

INSTYTUT TECHNOLOGII I ELEKTRONOWEJ

POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

PREPRINTY

Raport nr

TECHNOLOGIA I WŁASNOŚCI PLANARNYCH

ŚWIATŁOWODOWYCH SOCZEWEK LUNEBURGA

Z Ta_2O_5 W STRUKTURZE $Ta_2O_5-SiO_2-Si$

Jacek Radojewski

Praca doktorska

Promotor: Prof. dr hab. inż. Benedykt Licznerski

W R O C Ł A W

1991

Wszystkim, którzy przyczynili się do powstania tej pracy serdecznie dziękuję. Szczególne podziękowania chciałbym wyrazić promotorowi, prof. B.Licznierskiemu za opiekę i pomoc w trudnych chwilach, koleżankom i kolegom z Zakładu ECS za koleżeńską atmosferę oraz Rodzinie, której wszechstronna pomoc i poświęcenie głęboko doceniam.

Jacek Redziejewski

SPIS TRESCI

1. STRESZCZENIE I TEZA PRACY	5
2. WPROWADZENIE	6
2.1. Światłowody planarne	9
2.2. Światłowodowe soczewki planarne - przegląd	15
2.2.1. Soczewki dyfrakcyjne	17
2.2.2. Soczewki geodezyjne	26
2.2.3. Soczewki gradientowe i inne	33
3. PLANARNE ŚWIATŁOWODOWE SOCZEWKI LUNEBURGA	44
3.1. Teoria Luneburga i jej modyfikacje	45
3.1.1. Soczewki jednoogniskowe	46
3.1.2. Soczewki wieloogniskowe	51
3.2. Analiza biegu promienia w soczewce	57
3.2.1. Procedura Montagnina-Southwella	58
3.2.2. Procedura Sharmy-Ghataka	62
3.2.3. Wykorzystanie analizy do projektowania soczewek	65
3.3. Projektowanie układu maskowania podłoża	67
3.3.1. Zespół masek prostych (dla parowania)	68
3.3.2. Maska o profilowanych krawędziach (dla rozpylania)	71
3.3.3. Przesłona irysowa (uniwersalna)	76
3.3.4. Porównanie metod maskowania	89
3.4. Metody pomiarowe parametrów soczewek światłowodowych	91
3.4.1. Pomiar własności światłowodów planarnych	92
3.4.2. Metoda pomiaru profilu grubości soczewki	102
3.4.3. Pomiar ogniskowej soczewek planarnych	108
3.4.4. Pomiar rozkładu natężenia światła w ognisku soczewki	119
3.5. Wybór materiału i technologii wytwarzania soczewek	135
3.5.1. Wybór podłoża	135
3.5.2. Wybór struktury światłowodu	138
3.5.3. Wybór materiału światłowodu i technologii	149
3.5.4. Aparatura. Dobór optymalnych parametrów technologii	154
3.6. Przygotowanie procesu technologicznego	161
3.6.1. Zasady projektowania soczewek	161

3.6.2. Przygotowanie podłoża i światłowodu bazowego	167
3.6.3. Wykonanie układu maskowania podłoża (maska o profilowanych krawędziach; przesłona irysowa)	170
3.7. Wytwarzanie planarnych światłowodowych soczewek Luneburga	180
3.7.1. Końcowy etap wytwarzania soczewki	180
3.7.2. Wykonane soczewki Luneburga (jedno- i dwu- ogniskowe)	182
3.7.3. Wpływ parametrów procesu technologicznego na parametry soczewek	199
3.8. Metody doregulowania ogniskowych wykonanych soczewek	214
3.8.1. Płytką płasko-równoległą	216
3.8.2. Światłowody paskowe	219
3.8.3. Porównanie	221
4. PRZYDATNOŚĆ WYKONANYCH SOCZEWEK DO UKŁADÓW OPTYKI ZINTEGROWANEJ. WNIOSKI KOŃCOWE	222
5. LITERATURA	228

1. STRESZCZENIE I TEZA PRACY

W pracy przedstawiono stan wiedzy i technologii wytwarzania planarnych światłowodowych soczewek Luneburga. Szczególny nacisk położono na soczewki z Ta_2O_5 nanoszone metodą reaktywnego rozpylania w. cz. Oprócz tradycyjnych metod maskowania podłoża opisano i wykorzystano nową, opatentowaną metodę z przesłoną irysową. W pracy przedstawiono metody pomiarowe i wyniki badań parametrów jedno- i dwuogniskowych soczewek Luneburga, wytworzonych przez autora w Instytucie Technologii Elektronowej P.Wr. Dokonano analizy wpływu rozrzutu parametrów procesu technologicznego na parametry otrzymanych soczewek. Przedstawiono i wykorzystano metody doregulowania ogniskowych wykonanych soczewek. Wskazano na możliwości zastosowań planarnych soczewek Luneburga, w tym i wieloogniskowych, w układach optyki zintegrowanej.

TEZA PRACY:

Możliwe jest, wykorzystując technikę reaktywnego rozpylania w.cz., wykonanie planarnych, światłowodowych soczewek Luneburga w strukturze $Ta_2O_5-SiO_2-Si$ o jakości wystarczającej do zastosowań w zintegrowanych procesorach optycznych.

2. WPROWADZENIE

Rozwój optycznych metod przetwarzania i przesyłania informacji przebiega podobnie jak rozwój elektroniki. Zwiększenie niezawodności i gęstości upakowania, zmniejszenie poboru mocy i ciężaru, odporność na wpływy zewnętrzne (przeciążenia, promieniowanie jonizujące), niska cena - to główne cele stawiane współczesnym konstruktorom sprzętu elektronicznego. Nadanie podobnych cech optycznym układom do przetwarzania informacji staje się na obecnym etapie rozwoju technik kosmicznych i wojskowych sprawą pierwszorzędnej wagi. Postęp w dziedzinie przesyłania informacji, dzięki zastosowaniu światłowodów jest już znaczny i szeroko znany. Mniej spopularyzowana jest dziedzina optycznej obróbki informacji. Historia tej gałęzi wiedzy sięga lat sześćdziesiątych, kiedy pokazano możliwości wykorzystania fal świetlnych [SHUBERT i in., 1968], [MILLER, 1969] do przetwarzania informacji. Już w 1972 roku odbyła się pierwsza konferencja naukowa całkowicie poświęcona optyce zintegrowanej: First Topical Meeting on Integrated Optics (Guided Waves, Material and Devices), 7-10 II 1972 w Las Vegas, USA [POLE i in., 1972]. W niespełną parę lat później, jeszcze w latach siedemdziesiątych, i w Polsce pojawiły się doniesienia z tej dziedziny [ŚWIATŁOWODY I ICH ZASTOSOWANIA, 1976 i 1979]. W chwili obecnej optyka zintegrowana w skali laboratoryjnej przeżywa swój największy rozkwit, zarówno na świecie, np. [WADA i in., 1986], [VOGES i in., 1987], [VALETTE i in., 1984], [TAYLOR, 1987], jak i w

kraju, np. [PLUTA,1988], [CIURAPINSKI, 1987], [SOCHACKI, 1986], [RADOJEWSKI i in.,1986b], [BŁĘDOWSKI,1982], [PATELA i in.,1989].

Układy optyki zintegrowanej posiadają wiele zalet w porównaniu do elektronicznych układów scalonych. Po pierwsze - stwarzają możliwość gęstszego upakowania, większej stabilności i niezawodności. Ponadto, układy optyki zintegrowanej charakteryzują się większymi szybkościami przetwarzania sygnałów, co ma kapitalne znaczenie np. w telekomunikacji. Układy takie wolne są od przesłuchów i zakłóceń elektromagnetycznych. Wiele nowych możliwości otwiera się przed optyką zintegrowaną w związku z rozwojem nowoczesnych technik przetwarzania sygnałów optycznych: przetwarzanie obrazu (image processing), rozpoznawanie obrazu (pattern recognition), modulacja światła (light modulation), transformacja Fouriera (optical Fourier transformation), przetwarzanie nieliniowe (optical nonlinear processing), przełączanie optyczne (optical switching), analiza widma (spectrum analysis), komputery optyczne (optical computing), pamięci optyczne (optical storage), czujniki optyczne (remote sensing), itp. Znane konstrukcje tego typu układów do równoległej obróbki informacji wymagają montażu na typowych stołach optycznych. Duży ciężar, wymagania dotyczące stabilności i justowania sprawiają, że są to z reguły stanowiska laboratoryjne a koszt ich wykonania jest bardzo duży. Optyka zintegrowana, podobnie jak wprowadzenie układów scalonych i hybrydowych w mikroelektronice, pozwoli na scalenie wyżej wymienionych

układów optycznych na jednym podłożu o powierzchni kilku cm^2 zawierającym szereg czynnych i biernych elementów funkcjonalnych.

Niniejsza praca poświęcona jest uruchomieniu i rozwojowi technik wytwarzania oraz badaniom własności wybranych elementów biernych optyki zintegrowanej. Zainteresowania autora skoncentrowały się na planarnych światłowodowych jedno- i dwuogniskowych soczewkach Luneburga wykonywanych w strukturze $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2\text{-Si}$. Te ostatnie są całkowicie polską konstrukcją, opracowane teoretycznie [SOCHACKI, 1983a], jak i technologicznie [RADOJEWSKI i in., 1984a] w kraju. W części wstępnej pracy omówiono miejsce soczewek Luneburga pośród innych soczewek światłowodowych. Następnie podano podstawy teoretyczne zarówno dla samych soczewek Luneburga jak i dla metod ich wytwarzania. Przedstawiono oryginalne metody pomiarowe parametrów soczewek. Omówiono własności wybranego materiału (Ta_2O_5) i opisano wybraną technikę wytwarzania (reaktywne rozpylanie w.cz.). Przedstawiono szczegóły technologiczne i podano uzyskane wyniki. Opisano także opracowane przez autora metody doregulowania ogniskowych wykonanych soczewek i efekty użycia jednej z nich. Nie pominięto aspektu zastosowania i dalszego rozwoju planarnych światłowodowych soczewek Luneburga, co znalazło wyraz w części końcowej pracy. Całość zamyka wykaz literatury fachowej (w porządku alfabetycznym) z zakresu tematyki omawianej w niniejszej dysertacji.

2.1. ŚWIATŁOWODY PLANARNE

Planarna konfiguracja jest jedną z powszechniej stosowanych geometrii w optyce zintegrowanej. Na rys. 210-1a pokazany jest przykładowy światłowod planarny. Propagacja fali elektromagnetycznej w takim światłowodzie może być opisana na gruncie optyki falowej [MIDWINTER, 1983], bądź optyki geometrycznej [ULRICH i in., 1971], [IZUKA, 1985].

Równania falowe:

$$\nabla \times \mathbf{H} = -j \omega \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = j \omega \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$$

wyprowadzane są z równań Maxwella dla fali elektromagnetycznej propagującej się w kierunku z , jak na rys. 210-1b ($\mathbf{E}$ jest wektorem natężenia pola elektrycznego, $\mathbf{H}$ wektorem natężenia pola magnetycznego, β stałą propagacji, ω częstotliwością kołową, t czasem, μ_0 przenikalnością magnetyczną próżni, μ_r względną przenikalnością magnetyczną, ϵ_0 przenikalnością dielektryczną próżni, ϵ_r przenikalnością względną, $j = \sqrt{-1}$). Przy założeniu, że fala nie rozprzestrzenia się w kierunku y ($\partial/\partial y = 0$) równania te można przekształcić do postaci:

dla modów TE :

$$E_x = 0, \quad E_y = \frac{j}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right], \quad E_z = 0,$$

$$H_x = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_r} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad H_y = 0, \quad H_z = \frac{-j}{\omega \mu_0 \mu_r} \frac{\partial E_y}{\partial x},$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + n^2 \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \mu_r \right] E_y = 0, \quad \text{gdzie } n^2 = \epsilon_r,$$

i dla modów TM :

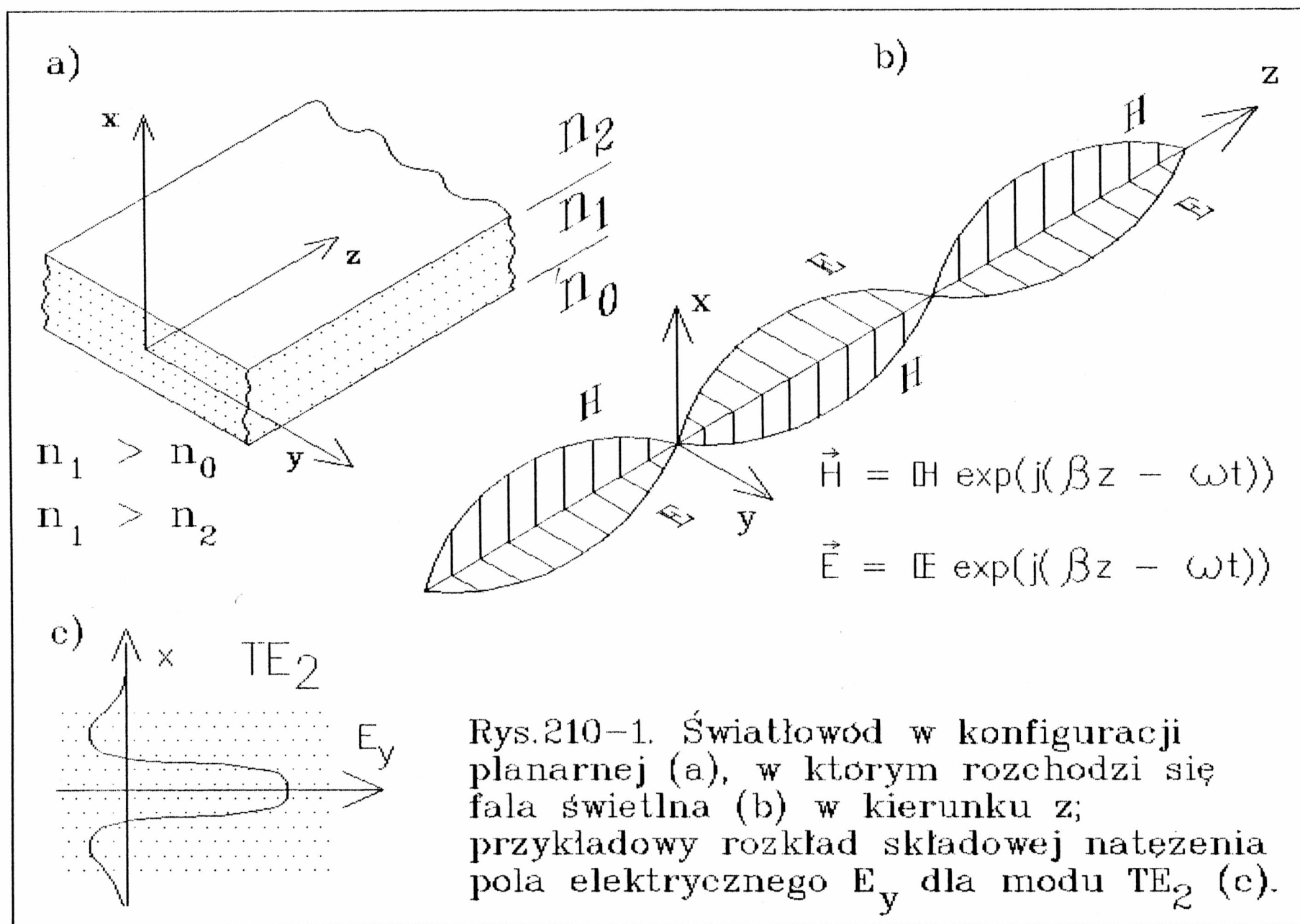
$$E_x = \frac{-j}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_y = 0, \quad E_z = \frac{j}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{\partial H_y}{\partial x},$$

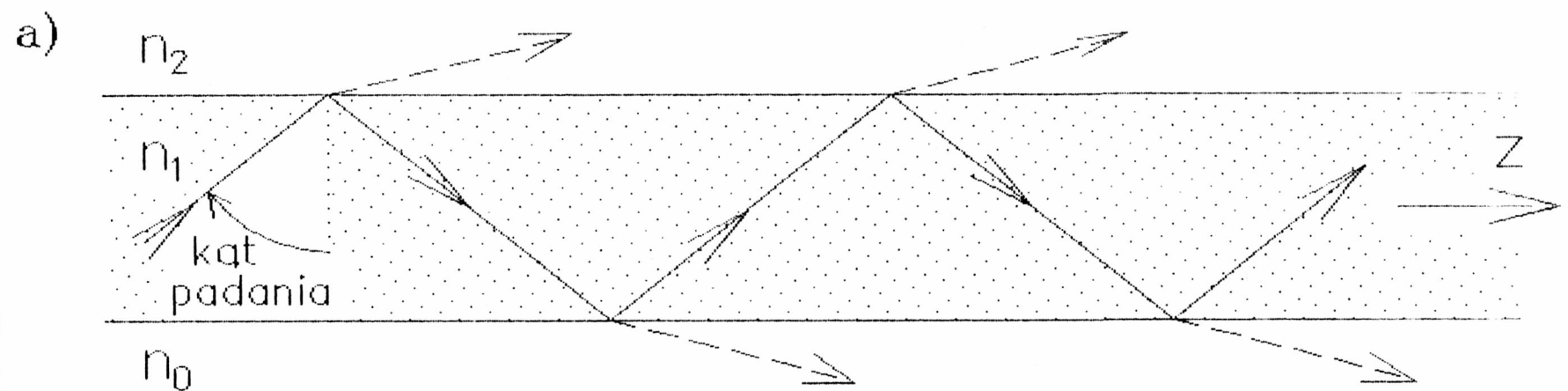
$$H_x = 0, \quad H_y = \frac{j}{\omega \mu_0 \mu_r} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right], \quad H_z = 0,$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + n^2 \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \mu_r \right] H_y = 0, \quad \text{gdzie } n^2 = \epsilon_r.$$

Dla fali elektromagnetycznej, jak na rys.210-1a, rozwiązaniem powyższych równań jest funkcja trygonometryczna (jak np. na rysunku dla warstwy o współczynniku załamania światła n_1) bądź exponencjalna (jak np. dla ośrodków o n_0 i n_2 , otaczających tę warstwę). Przykładowy rozkład natężenia pola E_y dla konfiguracji z rys.210-1a przedstawiono na rys.210-1c dla modu TE_2 .

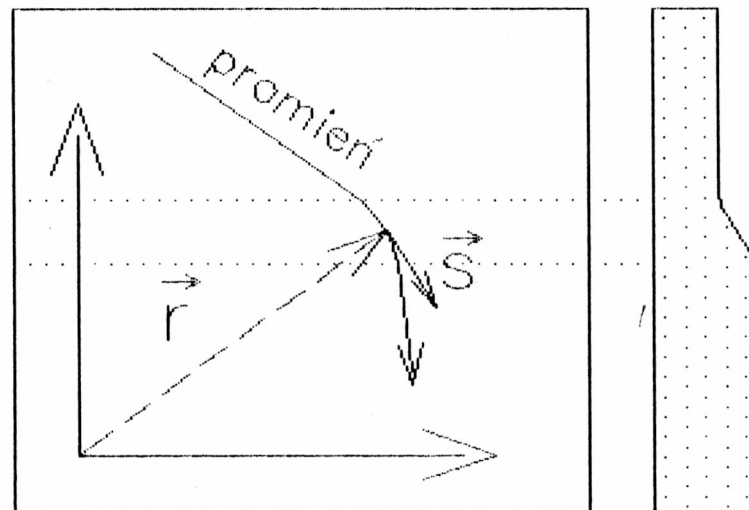
Mniej dokładny opis, szczególnie dla małych grubości warstwy, w której propaguje się światło, otrzymuje się na gruncie optyki geometrycznej [IZUKA,1985]. Propagujące się światło w warstwie planarnej traktowane jest jako wiązka ulegająca wielokrotnemu odbijaniu na granicy warstwa-otoczenie, jak pokazano na rys.210-2a. Jeżeli kąt padania wiązki na tę granicę przekracza tzw. kąt krytyczny, to zachodzi całkowite wewnętrzne odbicie - zjawisko utrzymujące propagującą się wiązkę wewnątrz warstwy. Co więcej, Ulrich i





b)

światłowod z góry z boku



Rys.210-2. Model "zyg-zag" propagacji światła w światłowodzie planarnym (a) i doświadczalne potwierdzenie prawdziwości praw optyki geometrycznej dla układów planarnych o zmiennej grubości (b), [ULRICH i in., 1971].

[URLICH i in., 1971]

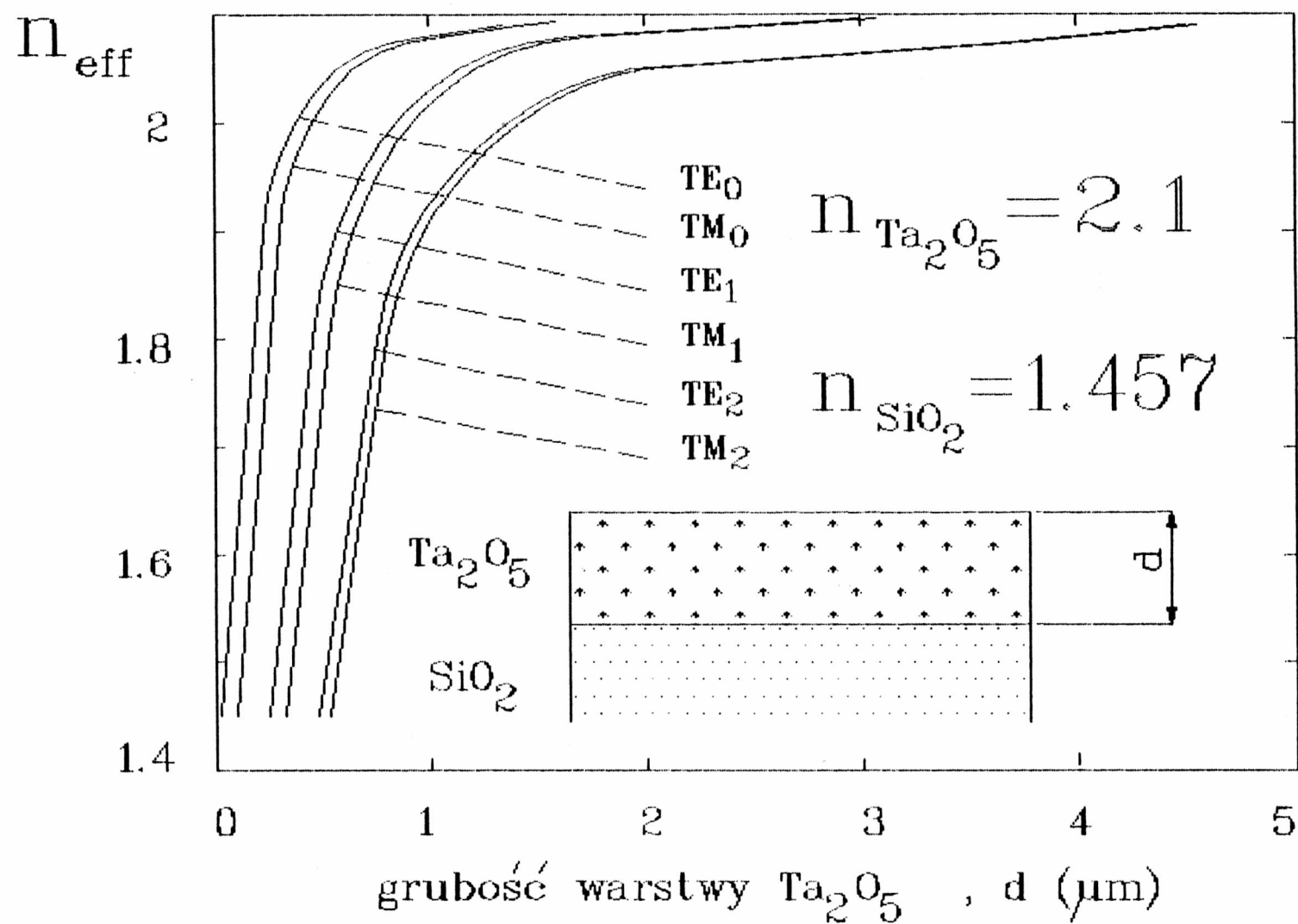
in. [ULRICH i in., 1971] pokazali, że podejście optyki geometrycznej jest wystarczające do opisu propagacji wiązki światła w warstwie nawet o niejednorodnej grubości, jeżeli tylko zmiany grubości są "gładkie" i zachodzą na obszarze dużo większym od długości fali świetlnej. Różniczkowe równanie toru promienia w niejednorodnej warstwie planarnej (rys. 210-2b) postaci:

$$\frac{d}{ds} \left[N(\vec{r}) \vec{s}(\vec{r}) \right] = \nabla N(\vec{r}), \quad \vec{r} \text{ jest wektorem pozycyjnym,}$$

$$\vec{s} \text{ jednostkowym wektorem kierunkowym.}$$

jest analogiczne do równania toru w ośrodku objętościowym, z tym że współczynnikiem załamania światła w warstwie planarnej jest efektywny współczynnik załamania: $N_{\text{eff}} = c/v_f$, gdzie c jest prędkością światła w próżni, v_f prędkością fazową. Prędkość fazowa jest różna dla różnych rzędów modów, różnych polaryzacji, zależy od długości fali i grubości warstwy planarnej [ULRICH, 1970]. Zależność efektywnego współczynnika załamania od grubości warstwy dla struktury $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ jest pokazana na rys. 210-3. Ulrich i in. [ULRICH i in., 1970] praktycznie pokazali poprawność prawa Snelliusa i zasady Fermata dla efektywnego współczynnika załamania światła w układach planarnych o zmiennej grubości na przykładzie światłowodów ZnS na podłożu szklanym. Konkluzje zawarte w pracach tych autorów mają pierwszorzędne znaczenie dla analizy teoretycznej planarnych układów optyki zintegrowanej. Zjawisko zmiany efektywnego współczynnika załamania danego modu w funkcji grubości światłowodu, lub zmiany parametrów fizycznych warstw go tworzących jest podstawą działania większości soczewek planarnych.

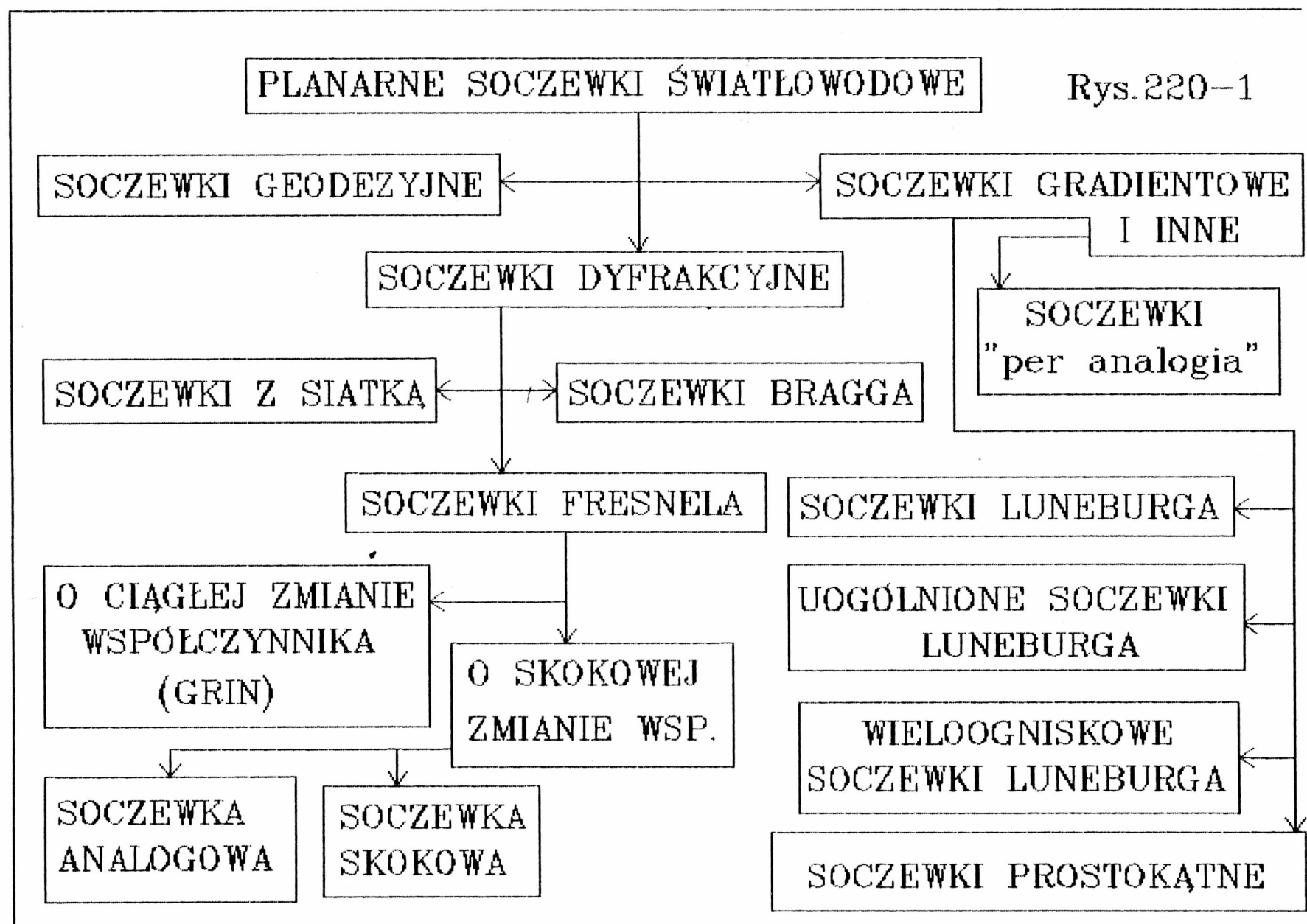
Rys.210-3 Krzywe modowe dla $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$



2.2. ŚWIATŁOWODOWE SOCZEWKI PLANARNE - PRZEGLĄD

Elementami biernymi optyki zintegrowanej, które realizują ogniskowanie wiązki światła (odwzorowanie wzajemne pola optycznego przedmiotowego i obrazowego), są planarne soczewki światłowodowe. Wymyślono i wykonano wiele ciekawych rozwiązań takich soczewek. Na rys.220-1 pokazano klasyfikację soczewek światłowodowych, przeprowadzoną według kryterium "zasada działania/struktura fizyczna".

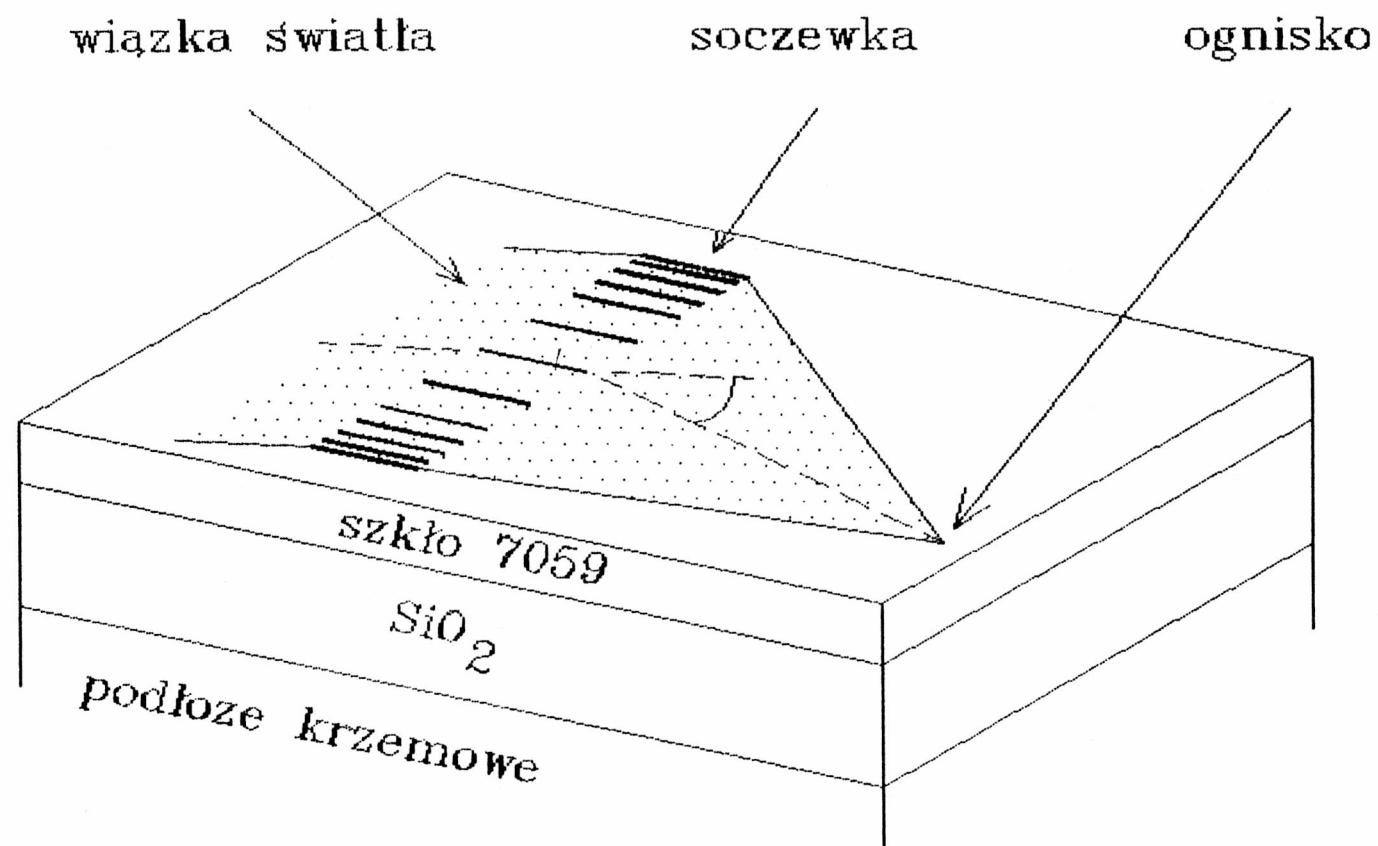
Poniżej zostaną omówione, wraz z podaniem czołowych osiągnięć literaturowych, trzy główne grupy soczewek planarnych: soczewki dyfrakcyjne, geodezyjne i gradientowe.



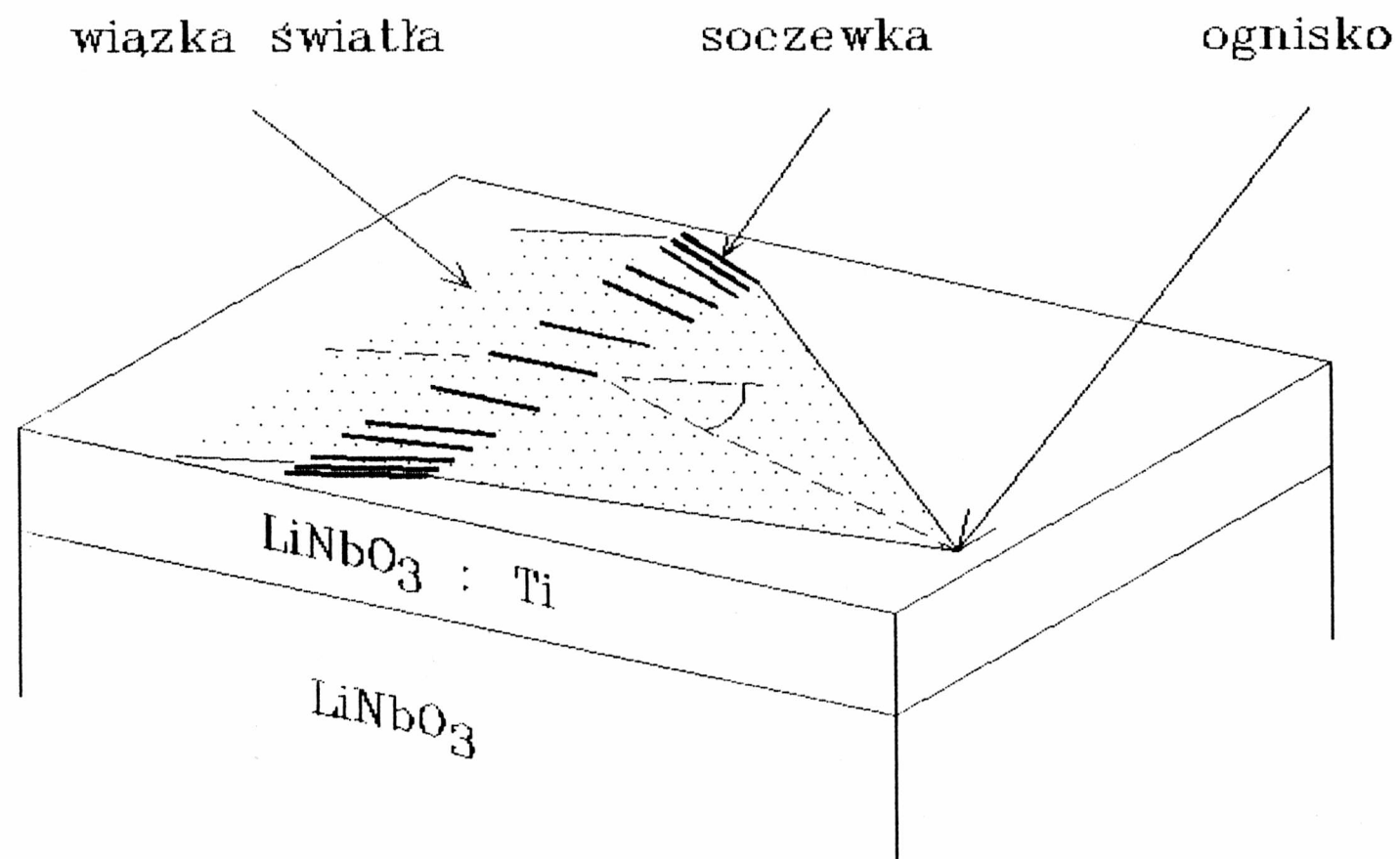
2.2.1. SOCZEWKI DIFRAKCYJNE

Wśród soczewek dyfrakcyjnych można wyróżnić dwie zasadnicze rodziny soczewek. W pierwszej rodzinie ugięcie wiązki podyktowane jest jedynie geometrią siatki (stała siatki i kąt padania wiązki). Wymienić tu można soczewkę dyfrakcyjną z siatką ("chirp grating") - rys.221-1 i soczewkę Bragga - rys.221-2. W drugiej rodzinie, skupiającej soczewki Fresnela, ogniskowanie osiągane jest dzięki połączeniu dwóch zjawisk: dyfrakcji i interferencji (w płaszczyźnie ogniskowej). Do tej rodziny należą skokowa ("digitized") soczewka Fresnela - rys.221-3, analogowa soczewka Fresnela - rys.221-4, i gradientowa soczewka Fresnela (GRIN) - rys.221-5.

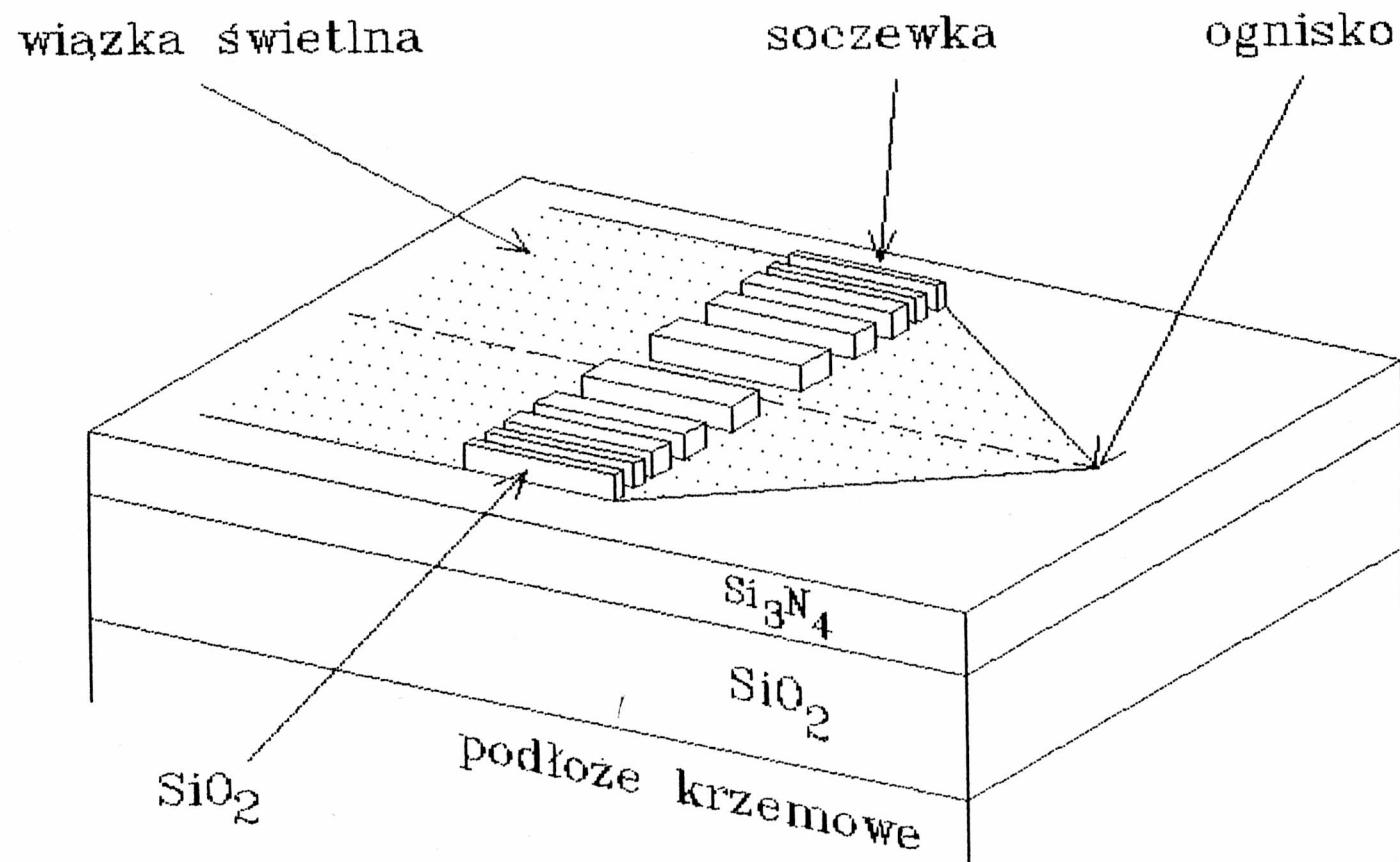
Wszystkie soczewki siatkowe (rys.221-1 i 221-2) charakteryzują się małą czułością na rozrzut parametrów procesu wytwarzania co w konsekwencji prowadzi do dużej powtarzalności produkcji. Teoretycznie przewidziana wydajność dyfrakcji soczewek siatkowych wynosi 100%. Zastosowania praktyczne ogranicza jednak bardzo mały kąt akceptacji padającego promieniowania, co w efekcie daje duże uzależnienie parametrów soczewki od kierunku padającej wiązki. Zaletą tych soczewek jest natomiast ich prostota i tania metoda produkcji (znane technologie wytwarzania falistości powierzchni i periodycznych wzorów). Wykorzystanie technik wytwarzania [YAO i in., 1978b] kompatybilnych z mikroelektroniką, takich jak fotolitografia czy elektronolitografia, pozwala uniknąć trudności ze



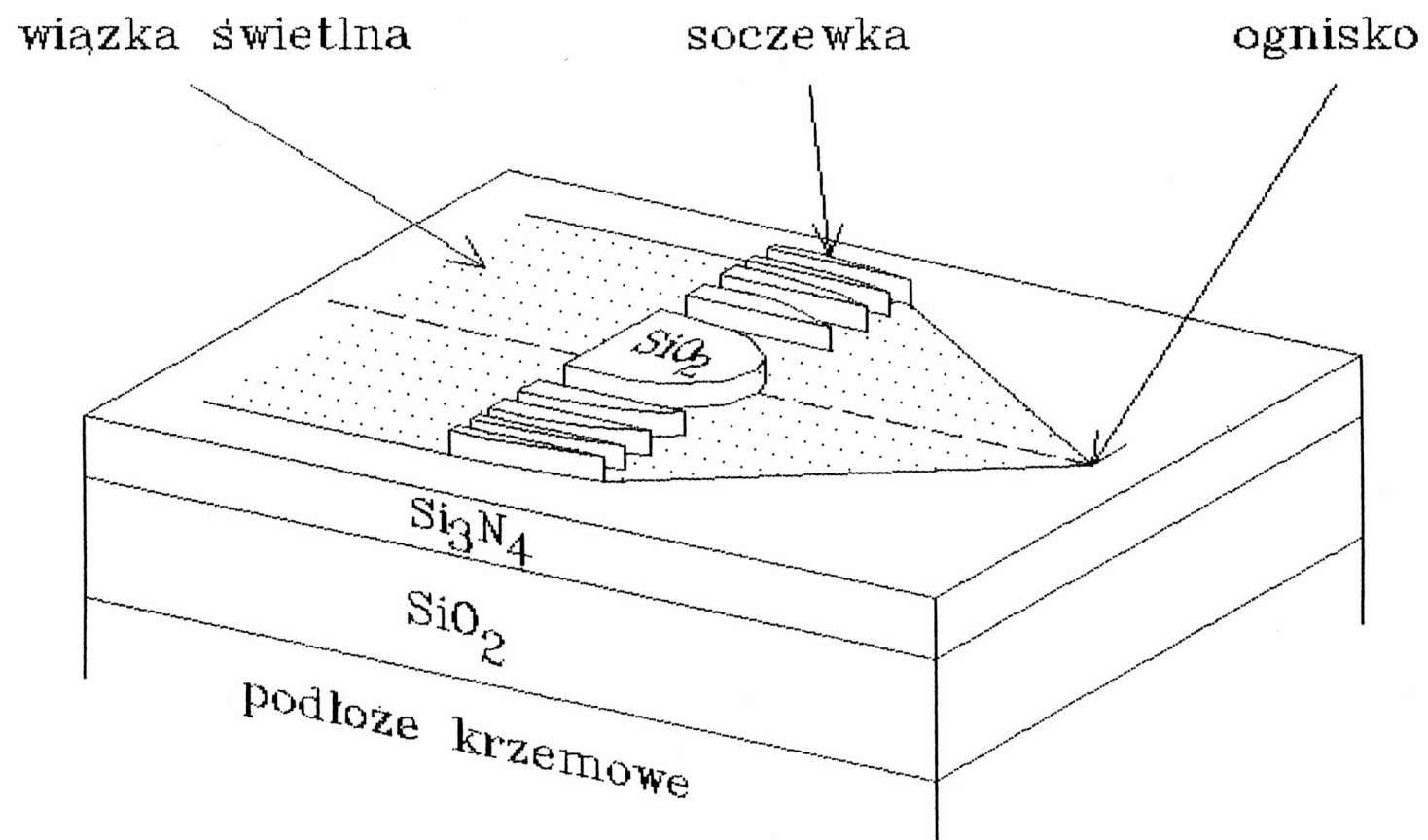
Rys.221-1. Soczewka dyfrakcyjna (z siatką) [YAO i in.,1978b]



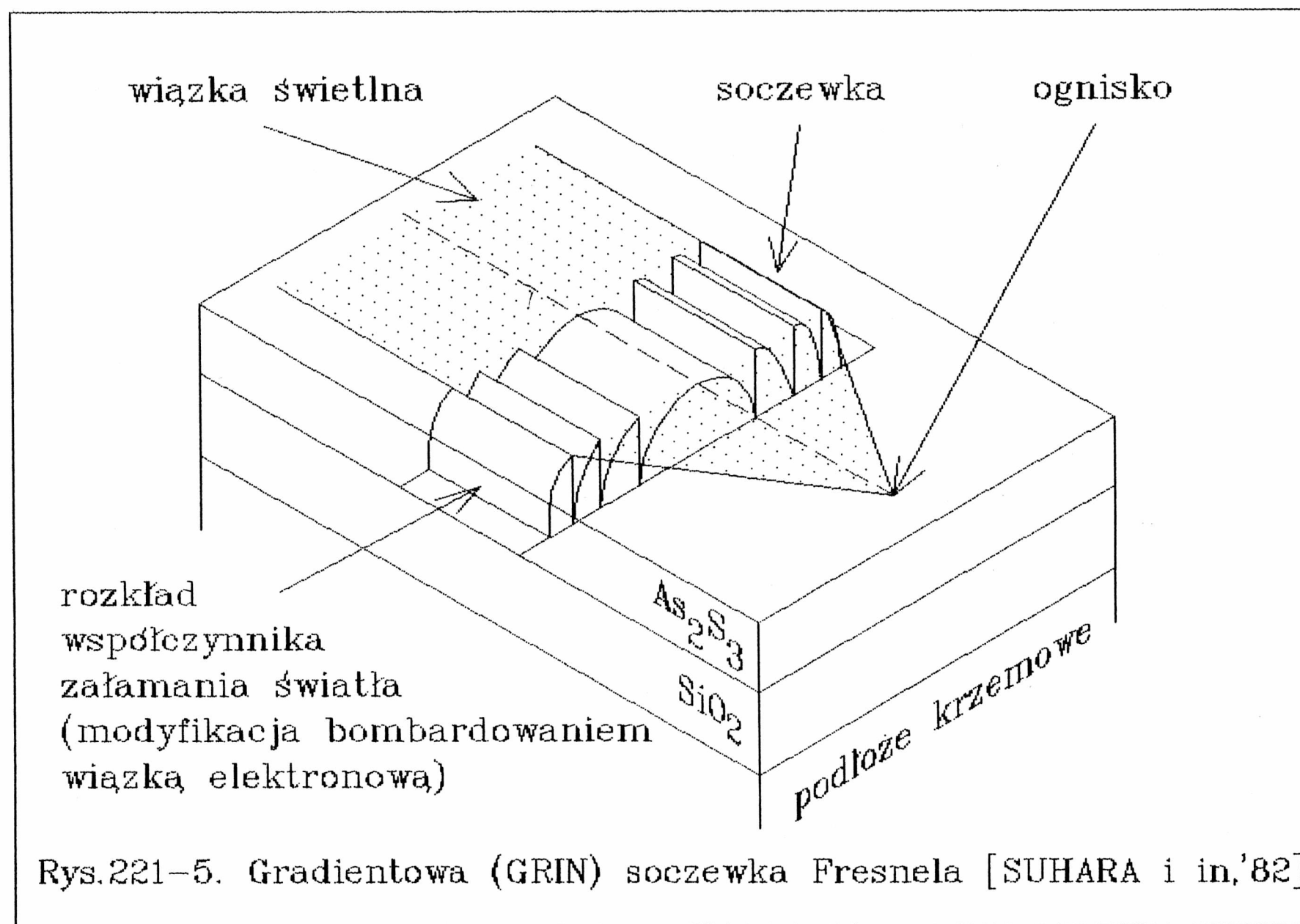
Rys.221-2. Soczewka Bragga [STOCKMANN i in.,1983]



Rys.221-3 Skokowa (digitized) soczewka Fresnela [MOTTIER i in.,1981]



Rys.221-4. Analogowa soczewka Fresnela [VALETTE i in.,1982]



zgrywaniem (justowaniem) położenia poszczególnych elementów w układzie (typowe problemy dla soczewek geodezyjnych i Luneburga), czy trudności z korekcją aberracji, konieczna dla większości soczewek geodezyjnych. Yao i współpracownicy [YAO i in., 1978b] wykonali na światłowodzie szklanym soczewkę dyfrakcyjną z siatką i uzyskali wydajność dyfrakcji ponad 90%, rozmiar plamki ogniskowej $6.1 \mu\text{m}$ (-3dB) dla długości ogniskowej 32 mm.

Również w 1978 roku Hatakoshi i współpracownicy [HATAKOSHI i in., 1978] wykonali soczewki siatkowe. Stockmann i inni [STOCKMANN i in., 1983] wykonali soczewkę Bragga o wydajności dyfrakcji 87% w światłowodzie z niobianu litu domieszkowanego tytanem.

Wszystkie rodzaje soczewek Fresnela (rys. 221-3, 221-4 i 221-5) oprócz dzielących ich różnic posiadają też cechy wspólne, do których zaliczyć można: duże pole widzenia i dobre parametry ogniskowania. Charakteryzują się one generalnie niską wydajnością dyfrakcji. Drugą ich wspólną wadą jest występowanie w płaszczyźnie ogniskowej pasożytniczych prążków interferencyjnych (wyższego rzędu) poza ogniskiem głównym (które jest prążkiem zerowego rzędu). Pogarsza to własności szumowe elementów, szczególnie drastycznie w przypadku skokowej ("digitized") i analogowej soczewki Fresnela. Spośród soczewek Fresnela najniższe wydajności dyfrakcji posiadają soczewki skokowe (teoretyczna wartość wydajności nie przekracza 40%). Na tak wysokie straty w tych soczewkach wpływ mają kwantyzacja modulacji fazy i rozpraszanie światła na krawędziach prostopadło-

ściennych elementów soczewki (szczególnie dla fali padającej ukośnie). Zaletami soczewek zarówno skokowej jak i analogowej jest prosta technologia warstwowa o dobrej powtarzalności i w pełni kompatybilna z innymi elementami optyki zintegrowanej. W przypadku gradientowych soczewek Fresnela (GRIN) zastosowanie dzielonej modulacji fazy drugiego stopnia znacznie zredukowało straty i podniosło wydajność dyfrakcji. Ponadto, soczewki GRIN posiadają charakterystyki ogniskowania ograniczone dyfrakcyjnie nawet przy znacznych odstępstwach od założonej grubości elementu, a odstępstwa te mają wpływ jedynie na wydajność ogniskowania soczewki i wartość natężenia światła w ognisku [SUHARA i in., 1982]. Technologia wytwarzania soczewek GRIN nie jest taka prosta jak w przypadku pozostałych soczewek dyfrakcyjnych. Uzyskiwanie pożądanego przestrzennego rozkładu współczynnika załamania światła w warstwie jest możliwe jedynie przez zastosowanie zaawansowanych technik takich jak np. bombardowanie wiązką elektronową, czy implantacja jonowa.

Ashley i inni [ASHLEY i in., 1978] zaproponowali pierwsze soczewki Fresnela już w 1978 roku. Chang i współpracownicy [CHANG i in., 1980] wykonali dyfrakcyjnie ograniczoną skokową ("digitized") soczewkę Fresnela o wydajności dyfrakcji 23%, kącie widzenia $\pm 15^\circ$ i długości ogniskowej $f=5$. Rok później Motier i inni [MOTIER i in., 1981] opublikowali dane również o soczewce skokowej, której wydajność dyfrakcji wynosiła 19 % (wartość teoretyczna 35%), rozmiar plamki ogniskowej zawierał się między 4 i 5 μm

(FWHM). W 1982 roku Suhara i współpracownicy [SUHARA i in., 1982] donieśli o wykonaniu analogowej soczewki Fresnela o wydajności blisko 50%. Równocześnie Valette i inni [VALETTE i in., 1982] wykonali soczewkę analogową o wydajności dyfrakcji 80-70% i kącie widzenia $\pm 5^\circ$. Rozmiar plamki ogniskowej tej soczewki wynosił $2.7 \mu\text{m}$ (-3dB). Dla soczewki GRIN rezultaty podali Suhara i inni [SUHARA i in., 1982]. Wydajność dyfrakcji wynosiła 48%, a rozmiar plamki ogniskowej $10 \mu\text{m}$ ($4.5 \mu\text{m}$ teoretycznie).

Należy tu podkreślić, że soczewki Fresnela są w literaturze fachowej najliczniej reprezentowane i przytaczane spośród wszystkich planarnych soczewek światłowodowych.

2.2.2 SOCZEWKI GEODEZYJNE

Soczewki geodezyjne, podobnie jak Luneburga (opisane w dalszych rozdziałach) realizują ideę działania Maxwellowskiego "rybiego oka" [MAXWELL, 1890] i soczewki Luneburga [LUNEBURG, 1944] - idealnych przyrządów optycznych, opracowanych teoretycznie przez Maxwella i Luneburga. Oba przyrządy charakteryzują się tym, że w sposób bezaberracyjny odwzorowują koncentryczną z soczewką sferę przedmiotową w obrazową. Pierwsze zastosowanie znalazły soczewki geodezyjne w technice mikrofal ok. 40 lat temu. Idea ich zastosowania w dziedzinie optyki zintegrowanej pochodzi z prac G. Righini'ego [RIGHINI i in., 1972], [RIGHINI i in., 1973]. Zasada działania soczewek geodezyjnych jest następująca: Rozważymy jednorodny światłowód planarny wytworzony w podłożu, które miejscowo jest wyprofilowane w postaci kopuły lub zagłębienia o sferycznej powierzchni. Promień światła propagującego się w światłowodzie napotykając zakrzywioną powierzchnię porusza się, zgodnie z zasadą Fermata, wzdłuż najmniejszej drogi optycznej, czyli po krzywych geodezyjnych. Droga optyczna promieni padających dalej od osi optycznej soczewki jest krótsza niż dla promieni padających blisko jej osi. W efekcie front falowy padającej na soczewkę fali płaskiej ulega zakrzywieniu w kierunku osi optycznej soczewki. Opisane zjawisko jest zależne jedynie od geometrii zagłębienia i nie zależy od długości fali świetlnej ani od numeru propagowanego modu. Ze względu na symetrię soczewki, jej kąt widzenia wynosi 360° .

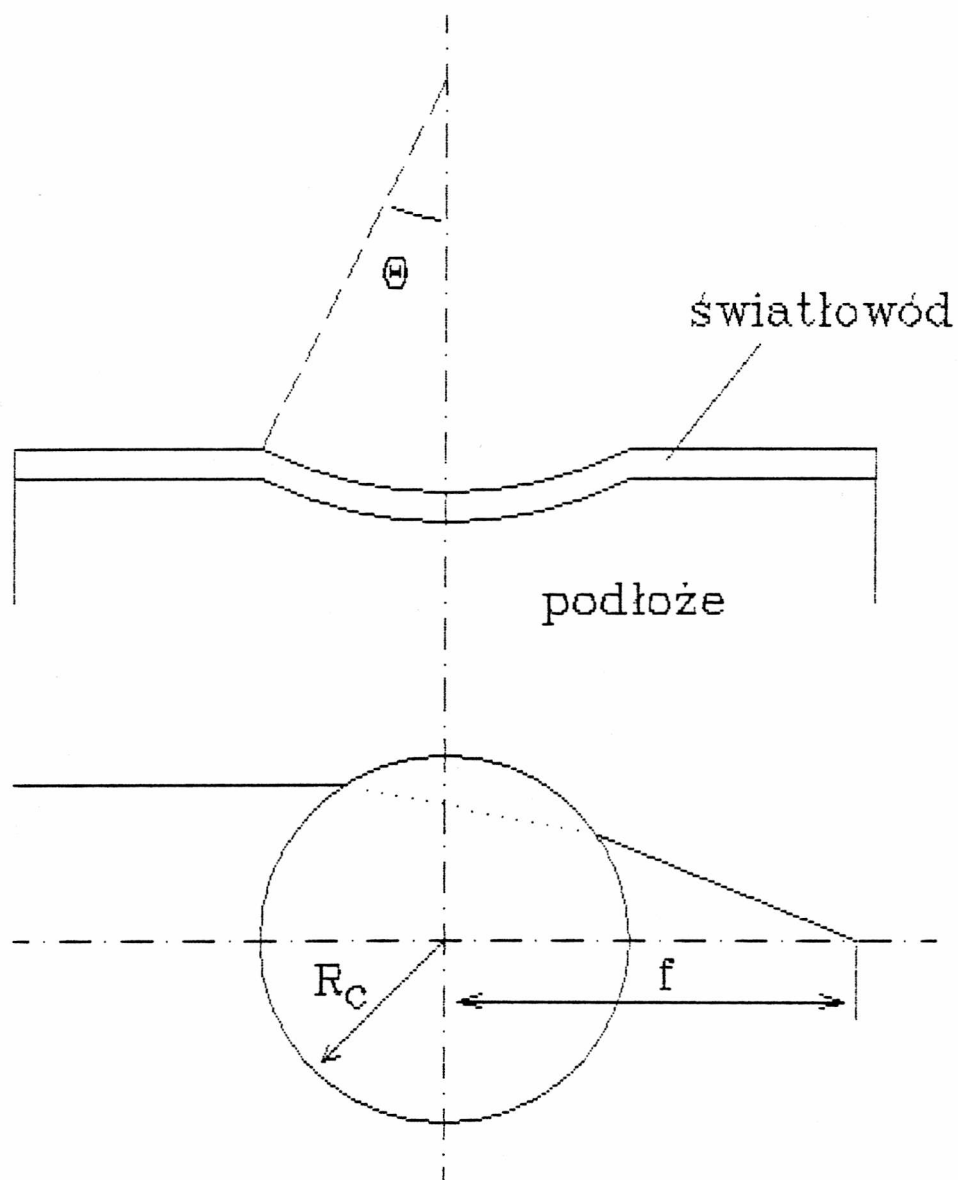
Pierwsze soczewki geodezyjne wykonywane były w formie sferycznego zagłębienia w podłożu pokrytym następnie jednorodną warstwą światłowodową (rys. 222.1). Odległość ogniskowa tej soczewki wynosi [VAN DUZER, 1970]:

$$f = R_c \frac{1}{2(1 - \cos\theta)}$$

gdzie R_c - jest promieniem okręgu wyznaczonego przez przecięcie powierzchni zagłębienia z płaszczyzną światłowodu planarnego,

θ - jest kątem połówkowym łuku zagłębienia.

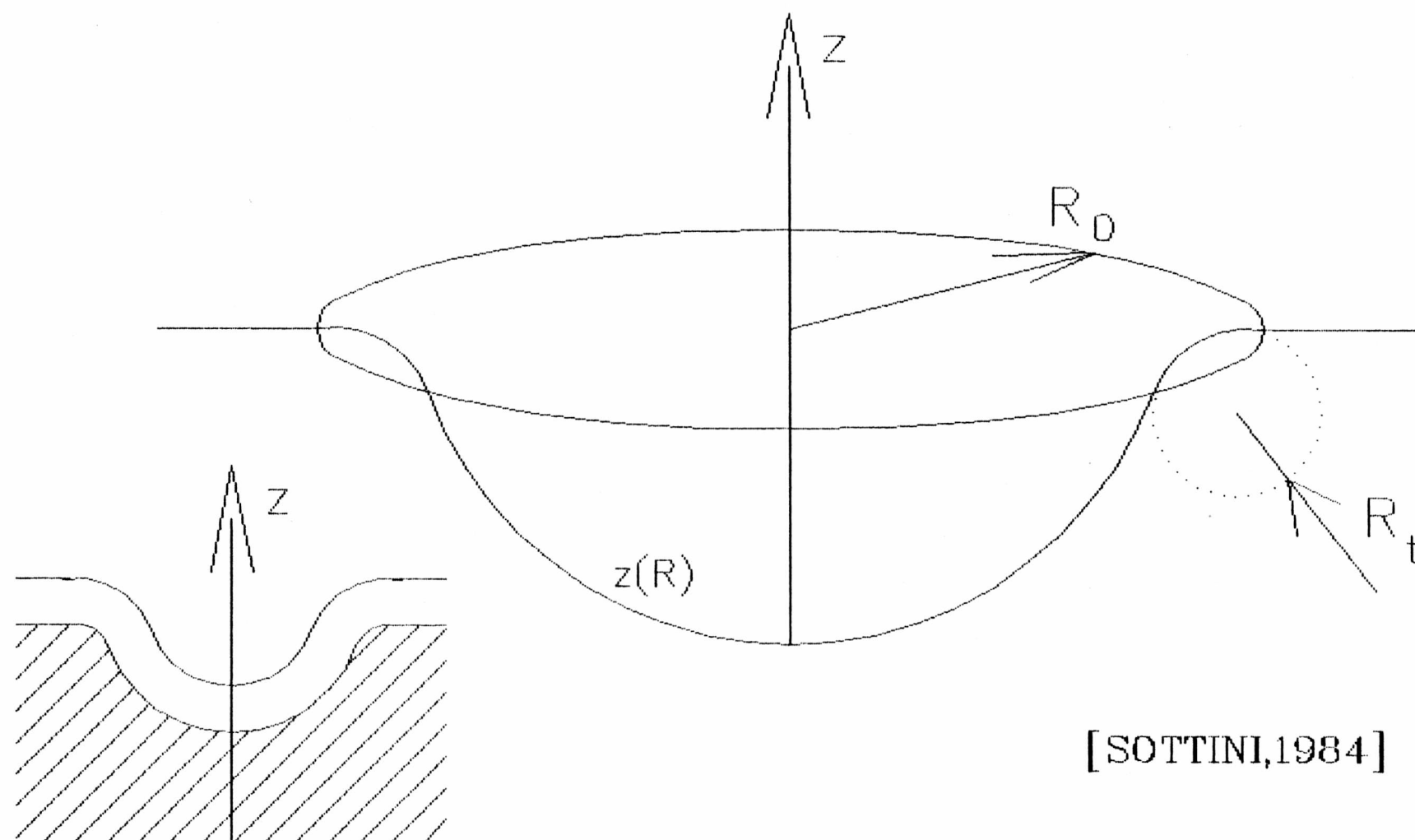
Ponieważ ostra krawędź soczewki prowadziła do powstawania niekorzystnych zjawisk rozpraszania światła i konwersji modów konieczne stało się odpowiednie ukształtowanie przejścia między płaszczyzną warstwy światłowodowej i powierzchnią depresji [WOOD i in., 1976], [SOUTHWELL, 1977c], [KASSAI i in., 1979], [CHEN i in., 1977], [RIGHINI i in., 1973]. Drugą istotną wadą tego typu soczewek były błędy odwzorowania - aberracje sferyczne związane z sferycznym kształtem depresji [VEBER i in., 1976]. Korekcją tych aberracji zajmowali się Spiller i Harper [SPILLER i in., 1974], stosując dodatkową warstwę światłowodową o innym współczynniku załamania wypełniającą zagłębienie. Metoda ta udoskonalona następnie przez Bettsa i Marxa [BETTS i in., 1978] okazała się niewystarczająca do korekcji aberracji w stopniu umożliwiającym zastosowanie soczewek w analizatorze widma. Dopiero wprowadzenie profili asferycznych pozwoliło na



Rys.222-1 Sferyczna soczewka geodezyjna
[VAN DUZER,1970].

opracowanie soczewek praktycznie wolnych od aberracji. Zagadnieniem tym zajmowało się wielu badaczy na przestrzeni ostatnich kilku lat. Righini i współpracownicy [RIGHINI i in.,1972], [RIGHINI i in.,1973], [RIGHINI i in.,1979], [SOTTINI i in.,1979] opracowali soczewki o zaokrąglonych krawędziach wolne od aberracji w prawie całej aperturze podając całkowite wyrażenia do obliczania profili zagłębień. Na rys.222-2 pokazano poglądowo budowę tego typu soczewek. Betts [BETTS i in.,1978] podał profil skorygowanej soczewki w postaci szeregu potęgowego, a Southwell [SOUTHWELL, 1979] i Marom [MAROM i in.,1979] podali profile zagłębień będące geodezyjnym odpowiednikiem soczewek gradientowych typu Luneburga (zwane soczewkami Rineharta- -Luneburga). W 1987 r. Sottini [SOTTINI i in.,1987] podał analityczną procedurę obliczania profili. Również w Polsce zajmowano się tym zagadnieniem. Sochacki [SOCHACKI,1986b], [SOCHACKI,1986c] opracował jednolitą teorię soczewek geodezyjnych wzbogacając rodzinę tych soczewek o gradientowo-geodezyjne [SOCHACKI , 1988]. Szybkiemu rozwojowi teorii nie towarzyszył niestety szybki rozwój technologii soczewek. Stosunkowo prosta technologia soczewek o sferycznych zagłębieniach (szlifowanie i polerowanie zagłębień w podłożu kulkami stalowymi pokrytymi proszkami lub pastą polerską) [VEBER i in.,1976] musiała zostać zastąpiona inną. Righini [RIGHINI i in.,1980] proponowali wprowadzić użycie zamiast kulek sferycznych, narzędzi o asferycznym kształcie, ale wykonanie tych narzędzi było kosztowne, a w dodatku należało je często zmieniać podczas szlifowania soczewki ze względu na zużycie i

Rys.222-2. Asferyczna soczewka geodezyjna z wyoblona krawędzią.



[SOTTINI,1984]

wynikające z tego deformacje profilu. Jak podał Sottini [SOTTINI i in., 1979] wytworzenie dyfrakcyjnie ograniczonej soczewki wymaga wykonania obliczonego profilu z dokładnością lepszą niż $0,5 \mu\text{m}$ przy typowych głębokościach sięgających kilku milimetrów. Alternatywnie stosowanymi technologiami były drażenie ultradźwiękowe [CHEN i in., 1978], oraz toczenie numerycznie sterowanymi obrabiarkami z nożami diamentowymi [MERGERIAN i in., 1979b]. Ta ostatnia technika, mimo że kosztowna, wyparła w praktyce wszystkie inne tam, gdzie wymagana była duża precyzja wykonania (lepsza niż $0,25 \mu\text{m}$, przy gładkości sięgającej $0,01 \mu\text{m}$) i krótki czas wykonania. Dotyczy to głównie zastosowań wojskowych. O ile prace teoretyczne dotyczące soczewek geodezyjnych są liczne, to doniesienia na temat technologii i parametrów wykonanych modeli są bardzo skąpe. Poniżej podano kilka z nich, dostępnych w normalnej sieci informacji naukowej.

- [VEBER i in., 1976] :

plamka ogn. - $7,7 \mu\text{m}$ (teoret. $5,9 \mu\text{m}$)

szerokość wiązki - 1 mm

średn. soczewki - 9,1 mm

ogniskowa - 13,8 mm

technologia - mechaniczne szlifowanie i polerowanie

kulką stalową

podłoże - Pyrex

światłowód - wymiana jonowa

- [ANDERSON i in., 1977a] :

plamka ogn. - $11 \mu\text{m}$ (przy -8,6 dB)

szerokość wiązki - 7mm (2mm przy $1/e^2$)

średn. soczewki - 14,4 mm

ogniskowa 28 mm

technologia - mechaniczne szlifowanie i polerowanie

kulką stalową

podłoże - szkło DC7440

światłowod - warstwowy, napylany ze szkła DC7059

- [CHEN i in., 1980] :

plamka ogn. - 3 μm (teoret. 1,8 μm)

szerokość wiązki 2 mm

średn. soczewki 8,7 mm

ogniskowa 18,8 mm

światłowod - dyfuzja Ti w LiNbO_3

- [SOTTINI i in., 1987] :

plamka ogn. - 6 μm (teoret. 3,3 μm)

średn. wiązki - 3 mm

średn. soczewki - 14 mm

ogniskowa - 25 mm

technologia - mechaniczne szlifowanie i polerowanie

narzędziem o asferycznym kształcie

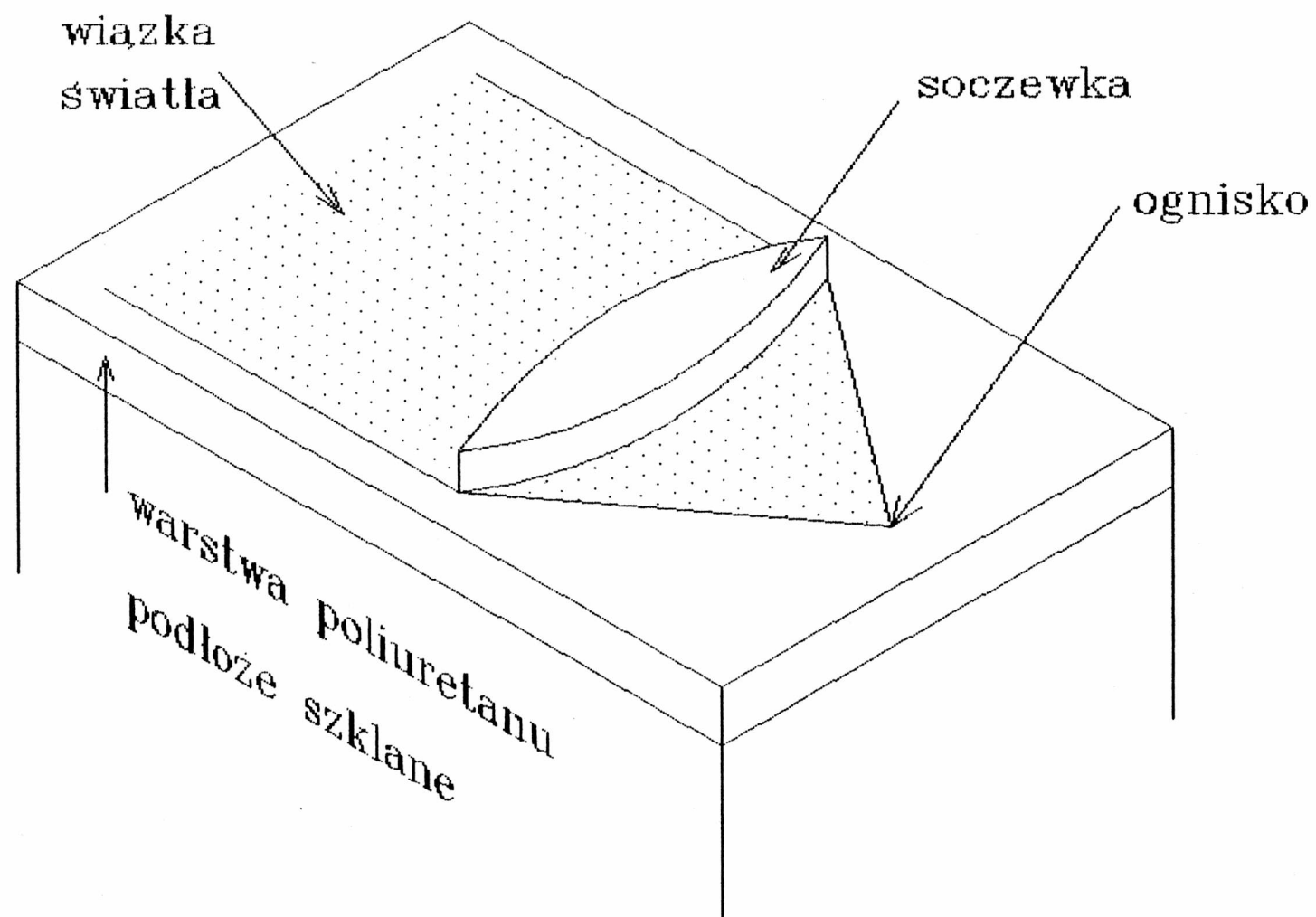
podłoże - szkło BK7

światłowod - wymiana jonowa.

Soczewki geodezyjne są niezastąpione wszędzie tam, gdzie wymaga się dobrej jakości soczewek, o odwzorowaniu niezależnym od rodzaju podłoża i światłowodu, od długości fali świetlnej i numeru modu i o dużym polu widzenia (tu 360°).

2.2.3. SOCZEWKI GRADIENTOWE I INNE

Pierwsze soczewki światłowodowe w wersji planarnej wykonywano w postaci pogrubionych obszarów światłowodu o odpowiednio uformowanych granicach (rys. 223-1) [SHUBERT i in., 1971], [ULRICH i in., 1971]. Były to dwuwymiarowe odpowiedniki elementów optyki trójwymiarowej. Zmiana efektywnego współczynnika załamania na granicy soczewki następowała dzięki skokowej zmianie grubości warstwy światłowodowej, naniesieniu dodatkowej warstwy na istniejący światłowod lub wtrąceniu materiału o wyższym współczynniku załamania. Pokazany na rys. 223-1 element może pracować jako soczewka rozpraszająca jeżeli zaznaczony jako soczewka obszar zamiast pogrubić, pocienimy [SHUBERT i in., 1971]. Zabieg ten powoduje w obszarze soczewki zmniejszenie efektywnego współczynnika załamania. Omawiane soczewki mimo prostej konstrukcji i dobrze znanego opisu matematycznego (klasyczna teoria soczewek), nie znalazły jednak szerokiego zastosowania. Gwałtowny skok grubości, czy też wartości współczynnika załamania na granicy soczewki powoduje konwersję modów w mody wyższego rzędu (często radiacyjne) [MARCUSE, 1974] i związane z tym zmniejszenie efektywności soczewki. Poza tym sferyczne linie rozdziału definiujące obszar soczewki wywołują występowanie aberracji sferycznych. Boivin [BOIVIN, 1974] opracował soczewkę tego typu z hiperboliczną linią rozdziału obszaru soczewki od światłowodu, wolną od aberracji sferycznych. Soczewka wykonana została metodą fotolitografii, przez trawienie



Rys.223-1. Soczewka "per analogia" [SHUBERT i in., 1971].

światłowodów Si_3N_4 wytworzonego na podłożu krzemowym pokrytym tlenkiem. Boivin otrzymał plamkę ogniskową $10\mu\text{m}$ po oświetleniu całej apertury soczewki wiązką gaussowską o średnicy $0,5\text{ mm}$. Ogniskowa wynosiła 1 mm . Wady związane ze skokową budową jednak pozostały. Problem rozwiązany został dopiero po wprowadzeniu soczewek o budowie gradientowej. Jako pierwsi, tego typu soczewkę opracowali teoretycznie Shubert i Harris [SHUBERT i in., 1971], podając wzór na rozkład współczynnika załamania w obszarze soczewki :

$$n_{\text{eff}}(y,z) = n_o + \Delta n_{\text{max}} \left[1 - \frac{y^2}{a^2} \right] \exp \left[\frac{-2z}{(d/3)^2} \right]$$

gdzie - z - kierunek propagacji fali świetlnej w światłowodzie;

- y - kierunek prostopadły do propagacji, leżący w płaszczyźnie światłowodu,

- a, d - parametry decydujące o ogniskowej danej wzorem [SOCHACKI i in., 1983]:

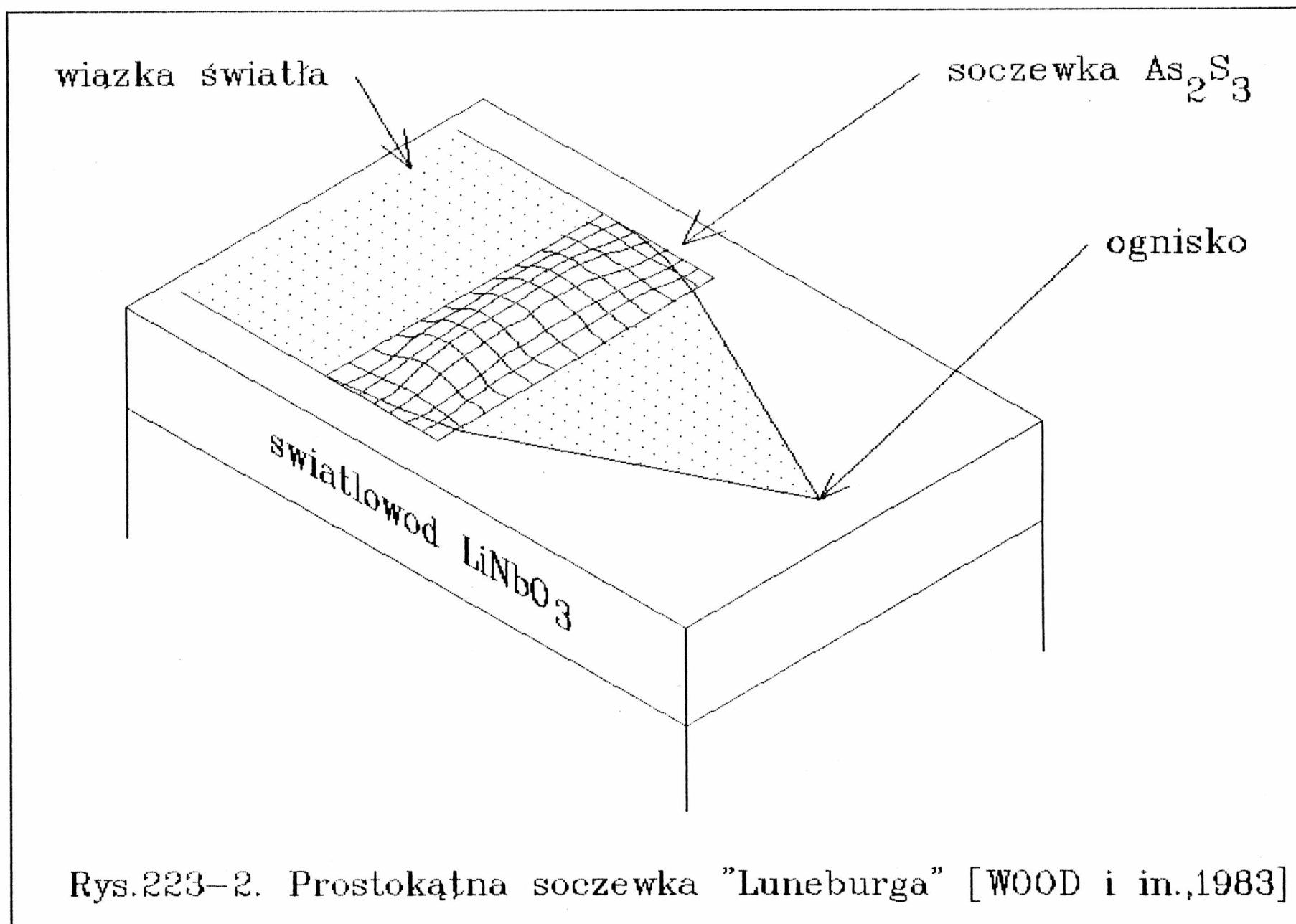
$$f = \frac{3n_o a^2}{\sqrt{8\pi} \Delta n_{\text{max}} d^2}$$

w którym - n_o - efektywny wsp. załamania modu w światłowodzie poza obszarem soczewki,

- Δn_{max} - maksymalna dopuszczalna zmiana efektywnego współczynnika załamania (patrz rozdział 3.5.1).

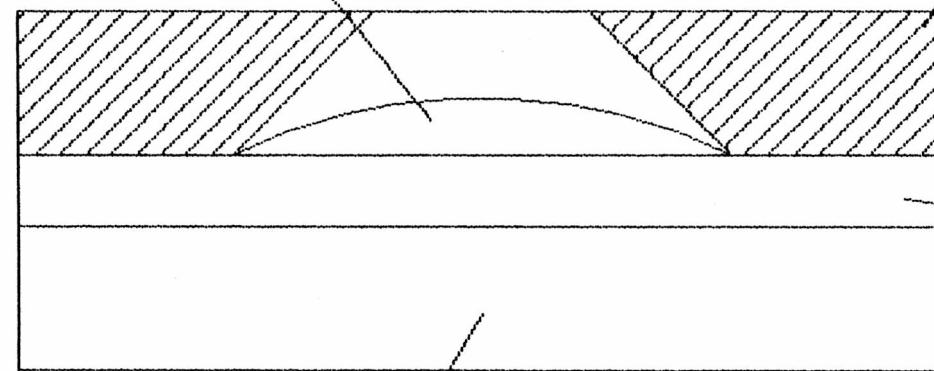
Dokładniejsze badania teoretyczne odwzorowania tego typu soczewek wykazały [JANNSON i in., 1980], że są one obarczone

aberracją sferyczną i krzywizną pola, które nie mogą być pominięte, szczególnie dla rozciągniętych obiektów. Trudności technologiczne spowodowały, że soczewka ta nie została jednak wykonana. Podobnej budowy (prostokątne w zarysie) soczewki zostały opracowane teoretycznie [SOUTHWELL,1982a], i wykonane [WOOD i in.,1983] na podłożu z $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ przez naparowanie warstwy As_2S_3 (Rys.223-2). Otrzymano szerokość plamki ogniskowej $5\text{ }\mu\text{m}$ po oświetleniu wiązką o szerokości 8 mm soczewki o aperturze 10 mm . Pierwsza praca technologiczna dotycząca soczewek gradientowych typu Luneburga pochodzi z 1974 roku. Zernike [ZERNIKE,1974] wykonał w wersji planarnej klasyczną soczewkę Luneburga (teoria tych soczewek opisana jest szczegółowo w rozdz. 3) osadzając dodatkową warstwę Nb_2O_5 na powierzchni światłowodów z $\text{BaO}+\text{SiO}_2$ na podłożu szklanym, metodą parowania próżniowego, przez grubą maskę mechaniczną o kołowym otworze z krawędzią w kształcie stożka (rys. 223-3). Nanosząc w ten sposób osiowo symetryczną warstwę o zmieniającej się wzdłuż promienia grubości, zrealizował profil efektywnego współczynnika załamania podany przez Luneburga. Oświetlając soczewkę o średnicy 7 mm wiązką o szerokości 5 mm otrzymał plamkę ogniskową o szerokości $30\mu\text{m}$ umiejscowioną na krawędzi soczewki. Należy tu podkreślić, że Zernike praktycznie wykazał, iż budowa gradientowych elementów optycznych takich jak makswellowskie "rybie oko" czy też soczewka Luneburga jest możliwa dzięki wykorzystaniu własności światłowodów, polegającej na zmianie efektywnego współczynnika załamania prowadzonego modu w funkcji grubości. W 1977 r. Anderson [ANDERSON i in., 1977a] wykonali soczewkę



soczewka
(Nb_2O_5)
($n=2,27$)

maska
mechaniczna
(Al)



światłowód
($\text{BaO}+\text{SiO}_2$)
($n=1,59$)

podłoże
(szkiełko mikroskopowe)
($n=1,52$)

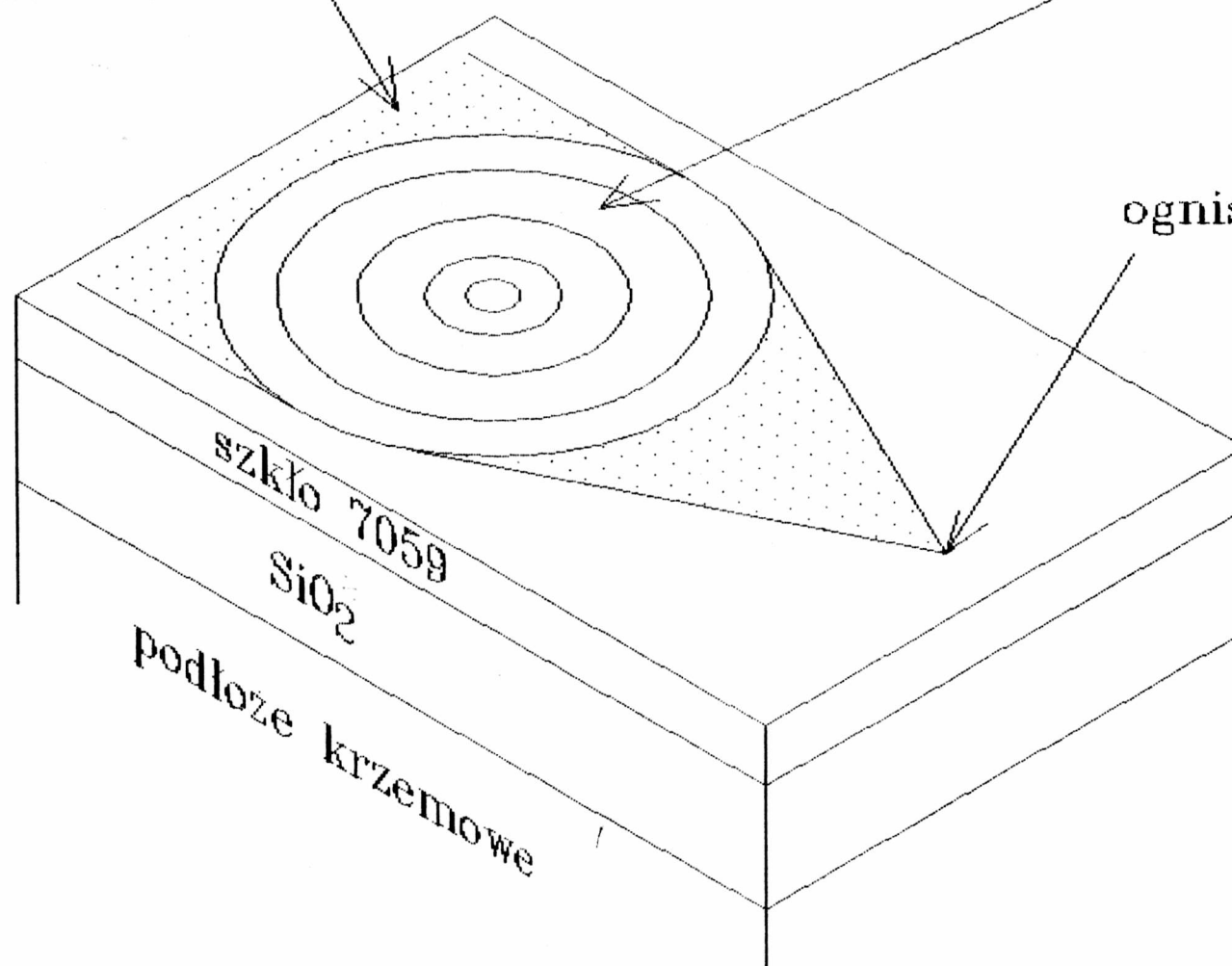
Rys.223-3. Technika nanoszenia soczewki Luneburga
[Zernike, 1974]

typu Luneburga w światłowodzie ze szkła DC 7059 na podłożu szklanym DC7440, nanosząc dodatkową warstwę z Ta_2O_5 przez maskę podobną jak Zernike. Podobnie jak on otrzymali profile efektywnego współczynnika załamania mocno odbiegające od idealnego. Odstępstwa te wynikały z zastosowania prostego kształtu maski w procesie napyłania warstwy. Nieco inną metodę zaproponował Hatakoshi [HATAKOSHI i in., 1979], nanosząc klasyczną soczewkę Luneburga w układzie parowania próżniowego przez zespół masek prostych (szczegóły w rozdz. 3.3.1). Światłowod wykonano ze szkła DC 7059 na podłożu z Pyrexu, a soczewkę z ZnS. Także i tu (podobnie jak u Andersona i u Zernike) nie opublikowano żadnych danych na temat otrzymanych parametrów soczewki z powodu występowania znacznych aberracji. Pokazano jedynie zdjęcie działającej soczewki. Dopiero wprowadzenie masek o profilowanych krawędziach [YAO i in., 1979], projektowanych komputerowo na podstawie modelu nanoszenia warstw przez grube maski mechaniczne [YAO i in., 1978] (patrz rozdz. 3.3.2), doprowadziło do wytworzenia soczewek o odwzorowaniu ograniczonym dyfrakcyjnie. Yao i współpracownicy, stosując maskę 12-sekcyjną z wyoblona krawędzią (rys. 332-1 b) wykonali soczewki z Ta_2O_5 na światłowodzie ze szkła DC 7059 naniesionym metodą napyłania w.cz na utlenionym krzemie (rys. 223-4). Soczewki o średnicy 8 mm i ogniskowej 11 mm, oświetlone wiązką gaussowską o szerokości 2,5 mm ($w 1/e^2$) wykazywały szerokość plamki ogniskowej 1,65 μm (-3 dB). Dla średnicy wiązki równej średnicy soczewki plamka poszerzała się w wyniku jej obcinania na krawędzi soczewki (dyfrakcja na

wiązka światła

soczewka Ta_2O_5

ognisko



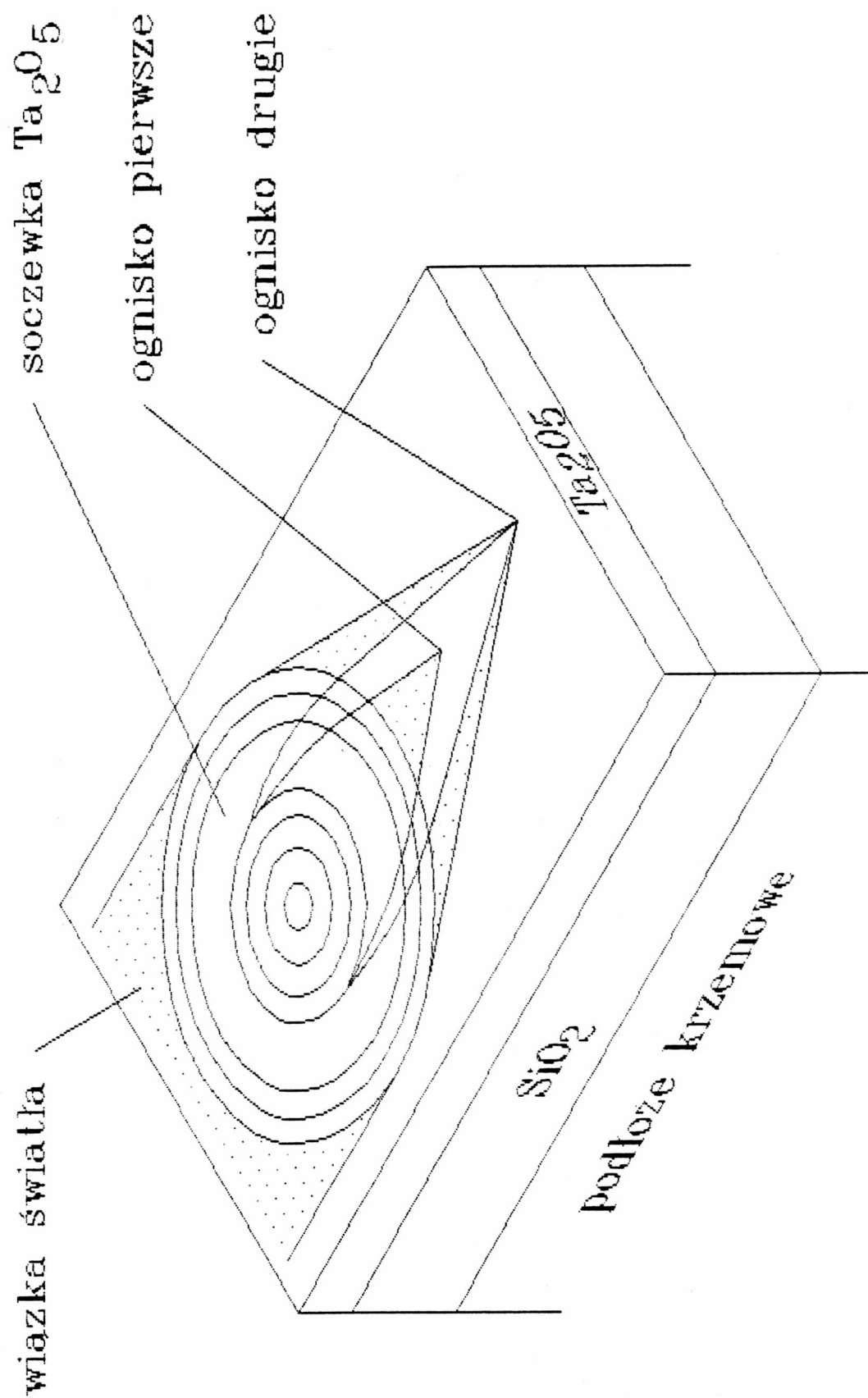
Rys.223-4. Uogólniona soczewka Luneburga [YAO i in.,1978a]

aperturze) oraz mniej dokładnego odtworzenia idealnego profilu grubości (błędy modelu). Tłumienie światła wprowadzone przez soczewki oceniono na ok 3 dB przy tłumienności światłowodu ok 1 dB/cm. Bryan [BRYAN i in., 1982] wzorując się na obliczonej przez Yao masce mechanicznej, przybliżyli kształt jej krawędzi szeregiem schodków (rys. 332-1 c). Wykonali soczewki metodą napylania w. cz. z Ta_2O_5 na światłowodzie ze szkła DC 7059 osadzonym na utlenionym krzemie. Dokonali także prób zmniejszenia rozpraszania światła na krawędzi soczewki przez zagrzebanie jej pod światłowodem (nanosząc soczewkę na podłoże Si-SiO₂ a następnie pokrywając światłowodem). Niestety wyniki tych prób podano tylko w postaci jakościowej. Podobnie nie opublikowano danych liczbowych dotyczących jakości odwzorowania wykonanych soczewek, poprzestając na zdjęciach. Radojewski [RADOJEWSKI i in., 1984c] zaproponował dalsze uproszczenie kształtu krawędzi maski podając funkcję opisującą tę krawędź w postaci wielomianu 2-go stopnia (rys. 332-1 d). Uprościło to znakomicie proces projektowania maski, pozwalając na obliczenie jej kształtu w czasie krótszym niż 24 godz. Soczewki wykonano z Ta_2O_5 na podłożu z utlenionego krzemu. Jako światłowód stosowano także warstwę Ta_2O_5 (szczegóły w rozdz. 3.6.3). Stosując je w układzie ekspandera (rolę pierwszej soczewki pełnił obiektyw mikroskopowy 40x/0,65), otrzymano w światłowodzie wiązkę gaussowską o szerokości 4,2 mm i zbieżności 17 mrad, przy współczynniku poszerzenia 2x. Wykorzystywano ok. 60 % średnicy soczewki. Przekroczenie tej wartości powodowało wzrost aberracji sferycznych spowodowane

wspomnianym wyżej uproszczeniem w konstrukcji maski.

W 1985 r [PATELA i in., 1985] opublikowano soczewkę analizującą analizatora widma, wykonaną przez maskę mechaniczną o konstrukcji opisanej powyżej. Otrzymano plamkę ogniskową o szerokości $7\ \mu\text{m}$, przy gaussowskiej wiązce oświetlającej o szerokości $(1/e^2)$ równej 4 mm i średnicy soczewki 8 mm. Soczewkę wykonano w strukturze $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2\text{-Si}$. Wprowadzenie nowej metody nanoszenia przez przesłone irysową, o zmieniającej się w czasie trwania procesu średnicy, pozwoliło na wykonanie soczewek dwuogniskowych [RADOJEWSKI i in., 1986b i 1986d], opracowanych teoretycznie przez Sochackiego [SOCHACKI, 1984]. Wykonano je w światłowodzie z Ta_2O_5 , dla polaryzacji TM otrzymując ogniskowe 10 i 16 mm, przy średnicy soczewki 8 mm. Te same soczewki, oświetlone wiązką o polaryzacji TE wykazywały ogniskowe 20 i 32 mm, co pozostaje w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi. Jest to bezpośredni dowód poprawności opracowanej przez Sochackiego teorii, oraz technologii rozwiniętej przez autora niniejszej pracy.

Soczewki typu Luneburga cieszą się dużą popularnością, ze względu na duże pole widzenia (360°), technologię typową dla procesów stosowanych w mikroelektronice, oraz możliwość automatyzacji, po wprowadzeniu maski w postaci przesłony irysowej.



Rys. 223-5
Dwuogniskowa soczewka Luneburga [RADOJEWSKI i in., 1986b]

3. PLANARNE, ŚWIATŁOWODOWE SOCZEWKI LUNEBURGA

3.1. TEORIA LUNEBURGA I JEJ MODYFIKACJE

Rudolf Luneburg [LUNEBURG, 1944] podał teoretyczny model przestrzennej soczewki o niejednorodnym rozkładzie współczynnika załamania światła, odwzorowującej bezaberracyjnie powierzchnie sferyczne, przy czym ognisko soczewki znajdowało się na jej krawędzi. Pełną modyfikację tego modelu podał Morgan [MORGAN, 1958], umieszczając ognisko w dowolnym punkcie przestrzeni (również i wewnątrz soczewki). Podejście optyki zintegrowanej pozwoliło na dalsze modyfikacje modelu, ograniczając początkowo zagadnienie do rozwiązań planarnych z powierzchnią przedmiotową w nieskończoności. Należy tu podkreślić, że rozwiązanie to znalazło szerokie zastosowanie praktyczne, szczególnie po opublikowaniu pierwszych prac dotyczących realizacji tych elementów w optyce planarnej [ZERNIKE, 1974], [SOUTHWELL, 1977b].

3.1.1. SOCZEWKI JEDNOOGNISKOWE

W ogólności, zgodnie z teorią Luneburga, w soczewce o sferycznie symetrycznym rozkładzie współczynnika załamania, odwzorowującej idealnie dwie (przedmiotową i obrazową) koncentryczne sfery w siebie, bieg światła opisywany jest całkowym równaniem toru promienia w postaci:

(sfera przedmiotowa p i sfera obrazowa s znajdują się poza granicą soczewki o promieniu 1 i współczynniku załamania na obrzeżu znormalizowanym do jedności)

$$(0 \leq k \leq 1)$$

$$\int_{r_{\min}}^1 \frac{2k \, dr}{r(\rho^2(r) - k^2)^{1/2}} = \int_p^1 \frac{k \, dr}{r(r^2 - k^2)^{1/2}} + \int_s^1 \frac{k \, dr}{r(r^2 - k^2)^{1/2}} + \Pi =$$

$$= \arcsin(k/p) + \arcsin(k/s) + 2 \arccos(k),$$

pod warunkiem, że każdy promień wychodzący z punktu (p, π) dotrze do punktu $(s, 0)$. Parametrycznym równaniem profilu znormalizowanego współczynnika załamania jest wówczas formuła Luneburga:

$$n(r) = \exp(\omega(\rho, p) + \omega(\rho, s)), \quad \rho = r n(r),$$

gdzie ω jest funkcją Luneburga. Zagadnienie uprości się, gdy sferę przedmiotową przeniesiemy do nieskończoności ($p = \infty$),

co znajduje większe zastosowanie w przypadku optyki zintegrowanej. Współczynnik załamania światła, znormalizowany do współczynnika ośrodka otaczającego, w obszarze soczewki jest wówczas równy:

$$n = \exp(\omega(\rho, s)) \quad ,$$

gdzie funkcja Luneburga wyraża się następująco:

$$\omega(\rho, s) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho}^1 \frac{\arcsin(k/s) dk}{(k^2 - \rho^2)^{1/2}} \quad , \quad \rho(r) = r n(r) \quad .$$

Gdy płaszczyzna ogniskowa pokrywa się z krawędzią soczewki, istnieje wtedy analityczne rozwiązanie powyższego równania, podane przez Luneburga jako:

$$n(r) = (2 - r^2)^{1/2} \quad , \quad s = 1 \quad .$$

Dla soczewek planarnych z ogniskiem poza ich obrębem funkcja Luneburga jest nieskończonym szeregiem [COLOMBINI, 1981a]

$$\omega(\rho, s) = \frac{(1 - \rho^2)^{1/2}}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} a_m s^{-(2m+1)} \sum_{r=0}^m b_r \rho^{2(m-r)}$$

o współczynnikach danych przez

$$a_m = (2m + 1)^{-2}, \quad b_r = \frac{(2r)!}{4^r (r!)^2}.$$

Niezależne rozwiązanie problemu Luneburga podał również Sochacki [SOCHACKI,1983abc] w postaci nieskończonego szeregu

$$\omega(\rho, s) = \frac{1}{\pi} (1 - \rho^2)^{1/2} \sum_{k=0}^{\infty} w_k(s) \rho^{2k}$$

o współczynnikach zdefiniowanych jako:

$$w_k(s) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2m)!}{(2^m m!)^2 (2k + 2m + 1)^2 s^{2(k+m)+1}}$$

Przybliżony rozkład współczynnika załamania światła w obrębie soczewki Luneburga wyznaczany jest numerycznymi metodami iteracyjnymi. Całkowe równanie toru promienia w omawianej soczewce jednoogniskowej ma następującą postać:

$$\int_{r_{\min}}^1 \frac{k \, dr}{r (\rho^2 - k^2)^{1/2}} = 0.5 \arcsin(k/s) \arccos(k).$$

Rozwiązywanie numeryczne powyższego równania będzie omówione dokładniej w sekcji 3.2. Przytoczone powyżej równania stanowią matematyczny opis uogólnionej jednoogniskowej

soczewki Luneburga.

Osobną klasę jednoogniskowych soczewek Luneburga stanowią tzw. niepełnoaperturowe soczewki Luneburga [MORGAN, 1958], [DORIC i in., 1983b]. W celu uniknięcia strat energii przechodzącej przez soczewkę wiązki promieniowania na skutek rozpraszania na "ostrej" krawędzi soczewki (nieciągłość pierwszej pochodnej przestrzennego rozkładu współczynnika załamania) wprowadzono w przygraniczny obszar soczewki pierścień "wygładzający" profil współczynnika załamania na granicy soczewka - otoczenie. Pierścień ten nie ma zdolności skupiających, dlatego w soczewce takiej wykorzystuje się tylko ograniczoną jej aperturę. Całkowe równanie toru promienia skupianego w niepełnoaperturowej soczewce Luneburga z ograniczoną aperturą do wartości $2a$ ma podobną postać do równań powyżej (indeks "1" odnosi się do wewnętrznej części soczewki o rozkładzie $n_1(r)$, $0 \leq r \leq a$, indeks "2" do przygranicznego pierścienia o rozkładzie $n_2(r)$ dla $a \leq r \leq 1$):

$$\int_{r_{\min}}^a \frac{k \, dr}{r (\rho_1^2(r) - k^2)^{1/2}} + \int_a^1 \frac{k \, dr}{r (\rho_2^2(r) - k^2)^{1/2}} =$$

$$= 0.5 \arcsin(k/p) + 0.5 \arcsin(k/s) + \arccos(k),$$

gdzie: $\rho_1(r) = r n_1(r)$, $\rho_2(r) = r n_2(r)$.

W tym przypadku parametryczne równanie profilu współczynnika załamania ma postać, która przy zaniku przygranicznego

pierścienia ($a \neq 1$, czyli $\rho_1(r) = \rho(r)$ dla $0 \leq r \leq 1$) zbiega do wyrażenia dla tradycyjnej soczewki ($\Omega(\rho_1, \rho_2) \neq 0$):

$$n(r) = (1/a) \exp (\omega(\rho_1, p) + \omega(\rho_1, s) - \Omega(\rho_1, \rho_2)) \quad ,$$

gdzie:

$$\Omega(\rho_1, \rho_2) = \frac{2}{\pi} \int_a^1 \arctg \frac{(1 - \rho_1^2)^{1/2}}{(\rho_2^2 - 1)^{1/2}} \frac{dr}{r} \quad .$$

Opisana wyżej klasa soczewek Luneburga znalazła zastosowanie w technice mikrofalowej (mikrofalowe anteny nadawcze), szczególnie opracowane teoretycznie przez Morgana [MORGAN, 1958] z ogniskiem umieszczonym wewnątrz soczewki. W optyce zintegrowanej dominuje zastosowanie soczewek jako kolimatorów, lub realizujących transformatę Fouriera [ANDERSON i in., 1977a] (analizatory widma). Dalsze prace nad udoskonaleniem odwzorowania przez soczewki z pierścieniem wygładzającym, doprowadziły do powstania nowej klasy soczewek typu Luneburga, opisanej dokładniej w następnym rozdziale.

3.1.2. SOCZEWKI WIELOOGNISKOWE

Jeżeli soczewkę Luneburga ze sferą przedmiotową przeniesioną do nieskończoności uformuje się tak, by przygraniczny pierścień również posiadał, podobnie jak obszar centralny, własności skupiające, to możliwe jest uzyskanie ogniskowania różnych części promienia w różnych odległościach ogniskowych lub w różnych miejscach geometrycznych równocześnie [SOCHACKI,1984].

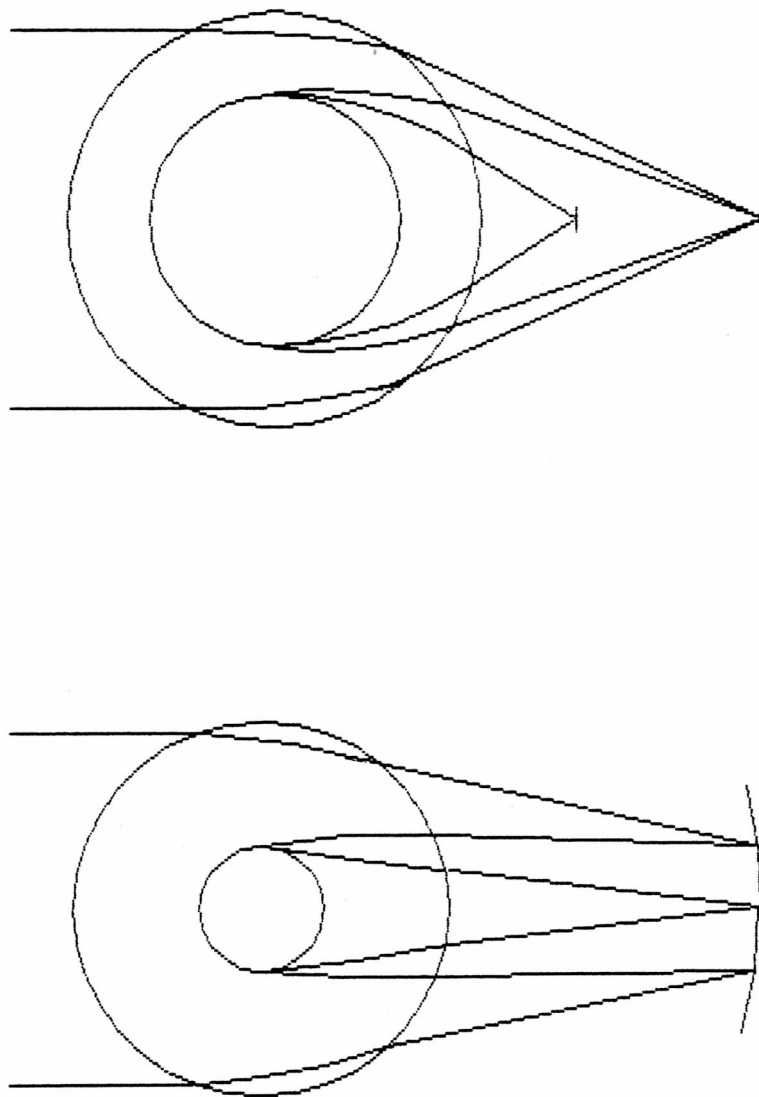
Najprostsze konfiguracje soczewek wieloogniskowych są przedstawione na rys.312-1. Opis teoretyczny planarnych dwu- i trzyogniskowych soczewek Luneburga został opracowany przez dr Jacka Sochackiego [SOCHACKI,1984]. Całkowe równanie toru promienia w soczewce dwuogniskowej o znormalizowanych do promienia ogniskowych s_1 i s_2 ma następującą postać (indeks "1" odnosi się do centralnej części o średnicy $2a$, a indeks "2" do pierścienia przygranicznego $a \leq r \leq 1$) :

- dla promieni przechodzących jedynie przez pierścień:

$$\int_{r_{\min}}^1 \frac{k \, dr}{r (\rho_2^2(r) - k^2)^{1/2}} = 0.5 \arcsin (k/s_2) + \arccos (k)$$

- dla promieni przechodzących przez centralną część soczewki:

RYS.312-1



Dwu- i trzyogniskowe planarne soczewki

Luneburga - idea [SOCHACKI,1984]

$$\int_{r_{\min}}^a \frac{k dr}{r (\rho_1^2(r) - k^2)^{1/2}} + \int_a^1 \frac{k dr}{r (\rho_2^2(r) - k^2)^{1/2}} =$$

$$= 0.5 \arcsin(k/s_1) + 0.5 \arcsin(k/s_2) + \arccos(k) .$$

Jeżeli założyć, że część centralna soczewki nie ma wpływu na zachowanie się promienia w pierścieniu, tzn. że dla

$$a \leq n(r) \leq \rho_1 \leq 1 \text{ zachodzi } \omega_a(\rho_1, s_1) = \omega_a(\rho_1, s_2) = 0,$$

to parametryczne równanie profilu znormalizowanego współczynnika załamania dla części centralnej może również opisywać cały obszar dwuogniskowej soczewki:

$$n(r) = \exp(\omega(\rho_1, s_2) + \omega_a(\rho_1, s_1) - \omega_a(\rho_1, s_2)) ,$$

gdzie

$$\omega_a(\rho_1, s_{1,2}) = \frac{1}{\pi} \int_{\rho_1}^{an(a)} \frac{\arcsin(k/s_{1,2}) dk}{(k^2 - \rho_1^2)^{1/2}} .$$

Przy zaniku przygranicznego pierścienia ($a \rightarrow 1$, $\rho_1(r) \rightarrow \rho_2(r)$) wyrażenie $\omega_a(\rho_1, s_{1,2})$ zmierza do $\omega(\rho, s_{1,2})$, a zatem $n(r) = \exp(\omega(\rho, s_1))$, pozostając w zgodzie z rezultatem dla soczewki jednoogniskowej.

Dla trzyogniskowej soczewki o jednakowych długościach znormalizowanych ogniskowych ($s_1 = s_2 = s$) i odległości

między ogniskami, wynoszącej h , całkowite równanie toru promienia, penetrującego jedynie pierścień przygraniczny soczewki (indeks "2"), ma postać:

$$\int_{r_{\min}}^1 \frac{k \, dr}{r (\rho_2^2(r) - k^2)^{1/2}} = 0.5 \arcsin(k/s) +$$

$$- 0.5 \arcsin(h/s) + \arccos(k) ,$$

a dla promienia przechodzącego również przez centralną część soczewki równanie to przybiera postać:

$$\int_{r_{\min}}^a \frac{k \, dr}{r (\rho_1^2(r) - k^2)^{1/2}} + \int_a^1 \frac{k \, dr}{r (\rho_2^2(r) - k^2)^{1/2}} =$$

$$= 0.5 \arcsin(k/s) + \arccos(k) .$$

Parametryczne równania profilu znormalizowanego współczynnika załamania dla takiej soczewki mają postać:

- dla pierścienia przygranicznego, tj. $a \leq r \leq 1$,

$$n_2(r) = \exp \left[\omega(\rho_2, s) - \frac{\arcsin(h/s)}{\pi} \ln \frac{1 + (1 - \rho_2^2)^{1/2}}{\rho_2} \right] ,$$

- dla części centralnej, tj. $0 \leq r \leq a$,

$$n_1(r) = \exp \left[\omega(\rho_1, s) - \frac{\arcsin(h/s)}{\pi} \ln \frac{1 + (1 - \rho_1^2)^{1/2}}{\arcsin(a) + ((\arcsin(a))^2 - \rho_1^2)^{1/2}} \right]$$

dla, jak poprzednio, $\rho_1(r) = r n_1(r)$ i $\rho_2(r) = r n_2(r)$ przy założeniu $n_1(a) = n_2(a)$ (tj. ciągłość profilu, przy braku ciągłości pierwszej i wyższych pochodnych).

Rozwiązania powyższych równań, mające sens fizyczny, istnieją dla $0 \leq h \leq h_{\max}$, gdzie

$$\frac{h_{\max}}{s} = \sin \left[\frac{\pi \omega(\arcsin(a), s)}{0.5 \ln(1 + (1 - (\arcsin(a))^2) - \ln(\arcsin(a)))} \right]$$

oraz istnieje pewna wartość h_0 , poniżej której, tj. dla $h < h_0$, profil współczynnika załamania jest monotoniczny:

$$h_0/s = \sin(\arcsin(1/s) - (1 - (\arcsin(a))^2)^{1/2} \arcsin \left[\frac{1 - (\arcsin(a))^2}{s^2 - (\arcsin(a))^2} \right]^{1/2}.$$

Gdy pierścień przygraniczny zacznie znikać ($a \rightarrow 1$, tj. $\arcsin(a) \rightarrow 1$) lub gdy ogniska zbliżają się do siebie ($h \rightarrow 0$), to $n_1(r)$ zbiega do wyrażenia opisującego soczewkę jednoogniskową (znika drugi człon wykładnika). Gdy obszar centralny zacznie znikać ($a \rightarrow 0$), uzyskać można soczewkę skupiającą dwie połowy promienia w dwóch ogniskach, oddległych od siebie o $2h$.

W ogólności soczewka trzyogniskowa może mieć swoje ogniska (środkowe i brzeżne) położone w różnych sferach

obrazowych ($s_1 \neq s_2$). Wprowadza to niewielkie modyfikacje do przytoczonych równań.

Wyprowadzenie parametrycznych równań profilu współczynnika załamania dla soczewek wieloogniskowych o liczbie ognisk większej od 3 (soczewki wielopierścieniowe), choć nie zostało przeprowadzone, będzie podobne do analiz nakreślonych powyżej.

Dzięki opracowaniu teoretycznemu wieloogniskowych soczewek Luneburga [SOCHACKI,1984] mogła powstać nowa generacja światłowodowych elementów refrakcyjnych, otwierająca nowe możliwości konstrukcyjne dla układów optyki zintegrowanej [RADOJEWSKI i in.,1986d].

3.2. ANALIZA BIEGU PROMIENIA W SOCZEWCE

Analiza biegu promienia w strukturze planarnej oparta jest na koncepcji efektywnego współczynnika załamania. Wykorzystuje ona podejście optyki geometrycznej, w której ugięcie opisywane jest zmianą prędkości fazowej. Zmiana prędkości fazowej jednego modu światła w światłowodzie, o grubości porównywalnej z długością fali świetlnej, związana jest ze zmianą efektywnego współczynnika załamania. Do takiej analizy wykorzystuje się zwykle przybliżenie optycznego pola skalarnego, pomijając z reguły efekty polaryzacyjne [BEAR i in., 1981]. Analiza biegu promienia ciągle uważana jest za najefektywniejszą metodę badania propagacji fali w planarnych elementach refrakcyjnych. [SOUTHWELL, 1982a], [DORIC i in., 1983a]. Przedstawione algorytmy są efektywne numerycznie i pozwalają na wyliczenie toru promieni w soczewkach, korzystając z popularnego sprzętu komputerowego.

3.2.1. PROCEDURA MONTAGNINA-SOUTHWELLA

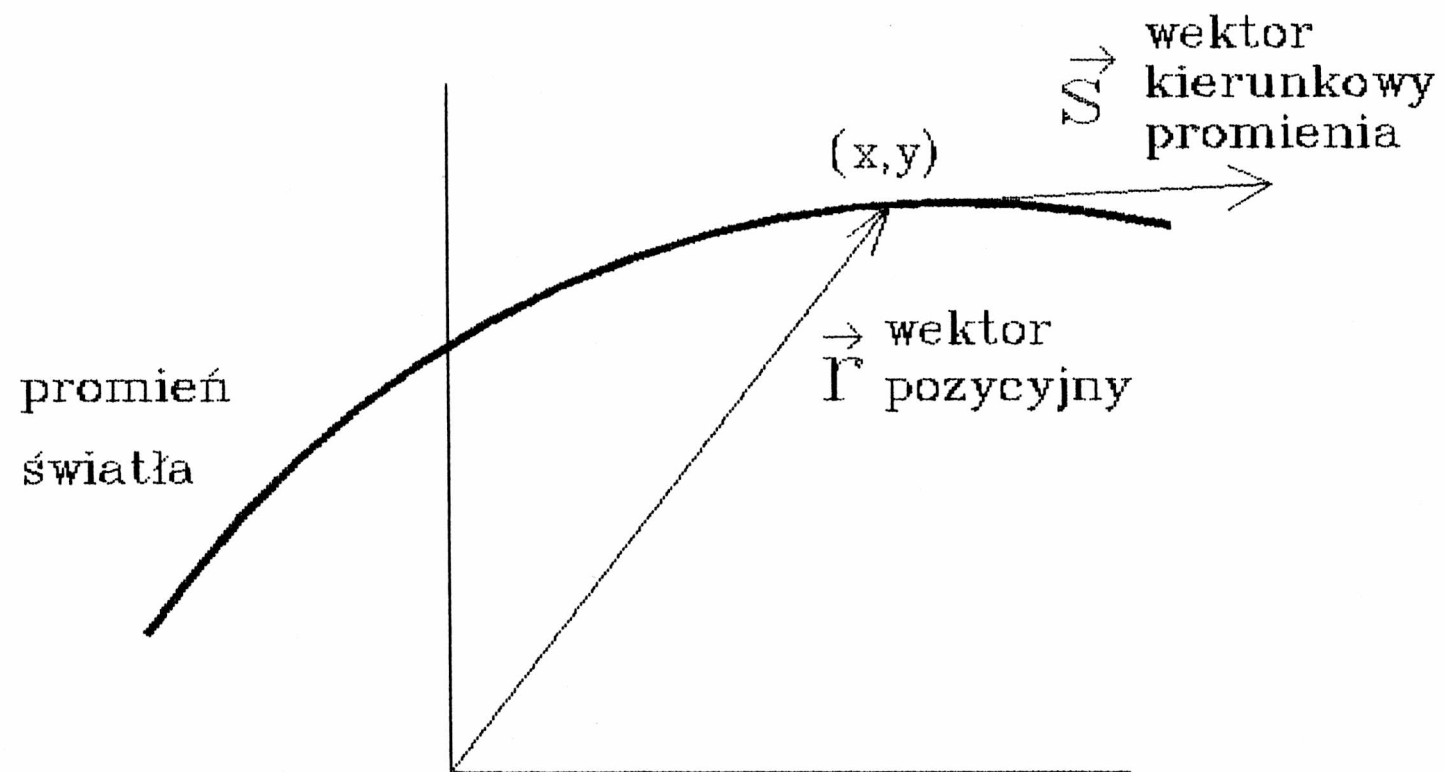
Algorytm procedury Montagnina-Southwella zawiera następujące kroki [SOUTHWELL,1977a]:

- (i) w punkcie (jak na rys.321-1) o znanych parametrach (wektor pozycyjny i wektor kierunkowy promienia) i o znanym gradiencie współczynnika załamania określa się wektor krzywizny i jej pochodną;
- (ii) w oparciu o powyższe wartości dla wybranego przyrostu wyznacza się z rozwinięcia wektora pozycyjnego w szereg Taylora (wokół znanego punktu) parametry nowego punktu, do którego dotarł promień światła;
- (iii) mając parametry nowego punktu, postępuje się jak w kroku (i).

Skalar s oznacza odległość wzdłuż toru promienia światła. Wektorem kierunkowym promienia jest $\vec{s} = d\vec{r}/ds$, a wektorem krzywizny $\vec{K} = d^2\vec{r}/ds^2 = d\vec{s}/ds$. Szereg Taylora dla wektora pozycyjnego $\vec{r}(s)$ można zapisać w postaci:

$$\vec{r}(s+\Delta s) = \vec{r}(s) + \frac{d\vec{r}}{ds} \bigg|_s \Delta s + \frac{1}{2!} \frac{d^2\vec{r}}{ds^2} \bigg|_s (\Delta s)^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3\vec{r}}{ds^3} \bigg|_s (\Delta s)^3 + \dots$$

Do wyliczenia potrzebnych wyrażeń może posłużyć różniczkowe równanie toru promienia w ośrodku z gradientem współczynnika załamania:



Rys. 321-1. Procedury analizy biegu promienia (oznaczenia).

$$\frac{d}{ds} \left[n \frac{d\vec{r}}{ds} \right] = \text{grad } n .$$

Z różniczkowego równania toru można wyznaczyć wektor $\vec{R}$ i $d\vec{R}/ds$, potrzebne do trzeciego i czwartego wyrazu szeregu Taylora:

$$\vec{R} = \left[\frac{1}{n} \right] \left[\text{grad } n - \left[\text{grad } n \cdot \vec{s} \right] \vec{s} \right] ,$$

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{R}}{ds} = & \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{dn}{nrdr} \right] \left[\vec{s} \cdot \vec{r} \right] \left[\vec{r} - \left[\vec{r} \cdot \vec{s} \right] \vec{s} \right] + \\ & - \left[\frac{dn}{nrdr} \right] \left[\left[\vec{r} \cdot \vec{R} \right] \vec{s} + \left[\vec{r} \cdot \vec{s} \right] \vec{R} \right] , \end{aligned}$$

gdzie "." oznacza iloczyn skalarny.

Krytycznym problemem jest wybór wartości przyrostu Δs . Z jednej strony duża wartość przyrostu obniży czas obliczeniowy, z drugiej zaś pogorszy dokładność procedury śledzenia biegu promienia. W przypadku dyfrakcyjnie ograniczonych soczewek dokładność określenia biegu promienia wyjściowego (tzn. opuszczającego soczewkę) jest bardzo istotna i nie może przekraczać ułamka długości fali świetlnej. Zatem w ostatnim kroku sekwencji (i), (ii), (iii), gdy promień przekracza krawędź soczewki, wymagana jest interpolacja (metoda Newtona), pozwalająca zadaną dokładnością na ustalenie parametrów promienia wyjściowego ($\vec{r}$, $\vec{s}$) na krawędzi soczewki.

Jak pokazał Southwell [SOUTHWELL,1982b] procedura oparta na rozwinięciu wektora pozycyjnego w szereg Taylora jest efektywniejsza od iteracyjnej metody Eulera, ponieważ ta ostatnia, choć z reguły stabilna, wymaga stosowania małych wartości przyrostów i nawet po zastosowaniu metody ekstrapolacji Richardsona (średnia ważona z trzech kolejno dwukrotnie mniejszych wartości przyrostów) czas obliczeń komputerowych jest znaczny. Ponadto na podstawie porównania symulacji z wynikami pomiarowymi [SOUTHWELL,1977a], algorytm Montagnina-Southwella okazał się przydatny do analizy biegu promienia w soczewkach dyfrakcyjnie ograniczonych i jest procedurą obliczeniowo wydajną.

3.2.2. PROCEDURA SHARMY-GHATAKA

Metoda Sharmy-Ghataka [SHARMA i in., 1982] polega w ogólności na przekształceniu równania promienia do postaci nadającej się do numerycznego całkowania i rozwiązania otrzymanego wyrażenia metodą Rungego-Kutty. Równaniem wyjściowym jest równanie promienia w postaci:

$$\frac{d}{ds} \left[n(r) \frac{d\vec{r}}{ds} \right] = \text{grad } n(r) .$$

Oznaczenia jak w poprzednim podrozdziale (por. rys. 321-1):

$\vec{r}$ - wektor pozycyjny, $n(r)$ - rozkład współczynnika załamania (w ogólności przestrzenny), ds - elementarny łuk wzdłuż toru promienia. Do przekształcania tego równania posłużyło podstawienie: $n dt = ds$. Zatem otrzymano:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = n \text{ grad } n \quad \text{lub} \quad \frac{2d^2\vec{r}}{dt^2} = \text{grad } (n^2) .$$

Równanie promienia w tej postaci podlega następnie numerycznemu całkowaniu. W większości praktycznych wypadków rozkład współczynnika załamania nie jest anizotropowy, czyli $\text{grad } (n^2)$ nie zależy od drogi optycznej $d\vec{r}/dt$, co znacznie upraszcza stosowanie metody Rungego-Kutty.

Omawiana procedura polega na wyznaczeniu, startując ze znanego punktu, drogi optycznej i współrzędnych nowego

punktu, do którego dotarł promień. W zapisie macierzowym, gdzie wektor pozycyjny $\vec{r}$ o składowych $[x, y, z]$ został zastąpiony jednowymiarową macierzą

$$\mathbb{R} = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

i dla ułatwienia oznaczono następujące macierze (dla punktu o współrzędnych (x_n, y_n, z_n)):

$$\mathbb{R}_n = \begin{bmatrix} x_n \\ y_n \\ z_n \end{bmatrix}, \quad \mathbb{T}_n = n(x_n, y_n, z_n) \begin{bmatrix} dx/ds \\ dy/ds \\ dz/ds \end{bmatrix} \bigg|_{\mathbb{R}_n}$$

$$\mathbb{D}(\mathbb{R}_n) = n(x_n, y_n, z_n) \begin{bmatrix} \partial n / \partial x \\ \partial n / \partial y \\ \partial n / \partial z \end{bmatrix} \bigg|_{\mathbb{R}_n},$$

algorytm ma następującą postać:

$$\begin{aligned} \mathbb{R}_{n+1} &= \mathbb{R}_n + \\ &+ \Delta t \left[\mathbb{T}_n + \frac{1}{8} \Delta t \left(\mathbb{D}(\mathbb{R}_n) + 2\mathbb{D}(\mathbb{R}_n + \frac{1}{2}\Delta t \mathbb{T}_n + \frac{1}{8}\Delta t^2 \mathbb{D}(\mathbb{R}_n)) \right) \right], \end{aligned}$$

gdzie $\mathbb{T}_n$ wyznacza się iteracyjnie z równania:

$$\begin{aligned}
U_{n+1} &= U_n + \\
&+ \frac{1}{8} \Delta t \left(D(R_n) + 4D(R_n + \frac{1}{2}\Delta t U_n + \frac{1}{8}\Delta t^2 D(R_n)) \right) + \\
&+ \frac{1}{8} \Delta t \left(D(R_n + \Delta t U_n + \frac{1}{2}\Delta t^2 D(R_n + \frac{1}{2}\Delta t U_n + \frac{1}{8}\Delta t^2 D(R_n))) \right),
\end{aligned}$$

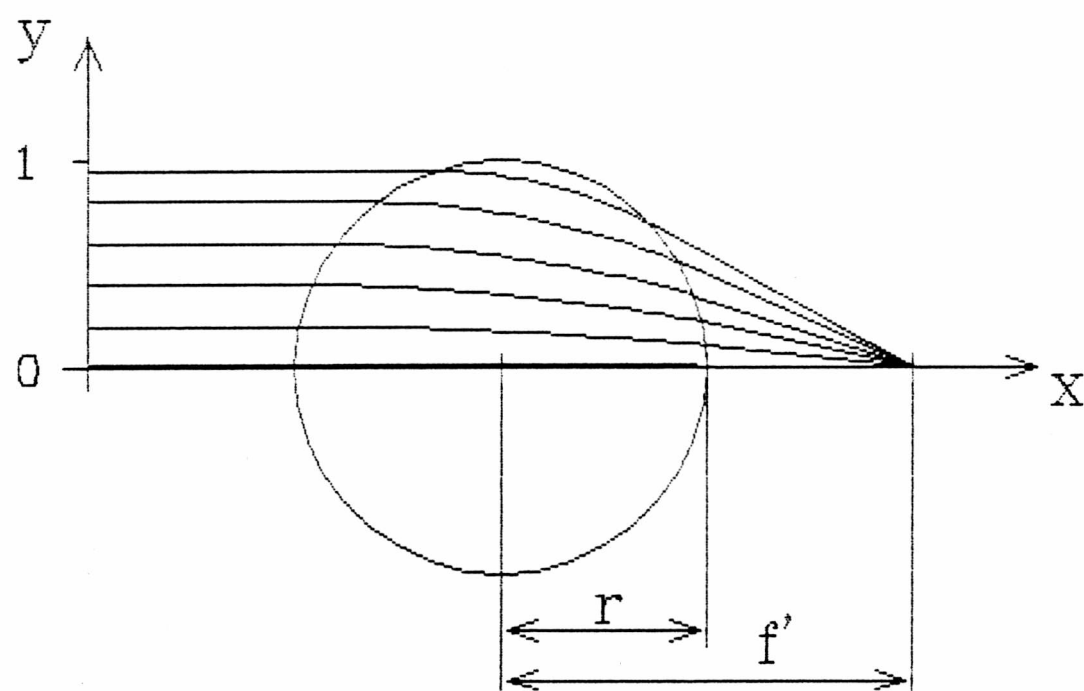
a Δt jest wybranym przyrostem drogi optycznej. Zmniejszanie Δt będzie poprawiać dokładność analizy biegu promienia, wydłużając z kolei czas obliczeń.

Autorzy [SHARMA i in., 1982] pokazali, że metoda Southwella-Montagnina (sekcja 3.2.1) jest o półtora rzędu mniej efektywna od ich metody (tzn. te same dokładności analizy uzyskuje się dla wartości przyrostów różniących się w obu metodach 35 razy na niekorzyść procedury Southwella-Montagnina).

Procedurę Sharmy-Ghataka zmodyfikowali Doric i in. [DORIC i in., 1983a], zastępując numeryczną pochodną rozkładu współczynnika załamania jej analityczną (w formie szeregu) postacią, podaną przez Colombiniego [COLOMBINI, 1981] dla uogólnionej soczewki Luneburga. Uprościło to całą analizę toru promienia o żmudne numeryczne różniczkowanie $n(r)$ w każdym kroku procedury. Zasadnicza idea procedury pozostała nie zmieniona.

3.2.3. WYKORZYSTANIE ANALIZY DO PROJEKTOWANIA SOCZEWEK

Wykonanie planarnej światłowodowej soczewki Luneburga polega na uzyskaniu na światłowodzie planarnym wypukłości o obliczonym rozkładzie grubości. W rozdziale 3.1 podano teoretyczny opis rozkładu efektywnego współczynnika załamania różnych typów soczewek Luneburga. Rozkład grubości i rozkład efektywnego współczynnika załamania powiązane są równaniami dyspersji, będącymi w ogólności rozwiązaniem równań Maxwella dla propagacji poprzecznego modu elektrycznego (TE_m) lub magnetycznego (TM_m) rzędu m w strukturze wielowarstwowej. Przykładową krzywą dyspersji modów w światłowodzie dla podstawowych modów propagujących się w strukturze Ta_2O_5 na utlenionym krzemie przedstawia rys.210-3. Wyliczenie rozkładu grubości planarnej soczewki Luneburga jest końcowym etapem projektowania soczewek. Do teoretycznego określenia parametrów zaprojektowanej soczewki służą właśnie procedury analizujące bieg promienia. Zgodnie z algorytmami Montagnina-Southwella i Sharpy-Ghataka autor pracy napisał programy wyliczające teoretyczny bieg promienia w soczewce o danym profilu współczynnika załamania (przykładowe tory promienia przedstawia rys.323-2). Na podstawie tych obliczeń można było wyznaczyć teoretyczną długość ogniskowej i aberracje soczewki oraz wpływ parametrów technologicznych na te wielkości. Wyniki praktyczne będą omówione w rozdziale 3.7.



Rys. 323-2 Bieg promienia w soczewce o znormalizowanej ogniskowej $S=2$ dla kilku pozycji promienia w aperturze. ($S=f'/r$).

3.3. PROJEKTOWANIE UKŁADU MASKOWANIA PODŁOŻA

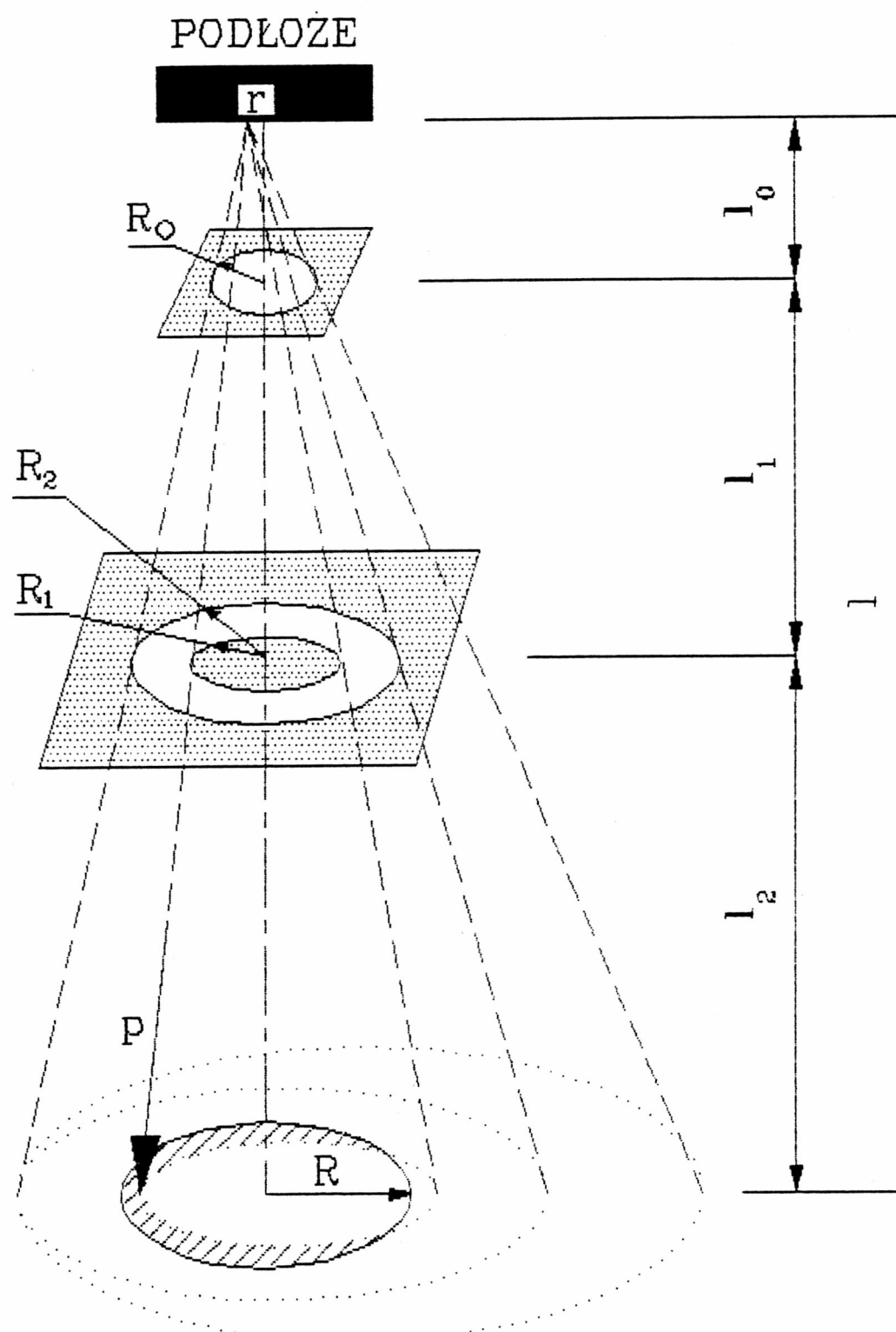
Rozkład grubości planarnej soczewki Luneburga jest punktem wyjściowym w projektowaniu maskowania podłoża, na które technikami kompatybilnymi z metodami wytwarzania światłowodów planarnych nanosi się pożądaną wypukłość. Dotychczas opracowano trzy grupy metod maskowania podłoża [HATAKOSHI i in., 1979], [YAO i in., 1978a], [RADOJEWSKI i in., 1984a], które kolejno zostaną omówione poniżej.

3.3.1. ZESPÓŁ MASEK PROSTYCH (DLA PAROWANIA)

Hatakoshi i współpracownicy [HATAKOSHI i in., 1979] opracowali metodę nanoszenia osiowo symetrycznych wypukłości przez układ dwóch masek mechanicznych dla parowania próżniowego. Jedna z masek, w bezpośrednim sąsiedztwie podłoża, posiada otwór kołowy. Druga natomiast, umieszczona w pewnej od niej odległości, ma otwór pierścieniowy. Konfigurację obu masek, podłoża i źródła par przedstawia rys. 331-1. Przy założeniu, że kątowy rozkład cząstek parowanych jest cosinusowy, rozkład grubości nanoszonej wypukłości jest dla tej konfiguracji opisany równaniem:

$$d(r) = c \iint_{\mathfrak{N}} \frac{1}{p} \left(\frac{1}{p} \right)^2 d\mathfrak{N} \quad ,$$

gdzie c jest stałą proporcjonalności, p odległością, jaką pokonuje parowana cząsteczka (poruszająca się po linii prostej), l odległością podłoża - źródła par, $d\mathfrak{N}$ jest elementem powierzchni kolistego źródła par, $\mathfrak{N}$ jest obszarem (częścią powierzchni) źródła par, z którego docierają cząsteczki do danego punktu na podłożu (obszar "widziany" z podłoża przez otwory w maskach). Wszystkie oznaczenia pokazano na rys. 331-1. Dla wybranego rozmieszczenia masek i podłoża w stosunku do źródła par oraz rozmiarów otworów w maskach można wyliczyć rozkład grubości warstwy na podłożu. Projektowanie maski polega jednak na zagadnieniu odwrotnym.



Rys.331-1. Zespół masek prostych - oznaczenia.

Należy wyliczyć kształt i rozmieszczenie masek tak, by w wyniku ich zastosowania otrzymać żądany profil grubości warstwy. Stosuje się metody iteracyjne, zmieniając konfigurację masek i badając wpływ tych zmian na profil grubości. Obliczenia są żmudne i prowadzi się je dopóki wyliczony profil grubości dla danego zestawu parametrów masek zacznie zgadzać się z zadowalającą dokładnością z profilem oczekiwanym. Sam proces nanoszenia prowadzi się dla wirującego podłoża w celu uniknięcia odwzorowania wsporników maski z pierścieniowym otworem. W praktyce metoda ta dała pozytywne wyniki na przykładzie soczewek ZnS na podłożu Corning C7059/Pyrex [HATAKOSHI i in., 1979].

3.3.2. MASKA O PROFILOWANYCH KRAWĘDZIACH (DLA ROZPYLANIA)

Yao i współpracownicy [YAO i in.,1978a] opracowali metodę nanoszenia soczewek Luneburga dla diodowego układu do rozpylania w.cz. Metoda polega na rozpylaniu targetu przez maskę mechaniczną o profilowanych krawędziach. Już cztery lata wcześniej maska o zmiennej w funkcji grubości średnicy otworu została użyta do wytworzenia soczewki Nb_2O_5 na napylonym światłowodzie $SiO_2 \cdot BaO$ [ZERNIKE,1974]. Otwór w użytej masce był jednosekcyjny stożkowy (rys.332-1a), podczas gdy stożkowy otwór w masce, użytej przez Yao i współpracowników, był dwunastosekcyjny (rys.332-1b). Ponadto Yao [YAO,1979] podał teoretyczny opis i procedurę iteracyjną projektowania profilu krawędzi otworu maski. W 1982 roku zastosowano maskę o walcowym otworze dwunastosekcyjnym ("schodkowym") - rys.332-1c [BRYAN i in.,1982], a w 1984 podano paraboliczny profil otworu maski o profilowanych krawędziach (rys.332-1d, [RADOJEWSKI i in.,1984c]) w oparciu o modyfikację procedury iteracyjnej Yao.

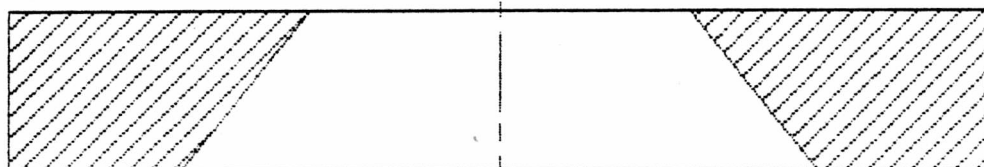
Numeryczna symulacja rozpylania materiału przez maskę z otworem o profilowanych krawędziach opiera się o następujące założenia [YAO,1979]:

- rozkład katowy rozpylanych cząstek w płaszczyźnie maski jest lambertowski,
- średnia droga swobodna rozpylonych cząstek jest większa od grubości maski, ale dużo mniejsza od odległości maska-target,
- średnica otworu w masce jest dużo mniejsza od średnicy rozpylanego targetu,

Rys. 332-1.

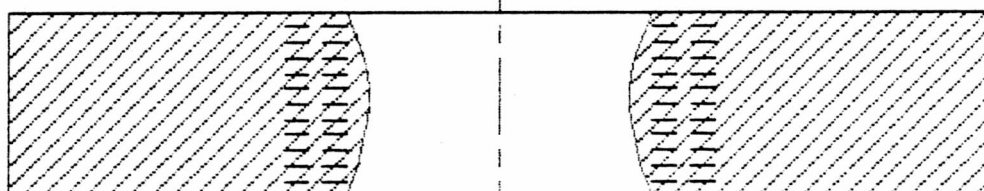
[ZERNIKE,1974]

a)



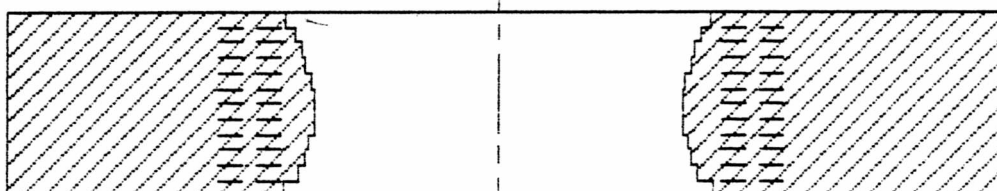
b)

[YAO i in.,1978a]



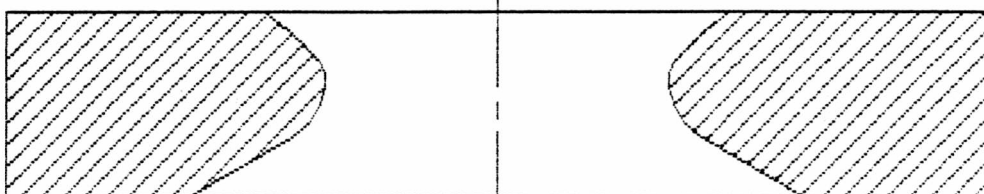
c)

[BRYAN i in.,1982]



d)

[RADOJEWSKI i in., 1984c]



Maski z profilowanym otworem.

- grubość maski jest dużo mniejsza niż odległość target-pod-
łoża.

Zakłada się również symetrię osiową otworu w masce. Układ
współrzędnych i oznaczenia przedstawiono na rys. 332-2. Dla
dowolnego punktu $P_0 (x_0, y_0, 0)$ na powierzchni podłoża rozkład
grubości napyłanej soczewki opisany jest równaniem:

$$T(x_0, y_0) = \iint_U \frac{A(\theta) G \cos \theta}{R^2} dx dy ,$$

gdzie

$$\cos \theta = D \left[(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 \right]^{-1/2} ,$$

$$R = \left[(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + z_1^2 \right]^{1/2} ,$$

$G = 1$, gdy punkt $P_0 (x_0, y_0, 0)$ "widzi" przez otwór maski
punkt $P_1 (x_1, y_1, z_1)$;

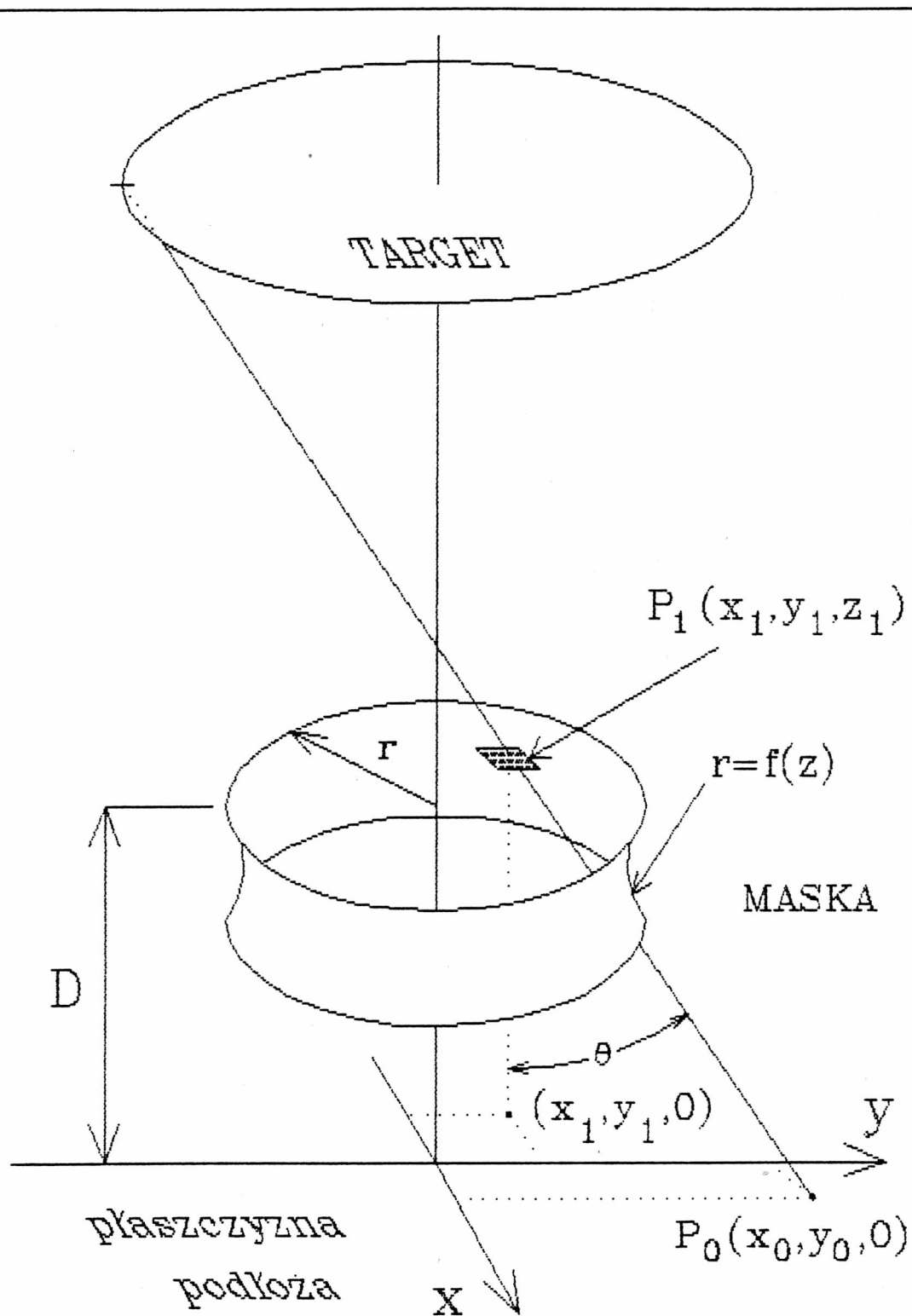
$G = 0$, gdy punkt $P_0 (x_0, y_0, 0)$ nie "widzi" przez otwór
maski punktu $P_1 (x_1, y_1, z_1)$;

$A(\theta)$ jest kątowym rozkładem rozpylonych cząstek,

$dx dy$ jest elementarną powierzchnią w płaszczyźnie
wejściowej otworu maski,

U jest obszarem całkowania, tj. częścią powierzchni w
płaszczyźnie wejściowej otworu maski widzianej z
punktu P_0 ,

D jest odległością między powierzchnią wejściową otworu
maski a podłożem.



Rys.332-2. Konfiguracja maski
z profilowanym otworem

$r = f(z)$ jest w ogólności profilem krawędzi otworu w masce (por. rys. 332-2).

Podobnie jak w metodzie dla parowania, i tu kształt maski wyznacza profil grubości. Wyliczenie kształtu krawędzi maski dla zadanego profilu grubości wymaga dobierania jej kształtu w procesie iteracyjnym. Obliczenia prowadzi się dopóki wyliczony rozkład grubości (w tym wypadku dla danego profilu krawędzi otworu w masce) zacznie zgadzać się z zadowalającą dokładnością z rozkładem przewidzianym do wykonania. Opisana metoda sprawdziła się praktycznie na przykładzie soczewki Ta_2O_5 na podłożu Corning DC7059/ SiO_2 [YAO i in., 1978a], [BRYAN i in., 1982] oraz soczewki z Ta_2O_5 na światłowodzie Ta_2O_5 na utlenionym krzemie [RADOJEWSKI i in., 1984c].

3.3.3. PRZESŁONA IRYSOWA (UNIWERSALNA)

Metoda maskowania podłoża, wykorzystująca przesłone irysową [RADOJEWSKI i in., 1984a], nadaje się do zastosowania nie tylko w rozpylaniu i parowaniu ale również i w implantacji jonowej (formowanie odpowiedniego profilu współczynnika załamania w światłowodzie). Polega ona na stosowaniu cienkiej maski mechanicznej o zmieniającej się w czasie trwania procesu średnicy otworu. W dowolnym układzie do nanoszenia cząstek grubość warstwy (d) jest powiązana z czasem trwania procesu technologicznego (t) pewną stałą c (prędkość nanoszenia):

$$d = c t .$$

W przypadku implantacji jonów współczynnik załamania światła dla warstwy zmienia się liniowo z czasem trwania procesu (proporcjonalnie do strumienia jonów implantowanych). Natomiast w przypadku nanoszenia cząstek, gdy żądany profil grubości soczewki opisany jest pewną jednoznaczną funkcją: $d = f(r)$, to:

$$r = f^{-1}(ct) ,$$

gdzie f^{-1} jest funkcją odwrotną do f . Powyższe równanie opisuje wartość promienia otworu maski w funkcji czasu trwania procesu technologicznego.

Promień otworu w typowej przysłonie irysowej zależy liniowo od kąta wychylenia dźwigni przesłony (α) [CHALECKI,

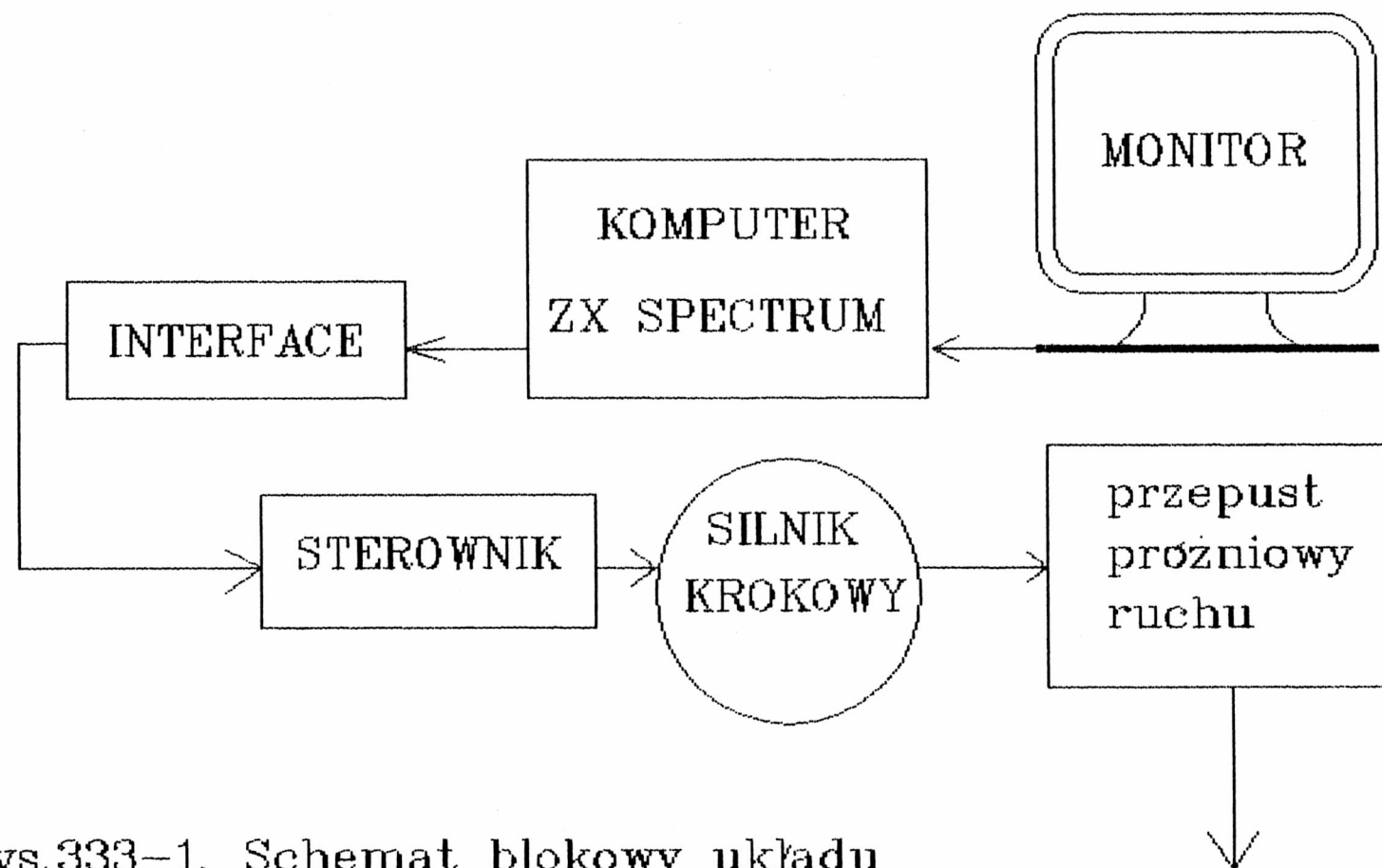
1982]. Zatem zależność kąta α od czasu ma następującą postać:

$$\alpha = f^{-1}(ct)/b ,$$

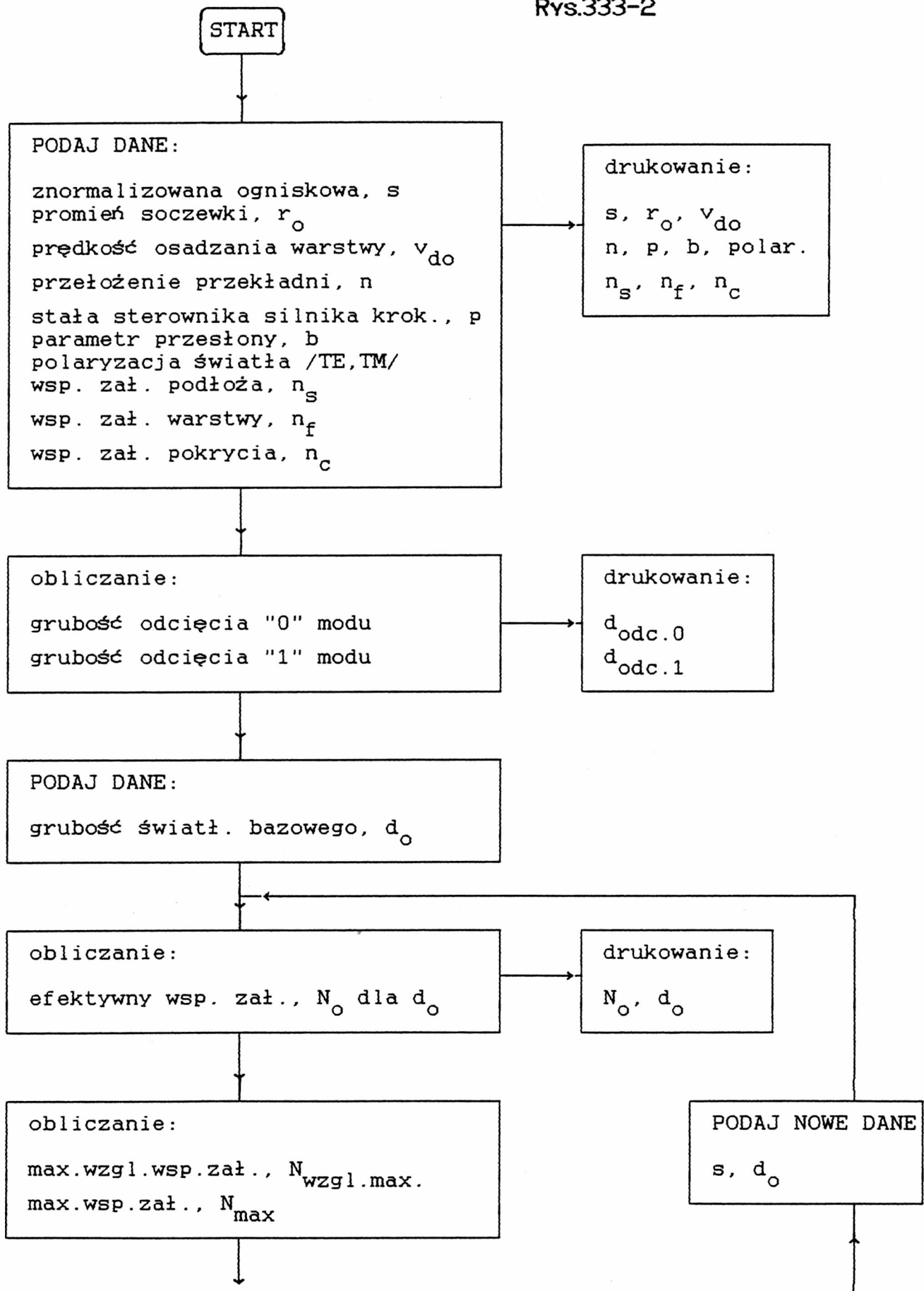
gdzie b jest współczynnikiem proporcjonalności promienia otworu w przesłonie i kąta wychylenia dźwigni i jest stały dla danej przesłony irysowej. Powyższe równanie jest punktem wyjściowym do zaprogramowania wychylenia dźwigni przesłony $\alpha(t)$. Schemat układu wykonawczego przesuwu dźwigni przesłony irysowej przedstawia rys. 333-1. Układ ten został zamontowany w trójtargetowym urządzeniu do napyłania dielektryków i metali w polu wysokiej częstotliwości w Instytucie Technologii Elektronowej PWr. Jest on w pełni zautomatyzowany. Jednostkę sterującą i obliczeniową stanowi prosty i tani mikrokomputer domowy ZX SPECTRUM, wyposażony przez autora w konieczne układy sprzęgające. Mikrokomputer steruje silnikiem krokowym napędzającym przesłonę irysową, generując w czasie trwania procesu nanoszenia soczewki ciąg impulsów o zmieniającej się częstotliwości. Silnik krokowy przez przekładnię zębatą porusza wał próżniowego przepustu obrotowego. Wewnątrz klosza aparatury próżniowej znajduje się przesłona irysowa, umieszczona nad płytką podłożową z naniesionym światłowodem bazowym. Dźwignia przesłony poruszana jest przez wał przepustu ruchu za pośrednictwem kół zębatych. Na rys. 333-2 przedstawiono schemat blokowy programu sterującego układem z rys. 333-1.

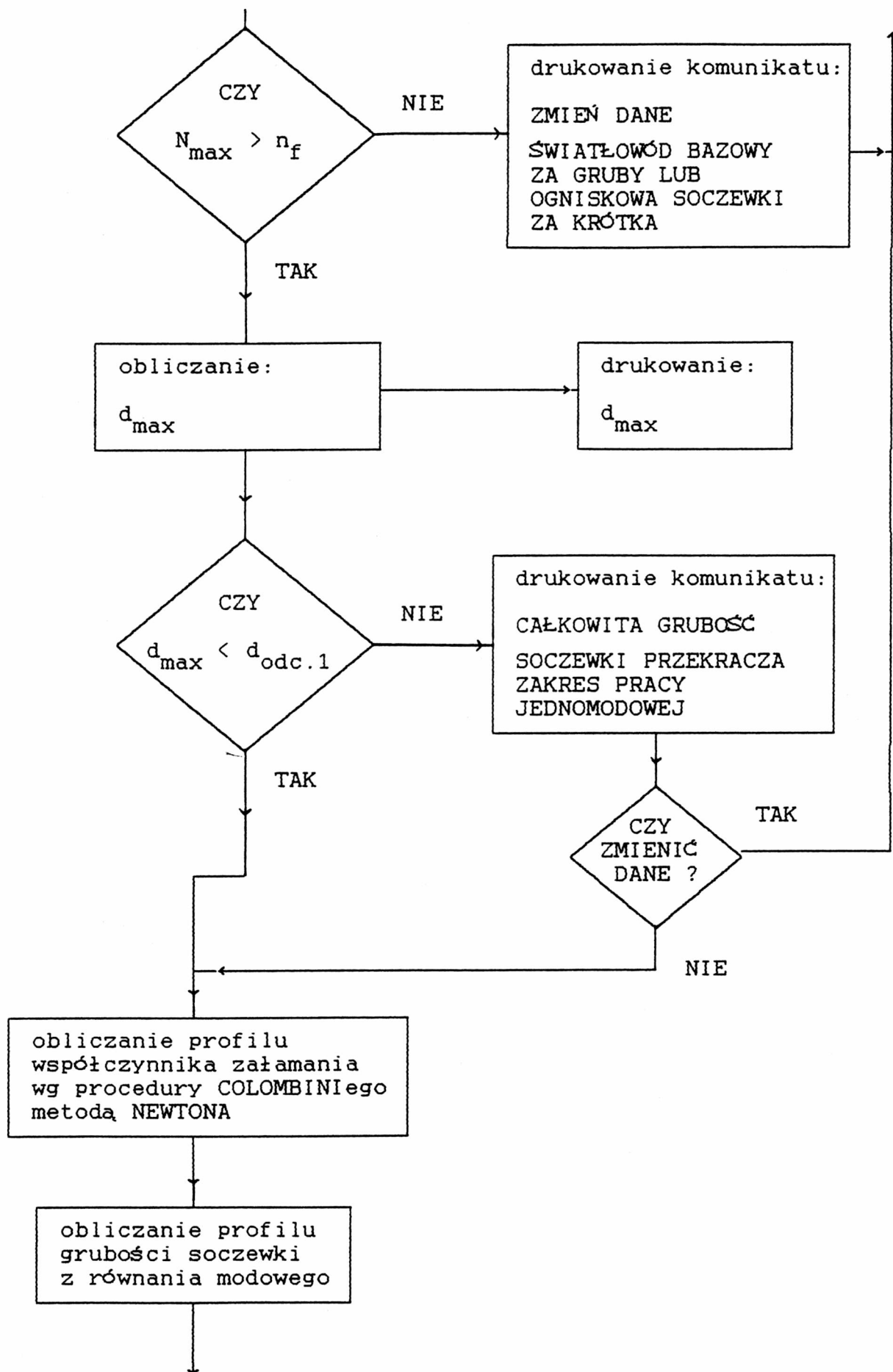
Działanie programu jest następujące:

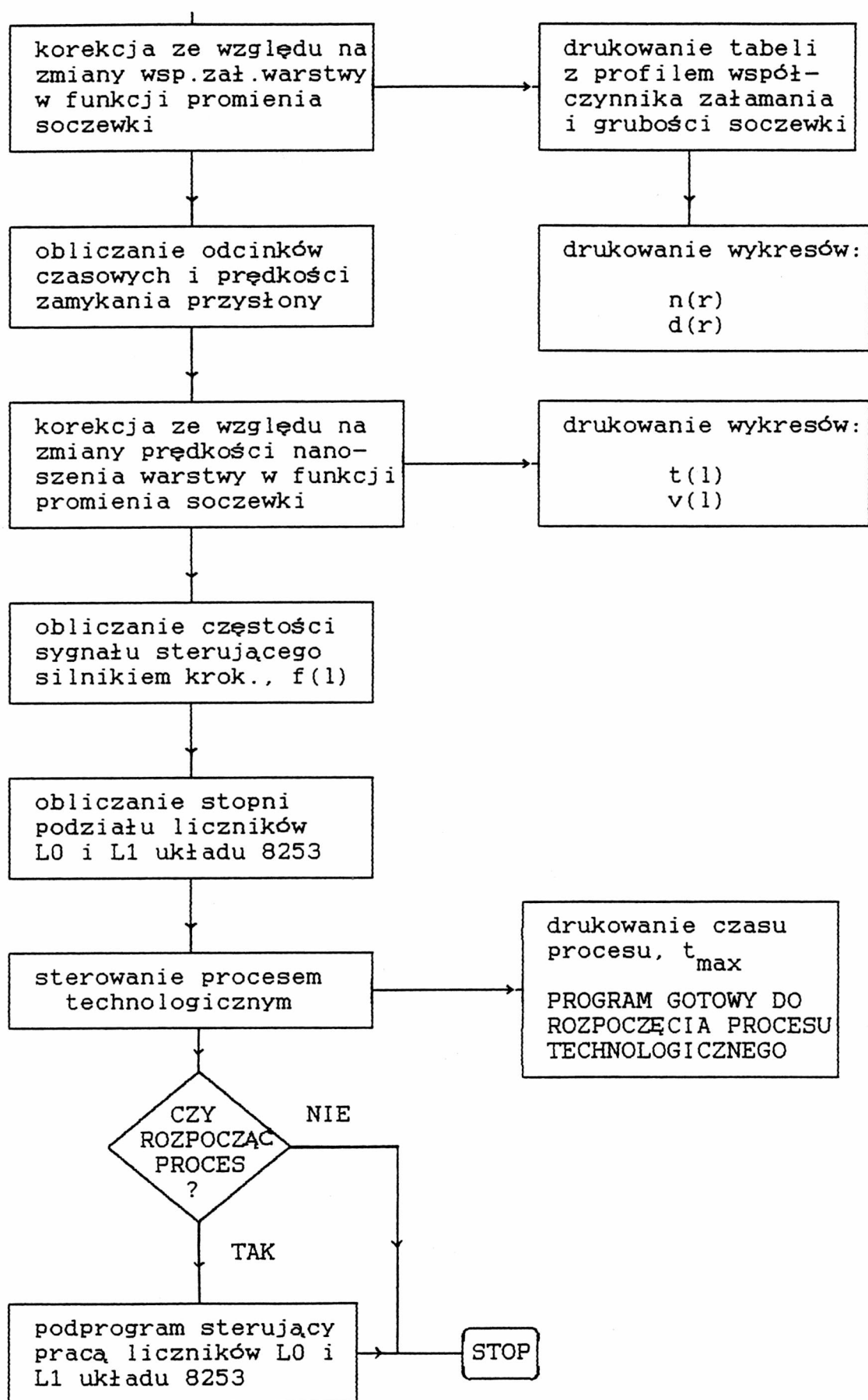
Po starcie i zarezerwowaniu potrzebnych na zmienne tablicowe



Rys.333-1. Schemat blokowy układu wykonawczego przesuwu dźwigni przysłony irysowej.







nastąpi odcięcie propagacji modu zerowego i modu pierwszego wg następującego równania:

$$d_{\text{odc. "m"}} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(n_f^2 - n_s^2)}} - (\arctg \sqrt{\text{asym}} + m\pi)$$

gdzie: m - rząd modu (tu: 0 lub 1),

asym - parametr asymetrii światłowodu:

$$\text{asym}_{\text{TE}} = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_c^2}$$

$$\text{asym}_{\text{TM}} = \frac{n_f^4}{n_c^4} \text{asym}_{\text{TE}} .$$

Obliczone grubości odcięcia wyświetlane są na ekranie monitora. Następnie należy podać grubość światłowodu bazowego, d_0 [m]. Wartość ta powinna wynosić:

$$d_0 = (d_{\text{odc "1"}} - d_{\text{odc "0"}}) \text{PSMR} + d_{\text{odc "0"}} .$$

Parametr PSMR powinien zawierać się w granicach 0,1 - 0,3. Szerzej o tym parametrze w rozdziale 3.6.1. Korzystając z podanej wartości d_0 mikrokomputer oblicza efektywny współczynnik załamania modu N_0 metodą iteracyjną Newtona, korzystając z danych d_0 , n_c , n_s , n_f , λ , polaryzacja. Informacja o współczynniku załamania podawana jest na ekranie monitora. Następnie obliczane są: względny

efektywny współczynnik załamania, N_{relmax} w centrum soczewki i maksymalny efektywny współczynnik załamania N_{max} w centrum soczewki wg następujących równań:

$$N_{rel\ max} = \exp (\omega(0,S))$$

$$\text{gdzie } \omega(0,S) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{S} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\prod_{n=1}^k (2n - 1)}{S^{2n+1} (2n+1)^2 \prod_{n=1}^k (2n)} \right]$$

$$N_{max} = N_o N_{rel\ max}$$

Po wyświetleniu obliczonych wartości na ekranie monitora, komputer porównuje obliczoną wartość N_{max} ze współczynnikiem załamania warstwy światłowodowej. Gdy N_{max} przewyższa n_f , komputer wyświetla na ekranie komunikat:

"ZMIEN DANE, ŚWIATŁOWÓD BAZOWY ZA GRUBY LUB OGNISKOWA SOCZEWKI ZA MAŁA" i prosi o nowe wartości S i d_o .

Gdy $N_{max} < n_f$ mikrokomputer przechodzi do następnego bloku, w którym oblicza grubość światłowodu w centrum soczewki, d_{max} . Obliczenia dokonywane są na podstawie wartości N_{max} , n_f , n_s , n_c , λ , korzystając z równania modowego dla odpowiedniej polaryzacji /TE lub TM/. Następnie po wyświetleniu wartości d_{max} na monitorze, wartość ta jest porównywana z wartością grubości odcięcia pierwszego modu $d_{odc"1"}$. Gdy $d_{max} > d_{odc"1"}$, mikrokomputer wyświetla następujący komunikat:

"CAŁKOWITA GRUBOŚĆ SOCZEWKI PRZEKRACZA ZAKRES PRACY JEDNOMODOWEJ", a następnie prosi o podjęcie decyzji, czy obliczenia mają być prowadzone dalej przy nie spełnionym warunku jednomodowości układu, czy dane mają być zmienione. W przypadku, gdy dane należy zmienić, mikrokomputer prosi o nowe wartości d_0 i S i powtarza obliczenia. Gdy $d_{\max} < d_{\text{odc}} "1"$ lub użytkownik zgadza się na pracę układu poza obszarem jednomodowym, mikrokomputer oblicza czas trwania procesu i przechodzi do obliczeń profilu współczynnika załamania soczewki. Obliczenia prowadzone są wg zależności podanych w rozdziale 3.3.1 korzystając z szeregu Colombiniego [COLOMBINI, 1981] dla obliczenia $\omega(\rho, S)$. Ponieważ lokalny współczynnik załamania $n(r)$ soczewki nie jest jawną funkcją promienia r , do obliczania profilu zastosowano procedurę Newtona, poszukując zer funkcji :

$$F(n) = \exp (\omega(\rho, S)) - n \quad .$$

Potrzebna do obliczeń pochodna :

$$F'(n) = \exp (\omega(\rho, S)) \cdot r \frac{d\omega}{d\rho} - 1$$

wyznaczana jest z następującego wyrażenia analitycznego na $d\omega/d\rho$ [DORIC i in, 1983]:

$$\frac{d\omega}{d\rho} = \frac{1}{\pi \rho} \left[\arcsin \left(\frac{1-\rho^2}{S^2-\rho^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{(1-\rho^2)^{1/2}} \arcsin \left(\frac{1}{S} \right) \right] .$$

Obliczenia prowadzone są dla 101 równo odległych punktów leżących na promieniu soczewki.

Po wyliczeniu profilu współczynnika załamania mikrokomputer oblicza profil grubości soczewki, $d(r)$, korzystając z równania modowego. W tym miejscu uwzględniana jest zależność współczynnika załamania warstwy n_f od prędkości wzrostu warstwy, która nie jest stała w obrębie maski (zagadnienie omówione w rozdziale 3.6). Obliczenia prowadzone są także dla 101 punktów na promieniu soczewki. Wyniki obliczeń $n(r)$ i $d(r)$ w postaci tabeli są prezentowane na ekranie monitora.

W kolejnym bloku programu obliczane są parametry ruchu przysłony. W obliczeniach założono, że grubość nanoszonej warstwy jest proporcjonalna do czasu otwarcia przysłony nad danym obszarem podłoża (z uwzględnieniem zmiany prędkości wzrostu warstwy, o czym szczegółowo w rozdziale 3.6). Zatem najdłużej powinien być odsłonięty obszar w centrum soczewki. Obszar całej soczewki podzielony został hipotetycznie na 100 równych koncentrycznych sekcji wzdłuż promienia. Grubość warstwy na granicach tych sekcji policzona została już wcześniej. Czas nanoszenia na każdej granicy sekcji wyznacza się następująco:

$$t(1) = d(1) / v_d(1) \quad , \quad 1 = 1, \dots, 101$$

gdzie $v_d(1)$ - prędkość nanoszenia w funkcji średnicy otworu maski (patrz rozdz. 3.6)

Na obrzeżu soczewki /w sekcji setnej/, gdzie grubość warstwy

zmienia się od zera $/d(101)/$ do pewnej wartości $/d(100)/$, całkowity czas odsłonięcia tej sekcji zmienia się odpowiednio od zera $/t(101)/$ do wartości $t(100)$. Przyjęto, że w obszarze sekcji krawędź przysłony będzie poruszać się ze stałą prędkością, równą stosunkowi szerokości sekcji do różnicy czasu otwarcia przysłony dla obu krańców sekcji. Tak więc dla wspomnianej sekcji mamy:

$$v(100) = \left| \frac{r_o/100}{t(101) - t(100)} \right|$$

lub ogólnie:

$$v(1-1) = \left| \frac{r_o/100}{t(1) - t(1-1)} \right|, \quad 1 = 2, \dots, 101$$

gdzie $v(1)$ - prędkość przesuwu krawędzi przysłony w obrębie strefy o numerze 1.

W układzie wykonawczym przysłonę irysową napędza silnik krokowy zasilany ze sterownika. Prędkość przesuwu krawędzi przysłony jest powiązana z prędkością obrotową silnika ω_{sk} następującą zależnością:

$$\omega_{sk} = \frac{v(1)}{b \cdot n \cdot 2 \cdot \pi}$$

gdzie: b - parametr przysłony

n - przełożenie przekładni.

Dla zaprojektowanego i wykonanego sterownika prędkość obrotowa silnika krokowego powiązana jest z częstotliwością sygnału sterującego prostą zależnością:

$$\omega_{sk} = \frac{f}{p}$$

gdzie p = ilość biegunów silnika. Stąd, częstotliwość sygnału, jaką ma wygenerować mikrokomputer w 1-tym przedziale czasowym wynosi:

$$f(1) = p \frac{v(1)}{2 \pi b n}$$

Generacja odpowiednich częstotliwości odbywa się następująco: Do mikrokomputera podłączono przez złącze krawędziowe układ sprzęgający z programowalnym zegarem/licznikiem typu 8253. Zawiera on trzy liczniki /L0, L1 i L2/ o pojemności 2^{16} każdy. Dwa z nich /L0 i L1/ zaprogramowano tak, by pracowały jako programowane liczniki częstotliwości. Połączono je szeregowo. Łączny współczynnik podziału jest wtedy iloczynem stopnia podziału poszczególnych liczników. Na wejście pierwszego licznika podano sygnał z wewnętrznego generatora kwarcowego komputera o częstotliwości ok. 4 MHz. Mikrokomputer dla każdej częstotliwości $f(1)$ oblicza stopień podziału licznika L0 i L1 w ten sposób, by jeden z nich pracował blisko górnej granicy podziału $/2^{16}/$ i tę wartość zmienia dla generacji kolejnych częstotliwości $f(1)$. Gdy pojemność licznika okazuje się za małą, zwiększa stopień podziału drugiego licznika z zachowaniem powyższego zastrzeżenia. W ten sposób uzyskuje się najmniejszy błąd, wynikający z dyskretnego podziału częstotliwości generatora kwarcowego. Odstępy czasowe, w jakich mają być generowane kolejne sygnały $f(1)$, odliczane są

dzięki wykorzystaniu istniejącej w języku komputera komendy PAUSE n, gdzie n - ilość półobrazów telewizyjnych o czasie trwania 20 ms każdy. Programowanie liczników zgodnie z obliczonymi i zapamiętanymi stopniami podziału dla każdego $f(1)$ odbywa się na poziomie języka wewnętrznego mikrokomputera. Dzięki temu operacja wpisywania nowych wartości podziału dla kolejnych wartości $f(1)$ trwa zaledwie kilka cykli maszynowych mikrokomputera. Stanowi to ułamek procenta okresu generowanej fali prostokątnej $f(1)$.

Cała opisana wyżej procedura generacji sygnałów $f(1)$ w odpowiednich odstępach czasowych inicjowana jest z klawiatury mikrokomputera. Po zakończeniu wszystkich obliczeń, na ekran monitora wyprowadzany jest komunikat: "KOMPUTER GOTOWY DO ROZPOCZĘCIA PROCESU TECHNOLOGICZNEGO. CAŁKOWITY CZAS NANOSZENIA WYNIŚI NACIŚNIJ DOWOLNY KLAWISZ! Po naciśnięciu dowolnego klawisza, mikrokomputer rozpoczyna zamykanie przesłony zgodnie z obliczonymi parametrami, rozpoczynając w ten sposób proces nanoszenia planarnej soczewki Luneburga.

3.3.4. PORÓWNANIE METOD MASKOWANIA

Metody kształtowania wypukłości w oparciu o zespół masek prostych i maskę z profilowanym otworem mają wspólne wady, tj.:

- projektowanie układu maskowania jest żmudne i czasochłonne; istniejące modele pozwalają wyliczyć teoretyczny efekt zastosowania danej maski nie dając wprost przesłanek co do kształtu i konfiguracji maski potrzebnej do wytworzeniażądanego profilu grubości.
- raz wykonana maska (lub zespół masek) może służyć do wykonywania tylko jednego typu soczewek (realizacja tylko jednego profilu grubości soczewki); dla każdej innej wypukłości projektowanie układu maskowania należy powtórzyć; zatem maski w pracy naukowo-laboratoryjnej (wytwarzanie jednostkowe) są praktycznie jednorazowe; należy tu również podkreślić, że bardziej skomplikowaną maskę z otworem o profilowanych krawędziach trzeba wykonywać przy użyciu precyzyjnych obrabiarek sterowanych mikroprocesorowo (duży koszt wytworzenia maski);
- ani maska z otworem o profilowanych krawędziach, ani zespół masek prostych, nie nadają się do wytwarzania planarnych soczewek wieloogniskowych w jednym procesie nanoszenia.

Wad tych pozbawiona jest trzecia opisana metoda, oparta o przesłone irysową. Jest uniwersalna, gdyż można ją stosować w dowolnej technice otrzymywania/modyfikowania wartsw planarnych, takich jak rozpylanie jonowe, parowanie

próżniowe, czy implantacja jonów. Raz przygotowana maska wraz z układem wykonawczym może służyć do wytwarzania różnych rodzajów soczewek, w tym i wieloogniskowych. Procedura projektowa układu maskowania jest prosta, a użycie mikroprocesora i numerycznie sterowanego układu wykonawczego upraszcza cały proces wytwarzania soczewki. Czas potrzebny do obliczenia parametrów procesu technologicznego dla danej soczewki wynosi kilkanaście minut, przy zastosowaniu taniego mikrokomputera domowego.

Wszystkie trzy metody maskowania pozwoliły w praktyce na otrzymanie dyfrakcyjnie ograniczonych soczewek Luneburga.

3.4 METODY POMIAROWE PARAMETRÓW SOCZEWEK ŚWIATŁOWODOWYCH

W kolejnych rozdziałach przedstawiono szczegółowo metody pomiarowe podstawowych parametrów planarnych soczewek światłowodowych, czyli grubości i efektywnych współczynników załamania światłowodów bazowego, profili grubości soczewek, ich ogniskowych, oraz rozkładu natężenia światła w ognisku soczewki. Zostały one opracowane przez autora pracy, lub zestawione na podstawie doniesień literaturowych. Kompletny brak bazy pomiarowej tego typu w kraju, skłonił autora do poświęcenia temu tematowi sporej części pracy. Nowatorskość dziedziny powoduje, że za zwykłym słowem "zmierzono", używanym w dalszej części dysertacji, kryje się niejednokrotnie wiele godzin żmudnej pracy. Przekazując swe doświadczenia autor przeświadczony jest, że staną się one pomocne osobom, poświęcającym się tej dziedzinie wiedzy.

3.4.1. POMIAR WŁASNOŚCI ŚWIATŁOWODÓW PLANARNYCH

Dla przeprowadzenia badań wytwarzanych światłowodów zaprojektowano oraz wykonano stanowisko pomiarowe, które umożliwia określenie ich podstawowych parametrów. Najpełniejszą ocenę własności światłowodów można uzyskać poprzez pomiar zespolonego wektora falowego fali świetlnej rozprzestrzeniającej się w światłowodzie.

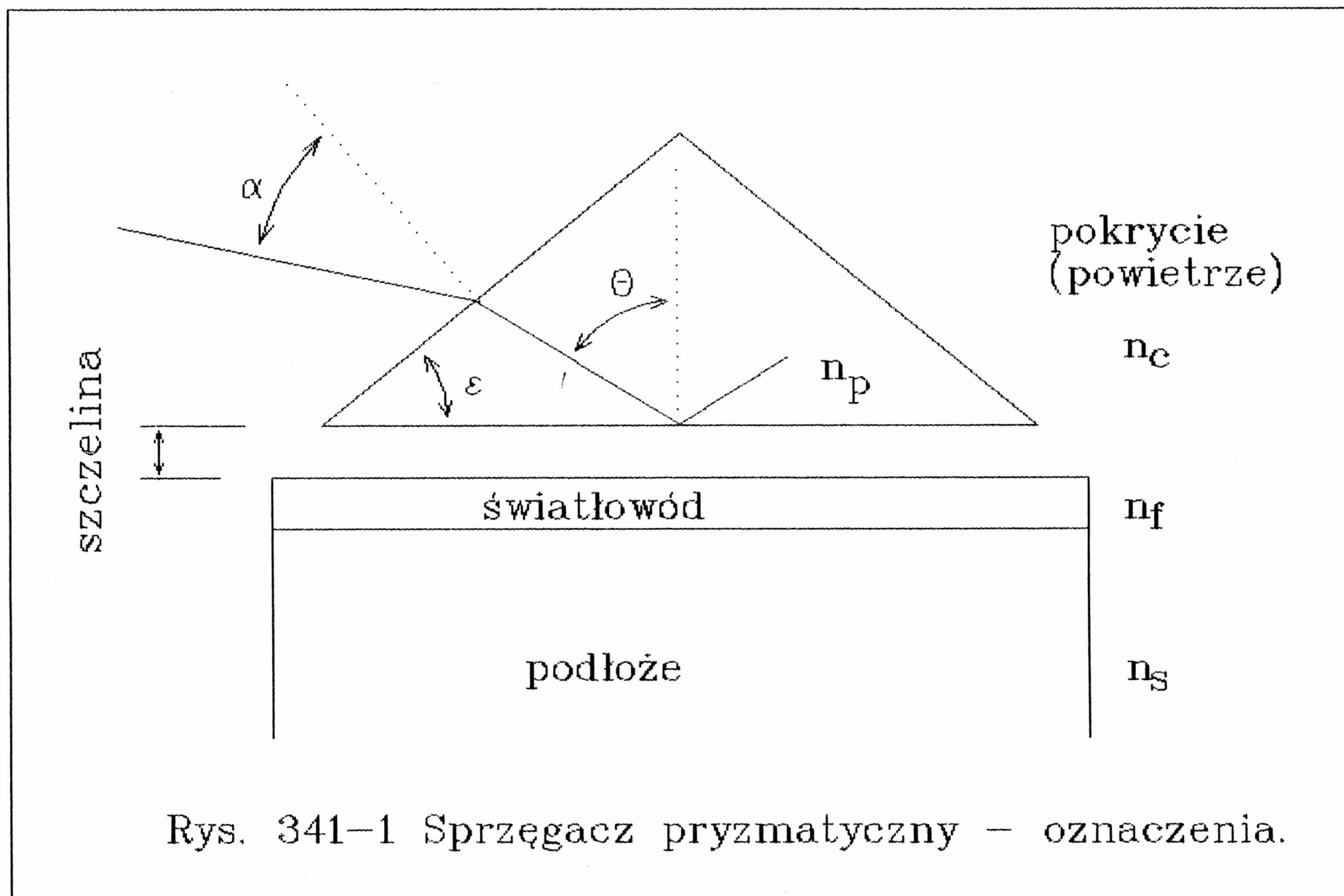
Najważniejszymi parametrami warstwowych światłowodów planarnych są:

- efektywny współczynnik załamania N_m ,
- współczynnik załamania warstwy światłowodowej n_f ,
- grubość warstwy światłowodowej d ,
- współczynnik tłumienia α_m .

Wykonane stanowisko pomiarowe zapewnia pomiar efektywnych współczynników załamania światłowodu z niedokładnością 5×10^{-4} . Opracowano również programy obliczające współczynnik załamania i grubość światłowodu.

3.4.1.1 Pomiar stałych propagacji światłowodu

Stałe propagacji modów prowadzonych w światłowodzie mierzono za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego [Ulrich i in., 1973] przedstawionego na rys.341-1. Wiązka spolaryzowanego światła lasera He-Ne pada na podstawę pryzmatu pod kątem θ i doznaje całkowitego wewnętrznego odbicia. Pole świetlne zanikające przy podstawie pryzmatu przenika poprzez szczelinę powietrzną pomiędzy podstawą pryzmatu a światłowodem. Efekt



ten znany jest jako tunelowanie optyczne. Kąt padania określa prędkość fazową w kierunku x fali świetlnej w pryzmacie:

$$v_p = c/n_p \sin \theta ,$$

gdzie: v_p - prędkość fazowa światła w pryzmacie,

c - prędkość światła w próżni,

n_p - współczynnik załamania materiału pryzmatu,

θ - kąt padania światła na podstawę pryzmatu.

Gdy kąt padania światła zostanie tak dobrany, że następuje zgodność prędkości fazowych fali świetlnej w pryzmacie i jednego z modów w światłowodzie:

$$v_p = c/n_p \sin \theta_m = v_m , m = 0,1,2 \dots$$

gdzie: θ_m - kąt synchroniczny maksymalnego sprzężenia,

v_m - prędkość fazowa światła w światłowodzie,

m - numer propagowanego modu,

światło zostanie sprzęgnięte do warstwy światłowodowej. Poprzez dobranie kąta padania wiązki można wzbudzać poszczególne mody światłowodu. Pomiar kątów θ_m dla których następuje maksymalne sprzężenie światła do warstwy światłowodowej pozwala na eksperymentalne określenie stałych propagacji poszczególnych modów β_m lub tzw. efektywnych współczynników załamania N_m (patrz rozdz.2.1):

$$N_m = \beta_m / k = n_p \sin \theta_m$$

gdzie k - wartość wektora falowego, $k = 2\pi/\lambda$,

λ - długość fali świetlnej w próżni.

W praktyce mierzy się kąt padania światła na pryzmat α_m , którego wartość związana jest z efektywnym współczynnikiem załamania prowadzonego modu następującą zależnością:

$$N_m = n_p \sin [\beta + \arcsin (\sin \alpha_m / n_p)]$$

gdzie: α_m - kąt padania światła na boczną ścianę pryzmatu dla modu m ,

β - kąt przy podstawie pryzmatu.

3.4.1.2 Obliczanie grubości i współczynnika załamania warstwy światłowodowej

Dysponując zestawem zmierzonych stałych propagacji prowadzonych modów, oraz danymi dotyczącymi pokrycia, podłoża, polaryzacji i długości użytej fali świetlnej, można obliczyć grubość i współczynnik załamania warstwy światłowodowej, korzystając z teoretycznej zależności dyspersyjnej:

$$k d (n_f^2 - N_m^2)^{1/2} = \psi_m(n_f, N_m)$$

gdzie:

$$\psi_m(n_f, N_m) = m\pi + \phi_s(n_f, N_m) + \phi_c(n_f, N_m)$$

oraz:

$$\phi_j(n_f, N_m) = \arctan \left[\left(\frac{n_f}{n_j} \right)^{2\rho} \left(\frac{N_m^2 - n_j^2}{n_f^2 - N_m^2} \right) \right]^{1/2},$$

przy czym:

j - oznacza c dla pokrycia i s dla podłoża,

ρ - oznacza stan polaryzacji: $\rho = 0$ dla polaryzacji TE i $\rho = 1$ dla TM.

Możliwe są trzy sytuacje pomiarowe:

1) W warstwie propaguje się jeden mod.

Wtedy można obliczyć grubość warstwy d lub jej współczynnik załamania n_f znając jedną z tych wartości z niezależnych pomiarów, podstawiając zmierzony efektywny współczynnik załamania N_0 do równania dyspersyjnego. Gdy znany jest współczynnik załamania warstwy, grubość oblicza się bezpośrednio z tego równania. Sytuacja komplikuje się gdy należy obliczyć współczynnik załamania warstwy dysponując wartością jej grubości. Wtedy obliczenia prowadzi się poszukując (np. iteracyjną metodą Newtona [Dahlquist i in., 1983]) zer równania dyspersyjnego przekształconego do postaci:

$$k d (n_f^2 - N_m^2)^{1/2} - \psi_m(n_f, N_m) = 0$$

2) W warstwie propagują się dwa mody.

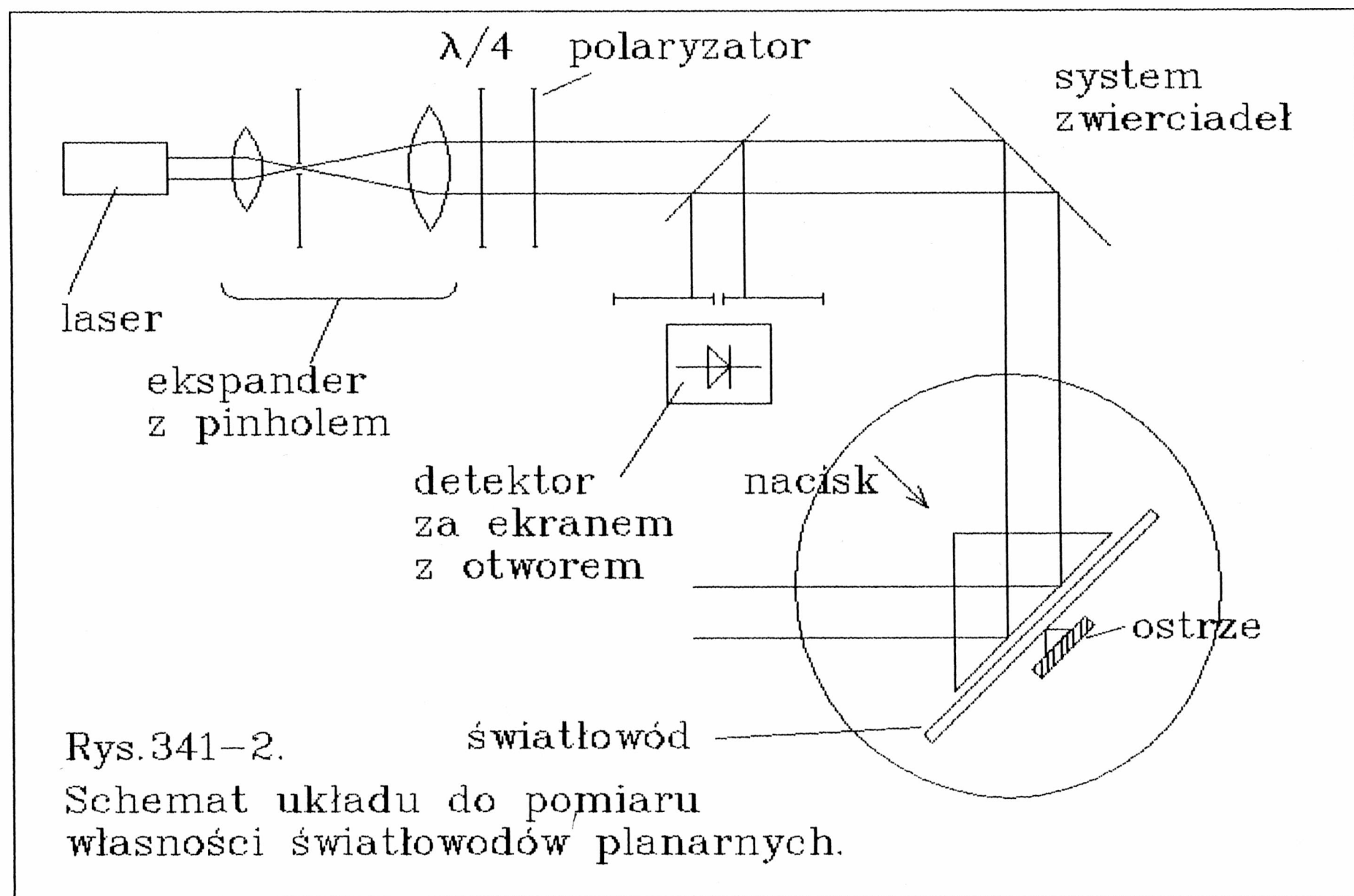
W tym przypadku można obliczyć grubość i współczynnik załamania warstwy, dysponując dwoma równaniami dyspersyjnymi dla dwóch różnych modów. Porównując je ze sobą i eliminując d oblicza się n_f metodami iteracyjnymi. Obliczenie d jest następnie tylko kwestią podstawienia wartości obliczonego n_f do jednego z równań dyspersyjnych.

3) W warstwie propaguje się więcej niż 2 mody.

Wtedy możliwe jest obliczenie grubości i współczynnika załamania warstwy ze zwiększoną dokładnością, dopasowując się do zmierzonych stałych propagacji np. metodą najmniejszych kwadratów [Tamir,1975].

3.4.1.3 Opis stanowiska pomiarowego.

Na rys.341-2 przedstawiono schematycznie stanowisko pomiarowe. Światło z lasera HeNe o mocy 5 mW jest kierowane przez system zwierciadeł oraz ogniskowane przez układ kolimujący i czyszczący na podstawie pryzmatu sprzęgającego światło do warstwy. Pryzmat jest przyciśnięty do światłowodu specjalnym uchwytem z regulowaną siłą docisku. Światłowód podparty jest w miejscu padania wiązki na ostrzu lub sferze w celu łatwiejszego uzyskania wymaganej szczeliny między pryzmatem a światłowodem ($\lambda/4 - \lambda/8$). Uchwyt wraz z pryzmatem umieszczony jest na stoliku goniometru. Umożliwia on pomiar kątów z niedokładnością $10''$. Ponieważ kąty synchroniczne (przy których następuje sprzęgnięcie światła do warstwy) mierzy się w stosunku do normalnej do płaszczyzny wejściowej pryzmatu (por. rys. 341-1), zastosowano układ autokolimacji



dla precyzyjnego ustalenia kąta normalnego padania wiązki. W jego skład wchodzi płytka światłodziela, ściana wejściowa pryzmatu i detektor. Kierunek padania światła na pryzmat uznawano za prostopadły, gdy promień odbity od pryzmatu, wracając tą samą drogą co promień padający, rozdzielony płytka światłodziela, dawał na detektorze sygnał maksymalny. Przy starannie zjustowanym układzie i oddaleniu pryzmatu od detektora na ok. 2m, dokładność ustawienia normalnej była porównywalna z dokładnością goniometru. Ponieważ zazwyczaj mierzono w układzie małostratne światłowody (0.5 - 5 dB/cm), moment maksymalnego sprzężenia światła do warstwy ustalano na podstawie pomiaru natężenia światła rozproszonego, pochodzącego od propagującej się w warstwie wiązki, a nie od maksymalnego natężenia tzw. m-linii [Westwood i in., 1979] obecnych w wiązce wychodzącej z pryzmatu. Natężenie tych linii, proporcjonalne do współczynnika tłumienia światłowodu, dla opracowanych warstw Ta_2O_5 było za słabe do detekcji. Polaryzację fali padającej kształtowano używając ćwierćfalówki i polaryzatora.

Dokładność pomiaru parametrów oceniano na podstawie odchylenia średniokwadratowego grubości i współczynnika załamania warstwy, wyliczonych dla różnych par modów [Tamir, 1975]. Dla małostratnych światłowodów z kilkoma propagującymi się modami otrzymywano niedokładność na poziomie 10^{-4} dla współczynnika załamania i 1-2% dla grubości warstw. Dokładność zależy od doświadczenia operatora, docisku pryzmatu (powinien być jak najmniejszy), zachowania czystości pryzmatu i światłowodu oraz jakości światłowodu. Szczegółowe

informacje, dotyczące doboru pryzmatów, dokładności pomiarów można znaleźć np. w [Ulrich i in., 1973].

3.4.1.4 Pomiar tłumienia światłowodów i soczewek Luneburga.

Korzystając z tego samego stanowiska pomiarowego, mierzono także tłumienie światła propagującego się w światłowodzie. Stosowano metodę dwóch pryzmatów, ze ślizgającym się pryzmatem wyjściowym [Tien i in., 1972]. Mierzono natężenie światła wychodzącego z pryzmatu wyjściowego umieszczonego w różnych odległościach od pryzmatu wejściowego, służącego do wprowadzania światła do warstwy. Jako sygnału odniesienia używano światła rozproszonego z warstwy w pobliżu pryzmatu wejściowego. W ten sposób eliminowano wpływ zmieniającego się współczynnika sprzężenia światła do światłowodu pod pryzmatem wejściowym. Jest to następstwem zmian siły docisku pryzmatu wejściowego do warstwy, przy przesuwaniu pryzmatu wyjściowego. Aby uzyskać 100% sprzężenia dla tego ostatniego, stosowano ciecz imersyjną między warstwą a pryzmatem. Przy starannie przeprowadzonym pomiarze i długiej drodze propagacji światła w warstwie (kilka cm), można uzyskać niedokładność pomiaru rzędu 0,05 dB/cm. Podawana wartość tłumienia jest w takim przypadku wartością średnią z całego mierzonego odcinka. Pomiar tłumienia na krótszych odcinkach obarczony jest większymi błędami. Próby określania tłumienia na podstawie pomiaru światła rozproszonego ze światłowodu wzdłuż drogi propagacji danego modu, zakończyły się niepowodzeniem. W światłowodach Ta_2O_5 , stosunek natężenia

światła rozproszonego ze światłowodu do natężenia światła w warstwie, wzdłuż wiązki, nie jest stały. Powodem jest występowanie centrów rozpraszania (krystalitów) w warstwie. Problem ten można rozwiązać stosując metodę kompensacyjną [Kądziała i in., 1986], lecz z powodu znacznej komplikacji układu optycznego i pomiarowego, stosowano metodę opisaną wyżej.

Tłumienie wnoszone przez soczewkę Luneburga obliczano mierząc tłumienie wzdłuż wiązki przechodzącej przez środek soczewki, uwzględniając tłumienie wnoszone przez światłowód poza obszarem soczewki. Z powodu rozbieżności wiązki wychodzącej z pryzmatu po przejściu przez soczewkę, stosowano detektory światła o dużej powierzchni czynnej.

3.4.2 METODA POMIARU PROFILU GRUBOŚCI SOCZEWEK LUNEBURGA

[RADOJEWSKI, 1987b]

Pomiaru profilu grubości soczewek Luneburga można dokonać profilografem lub metodami interferencyjnymi. Grubość światłowodowej soczewki Luneburga w jej centrum waha się (w zależności od zredukowanej ogniskowej) w granicach kilkadziesiąt - kilkaset nanometrów, zaś rozmiary poprzeczne dochodzą do kilkunastu milimetrów. Stąd w metodzie profilograficznej zmiany grubości są maskowane przez dopuszczalną normami falistość i wygięcia samej płytki podłożowej [„Procesy...”, 1980]. W metodach interferencyjnych największą rolę odgrywają pomiary z wykorzystaniem interferencji jedno- i wielopromieniowej. Niestety gotowe urządzenia pomiarowe wymagają wykonania w mierzonej warstwie uskoku lub kanalika o głębokości równej grubości warstwy. Poza tym powierzchnię próbki należy pokryć warstwą o dużym współczynniku odbicia światła. Takie przygotowanie próbki powoduje całkowite zniszczenie mierzonej soczewki. Konieczne było opracowanie nieniszczącej, bezkontaktowej metody pomiaru rozkładu grubości soczewek Luneburga.

Soczewki dla których opracowano metodę pomiarową wykonane były w strukturze $Ta_2O_5-SiO_2-Si$, gdzie płytka krzemowa stanowiła podłoże, warstwa dwutlenku krzemu - bufor optyczny, a pięciotlenek tantalum - właściwą warstwę światłowodową, w której wykonano soczewkę. Współczynnik odbicia światła od granicy $Ta_2O_5-SiO_2$ wynosi około 2%. Zaś w przypadku granic SiO_2-Si i powietrze- Ta_2O_5 odpowiednio 20% i 10%. Można więc przyjąć, że w interferencji biorą udział promienie odbite od

powierzchni światłowodu i od granicy rozdziału $\text{SiO}_2\text{-Si}$.
Różnica faz tych promieni wynosi:

$$\phi = [2dn_1 + 2tn_2] * (2\pi/\lambda) \quad 342.1$$

gdzie: d i t oznaczają grubości warstw, odpowiednio Ta_2O_5
i SiO_2 ;

n_1 i n_2 są współczynnikami załamania światła dla
tych materiałów;

λ stanowi długość fali oświetlającej dwuwarstwę.

W przypadku gdy ϕ jest równe $N\pi$, gdzie $N = (2v+1)$, $v = 0,1..$
następuje wygaszenie światła odbitego, przy prostopadłym
padaniu wiązki oświetlającej. Rząd prążka interferencyjnego v
wyznaczamy (z pomocą równania 342.1) dla danej długości fali
i znanych grubości warstw Ta_2O_5 i SiO_2 , czyli np. dla
światłowodów poza soczewką. Przyrost grubości warstwy Δd w
obszarze soczewki można określić następująco:

$$\Delta d = \frac{N\lambda/4 - dn_1 - tn_2}{n_1} \quad 342.2$$

gdzie: λ - długość fali świetlnej, przy której
nastąpiło wygaszenie światła w mierzonym
punkcie soczewki, dla wcześniej określonego
rzędu prążka.

W obliczeniach należy uwzględnić dyspersję współczynników
załamania Ta_2O_5 i SiO_2 , którą z wystarczającym przybliżeniem
można określić następująco [RAPORT ITE'84]:

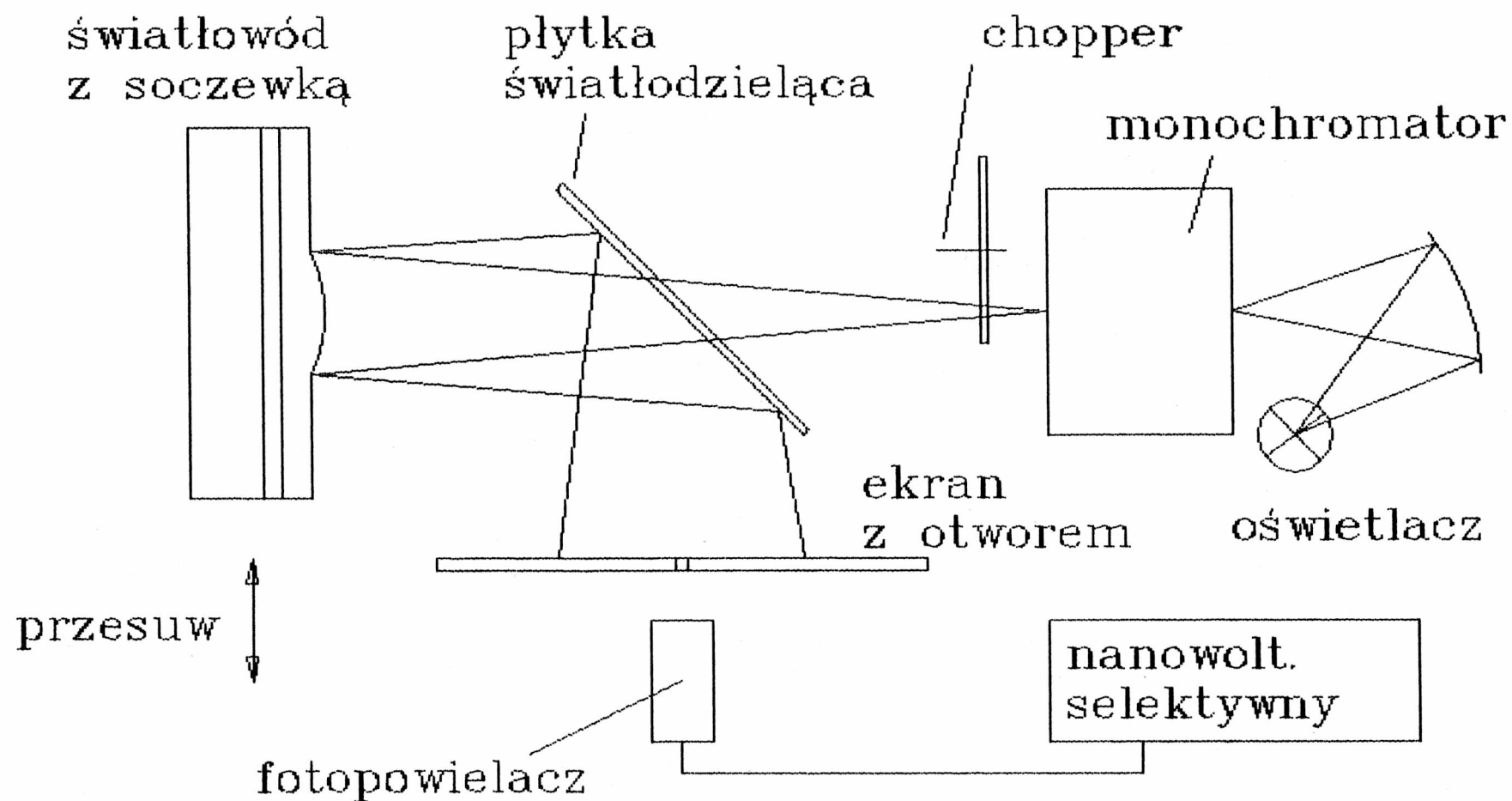
$$n_{\text{Ta}_2\text{O}_5}(\lambda) = 1,946 + 0,09343/\lambda \quad 342.3$$

$$n_{\text{SiO}_2}(\lambda) = 1,439 + 0,01136/\lambda \quad 342.4$$

Na rys. 343.1 przedstawiono schemat układu pomiarowego. Światło z monochromatora o odpowiedniej długości fali λ pada na soczewkę Luneburga prostopadle do powierzchni światłowodu. Między monochromatorem a światłowodem umieszczona jest płytka światłodziela. Światło po odbiciu od powierzchni światłowodu jest kierowane przez płytkę światłodziela na ekran z małym otworem. Za ekranem umieszczony jest fotopowielacz. Średnica otworu powinna być dużo mniejsza niż obraz interferencyjny soczewki utworzony na ekranie przez rozbieżną wiązkę z monochromatora. Szczelina monochromatora powinna mieć jak najmniejszą szerokość i wysokość, tak by można było ją traktować jako punktowe źródło światła w stosunku do rozmiarów poprzecznych soczewki. Wtedy na ekranie z otworem uzyskujemy powiększony obraz interferencyjny z charakterystycznymi prążkami w formie koncentrycznych okręgów. Wzrostowi długości fali światła oświetlającego soczewkę towarzyszy przesuwanie się prążków w kierunku do środka soczewki, gdzie grubość jest największa.

W celu wykonania pomiaru należy:

- zmierzyć grubość warstwy SiO_2 (np. na płytce kontrolnej, utlenianej w tym samym procesie technologicznym),
- zmierzyć grubość warstwy światłowodu bazowego (poza soczewką) metodą opisaną w punkcie 3.4.1,



Rys. 342-1 Schemat układu do pomiaru rozkładu grubości planarnych soczewek Luneburga.

- ustawić próbkę w układzie pomiarowym w ten sposób, by otwór w ekranie leżał na skraju obrazu soczewki i możliwe było jego skanowanie wzdłuż promienia soczewki,
- zmieniając długość fali oświetlającej znaleźć taką jej wartość, dla której nastąpi wygaszenie światła odbitego od światłowodu (wartość tę należy znaleźć w krótkofalowej części zakresu pomiarowego użytego fotopowielacza),
- obliczyć rząd prążka interferencyjnego,
- przemieścić próbkę tak, by otwór w ekranie znalazł się w punkcie obrazu interferencyjnego odpowiadającym mierzonemu punktowi w obszarze soczewki,
- zmienić długość fali oświetlającej tak, by prążek o obliczonym wcześniej rzędzie pokrywał się z otworem w ekranie (minimum sygnału z fotopowielacza),
- obliczyć Δd korzystając z równania 342.2.

Trzy ostatnie kroki należy powtarzać aż do uzyskania pełnego profilu grubości mierzonej soczewki. Korzystanie podczas pomiarów z widzialnej części widma promieniowania świetlnego ułatwia śledzenie prążka o zadanym rzędzie, szczególnie w obszarach o dużym ich zagęszczeniu, tj. w pobliżu krawędzi soczewki.

Dokładność metody określano mierząc uskoki, wytworzone metodą maskowania w światłowodzie $\text{Ta}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2\text{-Si}$, o grubości określonej metodą z punktu 3.4.1. Uzyskano niedokładności ok. 5% dla bezwzględnego pomiaru grubości warstwy i ok. 3% dla pomiaru przyrostów grubości. Grubość SiO_2 mierzono metodą interferencji wielopromieniowej. Głównym źródłem błędów jest przybliżony charakter zależności 342.3.

Podczas pomiaru profilu grubości, oznaczano również położenie środka soczewki w stosunku do znaczków bazowych, wytworzonych na powierzchni podłoża (przed naniesieniem światłowodu), metodą fololitografii. Postępowano w sposób następujący: Ustawiano długość fali oświetlającej soczewkę tak, by w centrum pojawił się czarny prążek. Następnie zmieniano nieznacznie długość fali tak, by w centrum zaczęło pojawiać się rozjaśnienie (przy obserwacji wizualnej). Tak ustawiony obraz interferencyjny skanowano następnie tak, jak przy pomiarze profilu grubości. Postępowanie w ten sposób uwalniało od niebezpieczeństwa fałszywej interpretacji obrazu w przypadku, gdy ustawiony "na oko" maksymalnie jasny prążek w centrum soczewki, w rzeczywistości jest już nieco zaciemniony.

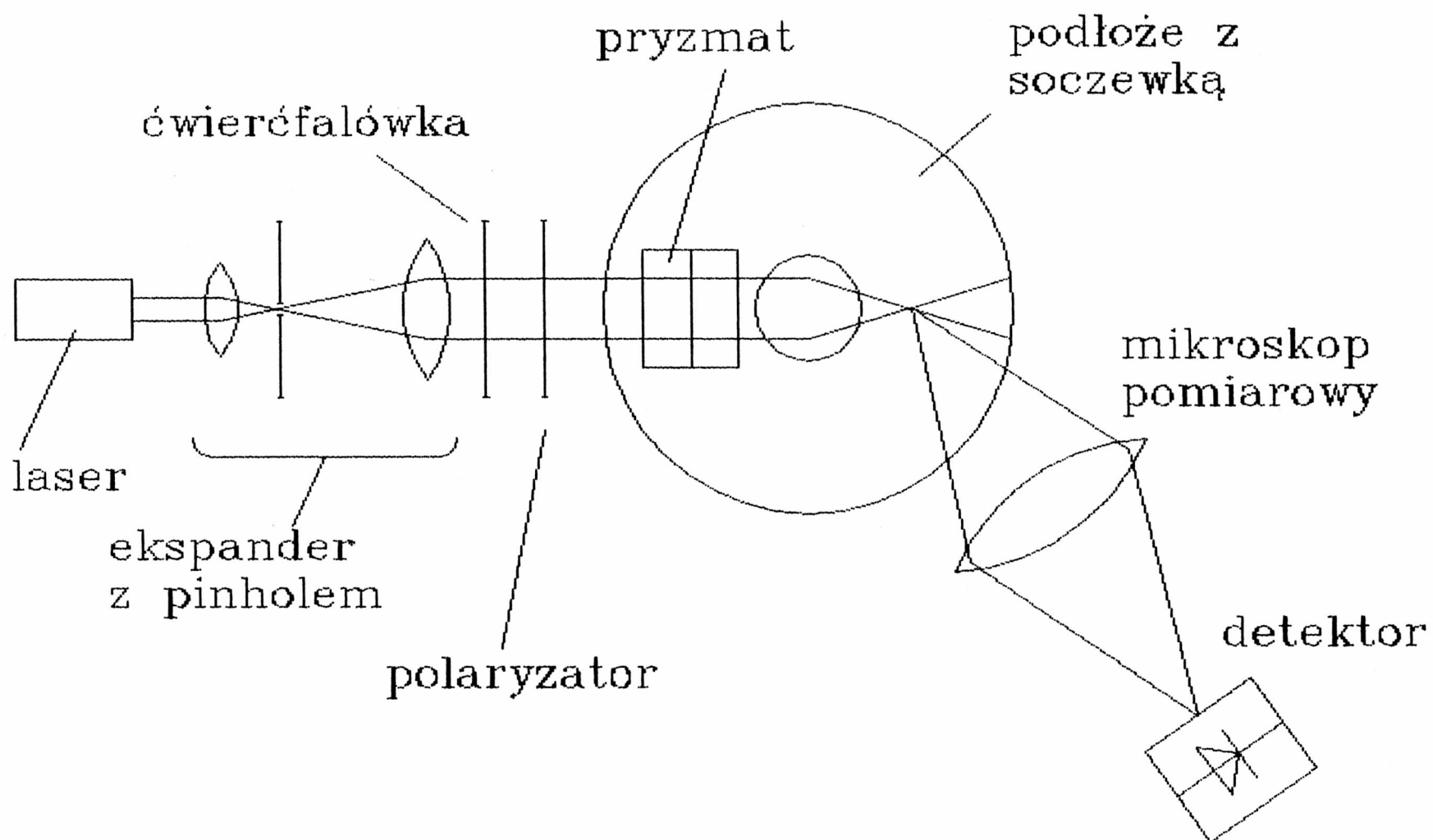
3.4.3 POMIAR OGNISKOWEJ SOCZEWEK PLANARNYCH

Znajomość ogniskowej soczewki zastosowanej w układzie optycznym ma podstawowe znaczenie dla projektanta układu. W przypadku soczewek planarnych nie mniejsze znaczenie ma ona dla technologa, dostarczając informacji zwrotnej o jakości procesu technologicznego. Zazwyczaj przyjmuje się [HANC,1964], że ogniskowa jest to odległość punktu ogniskowania się promieni równoległych padających na aperturę wejściową soczewki, od pewnego umownego punktu (płaszczyzny). Dla optyki konwencjonalnej są to płaszczyzny główne soczewki. W przypadku soczewek planarnych - geodezyjnych i typu Luneburga - tym umownym punktem jest środek soczewki. Dla soczewek dyfrakcyjnych zazwyczaj jest to początek lub koniec obszaru struktury paskowej tworzącej soczewkę (licząc wzdłuż osi optycznej soczewki). O ile w tych ostatnich można punkt ten ustalić z dokładnością równą precyzji procesu fotolitografii, to dla soczewek geodezyjnych i typu Luneburga sprawia to pewien kłopot ze względu na ich gradientową budowę. Problem ten jest całkowicie przemilczany w literaturze przy jednoczesnym podawaniu ogniskowych wytworzonych soczewek z dokładnością sięgającą setnych części milimetra [AAGARD,1977],[BRYAN,1982]. Metoda określania położenia środka soczewki stosowana przez autora niniejszej rozprawy została opisana w punkcie 3.4.2. W tym rozdziale zajmiemy się określaniem położenia ogniska soczewki. Stosowano dwie metody: nieniszczącą i niszczącą.

3.4.3.1 METODA NIENISZCZĄCA

Schemat układu pomiarowego przedstawiony jest na rys.343-1. Układ oświetlający składa się z lasera HeNe o mocy 40mW, ekspandera wiązki z pinholem, układu regulacji stanu polaryzacji wiązki (płytką $\lambda/4$ i polaryzator). Aperturę wiązki reguluje się, dobierając soczewki w ekspanderze. Światło sprzęgane jest do światłowodu za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego. Położenie ogniska określa się skanując światło rozproszone ze światłowodu w okolicy ogniska. Skanowanie przebiega prostopadle do osi optycznej soczewki. Mikroskop obserwacyjny przesuwają się podczas skanowania wzdłuż osi optycznej soczewki poszukując miejsca w którym na linii skanowania wystąpi pik o maksymalnym natężeniu i najmniejszej szerokości. Punkt ten, przyjmowany jako położenie ogniska, orientuje się względem dwóch znaczków bazowych wytworzonych na powierzchni światłowodu po obu stronach osi optycznej soczewki w pobliżu przewidywanego położenia ogniska. Do skanowania i analizy rozkładu natężenia światła stosowano urządzenie do badania rozkładu luminancji skonstruowane przez autora, a opisane szczegółowo w punkcie 3.4.4.

Dokładność określenia położenia ogniska zależy od liczby otworowej soczewki, jej aberacji oraz jakości światłowodu i nie przekracza 0,1 mm . Główną przyczyną powstawania błędów jest nierównomierne rozpraszanie światła ze światłowodu. Przyjmijmy, że w okolicy ogniska w światłowodzie znajduje



Rys.343-1. Schemat układu pomiarowego ogniskowej.

się obiekt silnie rozpraszający światło (cząsteczka kurzu wbudowana w strukturę światłowodu, dziura w warstwie, centrum krystalizacji) o rozmiarach porównywalnych lub większych niż długość fali świetlnej. Natężenie światła pochodzące od tego centrum rozpraszania może być większe niż rozpraszane w ognisku soczewki położonym w miejscu wolnym od tego rodzaju defektów. W konsekwencji można przyjąć położenie centrum rozpraszania za położenie ogniska ! Szczególnie wyraźnie efekt ten występuje w światłowodach, w których rozpraszanie materiałowe jest małe (współczynnik tłumienia $\alpha \approx 1\div 2$ dB/cm) lecz na skutek brudnej technologii doszło do powstania w warstwie licznych, odseparowanych od siebie centrów rozpraszania. Mimo dużej gęstości mocy w ognisku soczewki, światło rozpraszane na tych centrach, nawet położonych daleko od ogniska, dominuje w obrazie tworzonym na płytce vidikonu. Sytuację poprawić można sztucznie zanieczyszczając powierzchnię światłowodu np. drobnym proszkiem polerskim.

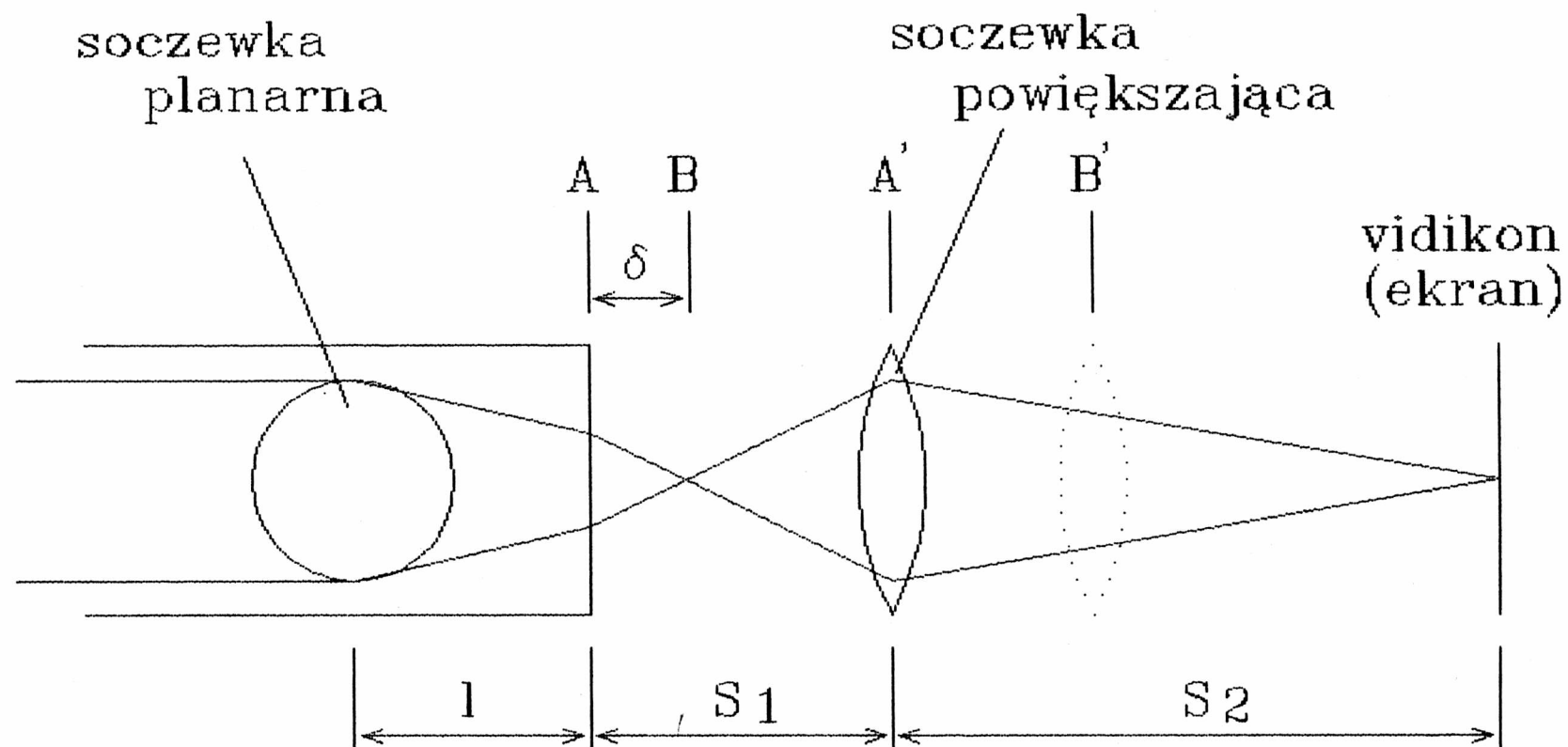
Jak już wspomniano na dokładność pomiaru wpływ ma także liczba otworowa soczewki, a dokładniej głębia ostrości geometryczna i dyfrakcyjna. Chodzi tu o niejednoznaczność określenia położenia maksymalnego przewężenia w ognisku, która jest tym większa im ogniskowa większa, a apertura mniejsza [PLUTA,1982]. W praktyce, na dokładność określenia położenia przewężenia głównie wpływały jednak czynniki omówione wcześniej.

3.4.3.2 METODA NISZCZĄCA

W tej metodzie układ oświetlający i sposób wprowadzania światła do światłowodu pozostaje bez zmian. Różnica polega na sposobie wyprowadzania światła ze światłowodu. W tym celu łupie się podłoże prostopadle do osi optycznej soczewki tak, by krawędź ułupanego podłoża (i światłowodu jednocześnie) wypadła w pobliżu ogniska (rys. 343-2). Podłoże nacina się narzędziem diamentowym od strony światłowodu, unosząc narzędzie w okolicy osi optycznej soczewki. Dzięki temu światło opuszcza światłowód przez krawędź gładką i prostą, nie zaś przez zniekształconą narzędziem tnącym.. Pęknięcie światłowodu jest bowiem wymuszone w płaszczyźnie łupliwości podłoża (monokrystalicznego krzemu). Taka procedura przygotowania krawędzi wymaga właściwego zorientowania osi optycznej w stosunku do płaszczyzn krystalograficznych stosowanego podłoża. Możliwe jest także szlifowanie i polerowanie krawędzi w przypadku niespełnienia tego warunku.. Metodę tę, jako bardzo pracochłonną i wymagającą specjalistycznego oprzyrządowania stosowano w ostateczności.

W opisywanej metodzie jako punktu odniesienia do pomiaru położenia ogniska używa się świecącej krawędzi światłowodu A [Jiang, 1988] (rys. 343-2). Światło opuszczające krawędź światłowodu jest skupiane na powierzchni roboczej widikonu lub na ekranie przez obiektyw mikroskopowy.

Pomiar przebiega następująco: W pierwszym etapie ogniskuje się obraz świecącej krawędzi światłowodu na



Rys.343-2 Ilustracja do wzorów 3.4.3.1 – 3.4.3.6

ekranie umieszczonym w odległości 189 mm od tej krawędzi. Na ekranie otrzymujemy jasno świecący odcinek o długości zależnej od odległości ogniska soczewki badanej od krawędzi światłowodu. Notujemy pozycję A' obiektywu. Stosując notację z rys. 343-2 możemy zapisać:

$$\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_2} = \frac{1}{f'} \quad 3.4.3.1$$

gdzie: s_1 - odległość krawędź światłowodu - obiektyw;

s_2 - odległość obiektyw - ekran;

f' - ogniskowa obiektywu mikroskopowego.

Następnie przesuważąc obiektyw wzdłuż osi optycznej układu znajduje się jego pozycję B', dla której otrzymujemy na ekranie ostry obraz ogniska B soczewki światłowodowej. Wtedy równanie (3.4.3.1) ulega modyfikacji do formy:

$$1/(s_1 + \Delta - \delta) + 1/(s_2 - \Delta) = 1/f' \quad 3.4.3.2$$

gdzie: $\delta = A-B$ - szukana odległość ogniska od krawędzi światłowodu;

$\Delta = A'-B'$ - przesunięcie obiektywu mierzone śrubą mikrometryczną.

Korzystając z aproksymacji I rzędu otrzymujemy:

$$\frac{1}{s_1} - \frac{(\Delta - \delta)}{s_1^2} + \frac{1}{s_2} + \frac{\Delta}{s_2^2} = \frac{1}{f'} \quad 3.4.3.3$$

zakładając, że spełnione są nierówności:

$$s_1 \gg \Delta - \delta \quad 3.4.3.4$$

$$s_2 \gg \Delta \quad 3.4.3.5$$

Porównując 3.4.3.3 i 3.4.3.1 otrzymujemy wyrażenie na odległość ogniska od krawędzi światłowodu (w powietrzu):

$$\delta = \Delta \left(1 - \frac{1}{\beta^2} \right) \quad 3.4.3.6$$

gdzie: $\beta = s_1/s_2$ - powiększenie poprzeczne zastosowanego obiektywu.

Ponieważ różnica między Δ i δ jest równa Δ/β^2 (porównaj równ. 3.4.3.6), nierówność 3.4.3.4 jest łatwa do spełnienia nawet dla obiektywów o krótkich, w stosunku do mierzonej wartości δ , ogniskowych. Także nierówność 3.4.3.5 jest spełniona gdy zachowamy odległość przedmiot-obraz dla obiektywu mikroskopowego taką, na jaką był projektowany (dla obiektywów produkcji polskiej odległość ta wynosi 189 mm).

Błąd wynikający z zastosowanej aproksymacji I rzędu we wzorze 3.4.3.3 można oszacować biorąc pod uwagę wyrażenia II rzędu rozwinięcia w szereg Taylora wzoru 3.4.3.2. Wynosi on:

$$\epsilon = \frac{(\Delta - \delta)^2}{s_1^3} - \frac{\Delta^2}{s_2^3} \quad 3.4.3.7$$

Dla typowych danych eksperymentalnych : $\Delta \leq 1\text{mm}$, $s_1=17,2\text{mm}$, $s_2=172\text{mm}$, $\beta=10\times$ otrzymujemy: $\epsilon = 0,18 \mu\text{m}$, czyli dużo poniżej

niedokładności śruby mikrometrycznej przesuwającej obiektyw, głębi ostrości obiektywu i soczewki badanej, błędów wynikających z rozbieżności oświetlającej wiązki świetlnej.

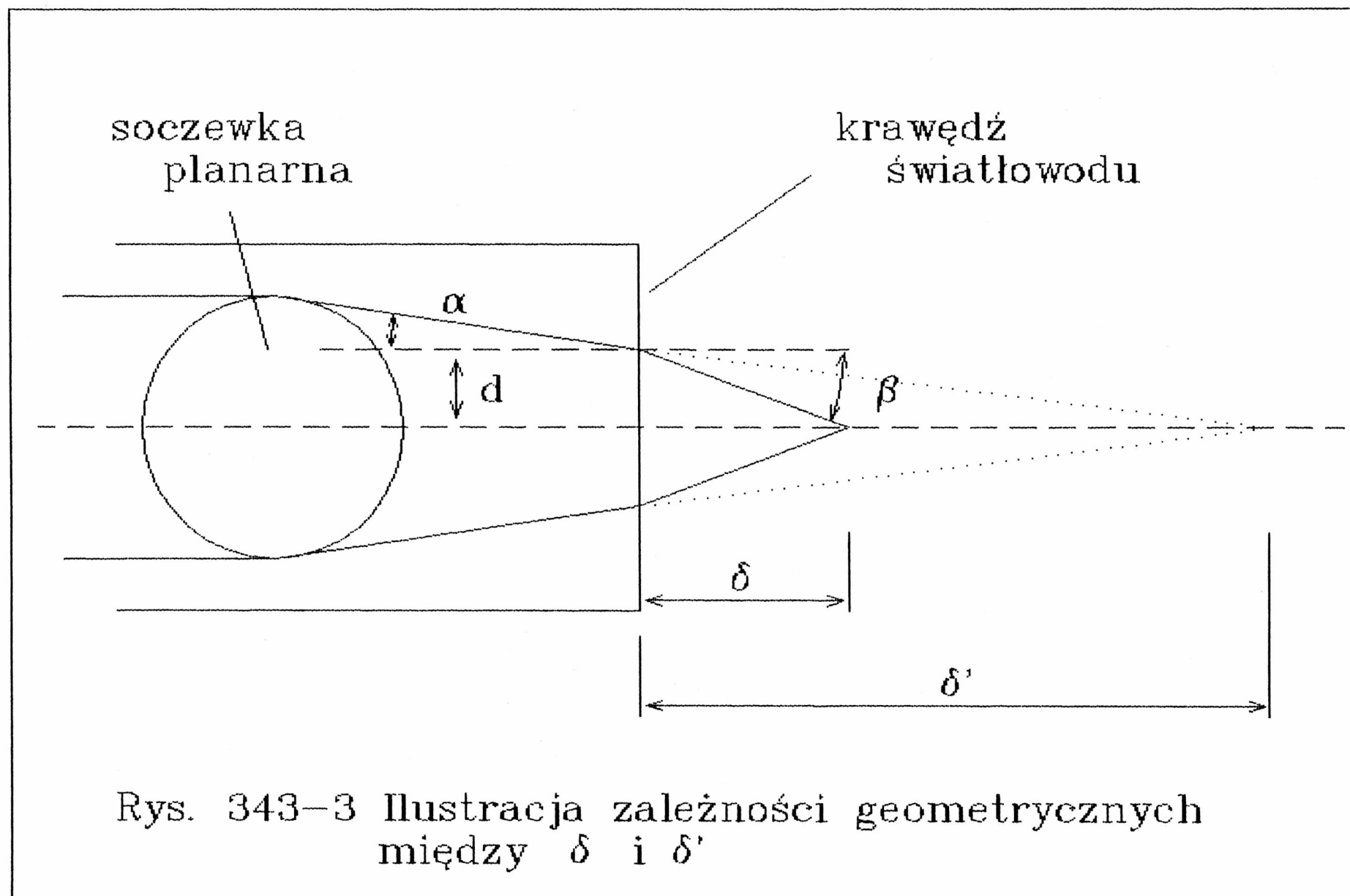
Obliczona na podstawie równania 3.4.3.6 wartość δ jest odległością ogniska soczewki planarnej od krawędzi światłowodu w powietrzu. Dla obliczenia rzeczywistej ogniskowej potrzebna jest natomiast znajomość tej odległości (δ') w światłowodzie, czyli w środowisku w którym soczewka będzie pracować. Należy w tym celu uwzględnić zmianę współczynnika załamania na drodze promieni świetlnych na granicy światłowod-powietrze. Na rys.343-3 przedstawiono wielkości niezbędne do wyliczenia δ' i ich wzajemne geometryczne zależności. Kąty α i β są powiązane ze sobą znaną zależnością Snelliusa, w której jednak zamiast materiałowego współczynnika załamania występuje efektywny współczynnik załamania prowadzonego modu N_{eff} [ULRICH i in., 1973], [TIEN, 1977]:

$$N_{eff} \sin \alpha = \sin \beta \quad 3.4.3.8$$

Szukana wartość δ' odległości ogniska F' położonego w światłowodzie od jego krawędzi można znaleźć ze wzoru:

$$\delta' = d / \tan \alpha \quad 3.4.3.9$$

gdzie: d - pozycja wyjściowa promienia z ułupanego światłowodu.



Wartość d można powiązać ze znaną wartością δ następującym wzorem:

$$d = \delta \tan \beta \quad 3.4.3.10$$

Stąd:

$$\delta' = \delta \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \quad 3.4.3.11$$

Dla dużych liczb otworowych mierzonych soczewek (w praktyce $F/\# > 5$) można przyjąć, że $\sin \alpha \simeq \tan \alpha$. Stosując to uproszczenie do wzoru 3.4.3.9 i korzystając z 3.4.3.8 otrzymujemy:

$$\delta' = \delta N_{\text{eff}} \quad 3.4.3.12$$

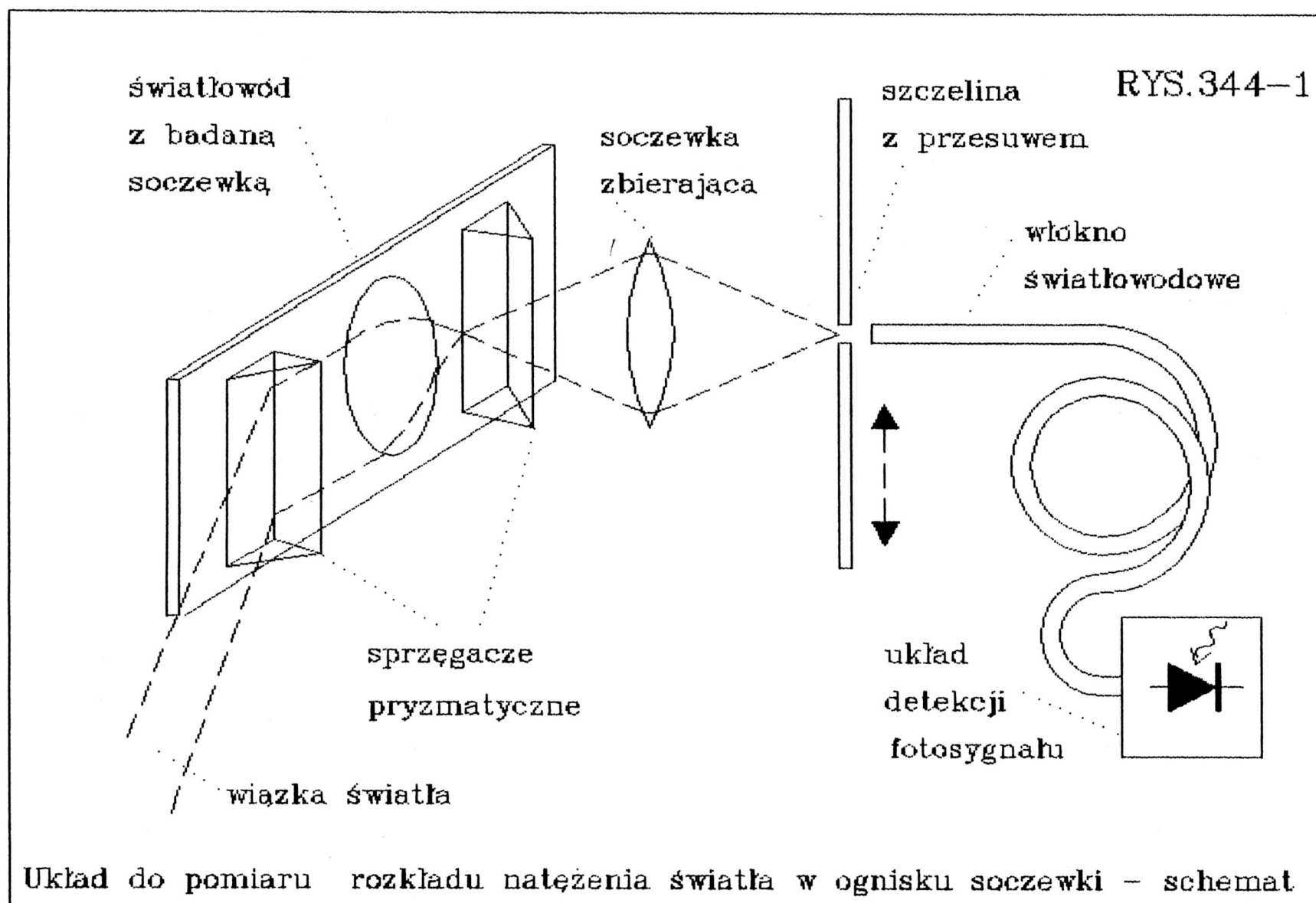
Poszukiwana ogniskowa soczewki planarnej jest sumą obliczonej odległości δ' oraz, znanej z osobnych pomiarów, odległości środka soczewki od krawędzi światłowodu (patrz pkt 3.4.2). Stosowane uproszczenie ($\sin \alpha \simeq \tan \alpha$) wprowadza błąd nie większy niż 0,5 % wartości δ' , gdy mierzona soczewka ma liczbę otworową ≥ 5 . Dla soczewek o mniejszych liczbach otworowych należy zawęzić aperturę wiązki oświetlającej tak, by efektywna liczba otworowa soczewki nie była mniejsza niż 5.

3.4.4. POMIAR ROZKŁADU NATĘŻENIA ŚWIATŁA W OGNISKU SOCZEWKI

>>METODA SKANOWANIA DETEKTORA ZE SZCZELINĄ<<

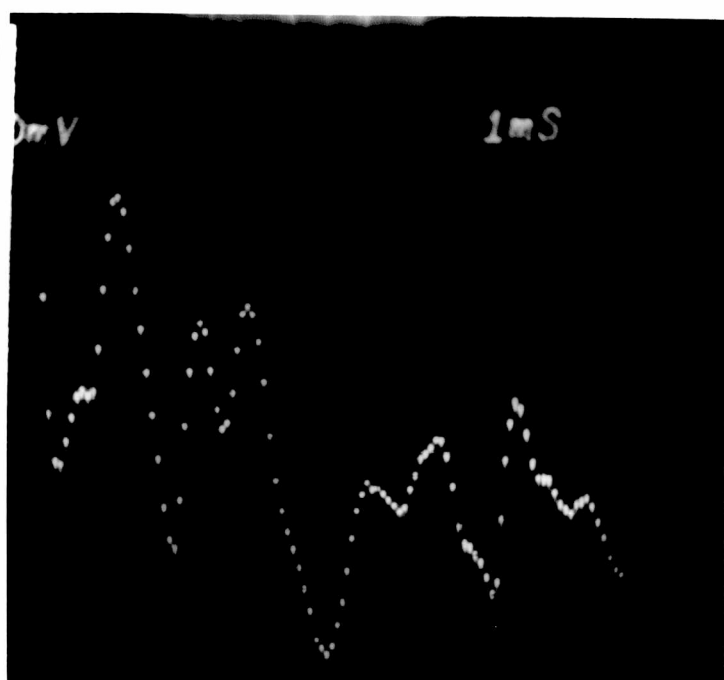
Jedną z metod oceny zdolności skupiających i jakości soczewek jest pomiar rozkładu natężenia światła w ich płaszczyźnie ogniskowej. Można tego dokonać przez proste skanowanie powiększonego przez dodatkowy układ optyczny obrazu ogniska za pomocą fotodetektora z małym otworem. W odróżnieniu od soczewek konwencjonalnych, dla których ośrodkiem wokół ogniska jest powietrze, ośrodkiem światłowodowych soczewek planarnych jest światłowód bazowy, podczas gdy skanujący detektor, układ powiększający i źródło światła otoczone są powietrzem. Stanowi to dodatkowe utrudnienie w adaptowaniu [ANDERSON i in., 1977b], [P. MOTTIER i in., 1981], [SUHARA i in., 1982], [VALETTE i in., 1982 i 1984], [VERBER i in., 1976], [YAO i in., 1978b, 1979] do techniki światłowodowej metody, stosowanej z powodzeniem w optyce konwencjonalnej.

Zastosowany układ optyczny (rys. 344-1) do pomiaru rozkładu natężenia światła w ognisku soczewki planarnej zapewniał propagowanie wiązki gaussowskiej. Na rysunku quasi-równoległa wiązka laserowa jest wprowadzana do światłowodu za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego. Krawędź łamiąca pryzmatu powinna być ustawiona prostopadle do osi optycznej soczewki. W wiązkę światła można również było wprowadzać do światłowodu z jego krawędzi (bez użycia pryzmatu). Po zogniskowaniu przez soczewkę światłowodową wiązka świetlna była wyprowadzona ze światłowodu do

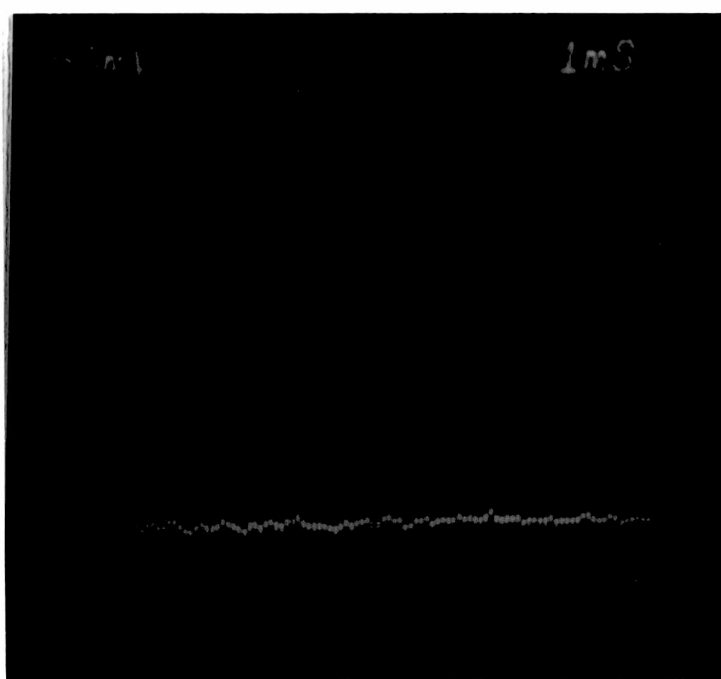


optycznego układu powiększającego w sposób zapewniający jak najmniejszą deformację frontu falowego wiązki. Światło wyprowadzano ze światłowodu z jego krawędzi (przełupanie płytki Si wzdłuż płaszczyzny krystalograficznej) lub za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego (jak na rysunku). W pierwszym przypadku jakość krawędzi miała znaczny wpływ na wynik pomiaru, co ilustruje rys.344-2. Innym mankamentem wyprowadzania światła z krawędzi jest konieczność przełamania płytki jak najbliższej ogniska soczewki światłowodowej - układ planarny ulega przy tym zniszczeniu. Pozwala to jednak na użycie obiektywu mikroskopowego o krótkiej ogniskowej (tym samym o dużym powiększeniu i rozdzielczości). Tej zalety nie posiada natomiast drugi wariant, oparty na wyprowadzaniu światła za pomocą pryzmatu. Tu potrzebne jest pozostawienie pola manewru dla sprzęgacza pryzmatycznego. Zatem zastosować można tylko soczewki powiększające o dłuższej ogniskowej, czyli o małym powiększeniu i rozdzielczości. Choć wariant ten wymaga precyzyjnego i żmudnego ustawiania krawędzi pryzmatu dokładnie w ognisku mierzonej soczewki, jest on metodą nie niszczącą, co dla produkcji w skali laboratoryjnej jest ogromną zaletą.

W pomiarach uwzględniono zmianę liczby otworowej mierzonej soczewki przy wyprowadzaniu światła do otoczenia. Rozmiaru plamki w ognisku mierzonej soczewki nie określano na podstawie jej klasycznej definicji (kryterium Raleigha) z powodu występowania tła optycznego i promieniowania rozproszonego (szumy). Rozmiar plamki wyznaczano z pomiaru



a)



b)

Rys. 344-2 Rozkład natężenia światła wychodzącego z krawędzi złej jakości (a) i dobrej jakości (b) - ilustracja znaczenia jakości krawędzi.

natężenia światła, jako odległość między punktami na krzywej rozkładu, dla którego natężenie zmniejszy się do połowy (-3 dB) lub do poziomu $1/e^2$ (-8.69 dB). Zatem szerokość plamki wyniesie [YAO i in., 1979]:

$$\begin{array}{ll}
 1,27 \lambda (f'/a) & \text{dla } -8,69 \text{ dB } (1/e^2) \\
 \text{i} & \\
 0,75 \lambda (f'/a) & \text{dla } -3 \text{ dB} ,
 \end{array}$$

pod warunkiem, że soczewka jest oświetlona wiązką gaussowską o szerokości a (w $1/e^2$) i posiada ogniskową f' . Sama soczewka powinna mieć średnicę czynną dużo większą niż szerokość wiązki, by uniknąć wpływu obcinania tej ostatniej na wynik pomiaru.

Jako sondę pomiarową zastosowano szczelinę połączoną z fotodiodą za pomocą pęku włókien światłowodowych. Szczelina przemieszczała się prostopadle do osi optycznej obiektywu (50 mm) w płaszczyźnie ostrego zobrazowania mierzonego ogniska soczewki światłowodowej.

>>METODA Z TELEWIZYJNĄ KAMERĄ WIDIKONOWĄ<<

Opisana powyżej metoda w swoich wariantach polegała na skanowaniu powiększonego ogniska soczewki przez detektor przesłonięty ekranem z wąską szczeliną. Metoda ta, mimo zautomatyzowania przesuwu detektora i automatycznej rejestracji wyników pomiarowych, jest, jak wspomniano, uciążliwa w stosowaniu. Zogniskowanie obrazu na szczelinie detektora, decydujące o poprawnym pomiarze, jest

czasochłonne. Zastosowanie widikonu w miejsce detektora ze szczeliną sprawiło, że proces ogniskowania obrazu można kontrolować na ekranie monitora, a obraz rozkładu natężenia światła otrzymuje się na ekranie oscyloskopu natychmiast po zogniskowaniu obrazu. W skład urządzenia (rys.344-3), wykonanego i zestawionego przez autora we własnym zakresie, wchodzi:

- układ optyczny, zestawiony z elementów optycznych produkcji KABID-Opole, lasera He-Ne LG-600 produkcji PZO i kamery TV typu TFK 500.S produkcji RFT, obiektywów mikroskopowych produkcji PZO;
- układ elektroniczny, przeznaczony do analizy sygnału wizyjnego i typowy oscyloskop DT 516A.

W skład analizatora sygnału wizyjnego wchodzi:

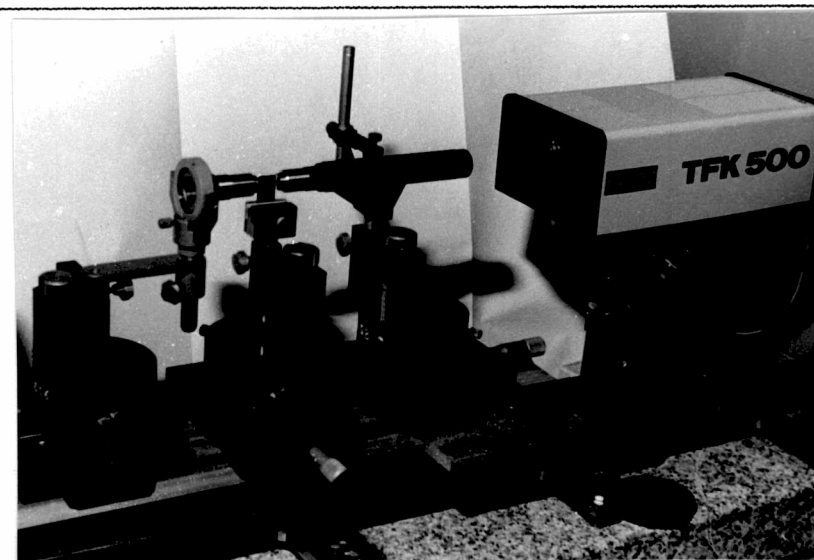
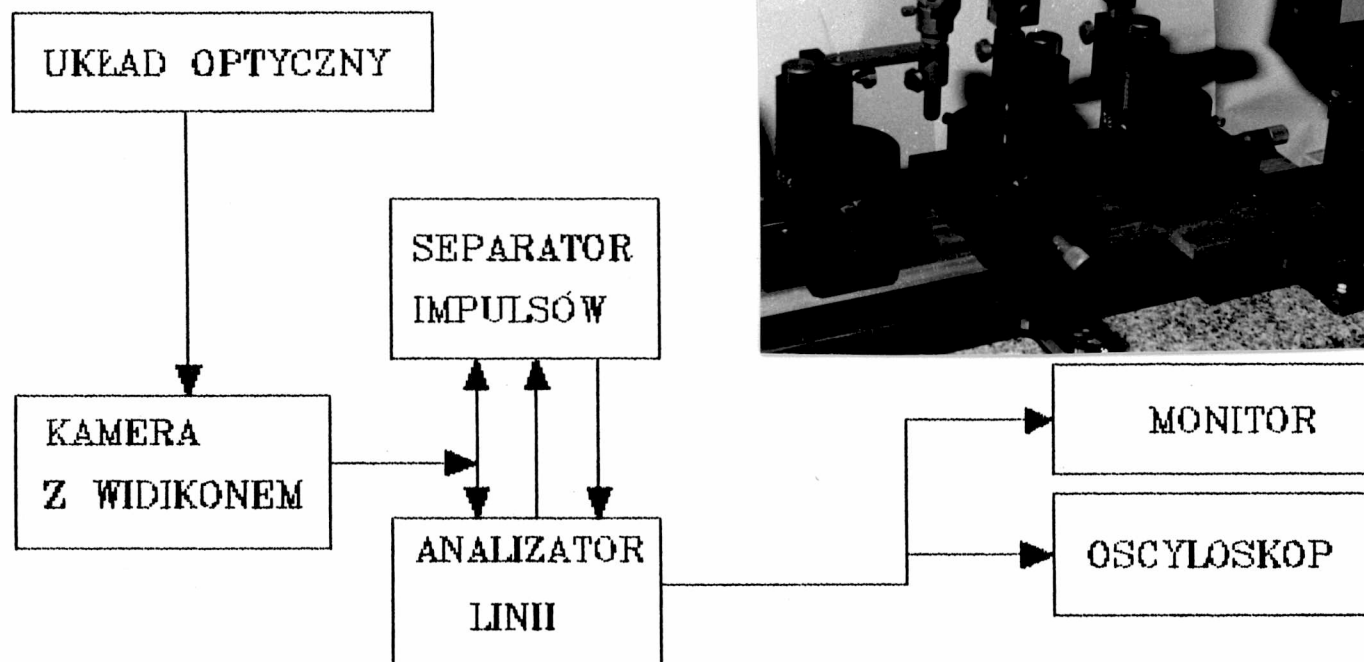
- układ separacji i kształtowania sygnałów synchronizacyjnych linii i ramki;
- układ kształtujący i wybierający linię obrazu (odcinek poziomy lub pionowy) podlegającą analizie.

Pierwszy układ, schematycznie przedstawiony na rys.344-4, spełnia następujące funkcje:

- wydziela z sygnału wizyjnego, pochodzącego z kamery TV, impulsy synchronizujące linii i ramki;
- dopasowuje poziom i kształt sygnałów synchronizujących do poziomu TTL;
- dostarcza sygnały synchronizujące linii i ramki do drugiego układu i do gniazd na płycie czołowej.

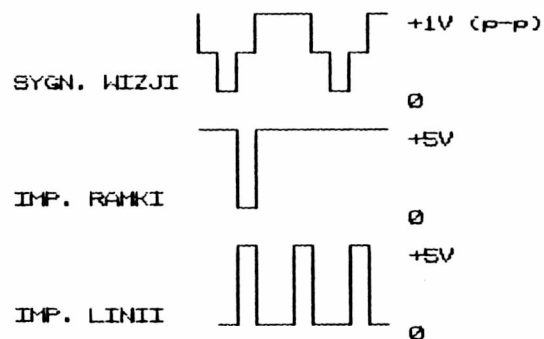
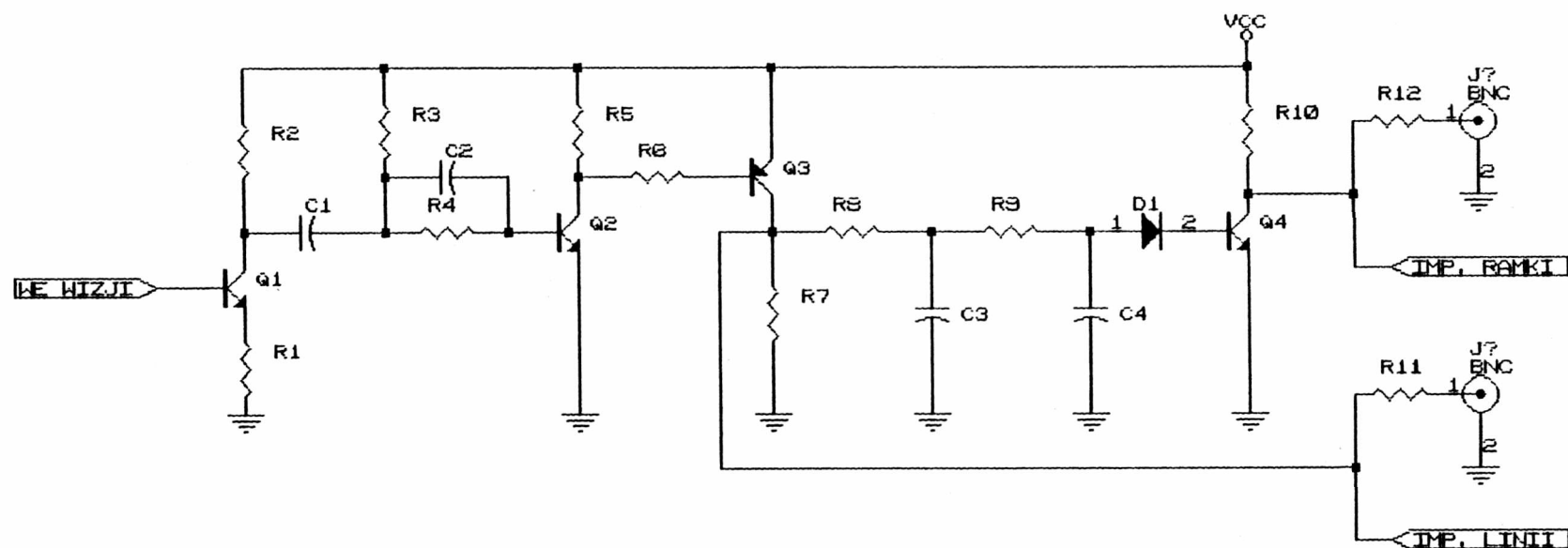
Drugi układ (rys.344-5) spełnia następujące zadania:

w modzie pracy "a"

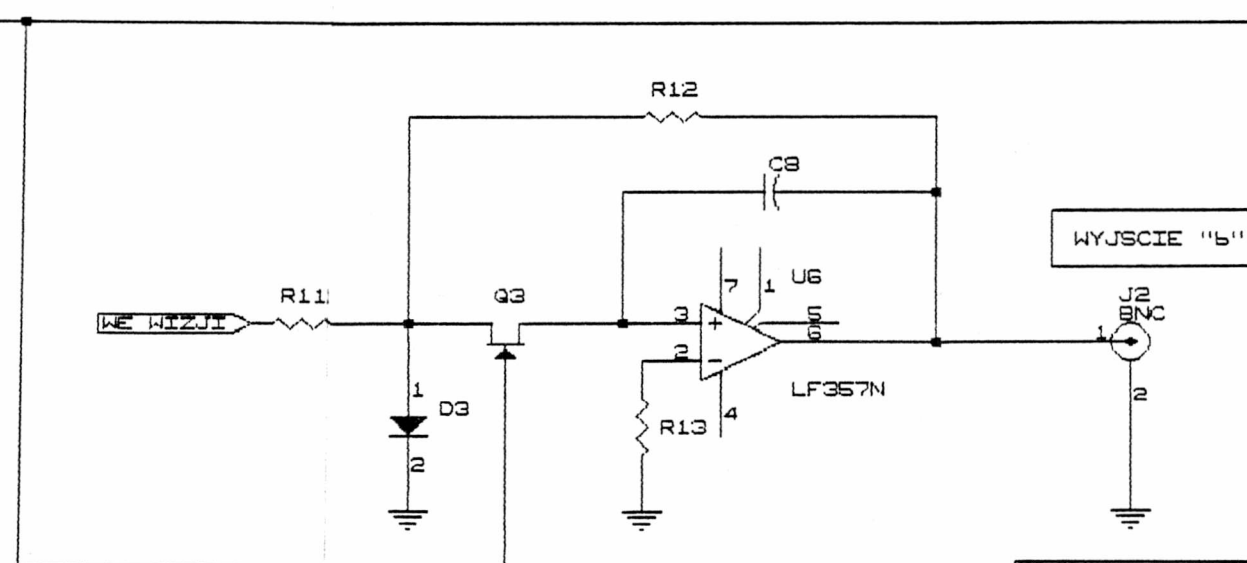
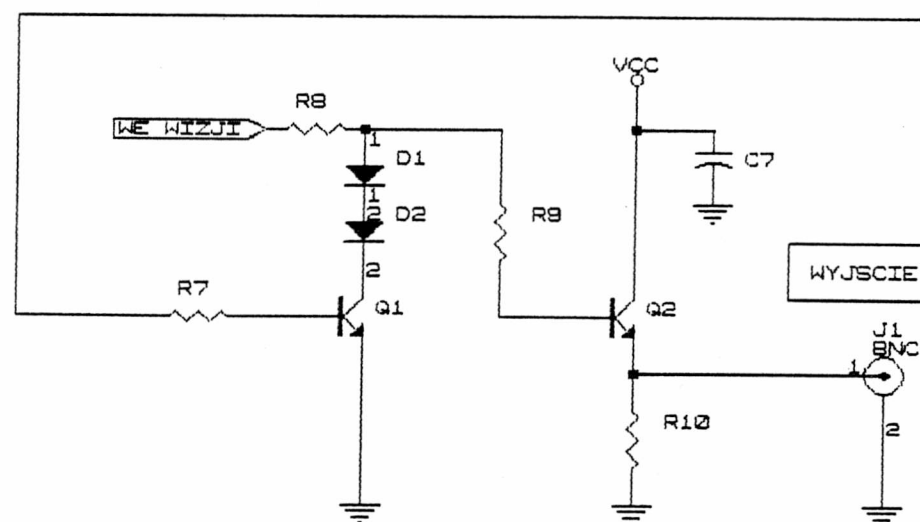
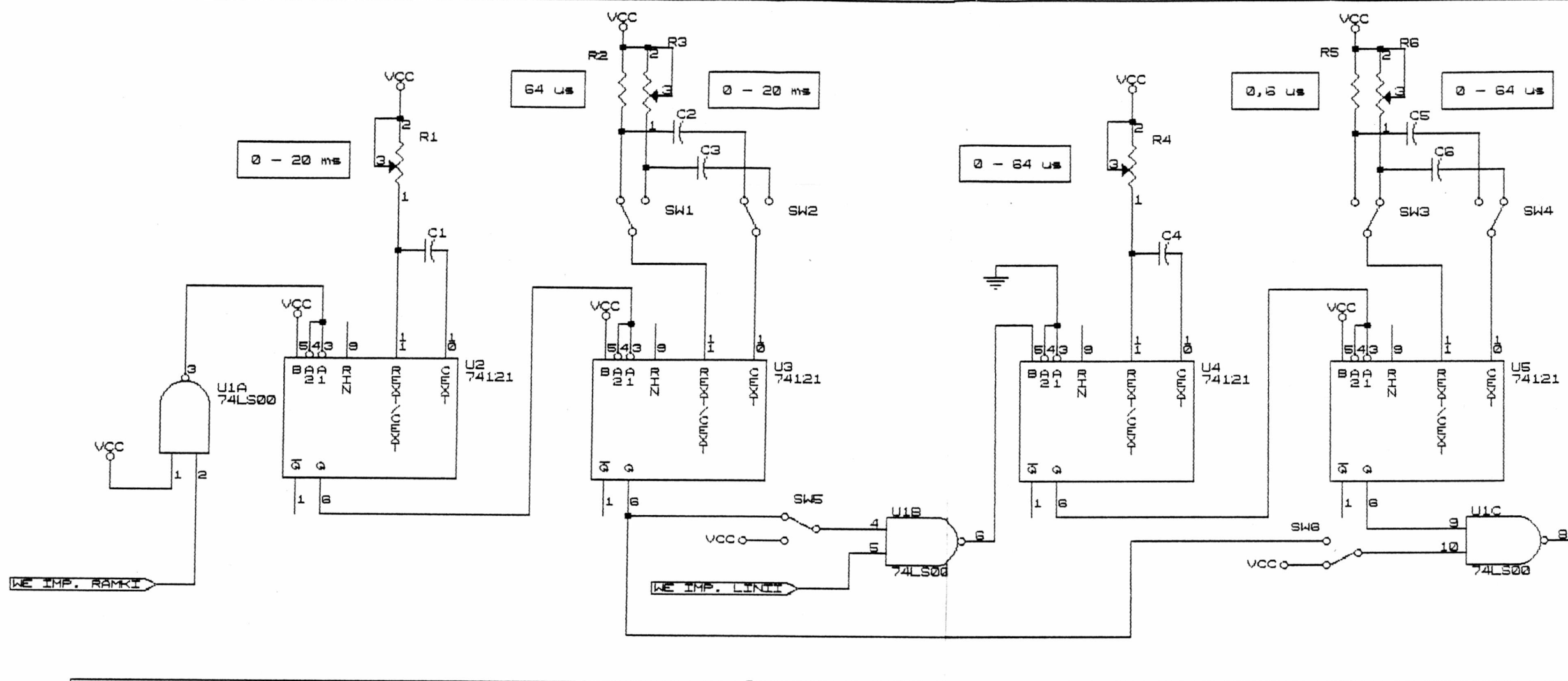


RYS. 344-3

Schemat blokowy urządzenia do pomiaru rozkładu natężenia światła



ZEC5 ITE Pwr		
Title		
SCHEMAT ELEKTRYCZNY ZESPOLU 1		
Size	Document Number	REV
A	RYS. 344-4	JR
Date:	July 2, 1991	Sheet 1 of 1



WSZYSTKIE PRZELACZNIKI ZALEZNE ,
USTAWIONE W POZYCJI "a"

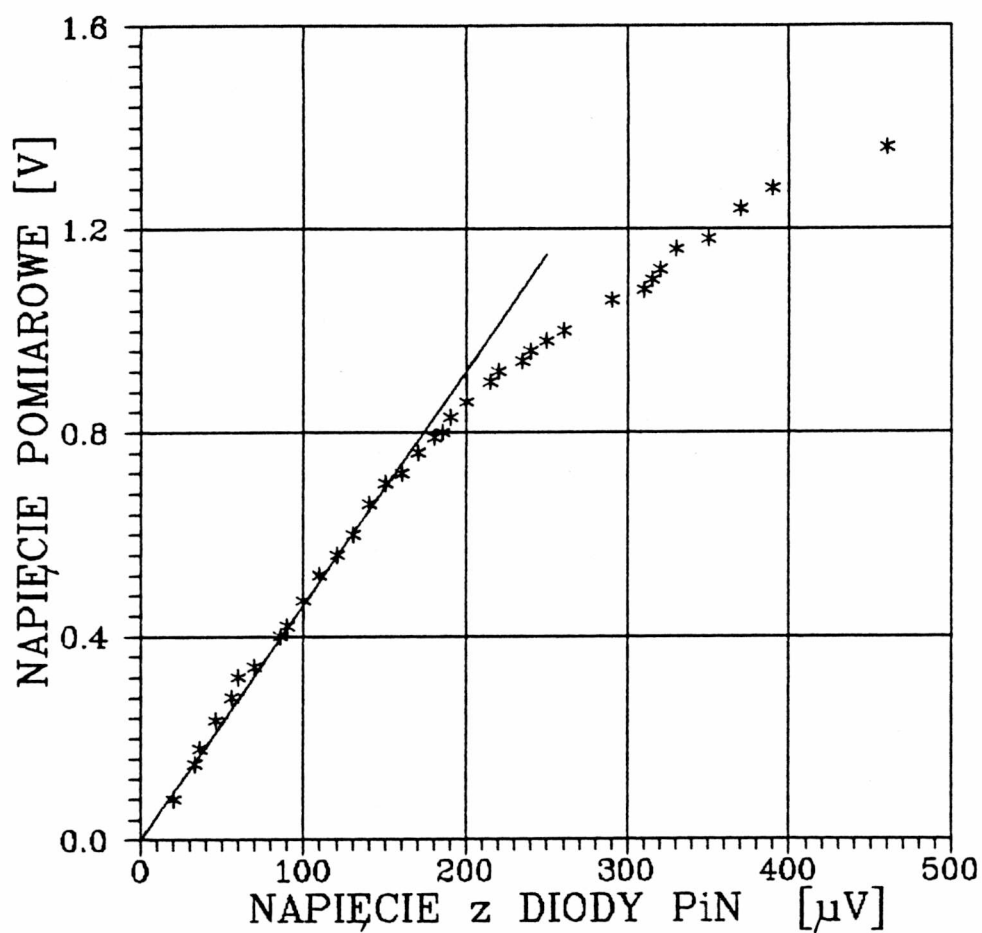
ZEC5 ITE Pwr		
Title	SCHEMAT ELEKTRYCZNY ZESPOLU 2	
Size	Document Number	REV
B	RYS. 344-5	JR
Date:	July 2, 1991	Sheet 1 of 1

- wybiera linię obrazu, której odcinek będzie podlegał analizie , określa położenie początku odcinka i jego długość;
- kluczuje sygnał wizyjny i podaje do gniazda na płycie czołowej jego fragment, odpowiadający wybranemu odcinkowi;
- moduluje sygnał wizyjny tak, aby umożliwić obserwację położenia wybranego odcinka na monitorze TV;

w modzie pracy "b"

- wybiera położenie pionowego odcinka na obrazie, określa jego początek i długość;
- próbkuje sygnał (czas próbkowania ok. $0,6 \mu s$, okres $64 \mu s$) w punktach odpowiadających wybranemu odcinkowi na ekranie, zapamiętuje wielkość sygnału w każdym punkcie przez okres $64 \mu s$ i tak utworzony sygnał podaje do gniazda na płycie czołowej urządzenia;
- moduluje sygnał wizyjny, jak w modzie pracy "a".

Zarówno w modzie pracy "a" jak i "b", zanalizowany sygnał wizyjny można obserwować na ekranie oscyloskopu. Napięcie wizyjne na wyjściu kamery widikonowej może być nieliniową funkcją natężenia światła padającego na płytkę światłoczułą widikonu. Dlatego relacje ilościowe w oparciu o obraz oscyloskopowy prowadzono dopiero po uwzględnieniu tej funkcji. W tym celu zbadano zależność napięcia odczytywanego z ekranu oscyloskopowego w funkcji natężenia światła padającego na płytkę widikonu ($\lambda = 0,6328 \mu m$, fotodioda p-i-n BWP24) (rys. 344-6). Otrzymaną charakterystykę z dużą dokładnością można było przybliżyć linią prostą w zakresie $0 - 0,6 V$, używanym do tworzenia obrazów na oscyloskopie.



Rys. 344-6 Weryfikacja liniowości charakterystyki vidikonu kamery TFK 500 f-my RFT, w funkcji natężenia światła. Jako wzorzec liniowości stosowano fotodiode PIN typu BPW 24 f-my AEG-TELEFUNKEN. Automatyka kamery wyłączona.

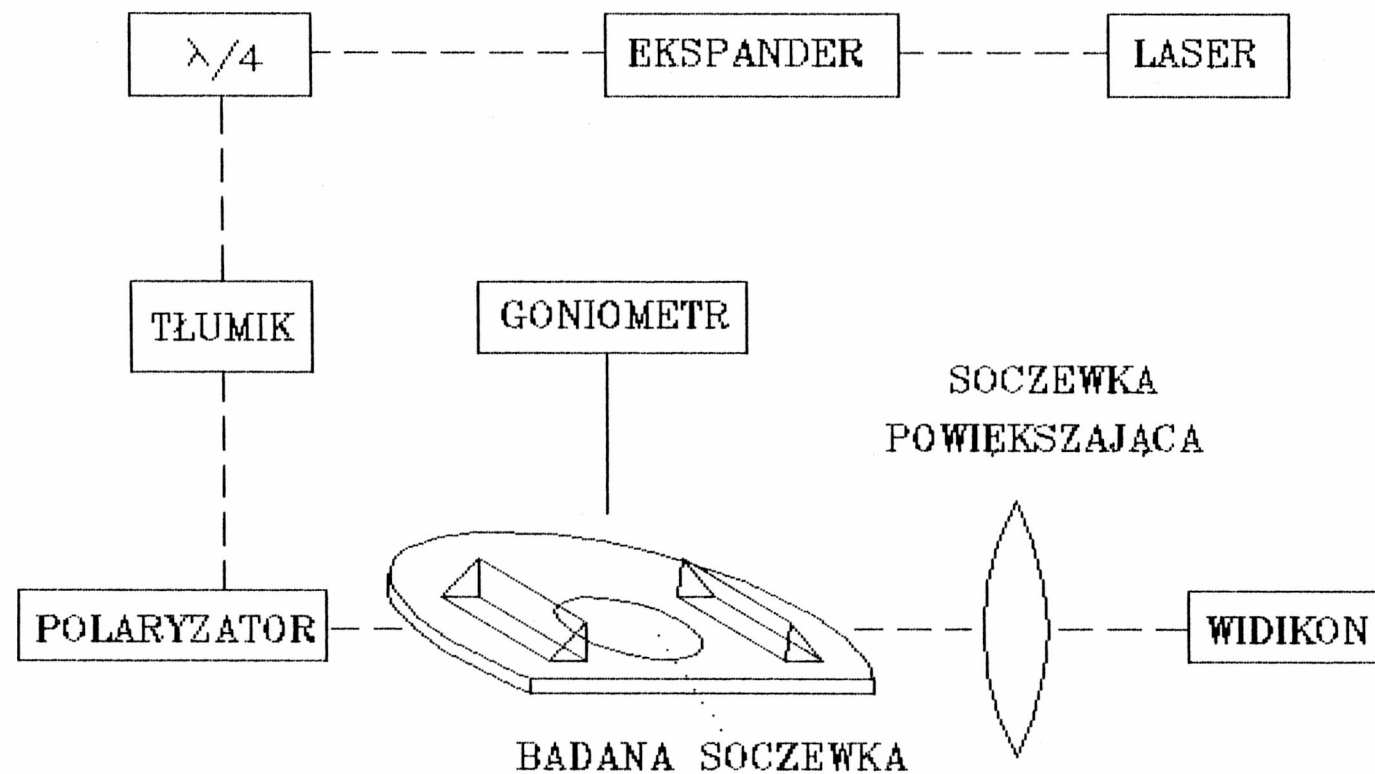
Oznacza to, że dla tego zakresu napięć charakterystyka źródła światła, otrzymywana na ekranie oscyloskopu, odtwarza rozkład natężenia światła z zadowalającą wiernością.

Układ optyczny (rys. 344-7) omawianego urządzenia spełnia następujące zadania:

- wprowadza światło o odpowiedniej polaryzacji do światłowodu i formuje wiązkę świetlną, propagowaną w światłowodzie;
- umożliwia regulację mocy wiązki świetlnej padającej na płytkę widikonu;
- umożliwia odwzorowanie rozkładu natężenia światła w badanym miejscu na płycie sygnałowej widikonu z odpowiednim powiększeniem.

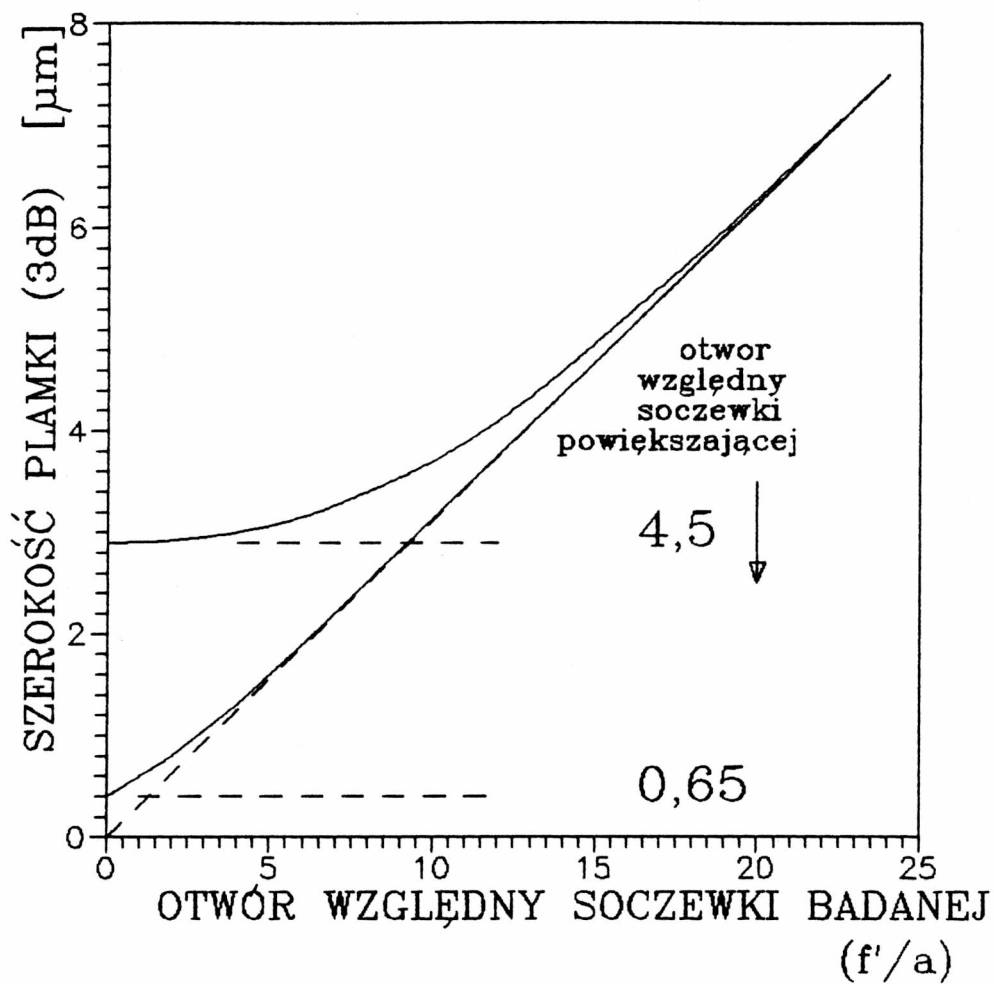
Jak poprzednio, w pomiarach uwzględniono zmianę liczby otworowej mierzonej soczewki przy wyprowadzaniu światła do otoczenia. Rozmiaru plamki w ognisku mierzonej soczewki nie określano na podstawie kryterium Rayleigha. Rozmiar plamki, jak poprzednio, wyznaczano z pomiarów natężenia światła na poziomie -8.69 dB i -3 dB.

Gdy efektywna liczba otworowa soczewki światłowodowej (f'/α) jest większa od liczby otworowej soczewki powiększającej, wiązka gaussowska nie ulega ograniczeniu na aperturze soczewki powiększającej. Wtedy też rozkład natężenia światła na płycie widikonu jest powiększonym rozkładem natężenia światła w ognisku soczewki światłowodowej. W przypadku, gdy liczby otworowe stają się porównywalne, wiązka gaussowska, emitowana z krawędzi światłowodu, ulega obcięciu na aperturze soczewki



Rys. 344-7. Układ optyczny urządzenia do badania rozkładu natężenia światła – schemat blokowy

powiększającej. Wówczas rozkład natężenia w obrazie, tworzonym na płytce widikonu, jest kwadratem splotu rozkładu amplitudy pola optycznego nieograniczonego w ognisku soczewki światłowodowej i rozkładu amplitudy pola optycznego w ognisku jednorodnie oświetlonej soczewki powiększającej. Jeżeli liczba otworowa soczewki światłowodowej jest dużo mniejsza niż powiększającej, to rozkład natężenia światła w obrazie na płytce widikonu przestaje zależeć od parametrów soczewki mierzonej, a zależy jedynie od parametrów soczewki powiększającej i wynosi $0,885 \lambda F/D$, gdzie F jest ogniskową soczewki powiększającej, a D jej średnicą. Na rys.344-8 pokazano zależność rozmiaru plamki ogniskowej (-3 dB), otrzymanej na płytce widikonu, w funkcji liczby otworowej soczewki światłowodowej dla dwóch soczewek powiększających. Linia przerywana zaznacza ograniczenie rozdzielczości układu pomiarowego na skutek obcinania wiązki gaussowskiej na aperturze soczewki powiększającej. Należy podkreślić, że nie jest to jedyne ograniczenie rozdzielczości układu. Obraz ogniska soczewki rzutowany jest na płytkę widikonu o skończonej rozdzielczości (20 linii na mm). W przypadku obiektywem PZO 40x minimalny niepowiększony rozmiar plamki ogniskowej soczewki światłowodowej wynosił 1,25 μm . Minimalna liczba otworowa soczewki badanej wynosiła 4. Granicę tę można przesunąć do wartości 2, jeżeli zastosuje się dodatkowo okular projekcyjny, powiększający obraz uzyskany przez obiektyw mikroskopowy. W warunkach pomiarów prowadzonych przez autora rozdzielczość widikonu nie stanowiła istotnego ograniczenia.



Rys. 344-8 Wpływ otworu względnego soczewki powiększającej na wynik pomiaru szerokości plamki ogniskowej soczewki światłowodowej.

Rozdzielczość wykonanego urządzenia pomiarowego wnosi poniżej 1 μm . Można ją jeszcze poprawić przez zastosowanie obiektywu powiększającego o większej zdolności rozdzielczej, jakim nie dysponował autor. Zaletą wykonanego urządzenia jest łatwe i szybkie przygotowanie do pomiaru, możliwość wizualnego podglądu (monitor kontrolny) analizowanego obiektu oraz możliwość badania przestrzennych rozkładów natężenia światła emitowanego z dowolnego źródła, nie tylko z ognisk soczewek światłowodowych.

3.5 WYBOR MATERIAŁU I TECHNOLOGII WYTWARZANIA SOCZEWEK

3.5.1 WYBÓR PODŁOŻA

Przy konstruowaniu urządzeń optoelektroniki zintegrowanej głównym kryterium oceny przydatności poszczególnych materiałów i technologii ich nanoszenia jest możliwie pełne scalenie układu na jednym podłożu. Dotychczas nie opracowano materiału, który byłby odpowiedni dla konstrukcji źródeł światła, detektorów, elementów biernych i przeznaczonych do oddziaływań akustooptycznych jednocześnie. Oznacza to, że całe urządzenie będzie strukturą hybrydową, a jego poszczególne elementy - to jest światłowód, soczewki, przetwornik fali powierzchniowej, linijka detektorów, zwierciadła - będą wykonane w miarę możliwości w jednym materiale. Przed projektantem układu stoi więc zadanie takiego doboru materiałów na podłożu i poszczególne elementy, aby uzyskać maksymalne upakowanie elementów, minimalną ilość operacji technologicznych dla ich wykonania przy minimalnym koszcie materiałów.

Jednym z najbardziej popularnych materiałów stosowanych do budowy urządzeń optyki zintegrowanej jest niobian litu. Wynika to z jego następujących zalet:

- dobre własności optyczne oraz możliwość wykonania małostratnych światłowodów,

- korzystne własności fizyczne (duże współczynniki elektrooptyczny i sprzężenia elektromechanicznego, małe

tłumienie akustycznej fali powierzchniowej).

Parametry fizyczne nie są jednak decydującym czynnikiem wyboru danego materiału. Trzeba jeszcze dysponować dobrze rozwiniętą bazą technologiczną, by zapewnić dobrą jakość wytworzonych w oparciu o ten materiał urządzeń lub elementowi odpowiednią powtarzalność parametrów. Z tego punktu widzenia rysuje się alternatywne rozwiązanie: użycie podłoża krzemowego, posiadającego następujące zalety:

- dobrze rozwinięta technologia samego krzemu z powierzchnią o optycznej jakości jak i technologie wytwarzania warstw dielektrycznych, metalicznych oraz fotolitografia,

- korzystne własności fizyczne krzemu (wytrzymałość mechaniczna, możliwość łupania wzdłuż płaszczyzn krystalograficznych, odporność chemiczna, naturalny tlenek o doskonałych własnościach dielektrycznych i optycznych, brak efektów starzenia się),

- łatwy dostęp do podłoża o doskonałych parametrach i dużych powierzchniach,

- możliwość wykonania w podłożu elementów lub układów elektronicznych (detektory, układy wzmacniające, logiczne) zintegrowanych ze światłowodem.

- warstwowa struktura światłowodu (wymuszona dużym tłumieniem światła w krzemie w interesującym nas zakresie widma - konieczne staje się nanoszenie warstw stanowiących światłowód na podłoże krzemowe, na którym wytworzono warstwę buforową tlenku krzemu).

Warstwowa struktura światłowodu jest łatwa w opisie teoretycznym (zdefiniowany rozkład współczynników załamania), umożliwia łatwe sterowanie efektywnym współczynnikiem załamania przez prostą zmianę grubości warstwy, a także dobranie optymalnej struktury (np. dwu- lub wielowarstwowej) dla uzyskania dobrych optycznych i akustooptycznych własności jednocześnie.

Z powodu dobrze rozwiniętej w Instytucie Technologii Elektronowej Politechniki Wrocławskiej bazy technologicznej w zakresie technologii półprzewodnikowej opartej na krzemie (utlenianie, dyfuzja, fotolitografia) oraz technologii cienkich warstw (parowanie i napyłanie warstw dielektrycznych i metalicznych) wybrano strukturę warstwową światłowodu oraz krzem jako podłoże do realizacji elementów czynnych [PATELA,1985a] jak i biernych [RADOJEWSKI i in., 1984c].

3.5.2 WYBÓR STRUKTURY ŚWIATŁOWODU

Konwencjonalne soczewki pracują zazwyczaj w wolnej przestrzeni o współczynniku załamania równym jedności. Całkowity zakres zmian współczynnika załamania materiałów używanych do wytwarzania soczewek zawiera się między 1,3 a 3,6. Typowe wartości leżą w przedziale 1,4 - 1,8. Taki zakres zmian współczynnika załamania pozwala na realizację elementów o dużej sile zbierającej.

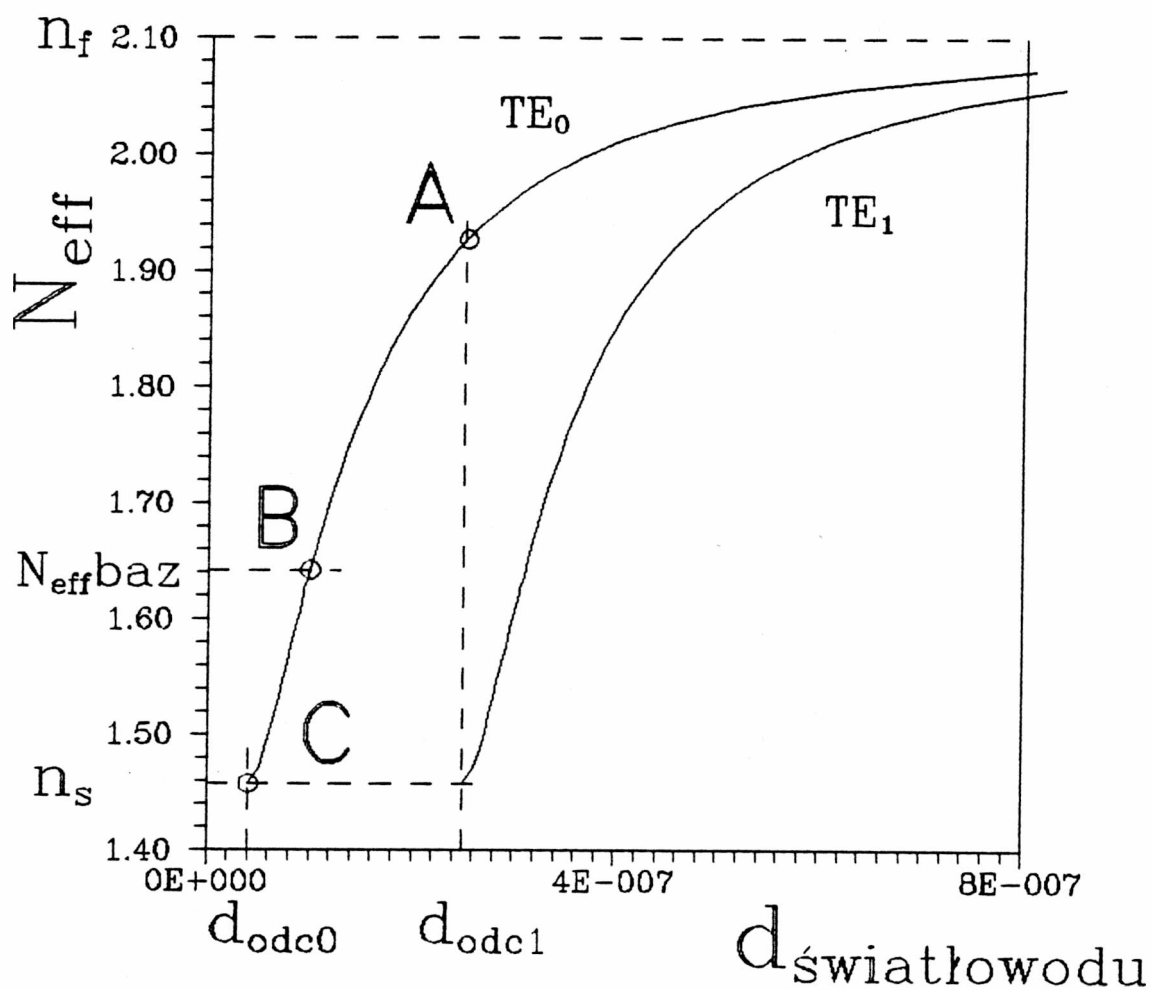
W przypadku światłowodów planarnych wartości efektywnego współczynnika załamania prowadzonego modu (który jest odpowiednikiem współczynnika załamania w optyce konwencjonalnej -por. pkt 2.1) zawiera się między współczynnikiem załamania materiału podłoża światłowodu n_s a współczynnikiem załamania materiału warstwy światłowodowej n_f . Na rysunku 352-1 przedstawiono zależność efektywnego współczynnika załamania modu od grubości światłowodu. Odcinek C - B jest wykorzystywany do wykonania światłowodu a B - A - do wykonania soczewki. Wartość d_{odc} oznacza minimalną grubość światłowodu wymaganą dla propagacji światła w warstwie. Grubość tę można określić ze wzoru:

$$\tau_m = \left[\frac{d_{odc}}{\lambda_o} \right]_m = \frac{1}{2\pi\delta} \arctan \left[\xi/\delta \right] + \frac{m}{2\delta} \quad , \quad 3.5.2.1$$

gdzie

$$\xi = (n_s^2 - n_c^2)^{1/2} \quad ; \quad \delta = (n_f^2 - n_s^2)^{1/2} \quad ; \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

n_c - wsp. załamania pokrycia ,



Rys. 352-1 Zależność efektywnego współczynnika załamania N_{eff} od grubości światłowodu z Ta_2O_5 na podłożu Si-SiO_2 dla TE_0 i TE_1 . Zaznaczono grubości odcięcia poszczególnych modów. Odcinek B-C krzywej odpowiada światłowodowi, A-B używany jest do konstrukcji soczewki. Długość fali $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.

m - numer modu.

W urządzeniach optoelektroniki zintegrowanej stosowanych do obróbki informacji wymaga się, w celu zwiększenia dynamiki, jednomodowości układu - tzn. takiej konstrukcji, aby w żadnym punkcie układu nie mogła wystąpić konwersja modów w mody wyższego rzędu i ich propagacja. Tak więc możliwa do wykorzystania grubość światłowodu może zawierać się między grubością odcięcia pierwszego modu, a grubością odcięcia modu zerowego:

$$d_{odc1} > d > d_{odc0} .$$

Zmianę grubości światłowodu zapewniającą jednomodowość układu odniesioną do maksymalnej grubości dla zerowego modu można wyrazić wzorem:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_1} = 1 / \left[1 + \frac{1}{\pi} \arctan (\xi/\delta) \right] . \quad 3.5.2.2$$

Maksymalną zmianę n_{eff} dla tego zakresu grubości światłowodu można wyliczyć ze wzoru:

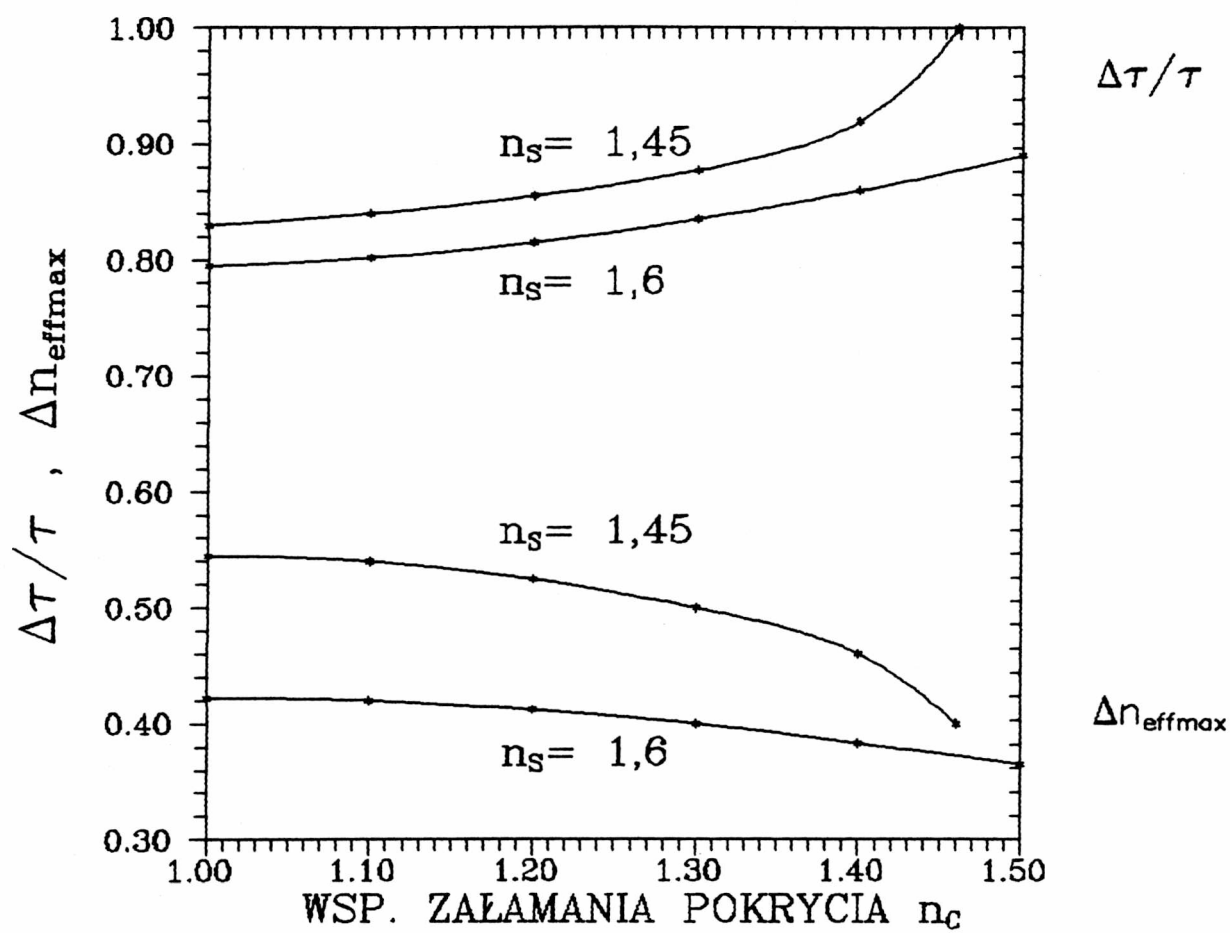
$$\Delta n_{eff \max} = \left(\frac{\delta^2}{n_s} \right) \left[\left(1 + \arctan(\xi/\delta) \right) / \left(4 + \arctan(\xi/\delta) \right) \right] . \quad 3.5.2.3$$

Warunki konstrukcji soczewek narzucają wymaganie, aby Δn_{eff} było możliwie duże (soczewki krótkoogniskowe), a $\frac{\Delta\tau}{\tau_1}$ możliwie małe. Ma to na celu zminimalizowanie rozpraszania światła i uniknięcie konwersji modów na krawędzi soczewki. Z

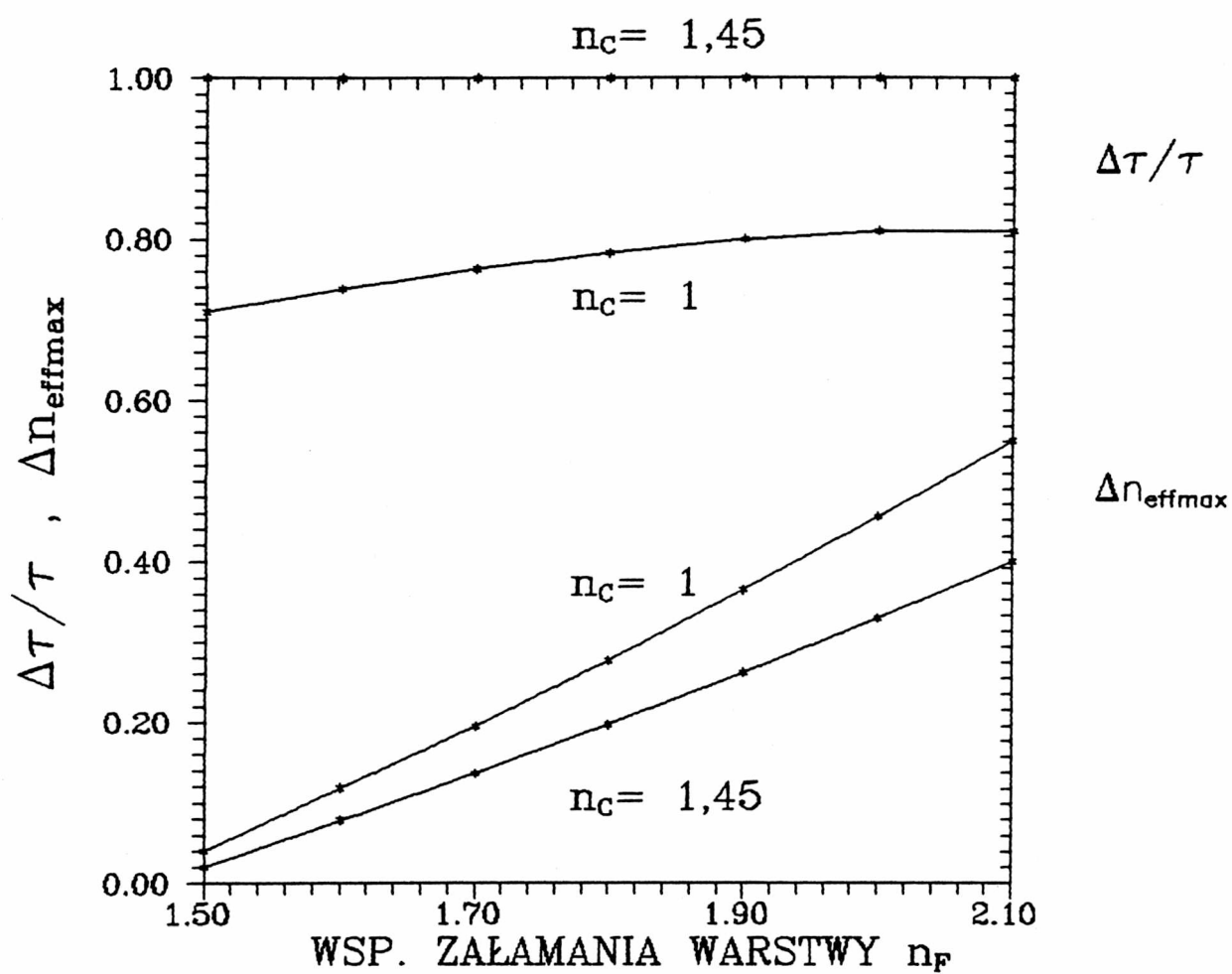
równania 3.5.2.2 wynika, że zmiana grubości światłowodu wymagana dla zmiany n_{eff} o Δn_{effmax} jest tym mniejsza, im większa jest wartość ξ lub im mniejsza wartość δ . Przez zmniejszenie δ zmniejsza się jednocześnie Δn_{effmax} (patrz 3.5.2.3) dlatego częściej tak manipuluje się współczynnikami załamania n_c i n_s aby zwiększyć wartość ξ . Redukuje się w ten sposób $\frac{\Delta\tau}{\tau_1}$ i zwiększa Δn_{effmax} . Na rys 352-2 pokazano zależność Δn_{effmax} i $\frac{\Delta\tau}{\tau_1}$ od współczynnika załamania pokrycia n_c . Jak widać wzrost jego wartości powoduje zmniejszenie zakresu zmian n_{eff} oraz zwiększenie dopuszczalnej zmiany grubości wymaganej dla otrzymania Δn_{effmax} . Tak więc optymalnym ze względu na zastosowanie do konstrukcji soczewek jest światłowód, którego pokryciem jest powietrze.

Na rys.352-3 pokazano zależność Δn_{effmax} i $\frac{\Delta\tau}{\tau_1}$ od współczynnika załamania materiału warstwy światłowodowej. Jak wynika z rysunku zwiększenie tego współczynnika zwiększa znacznie wartość Δn_{effmax} przy niewielkim wzroście $\frac{\Delta\tau}{\tau_1}$. Dla konstrukcji soczewek należy więc wybrać materiał warstwy światłowodowej o jak największym współczynniku załamania.

Jak już wspomniano, do wytworzenia światłowodu na podłożu krzemowym niezbędne jest uformowanie na jego powierzchni warstwy buforowej dla światła propagującego się w warstwie światłowodowej (rys.352-4a). Związane jest to z wartością zespolonego współczynnika załamania krzemu $n_{\text{Si}} = 3,85 - j0,02$ (dla $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$) [AZZAM,1977]. Duża wartość części rzeczywistej powoduje, że znane i opanowane techno-



Rys. 352-2 Zależność $\Delta\tau/\tau$ i Δn_{effmax} od współczynnika załamania pokrycia n_c . Obliczenia prowadzono dla $n_f = 2,1$.



Rys. 352-3 Zależność $\Delta\tau/\tau$ i Δn_{effmax} od współczynnika załamania warstwy n_F . Obliczenia prowadzono dla $n_s = 1.45$.

logicznie materiały dielektryczne (o współczynniku załamania światła rzadko przekraczającym $n = 2,2$) nie spełniają podstawowego warunku dla propagacji światła w światłowodzie:

$$n_f > n_s$$

$$n_f > n_c$$

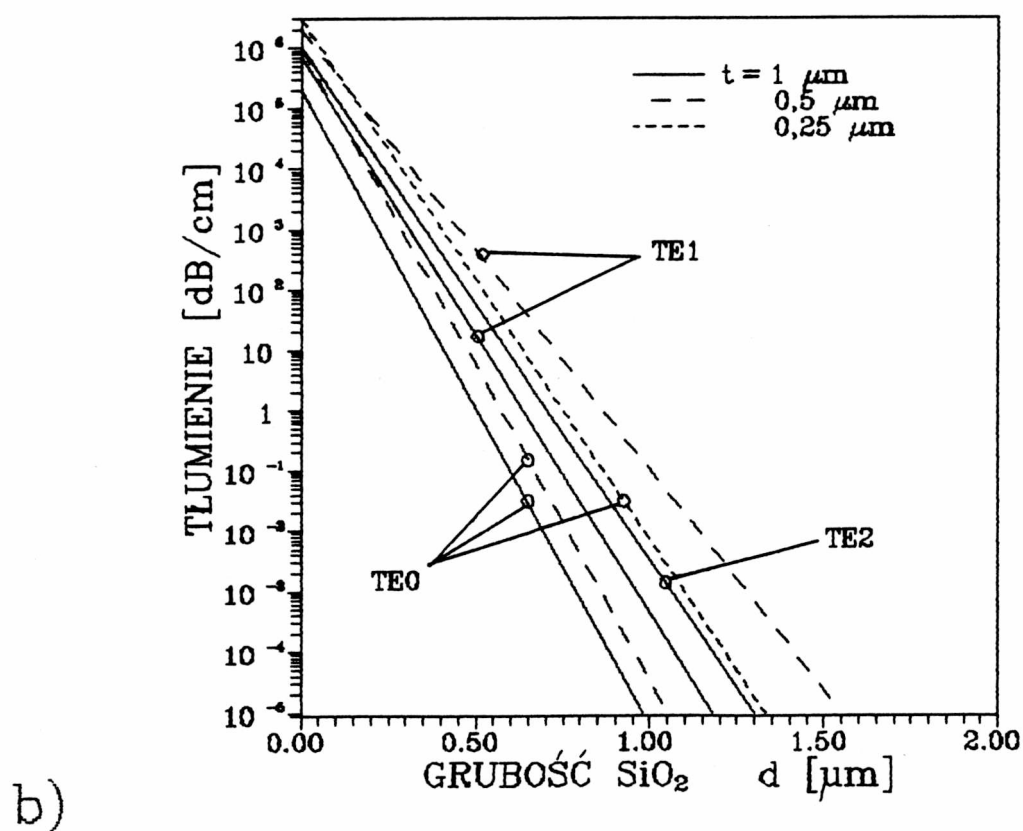
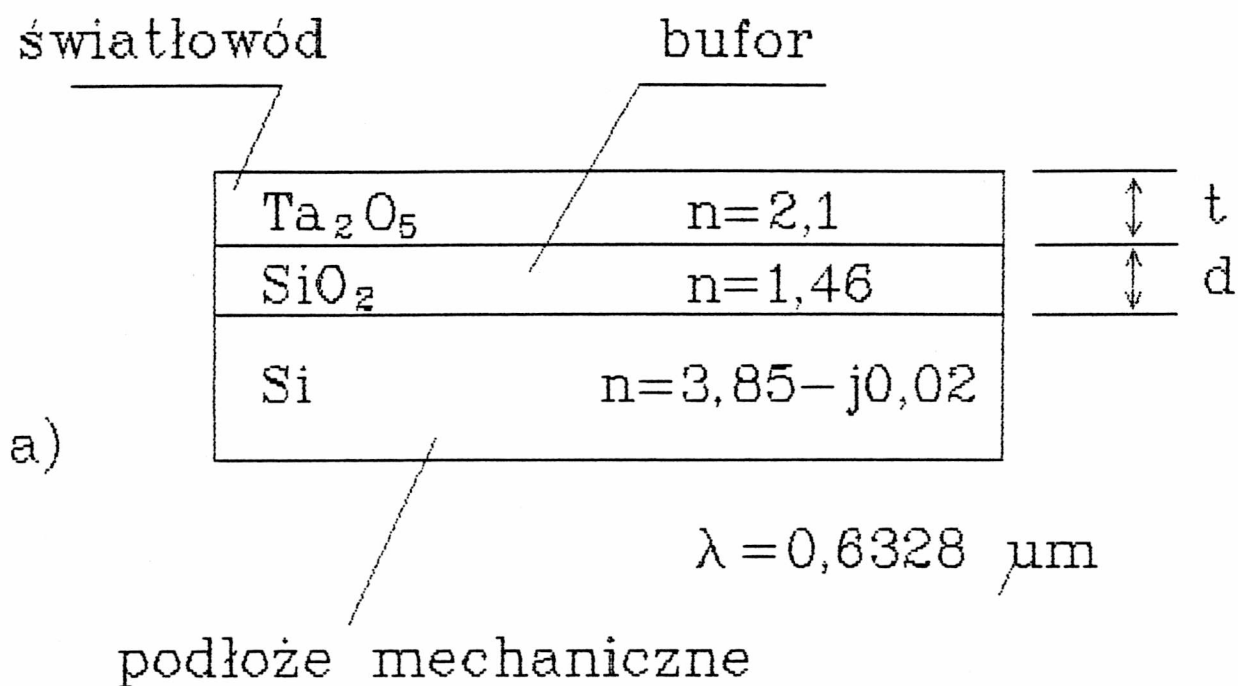
gdzie n_f - wsp. zał. warstwy światłowodowej,

n_s - wsp. zał. podłoża,

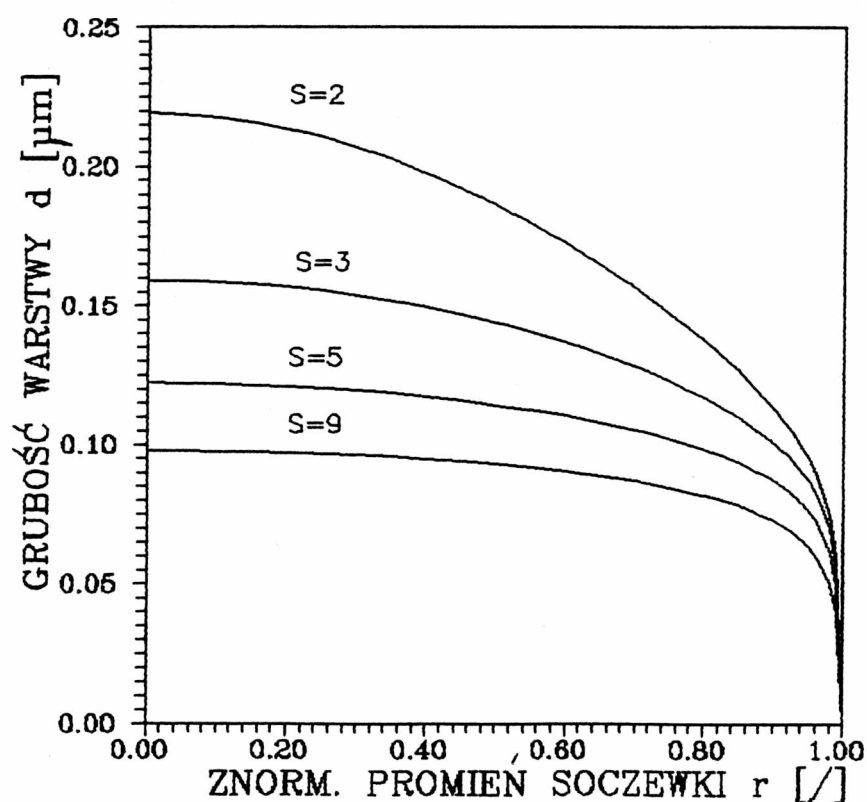
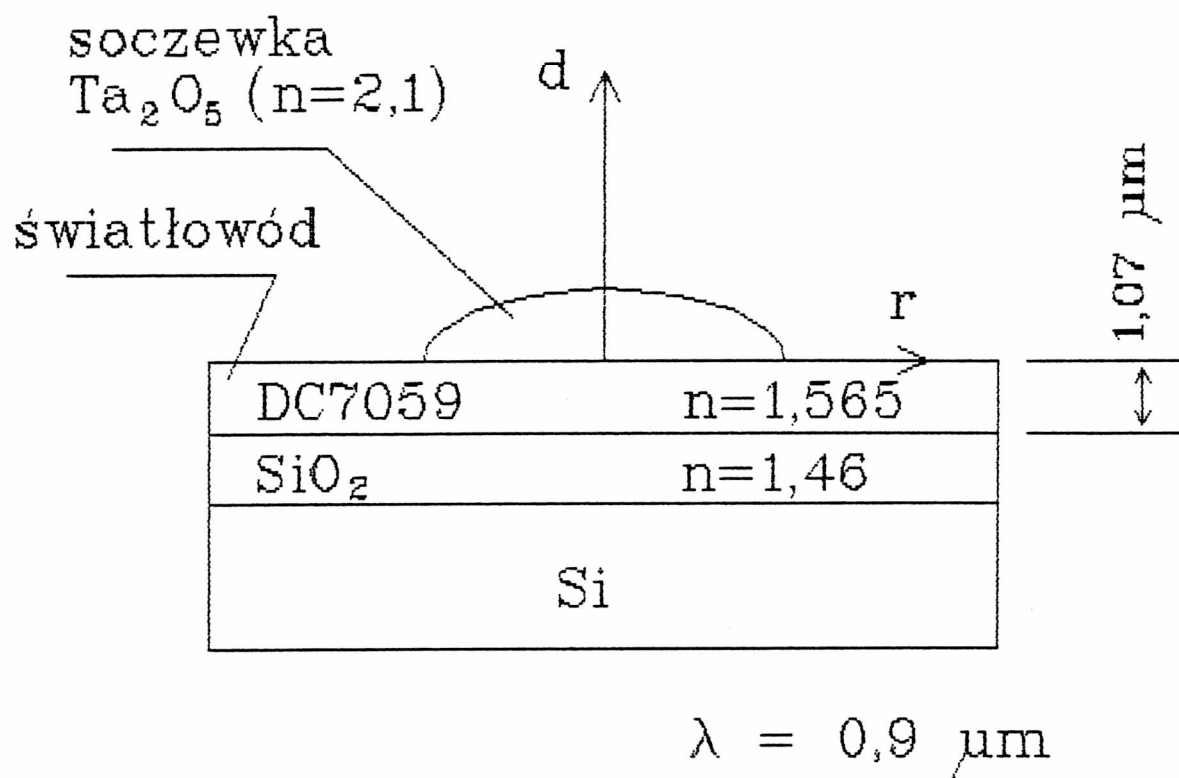
n_c - wsp. zał. pokrycia.

Warunek ten spełniony jest gdy na powierzchni krzemu utworzona zostanie warstwa SiO_2 o współczynniku załamania $n = 1,46$, a na niej dopiero naniesie się właściwą warstwę światłowodową. Duża wartość części urojonej współczynnika załamania krzemu powoduje, że światło które wnika przez warstwę buforową jest całkowicie tłumione. Aby uniknąć wpływu tego zjawiska na tłumienie światła w światłowodzie warstwa buforowa musi być odpowiednio gruba. Na rys.352-4b przedstawiono diagram umożliwiający dobór grubości tej warstwy [RADOJEWSKI i in.,1986d]. Należy tu dodać, że grubość warstwy jest kompromisem między tłumieniem światła w światłowodzie a czasem utleniania który gwałtownie rośnie w funkcji grubości warstwy ["Procesy...",1980].

Na zakończenie tego rozdziału nie można nie wspomnieć o strukturach wielowarstwowych. Na rys. 352-5 pokazano konstrukcję tego typu wykorzystującą układ materiałowy Ta_2O_5 - DC7059 - SiO_2 - Si. Za wyborem takiego rozwiązania

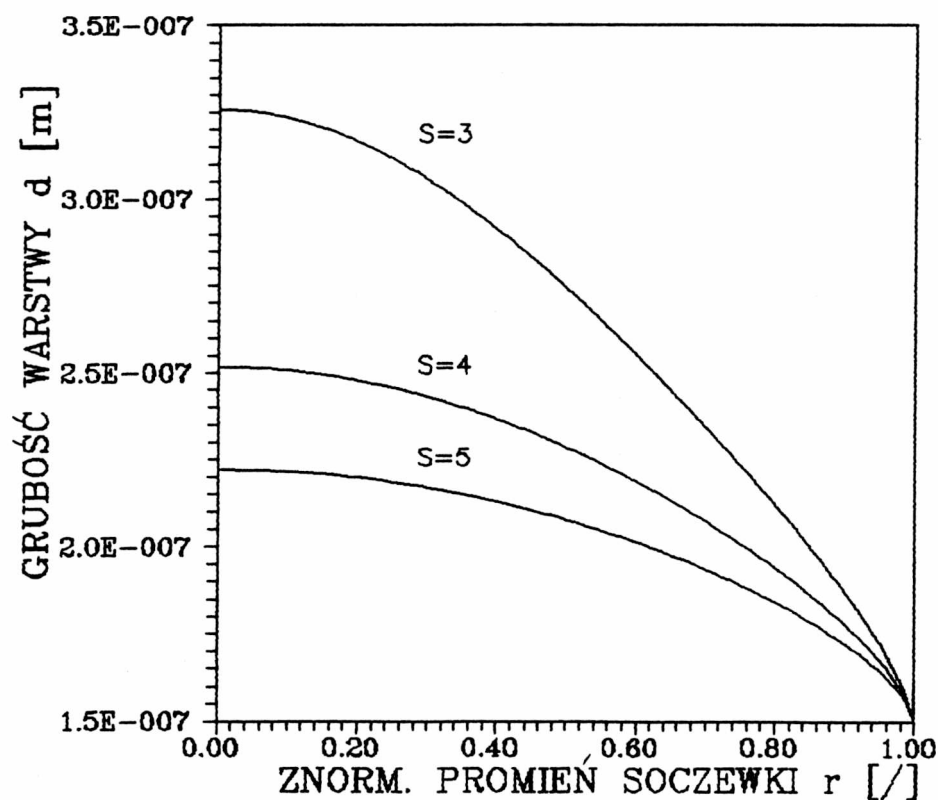
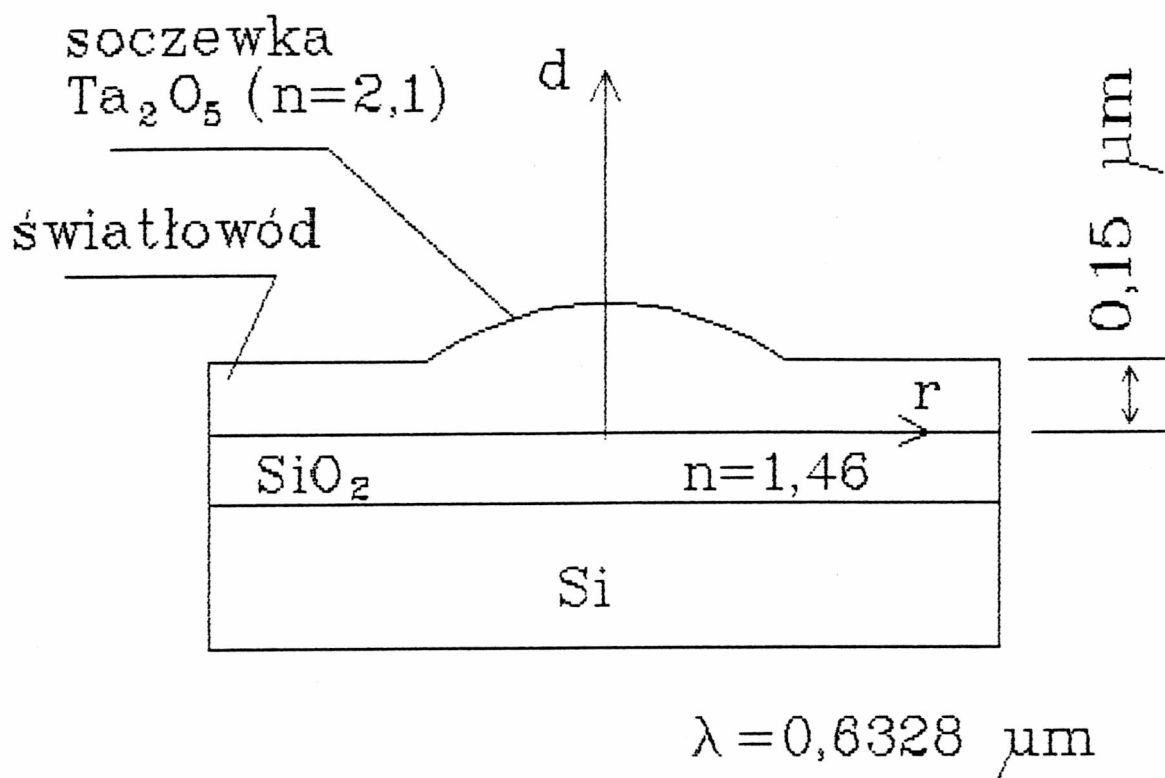


Rys. 352-4 Wpływ grubości warstwy SiO_2 na tłumienie światłowodu Ta_2O_5 (b) dla układu warstw z części (a) rysunku.



Rys. 352-5 Profil grubości wierzchniej warstwy światłowodowej w obrębie soczewki (na dole), dla struktury Ta_2O_5 - DC7059 - SiO_2 - Si (na górze).

przemawia [ANDERSON i in., 1977a], [YAO i in., 1979], [BRYAN i in., 1982] możliwość wykorzystania całego zakresu zmienności efektywnego współczynnika załamania w warstwie tworzącej soczewkę. Jest ona bowiem nanoszona na gotowy już światłowod. W przypadku, gdy soczewka wykonywana jest z tego samego materiału co światłowod (rys. 352-6), część dostępnego zakresu zmian grubości należy poświęcić na wytworzenie światłowodu (por. rys. 352-1). Ogranicza to zakres dostępnych ogniskowych, soczewek wykonanych w tej strukturze, do wartości nie mniejszych niż $S = 2$. Nie jest to jednak niedogodność uciążliwa. Dla typowych zastosowań soczewek krótkoogniskowych (kolimacja promieniowania lasera półprzewodnikowego) nie stanowi to istotnego ograniczenia, gdyż rozbieżność wiązki lasera w płaszczyźnie równoległej do złącza z reguły nie przekracza kilku stopni [MROZIEWICZ i in., 1985]. Stosowanie struktury wielowarstwowej z rys. 352-5 pociąga za sobą niekorzystne zjawiska. Ze względu na silną nieliniowość charakterystyk modowych w miejscu styku obu warstw światłowodowych, profile grubości obliczone dla tej struktury wykazują silne zakrzywienie na granicy soczewki. W konsekwencji prowadzi to do rozpraszania światła i konwersji modów w mody wyższego rzędu, czyli silnego tłumienia światła przez soczewkę. W strukturze z rys. 352-6 zjawiska te odgrywają o wiele mniejszą rolę, przy prostszej technologii, gdyż zbędne staje się nanoszenie światłowodowej warstwy szklanej. Przesłanki te zadecydowały o wyborze struktury z rys 352-6 do realizacji soczewek Luneburga.



Rys. 352-6 Profil grubości warstwy światłowodowej w obrębie soczewki (na dole), dla struktury Ta_2O_5 - SiO_2 -Si (na górze).

3.5.3 WYBÓR MATERIAŁU ŚWIATŁOWODU I TECHNOLOGII

Światłowod planarny jest podstawowym elementem wszystkich urządzeń realizowanych techniką optyki zintegrowanej. Od parametrów światłowodu, t.j. tłumienia, wartości współczynnika załamania, stałych elasto- i elektrooptycznych, jego trwałości, zależą parametry całego urządzenia. W optyce zintegrowanej zastosowanie znalazły następujące grupy materiałów [TAMIR,75], [ULRICH,1974], [OPILSKI,1983]:

- monokrystaliczne półprzewodnikowe: GaAs, GaAlAs,
- monokrystaliczne dielektryczne, wykazujące własności akustooptyczne, elektrooptyczne, piezoelektryczne: LiNbO_3 , LiTaO_3 ,
- polikrystaliczne stekstrowane, wykazujące własności piezoelektryczne: ZnO,
- amorficzne: wykazujące własności elastooptyczne: szkło, Si_3N_4 , Ta_2O_5 , Nb_2O_5 .

Wspomniana w poprzednim rozdziale warstwowa struktura światłowodu, narzuca wybór materiału warstwy z dwóch ostatnich wymienionych grup. Wszystkie te materiały (oprócz szkła) charakteryzują się dużym współczynnikiem załamania światła $n \approx 2$, korzystnym dla konstrukcji soczewek. Z tych ostatnich, wybrano Ta_2O_5 jako materiał do realizacji soczewek planarnych typu Luneburga. Za takim wyborem przemawiały następujące zalety tego materiału:

- wysoka stabilność warstwy, wynikająca z dużej temperatury

topnienia (powyżej 2000 K),

- dobrze opanowane techniki nanoszenia (napylanie, utlenianie termiczne, anodyzacja) [HENSLETER i in., 1971], [PITT i in., 1975]
- małe straty materiałowe dla stosowanych w optyce zintegrowanej długości fal świetlnych (poniżej 1 dB/cm dla pasma 488-1500 nm) [CHENG i in., 1974],
- doskonałe własności dielektryczne (przerwa energetyczna 4,6 eV),
- duża efektywność dyfrakcji dla modów TM_0 [HICKERNELL i in., 1978], [PATELA, 1985a].

Ta ostatnia cecha pozwala mieć nadzieję na zintegrowanie na jednym podłożu, soczewki, modulatora akustooptycznego i linijki detektorów - czyli podstawowych elementów procesorów optycznych.

W zależności od zastosowań (kondensatory, warstwy przeciwoodblaskowe, światłowody planarne), warstwy Ta_2O_5 wytwarzane są różnymi technikami. Są to:

- utlenianie termiczne naparowanych lub wytworzonych technikami jonowymi warstw metalicznych,
- anodyzacja warstw metalicznych,
- rozpylanie jonowe targetów tlenkowych Ta_2O_5 ,
- reaktywne rozpylanie jonowe targetów metalicznych.

W optyce zintegrowanej nie stosuje się parowania do wytwarzania warstw, nawet jako wstępnego procesu do utleniania lub anodyzacji. Struktura parowanej warstwy powoduje, że tłumienie światłowodu jest zwykle większe niż 10 dB/cm [TIEN, 1971]. Podstawową metodą nanoszenia warstw

światłowodowych jest rozpylanie jonowe [PITT i in., 1975], [ULRICH, 1974]. Własności optyczne światłowodów wykonanych tą techniką zależą głównie od ciśnienia i składu atmosfery roboczej w komorze próżniowej oraz temperatury podłoża. Pierwsze światłowodory z Ta_2O_5 opisano w 1971 r. [TIEN, 1971], [HENSLEER i in., 1971]. Warstwę otrzymano rozpylając tantal w atmosferze argonu i utleniając go w temperaturze $500^{\circ}C$. Stosowano podłoża szklane. Uzyskano tłumienie $0,9 \text{ dB/cm}$. Ingery [INGERY i in., 1976] wykonał światłowód z termicznie utlenionego tantalu, naniesionego w atmosferze $Ar + N_2$. Stwierdził wpływ obecności azotu na współczynnik załamania, dwójłomność i tłumienie światłowodu. Zaletą metody utleniania termicznego jest łatwość wykonania w warstwie metalicznej struktur optyki zintegrowanej, np. światłowodów paskowych [HENSLEER i in., 1971]. Wadami są dwuetapowość procesu i jego wysoka temperatura, sprzyjająca występowaniu w warstwie krystalitów. Szczegółowe badania nad światłowodami Ta_2O_5 nanoszonymi metodami rozpylania reaktywnego wykonał Westwood [WESTWOOD i in., 1974, 1976, 1977]. Stwierdził, że własności światłowodu zależą od ciśnienia, składu i szybkości przepływu gazów, temperatury podłoża, odległości i kąta pochylenia podłoża względem targetu. Warstwy nanosił, rozpylając reaktywnie tantal metodą stałoprądową w atmosferze $Ar-O_2$ lub $Ar-O_2-N_2$. Stwierdził, że azot zmniejsza współczynnik załamania, gęstość i przenikalność elektryczną Ta_2O_5 , powodując jednocześnie występowanie dwójłomności w warstwie. Paulson [PAULSON i in., 1979] badał wpływ parametrów

rozpylania na tłumienie światłowodów Ta_2O_5 nanoszonych metodą rozpylania reaktywnego w.cz. w atmosferze Ar - O_2 . Potwierdził zależność parametrów światłowodu od składu atmosfery roboczej, całkowitego ciśnienia i szybkości przepływu gazów, temperatury i polaryzacji podłoża. Rozpylając tantal w mieszaninie 10% O_2 i 90% Ar przy ciśnieniu 0,5 Pa otrzymał światłowody o stratach mniejszych niż 1 dB/cm. Zwiększenie temperatury podłoża i szybkości przepływu gazów powodowało zwiększenie tłumienia światła w światłowodach.

Badania przeprowadzone w Laboratorium Optyki Zintegrowanej przez zespół w którego skład wchodził także autor niniejszej rozprawy, potwierdziły słuszność powyższych uwag. Wybrano technikę reaktywnego rozpylania w.cz. targetu tantalowego w atmosferze Ar- O_2 . Szczegółowe wyniki badań można znaleźć w raportach z prac prowadzonych w ramach programów rządowych PR - 3 i CPBR 8.12 [RAPORT ITE, 1983], [RAPORT ITE, 1984]. Parametry technologiczne, dla których otrzymano najmniejsze tłumienie i wysoką stabilność pozostałych własności światłowodów, podano w rozdziale 3.6. W tabeli 353-1 zestawiono opublikowane parametry światłowodów wytworzonych technikami rozpylania jonowego.

TABELA 353-1

Własności światłowodów z Ta_2O_5 wytworzonych metodami rozpylania jonowego, $\lambda=0,6328 \mu m$, α - w [dB/cm].

Metoda nanoszenia	n_o	n_e	α	Lit	
termiczne utlenianie warstw Ta	2,214	2,205	0,9	1,2	
termiczne utlenianie warstw TaN	2,21-1,91	2,21-1,82	3	3	*
reaktywne rozpylanie stałoprądowe w atmosferze Ar-O ₂	2,20	2,12	1	4	**
reaktywne rozpylanie stałoprądowe w atmosferze N ₂ -O ₂	2,083-1,850	2,083-1,877	1	5	***
reaktywne rozpylanie w.cz. w atmosferze Ar-O ₂	2,152		2	6,7	
reaktywne rozpylanie w.cz. w atmosferze Ar-O ₂	2,118	2,111	2	8	
reaktywne rozpylanie w.cz. w atmosferze N ₂ -O ₂	1,950	1,973	2	8	

* - współczynnik załamania maleje ze zwiększeniem zawartości azotu w warstwie,

** - współczynnik załamania maleje przy zwiększaniu ciśnienia, $\lambda=488nm$,

*** - współczynnik załamania maleje przy zwiększaniu zawartości azotu w atmosferze podkloszowej.

1 - [TIEN,1971] , 2 - [HENSLEER i in.,1971]

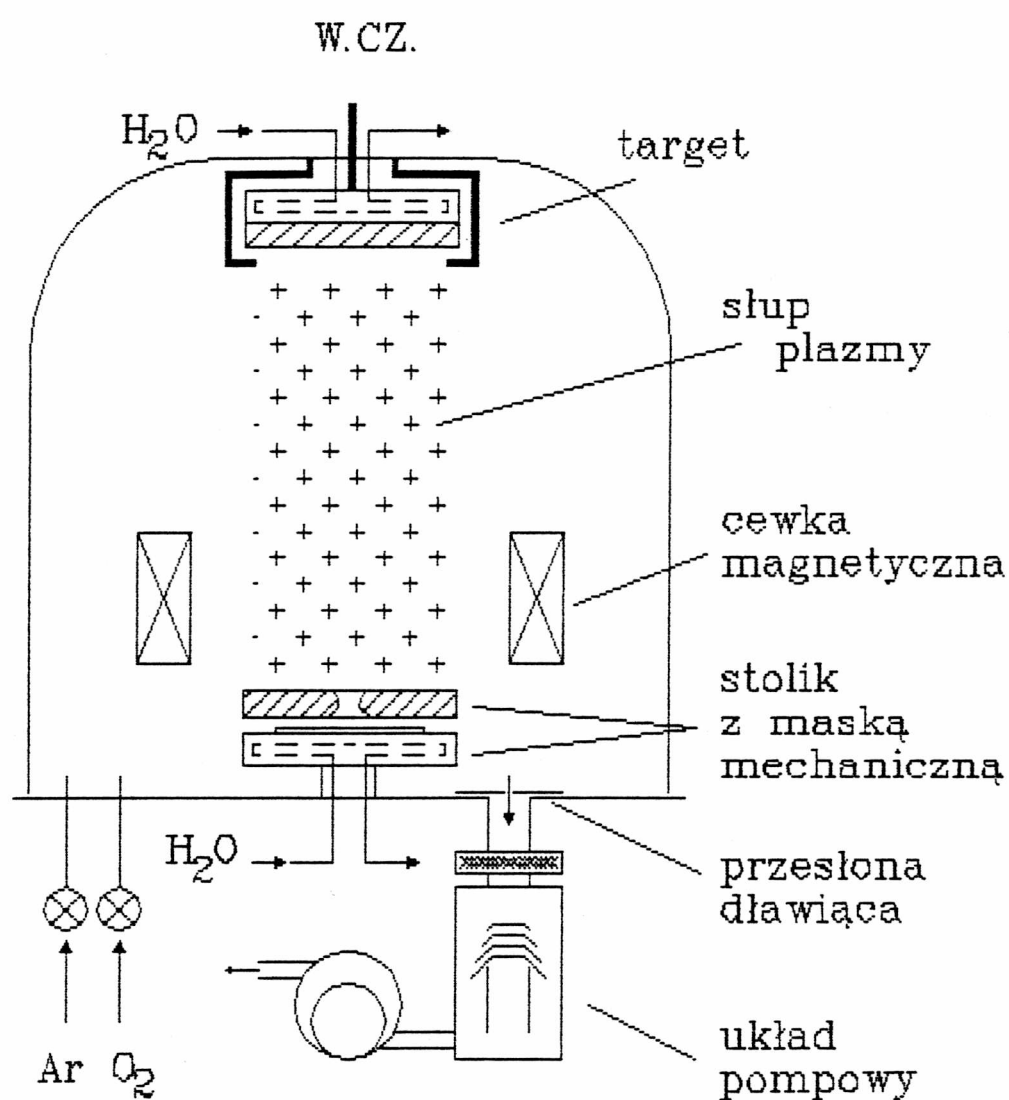
3 - [INGERY i in.,1976] , 4 - [WESTWOOD i in.,1974]

5 - [INGERY i in.,1975] , 6 - [HICKERNELL i in.,1978]

7 - [PAULSON i in.,1979] , 8 - [RAPORT ITE,1983]

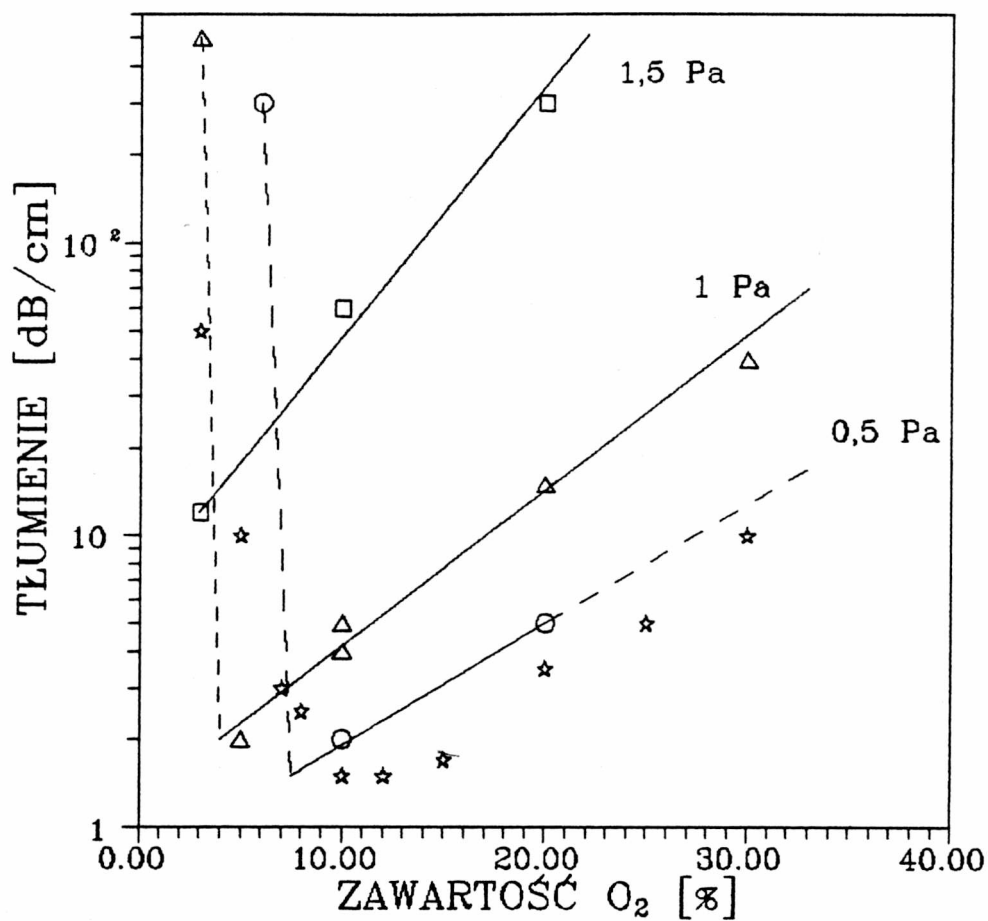
3.5.4 APARATURA. DOBÓR OPTIMALNYCH PARAMETRÓW TECHNOLOGII.

Na rys. 354-1 przedstawiono schematycznie stanowisko do reaktywnego rozpylania w polu wysokiej częstotliwości. W skład stanowiska wchodzi: typowe stanowisko próżniowe z olejowym układem pompowym o prędkości pompowania 2000 l/min i próżni końcowej 10^{-4} Pa, lampowy zasilacz mocy w.cz. (13,56 MHz, 120W) wraz z układem dopasowującym do impedancji plazmy, target z układem chłodzenia wodą i doprowadzenia mocy w.cz., chłodzony wodą, stół podłożowy, cewka magnetyczna, linia gazowa. Wszystkie elementy znajdujące się w pobliżu słupa plazmy (osłony cewki magnetycznej, targetu, stoika podłożowego, maski mechaniczne) zostały wykonane z aluminium o dużej czystości. Elementy te były pokrywane termicznym Al_2O_3 , a następnie podczas wielokrotnych procesów czyszczących warstwami Ta_2O_5 . Zaniedbanie tych elementarnych zasad prowadzi do zanieczyszczenia nanoszonych warstw metalami, z których żelazo i miedź mają największy wpływ na tłumienie światłowodu. Ochronna warstwa Al_2O_3 ma bardzo małą szybkość rozpylania, a obecność tego tlenku ma niewielki wpływ na parametry warstw światłowodowych [PITT, 1975]. Rozpylano target tantalowy o czystości 4N, o średnicy 127 mm. Przed procesem układ pompowano do ciśnienia ok 5×10^{-4} Pa. Ciśnienia parcjale gazów roboczych ustalano za pomocą zaworów iglicowych. Stosowano gazy techniczne, przepuszczane przez oczyszczacz i osuszacz, właściwe dla każdego z gazów. Przepływ gazów kontrolowano rotametrem Brooksa RZ 15 AA z kulą stalową. Dla argonu i tlenu przepływ gazów utrzymywano



Rys. 354-1 Schemat aparatury do nanoszenia warstw światłowodowych i soczewek Luneburga z Ta_2O_5 metodą reaktywnego rozpylania w.c.z.

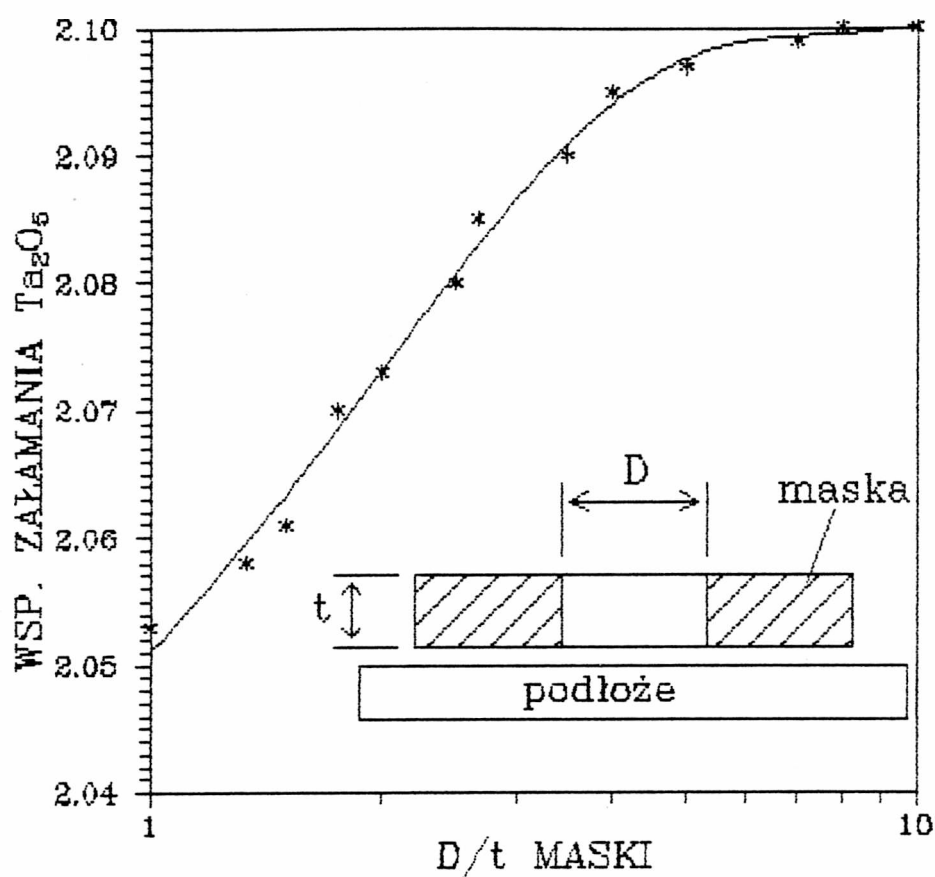
na poziomie poniżej $5 \text{ cm}^3/\text{min}$. Przekroczenie tej granicy powodowało wzrost tłumienia światłowodów. Szczególnie krytyczny wpływ na ten parametr miała zawartość tlenu w atmosferze roboczej. Na rys. 354-2 przedstawiono wpływ zawartości tego gazu na tłumienie światłowodów z Ta_2O_5 za Paulsonem [PAULSON i in., 1979]. Gwiazdkami zaznaczono wyniki otrzymane przez autora niniejszej dysertacji. Stosowanie zawartości tlenu poniżej 10% powodowało gwałtowny wzrost tłumienia światła w warstwie przy jednoczesnym gwałtownym wzroście prędkości nanoszenia warstwy. Z pracy Jacksona [JACKSON i in., 1965] wynika, że tłumienie spowodowane jest niedostateczną ilością tlenu dla zachowania stechiometrii tlenku Ta_2O_5 , a wzrost prędkości nanoszenia - zanikiem warstwy tlenkowej na powierzchni targetu. Odległość target - stolik miała niewielki wpływ na tłumienie i współczynnik załamania warstwy, dopóki odległość przekraczała 40 mm. przy mniejszych odległościach następował wzrost zawartości kryształitów i uszkodzeń radiacyjnych spowodowanych dogrzewaniem podłoża szybkimi elektronami z plazmy. Podobny wpływ miało zwiększanie napięcia nabudowującego się na targecie (proporcjonalnego do mocy wyładowania) powyżej 500V. Zwiększanie odległości target - podłoże powyżej 50 mm powodowało niekorzystny spadek prędkości nanoszenia i wzrost nierównomierności rozkładu grubości. Dla parametrów z punktu 3.6.2.3 nierównomierność ta była mniejsza niż 2% na średnicy 127 mm. Dla tych samych parametrów uzyskiwano minimalne tłumienie światłowodów rzędu 2 dB/cm i powtarzalność współczynnika załamania $\pm 0,003$ przy średniej wartości 2,114.



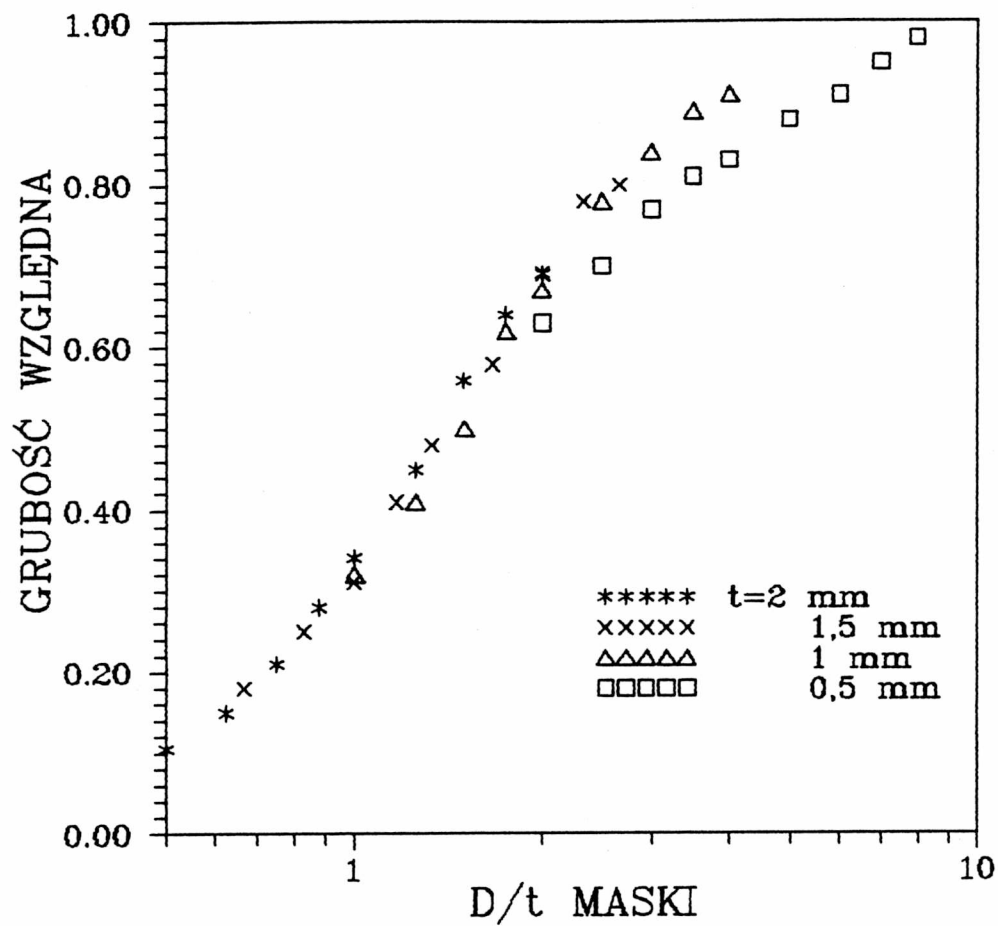
Rys. 354-2 Tłumienie światła w światłowodzie Ta₂O₅ w funkcji ciśnienia i zawartości tlenu w rozpylaniu reaktywnym w.c.z. w atmosferze Ar-O₂ [PAULSON i in., 1979]. Gwiazdkami zaznaczono wyniki własne (warunki nanoszenia jak w pkt.3.6.2.)

Wszystkie procesy przeprowadzano w obecności pola magnetycznego, z chłodzeniem wodnym podłoża.

Osobnym problemem jest wpływ obecności maski na parametry nanoszonej warstwy. Metalowa maska mechaniczna umieszczona na podłożu zniekształca słup plazmy, szczególnie w pobliżu krawędzi maski. Prędkość nanoszenia spada, zmniejsza się też współczynnik załamania warstwy nanoszonej poprzez maskę. Na rysunkach 354-3 i 354-4 pokazano te zależności dla szeregu masek o różnych grubościach i dla różnych średnic otworów. Zmierzone wielkości służyły do korekcji prędkości i współczynnika załamania w metodzie automatycznego nanoszenia soczewek Luneburga (rozdz. 3.3.3).



Rys. 354-3 Wpływ konfiguracji maski mechanicznej na współczynnik załamania warstwy Ta_2O_5 nanoszonej przez tę maskę. Grubość maski 0,5 mm. Długość fali $\lambda = 0,6328 \mu m$.

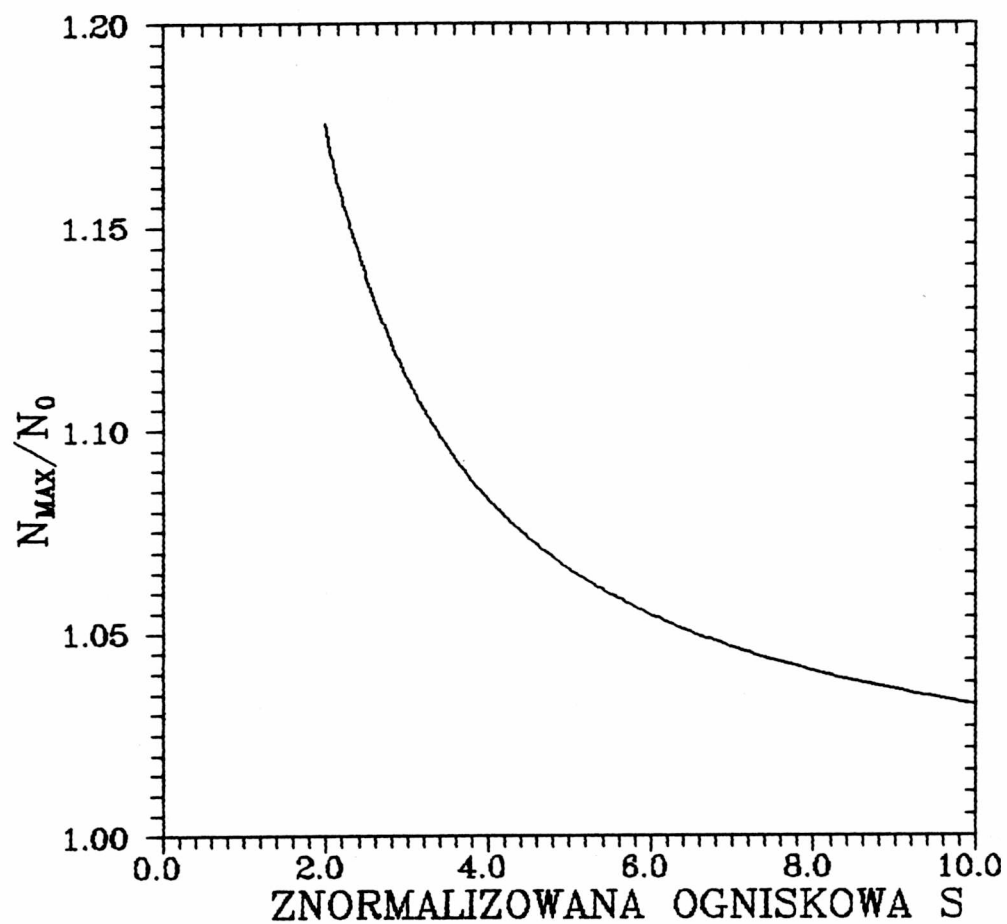


Rys. 354-4 Wpływ konfiguracji maski mechanicznej na grubość warstwy nanoszonej przez tę maskę w centrum wypukłości. Oznaczenia jak na rys. 354-3.

3.6 PRZYGOTOWANIE PROCESU TECHNOLOGICZNEGO

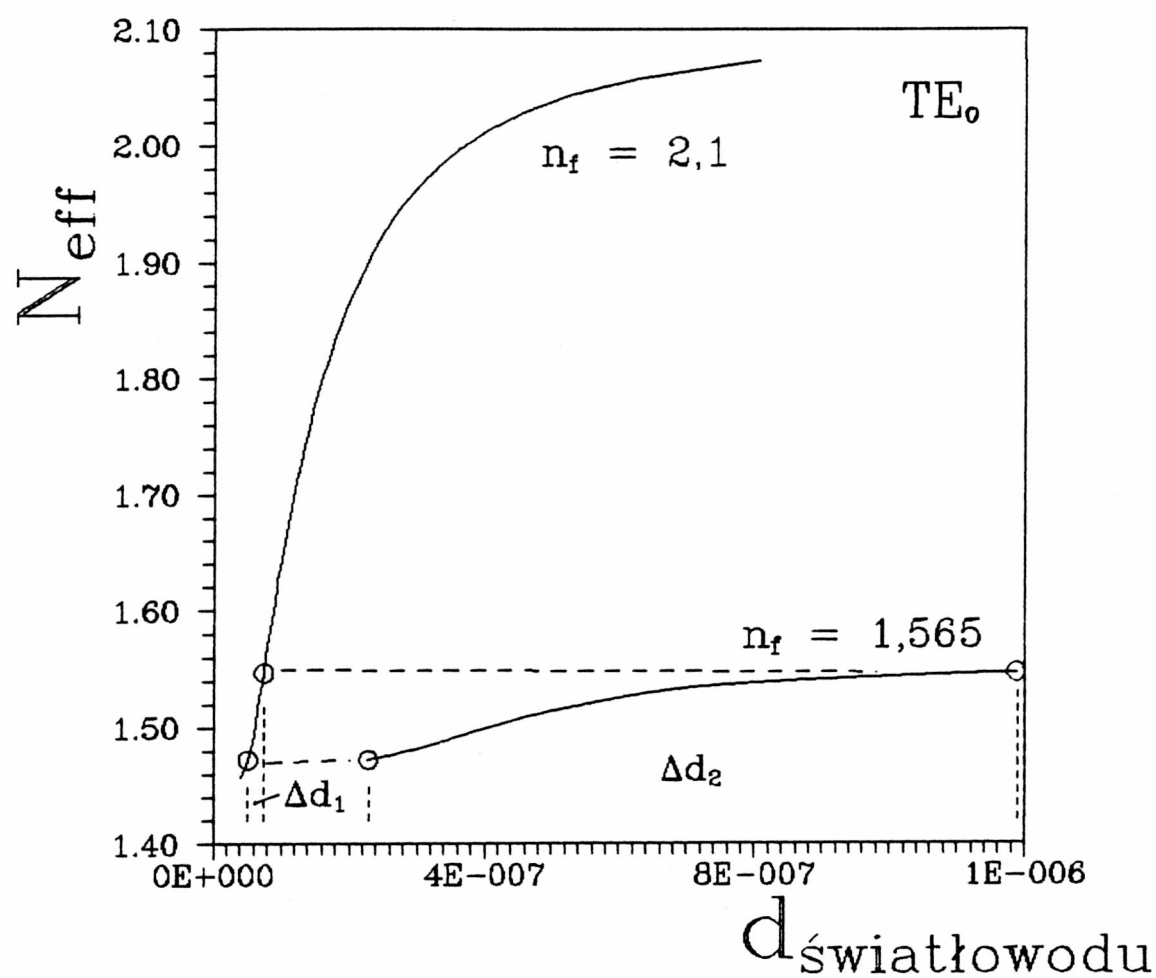
3.6.1 ZASADY PROJEKTOWANIA SOCZEWKI

Podstawowymi parametrami soczewki światłowodowej są :
- ogniskowa, - apertura użyteczna , - rozmiar plamki ogniskowej, - tłumienie światła. Wartości tych parametrów wynikają z konkretnych zastosowań. Poniżej podane zostaną jedynie uwagi dotyczące wykonania soczewki w sposób optymalny dla danej struktury i układu materiałowego, ze względu na powtarzalność ogniskowej. Ogniskowa soczewki Luneburga zależy od stosunku współczynnika załamania w jej centrum, do współczynnika załamania otoczenia. Na rys. 361-1 pokazano tę zależność. Zrealizowanie planarnej, światłowodowej soczewki o danej ogniskowej, polega na wytworzeniu w światłowodzie obszaru o ściśle określonej, zmiennej grubości (por. rys. 352-6), co prowadzi do zmiany efektywnego współczynnika załamania N_{eff} . Otoczeniem dla soczewki światłowodowej jest światłowód bazowy, o efektywnym współczynniku załamania N_{eff}^{baz} - punkt B na krzywej TE_0 z rys. 352-1. Wynika z tego, że dostępny zakres zmienności N_{eff} dla realizacji soczewki leży między punktami B i A na tej samej krzywej, przy zachowaniu warunku jednomodowości układu (por. rozdz. 3.5.2). Optymalną jest sytuacja, gdy soczewka wypełnia cały ten odcinek. Otrzymuje się wtedy minimalną czułość ogniskowej soczewki na zmiany grubości warstwy z danego materiału, gdyż nachylenie krzywej modowej w punkcie A jest najmniejsze. Spełnienie tylko tego warunku może jednak doprowadzić od sytuacji, kiedy dla

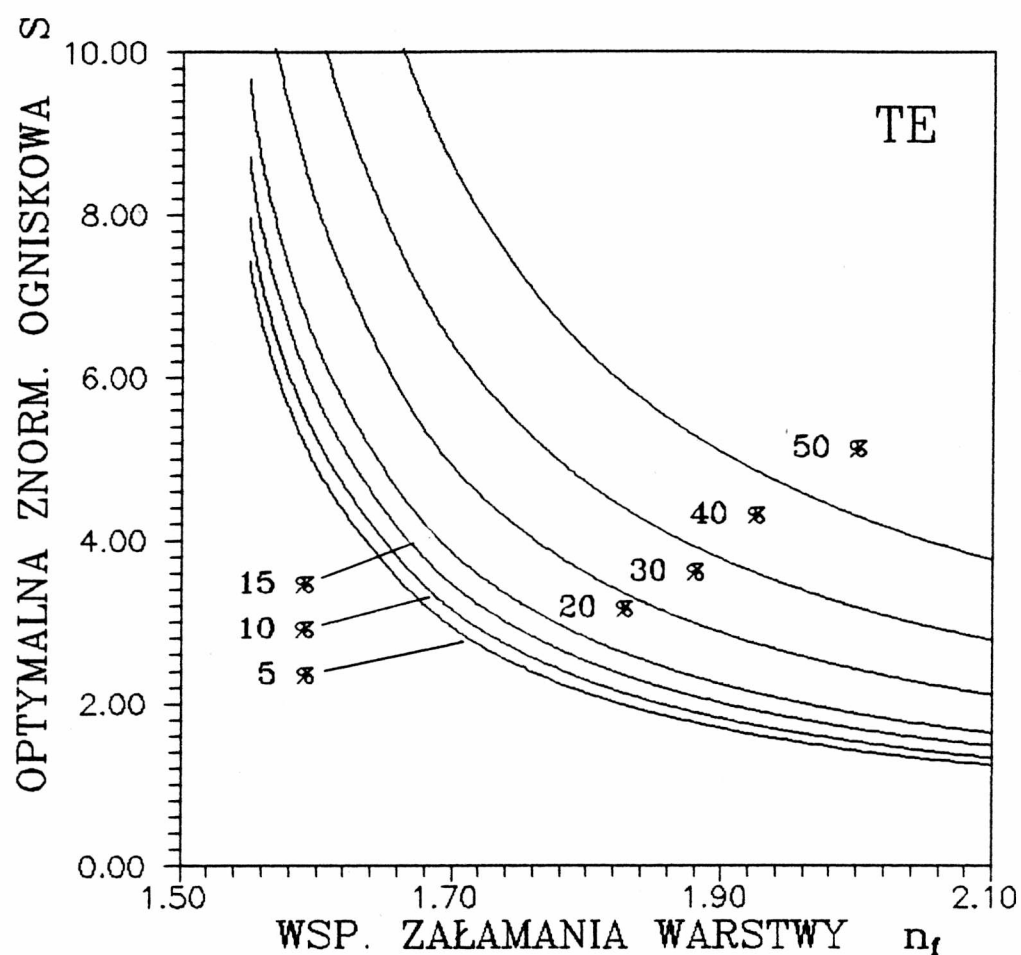


Rys. 361-1 Zależność względnej zmiany $N_{\max}/N_0$ współczynnika załamania w centrum soczewki Luneburga od jej znormalizowanej ogniskowej S .

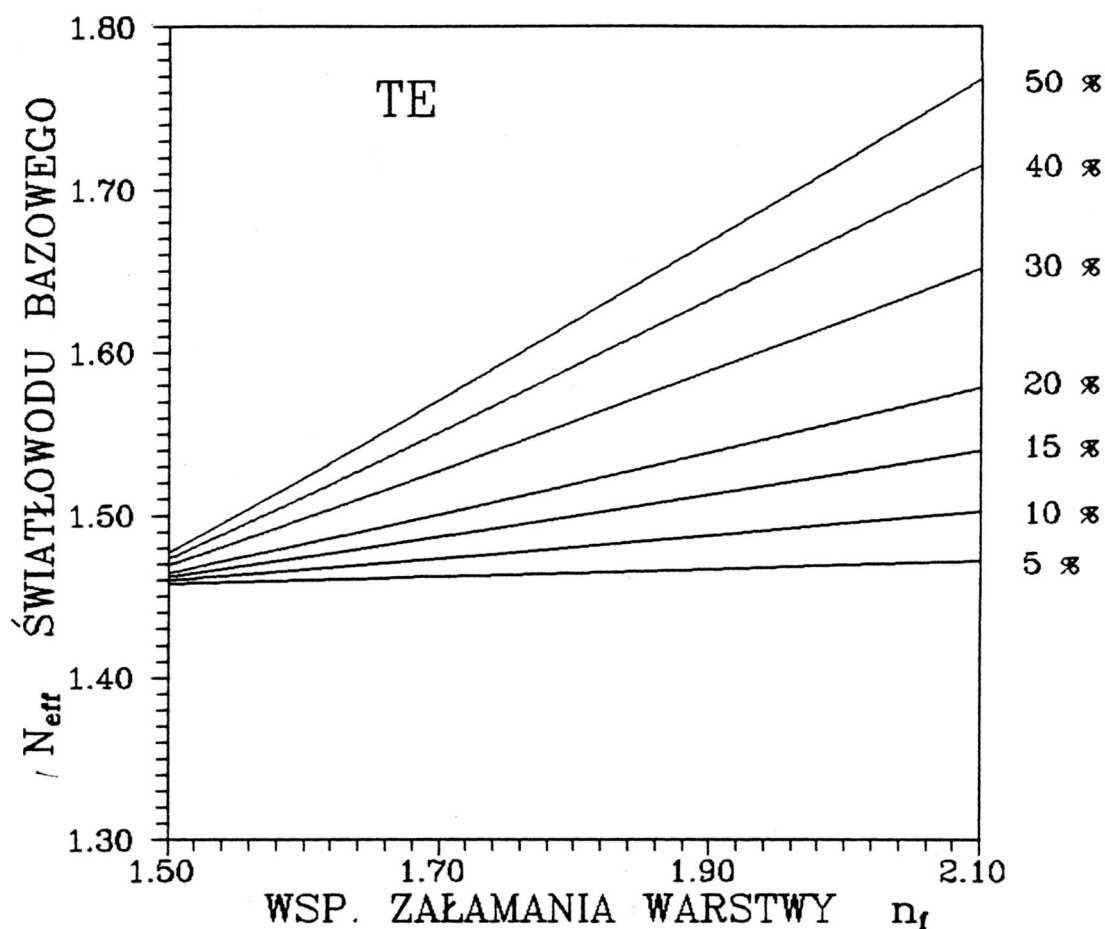
wykonania długoogniskowej soczewki ($N_{\max}/N_0$ małe - rys. 361-1), przesuniemy punkt B w górę krzywej, w pobliże punktu A. Takie zawężenie zakresu zmienności grubości powoduje, że względny błąd grubości wynikający z rozrzutu parametrów technologicznych niebezpiecznie rośnie. Konieczne staje się zastosowanie materiału o mniejszym współczynniku załamania. Na rys. 361-2 pokazano, jak zmiana materiału warstwy pozwala na rozszerzenie zakresu zmian grubości Δd , potrzebnych dla realizacji tej samej zmiany efektywnego współczynnika załamania. Punkty na krzywych, połączone liniami przerywanymi odpowiadają tym samym wartościom N_{eff} dla światłowodu z Ta_2O_5 ($n_f=2,1$) i szkła DC 7059 ($n_f=1,565$). Łącząc powyższe warunki, obliczono optymalną, znormalizowaną ogniskową, dla współczynników załamania warstwy z zakresu 1,5 do 2,1, dla których soczewka wypełnia cały, dostępny zakres A - B. Krzywe wykreślono dla różnych grubości światłowodu bazowego, które podano w procentach, wskazujących na stopień wykorzystania zakresu $d_{\text{odc1}}-d_{\text{odc0}}$ (rys. 352-1), przez światłowód bazowy. Całość zilustrowano na rys. 361-3. Efektywny współczynnik załamania światłowodu bazowego, odpowiadający procentowemu wskaźnikowi (PSMR), wspomnianemu powyżej można odczytać z diagramu zamieszczonego na rys. 361-4.



Rys. 361-2 Ilustracja wpływu współczynnika załamania warstwy światłowodowej n_f na zmianę grubości Δd , konieczną dla otrzymania pożądanej zmiany N_{eff} . Światłowod z $n_f = 2.1$ (Ta₂O₅) oraz $n_f = 1.565$ (szkło DC7059) na podłożu SiO₂-Si. $\lambda = 0.6328 \mu m$.



Rys. 361-3 Optymalna wartość znormalizowanej ogniskowej S dla materiałów o różnych współczynnikach załamania n_f , w zależności od grubości światłowodu bazowego (wyrażonej w procentach dopuszczalnego zakresu zmian grubości światłowodu $d_{odc1} - d_{odc0}$).



Rys. 361-4 Diagram do określania efektywnego współczynnika załamania światłowodu bazowego N_{eff}^{baz} dla materiałów o różnych współczynnikach załamania n_f , w zależności od grubości światłowodu bazowego (wyrażonej w procentach dopuszczalnego zakresu zmian grubości światłowodu $d_{odc1} - d_{odc0}$).

3.6.2. PRZYGOTOWANIE PODŁOŻA I ŚWIATŁOWODU BAZOWEGO

Jak już wspomniano, na podłoża dla światłowodów i soczewek Luneburga wybrano polerowany krzem, utleniony powierzchniowo dla otrzymania buforowej warstwy optycznej (por. rys.352-4a), oddzielającej światłowod od silnie tłumiącego światło widzialne krzemu. Stosowano typowe płytki krzemowe o orientacji 111, średnicy 38 mm i grubości 0,25 mm. Płytki były polerowane mechanicznie i chemicznie metodami stosowanymi w technologii półprzewodnikowej. Gładkość powierzchni była lepsza niż 10 nm. Następnie poddawano je procesowi utleniania w celu uformowania warstwy tlenkowej SiO_2 o grubości 1,2 μm . Grubość dobrano wg diagramu z rys. 352-4b tak, by tłumienie światła w światłowodzie spowodowane odsprzęganiem światła do krzemu było pomijalne w stosunku do materiałowego i będącego wynikiem rozpraszania na granicach warstwy i na krystalitach. Bezpośrednio po utlenianiu, podłoża przenoszono w pyłoszczelnych kasetach do aparatury w której napyłano warstwy Ta_2O_5 . Poniżej przedstawiono szczegółowo poszczególne etapy technologiczne.

3.6.2.1 Technologia mycia podłoży krzemowych (wg procedury przyjętej w Laboratorium Technologii Półprzewodników ITE PWr)

1. Mycie płytek tamponami zwilżonymi w trójchloroetylenie
2. Mycie w trójchloroetylenie w temp. 50°C w płuczce ultradźwiękowej (PU)
3. Mycie w acetonie w temp. 30°C w PU

4. Płukanie w wodzie dejonizowanej
5. Płukanie kaskadowe w wodzie dejonizowanej 3 x 1 min., PU
6. Gotowanie w stężonym H_2SO_4 , 85°C , 10 min., PU
7. Płukanie wg punktów 4 i 5
8. Trawienie w HF rozcieńczonym 1:15, 1 min.
9. Płukanie wg punktów 4 i 5
10. Gotowanie w HNO_3 , 85°C , 10 min.
11. Płukanie wg punktów 4 i 5
12. Trawienie wg punktu 8
13. Płukanie wg punktów 4 i 5
14. Płukanie w wodzie dejonizowanej w obiegu zamkniętym, do osiągnięcia rezystancji powyżej 12 $\text{M}\Omega\text{cm}$, w 20°C
15. Suszenie płytek w strumieniu osuszonego i odpylonego azotu.

3.6.2.2 Technologia utleniania podłoży krzemowych:

1. Umieszczenie płytek w kasecie kwarcowej
2. Czyszczenie w strumieniu osuszonego i odpylonego azotu
3. Wprowadzenie płytek do rury technologicznej pieca w strumieniu azotu
4. Dogrzanie płytek do temperatury utleniania 1150°C
5. Utlenianie w atmosferze pary wodnej (spalanie wodoru w tlenie), czas procesu 2,6 h ($\approx 1,2 \mu\text{m SiO}_2$)
6. Wygrzewanie w azocie, 10 min.
7. Wyciągnięcie utlenionych podłoży z rury i przeładowanie do pyłoszczelnej kasety

3.6.2.3 Technologia światłowodów bazowego Ta_2O_5 (układ pompowy przygotowany do pracy - rozgrzana pompa dyfuzyjna, wymrażarka odrzutnika par oleju schłodzona do $-20^{\circ}C$, generator w.cz. włączony, prąd cewki magnetycznej - 3A, odległość stolik - target - 45 mm):

1. Umieszczenie podłoża na stoliku podłożowym, unieruchomienie uchwytem i zasłonięcie przesłoną
2. Zamknięcie i odpompowanie klosza pompą obrotową do ciśnienia 7 Pa - ok. 5 min.
3. Pompowanie pompą dyfuzyjną do ciśnienia 5×10^{-4} Pa z jednoczesnym wygrzewaniem klosza i elementów podkloszowych do temp. $85^{\circ}C$ - ok. 1,5 h
4. Włączenie chłodzenia klosza i elementów podkloszowych wodą, zamknięcie przesłony dławiącej na gardzieli pompy dyfuzyjnej
5. Dozowanie gazów: tlen - 0,2 Pa, argon: 2,7 Pa
6. Zapalenie wyładowania w.cz. i ustalenie napięcia stałego nabudowującego się na targecie - 450V
7. Czyszczenie targetu i stabilizacja wyładowania - 1,5 h
8. Odsłonięcie podłoża - nanoszenie warstwy Ta_2O_5 z prędkością 4 nm/min.
9. Wyłączenie wyładowania, zamknięcie dopływu gazów, otwarcie przysłony dławiącej, wygrzanie klosza i elementów podkloszowych do temp. $85^{\circ}C$
10. Zapowietrzenie klosza

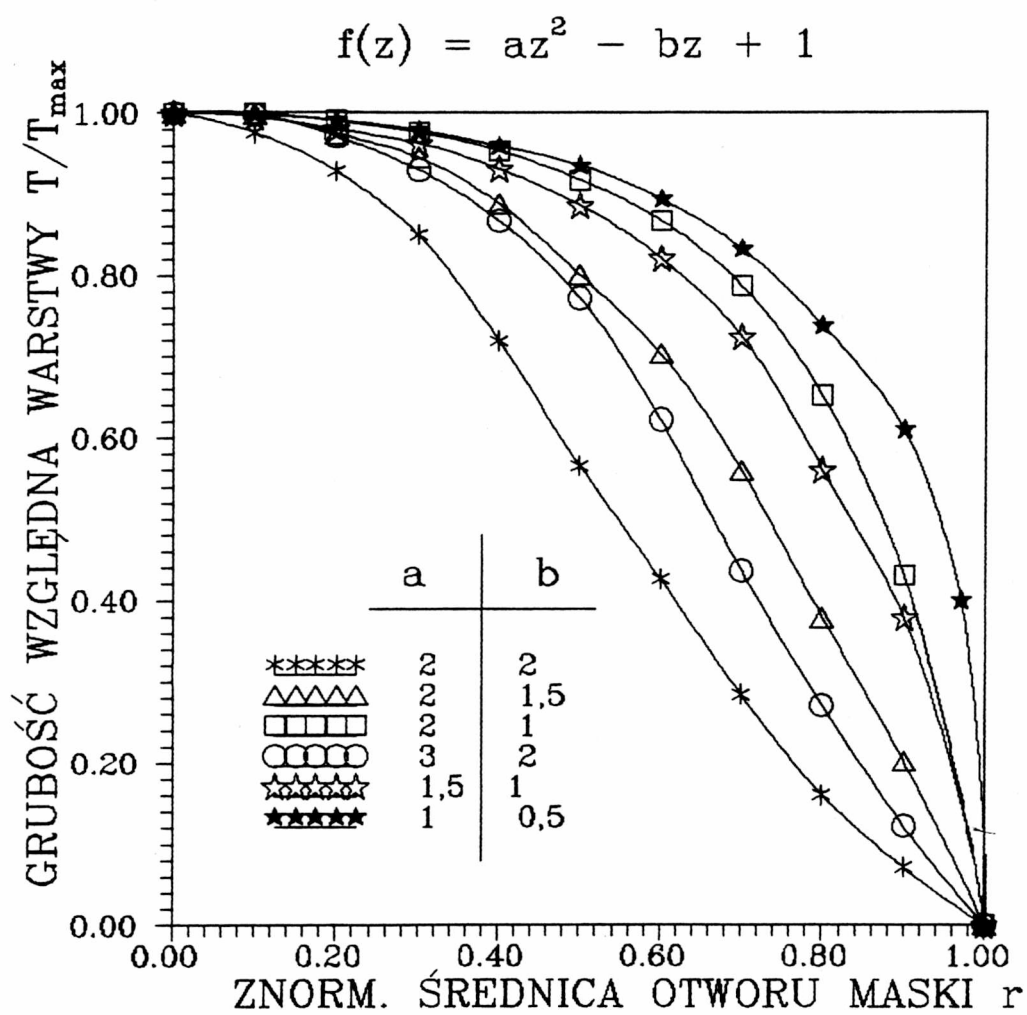
Po przygotowaniu światłowodów bazowych, zakładano na stolik przysłonę mechaniczną celem wykonania soczewki, nie wyjmując podłoża z aparatury.

3.6.3 WYKONANIE UKŁADU MASKOWANIA PODŁOŻA.

Zrealizowano dwie metody nanoszenia soczewek, których podstawy opisano w rozdz. 3.3.2 oraz 3.3.3. Maskę mechaniczną z profilowanym otworem (rys. 332-1d) projektowano z pomocą komputerowego programu MASK, napisanego na podstawie modelu Yao [YAO i in., 1978a]. Model zmodyfikowano, zakładając funkcję opisującą krawędź maski w postaci (z znormalizowane do średnicy otworu maski w płaszczyźnie światłowodu):

$$f(z) = az^2 - bz + 1$$

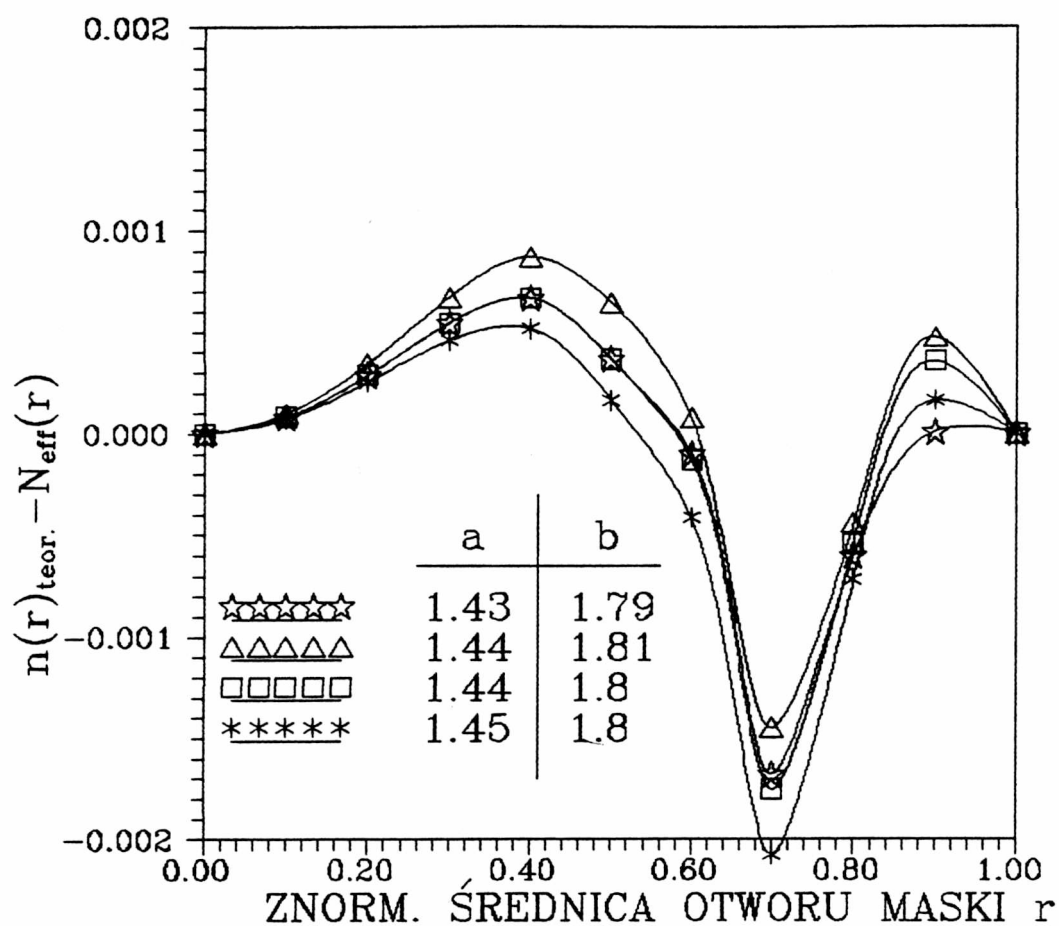
zamiast używanego przez Yao, pokazanego na rys. 332-1b otworu 12-sekcyjnego. Spowodowało to ok. 10 - krotne zmniejszenie czasu obliczeń. Cytowany model pozwala obliczyć profil grubości warstwy, nanoszonej poprzez maskę o zadanej krawędzi. Projektowanie maski jest problemem dokładnie odwrotnym. Opracowany program MASK, na podstawie postulowanego profilu maski, oblicza profil grubości. Następnie tworzy funkcję miary M , którą stanowi 10-cio punktowe odchylenie średniokwadratowe obliczonego profilu, od profilu teoretycznego. Funkcja ta jest minimalizowana za pomocą procedury Newtona. Potrzebne pochodne funkcji miary po parametrach a i b liczone są metodami numerycznymi. Na rysunku 363-1 pokazano wpływ parametrów a i b funkcji opisującej krawędź maski na uzyskiwany profil grubości. Wykreślone krzywe, porównane z profilem teoretycznym, wyliczonym dla konkretnej soczewki, pozwalają zapostulować



Rys. 363-1. Wpływ parametrów a i b funkcji opisującej krawędź maski mechanicznej, na rozkład grubości nanoszonej warstwy. Funkcję miary, M , obliczano w miejscach oznaczonych punktami.

parametry wyjściowe dla programu MASK. Na rysunku 363-2 pokazano końcowy etap projektowania dla soczewki o $S = 3$, dla polaryzacji TE, na światłowodzie Ta_2O_5 o grubości 100nm. Krzywe reprezentują odchyłki efektywnego współczynnika załamania N_{eff} , w funkcji znormalizowanego promienia r , od idealnego profilu współczynnika załamania $n_{teor.}(r)$ dla $S = 3$. Profile $N_{eff}(r)$ są obliczone z profili grubości warstwy nanoszonej przez maski o parametrach α i b . W opisywanym przypadku, otrzymano minimum funkcji miary dla: $a = 1,43$ i $b = 1,79$. Maskę z profilem otworu opisanym tymi parametrami realizowano na numerycznie sterowanej obrabiarce, z dokładnością 50 μm . Średnica otworu dla $z = 0$ wynosiła 8 mm (jest to jednocześnie średnica soczewki). Maskę wykonano z aluminium o czystości 5N. W masce wykonano otwory bazujące, służące pozycjonowaniu maski na światłowodzie. Po wykonaniu, maska została poddana procesowi mycia, wg procedur właściwych dla technik próżniowych. Gotową maskę pokryto termiczną warstwą Al_2O_3 , a następnie warstwą Ta_2O_5 .

Układ maskowania wg drugiej metody (rozdz. 3.3.3), wykonano w oparciu o gotową przesłone irysową, o maksymalnej średnicy otworu 8 mm i 12 listkach. Została ona przekonstruowana tak, by odległość listków od podłoża, na którym leży przysłona była mniejsza niż 0,5 mm. Jest to odległość na tyle mała, by zapobiec głębokim podpyleniom poza średnicę otworu i na tyle duża, by zachować własności mechaniczne. Przesłona została wpasowana w centralny otwór, wykonany w krążku blachy o średnicy równej średnicy stolika podłożowego i grubości 3 mm. Koła zębate, łączące dźwignię



Rys. 363-2. Odchyłki rozkładu $N_{\text{eff}}(r)$ od teoretycznego obliczone dla soczewki $S = 3$, na światłowodzie Ta_2O_5 o grubości $0,1 \mu\text{m}$, nanoszonej przez maskę mechaniczną o parametrach a i b . Najmniejszą wartość funkcji miary, M , liczonej w punktach oznaczonych na krzywych, otrzymano dla $a = 1,43$ i $b = 1,79$. Polaryzacja TE, $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.

LENS DATA

lens focal length normalized to
lens radius
s= 3
lens radius
r zero [m] = .004 m

TECHNOLOGICAL PROCESS DATA

Deposition rate [nm/min]
U= 4.05 nm/min
gear factor = .002
step-motor system's parameter
motor par = 200
iris parameter [m/rad]= 194.6

WAVEGUIDE DATA

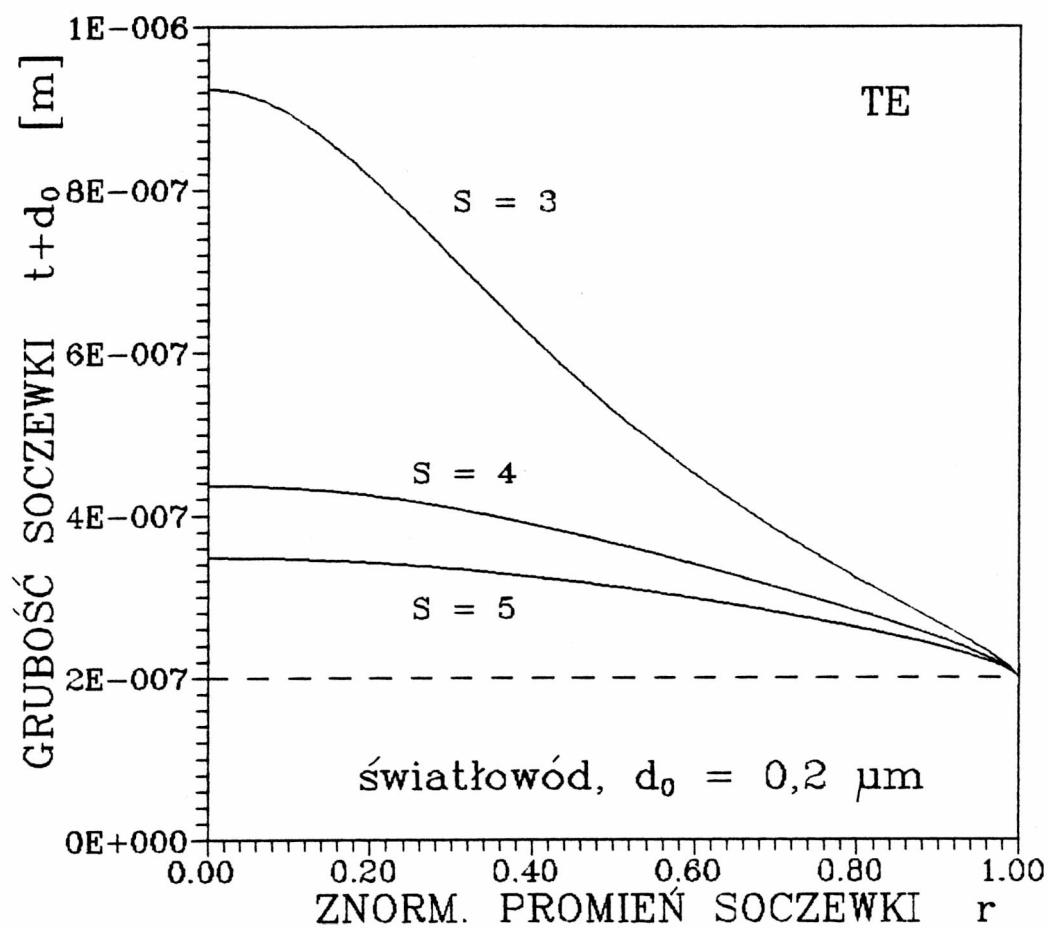
mode = TE
substrate refractive index
ns= 1.4572

film refractive index
nf= 2.1
cover refractive index
nc= 1
optical wavelength
lambda= 6.328E-7
lower thickness limit = 4.071628
2E-8
upper thickness limit= 2.4995813
E-7
d zero= 2E-7
Neff0= 1.8676279
Nrelmax= 1.1126882
Nmax= 2.0780875
dmax= 9.2384484E-7

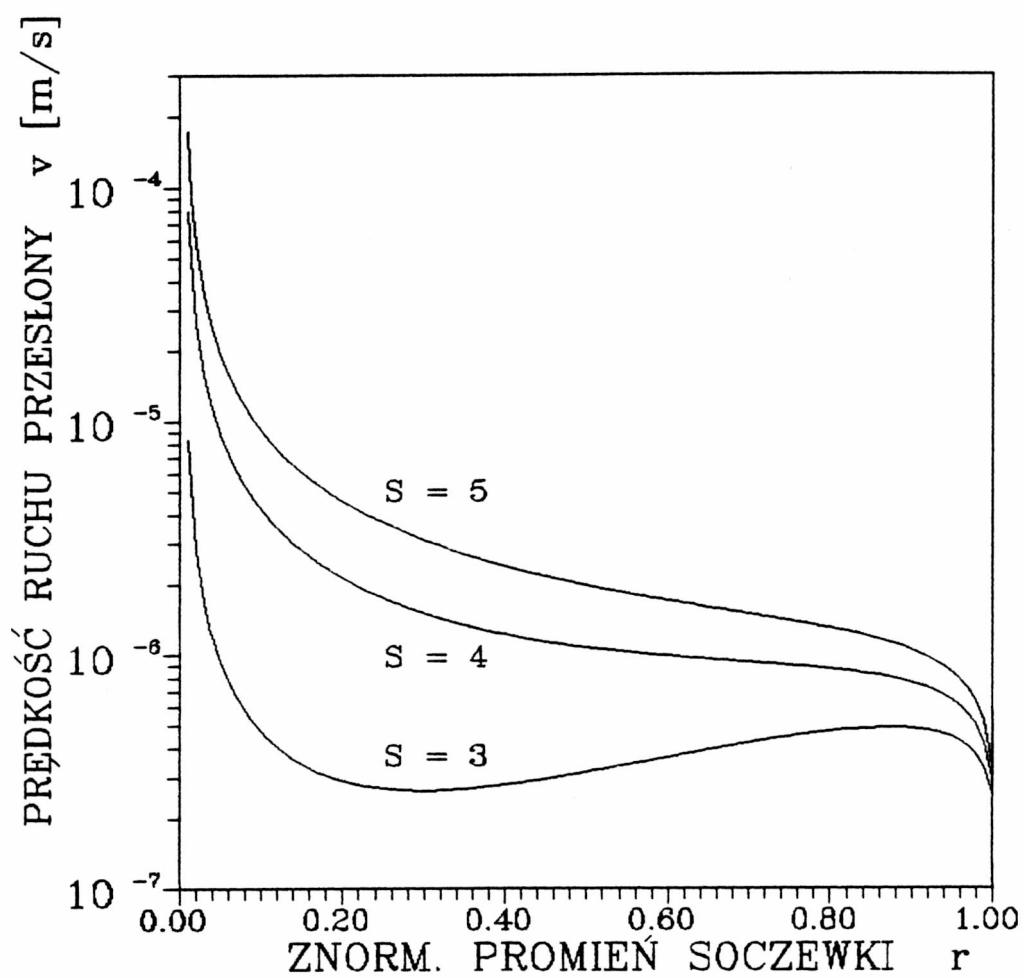
TOTAL LENS THICKNESS EXCEEDS
SINGLE-MODE OPERATION RANGE.
PRESS 1 WHEN YOU DO NOT MIND
PRESS 0 WHEN A CHANGE IS
REQUIRED

Rys. 363-3 Przykładowy wydruk danych wejściowych i częściowych wyników obliczeń programu sterującego przesłoną irysową, dla soczewki o znormalizowanej ogniskowej $S = 3$, polaryzacji TE, na światłowodzie o grubości 200nm.

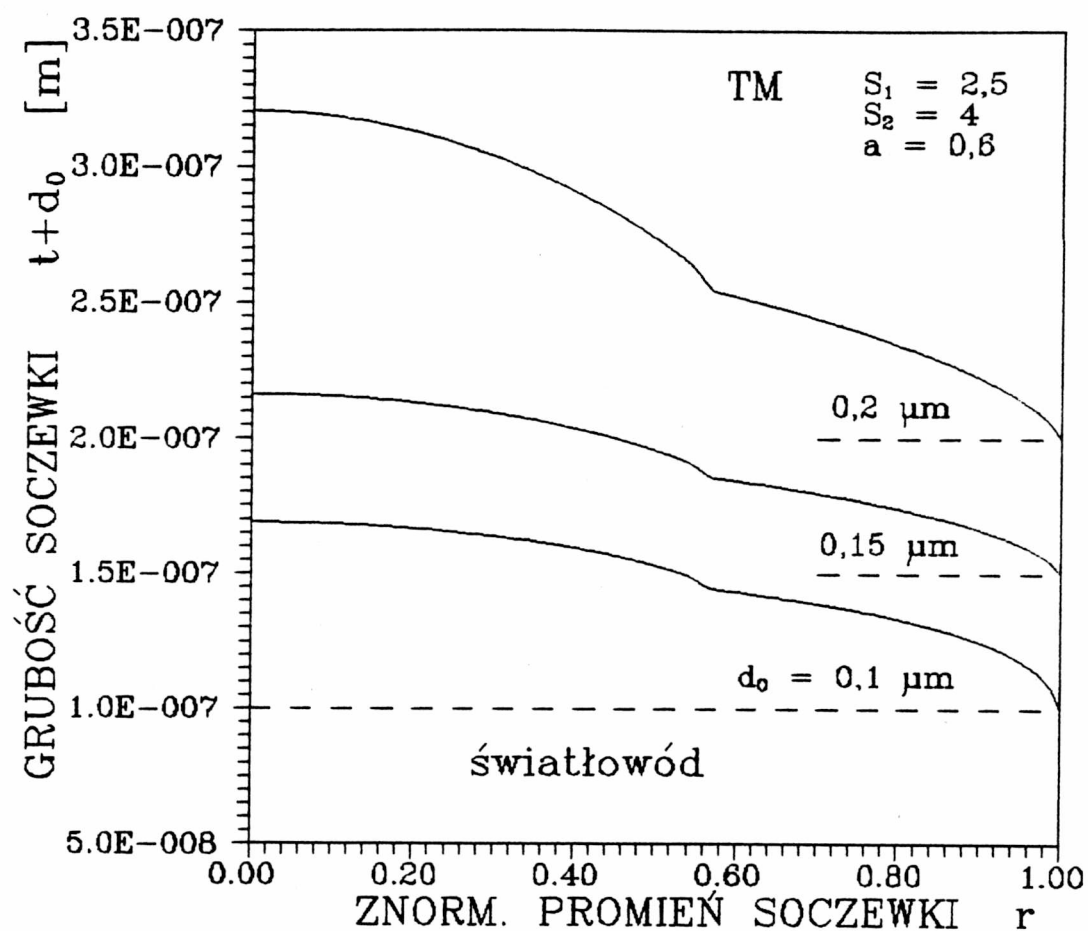
przesłony z obrotowym przepustem ruchu, sterowanym komputerowo (patrz rozdz. 3.3.3), zostały odseparowane od plazmy wyładowania, celem zminimalizowania odkształceń słupa plazmy przez zespół napędu dźwigni. Zastosowano dodatkowy krążek cienkiej blachy, z centralnym otworem o średnicy nieco większej niż otwór przysłony. Wszystkie elementy (oprócz samej przysłony) wykonano z czystego aluminium i poddano zabiegom opisanym dla maski z profilowanym otworem. Całość umieszczano na stoliku podłożowym w aparaturze do reaktywnego rozpylania w.cz. opisanej w rozdz. 3.5.4. Całość sterowana była programem komputerowym opisanym szczegółowo w rozdz. 3.3.3. Na rysunku 363-3 pokazano typowy wydruk, będący wynikiem pracy programu. Na kolejnych pokazano obliczone przez program teoretyczne profile grubości i parametry ruchu przysłony, dla soczewek jednoogniskowych (rys. 363-4 i 5) oraz dwuogniskowych (rys. 363-6 i 7). Na rysunkach zebrano krzywe dla kilku soczewek o różnych parametrach. Sam program dokonuje obliczeń jednorazowo dla jednej soczewki.



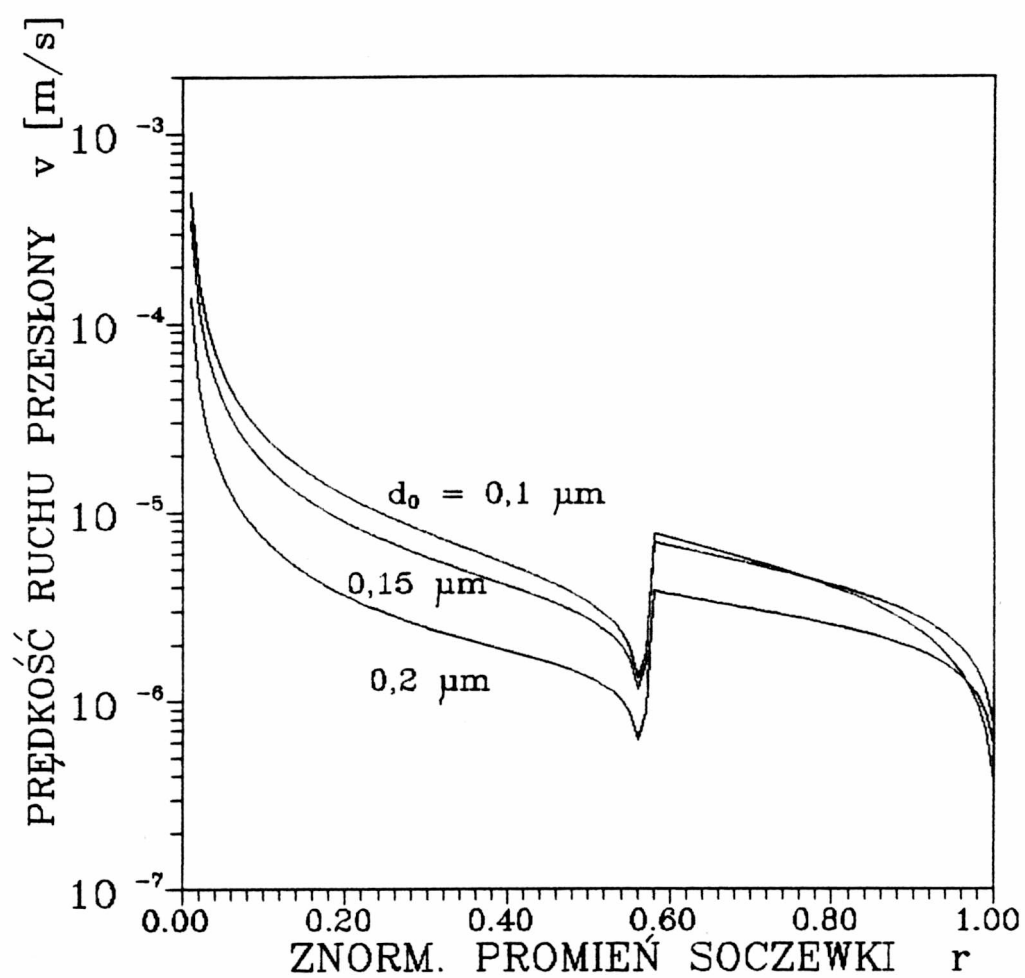
Rys. 363-4. Przykładowe profile grubości dla soczewek z Ta_2O_5 na światłowodzie o grubości $0,2 \mu\text{m}$, obliczone przez program sterujący przesłoną irysową, dla kilku wartości znormalizowanej ogniskowej S . Polaryzacja TE, $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.



Rys. 363-5. Prędkość ruchu v , krawędzi przesłony irysowej, w funkcji znormalizowanego promienia r , dla realizacji profili grubości z rys. 363-4.



Rys. 363-8. Przykładowe profile grubości dla soczewek dwuogniskowych z Ta_2O_5 , o znormalizowanych ogniskowych $S_1 = 2,5$ i $S_2 = 4$, na światłowodach o kilku grubościach d_0 , obliczone przez program sterujący przesłona irysową. Promień centralnej części soczewki $a = 0,6$. Polaryzacja TM, $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.



Rys. 363-7. Prędkość ruchu v , krawędzi przesłony irysowej, w funkcji znormalizowanego promienia r , dla realizacji profili grubości z rys. 363-6.

3.7 WYTWARZANIE PLANARNYCH ŚWIATŁOWODOWYCH SOCZEWEK LUNEBURGA

3.7.1 KOŃCOWY ETAP WYTWARZANIA SOCZEWKI

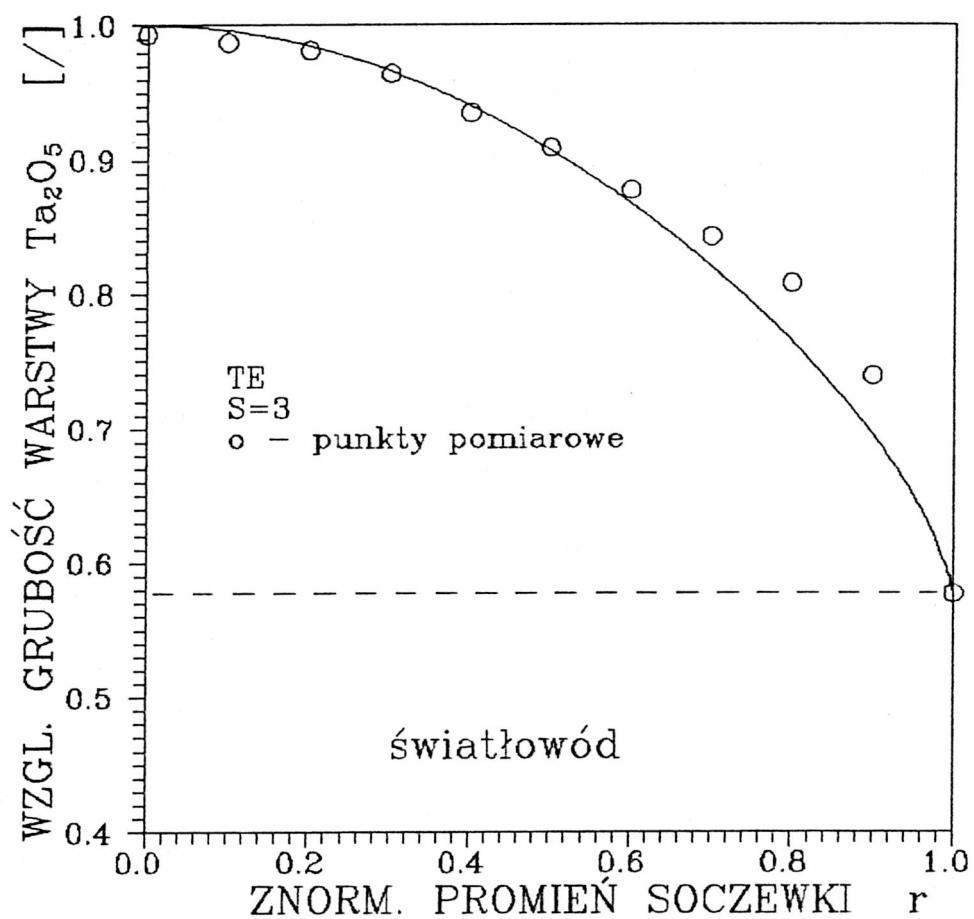
Wytworzenie światłowodu bazowego na podłożu z utlenionego krzemu (rozdz. 3.6.2) jest etapem wstępnym do właściwego procesu nanoszenia soczewki. W zależności od wybranej metody, na stoliku podłożowym aparatury technologicznej w której nanoszono światłowód, montuje się maskę mechaniczną z profilowanym odpowiednio otworem, lub przysłonę irysową z oprzyrządowaniem. Pod maską umieszcza się światłowód. Wskazane jest przy tym, by proces nanoszenia soczewki następował bezpośrednio po wytworzeniu światłowodu. Przechowywanie gotowych światłowodów prowadzi do zanieczyszczenia ich powierzchni. Nie ma to większego wpływu na tłumienie światłowodów, ale wytworzenie na takim światłowodzie dodatkowej warstwy powoduje uwięzienie zanieczyszczeń w jej wnętrzu, gdzie natężenie pola jest największe. Dodatkowo, zanieczyszczenia grają rolę centrów krystalizacji. System kołeczków bazujących umożliwia usytuowanie masek w stosunku do podłoża z dokładnością lepszą niż 0,1 mm. W przypadku maski ze stałym otworem, dalsze postępowanie przebiega zgodnie z pkt. 3.6.2.3. Czas nanoszenia oblicza się biorąc pod uwagę spadek prędkości narostu warstwy, wywołany obecnością maski (rys. 354-4). Ponieważ wspomniany rysunek dotyczy otworów o prostych ściankach, należy dodatkowo zweryfikować doświadczalnie wpływ

wyprofilowania krawędzi maski na prędkość nanoszenia.

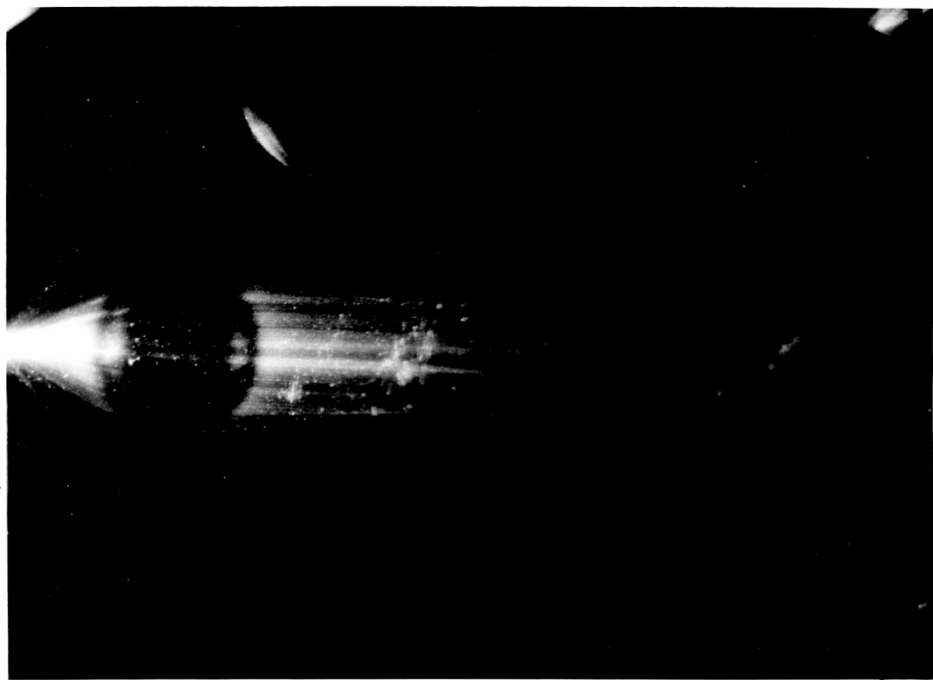
W przypadku przesłony irysowej, po wprowadzeniu odpowiednich danych do komputera i obliczeniu parametrów ruchu przesłony, komputer przejmuje kontrolę nad procesem technologicznym od chwili, gdy aparatura technologiczna jest przygotowana do nanoszenia warstwy (punkt 8 w rozdz. 3.6.2.3). Po zakończeniu pracy programu, należy wykonać czynności wg dalszych punktów przedstawionego w rozdz. 3.6.2.3 przepisu.

3.7.2 WYKONANE SOCZEWKI LUNEBURGA (JEDNO- I DWUOGNISKOWE)

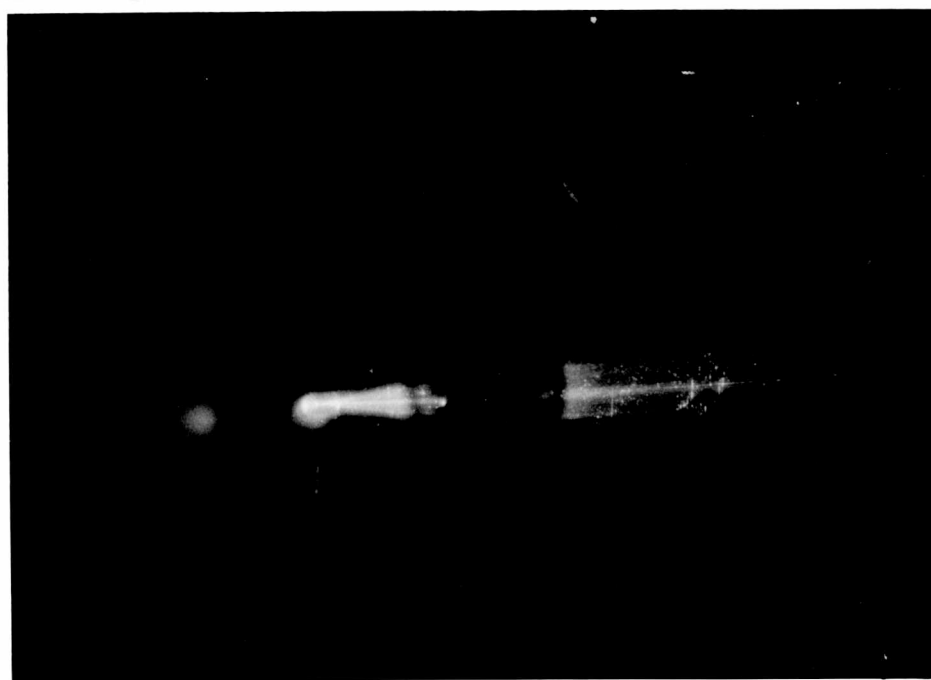
Soczewki wykonywane były dwiema metodami. Jako pierwszą, zastosowano nanoszenie warstwy przez maskę mechaniczną o profilowanych krawędziach, opisaną szczegółowo w rozdz. 3.6.3. Maska była zaprojektowana dla soczewki o znormalizowanej ogniskowej $S = 3$, światłowodzie o grubości 100 nm i polaryzacji TE. Średnica otworu w masce, w płaszczyźnie światłowodzie, wynosiła $D = 8$ mm i wyznaczała jednocześnie średnicę soczewki. Pomiaru profilu grubości, których wyniki przedstawiono na rys. 372-1, wykazały zgodność profilu z teoretycznym, w granicach błędu pomiaru, dla ok. 60 % średnicy soczewki. Odstępstwa związane są z przyjętym uproszczeniem funkcji, opisującej krawędź maski i niedoskonałością modelu teoretycznego [YAO,1979], użytego w trakcie jej projektowania. Próbkę do pomiaru przygotowano, nanosząc warstwę o grubości $0,6 \mu\text{m}$, by w obrębie soczewki otrzymać co najmniej kilka prążków interferencyjnych. Zakładano przy tym, że grubość warstwy nanoszonej przez maskę, zależy w każdym miejscu soczewki, zależy liniowo od czasu nanoszenia. Na rys. 372-2 pokazano zdjęcia soczewek, pracujących w układzie kolimatora wiązki laserowej. Na rys. 372-2a soczewkę oświetlono wiązką wychodzącą z obiektywu mikroskopowego, dobranej tak, by wypełnić całą aperturę soczewki światłowodowej. Światło do światłowodu sprzęgano metodą "ż" krawędzi". Centralna część soczewki pracuje prawidłowo. Część zewnętrzna, z powodu odstępstwa od profilu idealnego, skupia silniej światło, deformując wiązkę



Rys. 372-1 Teoretyczny (linia ciągła) i zmierzony (kółka) względny profil grubości wytworzony przez maskę mechaniczną o profilowanych krawędziach, projektowaną dla soczewki o $S = 3$, na światłowodzie bazowym o grubości 100 nm, dla polaryzacji TE i długości fali $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.



a)

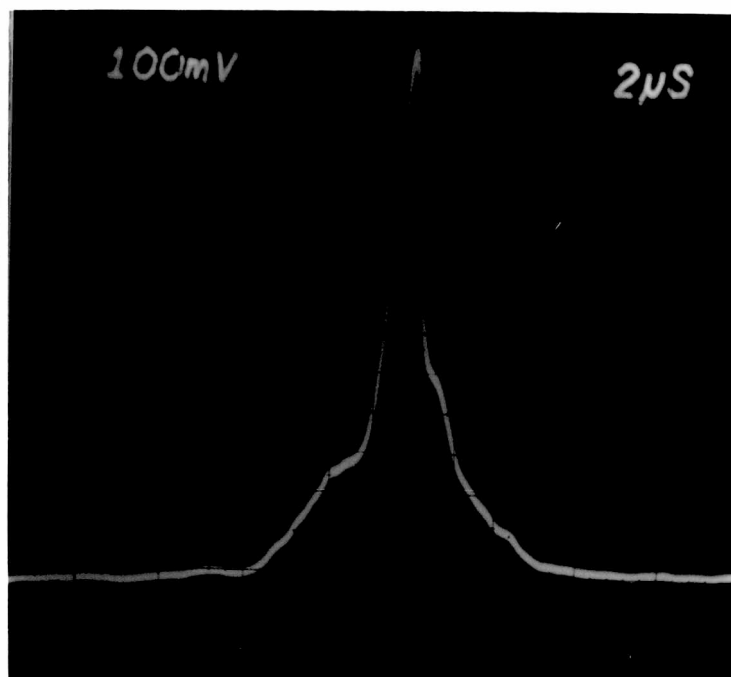


b)

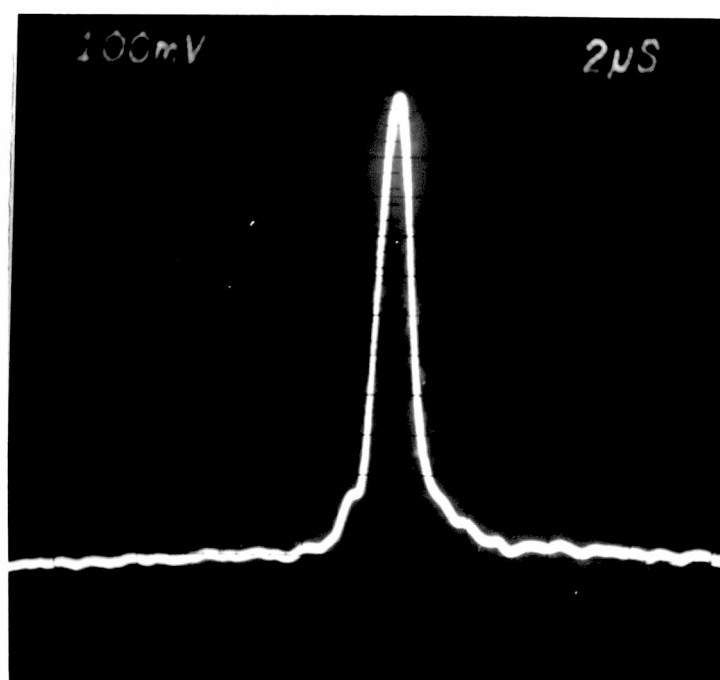
Rys. 372-2 Fotografie soczewek o $S = 3$, wykonanych metodą maski mechanicznej z profilowaną krawędzią, pracujących w układzie kolimatora wiązki laserowej. a - wykorzystana cała średnica soczewki (widoczny wpływ aberracji w części zewnętrznej soczewki), b - apertura zawężona do połowy średnicy soczewki.

propagującą się w światłowodzie. Ograniczenie apertury wiązki oświetlającej, znacznie poprawia sytuację (rys. 372-2b). Wykonaną soczewkę testowano także w układzie do pomiaru rozkładu natężenia światła, opisanym w rozdz. 3.4.4. Soczewkę oświetlono wiązką gaussowską o szerokości 4 mm (połowa średnicy soczewki). Na rys. 372-3a pokazano obraz otrzymany na oscyloskopie. Odpowiadający mu wykres w skali decybelowej (rys. 372-4), wyraźnie wskazuje na znaczne zniekształcenie bocznych maksimów dyfrakcyjnych, spowodowane obecnością aberracji. Soczewkę o tych samych parametrach wykonano także drugą metodą - z zastosowaniem przysłony irysowej. Rys. 372-5 przedstawia ją, pracującą jako kolimator wiązki laserowej, przy wykorzystaniu 95 % średnicy. Jak wykazały badania profilu grubości, jedynie skrajna część soczewki wykazuje odstępstwa od profilu idealnego. Związane jest to z zawieszeniem przysłony irysowej, w pewnej odległości od powierzchni światłowodu (rozdz. 3.6.3). Zjawisko to nie ogranicza w sposób znaczący apertury użytecznej, a przyczynia się do zmniejszenia rozpraszania światła na krawędzi soczewki. Na rys. 372-3b pokazano rozkład natężenia światła w ognisku opisanej wyżej soczewki, a na rys. 372-6, ten sam rozkład w skali decybelowej. Wyraźnie daje się zaobserwować poprawa obrazu dyfrakcyjnego. Można już wyróżnić -10 dB maksima boczne. Obraz nie jest jednak całkowicie wolny od zniekształceń. Spowodowane zostało to prawdopodobnie niedokładnym położeniem ogniska soczewki, na złamanej krawędzi światłowodu.

Przetestowaną metodą nanoszenia soczewek przez przysłonę

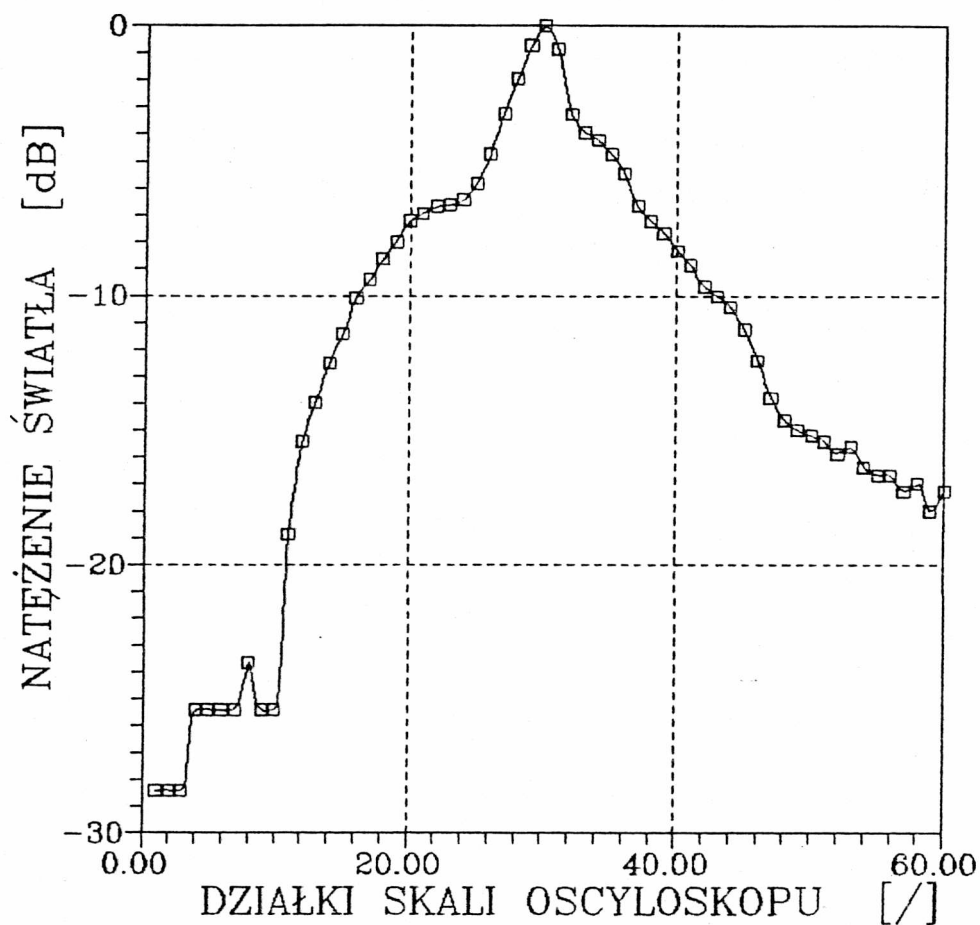


a)



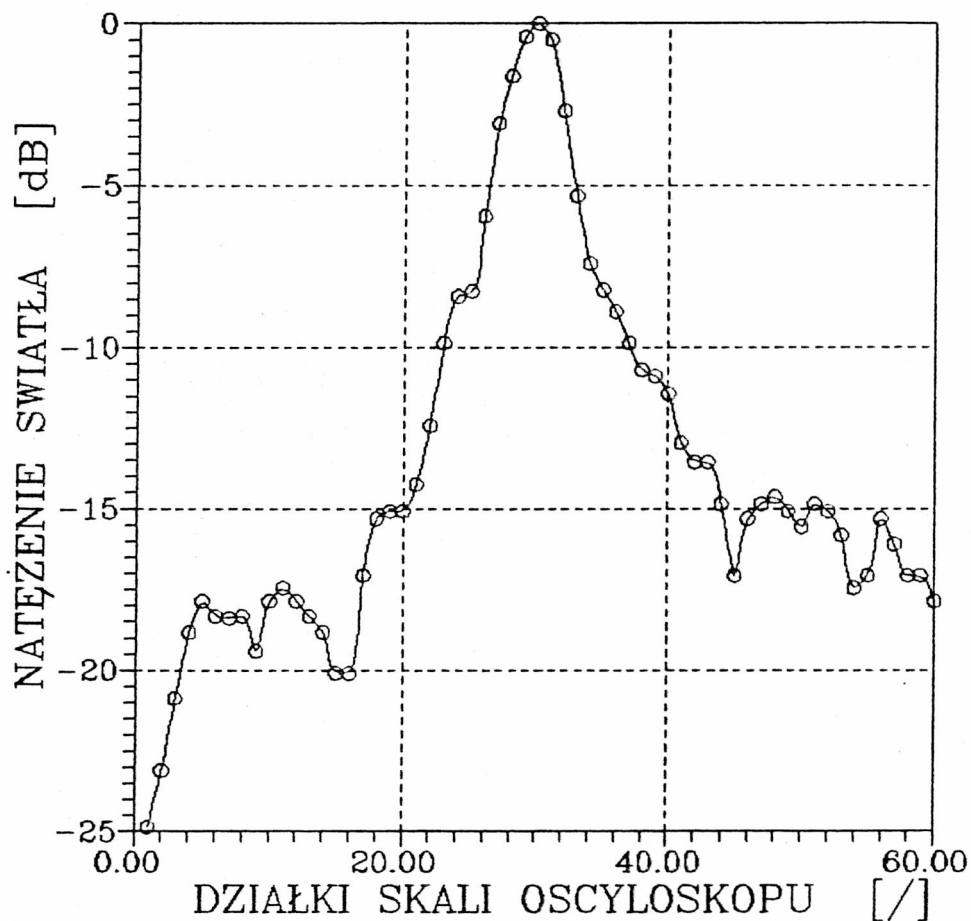
b)

Rys. 372-3 Fotografie obrazów oscyloskopowych rozkładu natężenia światła w ognisku soczewki o $S = 3$, naniesionych na światłowodzie o grubości 100nm, dla polaryzacji TE. a - soczewka naniesiona przez maskę z profilowanymi krawędziami, b - soczewka naniesiona przez przesłone irysową.



Rys. 372-4 Rozkład natężenia światła w ognisku, w skali logarytmicznej, dla soczewki o $S = 3$, naniesionej na światłowodzie o grubości 100nm, dla polaryzacji TE i długości fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Soczewkę наносzono przez maskę z profilowanymi krawędziami. Jedna działka oscyloskopu odpowiada $1 \mu\text{m}$.

Rys. 372-5 Fotografia soczewki o $S = 3$, wykonanej metodą przesłony irysowej, na światłowodzie o grubości 100 nm, dla polaryzacji TE i długości fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Soczewka pracuje jako kolimator wiązki laserowej.



Rys. 372-6 Rozkład natężenia światła w ognisku, w skali logarytmicznej, dla soczewki o $S = 3$, naniesionej na światłowodzie o grubości 100nm, dla polaryzacji TE i długości fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Soczewkę nanoszono przez przesłone irysową. Jedna działka oscyloskopu odpowiada $1 \mu\text{m}$.

irysową, wytworzono serię soczewek, których przeznaczeniem było zastosowanie w planarnym, światłowodowym analizatorze widma. W tabeli 372-1 przedstawiono wyniki pomiarów tych soczewek. Wykonano serię K soczewek, do kolimacji wiązki laserowej, o znormalizowanej ogniskowej $S = 3$, oraz serię A

TABELA 372-1 Wyniki pomiarów serii soczewek o $S = 3$ (kolimatory), i $S = 5$ (soczewki analizujące); średnica soczewek $D = 8$ mm, apertura wiązki $a = 4$ mm, grubość światłowodu bazowego $d_0 = 100$ nm, $\lambda = 0,6328$ μ m, polaryzacja TM.

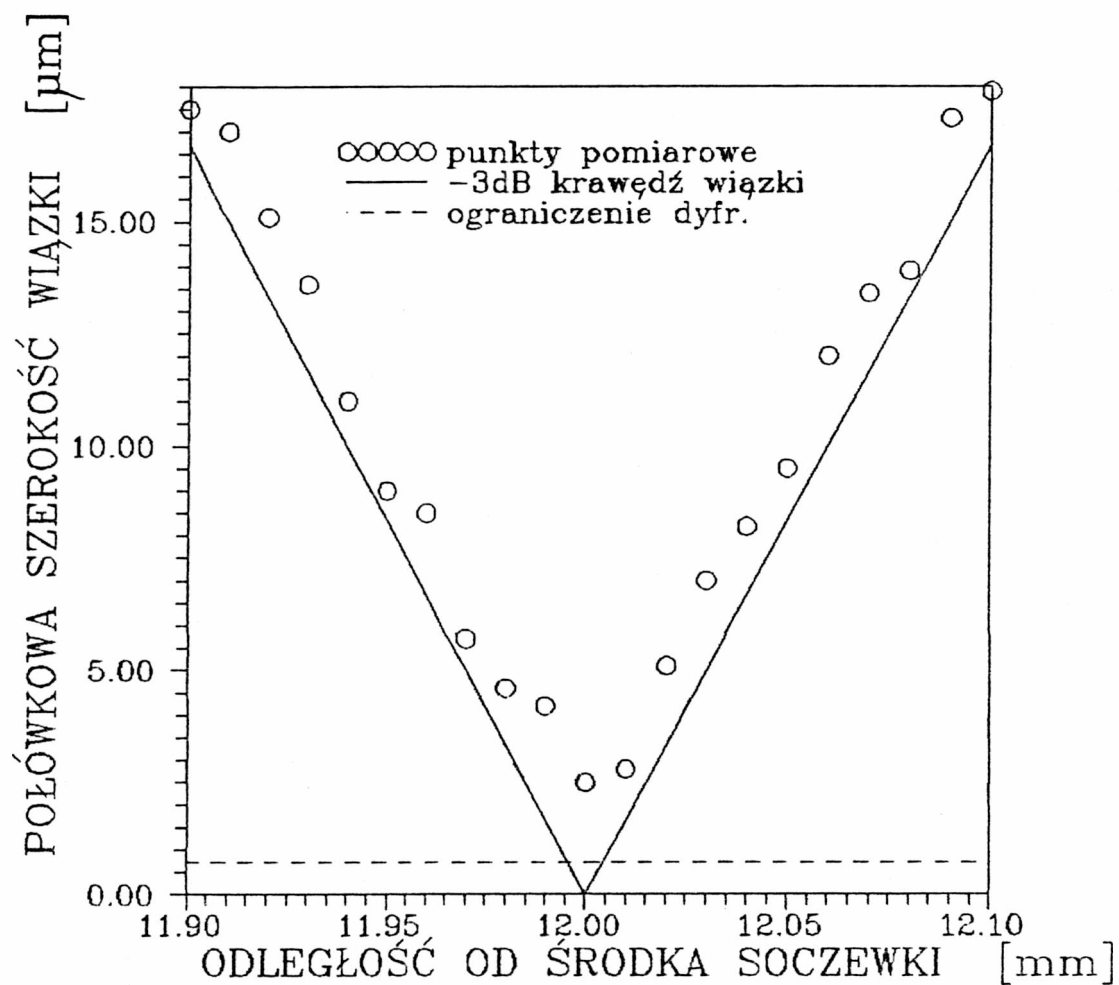
lp	ogniskowa [mm] ($S = 3$)	zbieżność wiązki [mrad]	lp	ogniskowa [mm] ($S = 5$)	rozmiar plamki w ognisku [μ m]
K1	12	0,6	A1	19,95	6,5
K2	11,95	3,1	A2	19,8	10
K3	11,9	6,1	A3	19,85	10
K4	11,95	3,3	A4	19,8	13,5
K5	11,9	6,5	A5	20,15	11
K6	12,1	-5,8	A6	19,8	12,5
K7	12,05	-3,0	A7	20,1	9
K8	12,1	-6,0	A8	20	6
K9	12,1	-7,2	A9	35*	80*
K10	12	3,9	A10	20,05	7

K 1-10 - soczewka kolimatora

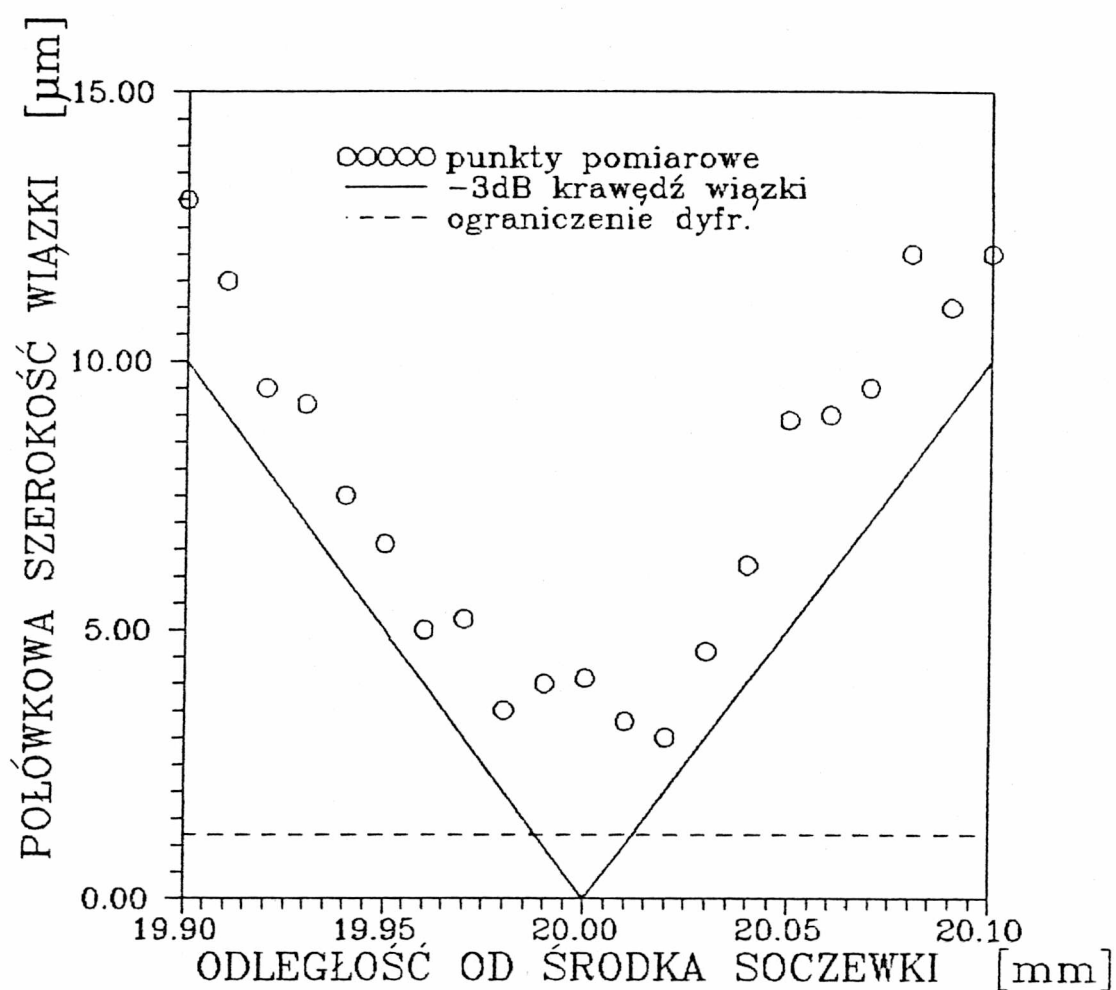
A 1-10 - soczewka analizująca

* - awaria urządzenia podczas nanoszenia soczewki; pomiar z dużym błędem z powodu silnego rozpraszania światła w warstwie

z przeznaczeniem do analizy fourierowskiej. Wybrano polaryzację TM, gdyż w światłowodach z Ta_2O_5 , dla tej polaryzacji, efekt elastooptyczny jest silniejszy [PATELA, 1985a]. Otrzymany rozrzut ogniskowych, dla $S = 3$ wynosi $\Delta f' = \pm 0,1$ mm, co przeliczając na znormalizowaną ogniskową, stanowi $\Delta S = 2\Delta f'/D = \pm 0,025$. W przypadku $S = 5$, rozrzut $\Delta f' = \pm 0,175$, czyli $\Delta S = \pm 0,044$. Jest to wartość dwa razy większa, przy tym samym rozrzucie technologicznym grubości. Fakt ten można wyjaśnić występowaniem efektu kompensacyjnego [RADOJEWSKI i in., 1986a], silniejszego dla soczewek krótkoogniskowych w materiale o dużym współczynniku załamania, jakim jest Ta_2O_5 . Szerzej o tym efekcie, w rozdziale 3.7.3. Porównując wartości zmierzonych rozrzutów ogniskowych z obliczonymi teoretycznie (rys. 373-2 i 373-3 oraz tabela 373-1), można określić technologiczny rozrzut grubości stosowanej metody nanoszenia warstw. Przy założeniu, że odchyłki grubości światłowodu bazowego i soczewki były jednakowego znaku, rozrzut ten wynosi ok ± 30 Å. Należy tu zaznaczyć, że takie wyniki można otrzymać przy bardzo starannym skalowaniu procesu technologicznego. Każda zmiana gazów technologicznych, konfiguracji elementów podkloszowych, zaniedbanie rozpylania czyszczącego target przed procesem itp. powodowały konieczność powtórznego ustalania prędkości nanoszenia. Kolejne rysunki przedstawiają wyniki pomiarów szerokości plamki ogniskowej dla najlepszych w prezentowanej serii K 1-10 i A 1-10 soczewek. Pomiarów dokonano w kilkunastu punktach w pobliżu ogniska soczewki. Śledząc wartości z tabeli można dostrzec zależność rozmiarów plamki



Rys. 372-7 Wyniki pomiaru szerokości plamki ogniskowej w okolicy ogniska soczewki o $S = 3$, średnicy $D = 8$ mm, przy szerokości oświetlającej wiązki gaussowskiej a $(1/e^2) = 4$ mm. Grubość światłowodu bazowego 100 nm, polaryzacja TM, długość fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Pomiar dotyczy soczewki K1 z tabeli 372-1.

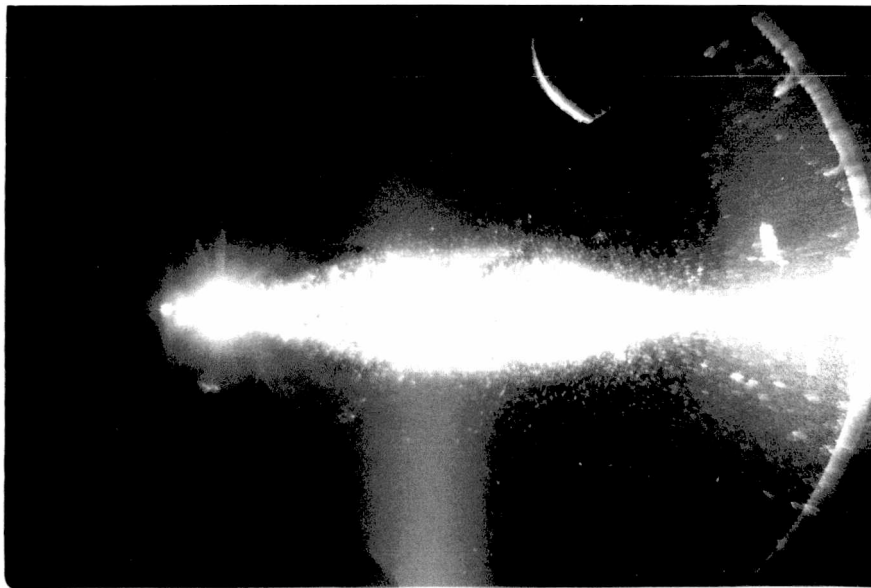


Rys. 372-8 Wyniki pomiaru szerokości plamki ogniskowej w okolicy ogniska soczewki o $S = 5$, średnicy $D = 8$ mm, przy szerokości oświetlającej wiązki gaussowskiej a $(1/e^2) = 4$ mm. Grubość światłowodu bazowego 100 nm, polaryzacja TM, długość fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$. Pomiar dotyczy soczewki A8 z tabeli 372-1.

ogniskowej od błędu ogniskowej. Dla soczewek o za krótkiej lub za długiej ogniskowej, grubość soczewki wykazuje pewne odstępstwa od idealnej, co jednocześnie prowadzi do powstania aberracji. Wyniki teoretycznych obliczeń dotyczących wpływu odchyłek technologicznych grubości na parametry soczewek prezentowane są w rozdziale następnym. Soczewki kolimujące podczas pomiarów stopnia skolimowania wiązki, współpracowały z obiektywem mikroskopowym wprowadzającym światło "z krawędzi". Krawędź wytwarzano przez łupanie podłoża w przewidywanym ognisku soczewki. Stąd zbieżność lub rozbieżność wiązek skolimowanych, występująca dla soczewek wykazujących odchyłki ogniskowych.

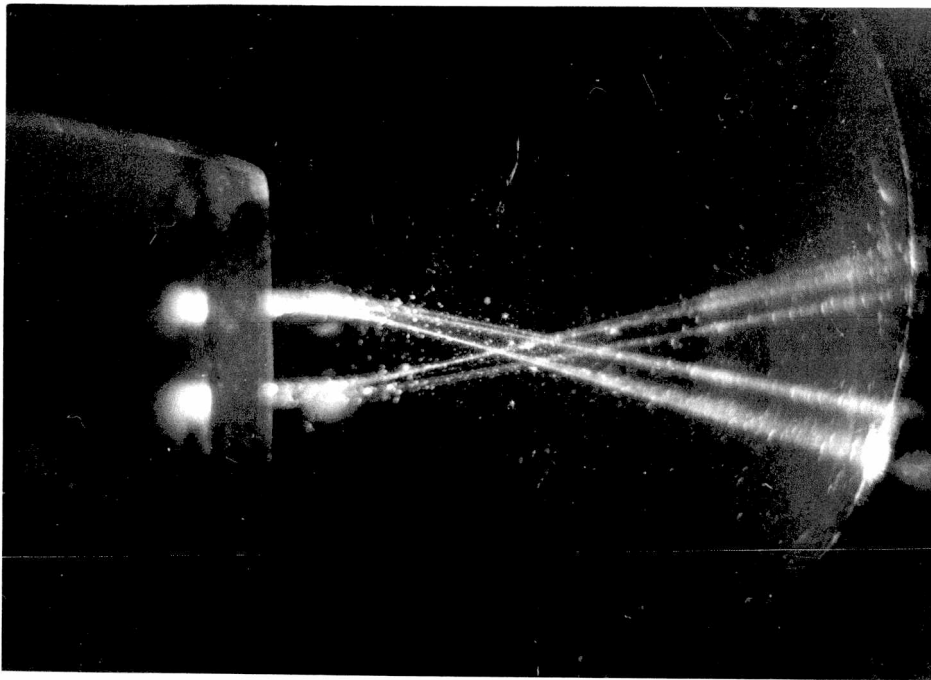
Dysponując technologią pojedynczych soczewek, autor spróbował także wykonać na jednym podłożu, zestaw dwóch soczewek, stanowiących układ optyczny analizatora widma. Soczewka kolimatora miała ogniskową 12 mm, a analizująca 16 mm ($S=4$), przy średnicy soczewek $D = 8$ mm. Soczewki są odseparowane od siebie obrzeżami o kilka mm. Przestrzeń ta potrzebna jest dla późniejszej realizacji oddziaływania akustooptycznego. Na rys. 372-9 pokazano fotografię układu soczewek, do którego światło sprzężono obiektywem mikroskopowym, wypełniając całą średnicę soczewek. Zmierzona średnica plamki ogniskowej, przy aperturze wiązki skolimowanej a $(1/e^2) = 4$ mm, wynosiła 25 μ m. Tak duża wartość spowodowana jest sumowaniem się błędów odwzorowania, wynikających z odchyłek technologicznych grubości, niedokładności pozycjonowania masek i łupania podłoża.

Kolejne soczewki, których wykonania podjął się autor pracy,

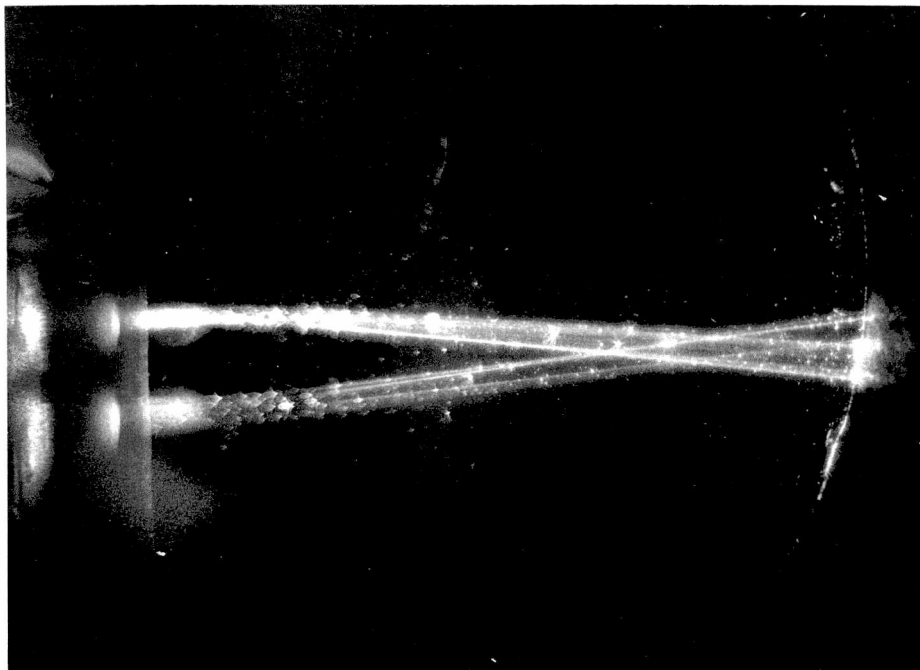


Rys. 372-9 Fotografia układu optycznego analizatora widma wykonanego z soczewkami: kolimującą o $S = 3$ i analizującą o $S = 5$, na światłowodzie o grubości 100 nm, dla polaryzacji TM, długość fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.

to soczewki dwuogniskowe [RADOJEWSKI i in., 1986b i 1986d], których teorię, opracowaną przez Sochackiego [SOCHACKI, 1984] przedstawiono w rozdz. 3.1.2. W tym celu wprowadzono poprawki do programu obliczającego profile grubości i sterującego przesłoną irysową. Cały proces technologiczny pozostaje bez zmian. Należy tu podkreślić, że wspomnianych soczewek nie można wykonać przez maskę o profilowanych krawędziach. Na zdjęciu z rys. 372-10a pokazano soczewkę dwuogniskową, oświetloną wiązką świetlną, z której usunięto część centralną, nieco mniejszą niż średnica wewnętrznej części soczewki. Zabieg ten miał na celu poprawę warunków obserwacji drugiego ogniska. Soczewkę wykonano dla następujących parametrów: $S_1 = 2.5$, $S_2 = 4$, znormalizowany promień części centralnej $a = 0,6$, średnica soczewki 8 mm. Światłowód bazowy miał grubość 200 nm, długość fali świetlnej $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, polaryzacja TM. Odpowiadający tym parametrom profil grubości, przedstawiony jest na rys. 372-11, linią ciągłą. Zmierzone ogniskowe zgadzały się z projektowanymi z dokładnością 0,15 mm. Podczas obliczeń zauważono, że profil grubości soczewki o $S_1 = 5$ i $S_2 = 8$ dla polaryzacji TE ma bardzo podobny przebieg. Przedstawiony jest on na rys. 372-11 linią przerywaną. Zbadano więc wykonaną soczewkę przy oświetleniu wiązką o polaryzacji TE (fotografia na rys. 372-10b). Otrzymano odchyłki ogniskowych w granicach 0,45 mm. Zważywszy na różnice w profilach na rys. 372-11, wyniki te w pełni potwierdzają poprawność teorii jak i opracowanej metody nanoszenia soczewek.

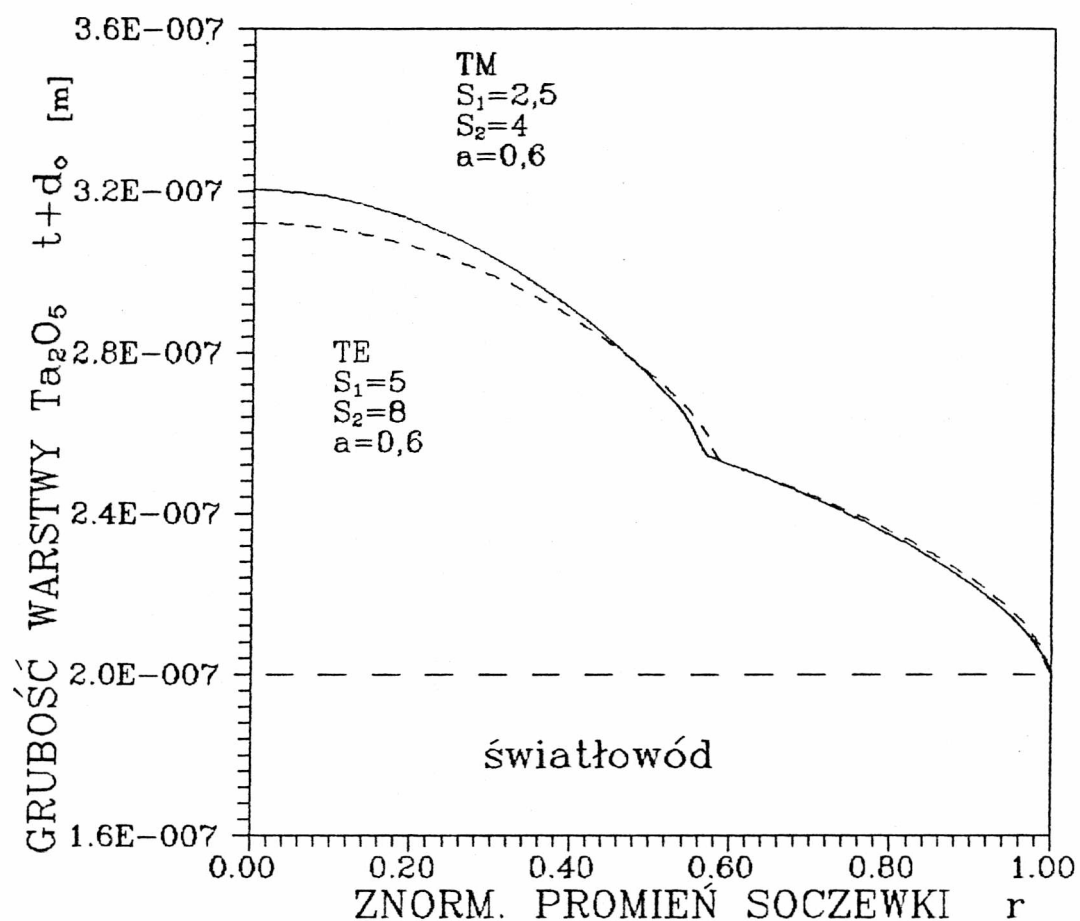


a)



b)

Rys. 372-10 Fotografia soczewki dwuogniskowej o parametrach: $S_1=2,5$, $S_2=4$, znorm. promień części wewnętrznej $a = 0,6$, na światłowodzie o grubości 200 nm, polaryzacja TM, $\lambda = 0,6328\mu\text{m}$ (a), oraz tej samej soczewki oświetlonej wiązką świetlną o polaryzacji TE, co zmieniło wartości S na: $S_1=5$, $S=8$ (b)



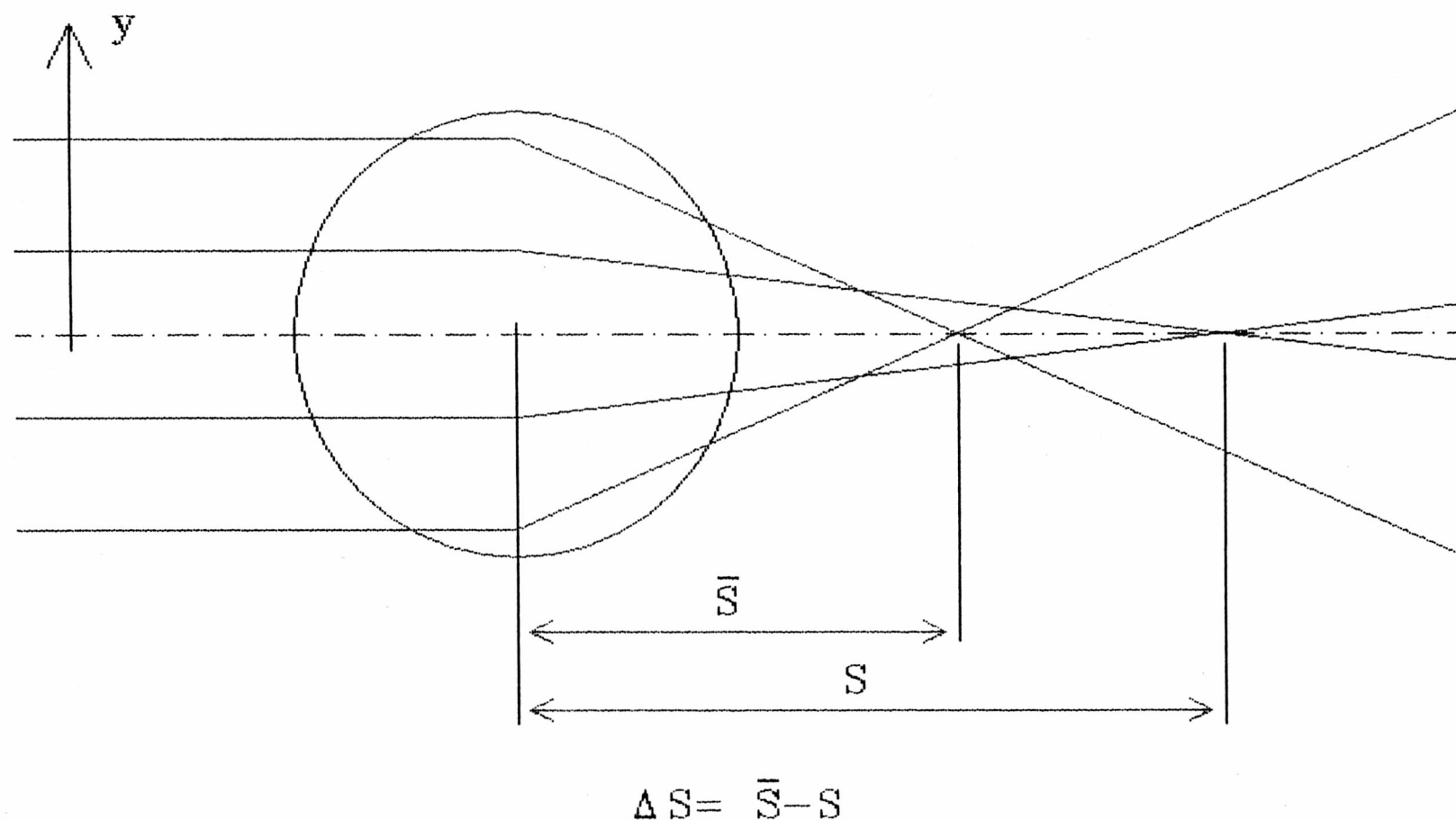
Rys. 372-11 Porównanie profili grubości soczewek dwuogniskowych na światłowodzie o grubości 200 nm, przy długości fali $\lambda = 0,6328 \mu m$. Linia ciągłą zaznaczono profil dla soczewki o $S_1=2,5$ i $S_2=4$ i polaryzacji TM. Linia przerywana odpowiada polaryzacji TE oraz $S_1=5$ i $S_2=8$. Znormalizowany promień części wewnętrznej soczewki $a = 0,6$.

3.7.3 WPŁYW PARAMETRÓW PROCESU TECHNOLOGICZNEGO NA PARAMETRY SOCZEWEK

W przypadku soczewek Luneburga, odchylenie ogniskowej w stosunku do projektowanej wartości i aberracje sferyczne, wynikają nie tylko z niedokładnego odtworzenia idealnego profilu grubości. Duży wpływ na te parametry soczewek ma rozrzut technologiczny parametrów warstw. Są to głównie:

- rozrzut grubości warstwy światłowodowej,
- rozrzut grubości samej soczewki,
- rozrzut współczynnika załamania podłoża (tu SiO_2) i warstwy światłowodowej.

Wpływ tych czynników określono teoretycznie korzystając z opracowanych przez autora programów komputerowych, na podstawie przedstawionych w poprzednich rozdziałach algorytmów śledzenia biegu promienia, oraz rozwiązywania równania dyspersyjnego planarnych światłowodów warstwowych. Aberracje sferyczne określano śledząc bieg promieni wchodzących w aperturę soczewki dla pozycji promienia (rys.373-1) $y = 0,05, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$ i $0,95$ całkowitego promienia soczewki. Przecięcie się promienia o pozycji $y = 0,05$ z osią optyczną soczewki było traktowane jako pozycja jej ogniska. Obliczenia prowadzono dla $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, dla grubości światłowodu bazowego 100 nm ($N_{\text{effTE}} = 1,64$) i dla znormalizowanych ogniskowych $S = 3$ i $S = 5$, przydatnych w konstrukcji analizatora widma [RAPORT ITE, 1983].



Rys. 373-1 Aberracja sferyczna podłużna (poosiowa).

S —znormalizowana ogniskowa

3.7.3.1 Tolerancja grubości światłowodów bazowego i soczewki

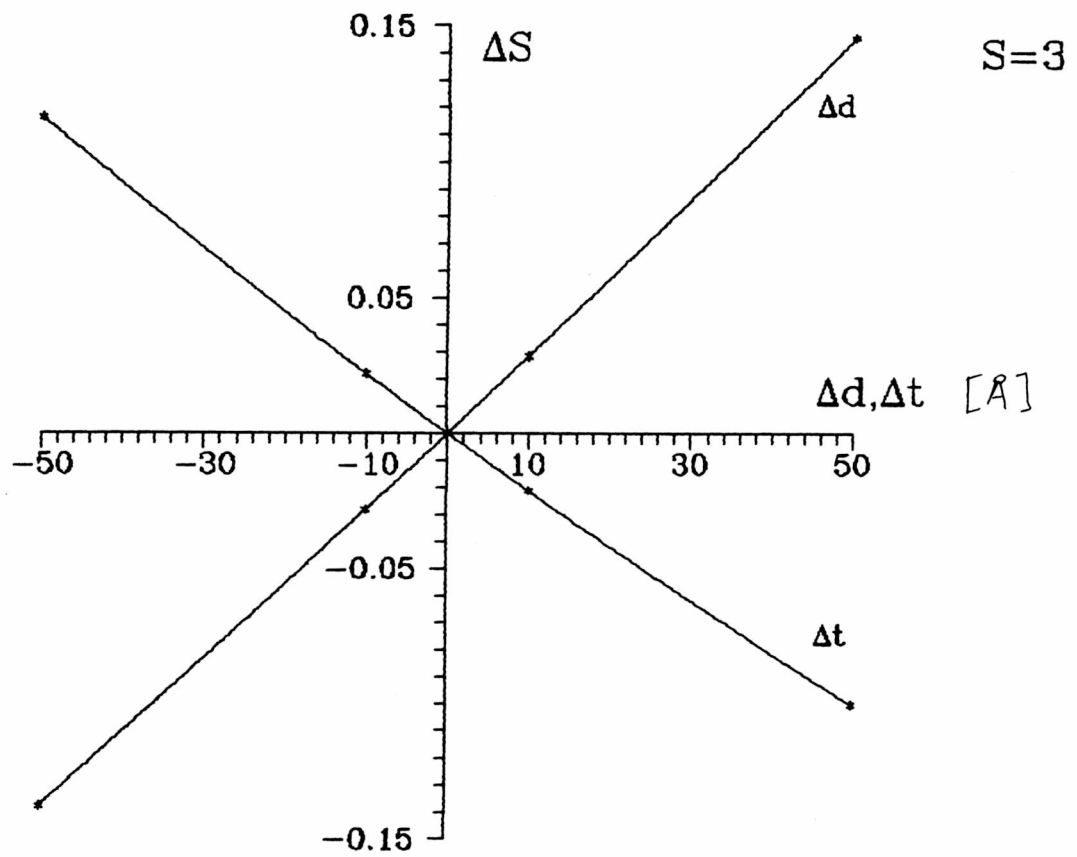
Podstawowymi czynnikami wpływającymi na niepowtarzalność grubości warstw nanoszonych metodą reaktywnego rozpylania w.c.z. są: - niestabilność parametrów procesu nanoszenia (moc wyładowania, ciśnienie robocze, skład gazów, pole magnetyczne, temperatura podłoża),

- błąd skalowania prędkości nanoszenia.

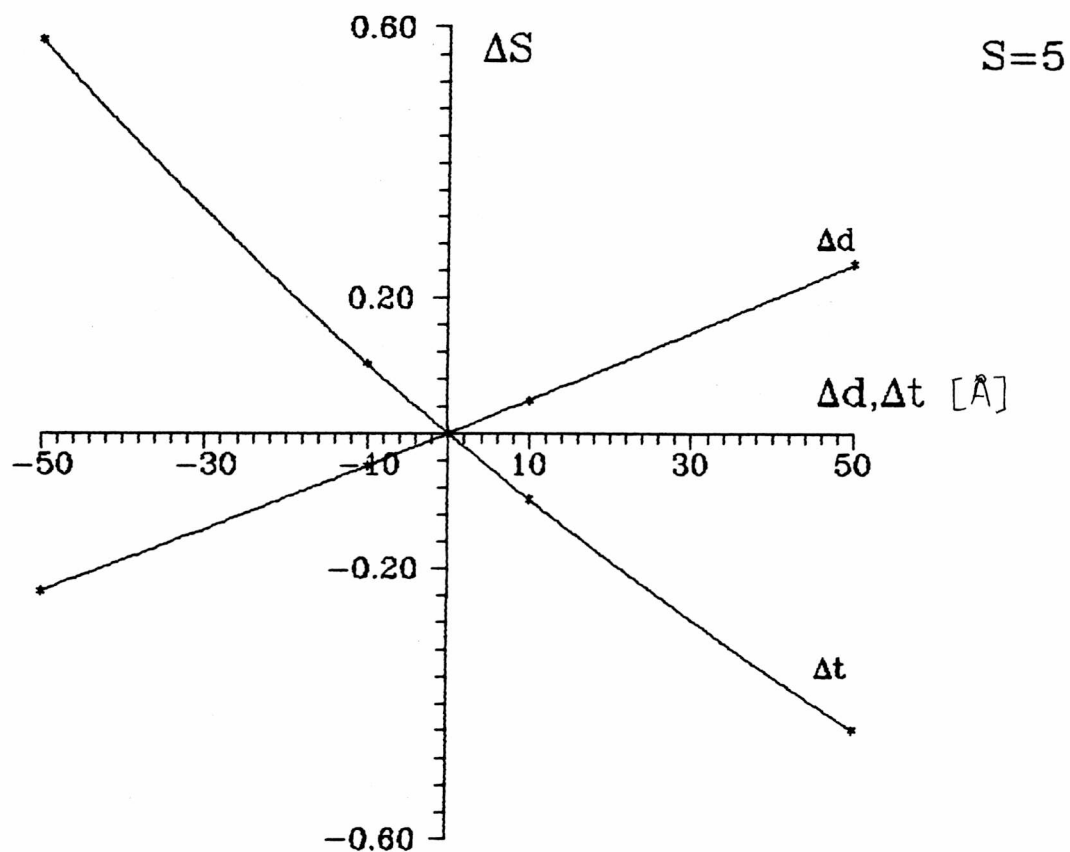
W przypadku reaktywnego rozpylania w.c.z. przyjmuje się [COLOMBINI, 1981b], że rozrzut grubości warstw nanoszonych w kolejnych procesach, w tych samych warunkach mieści się w granicach $\pm 50 \text{ \AA}$. Na rys. 373-2 pokazano wpływ zmian grubości warstwy Δt w centrum soczewki Luneburga oraz zmian grubości światłowodów bazowego Δd pod soczewką, na jej znormalizowaną ogniskową S dla $S = 3$. Na rys. 373-3 pokazano tę samą zależność dla $S = 5$. Otrzymano prawie liniowe zmiany ogniskowej w funkcji zmian grubości warstw. W tabeli 373-1 podano obliczone czułości znormalizowanej ogniskowej zarówno na zmiany grubości warstwy w centrum soczewki ($\Delta S / \Delta t$), jak i na zmiany grubości światłowodów bazowego ($\Delta S / \Delta d$).

Tabela 373-1.

S	$\Delta S / \Delta t$ [1/Å]	$\Delta S / \Delta d$ [1/Å]
3	-0,002	0,003
5	-0,01	0,006



Rys. 373-2 Zmiana znormalizowanej ogniskowej ΔS wywołana odchyłkami technologicznymi grubości światłowodu bazowego (Δd) i soczewki (Δt) dla $S = 3$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

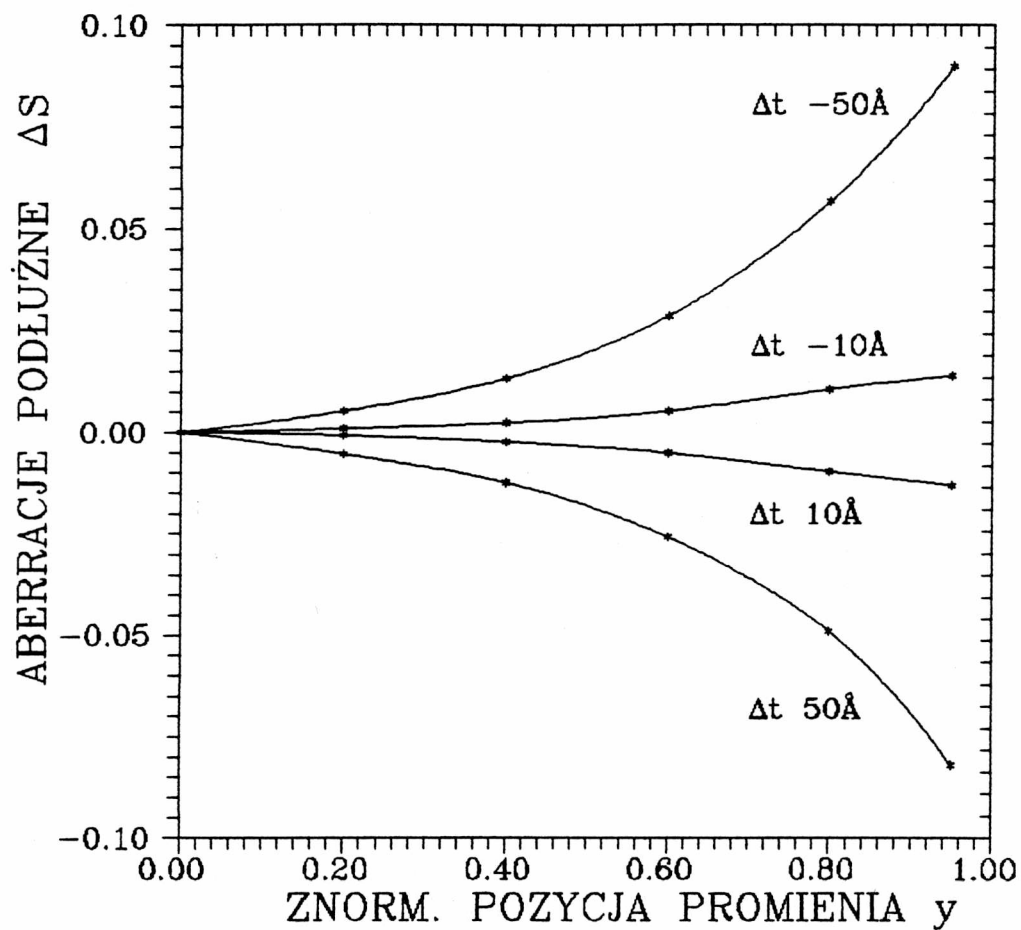


Rys. 373-3 Zmiana znormalizowanej ogniskowej ΔS wywołana odchyłkami technologicznymi grubości światłowodu bazowego (Δd) i soczewki (Δt) dla $S = 5$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

Porównując wartości z tabeli (lub rysunki), z łatwością można zauważyć kompensacyjny wpływ zmian grubości światłowodu i soczewki jednego znaku, na znormalizowaną ogniskową S . Dla $S = 3$ kompensacja jest prawie całkowita. Wartości czułości $\Delta S/\Delta t$ znacznie silniej zależy od wartości S niż czułość $\Delta S/\Delta d$. Układ światłowód bazowy - soczewka jest w dużym stopniu odporny na niedokładności skalowania prędkości nanoszenia oraz na systematyczne, trwałe jej zmiany, wynikające z rozkalibrowania przyrządów pomiarowych, służących do kontroli parametrów procesu technologicznego. Szczególnie efekt ten występuje w układzie materiałowym $Ta_2O_5-SiO_2-Si$ dla soczewek krótkoogniskowych.

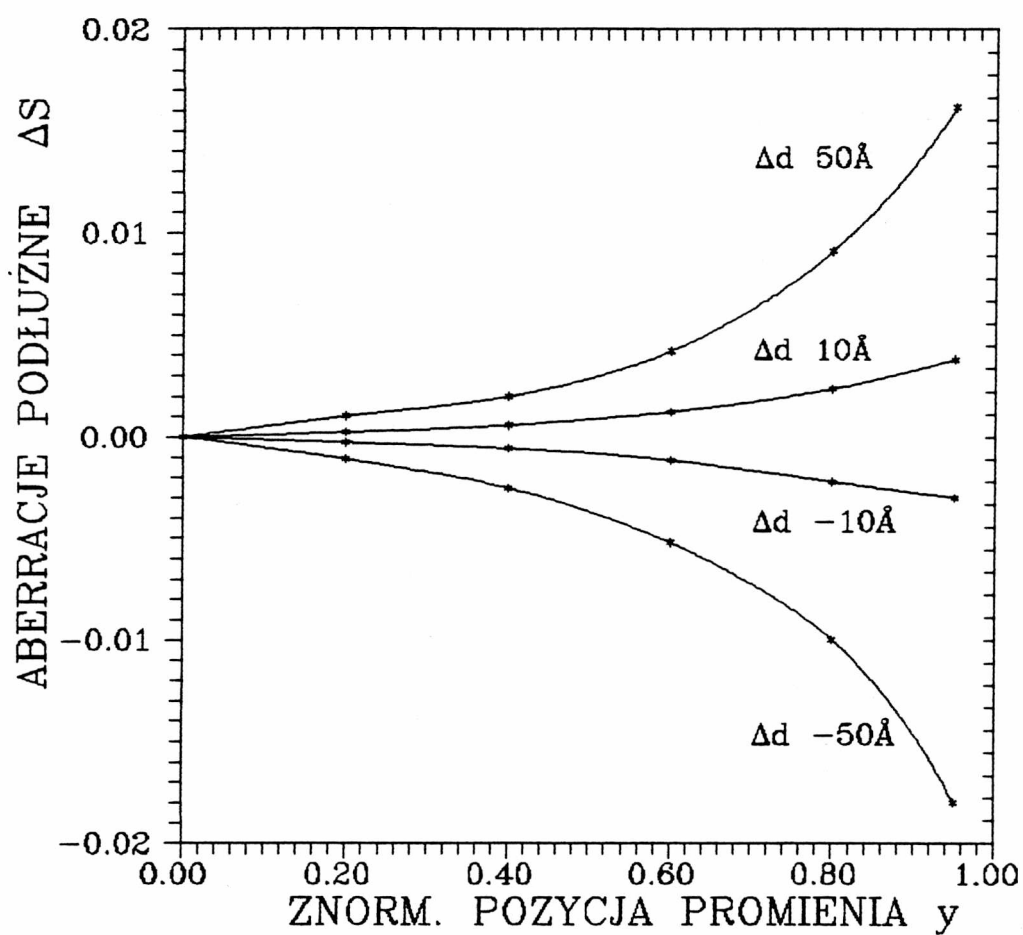
Zmiany grubości poszczególnych warstw tworzących soczewkę mają również wpływ na jej aberracje. Na kolejnych rysunkach 373-4 do 7 pokazano aberracje podłużne wywołane odchyłkami grubości światłowodu bazowego i samej soczewki. Wykreślone zostały one w funkcji położenia promienia w aperturze soczewki. Wpływ odchyłek grubości w obszarze soczewki jest tu dominujący. Jej wzrost powoduje występowanie aberracji ujemnych, zmniejszenie - aberracji przeciwnego znaku. Dla $S = 3$ krzywe są symetryczne, dla $S = 5$ aberracje dodatnie są silniejsze.

Odchyłki grubości światłowodu bazowego powodują o wiele mniejsze aberracje, przy czym ich znak jest przeciwny niż dla odchyłek grubości soczewki tego samego znaku. Dla $S = 5$ także występuje niesymetria krzywych, z silniejszymi aberracjami dodatnimi.



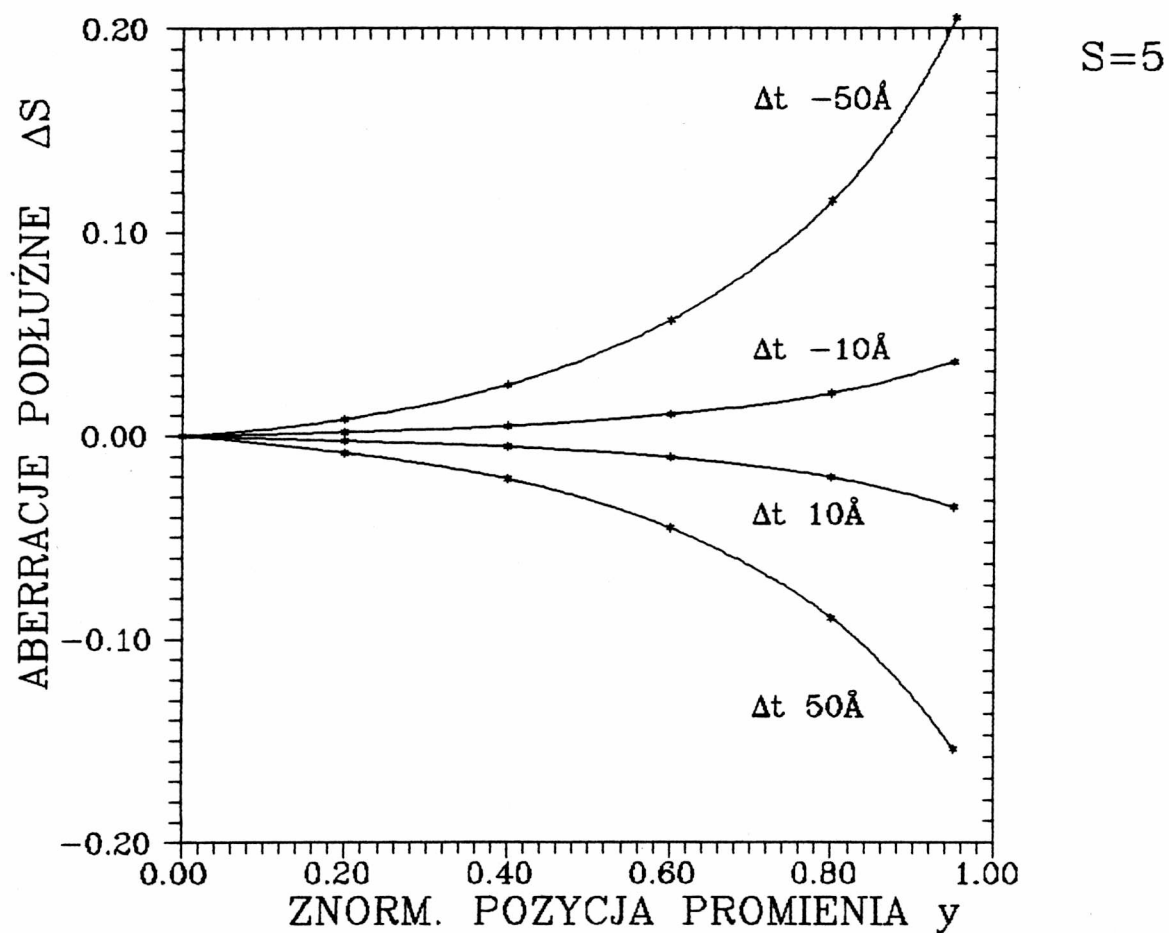
$S=3$

Rys. 373-4 Aberracje podłużne ΔS wywołane odchyłkami technologicznymi grubości warstwy Ta_2O_5 w obrębie soczewki (Δt) dla $S = 3$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

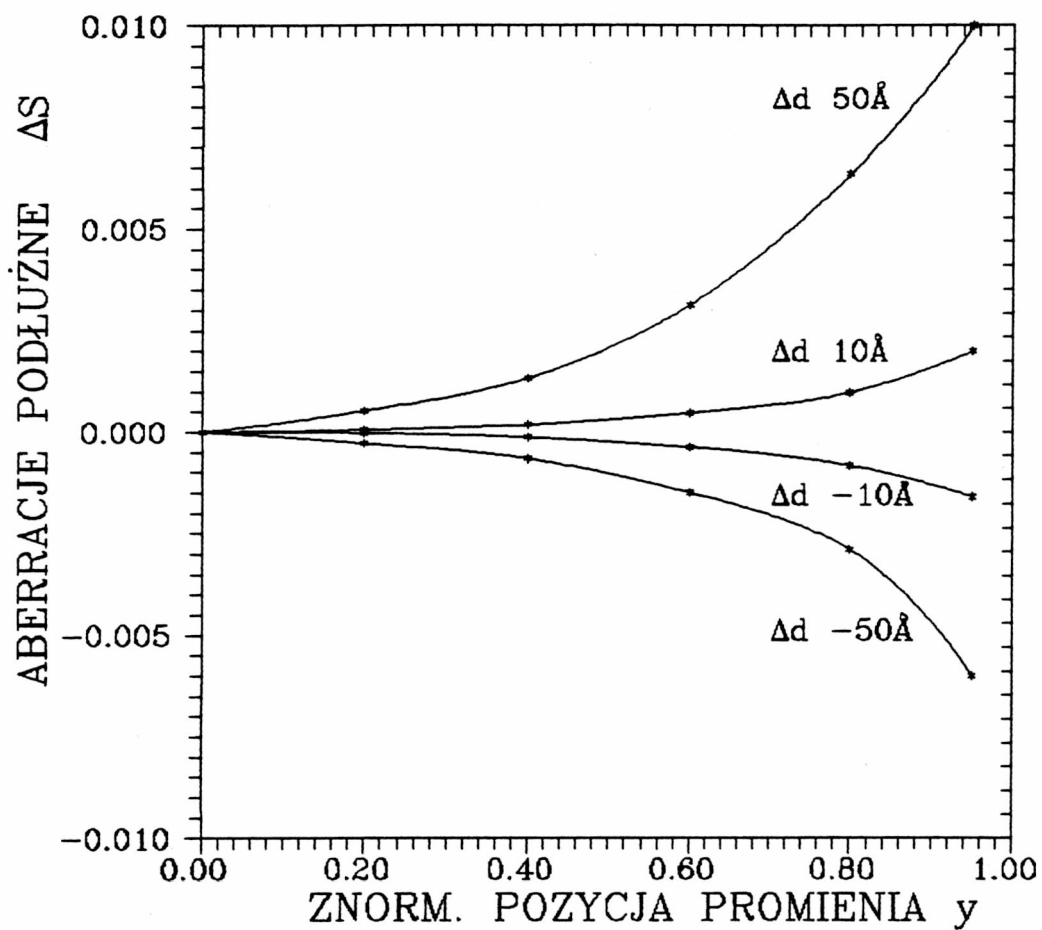


$S=3$

Rys. 373-5 Aberracje podłużne ΔS wywołane odchyłkami technologicznymi grubości światłowodu bazowego pod soczewką (Δd) dla $S = 3$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.



Rys. 373-6 Aberracje podłużne ΔS wywołane odchyłkami technologicznymi grubości warstwy Ta_2O_5 w obrębie soczewki (Δt) dla $S = 5$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

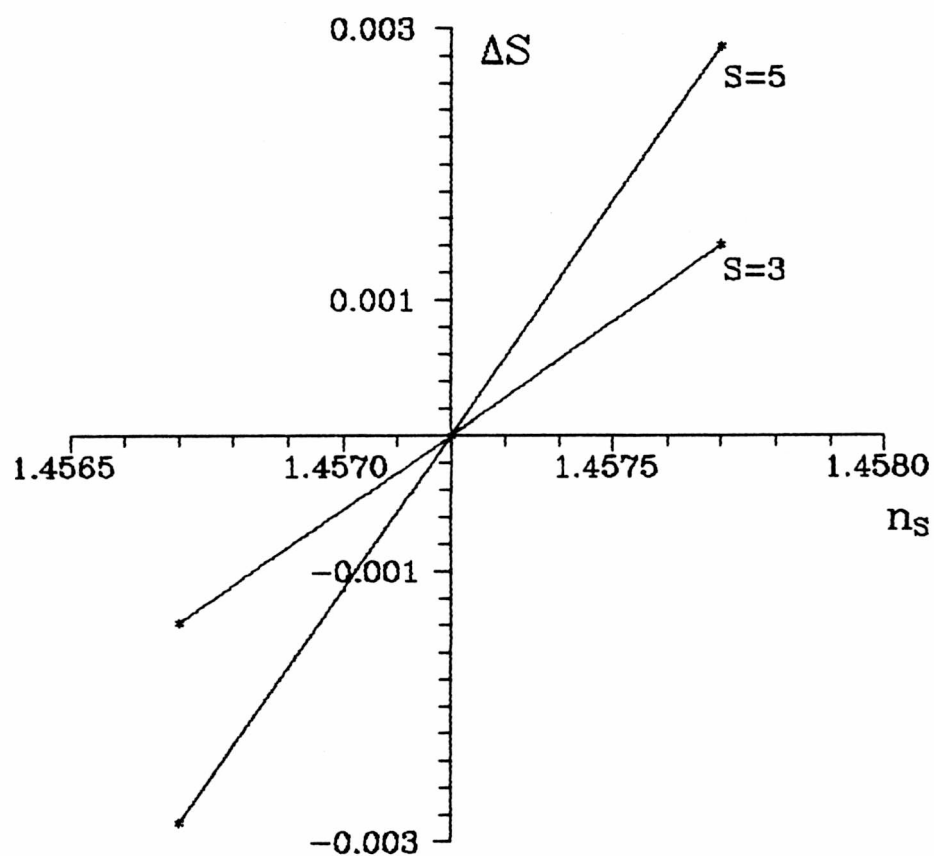


$S=5$

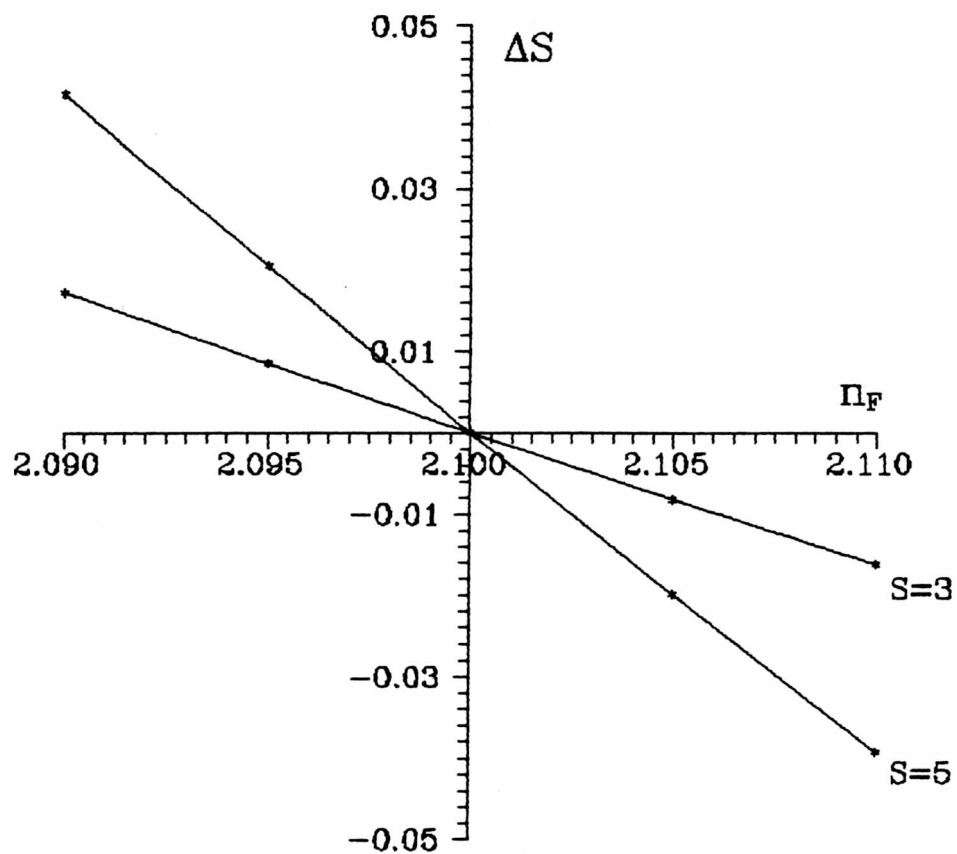
Rys. 373-7 Aberracje podłużne ΔS wywołane odchyłkami technologicznymi grubości światłowodu bazowego pod soczewką (Δd) dla $S = 5$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

3.7.3.2 Tolerancja współczynnika załamania podłoża (SiO_2) i warstwy światłowodowej Ta_2O_5

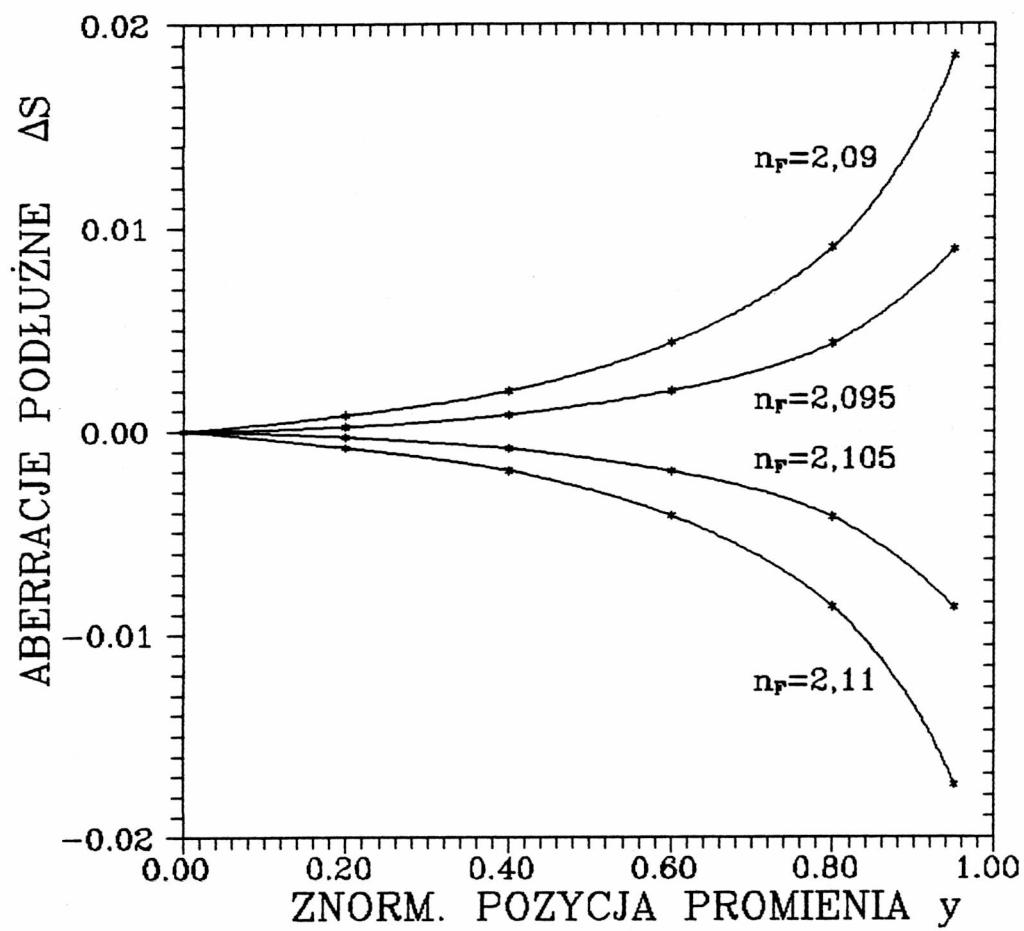
Następnymi czynnikami wpływającymi na własności soczewek są odchyłki współczynników załamania podłoża (SiO_2) i warstwy światłowodowej. Na rys. 373-8 i 9 pokazano wpływ zmiany współczynnika załamania podłoża i warstwy światłowodowej na ogniskową soczewki. Zmiany mają charakter liniowy i, podobnie jak poprzednio, są większe dla $S = 5$. Dla otrzymywanego rozrzutu współczynnika załamania warstwy $\Delta n_f = \pm 0,003$ (rozdz. 3.5.4), zmiana znormalizowanej ogniskowej nie przekracza 0,01 dla $S = 5$ i jest w porównaniu z wpływem rozrzutu grubości nieistotna. Podobnie jest dla $S = 3$. Wpływ zmian współczynnika załamania podłoża dla obu wartości S jest pomijalny. Na kolejnych rysunkach 373-10 i 373-11 pokazano wpływ omawianych czynników na aberracje podłużne. Zamieszczono tylko wykresy dla $S = 3$, gdyż analogiczne krzywe dla $S = 5$ mają podobny charakter i identyczne tendencje, a wartości różnią się o kilka procent. Wzrost wartości współczynnika załamania warstwy powoduje aberracje ujemne, o wartościach pomijalnych do wywołanych zmianami grubości. Wzrost współczynnika załamania podłoża wywołuje aberracje przeciwnego znaku. Dla badanego zakresu zmienności nie przekraczają one $\pm 1 \times 10^{-3}$ wartości S .



Rys. 373-8 Zmiana znormalizowanej ogniskowej ΔS wywołana odchyłkami technologicznymi współczynnika załamania podłoża SiO_2 dla $S = 3$ i $S = 5$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

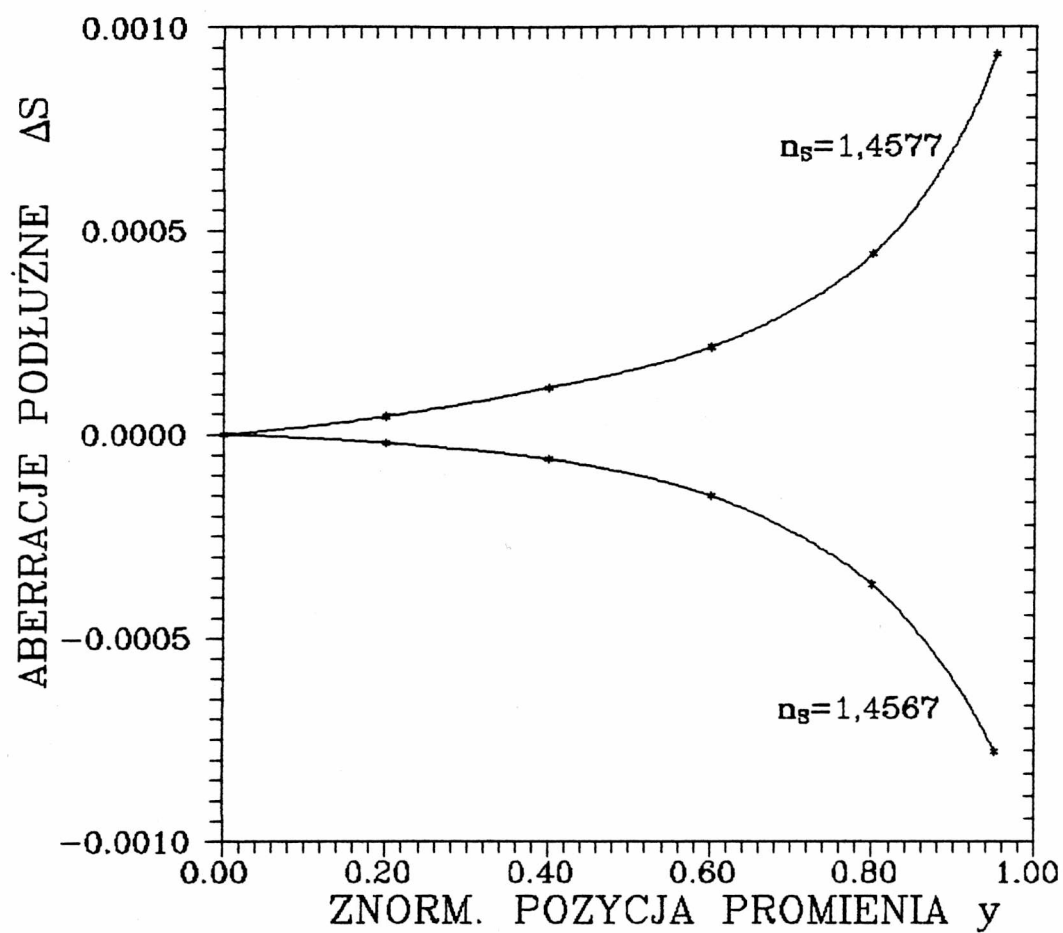


Rys. 373-9 Zmiana znormalizowanej ogniskowej ΔS wywołana odchyłkami technologicznymi współczynnika załamania warstwy Ta_2O_5 dla $S = 3$ i $S = 5$. $\lambda = 0,6328 \mu m$, $d_0 = 100 nm$.



$S=3$

Rys. 373-10 Aberracje podłużne ΔS wywołane odchyłkami technologicznymi współczynnika załamania warstwy Ta_2O_5 dla $S = 3$. $\lambda = 0,6328 \mu m$, $d_0 = 100 nm$.



S=3

Rys. 373-11 Aberracje podłużne ΔS wywołane odchyłkami technologicznymi współczynnika załamania podłoża SiO_2 dla $S = 3$. $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, $d_0 = 100\text{nm}$.

3.8. METODY DOREGULOWANIA OGNISKOWYCH WYKONANYCH SOCZEWEK

Jak pokazano w rozdziale 3.7.3, rozrzut technologiczny grubości i współczynnika załamania warstwy światłowodowej prowadzi do powstania aberracji i odchyłek długości ogniskowej od zaprojektowanych wartości. Pierwsze zjawisko można wyeliminować, zawężając odpowiednio aperturę soczewki, o średnicy zaprojektowanej z pewnym nadmiarem [YAO i in., 1979]. Błąd ogniskowej jednak pozostaje. Nie ma to wpływu na parametry analizatora widma, jeżeli odchyłka $\Delta f'$ nie przekracza głębi ostrości soczewki [COLOMBINI, 1981b]:

$$\Delta f' < \alpha \frac{\lambda}{N} \left[\frac{f'}{a} \right]^2$$

gdzie: α - współczynnik zależny od zozkładu natężenia światła w aperturze użytecznej soczewki,

λ - długość fali świetlnej,

N - efektywny współczynnik załamania,

a - apertura wiązki oświetlającej,

f' - ogniskowa soczewki.

Zmiany znormalizowanej ogniskowej ΔS soczewki, wynikające z ze zmiany jej grubości na skutek niedokładności technologii, powoduje rozogniskowanie dane równaniem:

$$\Delta f' = \Delta S \frac{D}{S}$$

gdzie: D - średnica soczewki.

Równania powyższe prowadzą do określenia względnej zmiany znormalizowanej ogniskowej, dopuszczalnej dla zachowania w płaszczyźnie liniiki detektorów wspomnianego analizatora widma, dyfrakcyjnie ograniczonej plamki świetlnej. Wyraża się ona następującą nierównością:

$$\frac{\Delta S}{S} \leq \frac{f' \alpha \lambda}{a^2 N}$$

Dla opracowanej technologii soczewek, dla najbardziej niekorzystnego rozkładu odchyłek grubości (np. $\Delta d = 50 \text{ \AA}$, $\Delta t = -50 \text{ \AA}$), dewiacje te nie spełniają powyższej nierówności. Prowadzi to do pogorszenia rozdzielczości ze względu na przesłuchy (rozogniskowana wiązka obejmuje więcej niż jeden detektor w liniice detektorów) lub nieprawidłowo skolimowaną wiązkę [RADOJEWSKI i in., 1986c].

Po wykonaniu soczewki można "ratować" sytuację tylko przez zabiegi "zewnętrzne" (poza soczewką). Próby nanoszenia dodatkowej warstwy na wytworzoną już soczewkę nie dały pożądaných rezultatów. Opracowano dwie metody doregulowania ogniskowych soczewek Luneburga [RADOJEWSKI i in., 1984b, 1986a]. Jedna polega na zastosowaniu płytki płasko-równoległej (rozdz. 3.8.1), a druga na zastosowaniu mikroświatłowodów paskowych (rozdz. 3.8.2). Obie te metody zostaną omówione poniżej na przykładzie wykorzystania ich do regulacji ogniskowej soczewki transformującej w analizatorze widma w.cz. (ogniskowanie wiązki światła na liniice fotodetektorów).

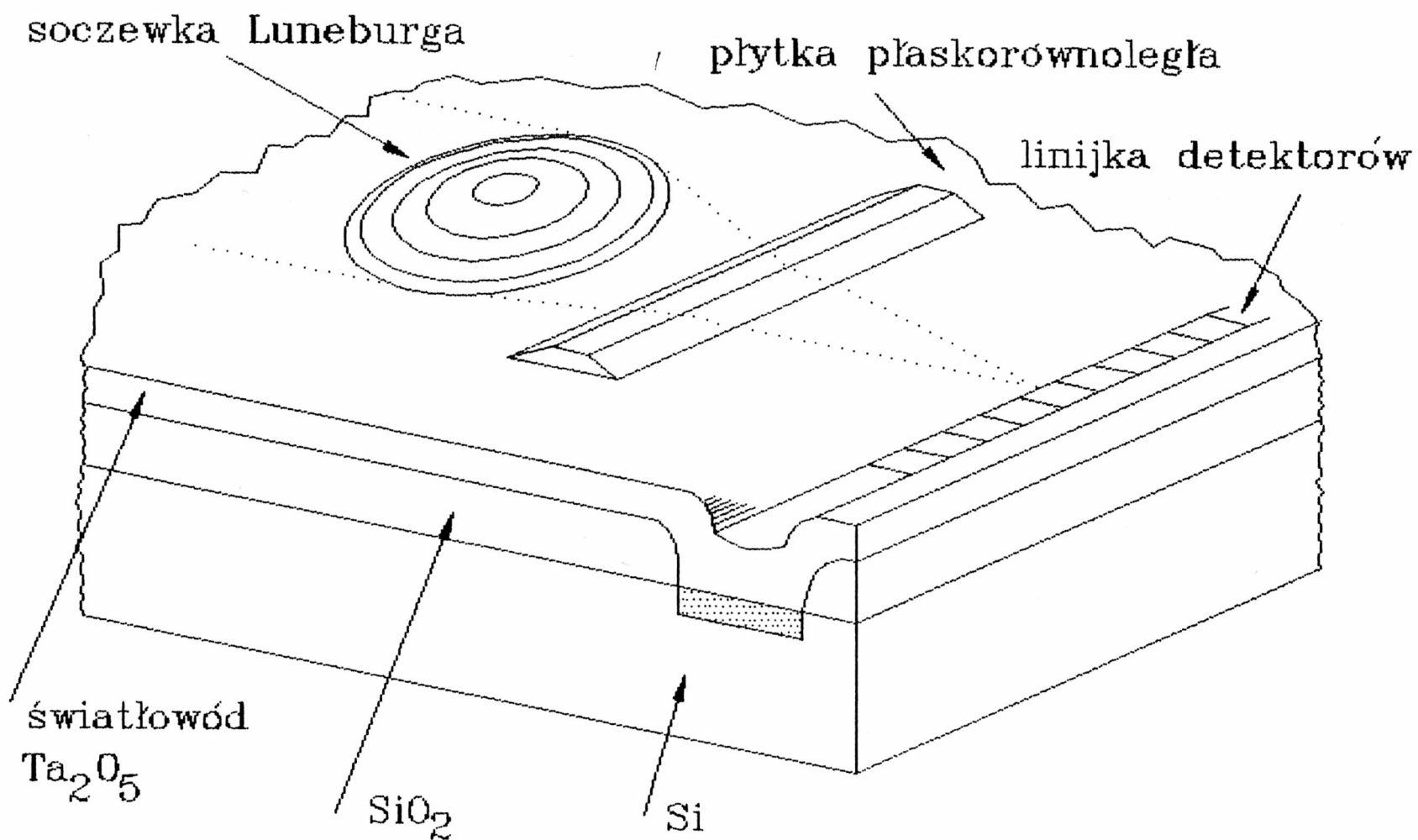
3.8.1. PŁYTKA PŁASKO-RÓWNOLEGŁA

Doregulowanie ogniskowej planarnej soczewki Luneburga za pomocą światłowodowego odpowiednika płytki płasko-równoległej polega na pogrubieniu, bądź pocienieniu, pewnego obszaru światłowodu na drodze wiązki światła wychodzącej z soczewki. Pogrubienie to (lub pocienienie) jest usytuowane prostopadle do osi optycznej soczewki. Schematycznie przedstawione jest ono na rys.381-1 dla części analizatora widma w.cz. z soczewką transformującą i linijką detektorów. W wyniku zastosowania płytki płasko-równoległej ogniskowa soczewki ulega przesunięciu o :

$$\Delta f' = \frac{N_1 - N}{N} d ,$$

gdzie N jest efektywnym współczynnikiem załamania światła dla światłowodu bazowego, N_1 jest efektywnym współczynnikiem załamania światła w obszarze pogrubienia (pocienienia), d jest szerokością płytki (obszaru pogrubienia/pocienienia). Pogrubienie (lub pocienienie) powinno być wykonane w pobliżu soczewki, ponieważ obecność rozpraszających światło krawędzi płytki blisko linijki detektorów spowoduje obniżenie efektywności detekcji (dynamiki analizatora widma w.cz.). Ponadto w celu zmniejszenia rozpraszania światła krawędzie płytki powinny być łagodnie nachylone. Jej położenie w stosunku do soczewki nie jest krytyczne, co jest zaletą tej metody. Płytke, w przypadku pogrubiania, nanosi się zwykle

Rys.381-1. Doregulowanie ogniskowej (płytkę płaskorównoległą)



tą samą metodą co światłowód, co też jest zaletą. Natomiast wadą jest wprowadzanie dodatkowych aberracji (do pominięcia dla przesunięć rzędu $\Delta f' = 0.5 \text{ mm}$).

Dla soczewek o ogniskowych $f' = 30 \text{ mm}$, średnicy $a = 8 \text{ mm}$ i aperturze $D = 4 \text{ mm}$ wykonano płytkę płasko-równoległą (pogrubienie) o parametrach: $d = 5 \text{ mm}$, $N_1 = 1.80$ ($N = 1.64$), uzyskując przesunięcie ogniska o $\Delta f' = 0.5 \text{ mm}$ [RADOJEWSKI i in., 1984b]. Dodatkowe aberracje poprzeczne wprowadzane przez płytkę nie przekraczały $0.3 \text{ }\mu\text{m}$. Stosując powyższą metodę można dopasowywać ogniskową soczewki Luneburga w stopniu dostatecznym dla stosowania ich np. w planarnym analizatorze widma w.cz.

3.8.2. ŚWIATŁOWODY PASKOWE

Mikroświatłowody paskowe mogą być również zastosowane do regulacji długości ogniskowej soczewki Luneburga. Każdy pojedynczy mikroświatłowód biegnie nad jednym elementem linijki detektorów (rys.382-1). Paski wytwarzane są metodą fotolitograficzną przez trawienie jonowe wzoru wytworzonego w warstwie emulsji światłoczułej. Maska fotolitograficzna powinna być umieszczona w ten sposób, by początki światłowodów paskowych leżały w uprzednio zmierzonym ognisku wykonanej soczewki. Światłowody paskowe przenoszą obraz powstały w płaszczyźnie ogniskowej soczewki na płaszczyznę linijki detektorów. Do stosowania tej metody konieczne jest wytworzenie na powierzchni światłowodu znaków bazujących i ustawienie maski fotolitograficznej z błędem mniejszym niż $\pm 10 \mu\text{m}$. Wielką zaletą tej metody jest fakt, że nie wprowadza ona dodatkowych aberracji. Podobne światłowody paskowe były już w układach planarnych stosowane [VALETTE i in.,1983], choć w innym celu (uniknięcie przełupania podłoża dokładnie w ognisku soczewki fresnelowskiej - nieudana próba przełupania jest bowiem niszcząca).

Rys.382-1. Doregulowanie ogniskowej (światłowodowy paskowy)

soczewka Luneburga

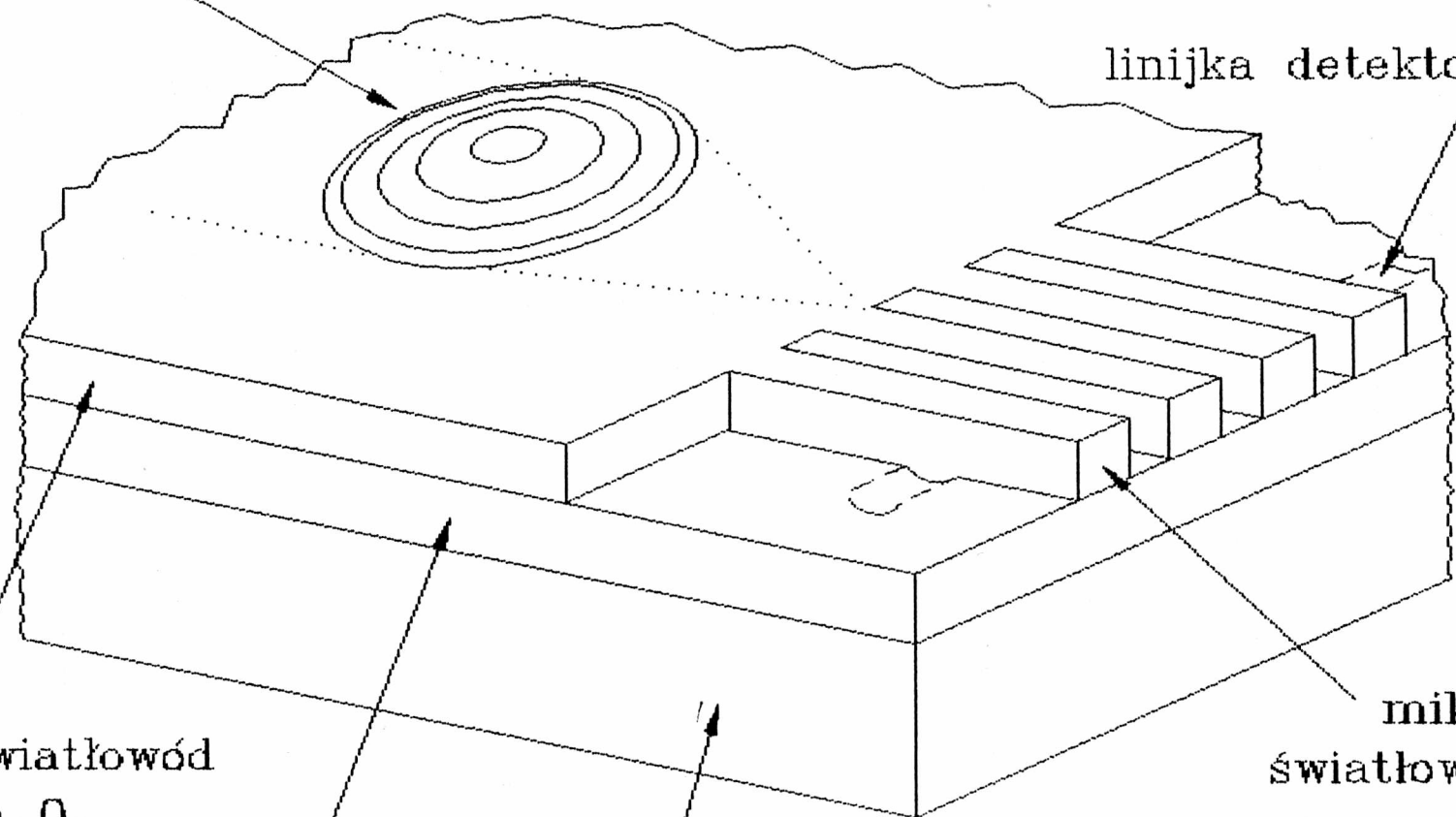
linijka detektorów

światłowod
 Ta_2O_5

SiO_2

Si

mikro-
światłowodowy
paskowy



3.8.3. PORÓWNANIE

Obie metody doregulowania ogniskowych wykonanych soczewek posiadają zarówno wady jak i zalety. Metoda wykorzystująca światłowody paskowe ma tę przewagę, że nie wprowadza własnych aberracji, natomiast bardzo krytyczne jest w niej usytuowanie początków pasków. Jest techniką droższą, bardziej skomplikowaną i wykorzystującą technologie różne od tych stosowanych do wytworzenia samej soczewki i światłowodu. Druga metoda - z płytką płasko-równoległą, którą autor zastosował, jest stosunkowo prosta technologicznie, całkowicie (w przypadku pogrubiania) kompatybilna z technologiami wytwarzania soczewki Luneburga i światłowodów planarnych. Wprowadza jednak dodatkowe aberracje. W odpowiednio ostrym reżimie technologicznym, przy zachowaniu rozrzutu grubości $\pm 50 \text{ \AA}$ podczas wytwarzania soczewek Luneburga i światłowodów planarnych, drobne odchyłki długości ogniskowej soczewki są korygowalne za pomocą płytki płasko-równoległej. Stopień tej korekcji jest wystarczający do większości zastosowań tych soczewek w układach optyki zintegrowanej. Wprowadzane aberracje przy doregulowywaniu ogniskowej o $\pm 0.5 \text{ mm}$ są pomijalne.

4. PRZYDATNOSC WYKONANYCH SOCZEWEK DO UKLADOW OPTYKI ZINTEGROWANEJ. WNIOSKI KONCOWE.

Planarne elementy ogniskujące, kolimujące, czy transformujące mogą znaleźć zastosowanie w licznych układach optyki zintegrowanej. W pierwszej kolejności należy wymienić tu zintegrowany analizator widma w.cz. W analizatorze takim zintegrowane są: modulator akusto-optyczny (komórka Bragga), dwie soczewki światłowodowe (kolimująca i transformująca), linijka fotodetektorów i spójne źródło światła. W komórce Bragga wiązka jest odchylana proporcjonalnie do częstotliwości sygnału doprowadzonego do przetwornika akustycznej fali powierzchniowej. Zatem analizowane widmo w. cz. obserwujemy w postaci foto-odpowiedzi detektora, na który pada przetworzona (ugięta i zogniskowana) wiązka światła.

Teoretyczne rozważania [TSAI,1979] pokazują, że można wykonać analizator widma (rozważania dla niobianu litu), który będzie charakteryzował się pasmem przenoszenia 1GHz, rozdzielczością 1MHz i czasem odpowiedzi 10^{-15} s. W rzeczywistości, w prasie fachowej znalazły się nieliczne doniesienia o wykonanych i działających zintegrowanych analizatorach widma [ANDERSON i in.,1977a], [MERGERIAN,1979], [JOSEPH,1981], [KANAZAWA i in.,1983], [VALETTE i in.,1984]. Analizator Andersona [ANDERSON i in.,1977a] był zintegrowany na niobianie litu, posiadał dwie soczewki geodezyjne i detektory światła z przenoszeniem ładunku (CCD). Pasma przenoszenia wynosiło 1GHz, częstotliwość środkowa 1GHz.

Autorzy nie podali rozdzielczości analizatora. Rozdzielczość analizatora Josepha [JOSEPH,1981] wynosiła 4MHz, a pasmo przenoszenia 400 MHz. Szczegóły rozwiązania nie są znane. Kanazawa i współpracownicy [KANAZAWA i in., 1983] zintegrowali swój analizator również na niobianie litu, z dwoma soczewkami geodezyjnymi, laserem półprzewodnikowym z podwójną heterostrukturą (DHL) oraz z detektorami światła z przenoszeniem ładunku (CCD). Uzyskali oni rozdzielczość 2MHz dla pasma przenoszenia 400 MHz przy częstotliwości środkowej 600 MHz. Natomiast Valette i współpracownicy [VALETTE i in., 1984] zbudowali swój analizator widma na utlenionej płytce krzemowej. Światłowodowy i soczewki Fresnela wykonano z Si_3N_4 . Przetwornik fali powierzchniowej skonstruowano na ZnO. Chociaż budowanie analizatora na krzemie daje możliwość pełnej integracji liniiki detektorów (wykonanie diod wprost w płytce krzemowej), autorzy [VALETTE i in.,1984] nie skorzystali z tego (dołączono chip z detektorami z przenoszeniem ładunku (CCD)). W takiej konstrukcji uzyskali oni rozdzielczość kilku MHz i pasmo przenoszenia 100 MHz z częstotliwością środkową 300 MHz dla pierwszego modu Rayleigha oraz pasmo przenoszenia 400 MHz z częstotliwością środkową 500 MHz dla modu Sezawy.

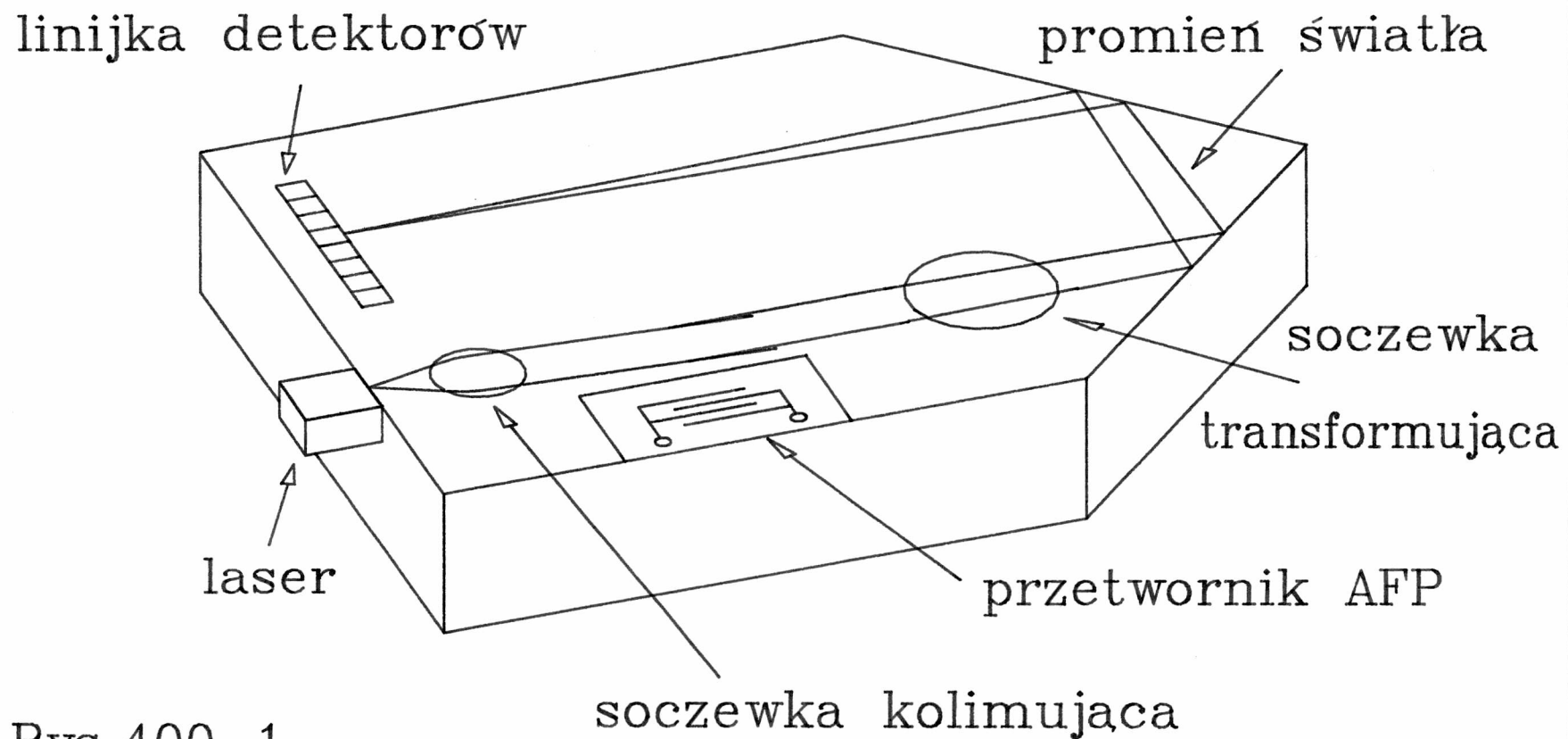
Intensywne wysiłki nad integrowaniem elementów analizatora widma opisywali również Pitt [PITT,1984] (LiNbO_3 z soczewkami Fresnela i krzemowymi detektorami z przenoszeniem ładunku (CCD)) oraz Chen ze współpracownikami [CHEN i in., 1980] (LiNbO_3 z soczewkami geodezyjnymi).

Jest również doniesienie o integrowaniu soczewek Luneburga [DAVIS i in.,1981] (dane trudno dostępne).

Analizatory w fazie projektu przedstawiali Hamilton i in. [HAMILTON i in.,1977] (integracja zarówno na niobianie litu jak i na krzemie), Doughty ze współpracownikami [DOUGHTY i in.,1980] (LiNbO_3 z soczewkami geodezyjnymi) oraz Thylen i inni [THYLEN i in.,1982] (LiNbO_3 z soczewkami Fresnela).

W ramach prac badawczych prowadzonych przez zespół Profesora Benedykta Licznarskiego w Instytucie Technologii Elektronowej PWR w latach osiemdziesiątych podjęto udaną próbę integracji komórki Bragga i soczewek Luneburga w światłowodowej strukturze $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2/\text{Si}$ [PATELA i in.,1984]. Ideę konstrukcji całego analizatora w.cz. przedstawiono poglądowo na rys.400-1. O wyborze materiału struktury światłowodowej ($\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2/\text{Si}$) zadecydowały jego zalety, o czym mowa w rozdziale 3.5, oraz nasze możliwości. Na jednym podłożu z utlenionego krzemu zintegrowano światłowód planarny, dwie soczewki Luneburga (kolimującą i transformującą) oraz modulator akusto-optyczny. Modulator został wykonany w warstwie ZnO [PATELA,1985a],[RADOJEWSKI i in.,1987] przylegającej do światłowodu Ta_2O_5 . Przetwornik międzypalczasty posiadał 20 par aluminiowych palców naparowanych na warstwę ZnO. W warstwie tej przetwornik generował falę o długości $20\text{ }\mu\text{m}$ i częstotliwości z zakresu 180 - 230 MHz. Maksymalna wydajność dyfrakcji na jednostkową moc akustyczną i jednostkową aperturę przetwornika wynosiła

Zintegrowany analizator widma w.cz.



Rys. 400-1

w tej konstrukcji 0.61 %/mW mm [PATELA i in.,1985b]. Wykonano też płytkę płasko-równoległą dopasowującą długość ogniskowej soczewki transformującej (co opisano dokładniej w sekcji 3.8.1). Prace nad integracją dalszych elementów analizatora zostały przerwane na skutek zmiany polityki finansowo-naukowej naszych sponsorów.

Osiągnięto satysfakcjonujące parametry: stopień skolimowania wiązki lasera 0,6 mrad, przy szerokości wiązki (-3dB) równej 4 mm, szerokość plamki ogniskowej 6 μ m, przy oświetleniu wiązką gaussowską o szerokości ($1/e^2$) równej 4 mm i ogniskowej 20 mm, możliwość regulacji ogniskowej o czym szczegółowo była mowa w poprzednich rozdziałach. Pozwala to wysnuć tezę, że soczewki takie z powodzeniem mogą konkurować z innymi rozwiązaniami używanymi w zintegrowanych analizatorach widma. I chociaż doskonałe własności akustooptyczne dla dużych częstotliwości predystynują niobian litu na główny materiał stosowany w analizatorach widma, to prace Valette i współpracowników [VALETTE i in.,1984], jak również i naszego zespołu pokazały, że integracja na krzemie jest również możliwa, oferując przy tym możliwość pełnej integracji fotodetekcji. Dodatkowo opracowane technologicznie soczewki dwuogniskowe otwierają nowe pole zastosowań soczewek Luneburga, w optycznych, zintegrowanych układach do obróbki informacji.

Poza analizą widma w.cz. zintegrowane analizatory mogą być również atrakcyjne w innych układach, np. w systemach komunikacyjnych do multipleksowania sygnałów, demulti-

pleksowania i filtrowania, w czujnikach światłowodowych do heterodynowania, itp. Wszędzie tam planarne światłowodowe soczewki Luneburga mogą również znaleźć zastosowanie. Dzięki pełnej symetrii (pole widzenia 360°), możliwe jest wykorzystanie jednej soczewki do pełnienia kilku funkcji, przez skrzyżowanie osi optycznych.

Praca powyższa, mimo że obszerna, nie mogła pomieścić wszystkich problemów związanych z technologią i badaniem własności planarnych światłowodowych soczewek Luneburga. W szczególności, dalszych wysiłków wymaga kwestia interpretacji otrzymanych wyników. W przypadku obrazów dyfrakcyjnych i krzywych aberracji, wymaga to współdziałania wytrawnych specjalistów optyków. Bardzo interesującymi i przyszłościowymi elementami są soczewki dwuogniskowe. Ich zastosowanie w układach planarnych pozwoli na zwiększenie rozdzielczości urządzeń (wykorzystanie tzw. martwych pól w linijkach detektorów), zwielokrotnienie pełnionych funkcji (np. generacja kilku skolimowanych wiązek z jednego źródła). Elementy te, trudniejsze technologicznie, sprawiają także sporo trudności pomiarowych, głównie z powodu obecności drugiego ogniska. Dalsze badania w tym kierunku, w mniemaniu autora są konieczne, mimo pewnego osłabienia zainteresowania elementami biernymi w wykonaniu warstwowym, z udziałem dielektryków. Rozwija się bowiem burzliwie, technologia układów optoelektronicznych w oparciu o GaAs i pojawiły się pierwsze prace na temat soczewek "per analogia" w tym materiale. Nieuchronnym jest i tu, wg autora pojawienie się konstrukcji gradientowych typu Luneburga.

5. LITERATURA

- R.L.Aagard, J.Vac.Scie.Technol., 14 (1977) 275.
- D.B.Anderson, J.T.Boyd, M.C.Hamilton, R.R.August, IEEE J. Quantum Electron., QE-13 (1977a) 268.
- D.B.Anderson, R.L.Davise, J.T.Boyd, R.R.August, IEEE J. Quantum Electron., QE-13 (1977b) 275.
- P.R.Ashley, W.S.C.Chang, Appl.Phys.Lett., 33 (1978) 490.
- R.Azzam, N.Bashara, "Elipsometry and polarized light", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, NY, Oxford, 1977.
- P.D.Bear, D.A.Bryan, J.K.Powers, H.E.Tomaschke, J.Opt.Soc.Am., 71 (1981) 1559A.
- G.E.Betts, G.E.Marx, Appl.Opt., 17 (1978) 3967.
- A.Błędowski, "Nielinowe optyczne sterowanie impulsami światła w światłowodzie planarnym", Materiały z III Krajowego Sympozjum "Światłowodowy i ich zastosowania", Jabłonna, Polska, 1982; PWN Warszawa, 1982, tom 2, s.27.
- L.P.Boivin, Appl.Opt., 13 (1974) 391.
- D.A.Bryan, C.R.Chubb, J.K.Powers, H.E.Tomaschke, W.R.Reed, E.A.Dalke, Proc.SPIE, 321 (Integrated Optics II) (1982) 2.
- W.S.C.Chang, P.R.Ashley, IEEE J. Quantum Electron., QE-16 (1980) 744.
- J.Chalecki, "Przyrządy optyczne - konstrukcja mechanizmów", WNT, Warszawa 1982.
- B.Chen, E.Marom, A.Lee, Appl.Phys.Lett., 31 (1977) 263.
- B.Chen, E.Marom, J.Morrison, Appl.Phys.Lett., 33 (1978) 511.
- B.Chen, T.R.Joseph, J.Y.Lee, T.R.Ranganath, Proc.SPIE, 218 (1980) 8.
- Y.C.Cheng, W.D.Westwood, J.Electr.Mater., 3 (1974) 37.
- W.Ciurapiński, "Akustooptyczne analizatory widma sygnałów radiolokacyjnych", Materiały I Krajowej Szkoły Optoelektroniki, Unieście'87, tom 8 (1987) s.27.
- E.Colombini, J.Opt.Soc.Am., 71 (1981a) 1403.
- E.Colombini, Appl.Opt., 20 (1981b) 3589.
- G.Dahlquist, A.Bjoerck, "Metody numeryczne", PWN Warszawa 1983.

- R. L. Davis, F. S. Hickernell, "An IO spectrum analyzer with thin film lenses," presented at the Int. Conf. Integrated Opt. and Optical Fiber Commun., WE-6, San Francisco, Ca, Apr. 27-29, 1981.
- S.Doric, E.Munro, Appl.Opt., 22 (1983a) 443.
- S.Doric, E.Munro, J.Opt.Soc.Am., 73 (1983b) 1083.
- G.F.Doughty, R.B.Wilson, J.Singh, R.M.De la Rue, S.Wright, Proc.SPIE, 235 (1980) 35.
- T.Hanc, "Pomiary optyczne", WNT Warszawa 1964.
- M.C.Hamilton, D.A.Wille, W.J.Miceli, Opt.Eng., 16 (1977) 475.
- G.Hatakoshi, S.Tanaka, Opt.Lett., 2 (1978) 142.
- G.Hatakoshi, H.Inoue, K.Naito, S.Umegaki, S.Tamka, Optica Acta, 26 (1979) 961.
- D.H.Hensler, J.D.Cuthbert, R.J.Martin, P.K.Tien, Appl.Opt., 10 (1971) 1037.
- F.S.Hickernell, R.L.Davis, F.V.Richard, 1978 Ultrasonics Symposium Proc., IEEE Cat.#78CH 1344-1SU.
- K.Iga, Appl.Opt., 21 (1982) 1024.
- S.J.Ingery, W.D.Westwood, Y.C.Cheng, J.Wei, Appl.Opt., 14 (1975) 2194.
- S.J.Ingery, D.W.Westwood, Appl.Opt., 15 (1976) 607.
- K.Izuka, "Engineering Optics", Springer series in optical sciences, vol.35, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1985.
- T.Jannson, J.Sochacki, J.Opt.Soc.Am., 70 (1980) 1079.
- T.R.Josef, Proc. IEEE US (1981) p.721.
- M.Kanazawa, T.Atsumi, M.Kakami, T.Ito, "High-resolution integrated-optical spectrum analyser", Proc. 4th Int.Conf.on Integrated Optics and Optical Communication, 1983, Tokyo, Japan, pp.257-259.
- D.Kassai, E.Marom, J.Opt.Soc.Am., 69 (1979) 1242.
- J.Kadziela, J.Radojewski, S.Patela, Proc. SPIE (USA), 670 (1986) 218
- D.A.Letov, Pis'ma v Zh.T.F., 4 (1978) 840.
- R.K.Luneburg, "Mathematical Theory of Optics", Brown Univ. Press, Providence, R.I., 1944, s. od 182.
- D.Marcuse, "Theory of the dielectric optical waveguides", Academic Pres, New York, 1974.

- E.Marom, O.G.Ramer, J.Opt.Soc.Am., 69 (1979) 791.
- J.C.Maxwell, Cambridge and Dublin Math Journ., 9 (1954) 11.
- D.Mergerian, (1979a) Proc. 3rd Int. Conf. on Integrated Optics and Optical Commun, 1979, Tokyo, Japan, p.114.
- D.Mergerian, E.C.Malarkey, R.P.Pautenius, J.C.Bradley, Proc.SPIE, 176 (1979b) 85.
- J.E.Midwinter, "Światłowody telekomunikacyjne", WNT, Warszawa, 1983.
- S.E.Miller, Bell System Techn.J., 48 (1969) 2059.
- S.P.Morgan, J.Appl.Phys., 29 (1958) 1358.
- P.Mottier, S.Valette, Appl.Opt., 20 (1981) 1630.
- J.H.Myer, O.G.Ramer, Appl.Opt., 20 (1981) 412.
- A.Opilski, Technology of waveguide formation and methods of investigating waveguides applied to planar acoustooptics, Proc. of Second Spring School on Acoustooptics and Applications, May 1983, Gdańsk-Wieżyca, 328-354.
- S. Patela, J. Radojewski, J. Kadziela, Integrated optical spectrum analyzer, Proc. of 29 Internacionales Wissenschaftliches Kolloquium, Tech. Hochsch. Illmenau, Illmenau DDR, 29 October - 2 November 1984, 137 - 140.
- S.Patela, Praca Doktorska, Politechnika Wrocławska 1985a.
- S.Patela, J.Radojewski, J.Kadziela, (1985b), "Acoustooptic interaction of acoustic surface waves with guided optical waves in planar tantalum-pentoxide waveguides", 1985 IEEE-MTTDS International Microwave Symposium Digest, 4-6 June, 1985, St. Louis, Missouri, pp. 299 - 302.
- S.Patela, J.Radojewski, A.Sankowska, E.B.Radojewska, "Hybrid integrated optical devices", Proc. of 12th Conference of ISHM Poland Chapter, Gdańsk-Sobieszewo, Poland 1988, Prace Naukowe ITE PWr nr 37, seria Konferencje nr 10, Wrocław 1989.
- W.M.Paulson, F.S.Hickernell, R.L.Davis, J.Vac.Sci.Tech., 16 (1979) 307.
- C.W.Pitt, F.R.Gfeller, R.J.Stevens, Thin Solid Film, 26 (1975) 25.
- C.W.Pitt, Vacuum, 34 (1984) 399.
- R.V.Pole, S.E.Miller, J.H.Harris, P.K.Tien, Appl.Opt., 11 (1972) 1675.
- "Procesy technologiczne w elektronice półprzewodnikowej", praca zbiorowa, WNT, Warszawa 1980.

M.Pluta, Opt.Eng., 27 (1988) 515.

J.Radojewski, J.Kądziela, S.Patela, (1984a) Patent PRL, zgł. nr 102/z/1984 PWr, udzielony 19.06.1991 za nr P-265159.

J.Radojewski, S.Patela, J.Kądziela (1984b), "Technological peculiarities of application of Luneburg lenses in an integrated optical RF spectrum analyser," Proc. of 1984 IEEE International Workshop on Integrated Optical and Related Technologies for Signal Processing, Florence, Italy, Sept. 10 - 11, 1984, 129 -132.

J.Radojewski, J.Kądziela, S.Patela, (1984c) " Ta_2O_5 Thin-Film Optical Waveguide Luneburg Lenses on SiO_2 - Si Substrate" Proc. of European Optical Conference EOC'83, Rydzyna, Poland, Opt.Appl., 14 (1984) 7-14.

J.Radojewski, S.Patela, J.Kądziela, (1986a) "Metody regulacji ogniskowej soczewki Luneburga w planarnym analizatorze widma w.cz.", prezentowane na Krajowej Konferencji "Światłowody i ich zastosowanie" w Jabłonnej k/Warszawy, 1986.

J.Radojewski, J.Kądziela, S.Patela, J.Sochacki, E.B.Radojewska, Proc.SPIE, 670 (1986b) 221.

J.Radojewski, J.Kądziela, S.Patela, Elektronika, 3 (1986c), 21

J.Radojewski, S.Patela, J.Kądziela, E.B.Radojewska, (1986d), "Method for enhancing the frequency resolution in integrated-optical real-time RF spectrum analyser (in Ta_2O_5 - SiO_2 - Si structure)", Advanced Technologies and Processes in Communication and Power Systems, 7th European Conference on Electrotechnics, EUROCON'86, Paris 1986

J.Radojewski, S. Patela, (1987a) Patent PRL Nr 138509, 1987.

J.Radojewski, (1987b) "Spektrofotometryczna metoda pomiaru profilu grubości planarnych światłowodowych soczewek Luneburga", prezentowane na III Konferencji Naukowej ELTE'87, czerwiec 1987, Poznań, Wyd.UAM Poznań, 1987, 161.

RAPORT ITE nr 30/1983 : "Opracowanie analizatora widma sygnałów elektromagnetycznych w technice optoelektroniki zintegrowanej - ETAP I " pod redakcją J.Kądzieli, J.Radojewskiego, S.Pateli, B.Licznierskiego i M.Lukaszewicza, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1983.

RAPORT ITE nr SPR 14/84 : "Elementy bierne optoelektroniki zintegrowanej - ETAP I " pod redakcją J.Kądzieli, B.Licznierskiego, S.Pateli i J.Radojewskiego, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1984.

G.Righini, V.Russo, S.Sottini, G Toraldo di Francia, Appl. Opt., 11 (1972) 1442.

G.C.Righini, V.Russo, S.Sottini, G.Toraldo di Francia, Appl. Opt., 12 (1973) 1477.

G.C.Righini, V.Russo, S.Sottini, J.Quant.Electr., QE-15 (1979) 1.

G.C.Righini, V.Russo, S.Sottini, Proc. SPIE, 235 (1980) 27.

A.Sharma, D.V.Kumar, A.K.Ghatak, Appl.Opt., 21 (1982) 984.

R.Shubert, J.H.Harris, IEEE Trans. Microelectron.& Microwave Technol., MMT-16 (1968) 1048.

R.Shubert, J.H.Harris, J.Opt.Soc.Am., 61 (1971) 154.

J.Sochacki, Praca doktorska, Centralne Laboratorium Optyczne, Warszawa.1983a.

J.Sochacki, J.Opt.Soc.Am., 73 (1983b) 789.

J.Sochacki, J.Opt.Soc.Am., 73 (1983c) 1839.

J.Sochacki, A.Manasterska, M.Sochacka, "Planar waveguide lenses - recent achievements in theory and technology", Proc.European Opt.Conf., May/June 1983, Rydzyna, Poland, pp.65-82.

J.Sochacki, Appl.Opt., 23 (1984) 4444.

J.Sochacki, Proc. SPIE, 670 (1986a) 246.

J.Sochacki, Appl.Opt., 25 (1986b) 235.

J.Sochacki, Proc. of SPIE, 670 (1986c) 246.

J.Sochacki, J.Modern Optics, 35 (1988) 891.

S.Sottini, V.Russo, G.C.Righini, J.Opt.Soc.Am., 69 (1979) 1248.

S.Sottini, "Geodesic Optics" in: "New Directions in Guided Wave and Coherent Optics", D.B.Ostrowsky, E.Spitz,Eds., vol.II, NATO ASI Series E (Applied Sciences), Martinus Nijhoff Publishers, No.79 (1984) 545.

S.Sottini, V.Russo, E.Giorgetti, J.Lightwave Tech., LT5 (1987) 1082.

W.H.Southwell, J.Opt.Soc.Am., 67 (1977a) 1004.

W.H.Southwell, J.Opt.Soc.Am., 67 (1977b) 1010.

W.H.Southwell, J.Opt.Soc.Am., 67 (1977c) 1293.

W.H.Southwell, J.Opt.Soc.Am., 69 (1979) 792.

W.H.Southwell, Appl.Opt., 21 (1982a) 1985.

- W.H.Southwell, J.Opt.Soc.Am., 72 (1982b) 908.
- E.Spiller, J.Harper, Appl.Opt., 13 (1974) 2105.
- M.Stockmann, W.Beinvogl, Wave Electron., 4 (1983) 221.
- T.Suhara, K.Kobayashi, H.Nishihara, J.Koyama, Appl.Opt., 21 (1982) 1966.
- "ŚWIATŁOWODY I ICH ZASTOSOWANIA" I Krajowe Sympozjum, 1976, Jabłonna, Polska; m.in. referat W.Wolińskiego i A.Kazimierowskiego "Optyka zintegrowana", PWN Warszawa, 1976, s.114.
- "ŚWIATŁOWODY I ICH ZASTOSOWANIA" II Krajowe Sympozjum, 1979, Jabłonna, Polska; m.in. referat A.Manasterskiej, W.Chabrosa, G.Kopcia i M.Pluty "Warstwy SiO_x jako światłowodów planarne", PWN Warszawa, 1979, s.340.
- T.Tamir (ed.), "Integrated Optics", Topics in Applied Physics, vol.7, Springer-Verlag, 1975.
- H.F.Taylor, Proc.IEEE, 75 (1987) 1524.
- P.K.Tien, Appl.Opt., 10 (1971) 2395.
- P.K.Tien, G.Smolinski, R.J.Martin, Appl.Opt., 11 (1972) 637.
- P.K.Tien, Rev.Mod.Phys., 49 (1977) 361.
- L.Thylen, L.Stensland, IEEE J.Quantum Electron., QE-18 (1982) 381.
- C.S.Tsai, IEEE Trans.Circ.Sys., CAS-26 (1979) 1072.
- R.Ulrich, J.Opt.Soc.Am., 60 (1970) 1337.
- R.Ulrich, R.J.Martin, Appl.Opt., 10 (1971) 2077.
- R.Ulrich, R.Torge, Appl.Opt., 12 (1973) 2901-2908.
- R.Ulrich, J.Vac.Sci.Tech., 11 (1974) 156.
- S.Valette, A.Morgue, P.Mottier, Electron.Lett., 18 (1982) 13.
- S.Valette, J.Lizet, P.Mottier, J.P.Jadot, S.Renard, A.Fournier, A.M.Grouillet, P.Gidon, H.Denis, Electron.Lett. 19 (1983) 883.
- S.Valette, J.Lizet, P.Mottier, J.P.Jadot, P.Gidon, S.Renard, IEE Proc., 131,H (1984) 325.
- T.Van Duzer, Proc. IEEE, 58 (1970) 1230.
- C.M.Verber, D.W.Vaney, V.E.Wood, Appl.Phys.Lett., 28 (1976) 514.
- E.Voges, A.Neyer, IEEE J.Lightwave Technol., LT-5 (1987) 1229.

O.Wada, T.Sakurai, T.Nakagami, IEEE Journ. Quant. Electr.,
QE-22 (1986) 805.

W.D.Westwood, R.J.Boynton, S.J.Ingrey, J.Vac.Sci.Tech., 11
(1974) 381.

W.D.Westwood, S.J.Ingrey, J.Vac.Sci.Tech., 13 (1976) 104.

W.D.Westwood, S.J.Ingrey, J.Vac.Sci.Tech., 14 (1977) 196.

W.D.Westwood, J.S.Wei, Canadian J. of Phys., 57 (1979)
1247-1259.

V.E.Wood, Appl. Opt., 15 (1976) 2817.

V.E.Wood, J.R.Busch, D.T.Moore, C.B.Wooley, W.H.Southwell,
Optics Lett., 8 (1983) 226.

S.K.Yao, J.Appl.Phys., 50 (1979) 3390.

S.K.Yao, D.B.Anderson, Appl.Phys.Lett., 33 (1978a) 307.

S.K.Yao, D.E.Thompson, Appl.Phys.Lett., 33 (1978b) 635.

S.K.Yao, D.B.Anderson, R.R.August, B.R.Youmans, C.M.Oania,
Appl.Opt., 18 (1979) 4067.

F.Zernike, Opt.Comm., 12 (1974) 379.

~~~~~





Otrzymują:

|                          |        |
|--------------------------|--------|
| 1. prof. B. Licznerski   | 1 egz. |
| 2. prof. A. Opilski      | 1 egz. |
| 3. prof. M. Pluta        | 1 egz. |
| 4. Biblioteka Główna PWr | 1 egz. |
| 5. autor                 | 4 egz. |

---

Razem: 8 egz.