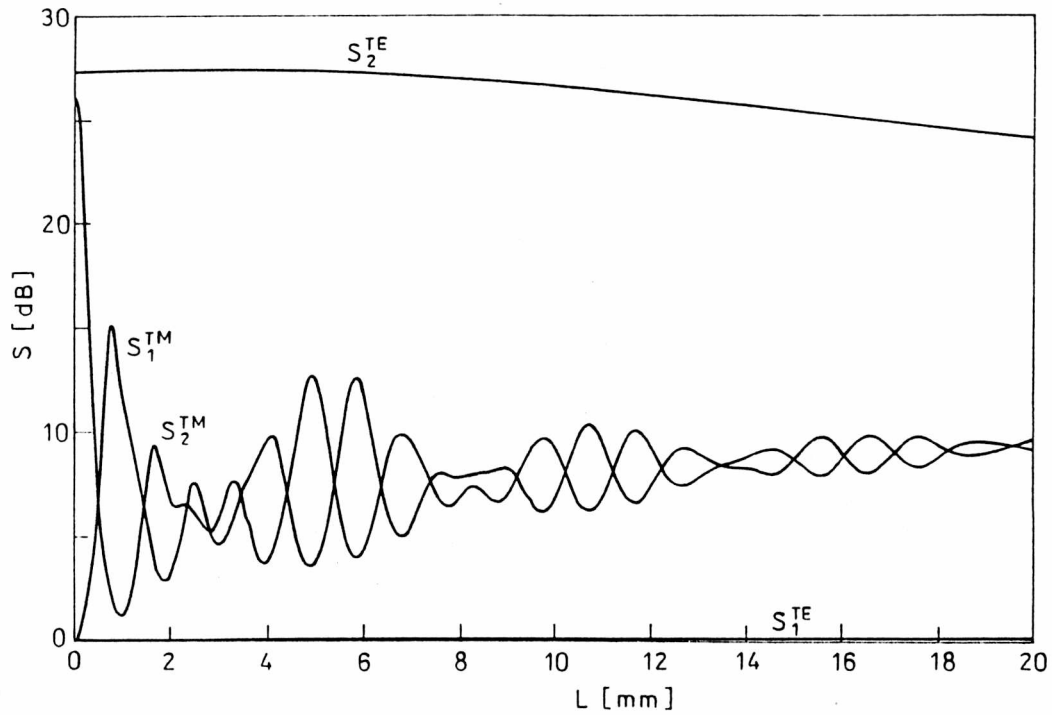
Rys. 3.10a Charakterystyki tłumienia sprzęgacza
 $h=10\text{nm}$; $b_+^{\text{TM}}=0.51$, $b_-^{\text{TM}}=0.01$



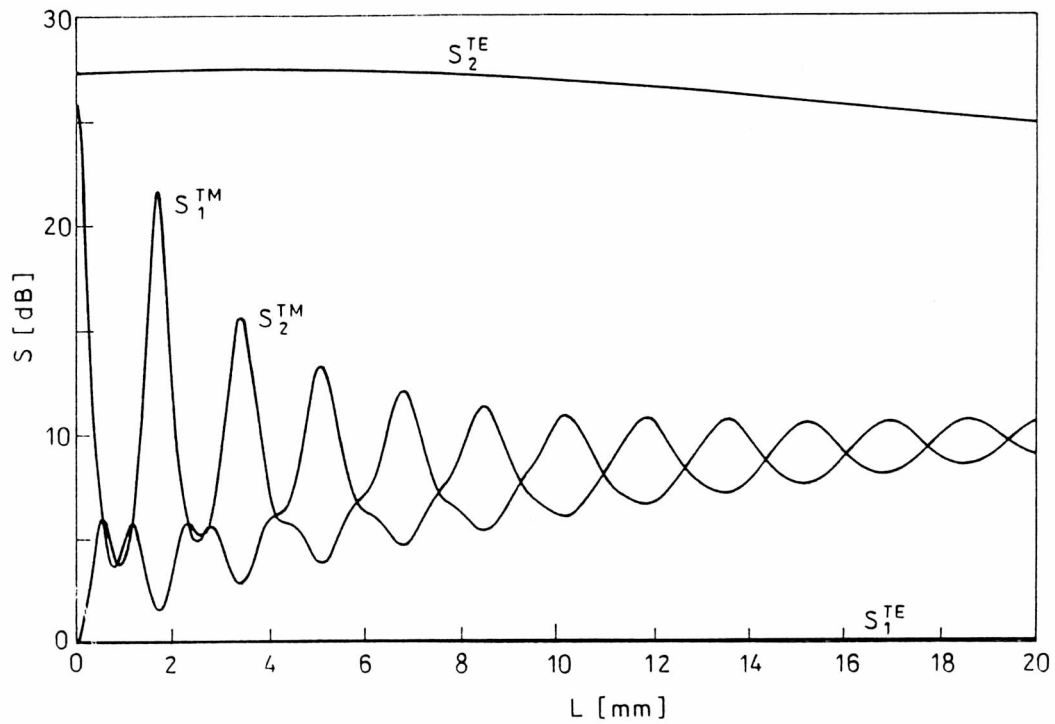
Rys. 3.10b Charakterystyki tłumienia sprzęgacza
 $h=14\text{nm}$; $b_+^{\text{TM}}=0.46$, $b_-^{\text{TM}}=0.06$



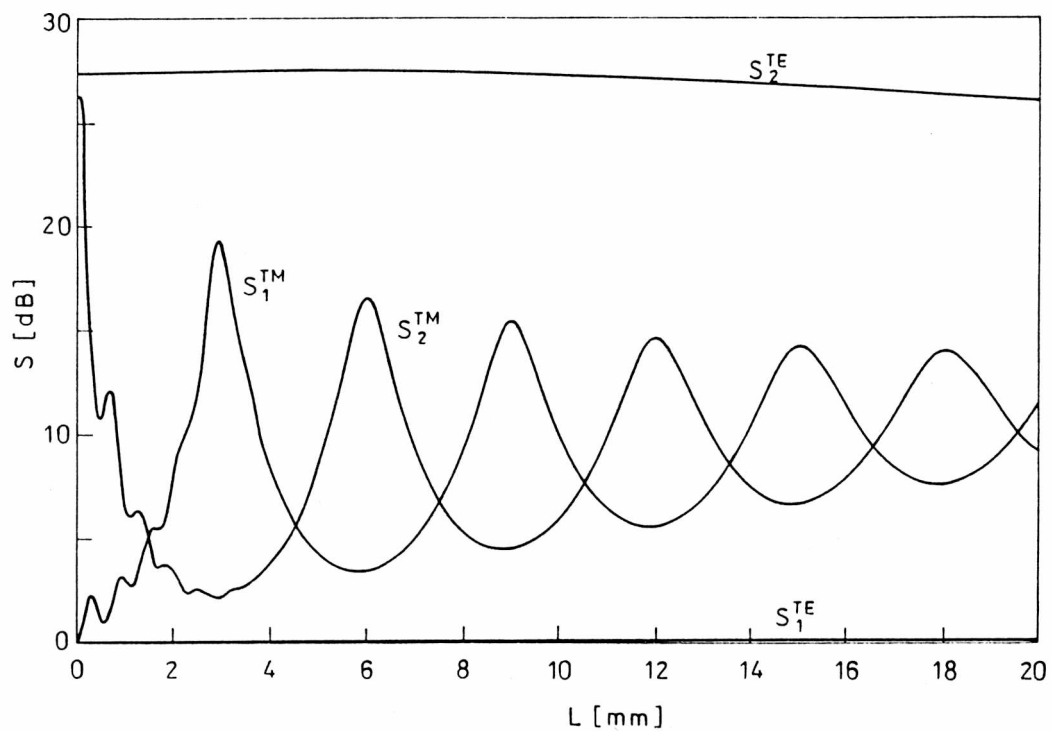
Rys. 3.10c Charakterystyki tłumienia sprzęgacza
 $h=17\text{nm}$; $b_+^{\text{TM}}=0.35$, $b_-^{\text{TM}}=0.17$



Rys. 3.10d Charakterystyki tłumienia sprzęgacza
 $h=18\text{nm}$; $b_+^{\text{TM}}=0.31$, $b_-^{\text{TM}}=0.21$



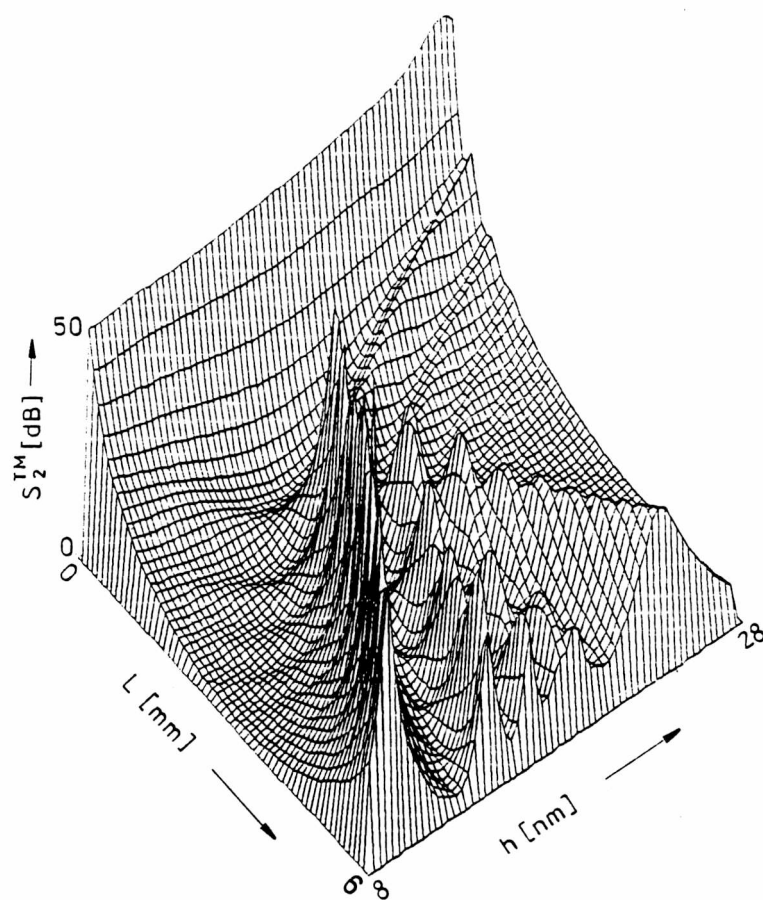
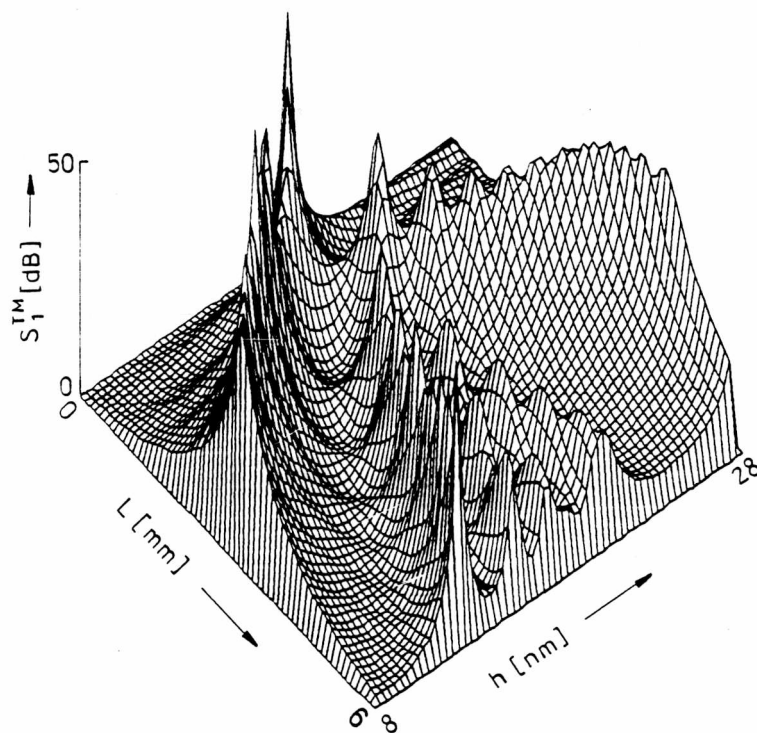
Rys. 3.10e Charakterystyki tłumienia sprzęgacza
 $h=20\text{nm}$; $b_+^{\text{TM}}=0.22$, $b_-^{\text{TM}}=0.31$



Rys. 3.10f Charakterystyki tłumienia sprzęgacza
 $h=24\text{nm}$; $b_+^{\text{TM}}=0.11$, $b_-^{\text{TM}}=0.41$

długości L , co wydaje się naturalne, wartości minimalne S_2^{TM} wzrastają. Jest to związane z tym, że tłumienie modów wzrasta ze wzrostem drogi, jaką przeszły te mody. Gdy wybrać większe h ($h=14\text{nm}$ na rys.3.10b), okazuje się, że charakterystyki modu TE nie zmieniają się istotnie. Obserwowalny już za to jest wpływ (zwłaszcza dla małych L) modu n_- typu TM. Zwiększa się częstotliwość oscylacji krzywych S_1^{TM} i S_2^{TM} , co związane jest ze zwiększaniem się różnicy Δn_{ef} między modami n_+ i n_- typu TM sprzęgacza (patrz rys.3.7), one to bowiem na razie odgrywają główną rolę w funkcjonowaniu sprzęgacza ponieważ współczynnik wzbudzenia modu n_- wynosi na razie 0.06. Wzrastają również wartości minimalne S_2^{TM} , co oznacza, że ze wzrostem grubości h warstwy metalicznej wzrasta minimalne tłumienie modu TM w falowodzie '2'. Gdy $h=h_0 \approx 17\text{nm}$, krzywe tłumienia (rys.3.10c) modu TM są nadzwyczaj regularne pomimo, że już trzy mody TM sprzęgacza odgrywają tu rolę. Jest to spowodowane tym, że efektywne współczynniki tłumienia γ_{ef} modów n_+ i n_- są sobie równe (patrz rys.3.5). Pomimo tego jednak, z wyjątkiem przypadku "krótkiego sprzęgacza" ($L=1\text{mm}$; pierwsze minimum krzywej S_2^{TM}), wybierając odpowiednie L (minimum S_2^{TM}) uzyskuje się znacznie gorsze parametry sprzęgacza: mocno wzrasta minimum S_2^{TM} , raptownie maleje wartość maksymalna S_1^{TM} .

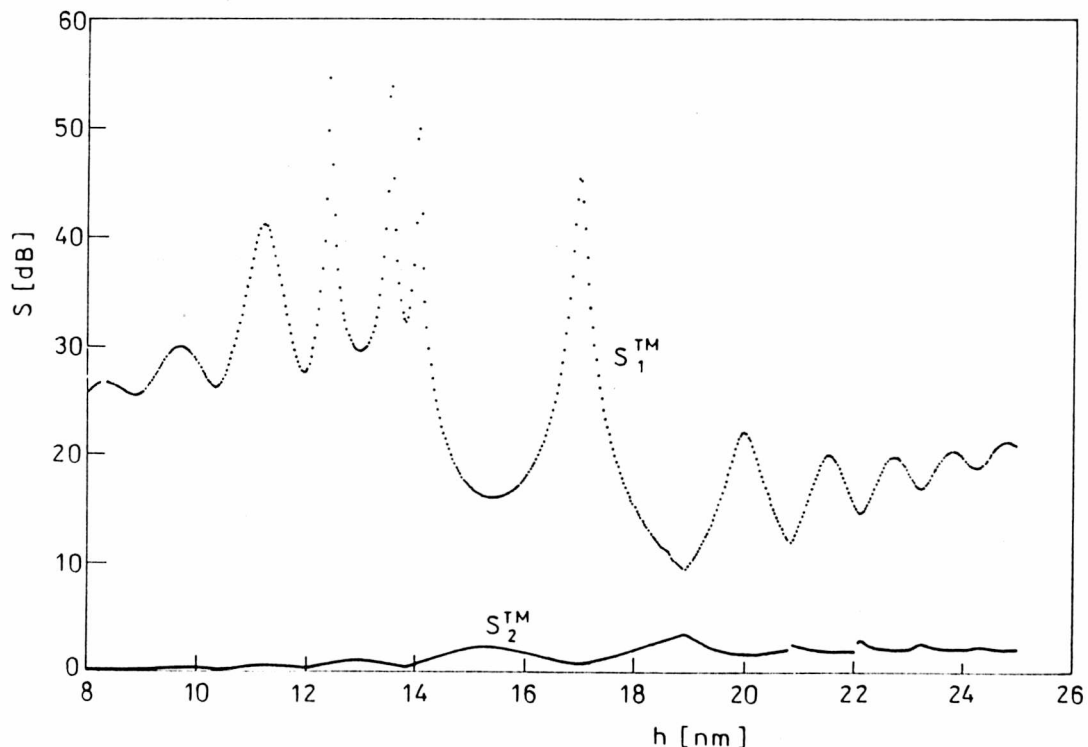
Dalszy wzrost grubości h (rys.3.10d) powoduje nasilenie się "chaosu" w przebiegu krzywych tłumienia modu TM. Jeszcze bardziej pogarsza się zdolność sprzęgacza do idealnego przemieszczenia modu TM z wejściowego falowodu do wyjściowego falowodu '2', wzrasta ponadto dalej minimalne tłumienie S_2^{TM} . Jest to związane z tym, że współczynniki wzbudzenia modów n_+ i n_- są do siebie zbliżone (ściślej rzecz biorąc są one sobie równe, gdy $h=19\text{nm}$; tu $b_+=0.31$ i $b_-=0.21$). Gdy grubość h jest większa niż 19nm (rys.3.10e i rys.3.10f), krzywe tłumienia modu TM wygładzają się, co jest związane z tym, że spośród trzech modów TM mod n_+ w coraz mniejszym stopniu przyczynia się do wzbudzania modów wyjściowych ($b_+=0.22$ dla $h=20\text{nm}$ i $b_+=0.11$ dla $h=24\text{nm}$). Nieznacznie tylko poprawia się maksymalna



Rys. 3.11 Rozkłady tłumienia modu TM

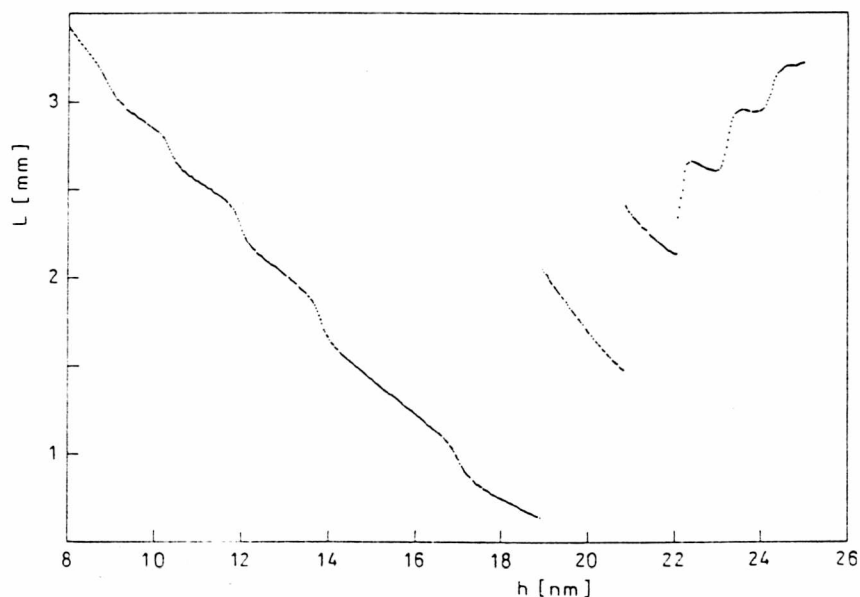
wartość S_1^{TM} , natomiast w dalszym ciągu zwiększa się minimalna wartość tłumienia S_2^{TM} . Częstość oscylacji krzywych dla modu TM znów staje się duża (rys.3.10f), ponieważ zmalała różnica Δn między modami n_+ i n_- (patrz rys.3.7). Na rys.3.11 przedstawiono trójwymiarowe rozkłady tłumienia modu TM w celu lepszego zobrazowania zjawisk opisanych powyżej, przy czym ograniczono się do długości sprzęgacza L nie większych niż 6mm.

W powyższych przykładach stała była grubość h , a zmienna długość L . Jest to, jak sądzę, bardziej czytelny sposób prezentacji wyników, niż przedstawienie charakterystyk tłumienia w funkcji długości L przy stałej grubości h . Z tego też powodu dobór optymalnych parametrów sprzęgacza polegał na takim wyborze długości L dla danego h , aby tłumienie S_1^{TM} było maksymalne (co w przybliżeniu jest równoważne temu, że tłumienie S_2^{TM} jest minimalne). Na rys.3.12 przedstawiono zależność maksymalnego tłumienia S_1^{TM} w funkcji grubości warstwy h , przy czym ograniczono się do sprzęgaczy nie dłuższych niż 3.5mm. Wyniki przedstawiono w postaci linii kropkowanych, ponieważ procedura optymalizacyjna przeprowadzona była dla



Rys. 3.12 Zależność maksymalnego tłumienia S_1^{TM} i odpowiadającego mu tłumienia S_2^{TM} od grubości h ; długość $L < 3.5$ mm

skończonej liczby grubości h z zakresu od 8nm do 28nm, oraz ponieważ optymalna długość L , przy której tłumienie S_1^{TM} jest maksymalne, nie jest ciągłą funkcją grubości h (rys.3.13). Wynika to z tego, że zwłaszcza dla $h > 19\text{nm}$ istnieją w obszarze L do 3.5mm co najmniej dwa maksima krzywej S_1^{TM} . Tym niemniej można pokusić się o pewne uogólnienia. Okazuje się, że maksymalne tłumienie S_1^{TM} niekoniecznie odpowiada grubości $h = h_0 \approx 17\text{nm}$ (przypomnieć należy, że jest to grubość przy której mody izolowanych warstw falowodowej i metalicznej mają te same efektywne współczynniki załamania n_{ef}). Bardzo wysokie tłumienie S_1^{TM} można uzyskać wybierając mniejsze h , odpowiadające czterem pikom krzywej S_1^{TM} na rys.3.12 z obszaru zmian grubości h od 11nm do 14nm. Równocześnie potwierdza się i na tym rysunku wprowadzie nie monotoniczny, ale systematyczny wzrost



Rys. 3.13 Zależność optymalnej długości L sprzęgacza od grubości h
 $S_1^{TM}(L)_{h=\text{const}} = \text{max}$

tłumienia S_2^{TM} ze wzrostem grubości h . Oznacza to, że stosowanie stosunkowo "grubych" warstw metalicznych nie da spodziewanych efektów; mod TM będzie nie tylko znacznie tłumiony, ale i niecałkowicie skoncentrowany w wyjściowym falowodzie '2' (w tym sensie, że zbyt duża część tego modu znajdzie się w wyjściowym falowodzie '1').

W literaturze w zasadzie nie ma publikacji na temat sprzęgacza polaryzacyjnego z warstwą metaliczną. Jedynie w pracy [9] przedstawiono parametry wykonanych sprzęgaczy, przy czym opis teoretyczny sprowadzał się jedynie do rozpatrzenia własności modów izolowanych ($t=\infty$) elementów tworzących sprzęgacz. W pracy [22] opisywano sprzęgacz polaryzacyjny, z tym, że zamiast warstwy metalicznej rozpatrywano zwykłą cienką warstwę z materiału silnie absorpcyjnego (krzemu). Stosując teorię modów sprzężonych pokazano, że optymalne parametry sprzęgacza polaryzacyjnego można uzyskać, gdy wybrać grubość warstwy $h=h_0$ (patrz rys.3.2), przy której mody falowodów planarnych i mod warstwy rozdzielającej mają równe efektywne współczynniki załamania n_{ef} .

Przeprowadzona powyżej analiza wskazuje jednak, że optymalnych parametrów sprzęgacza polaryzacyjnego można poszukiwać i dla mniejszych grubości warstwy, np. grubość h można wybrać z przedziału 12÷14nm (patrz rys.3.11), a nie tylko $h \approx h_0 = 17\text{nm}$.

4. WNIOSKI

Punktem wyjścia analizy funkcjonowania polaryzatora i sprzęgacza polaryzacyjnego było założenie, że pole modu układu wielofalowodowego jest liniową kombinacją pól modów izolowanych falowodów (w tym i warstwy metalicznej) tylko w obszarach pomiędzy tymi falowodami. Prowadziło ono do wyników teoretycznych z sukcesem zweryfikowanych eksperymentalnie. Należy podkreślić, że założenie to można z sukcesem stosować wobec innych elementów układu światłowodowego, takich na przykład jak sprzęgacz ze zwykłą warstwą rozdzielającą (dielektryczną). Jest to szczególnie ważne zagadnienie, ponieważ w przypadku niesymetrycznego położenia warstwy rozdzielającej względem falowodów sprzęgacza (patrz rys.3.1) można spodziewać się, że sprzęgacz taki będzie sprzęgaczem asymetrycznym, to znaczy współczynnik sprzężenia sprzęgacza będzie zależał od tego, na którym wejściu sprzęgacza pojawi się sygnał wejściowy, w skrajnym przypadku można oczekiwać, że niezależnie od tego, na którym wejściu pojawi się sygnał, zostanie on prawie w całości przesłany w jeden i ten sam port wyjściowy sprzęgacza. Taki element może funkcjonować jako urządzenie wejścia/wyjścia, jedno z najważniejszych w zastosowaniach w światłowodowych liniach telekomunikacyjnych.

5. LITERATURA

1. R. H. Stolen, A. Ashkin, J. E. Bowers, J. M. Dziedzic, W. Pleibel,
"Polarization-Selective Fiber Directional Coupler",
J. Lightwave Tech., vol. LT-3(1985), p. 1125-9.
2. A. W. Snyder, A. J. Stevenson, "Polished-type couplers acting as polarizing
beam splitters", Opt. Lett., vol. 11(1986), p. 254-6
3. H. C. Lefèvre, P. Simonpietri, P. Graindorge, "High selectivity polarization
splitting coupler", SPIE, vol. 988(1988), p. 63-9
4. R. A. Bergh, H. C. Lefèvre, H. J. Shaw, "Single-mode fiber-optic polarizer",
Opt. Lett., vol. 5(1980), p. 479-81
5. K. Liu, W. V. Sorin, H. J. Shaw, "Single-mode-fiber evanescent polarizer &
amplitude modulator using liquid crystals",
Opt. Lett., vol. 11(1986), p. 180-2
6. Z. K. Ioannidis, I. P. Giles, "Liquid crystal all-fibre optical polariser",
Electron. Lett., vol. 24(1988), p. 1453-5
7. Z. K. Ioannidis, I. P. Giles, C. Bowry, "All-fiber optic intensity modulators
using liquid crystals", Appl. Opt., vol. 30(1991), p. 328-33
8. J. R. Feth, C. I. Chang, "Metal-clad fiber-optic polarizer",
Opt. Lett., vol. 11(1986), p. 386-8
9. A. W. Tobin, T. R. Hart, P. Rainbird, W. Johnstone, G. Stewart, B. Culshaw,
"The design and performance of fibre optic polarizers and polarization
beamsplitters", SPIE, vol. 988(1988), p. 77-81
10. M. N. Zervas, I. P. Giles, "Optical-fibre surface-plasmon-wave polarisers
with enhanced performance", Electron. Lett., vol. 25(1989), p. 321-3
11. K. Thyagarajan, S. Diggavi, A. K. Ghatak, "Integrated-optic polarization-
splitting directional coupler", Opt. Lett., vol. 14(1989), p. 1333-5
12. W. A. Henry, J. D. Love, "Mismatch limitations on metal-fibre polarizers",
Opt. & Quant. Electr., vol. 21(1989), p. 205-14
13. R. Willsch, "High performance metal-clad fibre-optic polarisers",
Electron. Lett., vol. 26(1990), p. 1113-5

14. W. Johnstone, .Stewart, T. Hart, B. Culshaw, "Surface Plasmon Polaritons in Thin Metal Films and Their Role in Fiber Optic Polarizing Devices", J.Lightwave Technol., vol.8(1990), p.538-43
15. M.N.Zervas, "Surface Plasmon-Polariton Fiber-Optic Polarizers Using Thin Chromium Films", IEEE Photonics Technol.Lett., vol.2(1990), p.597-9
16. J.J.Burke, G.I.Stegeman, "Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films", Phys. Rev. B., vol.33(1986), p.5186-201
17. F.A.Burton, S.A.Cassidy, "A Complete Description of the Dispersion Relation for Thin Metal Film Plasmon-Polaritons", J.Lightwave Technol., vol.8(1990), p.1843-9
18. S.J.Al-Bader, M.Imtaar, "TM-Polarized Surface-Plasma Modes on Metal-Coated Dielectric Cylinders", J.Lightwave Technol., vol.10(1992), p.865-72
19. A.Sharma, J.Kompella, P.K.Mishra, "Analysis of Fiber Directional Couplers and Coupler Half-Blocks Using a New Simple Model for Single Mode Fibers", J.Lightwave Technol., vol.8(1990), p.143-51
20. Z.H.Wang, S.R.Seshadri, "Asymptotic theory of guided modes in two parallel, identical dielectric waveguides", J.Opt.Soc.Am.A., vol.5(1988), p.782-92
21. Y.Shama, A.A.Hardy, E.Marom, "Multimode Coupling of Unidentical Waveguides", J.Lightwave Technol., vol.7(1989), p.420-5
22. K.Thyagaraajan, S.Pilevar, "Resonant Tunneling Three-Waveguide Polarization Splitter", J.Lightwave Technol., vol.10(1992), p.1334-7
23. G.H.Talat, M.H.El-Nabi, F.S.Hammam, "Optical Properties of Aluminium", Optica Acta, vol.IV(1973), p.11-6
24. P.Kurzynowski, "Theoretical analysis of metal-fiber polarizer", przyjęta do druku w J.Modern Optics
25. P.Kurzynowski, "Polarization splitting coupler with metal intermediate layer-theoretical analysis", przyjęta do druku w J.Modern Optics

