

Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych

ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa 118, skr. poczt. nr 39, POLAND

Institute of Electronic Materials Technology

tel.: centr. (+48 22) 835 30 41÷49, Dyrektor (+48 22) 834 90 03, fax:(+48 22) 864 54 96
http:// www.itme.edu.pl

e-mail:itme@itme.edu.pl

KRS 0000125439

NIP 525 000 84 88



Warszawa dn. 8.06.2007 r.

Uprzejmie informuję, że w dniu **21 czerwca 2007 roku ok. godz. 11:30** (po przerwie w obradach RN ITME), w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie, przy ul. Wólczyńskiej 133, budynek nr 8 (sala konferencyjna) odbędzie się

PUBLICZNA OBRONA ROZPRAWY DOKTORSKIEJ

mgr inż. Andrzeja KOWALIKA

na temat

„Technologia wytwarzania i optymalizacja parametrów dyfrakcyjnych elementów optycznych otrzymywanych przy użyciu elektronolitografii”

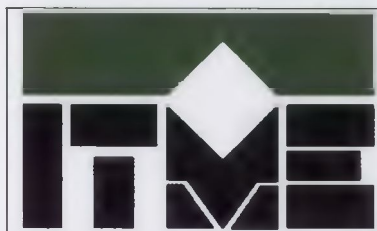
Promotor : Dr hab. Zbigniew Jaroszewicz
Zakład Optyki Fizycznej, Instytut Optyki Stosowanej

Recenzenci :
Prof. dr hab. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Instytut Geofizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Prof. dr hab. inż. Andrzej Jeleński
Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych

Z treścią rozprawy doktorskiej i opiniami recenzentów można zapoznać się w Bibliotece ITME (bud.2) od dnia 11 czerwca w godzinach 10:00 ÷14:00.

Przewodniczący Komisji ds. Przewodów Doktorskich RN ITME
Prof. dr hab. inż. Tadeusz Łukasiewicz



INSTYTUT TECHNOLOGII
MATERIAŁÓW ELEKTRONICZNYCH



Andrzej Kowalik

**Technologia wytwarzania i optymalizacja parametrów
dyfrakcyjnych elementów optycznych
otrzymywanych przy użyciu elektronolitografii**

Rozprawa doktorska

Promotor:
Dr hab. Zbigniew Jaroszewicz
Profesor Instytutu Optyki Stosowanej

Warszawa 2006

45316

Praca częściowo finansowana ze środków Komitetu Badań Naukowych
w ramach projektu badawczego promotorskiego nr 5T07D 031 22
„Technologia wytwarzania i optymalizacja parametrów
dyfrakcyjnych elementów optycznych
otrzymywanych przy użyciu elektronolitografii”

*Składam serdeczne podziękowania Promotorowi
Profesorowi Zbigniewowi Jaroszewiczowi
za słowa zachęty, pomoc i cierpliwość okazaną w trakcie realizacji pracy*

*Dziękuję również wszystkim Współpracownikom za wsparcie i życzliwą atmosferę.
Szczególne podziękowania za pomoc składam mgr inż. Krzysztofowi Górze
i inż. Jarosławowi Podgórskiemu z Instytutu Technologii Materiałów
Elektronicznych oraz prof. dr hab. Andrzejowi Kołodziejczykowi
i mgr inż. Grzegorzowi Mikule z Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej*

SPIS TREŚCI

1. Wstęp	7
2. Dyfrakcyjne elementy optyczne	13
2.1. Profil dyfrakcyjny	13
2.2. Wydajność dyfrakcyjna	16
2.3. Przykłady zastosowania dyfrakcyjnych elementów optycznych	23
2.4. Podsumowanie	29
3. Metody wytwarzania dyfrakcyjnych elementów optycznych	31
3.1. Wymagania technologiczne	31
3.2. Przegląd technologii wytwarzania DOE	35
3.2.1. Metody mechaniczne	35
3.2.2. Holografia optyczna	36
3.2.3. Metody mikrolitograficzne	37
A. Metody binarne	38
B. Metody analogowe	41
3.2.4. Metody bezpośrednie	48
3.2.5. Techniki powielania dyfrakcyjnych elementów optycznych	48
3.3. Podsumowanie - ocena technologii	49
4. Technologia wytwarzania struktur dyfrakcyjnych w binarnych procesach elektronolitograficznych	51
4.1. Ograniczenia metod analogowej i binarnej	51
4.2. Binarna metoda elektronolitograficzna	60
4.3. Podsumowanie	65

5. Optyczne metody pomiaru wysokości stopni fazowych	67
5.1. Wyznaczanie błędów wysokości stopni fazowych wielopoziomowych siatek dyfrakcyjnych w oparciu o ich wydajności dyfrakcyjne	68
5.1.1. Wydajność dyfrakcyjna siatek z błędami wysokości stopni fazowych	69
5.1.2. Proces minimalizacji	71
5.1.3. Przykład zastosowania i ocena metody	72
5.2. Wyznaczanie wysokości stopnia fazowego siatek binarnych na podstawie obrazów Fresnela	75
5.2.1. Obrazy Fresnela siatek binarnych	75
5.2.2. Przykład zastosowania i ocena metody	78
6. Generacja wzorów struktur dyfrakcyjnych wiązka elektronów	81
6.1. Metody naświetlania wzorów wiązką elektronów	82
6.2. Elektronolitograf ZBA-20	84
6.3. Rozdzielczość i kontrastowość procesów elektronolitografii	87
6.4. Proces ekspozycji i wywoływania elektronorezystu	91
6.5. Kontrastowość procesów wywoływania	93
6.6. Korekta zjawiska sąsiedztwa	95
6.7. Dokładność centrowania	98
6.8. Przygotowanie danych do generacji wzorów mikrosoczewek	101
6.9. Podsumowanie	103
7. Formowanie profilu dyfrakcyjnego	105
7.1. Wybór materiałów i sposobu formowania DOE	105
7.2. Reaktywne trawienie jonowe	108
7.2.1. Reaktywne trawienie podłoży kwarcowych	109
7.2.2. Reaktywne trawienie jonowe arsenku galu	116
7.3. Proces lift-off	120
7.4. Podsumowanie	123

8. Optymalizacja profilu elementów dyfrakcyjnych	125
8.1. Elementy dyfrakcyjne o zmiennej liczbie poziomów fazowych	127
8.2. Elementy dyfrakcyjne o dwóch powierzchniach fazowych	129
8.3. Podsumowanie	133
9. Wyniki	135
9.1. Siatki dyfrakcyjne	135
9.2. Soczewki dyfrakcyjne	139
9.3. Podsumowanie	143
10. Wnioski	145
<i>Literatura</i>	151

Dynamiczny rozwój w dziedzinie półprzewodnikowych źródeł światła i stały trend związany z miniaturyzacją urządzeń powoduje, że mikrooptyka jest w ostatnich latach jedną z szybciej rozwijających się dziedzin mikrotechnologii. Wśród urządzeń mikrooptycznych, to jest miniaturowych urządzeń transformujących wiązki świetlne, na szczególną uwagę zasługują dyfrakcyjne elementy optyczne (w dalszej części używać będziemy powszechnie przyjętego akronimu DOE – diffractive optical elements). Ich działanie opiera się nie na odbiciu lub załamaniu światła, jak ma to miejsce w tradycyjnych układach optycznych, lecz na ugięciu wiązki poprzez periodyczne mikrostruktury o głębokościach rzędu długości fali oświetlającej i rozmiarach poprzecznych zazwyczaj w przedziale od kilkudziesięciu do ułamka mikrometra. Przewaga DOE nad elementami konwencjonalnymi wynika przede wszystkim ze względnej łatwości, z jaką w ich przypadku można wytworzyć funkcję fazową realizującą pożądane przekształcenie frontu falowego. Istotna jest także planarna budowa, pozwalająca na wytwarzanie lekkich i zwartych elementów spełniających wymogi związane z integracją struktur optycznych z elementami elektronicznymi i mikromechanicznymi. Dzięki tym właściwościom DOE nie tylko z powodzeniem zastępują lub uzupełniają typowe elementy refrakcyjne, lecz także wskazują nowe pola aplikacji, gdzie zastosowanie technik optycznych nie było dotąd brane pod uwagę (systemy mikro-opto-elektrono-mechaniczne – MOEMS [1]). W ciągu ostatnich lat daje się zaobserwować lawinowy wzrost zastosowań elementów dyfrakcyjnych w systemach optycznych wykorzystywanych w telekomunikacji, układach optycznego przetwarzania

informacji, medycynie, metrologii czy technikach obrazowania, a technologii ich wytwarzania poświęca się wiele uwagi w liczących się ośrodkach naukowych [2].

Kluczowe znaczenie dla coraz szerszego zastosowania DOE mają ich dwa podstawowe parametry, a mianowicie wydajność dyfrakcyjna oraz maksymalny kąt ugięcia wiązki, przekładający się w przypadku soczewek na wielkość apertury numerycznej. Z technologicznego punktu widzenia duże kąty ugięcia i jednocześnie wysoka wydajność dyfrakcyjna wymagają opanowania metod wytwarzania struktur o submikronowych, gęsto upakowanych elementach (o wysokiej częstotliwości przestrzennej) i wielopoziomowym profilu fazowym, którego głębokość musi być kontrolowana z dokładnością kilku nanometrów. Pomimo intensywnego rozwoju metod wytwarzania DOE obserwowanego w ciągu ostatnich kilkunastu lat, w tym także metod wykorzystujących nowoczesne techniki mikrolitograficzne rozwinięte dla potrzeb układów elektronicznych wielkiej skali integracji (VLSI), tak wysokie wymagania stanowią nadal poważne wyzwanie technologiczne.

Najbardziej zaawansowaną metodą generacji wzorów jest w chwili obecnej elektronolitografia. W procesach wytwarzania DOE jest ona wykorzystywana w dwojaki sposób: bądź do bezpośredniej rejestracji fazowego lub amplitudowego profilu struktury poprzez zróżnicowanie dawek ekspozycji (tzw. metody analogowe), bądź do wykonywania kompletów fotomasek, z których – podobnie jak w przypadku układów półprzewodnikowych – kopiowane są kolejne poziomy fazowe struktury (metody binarne). Obie metody, analogowa i binarna, mają jednak istotne wady nie pozwalające na pełne wykorzystanie rozdzielczości oferowanej przez elektronolitografię. W przypadku metody analogowej dotyczą one przede wszystkim ograniczonej kontroli profilu fazowego, w przypadku metody binarnej – ograniczonej dokładności wzorów wskutek nieuniknionych błędów centrowania i mniejszej rozdzielczości metod optycznych, a ich skutkiem jest ograniczenie bądź częstotliwości przestrzennej, bądź wydajności dyfrakcyjnej elementu.

Zasadnicza część pracy poświęcona jest właśnie opracowaniu nowej metody wytwarzania DOE eliminującej w istotnym stopniu powyższe ograniczenia. Proponowana technologia pozwala na otrzymywanie struktur dyfrakcyjnych o ośmiu poziomach fazowych (teoretyczna wydajność dyfrakcyjna 95%) w trzech kolejnych procesach litograficznych (ogólnie n procesów dla struktur o 2^n poziomach), a jej istota

polega na wykorzystaniu wiązki elektronów zarówno do bezpośredniej generacji wzorów, jak i do ich wzajemnego centrowania. Naświetlony i wywołany wzór stanowi w każdym procesie maskę do formowania profilu fazowego w procesach reaktywnego trawienia jonowego. Przy założeniu wysokiej precyzji centrowania taka metoda stwarza najkorzystniejsze warunki kontrolowania zarówno wymiarów poprzecznych, jak i wysokości profilu fazowego, może więc zapewnić wytwarzanie elementów optycznych o wysokiej jakości, trudnej do osiągnięcia innymi metodami.

Pośredni, ale istotny związek z technologią wytwarzania struktur ma także drugie z proponowanych rozwiązań, które dotyczy metod pomiaru wysokości stopni fazowych profilu dyfrakcyjnego. Ponieważ kształt profilu ma decydujący wpływ na rozkład energii w poszczególnych rzędach ugięcia, pomiary takie uznać można za podstawowe dla oceny dokładności technologii i jakości elementów dyfrakcyjnych. Najczęściej do ich wykonania używana jest profilometria, mikroskopia sił atomowych (AFM) lub skaningowa mikroskopia elektronowa (SEM). Metody te mają jednak w mniejszym lub większym stopniu lokalny charakter, a w przypadku SEM i AFM wymagają przygotowania próbek, co wiąże się na ogół ze zniszczeniem badanego elementu. Poszukując metod eliminujących te niedogodności wskazano na możliwość wyznaczania wysokości stopni (a ściślej biorąc przesunięć fazowych frontu falowego powodowanych przez profil struktury) metodami optycznymi na podstawie pomiaru rozkładu wydajności dyfrakcyjnych w różnych rzędach ugięcia w strefie dalekiej (Fraunhofera) lub rozkładu natężeń obrazów tworzonych w strefie bliskiej (Fresnela). Potencjalne zalety takich metod wynikają ze względnej prostoty aparaturowej, bezpośredniego charakteru pomiaru i możliwości objęcia pomiarem znacznych powierzchni badanego elementu.

Pomiary parametrów geometrycznych i właściwości optycznych wytworzonych elementów stanowiły punkt wyjścia dla trzeciego istotnego celu pracy, jakim była optymalizacja profilu fazowego struktur dyfrakcyjnych. Biorąc pod uwagę ograniczenia technologiczne i narzucane przez teorię dyfrakcyjną założono wykonanie i zbadanie elementów o zmiennej liczbie stopni fazowych dobieranej w zależności od lokalnego okresu struktury tak, by ich szerokość nie była mniejsza od wymiaru krytycznego, poniżej którego następuje wyraźny spadek wydajności dyfrakcyjnej w stosunku do przewidywanej teorią skalarną. Takie rozwiązanie otwiera możliwość wytwarzania

elementów o minimalnym okresie ograniczonym jedynie możliwością wykonania najprostszego profilu, to jest profilu o dwóch poziomach fazowych, a jednocześnie o wydajności dyfrakcyjnej wyższej niż uzyskiwana dla struktur binarnych.

Podsumowując, główne tezy pracy dotyczą:

- 1) nowej metody wytwarzania dyfrakcyjnych elementów optycznych poprzez zastosowanie sekwencji binarnych procesów elektronolitograficznych,
- 2) optycznych metod wyznaczania błędów wysokości stopni fazowych w oparciu o analizę obrazów dyfrakcyjnych tworzonych w strefie Fraunhofera i Fresnela,
- 3) optymalizacji profilu elementów dyfrakcyjnych uwzględniającej ograniczenia technologiczne i dyfrakcyjne.

Praca ma charakter głównie eksperymentalny.

W rozdziale 2 omówiono charakterystyczne cechy elementów dyfrakcyjnych, istotne z technologicznego punktu widzenia. Przedstawiono ograniczenia wynikające ze ścisłej teorii dyfrakcyjnej oraz wskazano na możliwość wykorzystania rozszerzonej teorii skalarnej do wyznaczania wydajności projektowanych elementów. Zaprezentowano przykłady wskazujące na szeroki obszar zastosowań dyfrakcyjnych elementów optycznych.

Rozdział 3, poświęcony przeglądowi technologii wytwarzania DOE, rozpoczęto od przedstawienia wymagań związanych z wykonywaniem profili dyfrakcyjnych. W kolejnych punktach omówiono metody wytwarzania począwszy od technik klasycznych, to jest mechanicznych i holograficznych, poprzez szeroką grupę technik mikrolitograficznych, a kończąc na technikach znajdujących się jeszcze we wczesnym stadium badawczym. Oceniono możliwości i przydatność poszczególnych technologii biorąc pod uwagę ich elastyczność i jakość uzyskiwanych elementów.

W rozdziale 4 wskazano ograniczenia związane z zastosowaniem dwóch podstawowych metod mikrolitograficznych, to jest metod analogowej i binarnej. Przedstawiono wyniki badań dotyczących wpływu błędów wysokości stopni fazowych oraz błędów centrowania na wydajność dyfrakcyjną i określono warunki, jakie spełniać powinna technologia wytwarzania DOE dla zapewnienia wysokiej wydajności dyfrakcyjnej profili wielopoziomowych. Wyływające stąd wnioski posłużyły do zaproponowania własnej metody wytwarzania elementów dyfrakcyjnych,

wykorzystującej bezpośrednią generację wzorów struktury wiązką elektronów i binarny sposób wytwarzania profilu.

Rozdział 5 poświęcono optycznym metodom pomiaru wysokości stopni fazowych. Przedstawiono dwa warianty tych metod, a mianowicie sposób wyznaczania błędów profilu siatek dyfrakcyjnych o wielu poziomach fazowych na podstawie pomiaru wydajności dyfrakcyjnej oraz wysokości profilu binarnego na podstawie pomiaru rozkładu natężenia obrazów Fresnela. Wyniki uzyskane przez zastosowanie tych metod porównano z bezpośrednimi pomiarami profilometrycznymi.

W rozdziałach 6 i 7 omówiono podstawowe procesy zaproponowanej technologii, to jest procesy elektronolitografii, reaktywnego trawienia jonowego oraz technikę lift-off pod kątem ich zastosowania do wytwarzania elementów dyfrakcyjnych o wielu poziomach fazowych, zmiennym okresie i submikronowych wymiarach elementów wzoru. Rozdział 6 w całości poświęcono elektronolitografii. Przedstawiono metody generacji wzorów wiązką elektronów i związane z nimi ograniczenia. Określono warunki procesów naświetlania i wywoływania umożliwiające kompensację ujemnych efektów związanych z rozproszeniem wiązki elektronów. Sprawdzone dokładność procesu detekcji znaczników centrujących, kluczową dla proponowanej technologii. W ostatnim punkcie rozdziału, jako istotne uzupełnienie technologii, przedstawiono sposób aproksymacji krzywoliniowych stref za pomocą prostokątów pozwalający na dokładny i jednocześnie zwięzły zapis geometrii mikrosoczewek dyfrakcyjnych oraz program służący do bezpośredniej generacji danych do naświetlania wzorów elementów o wielu poziomach fazowych w formacie wymaganym przez system do elektronolitografii ZBA-20. Danymi wejściowymi dla programu są ogniskowa, apertura i liczba poziomów fazowych soczewki.

W rozdziale 7 określono warunki i porównano dokładności uzyskane w procesach reaktywnego trawienia jonowego (RIE) i lift-off. Podano sposób prowadzenia procesu RIE pozwalający na precyzyjną kontrolę głębokości profilu. Wskazano na wady techniki lift-off przy jej zastosowaniu do wytwarzania struktur o zmiennej szerokości stref. Przedstawiono fotografie SEM i wyniki pomiarów profilometrycznych wykonanych struktur.

W rozdziale 8 zaproponowano dwa sposoby optymalizacji struktur dyfrakcyjnych: poprzez wprowadzenie zmiennej liczby stopni fazowych oraz rozdzielenie funkcji

elementu pomiędzy dwa zintegrowane profile dyfrakcyjne. Porównano teoretyczną wydajność takich elementów z wydajnością profili o stałej liczbie poziomów fazowych.

Rozdział 9 poświęcono ocenie zastosowanych technologii. Przedstawiono wyniki badań właściwości optycznych siatek i soczewek dyfrakcyjnych o stałej i zmiennej liczbie poziomów fazowych obejmujące pomiary wydajności dyfrakcyjnej, obserwacje rozkładu natężeń w płaszczyźnie ogniskowej oraz pomiary frontu falowego. Wydajności dyfrakcyjne wykonanych elementów odniesiono do wartości teoretycznych wynikających z rozszerzonej teorii skalarnej.

Wnioski dotyczące przeprowadzonych badań i zastosowanych rozwiązań oraz wykaz najważniejszych publikacji związanych z realizacją rozprawy zamieszczono w ostatnim, 10 rozdziale.

2.1. Profil dyfrakcyjny

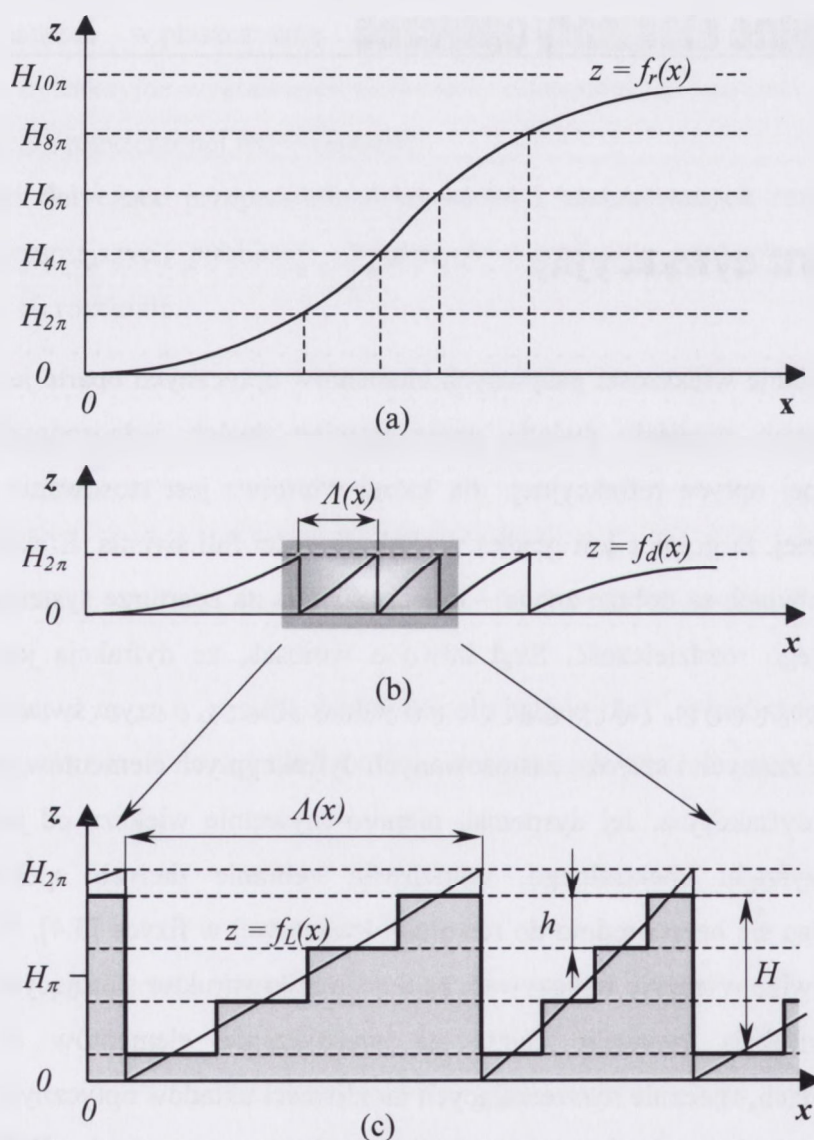
Działanie większości pasywnych elementów optycznych oparte jest na efektach towarzyszących przejściu światła przez granicę dwóch jednorodnych ośrodków. W tradycyjnej optyce refrakcyjnej, dla której właściwe jest stosowanie reguł optyki geometrycznej, ta granica jest gładka w skali długości fali światła. Efekty dyfrakcyjne w takich układach są dobrze znane – ugięcie światła na aperturze systemu optycznego ogranicza jego rozdzielczość. Stąd łatwo o wniosek, że dyfrakcja jest zjawiskiem zawsze niepożądanym. Taki pogląd nie jest jednak słuszny, o czym świadczy chociażby pierwszy ze znanych i szeroko zastosowanych dyfrakcyjnych elementów optycznych, to jest siatka dyfrakcyjna. Jej dyspersja, nieporównywalnie większa od jakiegokolwiek innego przyrządu spektralnego, umożliwiła zebranie danych spektroskopowych przyczyniając się bezpośrednio do rewolucji kwantowej w fizyce [3,4]. Przykład siatki wydaje się więc wyraźnie wskazywać, że użycie mikrostruktur sterujących w pożądanym sposób dyfrakcją pozwolić może na wytwarzanie elementów o unikalnych właściwościach, znacznie rozszerzających możliwości układów optycznych.

Pewne wyobrażenie korzyści wynikających z zastosowania DOE może dać porównanie elementu refrakcyjnego i spełniającego jego funkcje elementu dyfrakcyjnego – rys.2.1 [5,6]. Rozważmy podział konturu $z=f_r(x)$ reprezentującego dowolną powierzchnię refrakcyjną na strefy o szerokości $\Lambda(x)$, z których każda będzie miała wysokość $H_{2\pi}$ dobraną tak, by różnica faz pomiędzy falą płaską rozchodzącą się w materiale elementu o współczynniku załamania n_m i falą rozchodzącą się w otaczającym ośrodku o współczynniku n była równa 2π radianów. Wówczas

wysokość $H_{2\pi}$ odpowiadać będzie różnicy dróg optycznych równej λ i wynosić będzie:

$$H_{2\pi} = \lambda/\Delta n, \quad (2.1)$$

gdzie: $\Delta n = n_m - n$, a λ jest długością fali w ośrodku o współczynniku załamania n .



Rys. 2.1. Przekształcenie profilu refrakcyjnego (a) w profil dyfrakcyjny ciągły (b) i aproksymowany stopniami fazowymi (c) wewnątrz stref 2π

Ponieważ w polu optycznym przesunięcie fazy o wielokrotność 2π nie powoduje żadnych jego fizycznych zmian, to profil dyfrakcyjny $z=f_d(x)$ z rys. 2.1(b) o wysokości $H_{2\pi}$ uznać możemy za w pełni równoważny profilowi refrakcyjnemu $z=f_r(x)$

(w rzeczywistości równoważność ta spełniana jest dobrze tylko dla elementów przyosiowych [7]). W najczęściej spotykanej sytuacji, to jest gdy ośrodkiem zewnętrznym jest powietrze ($n \approx 1$), a struktura projektowana jest dla światła widzialnego, relief takiego elementu, nazywanego kinoformowym lub odblaskowym elementem dyfrakcyjnym (100% energii w jednym rzędzie ugięcia dla założonej długości fali), ma wysokość rzędu $1 \mu\text{m}$.

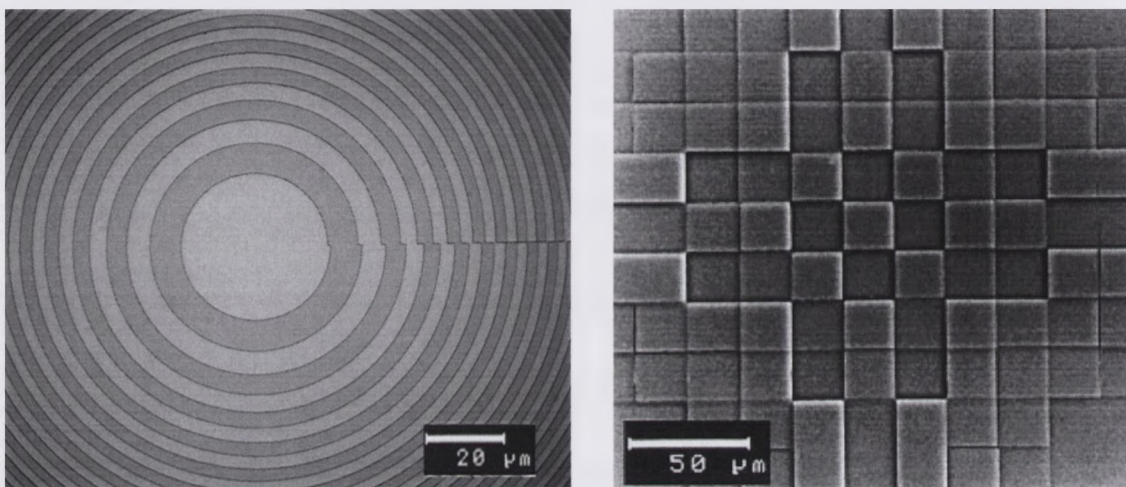
Założmy dalsze uproszczenie profilu polegające na jego aproksymacji za pomocą L poziomów położonych w jednakowej odległości - rys. 2.1(c). Wówczas przesunięcie fazowe uzyskiwane na każdym stopniu wynosić będzie $\varphi = 2\pi/L$, a wysokość stopni fazowych h zgodnie z (2.1) równa będzie:

$$h = \frac{\lambda}{L \cdot \Delta n} \quad (2.2).$$

Z punktu widzenia możliwości technologicznych już pierwsze przekształcenie powierzchni prowadzące do planaryzacji struktury z pewnością ułatwia wykonanie elementu, chociaż ciągły kształt profilu wewnątrz każdej strefy, zwłaszcza w przypadku elementów o zmiennej szerokości stref, nastroczać może znaczne trudności w znalezieniu odpowiednio dokładnej metody wytwarzania. Aproksymacja reliefu eliminuje tę niedogodność w znacznym stopniu i biorąc pod uwagę dostępne dziś technologie mikrolitograficzne realizacja prawie każdej z tak zaprojektowanych struktur wydaje się być możliwa. Jedyne istotne ograniczenie stanowią mogą minimalne wymiary elementów struktury (tzw. wymiar krytyczny struktury) – przyjęta technologia zapewniać więc powinna przede wszystkim wysoką rozdzielczość. W przypadku zaawansowanych metod litograficznych, takich jak elektronolitografia i trawienie jonowe, sięga ona obecnie poniżej 50 nm [8,9].

Wybór dostępnych elementów refrakcyjnych ograniczony jest w praktyce niemal wyłącznie do przypadków powierzchni osiowo symetrycznych, zazwyczaj sferycznych (soczewki cylindryczne są już o wiele trudniejsze do wykonania). Zakładając przekształcenie dowolnego profilu wskazano podstawową zaletę elementów dyfrakcyjnych, to jest możliwość znacznego poszerzenia dostępnych powierzchni transformujących, a dzięki temu możliwość realizacji znacznie bardziej złożonych funkcji optycznych. Przykładami prostych elementów nie mających swoich

odpowiedników refrakcyjnych mogą być modulowane płytki strefowe ogniskujące światło wzdłuż trójwymiarowego odcinka krzywej [10,11] (np. soczewka helikoidalna lub typu „miecz świetlny” – light sword LS) lub fazowy filtr próbkujący (według innej terminologii oświetlacz Talbota), pozwalający na powielanie obrazów w strefie bliskiej z niemal 100% wydajnością dyfrakcyjną [12] – rys. 2.2.

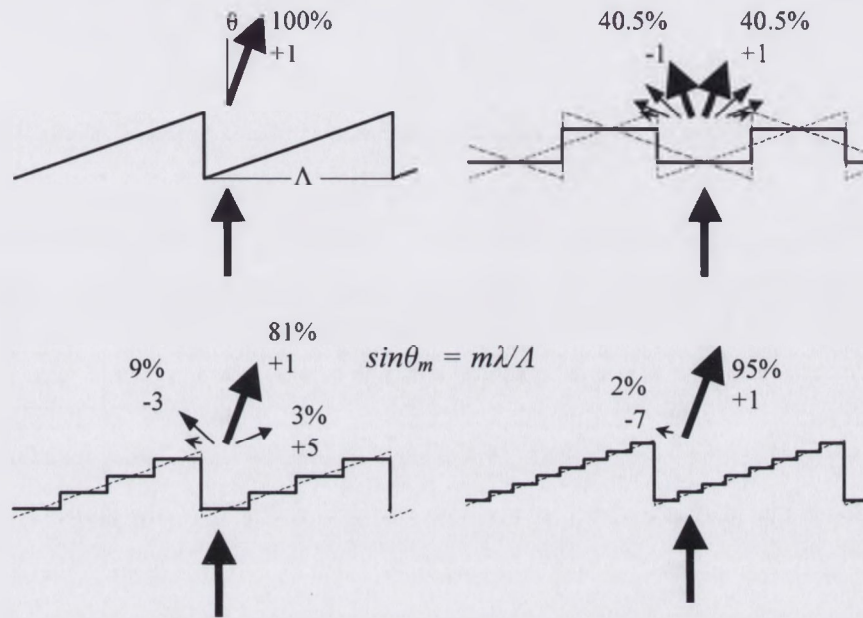


2.2. Przykłady struktur dyfrakcyjnych: z lewej – binarny element LS, z prawej – fragment filtra próbkującego o 8 poziomach fazowych

2.2. Wydajność dyfrakcyjna

Jak można zauważyć, wspólną cechą obu profili uzyskanych po przekształceniu powierzchni refrakcyjnej, niezależnie od kształtu wewnątrz każdej strefy, jest ich periodyczność. Lokalnie każda taka struktura może być więc rozważana jako siatka dyfrakcyjna. Orientacja i okres tej siatki określać będą kierunki, w których uginana jest wiązka, a kształt profilu decydować będzie o rozkładzie światła pomiędzy rzędy dyfrakcyjne. Dla siatek o ciągłym profilu wewnątrz stref, których wysokość dla przyjętej długości światła odpowiada dokładnie zmianie fazy o 2π , cała energia — przy pominięciu strat związanych z odbiciem światła od powierzchni elementu — kierowana jest w pierwszy rząd ugięcia. Sprawność elementów dyfrakcyjnych o takim reliefie, to jest ich wydajność dyfrakcyjna η definiowana jako stosunek energii kierowanej

w pożądanym rzędzie ugięcia do całkowitej energii przechodzącej przez element, równa więc będzie 100%. Aproksymacja profilu ciągłego za pomocą stopni fazowych powoduje pojawienie się energii także w innych rzędach ugięcia - rys. 2.3.



Rys. 2.3. Dyfrakcja płaskiego frontu falowego na siatce o profilu ciągłym oraz profilach o 2, 4 i 8 poziomowych fazowych

Zależność wiążącą rozkład energii z liczbą poziomów określił po raz pierwszy H. Damman ([13], 1970). Ma ona postać:

$$\eta_m = \begin{cases} \text{sinc}^2(m/L) & \text{dla } m-1 = kL, \\ 0 & \text{dla } m-1 \neq kL, \end{cases} \quad (2.3)$$

gdzie: $\text{sinc}(x) = \begin{cases} \sin(\pi x)/\pi x & \text{dla } x \neq 0 \\ 1 & \text{dla } x = 0 \end{cases}$, m - rząd ugięcia, L - liczba poziomów

fazowych ($L \geq 2$), k - liczba całkowita.

W tabeli 2.1 przedstawiono rozkład energii w pierwszych dziewięciu rzędach dyfrakcyjnych dla wiązki ugiętej przez struktury o 2 do 16 poziomach fazowych.

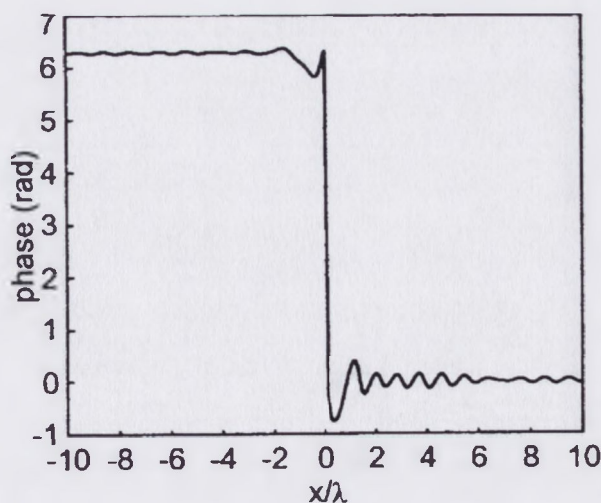
Tabela 2.1. Rozkład energii wiązki ugiętej na profilach dyfrakcyjnych aproksymowanych L stopniami fazowymi

rzęd ugięcia m	energia ugiętej wiązki [%]					
	$L=2$	$L=3$	$L=4$	$L=6$	$L=8$	$L=16$
-9	0,5					
-8		1,1				
-7	0,8		1,7		1,9	
-6						
-5	1,6	2,7		3,6		
-4						
-3	4,5		9,0			
-2		17,1				
-1	40,5					
0						
1	40,5	68,4	81,1	91,2	95,0	98,7
2						
3	4,5					
4		4,3				
5	1,6		3,2			
6						
7	0,8	1,4		1,9		
8						
9	0,5		1,0		1,2	

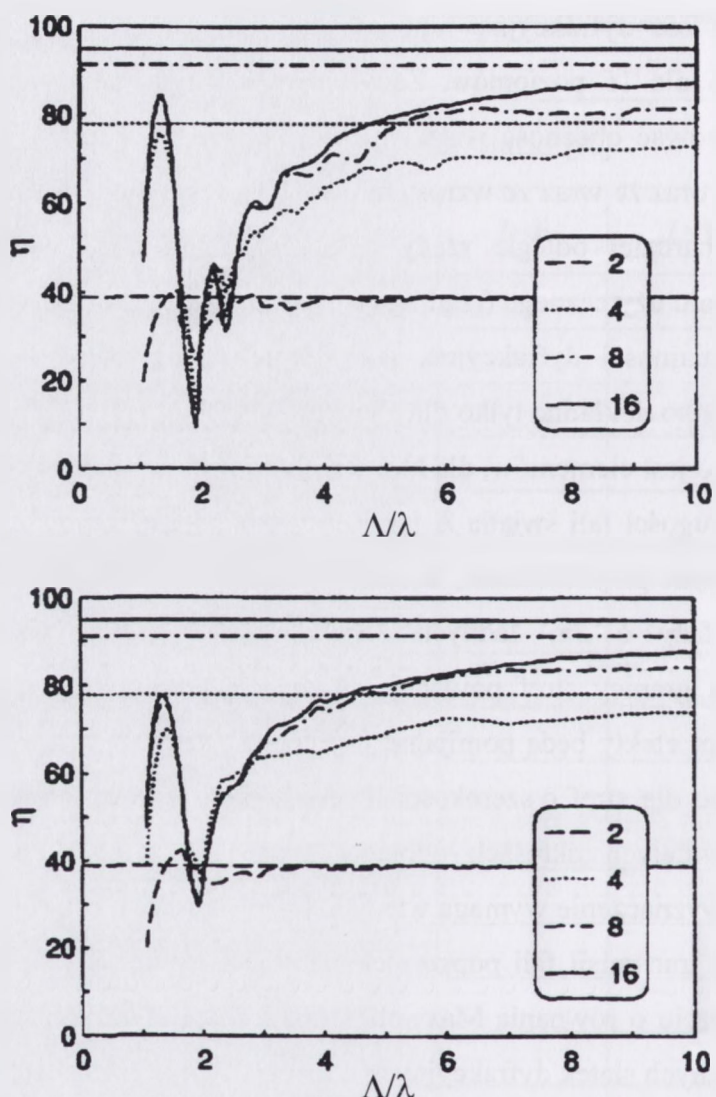
Jak można zauważyć, symetria profilu o dwóch poziomach (profilu binarnego) znajduje swoje odzwierciedlenie w symetrycznym rozkładzie ugiętej fali – energia kierowana jest w równym stopniu w oba sprzężone rzędy ugięcia ($m=\pm 1, \pm 3, \dots$), a jej maksymalna wartość dla jednego rzędu wynosi 40.5%. Wspólną cechą pozostałych profili ($L \geq 3$), określanych mianem kinoformów binarnych lub schodkowych, jest kierowanie zdecydowanej większości energii w jeden rząd ugięcia (pierwszy, podobnie jak dla profilu ciągłego). Dzięki temu elementy wielopoziomowe zapewnić mogą

wysoką wydajność dyfrakcyjną – ponad 90% już dla sześciu poziomów fazowych i niemal 100% dla 16 poziomów. Zauważmy przy tym, że chociaż płaskie stopnie mogłyby sugerować obecność wiązki nieugiętej, w rzędzie zerowym nie pojawia się żadna energia, oraz że wraz ze wzrostem liczby poziomów pozostała energia kierowana jest w coraz bardziej odległe rzędy dyfrakcyjne ($m=kL-1$). Gwarantuje to dobrą separację sygnału użytecznego (rzęd ugięcia $m=1$) od szumów (pozostałe rzędy).

Podane wydajności dyfrakcyjne, jak również sama zależność (2.3), mogą być przyjmowane jako dokładne tylko dla elementów spełniających warunki skalarnej teorii dyfrakcyjnej, to jest elementów, dla których okres struktury A jest wielokrotnie większy zarówno od długości fali światła λ , jak i od wysokości reliefu H . Tylko wtedy można przyjąć z dobrym przybliżeniem, że skokowa zmiana profilu nie wprowadza, oprócz przesunięcia fazy o 2π , żadnych zaburzeń pola optycznego. W rzeczywistości nieciągłość na granicy stref powoduje modulację amplitudy i fazy — rys. 2.4 [14]. Związane z tym efekty będą pomijalne w odległościach znacznie większych od λ , lecz stają się istotne dla stref o szerokości $A < 5\lambda$. W konsekwencji wydajność dyfrakcyjna elementów o małych okresach odbiegać może znacznie od określonej skalarnie. Dokładne jej wyznaczenie wymaga wtedy zastosowania wektorowej teorii dyfrakcyjnej, to jest analizy transmisji fali poprzez element i następnie jej propagacji do badanego obszaru w oparciu o równania Maxwell'a. Na rys. 2.5 pokazano wyniki takiej analizy dla dielektrycznych siatek dyfrakcyjnych o dwóch i wielu poziomach fazowych [15].



Rys. 2.4. Zmiana fazy pola optycznego na stopniu fazowym 2π wyznaczona w oparciu o ścisłą teorię dyfrakcyjną; przyjęto współczynnik załamania materiału $n=1.5$ [14]

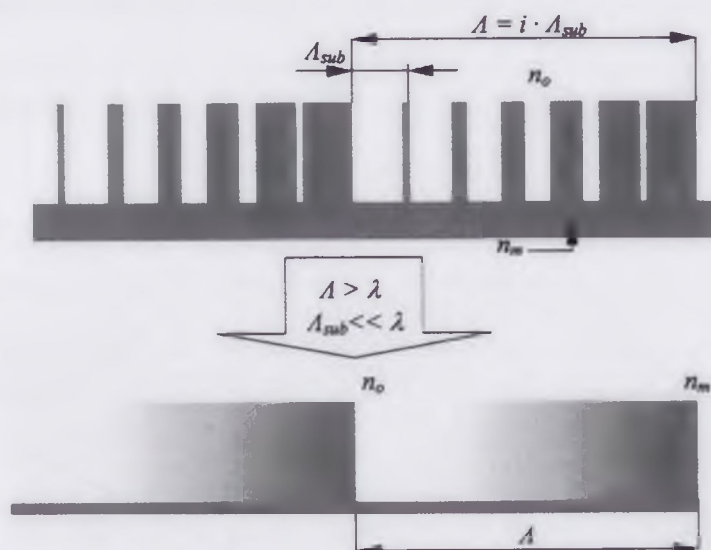


Rys. 2.5. Wydajność dyfrakcyjna dielektrycznych siatek o 2, 4, 8 i 16 poziomach fazowych w funkcji okresu wyznaczona w oparciu o ścisłą teorię dyfrakcyjną dla dwóch stanów polaryzacji wiązki padającej prostopadle na element: u góry — polaryzacja TE (wektor pola elektrycznego równoległy do linii siatki), na dole — polaryzacja TM (wektor pola magnetycznego równoległy do linii siatki); założono współczynnik załamania $n=1.5$, linie poziome odpowiadają wydajności dyfrakcyjnej wyznaczonej skalarnie pomniejszonej o straty Fresnela [15]

Niezależnie od różnic związanych z kierunkiem polaryzacji światła^{*)} stwierdzić możemy, że w obu przypadkach wyraźny spadek wydajności dyfrakcyjnej obserwowany w przedziale $2 < \Delta/\lambda < 5$ dotyczy przede wszystkim struktur o większej liczbie poziomów fazowych. W punkcie odpowiadającym $\Delta/\lambda \approx 2.5$ wydajność profili

^{*)} dla siatek wykonanych z materiałów przewodzących różnice te będą znacznie większe; siatki metaliczne wykorzystywane są jako polaryzatory [59, 60].

o 16 i 8 poziomach spada poniżej wydajności elementów 4-poziomowych, a dla stref około 2λ - poniżej 40%, to jest poniżej wydajności struktur o 2 poziomach fazowych. Wydajność tych ostatnich ulega zresztą tylko niewielkim fluktuacjom i dla stref powyżej 2λ może być nawet przyjmowana za niezmienną i równą wydajności skalarnej. Z punktu widzenia projektowania DOE wynika z tego ważny wniosek: przy zmniejszającym się okresie struktury zastosowanie mniejszej liczby poziomów fazowych oznaczać może nie tylko łatwiejszą technologię wytwarzania, lecz także wyższą wydajność dyfrakcyjną. Warto przy tym odnotować, że wydajność siatek binarnych może być znacznie zwiększona poprzez wprowadzenie wewnątrz podstawowego okresu Λ substruktur periodycznych o zmiennym współczynniku wypełnienia i rozmiarach mniejszych od długości fali światła – rys. 2.6. Przy spełnieniu warunku $\Lambda_{sub} \ll \lambda$ taką strukturę uznać można za równoważną elementowi wykonanemu z materiału o ciągłej zmianie współczynnika załamania, a jej wydajność sięgać może powyżej 80% [16-21]. Tym niemniej w wielu praktycznych rozwiązaniach, zwłaszcza w przypadku fal o mniejszych długościach (zakres widzialny), liczyć się musimy z istotnymi ograniczeniami wydajności dyfrakcyjnej.



Rys. 2.6. Siatka binarna równoważna elementowi o zmiennym współczynniku załamania

Pomimo istniejących przykładów rozwiązań dla liniowych siatek o stałym okresie [22,23], wyznaczanie wydajności dyfrakcyjnej w oparciu o wektorową teorię dyfrakcyjną pozostaje nadal zadaniem skomplikowanym teoretycznie i wymagającym

dużych mocy obliczeniowych. Zbliżone wyniki można jednak uzyskać wykorzystując prosty, formalny model ugięcia wiązki leżący u podstaw tak zwanej rozszerzonej skalarnej teorii dyfrakcyjnej [24]. Spadek wydajności dyfrakcyjnej wraz ze zmniejszaniem okresu struktury jest w niej tłumaczony tzw. efektem cienia – rys. 2.7. Jeżeli przyjmiemy geometryczną interpretację biegu promieni poprzez siatkę (tzw. ray tracing formalism), to wskutek ich ugięcia o kąt θ bezpośrednio za siatką wystąpi obszar ‘pusty’ (cienia) o szerokości $\Lambda_s = H \cdot \tan \theta$. Ponieważ $\sin \theta = \lambda / \Lambda$ (równanie siatki dyfrakcyjnej), to Λ_s jest równe:

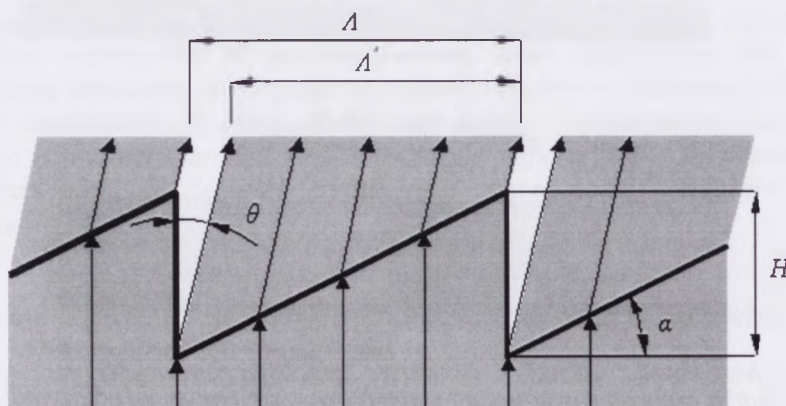
$$\Lambda_s = \frac{H\lambda}{\Lambda \sqrt{1 - (\lambda/\Lambda)^2}} \quad (2.4).$$

Wiązka biegnąca w pożądanym kierunku będzie miała szerokość $\Lambda' = \Lambda - \Lambda_s$, mniejszą od okresu siatki Λ . Spodziewać się możemy wskutek tego zmniejszenia wydajności dyfrakcyjnej η_{ext} proporcjonalnie do stosunku Λ' / Λ :

$$\eta_{ext} = \left(1 - \frac{H\lambda}{\Lambda^2 \sqrt{1 - (\lambda/\Lambda)^2}} \right)^2 \cdot \eta_{scal} \quad (2.5)$$

gdzie η_{scal} – teoretyczna wydajność elementu wynikająca z teorii skalarnej.

Przyjęte założenia prowadzą więc do zależności, w której wydajność dyfrakcyjna — podobnie jak w teorii ścisłej — zależna jest od stosunku λ/Λ .



Rys. 2.7. Formalny model ugięcia wiązki na profilu dyfrakcyjnym.

2.3. Przykłady zastosowania dyfrakcyjnych elementów optycznych

Różnorodność funkcji optycznych, jakie spełniać mogą DOE, przekłada się bezpośrednio na szeroki wachlarz ich zastosowań. Struktury dyfrakcyjne wykorzystywane są dziś w tak odległych od siebie dziedzinach jak telekomunikacja i medycyna (sprzęganie sygnałów, techniki DWDM, przesyłanie sygnałów w wolnej przestrzeni — implanty soczewek, pomiar i korekcja wad wzroku), metrologia i ochrona środowiska (techniki moire, czujniki przemieszczeń [25] — analiza widma, mikrospektrometry), astronomia i techniki obrazowania (sensory frontu falowego, soczewki teleskopów umieszczanych w przestrzeni kosmicznej [26] — wyświetlacze „head-up”, matówki holograficzne, mikroskopia konfokalna [27]). Na co dzień stykamy się z elementami dyfrakcyjnymi poprzez urządzenia do optycznego zapisu i odczytu informacji (dyski optyczne [28], skanery), a w sposób bezpośredni ze strukturami pełniącymi rolę optycznych znaków zabezpieczających dokumenty i wartościowe towary (hologramy tęczowe i coraz częściej hologramy generowane komputerowo).

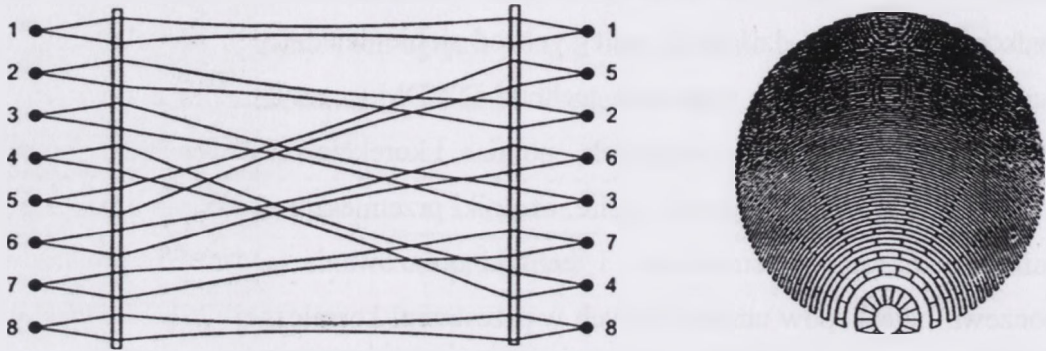
Poniżej przedstawiamy kilka przykładów, w których struktury dyfrakcyjne bądź w sposób efektywny zastępują lub uzupełniają tradycyjne układy optyczne, bądź stworzyły nowe pola aplikacji metod optycznych.

Przesyłanie informacji

W dziedzinie transportu informacji włókna światłowodowe wykazują obecnie znaczną przewagę nad innymi metodami przesyłu. Wynika to z olbrzymiej przepustowości (500 Gb/s) osiąganey dzięki równoczesnemu wprowadzaniu do włókna wielu sygnałów o różnych długościach fal (technika DWDM [29]). Separacja tych sygnałów opiera się przede wszystkim na wykorzystaniu dużej dyspersji siatek dyfrakcyjnych. Inne przykłady udanego zastosowania optyki dyfrakcyjnej w telekomunikacji to:

- wprowadzanie wiązki do włókna (sprzęganie dioda-włókno, włókno-włókno) realizowane za pomocą mikrosoczewek dyfrakcyjnych [30,31],

- realizacja zadanego schematu połączeń pomiędzy urządzeniami wejścia i wyjścia - macierze mikrosoczewek pozaosiowych (off-axis) [32,34],
- powielanie sygnału - matryce mikrosoczewek, siatki dyfrakcyjne z równym podziałem natężenia w wielu rzędach ugięcia (siatki Dammana).

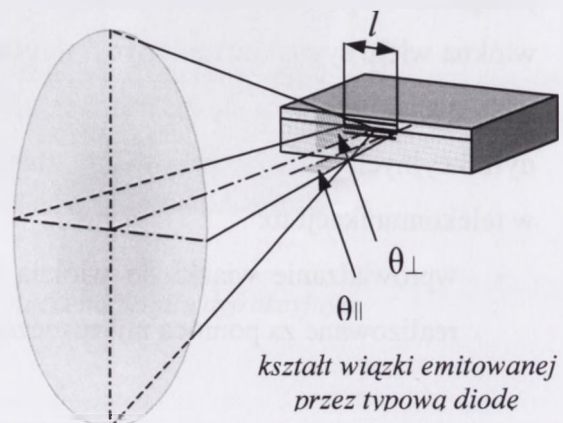


realizacja zadanego schematu połączeń za pomocą tablic mikrosoczewek dyfrakcyjnych pozaosiowych [34] i model takiej mikrosoczewki [94]

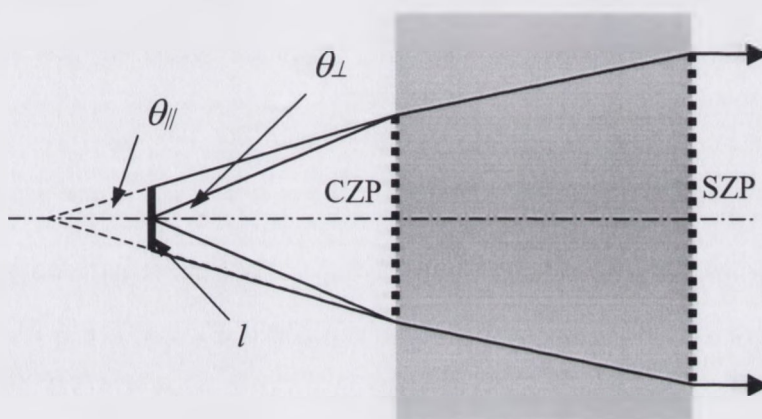
Formowanie wiązki światła laserów półprzewodnikowych

Pojedyncze diody i diodowe matryce laserowe są obecnie szeroko wykorzystywane jako wysokowydajne źródła promieniowania. W większości zastosowań (zapis i odczyt informacji, zastosowania medyczne, pompowanie laserów ciała stałego, wskaźniki laserowe, laserowa obróbka materiałów) wymagane są jednak wiązki zogniskowane na małej powierzchni, podczas gdy wiązki emitowane przez diody są rozbieżne i charakteryzują się wysoce niesymetrycznym rozkładem natężenia promieniowania w przekroju poprzecznym (typowe kąty rozbieżności w osi równoległej do złącza $\theta_{\parallel}=5^{\circ}-10^{\circ}$, w osi prostopadłej $\theta_{\perp}=15^{\circ}-30^{\circ}$ – rysunek obok).

Ze względu na skomplikowaną geometrię emitowanego frontu falowego konwencjonalny układ kolimujący składać się musi z co najmniej dwóch elementów (soczewka cylindryczna i sferyczna), co powoduje konieczność wzajemnego wyjustowania elementów oraz



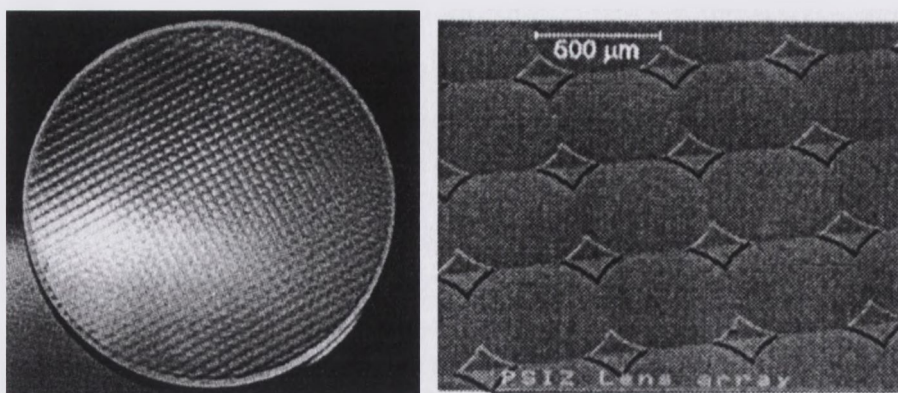
wzrost gabarytów systemu. Tę samą funkcję optyczną spełniać może pojedynczy element dyfrakcyjny (np. mikrosoczewka eliptyczna), znacznie wygodniejszy w zastosowaniu dzięki małym wymiarom i planarnej budowie [35-37]. Aby zwiększyć minimalny okres takiej struktury (a także jej wydajność dyfrakcyjną), w pracy [38] zaproponowano rozdzielenie funkcji optycznych elementu kolimującego pomiędzy dwa uzupełniające się profile dyfrakcyjne umieszczone na obu powierzchniach płaskorównoległego podłoża (rysunek poniżej).



kolimacji wiązki diody laserowej za pomocą elementu o dwóch powierzchniach fazowych; CZP - cylindryczna płytko strefowa (strefy równoległe do krawędzi emitującej l), SZP - sferyczna płytko strefowa

Pomiary frontu falowego

Macierze mikrosoczewek znajdują zastosowanie w tzw. sensorach kształtu frontu falowego Hartmanna-Schacka. Macierz ognisk utworzonych przez taki układ optyczny w przypadku idealnego frontu falowego odtwarza dokładnie pozycje soczewek. Jeśli natomiast front falowy obarczony jest aberracjami, położenie ognisk ulega zmianie, dając podstawę do wyznaczenia jego geometrii. Sensory Hartmanna-Schacka stanowią podstawowy przyrząd do określania zaburzeń wnoszonych przez turbulencje powietrza przy obserwacjach astronomicznych i w przyrządach o przeznaczeniu militarnym. Ostatnio na znaczeniu zyskuje wyznaczanie w ten sposób aberracji ludzkiego oka i możliwość konstrukcji na tej podstawie odpowiedniej fazowej płytki korygującej wady oka [40].

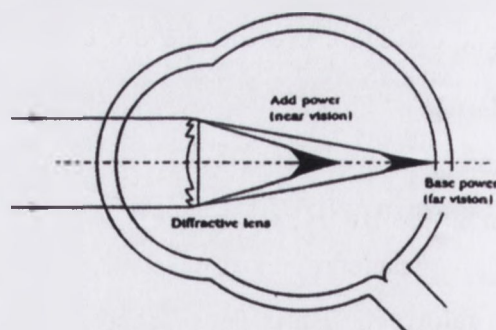


macierz mikrosoczewek do zastosowania w sensorze Hartmanna-Schacka i powiększony fragment repliki takiej macierzy [41]

Implanty soczewek oka ludzkiego

Oprócz wspomnianych już fazowych płytek do wyznaczania i korygowania wad wzroku soczewki dyfrakcyjne znalazły zastosowanie w przypadku operacji katarakty [42]. Brak możliwości akomodacji, wynikający z umieszczenia w oku soczewki o stałej mocy optycznej, rekompensowany jest elementem dyfrakcyjnym zapewniającym wytworzenie dwóch ognisk o jednakowym natężeniu wiązki — po około 40% (schemat na rysunku obok [43]).

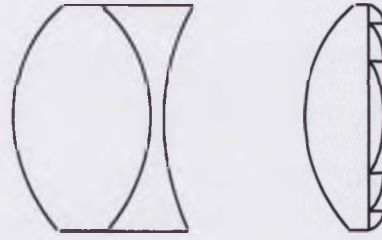
Taka dwuogniskowa soczewka o różnicy mocy optycznych odpowiadającej naturalnym zdolnościom akomodacyjnym oka (około 3.5 dioptrii) pozwala na jednoczesne poprawne widzenie zarówno przedmiotów odległych, jak i bliskich [44].



Kompensacja aberracji chromatycznej

Dyspersja chromatyczna elementów refrakcyjnych jest zawsze dodatnia (kąt załamania rośnie w miarę zmniejszania długości fali świetlnej). W celu kompensacji aberracji chromatycznej konieczne jest więc użycie systemu optycznego składającego się z co najmniej dwóch części wykonanych ze szkła różniących się dyspersją i o przeciwstawnych mocach optycznych (element skupiający i rozpraszający).

Ponieważ moce optyczne obu części odejmują się, to muszą być odpowiednio duże, by zapewnić odpowiednią moc wypadkową, a to pociąga za sobą wzrost wymiarów, ciężaru i kosztów układu. Ujemna dyspersja elementów dyfrakcyjnych pozwala na lepszy sposób achromatyzacji

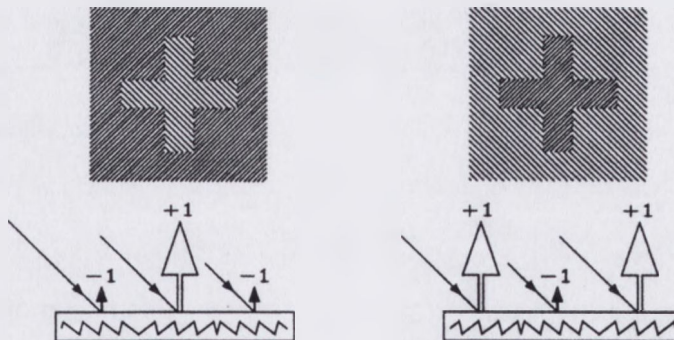


*duplety refrakcyjny
i dyfrakcyjno-refrakcyjny*

układu optycznego: dublet refrakcyjno-dyfrakcyjny będzie się składał z dwóch części o mocach optycznych tego samego znaku i znacznie mniejszych wartościach, gdyż to ich suma, a nie różnica, stanowi o mocy optycznej całego układu [45-47].

Zabezpieczanie dokumentów i towarów

Jest to prawdopodobnie najbardziej znane, bo obecne w życiu codziennym, zastosowanie dyfrakcyjnych elementów optycznych. Fazowe struktury dyfrakcyjne o odpowiednio ukształtowanym profilu (DOVIDs – diffractive optically variable image devices) uchodzą za najpewniejszą metodę przeciwdziałania fałszerstwom, ponieważ optyczne kopiowanie takich znaków nie pozwala na zachowanie właściwości oryginału [39,48-51].

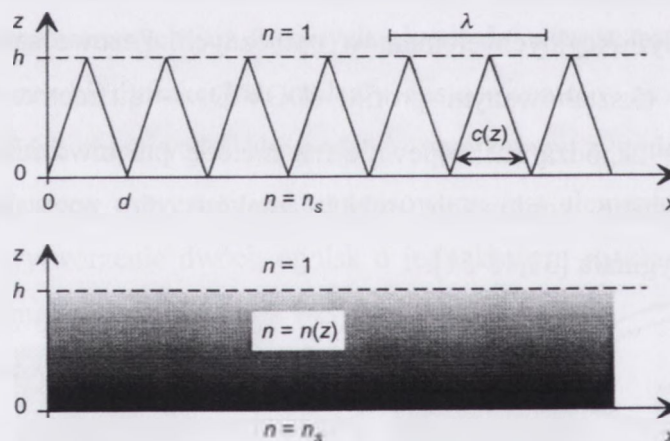


*zmiana walorów (pozytyw-negatyw) asymetrycznej struktury dyfrakcyjnej
po obrocie o 180° [49]*

Struktury o okresie mniejszym od długości fali

Ważną grupę elementów dyfrakcyjnych stanowią struktury fazowe o okresie mniejszym niż długość oświetlającej je fali (SWS – subwavelength structures). Ich odpowiednikiem występującym w naturze są mikrostruktury wykształcone w oku

ómy. Właściwości antyodblaskowe SWS [52] stanowią istotny element ochrony tych owadów przed polującymi na nie drapieżnikami. Wiązka oświetlająca “nie widzi” periodyczności takiego elementu, a jedynie uśredniony współczynnik załamania. Jeżeli zapewnimy np. trójkątny profil struktury (rysunek poniżej), to w jego górnej części współczynnik załamania będzie równy współczynnikowi załamania ośrodka, a w miarę zbliżania się do podstawy przechodził będzie stopniowo do wartości podłoża. Wykonana w ten sposób siatka dyfrakcyjna “widziana” jest przez padającą falę jako warstwa gradientowa o płynnie zmieniającym się współczynniku załamania. Takie struktury nie odbijają światła i stanowią konkurencję dla wielowarstwowych interferencyjnych pokryć przeciwoodblaskowych, znajdując zastosowanie jako powierzchnie antyrefleksyjne ogniw słonecznych, ekranów komputerowych czy dysków optycznych [53-55].



siatka dyfrakcyjna o okresie mniejszym niż długość fali światła i odpowiadający jej element o ciągłej zmianie współczynnika załamania [6]

Oprócz powyższych zastosowań binarne SWS o zmiennym współczynniku wypełnienia mogą efektywnie zastąpić kinoformy o wielopoziomowym profilu lub — gdy wykonane są w postaci jednowymiarowych siatek metalicznych — pełnić funkcję polaryzatorów, o czym wspominaliśmy już wcześniej (pkt. 2.2),

W ostatnich latach przedmiotem intensywnych badań są także kryształy fotoniczne, wykonywane najczęściej w postaci periodycznych kolumn lub pionowych otworów o okresach rzędu $\lambda/2$ [56-59]. Struktury takie pozwalają między innymi na uzyskanie znacznie wyższej wydajności źródeł emitujących światło, na prowadzenie światła wzdłuż światłowodów o większej krzywiznie niż pozwala na to optyka zintegrowana oraz na budowę miniaturowych filtrów [60].

2.4. Podsumowanie

Przedstawiono zalety wynikające z zastąpienia profilu refrakcyjnego profilem dyfrakcyjnym i omówiono charakterystyczne cechy elementów dyfrakcyjnych, istotne z technologicznego punktu widzenia.

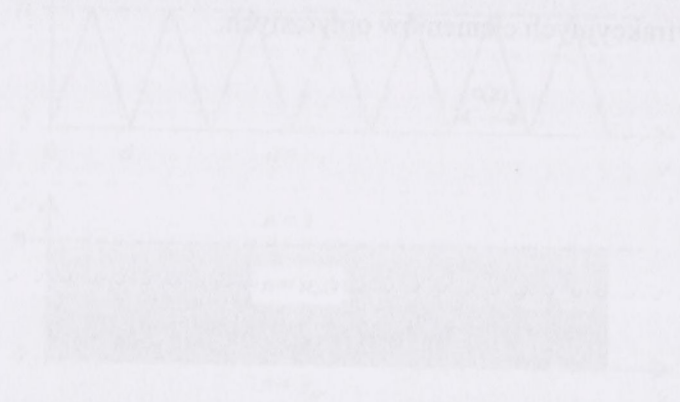
Podano zależność wiążącą rozkład energii ugiętej wiązki z liczbą poziomów fazowych struktur spełniających warunki skalarnej teorii dyfrakcyjnej. Przytaczając wyniki analizy opartej na ścisłej teorii dyfrakcyjnej zwrócono uwagę na ograniczoną wydajność elementów o okresach poniżej 5λ . Wskazano na możliwość wykorzystania rozszerzonej teorii skalarnej do wyznaczania wydajności profili wielopoziomowych o okresach powyżej 2λ .

Ostatni punkt rozdziału poświęcono przykładom wskazującym na szeroki obszar zastosowań dyfrakcyjnych elementów optycznych.

Wzrostła skuteczność SWB o 15% w stosunku do poprzedniej wersji. Wynik ten osiągnięto dzięki...

Wzrostła skuteczność SWB o 15% w stosunku do poprzedniej wersji. Wynik ten osiągnięto dzięki...

Opisany jest system, którego zadaniem jest...



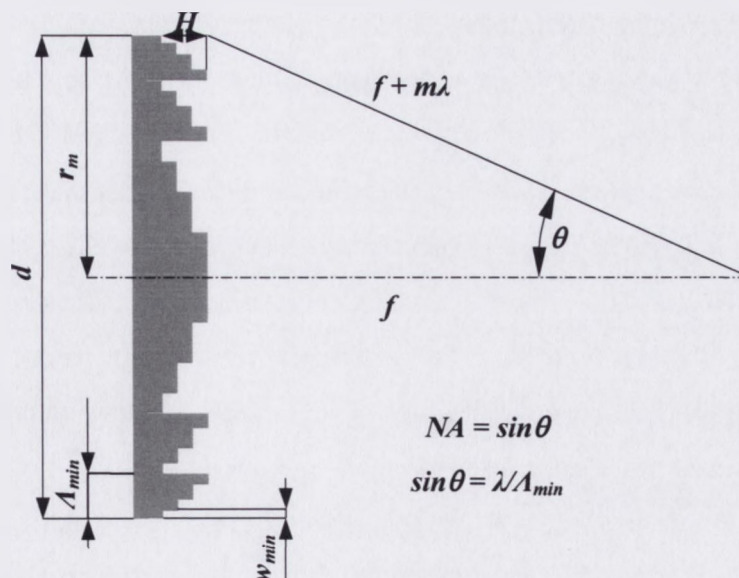
Opisany jest system, którego zadaniem jest...

Opisany jest system, którego zadaniem jest...

Opisany jest system, którego zadaniem jest...

3.1. Wymagania technologiczne

Jednym z bardziej typowych elementów dyfrakcyjnych, zarówno ze względu na rozległy obszar zastosowań jak i charakterystyczne cechy struktury (zmienny okres i krzywoliniowy kształt stref), jest mikrosoczewka dyfrakcyjna o wielopoziomowym profilu fazowym – rys. 3.1. Jej amplitudowy odpowiednik znany jest jako płytkę strefowa Fresnela, stąd element taki nazywany jest fazową płytką strefową.



Rys. 3.1. Model wielopoziomowej mikrosoczewki dyfrakcyjnej

Podobnie jak element amplitudowy płytka fazowa ma postać koncentrycznych współśrodkowych stref o kolejnych promieniach r_m danych równaniem

$$r_m = (2m\lambda f + \lambda^2 f^2)^{1/2} \quad (3.1)$$

gdzie: m – numer strefy ($m = 1, 2, \dots$), λ – długość fali światła, f – ogniskowa soczewki.

Profil fazowy każdej strefy przybliżony jest reliefem schodkowym o L poziomach. Różnica wysokości h kolejnych poziomów odpowiada skokowi fazy o $2\pi/L$, a całkowita głębokość mikrosoczewki wynosi $H = (L-1)h$, a więc zgodnie z równaniem (2.2):

$$H = (L-1) \frac{\lambda}{L \cdot \Delta n}, \quad (3.2)$$

gdzie Δn jest różnicą współczynników załamania materiału soczewki i otaczającego ją ośrodka.

Podstawowymi parametrami charakteryzującymi właściwości optyczne soczewki dyfrakcyjnej są jej wydajność dyfrakcyjna η i apertura numeryczna NA , od której zależy zdolność ogniskowania i tym samym rozdzielczość obrazów formowanych przez soczewkę. W praktyce zamiast NA częściej podawana jest tzw. liczba przysłony (w literaturze anglojęzycznej *f-number*), to jest stosunek ogniskowej f do średnicy czynnej soczewki d zapisywany jako $f/\#$, np. $f/2$ oznacza soczewkę o stosunku ogniskowej do średnicy równym 2.

Zauważmy, że oba powyższe parametrów (to jest η i NA) decydują o maksymalnej użytecznej energii przenoszonej przez element. W większości aplikacji pożądane więc będą struktury o zarówno wysokiej wydajności dyfrakcyjnej, jak i dużej aperturze numerycznej. Wyższą wydajność uzyskamy przyjmując większą liczbę poziomów fazowych (równanie 2.3, rozdz. 2.2). Jednocześnie wysokość stopni h będzie się zmniejszała, a głębokość całej struktury H rosła, co wymaga większej rozdzielczości pionowej procesu formowania struktury. Zwiększanie apertury numerycznej oznacza z kolei coraz większą liczbę stref Fresnela o coraz mniejszej szerokości. Związek między aperturą numeryczną i minimalną szerokością stref wynika z definicji apertury numerycznej ($NA = \sin\theta$) oraz równania siatki dyfrakcyjnej ($\sin\theta = \lambda/A$) i ma postać

$$NA = \lambda/A_{min}, \quad (3.3)$$

gdzie A_{min} oznacza szerokość ostatniej strefy.

Przy podziale stref na L poziomów wymiar największych, zewnętrznych stopni w_{min} wynosić będzie więc w przybliżeniu:

$$w_{min} \approx (1/L) \frac{\lambda}{NA} \quad (3.5)$$

(przybliżenie wynika z faktu, że w rzeczywistości każdy z pierścieni wewnątrz strefy ma nieco inny wymiar).

W tabeli 3.1 przedstawiono podstawowe parametry fazowych płytek strefowych posługując się przykładem elementów zaprojektowanych dla światła z zakresu widzialnego ($\lambda=632.8$ nm) oraz podczerwieni ($\lambda=1150$ nm). Przyjęto, że materiałem soczewek jest odpowiednio kwarc i arsenek galu. Wysoki współczynnik załamania GaAs pozwala wydatnie zmniejszyć wysokość profilu, co staje się szczególnie korzystne, gdy elementy projektowane są dla światła o większych długościach fali.

Tabela 3.1. Przykładowe parametry sferycznych fazowych płytek strefowych

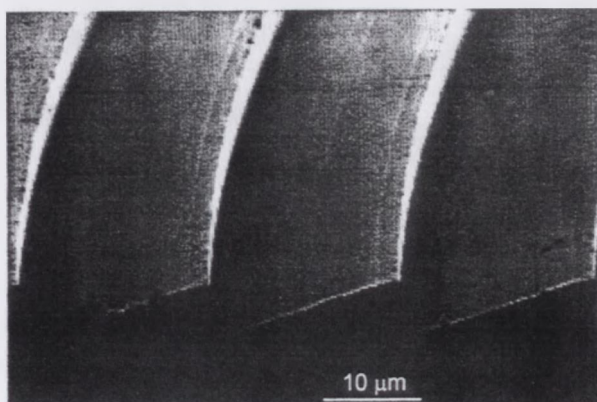
wielkości założone		teoretyczna wyd. dyfrakcyjna η [%]	liczba stref m	minimalny wymiar stopni w_{min} [μm]	całkowita wysokość profilu H [μm]	wysokość stopni fazowych h [nm]
typ soczewki	liczba poziomów L					
f/2 n=1.54 $\lambda=632.8$ nm	2	40,5	243	1,305	0,586	0,586
	4	81,1		0,652	0,879	0,293
	8	95,0		0,326	1,025	0,146
	16	98,7		0,163	1,099	0,073
	32	99,7		0,082	1,135	0,037
f/2 n=3.45 $\lambda=1150$ nm	2	40,5	134	2,371	0,235	0,235
	4	81,1		1,185	0,352	0,117
	8	95,0		0,593	0,411	0,059
	16	98,7		0,296	0,440	0,029
	32	99,7		0,148	0,455	0,015

Jak na to wskazują dane zawarte w tabeli, technologie wytwarzania wydajnych elementów dyfrakcyjnych zapewniać powinny możliwość poprawnego wykonywania profili o głębokościach $0.5 \div 1 \mu\text{m}$, stopniach fazowych o wysokości nawet poniżej 50 nm i o submikronowych wymiarach poprzecznych sięgających 100 nm. Mając na względzie tak wysokie wymagania warto zwrócić uwagę na efektywność zwiększania liczby poziomów fazowych. Przejściu od 2 do 4 i od 4 do 8 poziomów towarzyszy znaczny wzrost wydajności – najpierw dwukrotny, a następnie o prawie 20%. Dalsze podwajanie liczby poziomów już tylko w niewielkim stopniu zwiększyć może sprawność elementu: o około 4% przy przejściu od 8 do 16 i o 1% przy przejściu od 16 do 32 poziomów. Jednocześnie każdemu podwojeniu liczby poziomów towarzyszy dwukrotne zwiększenie wymagań wymiarowych, nawet jeśli możliwych do spełnienia, to z pewnością zwiększających wielokrotnie stopień trudności i koszty wykonania struktur, a co gorsza, niekoniecznie gwarantujących ich lepszą jakość (nawet bardzo małe błędy bezwzględne, rzędu kilkunastu nanometrów, powodować będą znaczne błędy względne elementów struktury). Wydaje się więc, że właściwym rozwiązaniem jest dążenie – o ile pozwalają na to możliwości technologiczne, a struktura nie podlega ograniczeniom dyfrakcyjnym (rozdz. 2.2) – do wytwarzania struktur o 8 poziomach fazowych, teoretycznie zapewniających 95% wydajność dyfrakcyjną. Nawet jednak i w tym przypadku najmniejsze elementy soczewek projektowanych dla światła widzialnego będą miały wymiar poniżej $1 \mu\text{m}$ już dla apertury numerycznej $NA \geq 0.07$ ($f/d \leq 6$).

3.2. Przegląd technologii wytwarzania DOE

3.2.1. Metody mechaniczne

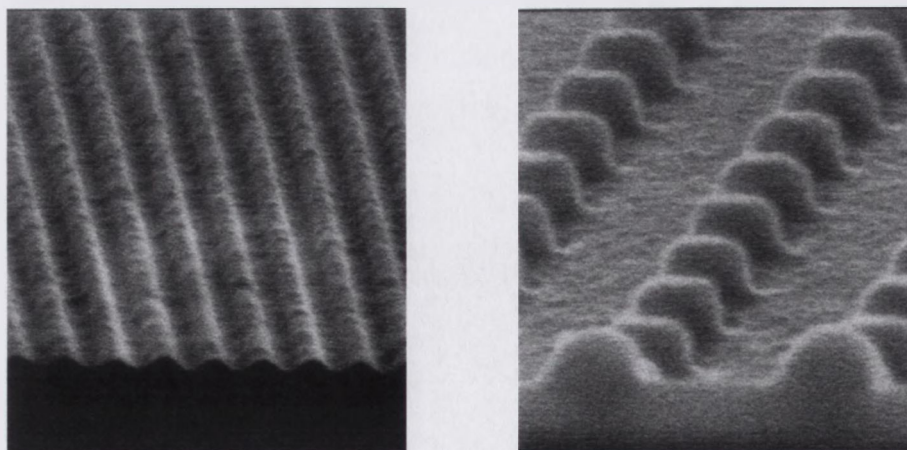
Patrząc wstecz na rozwój metod wytwarzania, a także obszarów zastosowania optyki dyfrakcyjnej, można go podzielić na trzy główne okresy: przedholograficzny, holograficzny i cyfrowy. Praktycznie jedynym elementem wprowadzonym podczas pierwszego okresu była siatka dyfrakcyjna, a jedynym sposobem jej wytwarzania – grawerowanie podłoża z użyciem precyzyjnych maszyn podziałowych [3]. Dzięki współczesnym możliwościom technicznym (mikronarzędzia o określonym kształcie ostrza, interferometryczna kontrola przemieszczeń) skrawanie pozostaje nadal jednym z bardziej efektywnych sposobów wytwarzania siatek liniowych o asymetrycznym profilu zapewniającym 100% wydajność dyfrakcyjną elementu. Odmiana tej metody, polegająca na toczeniu punktowym ostrzem diamentowym (3M Optics Technology Center, USA; Rochester Photonics Corporation, USA) pozwala również na wykonywanie elementów ze strefami kołowymi o zmiennym okresie – rys. 3.2. Przy szerokości najwęższych stref sięgających $20\div 30\ \mu\text{m}$ wydajność tak wykonywanych soczewek dyfrakcyjnych (ale metoda pozwala na wytwarzanie tylko pojedynczych elementów, a nie ich macierzy) przekracza nawet 95% [63-66]. Niezależnie od tak spektakularnych wyników jest jednak oczywiste, że metody mechaniczne w niewielkim tylko stopniu sprostać mogą wymaganiom, jakie stawiają struktury o zróżnicowanych profilach i submikronowych wymiarach.



Rys. 3.2. Fragment mikrosoczewki dyfrakcyjnej wytwarzanej w procesie toczenia punktowym ostrzem diamentowym (Rochester Photonics Corporation, USA [64])

3.2.2. Holografia optyczna

Wynalezienie holografii przez D. Gabora (1948) [67] i późniejsze prace E. N. Leitha i J. Upatnieksa (1962÷1964) [68] otworzyły przed optyką dyfrakcyjną nowe perspektywy wskazując na możliwość transformacji frontu falowego przy pomocy mikrostruktur optycznych tworzonych przez interferencję. W najprostszej postaci wytwarzanie takich elementów dyfrakcyjnych sprowadza się do zarejestrowania obrazu pola interferencyjnego dwóch spójnych wiązek światła (fal płaskich lub sferycznych) w warstwie światłoczułej, a następnie jego wywołania. Zaletą procesu jest możliwość bezpośredniego otrzymywania wzorów o znacznych powierzchniach i bardzo wysokiej rozdzielczości [69-71]. Okres prążków interferencyjnych tworzonych przez dwie wiązki przecinające się pod kątem 2θ jest równy $\Lambda = \lambda / (2\sin\theta)$, może być więc o połowę mniejszy od długości fali oświetlającej. Zastosowanie ultrafioletu pozwala na rejestrację nawet ponad 7000 linii/mm – rys. 3.3. Tym niemniej elementy holograficzne, jako z zasady analogowe, ograniczone są geometrią możliwych do otrzymania frontów falowych. Ponadto zapis pola interferencyjnego, mającego modulację sinusoidalną, nie pozwala na swobodny wybór profilu otrzymywanych prążków (choć wykorzystując fale stojące można wpływać na kształt profilu [72]). W rezultacie tylko część energii może być kierowana przez element w pożądany rząd ugięcia. Dla profili sinusoidalnych maksymalna teoretyczna wydajność wynosi 33.9% [13], w praktyce jest jednak często znacznie mniejsza ze względu na ograniczoną głębokość rejestrowanego profilu.



Rys. 3.3. Siatki uzyskane w procesach holografii optycznej: z lewej – siatka liniowa o okresie 139 nm (7200 linii/mm), głębokość 70 nm, z prawej – siatka 2D o okresie 200 nm, głębokość 110 nm (Carl Zeiss Jena [71])

3.2.3. Metody mikrolitograficzne

Holografia wniosła do optyki dyfrakcyjnej znacznie więcej niż tylko nową metodę generacji mikrostruktur optycznych. Dzięki niej dokonał się następny przełom, cyfrowy, któremu początek dały prace A. W. Lohmanna (1967) [73] wskazujące na możliwość zastąpienia hologramów optycznych przez wzory projektowane metodami cyfrowymi (komputerowymi). Taka idea niosła za sobą dwie bardzo istotne zmiany: otrzymywanie elementu stało się niezależne od istnienia fizycznych obiektów, a jego sposób działania mógł być określany i optymalizowany matematycznie, a nie poprzez eksperymenty. Realizacja takich struktur nie byłaby jednak możliwa, gdyby nie postęp w dziedzinie technik obliczeniowych i metod wytwarzania mikrostruktur, jaki zawdzięczamy mikroelektronice. W końcu lat 80-tych technologie półprzewodnikowe oferowały możliwość generacji (elektronolitografia) i kopiowania wzorów (fotolitografia w ultrafiolecie) o submikronowych wymiarach i praktycznie dowolnych kształtach oraz formowania subtelných reliefów w materiale podłoża (tzw. trawienie suche w plazmie, próżniowe osadzanie cienkich warstw). Adaptacja tych metod do wytwarzania DOE, możliwa ze względu na zbieżność podstawowych cech elementów dyfrakcyjnych i elektronicznych (przede wszystkim planarna budowa), doprowadziła w ostatnim dziesięcioleciu do prawdziwego przełomu zarówno w dziedzinie technik wytwarzania, jak i obszarów zastosowania dyfrakcyjnych elementów optycznych. Wyjątkowo wysokie wymagania, wynikające z właściwości fal świetlnych, stanowią jednak w dalszym ciągu poważne wyzwanie technologiczne [74-76].

Stosowane obecnie metody mikrolitograficzne podzielić można, wymieniając je w kolejności pojawienia się, na dwie podstawowe grupy:

- (A) metody binarne [77-87], w których kolejne poziomy struktury powstają w odrębnych procesach fotolitograficznych: w każdym z nich wzór danego poziomu uzyskiwany jest przez kopiowanie fotomaski, a profil struktury wytwarzany jest poprzez osadzanie cienkich warstw (proces lift-off) lub trawienie podłoża (mokre lub suche),
- (B) metody analogowe [76, 88-115], w których wielopoziomowy lub quasi-ciągły relief uzyskiwany jest bezpośrednio po wywołaniu pokrycia maskującego naświetlonego zróżnicowanymi dawkami (n dawek - n poziomów); formowanie

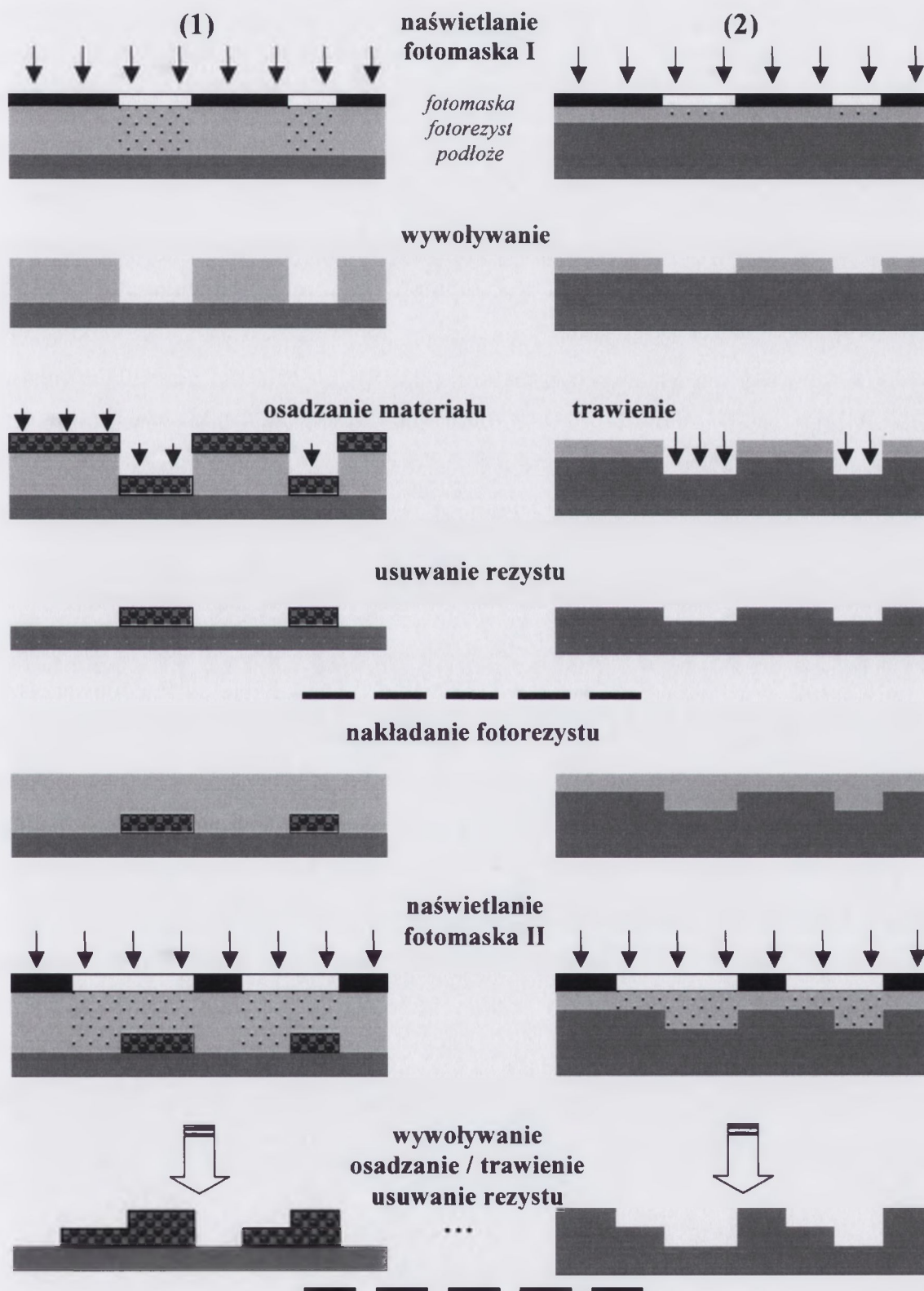
profilu fazowego w materiale podłoża ograniczone jest w tym przypadku tylko do procesów reaktywnego trawienia jonowego.

Ponieważ te właśnie technologie decydują dziś o rozwoju optyki dyfrakcyjnej, omawiamy je dokładniej poniżej.

A. Metody binarne

Dla obu metod, binarnej i analogowej, punktem wyjściowym jest rejestracja wzoru struktury w warstwie rezystu, to jest polimeru zmieniającego swoje właściwości pod wpływem światła (fotorezyst) lub wiązki elektronów (elektronorezyst). Nazwa 'rezyst' nawiązuje do odporności, jaką powinny posiadać cienkie powłoki wykonane z takich polimerów (od kilkudziesięciu nanometrów do kilku mikrometrów) na późniejsze procesy technologiczne.

Schemat metody binarnej przedstawiono na rys. 3.4. Nałożona na podłoże warstwa fotorezystu naświetlana jest poprzez fotomaskę zawierającą 'binarny' wzór struktury w postaci przezroczystych i nieprzezroczystych obszarów. Ze względu na stosunkowo proste oprzyrządowanie najczęściej wykorzystywane są w tym celu procesy kopiowania stykowego, rzadziej – kopiowania w projekcji w skali 1:1 lub z kilkukrotnym zmniejszeniem. Po wywołaniu (selektywnym rozpuszczeniu) naświetlonego obrazu profil struktury formowany może być albo poprzez próżniowe osadzanie cienkiej warstwy materiału na całej powierzchni podłoża (1), albo poprzez trawienie odsłoniętych obszarów podłoża (2). W końcowym etapie rezyst usuwany jest z powierzchni podłoża, w przypadku (1) wraz z warstwą osadzonego na nim materiału (tzw. proces lift-off). Do wytworzenia reliefu o wielu poziomach konieczne jest kilkukrotne powtórzenie całej procedury. Dobierając odpowiednio wzory kolejnych masek i stosując zasadę, w myśl której w kolejnych procesach wysokość wykonywanego stopnia fazowego jest podwajana, w n procesach uzyskać możemy strukturę o $L=2^n$ równoodległych poziomach fazowych.



Rys. 3.4. Schemat metody binarnej: formowanie profilu w procesach osadzania materiału (1) i trawienia podłoża (2)

Przykłady zastosowania pierwszego wariantu metody binarnej do wytwarzania elementów o 8, 16 i 32 poziomach fazowych znaleźć można w pracach [77-79]. W procesach lift-off warstw SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2}=1.45$) osadzanych na podłożach kwarcowych uzyskano mikrosoczewki $f/10$ ($NA=0.05$) o 8 poziomach fazowych zapewniające 83% wydajność dyfrakcyjną w zakresie światła widzialnego ($\lambda=630$ nm, $A_{\text{min}}=12.6$ μm , $w_{\text{min}}=1.6$ μm). Dla podobnych soczewek projektowanych dla podczerwieni wykorzystano możliwość użycia materiału o dużym współczynniku załamania (krzem, $n_{\text{Si}}=3.48$), dzięki czemu wysokość profilu mogła być znacznie mniejsza. Pozwala to na zachowanie większej precyzji procesów fotolitograficznych, co w połączeniu z większym wymiarem zewnętrznych stref (dla $f/10$ i $\lambda=1500$ nm $A_{\text{min}}=30$ μm) ułatwia wykonanie elementów o większej liczbie stopni fazowych. Dla soczewek o 16 i 32 poziomach uzyskano bardzo wysokie wydajności, wynoszące odpowiednio 96 i 97%. W tym ostatnim przypadku podwojenie liczby poziomów fazowych, biorąc pod uwagę konieczność zwiększenia liczby procesów technologicznych i wyższe wymagania wymiarowe ($w_{\text{min}16}=1.9$ μm , $w_{\text{min}32}=0.94$ μm), uznać można za mało efektywne.

Drugi wariant metody binarnej, to jest trawienie profilu, wymaga zastosowania procesów o wysokiej anizotropii: trawieniu w głąb materiału nie powinno towarzyszyć trawienie bocznych ścian, które mogłyby wprowadzać deformacje profilu i ograniczać minimalny wymiar struktury. W praktyce, oprócz szczególnych przypadków mokrego trawienia chemicznego wykorzystującego orientację krystalograficzną podłoża [127,128], warunki takie spełniają jedynie procesy trawienia jonowego i reaktywnego trawienia jonowego, o czym szerzej piszemy w rozdziale 7.

Technologia wytwarzania elementów o 8 poziomach fazowych w procesach reaktywnego trawienia jonowego podłoży kwarcowych prezentowana jest w pracach [81,82]. Uzyskano złożone mikrosoczewki dyfrakcyjne (dwu- i czteroogniskowe) o wydajności 70% oraz elementy służące do podziału wiązki wejściowej na kilka wiązek wyjściowych o wydajności sumarycznej 80%. Elementy projektowane były dla światła o długości fali $\lambda=1500$ nm. Dla mikrosoczewek stosunek f/d wynosił 5, tak więc najmniejsze elementy struktury miały wymiar $w_{\text{min}}\approx 1.9$ μm ($A_{\text{min}}=15$ μm , $NA=0.1$).

Wyższą wydajność dyfrakcyjną wynoszącą 90% i jednocześnie korzystniejszy stosunek f/d równy 1.9 uzyskali autorzy pracy [87] stosując reaktywne trawienie jonowe do wytwarzania 8-poziomowych elementów krzemowych dla $\lambda=4000$ nm

($w_{min}=1.9 \mu\text{m}$). Zwróćmy jednak uwagę, że ze względu na długość fali światła i znacznie wyższy współczynnik załamania materiału soczewki warunki technologiczne były w tym przypadku korzystniejsze: przy tym samym wymiarze minimalnym stopni fazowych głębokości trawienia były dwukrotnie mniejsze.

Jak można zauważyć na podstawie przytoczonych przykładów, metody binarne pozwalają na wytwarzanie struktur o wysokiej wydajności. Wskazuje to na ich podstawową zaletę, to jest możliwość precyzyjnej kontroli wysokości stopni fazowych. Dokładność i rozdzielczość procesów kopiowania ogranicza jednak zastosowanie metody do przypadku elementów o stosunkowo niewielkich aperturach numerycznych — dla światła widzialnego poniżej $NA=0.05$.

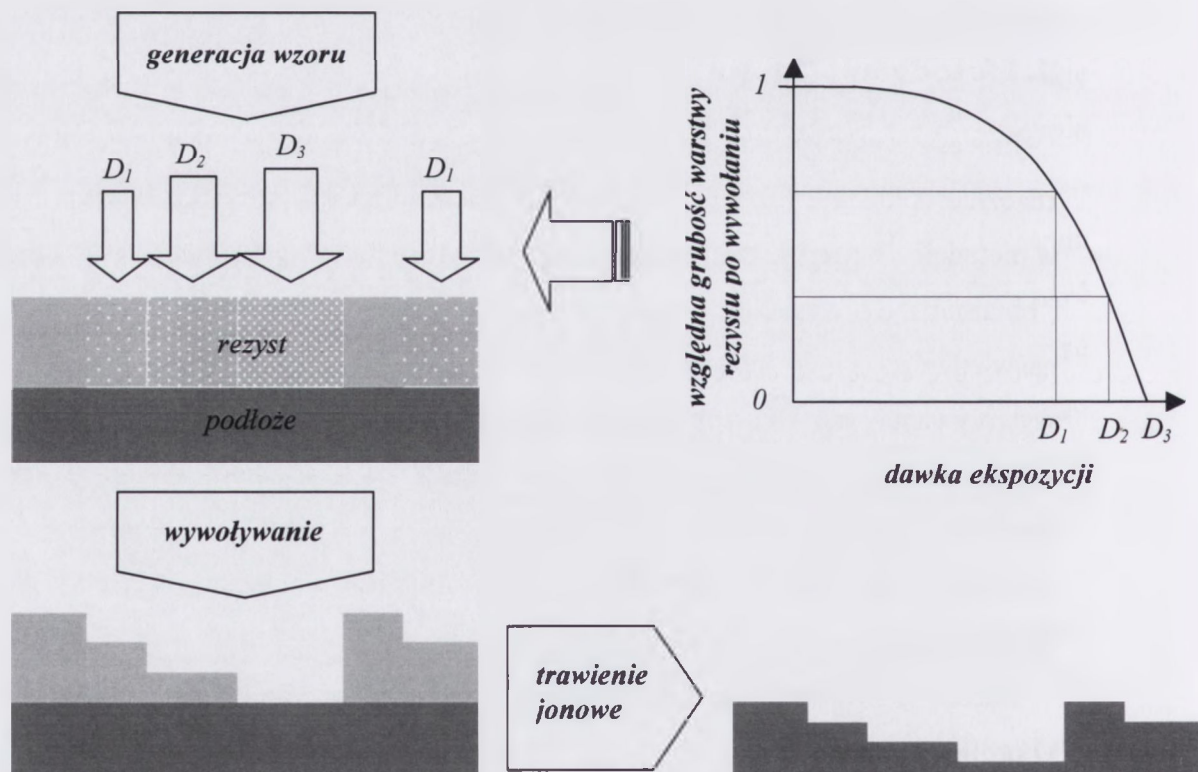
B. Metody analogowe

Procesy wykorzystywane do analogowego wytwarzania profili dyfrakcyjnych dość znacznie odbiegają od standardowych technologii mikrolitograficznych. O ile w metodzie binarnej naświetlona warstwa rezystu wywoływana jest całkowicie ('binarnie'), a o wysokości stopni fazowych decydują procesy niezależne od warunków naświetlania, to u podstaw metody analogowej leży możliwość częściowego wywoływania warstwy i proporcjonalnego, zależnego od grubości rezystu (a tym samym od warunków naświetlania) przeniesienia uzyskanego reliefu w materiał podłoża. Nakłada to specjalne, nietypowe z punktu widzenia fotolitografii, wymagania w stosunku do rezystów, sposobu ich naświetlania i wywoływania, a także w stosunku do procesów trawienia.

Zasadę wytwarzania elementów dyfrakcyjnych metodą analogową wyjaśnia rys. 3.5. O profilu struktury decyduje proces naświetlania warstwy rezystu, zazwyczaj znacznie grubszej ($1\div 8 \mu\text{m}$) od warstw stosowanych w metodzie binarnej. Dzięki zastosowaniu zróżnicowanych dawek ekspozycji poszczególne obszary wzoru wywoływane są z różną szybkością i w konsekwencji pozostała warstwa rezystu ma zróżnicowaną grubość. Właściwe dawki prowadzące do uzyskania zaplanowanego profilu wyznaczone muszą być wcześniej doświadczalnie dla określonych warunków wywoływania. Wykonany relief może być wykorzystywany jako gotowa struktura dyfrakcyjna, częściej jednak ze względu na niewielką odporność mechaniczną

i termiczną rezystów przenoszony jest w materiał podłoża. Niemal wyłącznie stosowane są w tym celu procesy reaktywnego trawienia jonowego, ponieważ poprzez dobór składu gazów trawiących pozwalają na uzyskanie pożądanego stosunku szybkości trawienia rezystu i materiału podłoża (najlepiej 1:1).

Możliwość uzyskania gotowej struktury w jednym procesie litograficznym powoduje, że metoda analogowa pomimo bardzo wysokich wymagań technologicznych rozwijana jest intensywnie w wielu liczących się ośrodkach* i doczekała się wielu sposobów realizacji. Do najważniejszych należą bezpośrednia generacja profilu wiązką elektronów lub wiązką lasera oraz kopiowanie masek półtonowych.



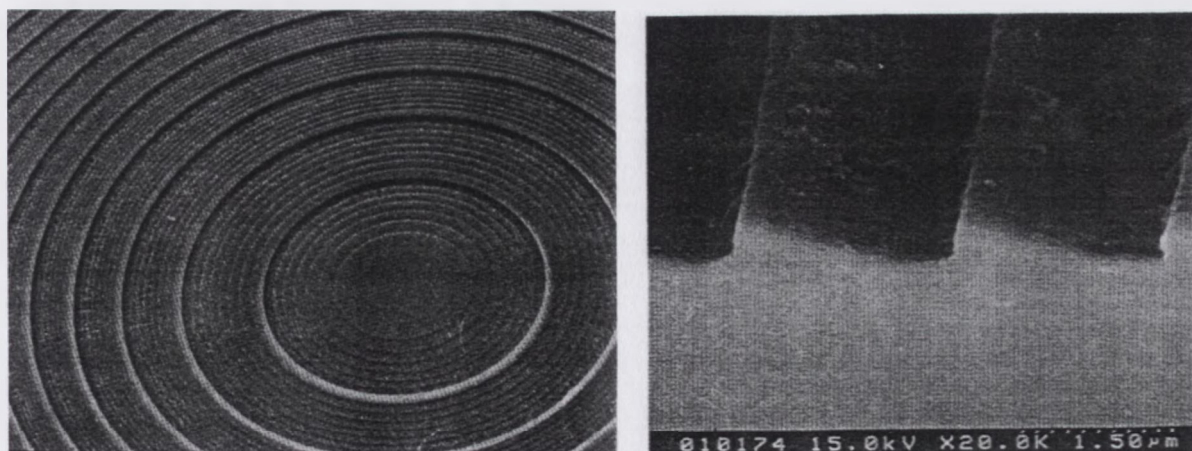
Rys. 3.5. Schemat metody analogowej.

* między innymi: Osaka University, Omron, Matsushita EIC, Japonia; Fridrich Shiller University, Siemens Corporate R&D, Niemcy; CSEM, Szwajcaria; Chalmers University of Technology, Szwecja; MIT, University of California, Rochester Photonics Corporation, USA; CNR, Włochy.

B.1. Generacja profilu wiązką elektronów

Najczęściej (i jak się wydaje z najlepszymi rezultatami) do bezpośredniej generacji profilu w warstwie rezystu stosowana jest elektronolitografia [76, 88-101], omawiana szerzej w rozdz. 6. Naświetlanie wiązką elektronów może zapewnić obecnie rozdzielczość sięgającą nawet kilku nanometrów [9], podobnie wysoką dokładność oraz możliwość realizacji wzorów o niemal dowolnych kształtach i znacznych powierzchniach ($200 \times 200 \text{ mm}^2$). Istotną zaletę stanowi również możliwość stosowania w czasie generacji wzoru zróżnicowanych dawek ekspozycji, wprowadzona w systemach do elektronolitografii w celu kompensacji niepożądanych efektów związanych z rozproszeniem wiązki elektronów, ale dająca się bezpośrednio wykorzystać do naświetlania profili dyfrakcyjnych. Liczba tych tzw. stopni intensywności naświetlania jest na ogół ograniczona do 8 lub 16, gradacja dawek może być jednak znacznie zwiększona poprzez 'złożenie' kilku naświetlań (n -krotne naświetlanie z zastosowaniem k współczynników intensywności pozwala na uzyskanie $n \cdot k$ dawek ekspozycji). Zastosowanie takiej metody pozwala na uzyskanie struktur już nie o schodkowym, lecz praktycznie ciągłym profilu.

Za reprezentatywne dla możliwości analogowej metody elektronolitograficznej uznać można wyniki prezentowane w pracy [94] (Siemens Corporate Research and Development) – rys. 3.6.



Rys. 3.6. Widok i przełom 8-poziomowej mikrosoczewki krzemowej wykonanej w procesach elektronolitografii i reaktywnego trawienia jonowego [94]

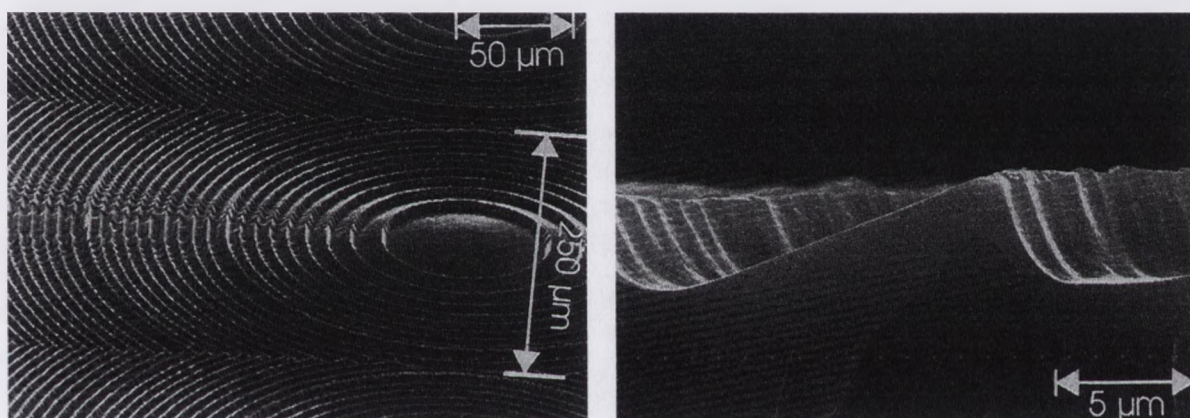
Do naświetlania macierzy soczewek dyfrakcyjnych $f/0.9$ ($NA=0.5$) o 8 poziomach, projektowanych dla podczerwieni ($\lambda=1300$ nm, $w_{min}=0.33$ μm), wykorzystano elektronolitograf o rozdzielczości 10 nm (EBPG 4V-HR Leica Cambridge). Wywołany w rezyście relief służył jako maska 3-D do trawienia podłoża krzemowych w procesie reaktywnego trawienia jonowego o selektywności 1:1. Wydajność dyfrakcyjna elementów sięgała 72%, co przy tak małych wymiarach minimalnych struktury uważa się za bardzo dobry wynik. Podobną wydajność dyfrakcyjną wynoszącą 69÷71% uzyskali autorzy pracy [88] (Matsushita Central Research Laboratories), ale dla soczewek o $NA<0.1$.

Ciekawą technologię wytwarzania soczewek o dużych średnicach poprzez naświetlanie wzorów dwóch cylindrycznych płytek strefowych o wzajemnie prostopadłych osiach zaprezentowano w pracy [97]. Metoda pozwoliła na ponad 100-krotne zmniejszenie objętości danych i ponad 10-krotne skrócenie czasu generacji wzoru. Czas naświetlania soczewki $f/10$ o średnicy 50 mm (około 2 000 mm²) i 1200 strefach dzielonych na 48 poziomów wynosił 0.75 h (elektronolitograf ZBA-23H Leica Lithographie Systeme z wiązką o zmiennym przekroju). Uzyskana soczewka sferyczna miała wydajność około 60%.

B2. Generacja profilu wiązki laserową

Zasada bezpośredniej generacji wzoru poprzez różnicowanie dawek ekspozycji realizowana jest także przy pomocy modulowanej wiązki laserowej [31,41,102-107]. Sposób rejestracji obrazu w obu metodach różni się zasadniczo. W procesach elektronolitografii wzór realizowany jest dzięki odchyłaniu wiązki elektronów, często o przekroju dobieranym automatycznie do wielkości naświetlanego elementu (elektronolitografy ze zmiennym przekrojem wiązki). Czasy ustawienia wiązki w zadanej pozycji są rzędu mikrosekund, a dokładności na poziomie 2.5÷20 nm. W systemach laserowych wiązka pozostaje nieruchoma, a geometria wzoru realizowana jest poprzez przemieszczenia stołu, na którym umieszczone jest naświetlane podłoże. Precyzja wzoru, swoboda wyboru geometrii i szybkość naświetlania (≈ 10 mm/sek., [105]) są wskutek tego znacznie mniejsze. Także rozdzielczość, wynikająca z minimalnego przekroju zogniskowanej wiązki (0.5÷1.5 μm), jest znacznie niższa, co ogranicza zastosowanie metody do elementów o szerokości stref powyżej 5 μm [107]. Wykorzystanie wiązki światła, rozpraszanej w warstwie rezystu w niewielkim stopniu,

daje za to możliwość wytwarzania struktur o znacznie głębszym profilu. W pracach [31,41] (Paul Scherrer Institute i IBM Research Laboratory, Szwajcaria) przedstawiono sposób wytwarzania mikrosoczewek o ciągłym profilu wewnątrz stref odpowiadających zmianie fazy o $k \cdot 2\pi$. Takie strefy są co prawda k -krotnie głębsze, lecz jednocześnie k -krotnie szersze, co przy ograniczonej rozdzielczości pozwala na wykonywanie elementów o większych aperturach numerycznych. Przyjmując dla zewnętrznych stref $k=4$ uzyskano soczewki o $NA=0.5$ ($\lambda=810$ nm, $A_{min}=6.5$ μm) i wydajności równej 60% - rys. 3.7.



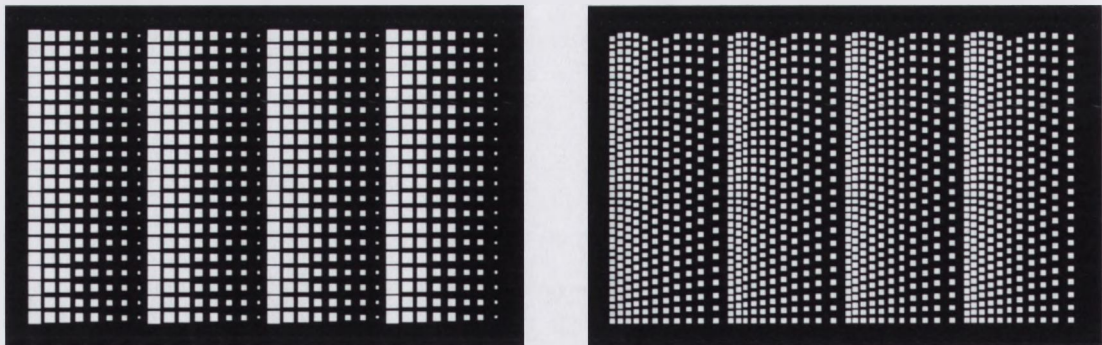
Rys. 3.7. Mikrosoczewki z głębokim profilem fazowym (od 2π do 8π) wykonane w procesie bezpośredniej generacji wzoru wiązka lasera: z lewej - fragment macierzy mikrosoczewek wytworzonych w warstwie fotorezystu, z prawej - przełom epoksydowej repliki segmentu soczewki [41]

Chociaż pierwsze publikacje na temat laserowej metody analogowej pojawiły się już w roku 1983 [102], systemy laserowe pozwalające na stopniowanie dawek nadal nie są dostępne komercyjnie, co w znacznym stopniu ogranicza możliwość szerszego zastosowania metody.

B3. Kopiowanie masek półtonowych

Lokalne zmiany intensywności naświetlenia mogą być uzyskane nie tylko poprzez stopniowanie dawek, lecz także poprzez wykorzystanie w standardowym procesie kopiowania tzw. masek półtonowych, to jest masek zawierających wzór struktury w postaci obszarów o zróżnicowanej gęstości optycznej (obszarów ciemniejszych i jaśniejszych) [108-115]. W pierwotnej wersji tej metody, zaproponowanej w pracy

[108], rolę maski półtonowej pełniły maski binarne z wzorem struktury zapisanym za pomocą rastrów punktowych o stałym okresie i zmiennej wielkości punktu (podobnie jak w technikach drukowania) lub zmiennym okresie i stałej wielkości punktu (zasada stosowana w drukarkach graficznych) – rys. 3.8. Regulowana w ten sposób gradacja ‘szarości’ jest dość szeroka, a zachowanie maksymalnego okresu rastrów znacznie poniżej rozdzielczości procesu fotolitograficznego używanego do kopiowania wzoru stwarza warunki, w których maska odbierana jest jako obiekt o płynnie zmieniającej się gęstości optycznej. Taka zasada wymaga zastosowania do wykonania maski binarnej procesów o bardzo wysokiej dokładności i rozdzielczości (elektronolitografia), a jednocześnie zakłada niską rozdzielczość procesów kopiowania, co w konsekwencji nie pozwala na wytwarzanie struktur o małych okresach (minimalne rozmiary stref na poziomie $4\div 8\ \mu\text{m}$ [109,110]). Trudno więc metodę uznać za szczególnie efektywną, chociaż posiada dwie istotne zalety: gotowy profil dyfrakcyjny struktur o nawet znacznych powierzchniach uzyskiwany jest w warstwie fotorezystu w jednym dość prostym procesie (nie licząc wykonania maski, ale ta może być używana wielokrotnie), a do wykonania zarówno masek, jak i kopiowania struktur stosowane mogą być standardowe urządzenia fotolitograficzne.

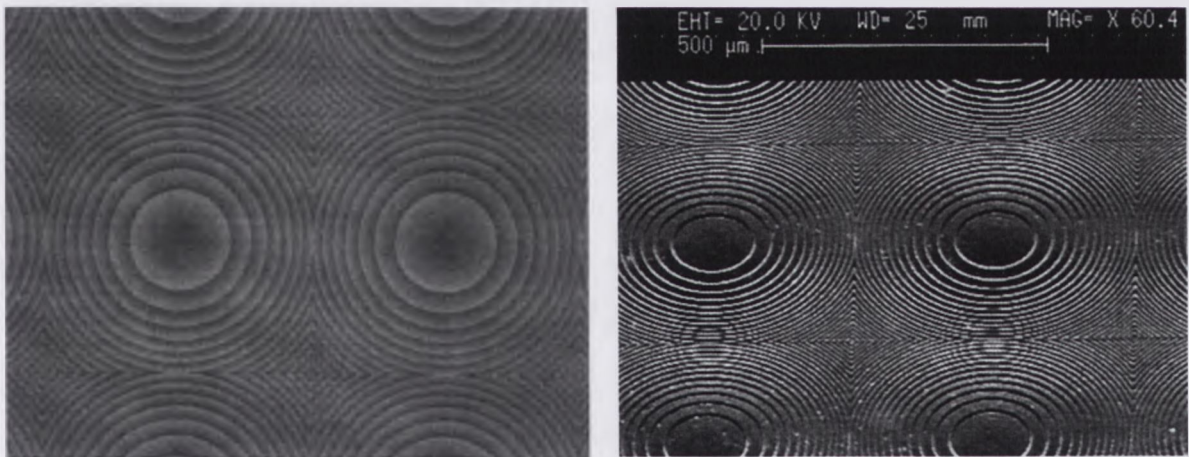


Rys. 3.8. Schematy masek binarnych spełniających funkcję masek półtonowych: z lewej – maska w postaci rastra o zmiennej wielkości punktów i stałym okresie, z prawej - maska w postaci rastra o zmiennym okresie i stałej wielkości punktów

W połowie lat 90-tych pojawiła się możliwość zastąpienia masek binarnych elektronoczułymi podłożami szklanymi (high-energy beam sensitive glass – w skrócie HEBS, Canyon Materials [112]) pozwalającymi na rzeczywiste różnicowanie gęstości optycznych [112-115]. Aktywna warstwa takich masek, uzyskana przez dyfuzję jonów

Ag na głębokość około $3\ \mu\text{m}$, zmienia swoją gęstość optyczną pod wpływem wiązki elektronów w dość szerokim zakresie (od 0.1 do 2), co pozwala na uzyskanie wzorów o dużej ilości poziomów tonalnych (amplitudowych). Rozdzielczość masek HEBS ograniczona jest jednak do kilku μm , co wynika z grubości warstwy i nieuniknionego rozproszenia w niej wiązki elektronów.

W pracy [115] (University of California, San Diego) zaprezentowano zastosowanie masek HEBS do wytwarzania mikrosoczewek o stosunku f/d od 3.1 do 19 ($\lambda=830\ \text{nm}$, A_{min} odpowiednio 5 i $32\ \mu\text{m}$) – rys.3.9. Wzory struktur naświetlano wiązką elektronów o energii 20keV (wysoka energia pożądana ze względu na głębokość wnikania wiązki), a następnie kopiowano stykowo w warstwie rezystu o grubości $1.2\ \mu\text{m}$. Wywołany relief służył jako maska 3-D do proporcjonalnego reaktywnego trawienia jonowego podłoża kwarcowych. Dla soczewek $f/19$ ($NA\approx 0.026$) uzyskano 94% wydajność dyfrakcyjną.



Rys. 3.9. Maska HEBS (z lewej) i fragment macierzy mikrosoczewek wykonanych na podłożu kwarcowym (z prawej) [115]

Podsumowując przedstawione sposoby analogowej realizacji elementów dyfrakcyjnych zwróćmy uwagę, że możliwość uzyskania profilu w jednym procesie litograficznym okupiona jest, oprócz przypadków soczewek o małych aperturach numerycznych ($NA<0.1$), ich gorszą jakością. Niższa wydajność dyfrakcyjna (60-70%) zdaje się wskazywać, że w przypadku wąskich stref procesy analogowe nie pozwalają na dokładną kontrolę wysokości i kształtu profilu fazowego.

3.2.4. Metody bezpośrednie

Oprócz omówionych powyżej dobrze już rozwiniętych technologii mikrolitograficznych warto także zwrócić uwagę na mniej znane techniki, znajdujące się często dopiero we wczesnym stadium badawczym, a umożliwiające bezpośrednią realizację struktur o ciągłych i wielopoziomowych profilach. Należą do nich trawienie wiązką jonów [116], trawienie mokre podłoży HEBS aktywowanych światłem laserowym [117], laserowa ablacja materiału [118-122] oraz aktywowane laserowo osadzanie materiałów [123]. Siłą napędową rozwoju tych metod, a dotyczy to zwłaszcza procesów ablacji, jest potencjalna możliwość znacznego obniżenia kosztów i skrócenia czasu wytwarzania DOE, szczególnie istotna w fazie opracowywania prototypów lub w przypadku realizacji zamówień dotyczących pojedynczych egzemplarzy struktur. Osiągnięty obecnie poziom technologiczny nie pozwala jednak na wytwarzanie tymi sposobami struktur o zadowalającej jakości.

Przykład technologii formowania elementów dyfrakcyjnych o 2, 4 i 8 poziomach fazowych w procesie mikroobróbki szklanych podłoży wiązką lasera ArF prezentowany jest w pracy [120]. Podłoże umieszczone na ruchomym stole skanowano wiązką o przekroju $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, kontrolując głębokość profilu liczbą impulsów lasera. Szybkość wytwarzania reliefu wynosiła około $0.6 \text{ mm}^2/\text{h}$. Dla struktur o 4 i 8 poziomach uzyskano podobne wydajności dyfrakcyjne, równe odpowiednio 37 i 39% ($\lambda=540 \text{ nm}$). Głównym powodem tak niskiej sprawności były znaczne błędy głębokości profilu i ogólnie zły stan powierzchni reliefu (chropowatość $R_a \approx 40 \text{ nm}$).

3.2.5. Techniki powielania dyfrakcyjnych elementów optycznych

Przedstawione metody wytwarzania DOE, w większości skomplikowane i kosztowne, odnoszą się w przypadku wielu zastosowań do wykonywania jedynie wzorców powielanych następnie w procesach replikacji (fotopolimeryzacja, tłoczenie na gorąco, odlewanie wtryskowe). Dzisiejszy poziom tych technologii pozwala na reprodukcję reliefów o submikronowych elementach i stosunkowo dużych powierzchniach (rzędu dm^2) z zachowaniem jakości replik na poziomie oryginału. Przykładami struktur produkowanych w takich procesach mogą być siatki spektroskopowe o okresach nawet powyżej 5000 linii/mm [3], holograficzne znaki

reklamowe i zabezpieczające [124], czy też płyty CD i DVD. Odtwarzanie wzorów z elementami poniżej 25 nm poprzez tłoczenie (imprint lithography) prezentowane jest w pracy [125]. Tak wysoka rozdzielczość spełnia w zupełności wymagania stawiane przez DOE i pozwala stosować techniki replikacji do masowej produkcji tanich, wysokiej jakości elementów, co stanowi o kolejnej zalecie optyki dyfrakcyjnej w porównaniu z optyką tradycyjną. Zwróćmy przy tym uwagę, że dzięki możliwości wytwarzania replik koszty wykonania wzorca stają się mniej istotne, tak więc o wyborze metody generacji reliefu decydować możemy w kategoriach czysto technicznych, to jest uwzględniając przede wszystkim możliwość spełnienia warunków nakładanych przez profil dyfrakcyjny. Szersze omówienie metod powielania DOE znaleźć można w pracy [126].

3.3. Podsumowanie - ocena technologii

Przedstawiono wymagania związane z wytwarzaniem wielopoziomowych struktur dyfrakcyjnych. Za optymalny z punktu widzenia wydajności dyfrakcyjnej i wymagań wymiarowych uznano profil o ośmiu stopniach fazowych.

Dokonano przeglądu aktualnego stanu technologii. Różnorodność technik używanych do wytwarzania profili dyfrakcyjnych sprawia, że ich bezpośrednie porównanie jest dość trudne. Każda z metod ma niewątpliwe zalety: metody mechaniczne pozwalają na otrzymywanie w prosty sposób elementów o określonym profilu stref, holografia optyczna – struktur o bardzo małych okresach, metody mikrolitograficzne – reliefów o niemal dowolnej geometrii. W określonych zastosowaniach każdą z nich uznać można za najbardziej efektywną. Jeżeli jednak weźmiemy pod uwagę, że przewaga elementów dyfrakcyjnych nad tradycyjnymi układami optycznymi wynika przede wszystkim z możliwości realizacji znacznie bardziej złożonych funkcji optycznych, to za jedno z podstawowych kryteriów przyjąć powinniśmy zdolność danej technologii do wytwarzania elementów o skomplikowanej i zróżnicowanej geometrii. Najbardziej zaawansowaną metodą generacji takich wzorów jest w chwili obecnej - i z pewnością w najbliższych latach pozostanie nadal -

elektronolitografia. Wynika to nie tylko z precyzji procesu (najwyższa dokładność i rozdzielczości), ale również ze znacznie większej szybkości realizacji wzorów niż osiągnięta przy zastosowaniu optycznych generatorów wzoru, nawet o kilka rzędów.

Generacja wzorów wiązką elektronów wykorzystywana jest pośrednio w metodzie binarnej i masek półtonowych (do wytwarzania wzorców, z których kopiowane są struktury) oraz bezpośrednio do analogowego naświetlania profilu w warstwie rezystu. Te metody uznać więc możemy, niezależnie od aktualnie osiąganego przez nie poziomu, za najlepiej przygotowane do wytwarzania szerokiego zakresu elementów dyfrakcyjnych. Spośród nich najwyższe wydajności gwarantuje metoda binarna, a najwyższą częstotliwość przestrzenną elementów – analogowa metoda elektronolitograficzna. Niewątpliwą zaletą tej ostatniej jest możliwość uzyskania struktury w jednym procesie litograficznym. Z kolei metoda binarna, oparta całkowicie na standardowych procesach fotolitograficznych, zapewnia znacznie większe tolerancje i powtarzalność procesów technologicznych. Podkreślić przy tym należy, że w odróżnieniu od pozostałych technologii oparta jest całkowicie na standardowych procesach fotolitograficznych, najlepiej więc wykorzystywać ciągły rozwój technik mikrolitograficznych, stymulowany rynkiem układów mikroelektronicznych.

Zauważmy jednak, że choć w różnym stopniu i z różnych powodów, żadna z tych metod nie pozwala na pełne wykorzystanie rozdzielczości oferowanej przez elektronolitografię: pomimo potencjalnie bardzo wysokiej precyzji wzorów, wydajność dyfrakcyjna uzyskiwanych elementów wyraźnie spada wraz ze zmniejszaniem okresu struktury. Analizie ograniczeń związanych z obiema metodami oraz przedstawieniu technologii, która dzięki lepszemu wykorzystaniu możliwości wynikających z zastosowania wiązki elektronów eliminuje te ograniczenia w istotnym stopniu, poświęcony jest następny rozdział.

Technologia wytwarzania struktur dyfrakcyjnych w binarnych procesach elektronolitograficznych

4

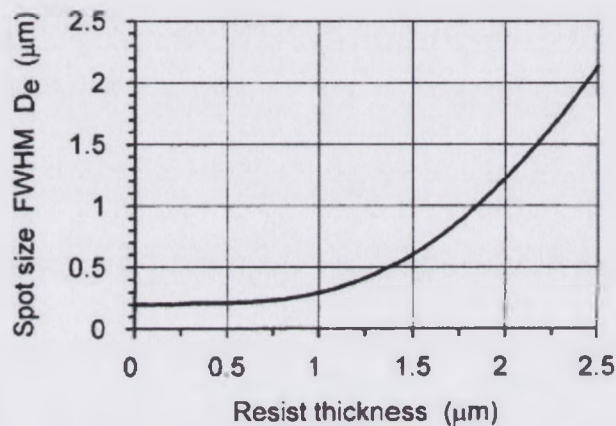
4.1. Ograniczenia metod analogowej i binarnej

Elektronolitograficzna metoda analogowa, ze względu na wysoką rozdzielczość wykorzystywanych technologii oraz możliwość uzyskania gotowej struktury w jednym procesie litograficznym, wydaje się być najbardziej efektywnym sposobem wytwarzania elementów dyfrakcyjnych. W praktyce jej zastosowanie natrafia jednak na szereg trudności wynikających przede wszystkim ze sprzecznych wymagań wobec procesu generacji wzoru, a częściowo także z ograniczonej kontroli proporcjonalnego trawienia profilu.

W standardowych procesach litograficznych wysoka rozdzielczość i precyzja wzoru osiągnana jest poprzez zastosowanie warstw rezystu o jak najmniejszej grubości i jak najwyższej kontrastowości [8,129-132]. Wymagania stawiane przez metodę analogową idą w przeciwnym kierunku: warstwa rezystu musi być dość gruba, a użycie rezystów o wysokim kontraście nie jest korzystne, ponieważ prowadzi może do ograniczenia liczby poziomów fazowych oraz do znacznych błędów profilu.

Większa grubość warstw wynika bezpośrednio z wymogów formowania struktury w materiale podłoża – warstwa musi mieć grubość wystarczającą do wytrawienia w jednym procesie profilu o głębokości odpowiadającej zmianie fazy o 2π . W przypadku wielu materiałów podłożowych selektywność trawienia (stosunek szybkości trawienia podłoża do szybkości trawienia warstwy maskującej) jest mniejsza

od jedności, co powoduje konieczność użycia warstw o grubości nawet kilku mikrometrów. Wyraźne stają się wtedy niekorzystne efekty związane z rozproszeniem wiązki elektronów wewnątrz warstwy. Wraz z głębokością zwiększa się szerokość naświetlanych elementów (rys. 4.1), a także szybkość wywoływania, ponieważ rozproszone elektrony o mniejszej energii są łatwiej zatrzymywane przez warstwę, powodując jej większą ekspozycję. Ogranicza to rozdzielczość procesu i utrudnia kontrolę wysokości profilu.



Rys. 4.1. Rozproszenie wiązki elektronów w zależności od grubości warstwy rezystu (wyjściowa średnica wiązki 0.2 μm) [76]

O ile w przypadku standardowych procesów litograficznych te niekorzystne efekty zredukować można przynajmniej częściowo poprzez wykorzystanie procesu o wysokiej kontrastowości, to w przypadku metody analogowej zastosowanie takiego rozwiązania prowadzić będzie do drastycznego zaostrzenia wymagań w stosunku do procesu naświetlania. Wynika to z charakteru zależności pomiędzy głębokością profilu po wywołaniu g_k a dawką ekspozycji D_k , mającą postać [96]:

$$\frac{g_k}{g_H} = \left(\frac{D_k}{D_H} \right)^\gamma, \quad (4.1)$$

gdzie g_H oznacza całkowitą głębokość profilu, D_H dawkę niezbędną do wywołania profilu na głębokość g_H , a γ kontrastowość rezystu.

Wyższa kontrastowość powodować będzie znaczne zmiany głębokości profilu nawet przy niewielkich przyrostach dawki. Przy skończonej rozdzielczości stopniowania

dawek będzie to ograniczać rozdzielczość pionową procesu, a w konsekwencji liczbę poziomów fazowych. Jest to wyraźnie widoczne, gdy związek między g_k i g_H wyrażony równaniem

$$g_k = g_H \frac{k}{L-1}, \quad (4.2)$$

gdzie L - liczba poziomów fazowych, k – kolejne poziomy, $k=0, 1 \dots L-1$, wykorzystamy do przekształcenia zależności (4.1) do postaci:

$$D_k = \sqrt[\gamma]{\frac{k}{L-1}} \cdot D_H. \quad (4.3)$$

Dla dużych L , k i γ wartość pierwiastka zbliżona będzie do jedności, np. dla $L=32$ i $\gamma>3$ różnica dawek dla ostatnich poziomów musiałaby być mniejsza od 1%. Zakładając, że dopuszczalne błędy ekspozycji nie powinny przekraczać $\pm 5\%$, wymagałoby to stopniowania dawek z dokładnością lepszą niż $5 \cdot 10^{-4}$, w praktyce nieosiągalną.

Na podstawie (4.1) określić można błędy profilu w zależności od dawki ekspozycji:

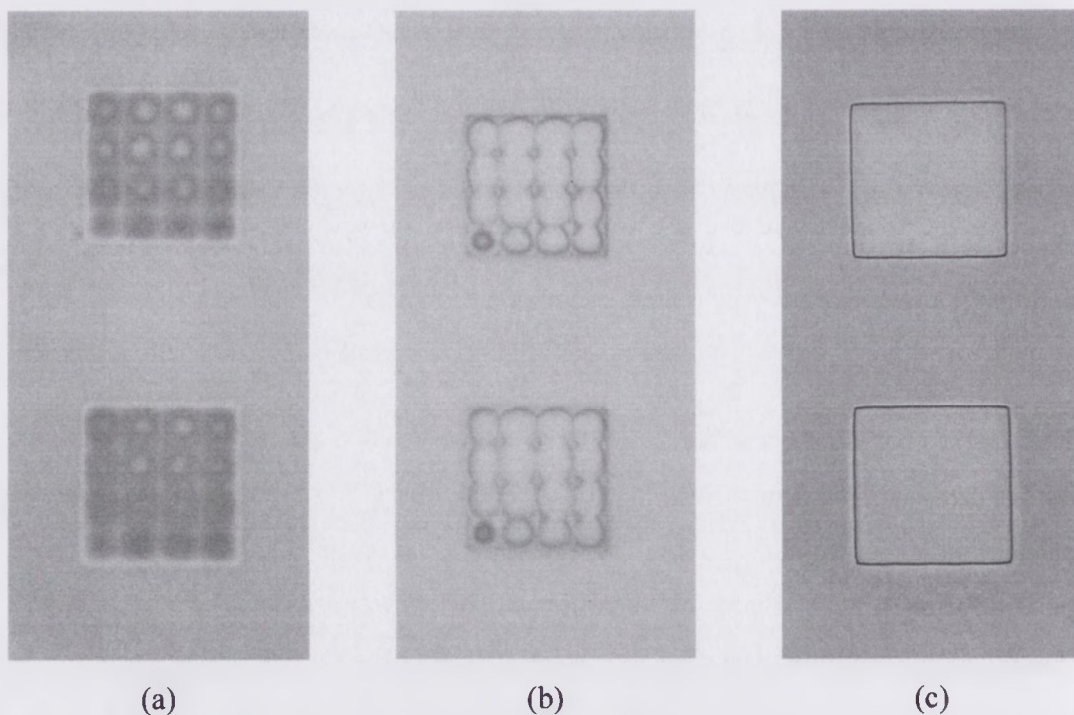
$$\delta_{gk} = (\delta_{Dk} + 1)^\gamma - 1, \quad (4.4)$$

gdzie $\delta_{gk} = \Delta g_k / g_k$ i $\delta_{Dk} = \Delta D_k / D_k$ – odpowiednio względne błędy profilu i dawki ekspozycji, co dla $\gamma > 1$ ze względu na niewielką wartość składników występujących w potęgze może być przybliżone za pomocą nierówności

$$\delta_{gk} > \gamma \delta_{Dk}. \quad (4.5)$$

Tolerancje procesu naświetlania powinny być więc co najmniej γ -krotnie mniejsze od dopuszczalnych błędów profilu, uwzględniać przy tym muszą nie tylko błędy naświetlania wywołane odchyłkami czasu ekspozycji (1), lecz również błędy powodowane przez zmiany czułości rezystu (2) i warunków wywoływania (3) oraz ograniczoną stabilność (4) i jednorodność wiązki elektronów (5). Choć wpływ tych ostatnich na jakość wzoru wywoływanego binarnie nie jest istotny, to w przypadku profilu analogowego wprowadzać może znaczące błędy. Na rys. 4.2 przedstawiono kolejne fazy wywoływania kwadratów $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ naświetlonych wiązką o przekroju $5 \times 5 \mu\text{m}^2$. Jak można zauważyć, niejednorodny rozkład energii w przekroju wiązki może być pomijany, gdy wzór wywoływany jest całkowicie – krawędzie kwadratów zdeformowane są w bardzo niewielkim stopniu, rys. 4.2(c). We wcześniejszych stadiach

wywoływania widać jednak wyraźne zróżnicowanie obrazu - rys. 4.2 (a) i (b). Środek każdego z formatów $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ wywołuje się szybciej niż jego brzegi. Widoczne są także efekty związane z położeniem i kolejnością naświetlania poszczególnych elementów wzoru. Wewnętrzne formaty wskutek wzajemnego 'doświetlenia' rozproszonymi elektronami wywoływane są nieco szybciej (tzw. zjawisko sąsiedztwa), a pierwszy z naświetlanych formatów (lewy dolny róg kwadratów) jest wyraźnie słabszy, czego przyczyn szukać należy w przebiegach czasowych sterowania wiązką oraz efektach termicznych (narastanie temperatury) i elektrostatycznych (gromadzenie się ładunku) związanych z oddziaływaniem wiązki na warstwę rezystu. Błędy te można częściowo skompensować zmniejszeniem formatu wiązki i specjalnymi metodami naświetlania (np. przemieszczanie formatu o połowę jego rozmiaru), powodować to będzie jednak znaczne wydłużenie procesu generacji wzoru oraz znaczne zwiększenie objętość danych.

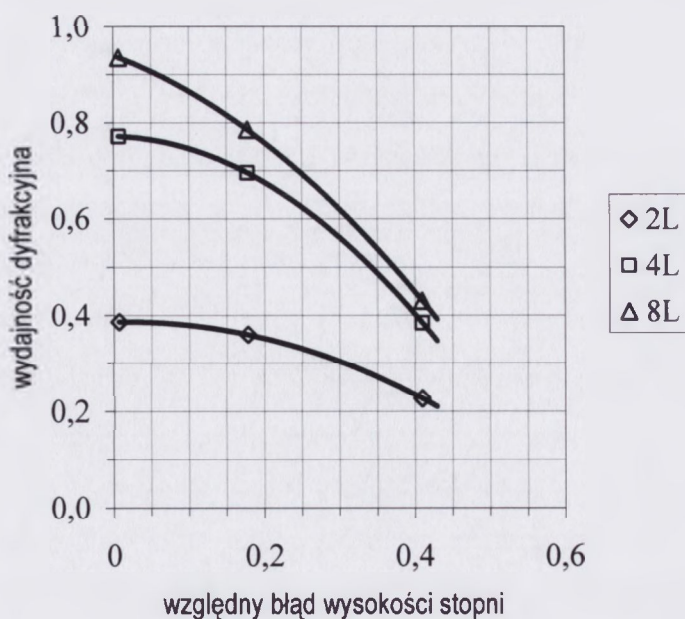


Rys. 4.2. Kolejne etapy wywoływania obrazów naświetlonych wiązką elektronów o prostokątnym przekroju $5 \times 5 \mu\text{m}$ w warstwie rezystu PMMA o grubości $0.3 \mu\text{m}$

Powracając do wyrażenia (4.5) - jeżeli założymy, że każde ze wskazanych powyżej niezależnych źródeł (1)-(5) wnosi błąd równy 1%, a więc że $\delta_{Dk}=5\%$, oraz przyjmiemy

kontrastowość $\gamma=3$, pożądaną ze względu na rozdzielczość wzoru, to w efekcie spodziewać się możemy błędów profilu przekraczających 15%, to jest nawet większych od wysokości stopnia fazowego h struktury o 8 poziomach ($h=g_H/7$).

Istotny wpływ na dokładność struktury ma także proces formowania reliefu w materiale podłoża. Zauważmy, że w przypadku trawienia proporcjonalnego uzyskanie poprawnego profilu związane jest przede wszystkim z zachowaniem określonego, najlepiej stałego stosunku szybkości trawienia rezystu do szybkości trawienia podłoża, co zakłada równoczesną kontrolę procesów trawienia materiałów o na ogół całkiem różnych właściwościach. W rzeczywistości skutek zmian stanu powierzchni obu materiałów oraz zmian chemicznych warstwy rezystu wywołanych aktywnymi cząstkami o znacznej energii stosunek ten będzie się zmieniać w trakcie procesu. Biorąc pod uwagę liczbę parametrów wpływających na przebieg reaktywnego trawienia jonowego (przepływ gazów trawiących, moc i dostrojenie pola wzbudzającego plazmę, napięcie pomiędzy elektrodami, ciśnienie, temperatura komory i podłoża) liczyć się musimy z ograniczoną powtarzalnością procesu, a w konsekwencji nie tylko z niewłaściwą całkowitą głębokością profilu, lecz także z zakłóceniem proporcji poszczególnych stopni fazowych. Powodować to może znaczne obniżenie wydajności dyfrakcyjnej profilu.



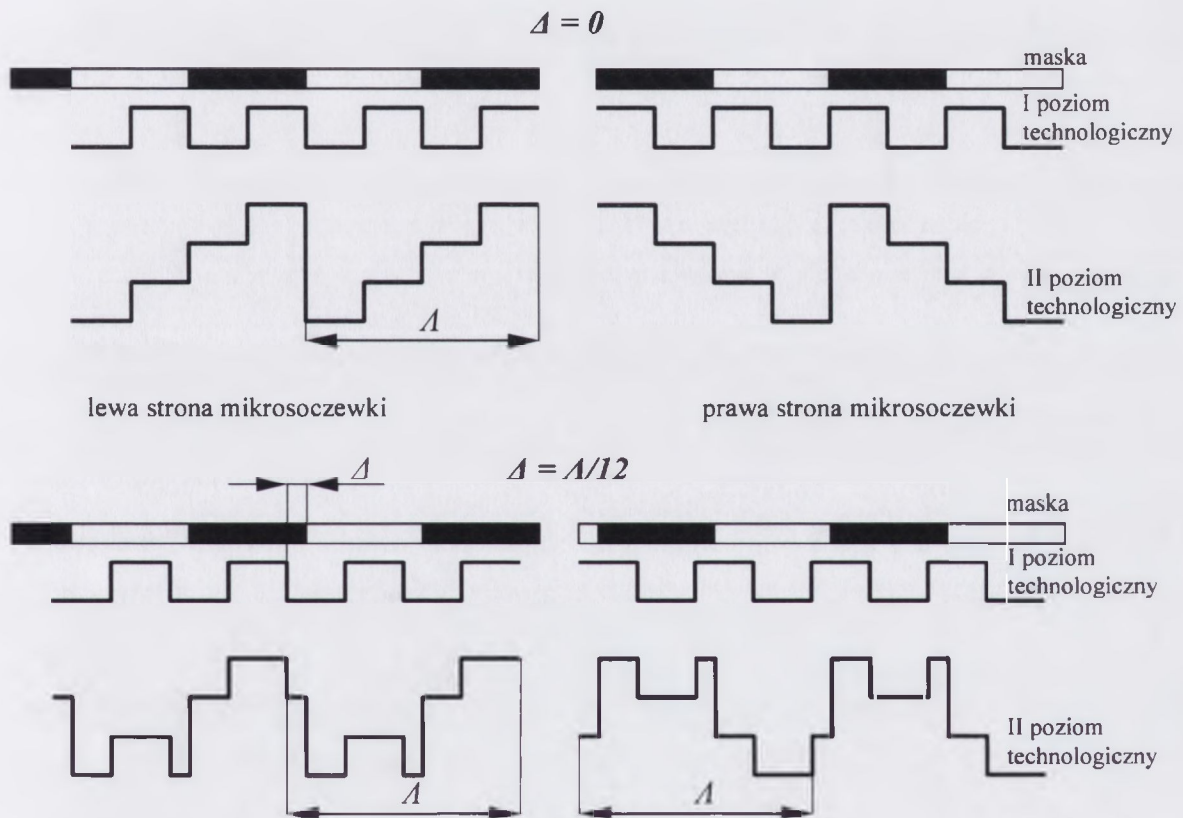
Rys. 4.3. Wydajność dyfrakcyjna siatek o 2, 4 i 8 poziomach w zależności od błędów wysokości stopni fazowych δ_h

Na rys. 4.3 przedstawiono zmiany wydajności dyfrakcyjnej struktur o 2, 4 i 8 poziomach (teoretyczna wydajność dyfrakcyjna odpowiednio 41%, 81% i 95%) w zależności od błędów profilu fazowego. Wykresy sporządzono na podstawie pomiarów wydajności siatek wykonanych z błędami wysokości stopni fazowych δ_h równymi 0.7%, 18% i 41%. W celu ograniczenia do minimum wpływu pozostałych błędów (głównie szerokości stref) dla siatek przyjęto okres znacznie większy ($\Lambda=200 \mu\text{m}$) niż dokładność użytej technologii (co najmniej $0.5 \mu\text{m}$).

Jak można zauważyć, bardziej gwałtowny spadek wydajności dyfrakcyjnej dotyczy struktur o większej liczbie poziomów. Utrzymanie wydajności dyfrakcyjnej siatek o 8 poziomach powyżej 90% wymaga, by błędy profilu nie przekraczały około 5%. Przyjmując, że ta tolerancja powinna być w równym stopniu podzielona pomiędzy procesy generacji wzoru i proporcjonalnego trawienia struktury, oraz że wysoka częstotliwość przestrzenna wymaga kontrastowości nawet większej od 3, możemy stwierdzić, że łączne błędy ekspozycji, wymienione wyżej w punktach (1)-(5), nie powinny przekraczać 1%, co w praktyce, jeżeli w ogóle możliwe, to z pewnością jest wyjątkowo trudne do osiągnięcia. Używając metody analogowej zdani jesteśmy zatem na wybór pomiędzy wysoką częstotliwością przestrzenną elementów, lecz niższą wydajnością dyfrakcyjną z powodu znacznych błędów profilu będących konsekwencją użycia rezystów o wysokim kontraście lub wyższą wydajnością dyfrakcyjną, lecz ograniczoną częstotliwością struktur powodowaną zastosowaniem rezystów o niższej kontrastowości, a więc i mniejszej rozdzielczości.

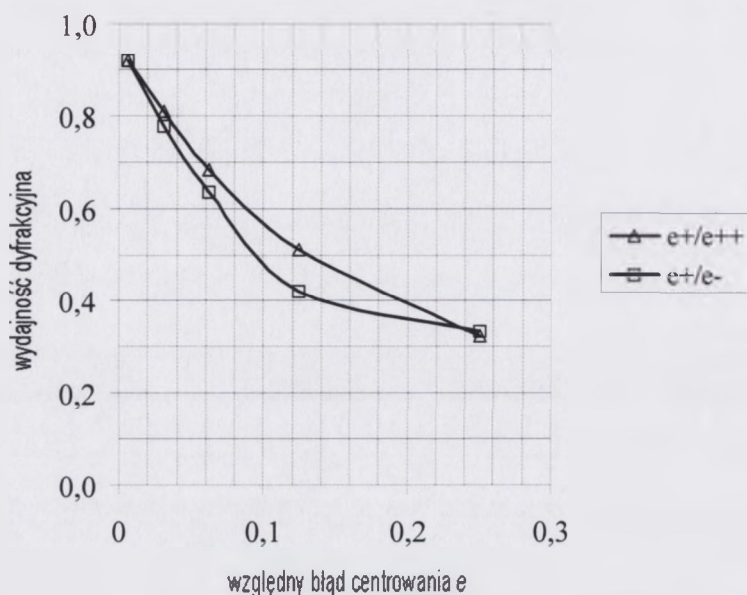
W metodzie binarnej wytwarzanie kolejnych poziomów struktury rozdzielone jest pomiędzy dwa niezależne zadania: formowania binarnego wzoru na powierzchni (procesy naświetlania i wywoływania) oraz formowania profilu w materiale podłoża (binarne procesy trawienia lub osadzania materiału). Dzięki temu kontrola każdego z procesów jest łatwiejsza, a parametry profilu bardziej powtarzalne. Metoda nie pozwala jednak na poprawne wykonywanie DOE o submikronowych elementach ze względu na mniejszą rozdzielczość procesów litografii optycznej oraz – co bardziej istotne – ze względu na nieuniknione błędy centrowania kolejnych poziomów struktury. Te ostatnie powodują powstawanie dodatkowych elementów reliefu o - w przypadku ogólnym - skomplikowanej geometrii i rozmiarach poprzecznych równych lub mniejszych od błędów centrowania (a więc zazwyczaj poniżej λ), wprowadzając

znaczące zakłócenia profilu fazowego [132-135]. – rys. 4.4. Właściwa analiza efektów powodowanych przez takie błędy wymaga zastosowania ścisłej teorii dyfrakcyjnej i nawet dla stosunkowo prostych elementów, jakimi są soczewki dyfrakcyjne, jest zadaniem skomplikowanym i do tej pory nierozwiązanym dla profili o większej liczbie poziomów fazowych ($L > 4$).



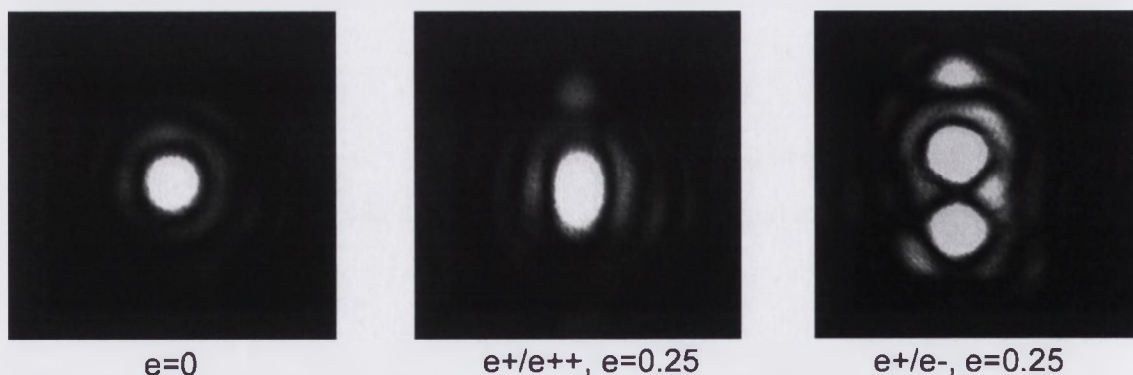
Rys. 4.4. Poprawny (u góry) i zdeformowany wskutek błędu centrowania Δ (u dołu) 4-poziomowy profil dyfrakcyjny

Na rys. 4.5 przedstawiono wyniki eksperymentalnego wyznaczenia zmian wydajności dyfrakcyjnej mikrosoczewek o 8 poziomach fazowych wykonywanych w trzech kolejnych procesach litograficznych z celowo wprowadzonymi błędami centrowania drugiego i trzeciego poziomu technologicznego. Do pomiarów wykorzystano soczewki o małej aperturze numerycznej wykonywane na jednym podłożu, co miało na celu zminimalizowanie wpływu błędów szerokości stref ($NA=0.04$, $\lambda=632.8$ nm, $A_{min}=16$ μ m) i różnic mogących wynikać z niejednakowej głębokości profili (wszystkie procesy trawienia wspólne).



Rys. 4.5. Wydajność dyfrakcyjna mikrosoczewek o 8 poziomach fazowych w zależności od błędów centrowania odniesionych do szerokości najwęższej zewnętrznej strefy mikrosoczewki

Struktury wykonano uwzględniając dwa skrajne przypadki błędów: gdy przemieszczenie Δ pomiędzy pierwszym i drugim oraz drugim i trzecim poziomem technologicznym miało ten sam kierunek (co oznaczono jako parę $e+/e++$) oraz gdy poziomy drugi i trzeci przesunięte były w stosunku do poziomu pierwszego w przeciwnych kierunkach ($e+/e-$). W każdej parze e oznacza błąd centrowania odniesiony do szerokości najwęższej zewnętrznej strefy mikrosoczewki: $e = \Delta / \Lambda_{min}$.



Rys. 4.6. Powiększone obrazy ognisk soczewki $f/12.5$ wykonanej bez błędów centrowania ($e=0$) oraz soczewek z błędami ($e+/e++$) i ($e+/e-$) równymi $1/4$ szerokości zewnętrznej strefy.

Przykłady obrazów uzyskanych w płaszczyźnie ogniskowej badanych soczewek zamieszczono na rys. 4.6.

Jak można zauważyć, błędy o przeciwnych kierunkach ($e+/e-$) wywołują silniejsze zmiany ognisk i bardziej gwałtowny spadek wydajności dyfrakcyjnej (rys.4.5). Niezależnie jednak od tych różnic nawet minimalne błędy centrowania prowadzą w obu przypadkach do znacznego spadku wydajności. Dla zachowania wydajności $\eta \geq 90\%$ konieczne jest utrzymanie tolerancji centrowania na poziomie $e \leq 1\%$. W odniesieniu do struktur projektowanych dla światła widzialnego oznacza to już dla apertur numerycznych $NA \geq 0.1$ dokładność lepszą niż $40 \div 70$ nm, co leży poza możliwościami większości urządzeń fotolitograficznych [136]. W procesach kopiowania stykowego liczyć się musimy z błędami na poziomie $0.5 \div 1$ μm , a w przypadku procesów projekcyjnych z błędami $0.15 \div 0.3$ μm . Znacznie wyższą precyzję, nawet poniżej 50 nm, zapewnia najnowsza generacja urządzeń projekcyjnych pracujących w głębokim ultrafiolecie (stepper PAS 5500 KrF 248 nm, skaner imersyjny TWINSCAN XT:1400 ArF 193 nm, ASML [137]), ale ich wykorzystanie do wytwarzania struktur dyfrakcyjnych, nawet pomijając wyjątkowo nieprzystępne ceny, jest problematyczne: ze względu na długość fali światła i bardzo wysokie apertury numeryczne ($NA=0.7 \div 0.93$) głęboka ostrość obiektywów takich systemów jest mniejsza niż wysokość reliefu kolejnych poziomów technologicznych. Wydaje się więc, że dokładność centrowania pozostanie nadal istotnym ograniczeniem fotolitograficznej metody binarnej.

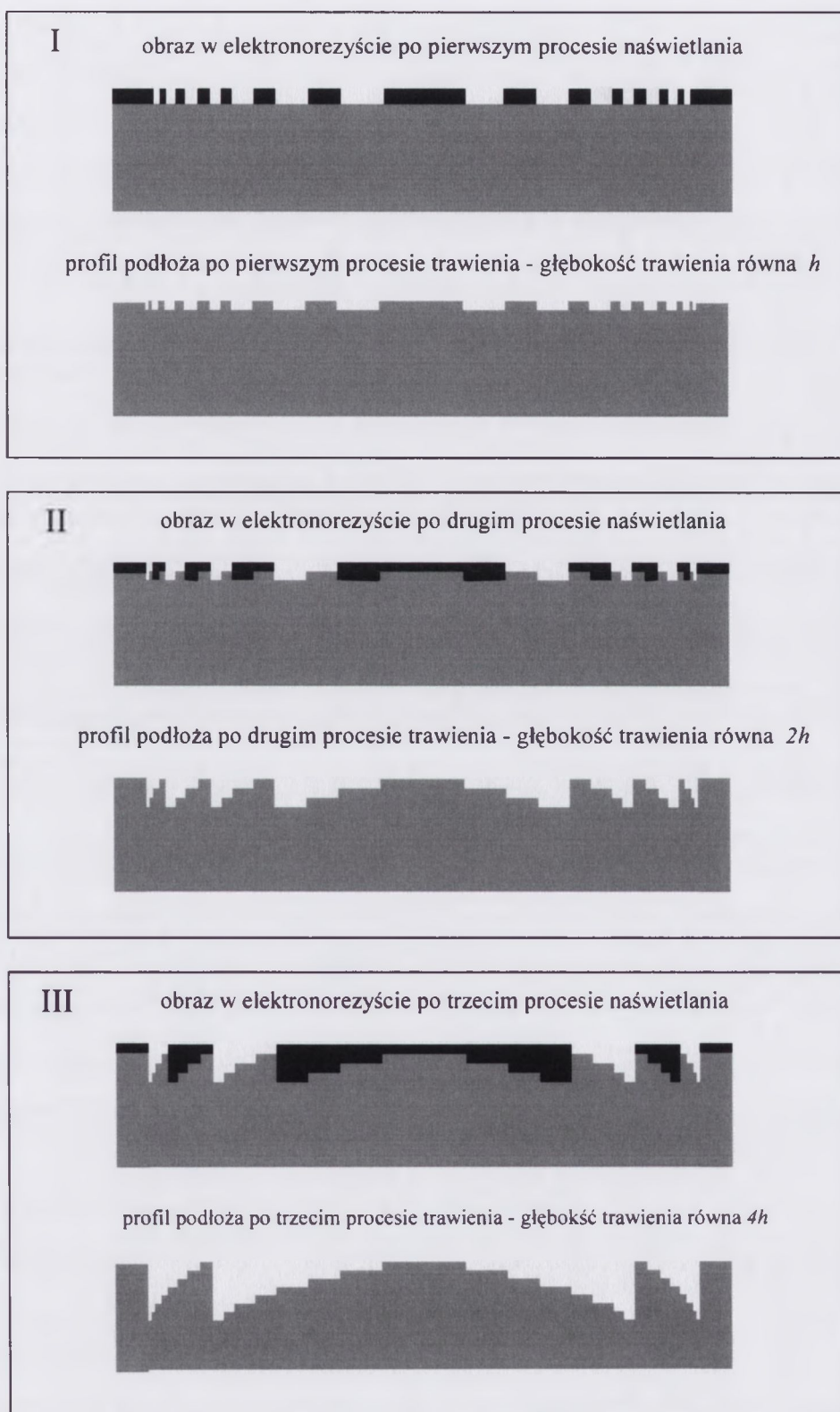
4.2. Binarna metoda elektronolitograficzna

Przeprowadzona analiza błędów towarzyszących metodom mikrolitograficznym pozwala na sformułowanie dwóch zasadniczych wniosków:

- elektronolitografia może zapewnić bardzo wysoką precyzję i rozdzielczość wzorów, ale pod warunkiem zastosowania cienkich warstw rezystu o wysokiej kontrastowości wywoływanych binarnie,
- sekwencja procesów binarnych może zapewnić bardzo wysoką dokładność profilu fazowego, pod warunkiem jednak bardzo precyzyjnego centrowania kolejnych poziomów.

Poniżej proponujemy metodę łączącą oba te postulaty. Jej istota polega na wykorzystaniu wiązki elektronów zarówno do generacji wzorów, jak i ich wzajemnego centrowania w kolejnych procesach. W każdym z nich, podobnie jak w metodzie binarnej, wzór naświetlony w warstwie rezystu stanowi po wywołaniu maskę do niezależnego od grubości rezystu formowania profilu dyfrakcyjnego. Zastosowanie zasady, w myśl której wysokość stopnia (głębokość trawienia lub grubość osadzanego materiału) podwajana jest w każdym kroku technologicznym, pozwala na uzyskanie w n etapach struktury o $L=2^n$ poziomach.

Schemat metody na przykładzie wytwarzania soczewki o 8 poziomach fazowych w 3 kolejnych procesach trawienia przedstawiono na rys. 4.7. Formowanie struktur poprzedzone jest, czego nie przedstawiono na schemacie, wykonaniem znaczników centrujących w jednym ze standardowych procesów litograficznych, to jest trawienia (znaczniki topograficzne) lub osadzania warstwy materiału (znaczniki materiałowe, technika lift-off). Kształt i sposób rozmieszczenia znaczników na podłożu uwzględniać powinien parametry urządzenia (zakres odchylenia wiązki, czułość detektora elektronów rozproszonych) oraz wielkość naświetlanego elementu. W przypadku obiektów o kilkumilimetrowym rozmiarach korzystne jest umieszczenie znaczników związanych z każdą strukturą, w przypadku obiektów mniejszych znacznik określać może położenie grupy elementów. Gdy stosowane mają być znaczniki topograficzne, możliwe jest ich wytwarzanie równocześnie z pierwszym poziomem struktury. Odrębny



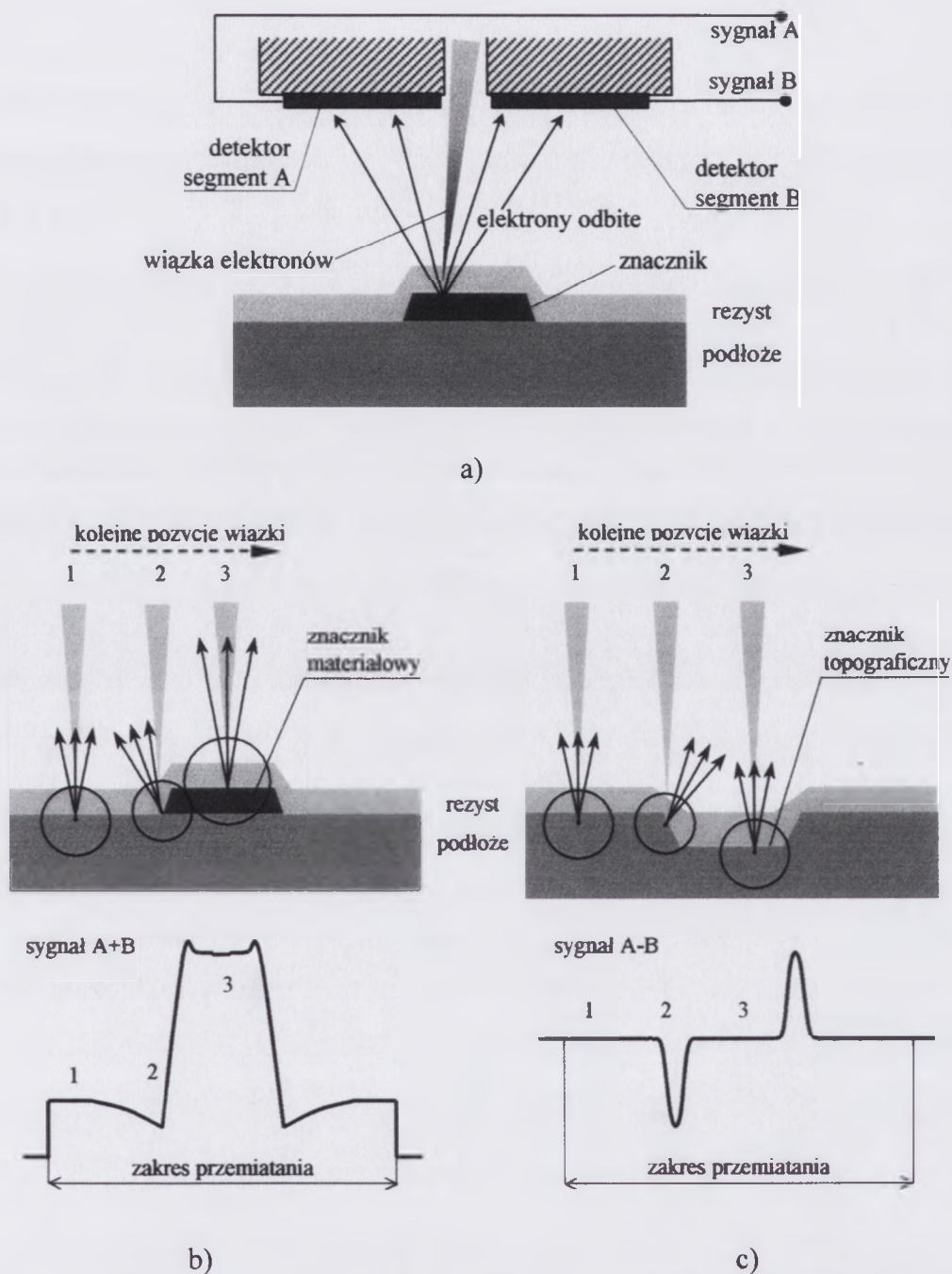
Rys. 4.7. Schemat formowania profilu dyfrakcyjnego o ośmiu poziomach fazowych w trzech procesach litograficznych

proces pozwala jednak na niezależny, optymalny z punktu widzenia właściwości znaczników, a nie podporządkowany wymogom profilu dyfrakcyjnego, wybór warunków procesu. Co równie istotne, naświetlanie wszystkich poziomów struktury łącznie z pierwszym w oparciu o taką samą procedurę pozwala najdokładniej zachować ich wzajemne centrowanie, eliminuje bowiem wpływ ewentualnych systematycznych błędów związanych z określaniem pozycji znacznika (wynikających np. z opóźnień czasowych przebiegu sygnału czy kierunku ruchu wiązki).

Właściwy proces wytwarzania profilu dyfrakcyjnego składa się z kolejnych etapów obejmujących nałożenie warstwy rezystu, naświetlanie wzoru w oparciu o skorygowaną pozycję wiązki, wywołanie wzoru, trawienie podłoża (lub osadzanie materiału) oraz usunięcie pozostałej warstwy rezystu. Naświetlony w i -tym etapie wzór trawiony jest na głębokość $2^{i-1} \cdot h$, gdzie h jest wysokością stopnia fazowego wyznaczonego z równania (2.2). Wprowadzając taką kolejność trawienia zyskujemy najkorzystniejsze warunki wytwarzania elementu dyfrakcyjnego: w I etapie, a więc na płaskim podłożu, naświetlany jest wzór o największej częstotliwości przestrzennej, a uzyskany relief ma najmniejszą głębokość. W kolejnych etapach wymagania wymiarowe są już łagodniejsze i łatwiej je utrzymać pomimo mniej dogodnych warunków technologicznych powodowanych przez narastającą głębokość profilu.

Przedstawiony binarny sposób wytwarzania struktury eliminuje błędy profilu związane z analogowym zapisem reliefu, a dzięki możliwości użycia cienkich warstw rezystu o wysokiej kontrastowości pozwala w pełni wykorzystać zalety elektronolitografii. Zastrzeżenia budzić więc może jedynie precyzja centrowania wzoru, tu także zastosowanie wiązki elektronów pozwala osiągać dokładności znacznie wyższe niż w przypadku metod optycznych.

Określanie pozycji wiązki elektronów względem wcześniej wykonanego wzoru opiera się, podobnie jak analiza powierzchni w skaningowej mikroskopii elektronowej, na detekcji sygnału pochodzącego od elektronów rozproszonych opuszczających materiał przez powierzchnię zwróconą w kierunku elektronów pierwotnych. Pomiar takiego sygnału wykorzystywane są standardowo w elektronolitografach do ogniskowania wiązki w płaszczyźnie podłoża oraz kalibrowania układów odchylenia wiązki, mają więc podstawowe znaczenie dla dokładności urządzenia i zapewniają w związku z tym odpowiednio wysoką precyzję.

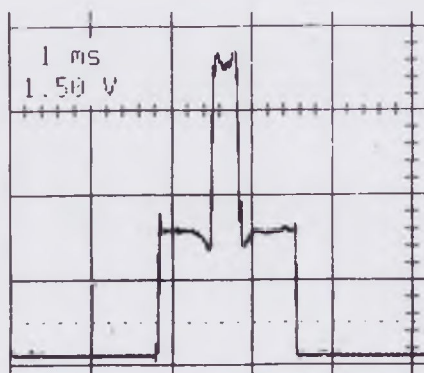


Rys. 4.8. Schemat detekcji znaczników centrujących: położenie znacznika centrującego i detektora elektronów rozproszonych (a) oraz odbicie elektronów i forma sygnału powstającego przy użyciu znacznika materiałowego (b) i topograficznego (c)

Sposób powstawania sygnału służącego po obróbce cyfrowej do wyznaczenia położenia znacznika centrującego przedstawiono na rys. 4.8. W kolejnych pozycjach wiązki (tzw. procedura przemiatania) elektrony rozproszone wychwytywane są przez detektor umieszczony bezpośrednio nad skanowaną powierzchnią – rys. 4.8(a).

Warstwa rezystu zatrzymuje większość elektronów o małych energiach (elektrony wtórne), do detektora docierać więc będą prawie wyłącznie elektrony, które zachowały wysoką energię, to jest elektrony rozproszone wstecznie. Ich współczynnik odbicia zależy od liczby atomowej pierwiastków podłoża Z oraz kąta padania wiązki [138, 139]. W procedurze centrowania mogą więc być wykorzystywane znaczniki materiałowe (rys. 4.8b) lub topograficzne (rys. 4.8c). W przypadku podłoży takich jak krzem lub kwarc (ogólnie o małych Z) korzystniejsze warunki detekcji zapewniają znaczniki materiałowe wykonane z metali o dużych liczbach atomowych, np. ze złota ($Z=79$). Stosunek współczynników odbicia elektronów dla takich materiałów (Au/Si) jest większy od 3, co zapewnia wysoki kontrast sygnału otrzymywanego z detektora. Duży wpływ na kontrast sygnału ma również przekrój wiązki: mniejsza szerokość wiązki w kierunku przemieszczania zapewnia lepszy stosunek sygnału do szumów, a zwiększanie wymiaru w kierunku prostopadłym redukuje wpływ defektów krawędzi znacznika. Zachowana musi być przy tym minimalna wielkość przekroju, zależna od napięcia przyspieszającego i gęstości prądu wiązki oraz czułości detektora. Istotna jest także jakość samego znacznika, przede wszystkim gładkość krawędzi i jednorodność.

Na rys. 4.8 pokazano sygnał uzyskany podczas skanowania wiązką 20 keV o przekroju $0.4 \times 6.3 \mu\text{m}^2$ znacznika wykonanego na podłożu kwarcowym w postaci złotego paska o szerokości $4 \mu\text{m}$. Ze względu na odprowadzenie ładunku cała powierzchnia podłoża, w tym także znacznik, pokryta była warstwą chromu ($Z=24$) o grubości 40 nm. Pomimo to kontrast sygnału pozostał nadal wysoki (około 2.5).



Rys. 4.8. Przebieg sygnału uzyskanego w czasie przemieszczania wiązką złotego paska o szerokości $4 \mu\text{m}$ wykonanego na podłożu kwarcowym (wydruk z oscyloskopu)

Dobierając odpowiednie warunki generacji sygnału (typ znacznika, parametry wiązki) oraz przyjmując dla położenia znacznika wartość średnią z kilku lub kilkunastu procesów przemiatań można się spodziewać, że jego pozycja wyznaczona będzie z dokładnością większą niż osiągnięta dla poszczególnych pozycji wiązki w trakcie naświetlania wzoru. Prowadzi to do wniosku, że błędy wzajemnego położenia elementów struktury spowodowane wielokrotnym naświetlaniem podłoża będą niewiele wyższe od pojawiających się w trakcie naświetlania jednego poziomu struktury i w praktyce ich ewentualnym skutkiem będzie jedynie nieco gorsza jakość krawędzi na granicy stopni fazowych. Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że stosowane w metodzie analogowej procesy o niskiej kontrastowości nie pozwalają ani na dokładną kontrolę szerokości elementów, ani na wytwarzanie profilu o prostopadłych ścianach (co wymagane jest na granicy każdej strefy), to możemy stwierdzić, że proponowany binarny proces wytwarzania struktury pozwala nie tylko na lepszą kontrolę głębokości profilu, ale może również zapewnić lepszą kontrolę wymiarów poprzecznych struktury.

Systemy elektronolitograficzne pozwalają obecnie uzyskać dokładność centrowania lepszą niż 10 nm [141,142]. Zgodnie z określonym wcześniej warunkiem ($e \leq 1\%$) powinno to zapewnić możliwość wytwarzania 8-poziomowych mikrosoczewek projektowanych dla światła widzialnego o aperturze numerycznej wyższej niż 0.5 przy niewielkich stratach wydajności dyfrakcyjnej ($\eta \geq 90\%$) wywołanych wzajemnym niedopasowaniem kolejnych poziomów technologicznych.

4.3. Podsumowanie

Wskazano na ograniczenia związane z zastosowaniem dwóch podstawowych metod mikrolitograficznych, to jest metod analogowej i binarnej. W przypadku metody analogowej dotyczą one przede wszystkim ograniczonej kontroli profilu fazowego wynikającej ze sprzecznych wymagań wobec procesu naświetlania reliefu w warstwie rezystu, w przypadku metody binarnej – ograniczonej dokładności wzorów wskutek nieuniknionych błędów centrowania kolejnych poziomów struktury oraz mniejszej rozdzielczości metod optycznych.

Określono eksperymentalnie wpływ błędów wysokości stopni fazowych (wada metody analogowej) i błędów centrowania (metoda binarna) na wydajność dyfrakcyjną. Stwierdzono, że dla elementów o 8 poziomach fazowych zachowanie 90% wydajności wymaga, by błędy wysokości profilu nie przekraczały około 5%, a błędy centrowania – 1% wymiaru strefy o najmniejszej szerokości.

Zaproponowano metodę wytwarzania struktur dyfrakcyjnych o wielu poziomach fazowych eliminującą w znacznym stopniu ograniczenia obu metod i tym samym lepiej spełniającą powyższe wymagania. Jej istota polega na wykorzystaniu wiązki elektronów zarówno do generacji wzorów, jak i ich wzajemnego centrowania w sekwencji binarnych procesów litograficznych.

W porównaniu z metodą analogową binarna metoda elektronolitograficzna zapewnia większą dokładność profilu i większą rozdzielczość dzięki możliwości użycia cienkich warstw rezystu o wysokim kontraście, a dodatkowo zdecydowanie większe tolerancje dla procesu generacji wzorów dzięki ‘binarnemu’ sposobowi naświetlania i wywoływania. W porównaniu z wielomaskową metodą binarną — równie dokładną kontrolę profilu fazowego, ale znacznie większą dokładność centrowania i rozdzielczość. Podkreślmy przy tym, że zaproponowana metoda może być użyteczna także w przypadku wytwarzania elementów o dwóch poziomach fazowych, ponieważ pozwala rozłożyć wykonanie struktur o dużych częstotliwościach przestrzennych (kryształy fotoniczne, siatki o okresach mniejszych od długości światła) pomiędzy n kolejnych procesów z wzorami o n -krotnie większych okresach.

Jak na to wskazano w poprzednich rozdziałach (punkty 2.2 i 4.1), decydujący wpływ na rozkład energii w poszczególnych rzędach ugięcia, a tym samym na działanie elementu, ma liczba i wysokość stopni fazowych. Pomiary wysokości stopni można więc uznać za podstawowe dla oceny jakości elementów dyfrakcyjnych. Najczęściej do ich wykonania używana jest profilometria, mikroskopia sił atomowych (AFM) lub skaningowa mikroskopia elektronowa (SEM). Metody te mają jednak w mniejszym lub większym stopniu lokalny charakter, a w przypadku SEM i AFM wymagają przygotowania próbek, co wiąże się na ogół ze zniszczeniem badanego elementu. Poszukując metod eliminujących te niedogodności, a jednocześnie nie wymagających skomplikowanej aparatury, rozważono możliwość wyznaczania wysokości stopni fazowych siatek o wielu poziomach (a ściślej biorąc przesunięć fazowych frontu falowego powodowanych przez profil struktury) metodami optycznymi w oparciu o obrazy dyfrakcyjne tworzone przez nie bądź w strefie dalekiej (Fraunhofera) [143], bądź w strefie bliskiej (Fresnela) [144].

Poniżej przedstawiono dwa warianty zastosowania tych metod, a mianowicie sposób wyznaczania błędów profili o wielu poziomach fazowych na podstawie pomiaru wydajności dyfrakcyjnej w centralnych rzędach ugięcia (strefa Fraunhofera) oraz profili o dwóch poziomach poprzez pomiar rozkładu natężenia obrazów Fresnela. W założeniach dla obu metod przyjęto, że do badanych obiektów może być stosowana skalarna teoria dyfrakcyjna, a więc że spełniają one warunek $\Lambda \gg \lambda$. Biorąc pod uwagę dokładności uzyskiwane dzięki zastosowaniu technik mikrolitograficznych (zwłaszcza technologii zaproponowanej w pracy) pozwala to jednocześnie uznać, że pozostałe błędy struktur, takie jak błędy szerokości stopni fazowych czy nieregularności krawędzi, mogą być zaniedbane ze względu na ich małe wartości i drugorzędny wpływ na tworzone obrazy dyfrakcyjne [79].

5.1. Wyznaczanie błędów wysokości stopni fazowych wielopoziomowych siatek dyfrakcyjnych w oparciu o ich wydajności dyfrakcyjne

Metoda polega na wyznaczeniu w procesie minimalizacji takiego zestawu wysokości stopni fazowych, a dokładniej ich błędów w stosunku do profilu idealnego, który powodowałyby teoretyczny rozkład wydajności dyfrakcyjnej w poszczególnych rzędach najbliższy wartościom zmierzonym dla badanego obiektu.

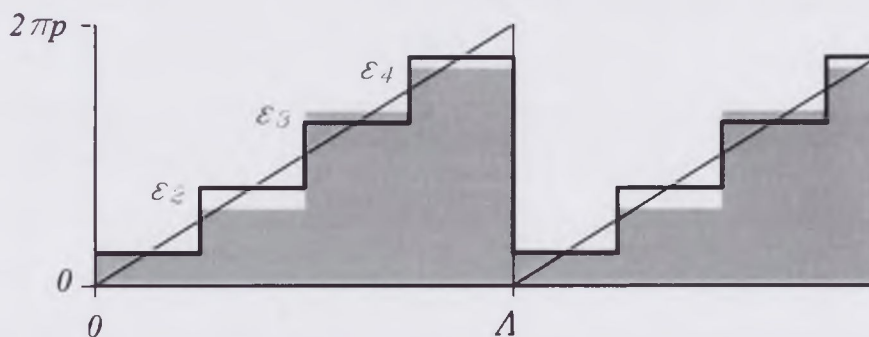
W przypadku siatki idealnej o L poziomach fazowych cała energia kierowana jest w rzędy dyfrakcyjne $m=nL+p$ (tzw. rzędy główne), gdzie p - podstawowy rząd ugięcia, n - liczba całkowita (dla rozważanych przez nas wcześniej elementów przyjmowano $p=1$, równanie 2.3, rozdział 2). Różnica faz pomiędzy sąsiednimi poziomami takiej siatki jest stała i wynosi $2\pi p/L$, a wysokość fazowa kolejnych stopni s ($s=1, \dots, L$) jest równa

$$\phi_{\text{perf},s} = (s-1/2) \frac{2\pi p}{L}. \quad (5.1)$$

Wykorzystując to równanie profil fazowy siatki obciążonej błędami wysokości stopni możemy zapisać w postaci

$$\phi_s = (s-1/2) \frac{2\pi p}{L} + \varepsilon_s, \quad (5.2)$$

gdzie ε_s oznacza błąd stopnia s , z założenia stały dla określonego poziomu (rys. 5.1). Wskutek błędów część energii kierowana będzie przez siatkę poza rzędy główne ($m=nL+p$), kosztem ich mniejszej wydajności.



Rys. 5.1. Profil fazowy siatki o przypadkowych błędach wysokości stopni ε_s (szary kontur); grubą linią zaznaczono profil bezbłędny.

5.1.1. Wydajność dyfrakcyjna siatek z błędami wysokości stopni fazowych

Transmitancję pojedynczego okresu siatki o L poziomach ($L \geq 2$) przedstawić można w postaci:

$$t_p(x) = \sum_{s=1}^L t_s(x),$$

$$t_s(x) = \text{rect} \left[\frac{x - (s-1/2)\Lambda/L}{\Lambda/L} \right] \exp(i\varphi_s), \quad (5.3)$$

gdzie Λ jest okresem siatki, a $\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & \text{dla } |x| \leq 1/2 \\ 0 & \text{dla } |x| > 1/2 \end{cases}$.

Po rozwinięciu funkcji fazowej w szereg Fouriera transmitancja całej siatki może być wyrażona jako

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp\left(\frac{2\pi imx}{\Lambda}\right), \quad (5.4)$$

gdzie współczynniki A_m zinterpretować można jako amplitudy poszczególnych rzędów dyfrakcyjnych równe

$$A_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} t_p(x) \exp\left(\frac{-2\pi imx}{\Lambda}\right) dx. \quad (5.5)$$

Wykorzystując w ostatnim równaniu wyrażenia (5.2) i (5.3) otrzymamy [143]:

$$A_m = \text{sinc}\left(\frac{m}{L}\right) \frac{1}{L} \exp\left(\frac{i\pi(m-2p)}{L}\right) \sum_{s=1}^L \exp\left[i\left(\varepsilon_s + \frac{2\pi(p-m)s}{L}\right)\right]. \quad (5.6)$$

Dla $m=nL+p$ równanie to redukuje się do postaci

$$A_{m=nL+p} = \text{sinc}\left(\frac{m}{L}\right) \frac{1}{L} \exp\left(\frac{i\pi(m-2p)}{L}\right) \sum_{s=1}^L \exp(i\varepsilon_s), \quad (5.7)$$

co pozwala nam wyznaczyć wydajności dyfrakcyjne głównych rzędów jako

$$\eta_{m=nL+p} = |A_{m=nL+p}|^2 = \text{sinc}^2\left(\frac{m}{L}\right) \frac{1}{L^2} \left[L + 2 \sum_{s=1}^{L-1} \sum_{t=s+1}^L \cos(\varepsilon_s - \varepsilon_t) \right]. \quad (5.8)$$

Przechodząc do wyznaczenia ugięcia w pozostałych rzędach zauważmy, że amplituda dana równaniem (5.6) może być również zapisana jako suma dwóch amplitud, z których jedna odpowiada siatce idealnej, a druga siatce z błędami stopni fazowych:

$$A_m = A_m^{PERF} + A_m^{ERROR}. \quad (5.9)$$

Stąd

$$A_m^{ERROR} = 2i \text{sinc}\left(\frac{m}{L}\right) \frac{1}{L} \exp\left(\frac{i\pi(m-2p)}{L}\right) \sum_{s=1}^L \exp\left(\frac{2\pi(p-m)s}{L}\right) \exp\left(\frac{i\varepsilon_s}{2}\right) \sin\left(\frac{\varepsilon_s}{2}\right), \quad (5.10)$$

a ponieważ swój wkład w rzędy $m \neq nL + p$ wnosi tylko druga amplituda z równania (5.9) (siatka idealna nie kieruje w te rzędy energii), to ostatecznie

$$\eta_{m \neq nL+p} = \eta_m^{ERROR} = \text{sinc}^2\left(\frac{m}{L}\right) \frac{4}{L^2} \left\{ \sum_{s=1}^L \sin^2\left(\frac{\varepsilon_s}{2}\right) + 2 \sum_{s=1}^{L-1} \sum_{t=s+1}^L \sin\left(\frac{\varepsilon_s}{2}\right) \sin\left(\frac{\varepsilon_t}{2}\right) \cos\left[\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_t}{2} + \frac{2\pi(s-t)(p-m)}{L}\right] \right\}. \quad (5.11)$$

Oprócz przypadku siatki binarnej, to jest gdy równania zawierają tylko jedną zmienną, bezpośrednie wyznaczenie błędów fazowych ε_s z wyrażeń (5.8) i (5.11) nie jest możliwe. Rozwiązanie dla wielu zmiennych można jednak uzyskać poprzez wyznaczenie zestawu błędów, dla których odchylenie standardowe od zmierzonego rozkładu osiąga minimum, to jest stosując proces minimalizacji. Podobna metoda znalazła zastosowanie do wyznaczania transmitancji siatek kierujących jednakową energią w wiele rzędów dyfrakcyjnych (siatki Dammana) [145,146].

5.1.2. Proces minimalizacji

Dla $2nL+1$ badanych rzędów dyfrakcyjnych funkcję minimalizowaną przedstawić można w postaci:

$$\sigma(\varepsilon_2, \dots, \varepsilon_L) = \sqrt{\frac{\sum_{m=-nL}^{nL} [\eta_m(\varepsilon_2, \dots, \varepsilon_L) - \eta_{meas,m}]^2}{2nL+1}}, \quad (5.12)$$

gdzie $\eta_{meas,m}$ oznacza zmierzone wartości wydajności, a $\eta_m(\varepsilon_2, \dots, \varepsilon_L)$ – wartości wyznaczone z równań (5.8) i (5.11) dla błędów fazowych kolejnych stopni wynoszących $\varepsilon_2, \dots, \varepsilon_L$ (uznając poziom pierwszy za poziom odniesienia dla pozostałych, przyjmując możemy $\varepsilon_1=0$).

W przypadku minimalizacji wielowymiarowej znalezienie poprawnego rozwiązania (minimum globalne, a nie lokalne) zależy w dużym stopniu od właściwie przewidzianych wartości początkowych. Mając to na uwadze proces minimalizacji rozłożono na trzy etapy, przyjmując w pierwszym, że struktura może być traktowana wstępnie jako siatka o odbiegającym od nominalnego, ale stałym skoku fazy, to jest o błędach kolejnych stopni równych $\varepsilon_2=\varepsilon, \varepsilon_3=2\varepsilon, \dots, \varepsilon_L=(L-1)\varepsilon$. Takie uproszczenie znajduje swoje uzasadnienie w technologii wytwarzania elementów wielopoziomowych, gdzie – a dotyczy to zwłaszcza technologii binarnych – błędy pozostają w pewnej proporcji do wysokości profilu (np. błąd trawienia tym większy, im większa głębokość trawienia). Pierwszy krok minimalizacji prowadzony jest więc tylko dla jednej zmiennej niezależnej. Wartość ε , dla której odchylenie standardowe od wartości zmierzonych osiąga minimum, przyjmowana jest jako wyjściowa w drugim etapie procesu. Także w tym kroku binarny sposób wytwarzania struktury pozwala na redukcję liczby zmiennych. Wynika to z faktu, że struktura o $L=2^n$ poziomach powstaje w n procesach, a tylko one mogą być źródłem zasadniczych błędów profilu. Jako niezależne zmienne przyjąć więc można n spośród $L-1$ błędów ε_s o indeksach $s=2^{n-1}+1$ odpowiadających poszczególnym procesom technologicznym, podczas gdy błędy pozostałych poziomów wyznaczane są jako ich sumy. Rozwiązanie uzyskane w tym kroku powinno już tylko nieznacznie odbiegać od rzeczywistych błędów struktury. Ewentualne różnice mogą wynikać jedynie z niejednorodności procesów formowania profilu (trawienia lub osadzania materiału), które mają na ogół bardzo niewielki rozrzut.

Stąd znalezione w kroku drugim wartości dobrze spełniają warunek właściwie dobranych wartości początkowych i pozwalają na jednoznaczne wyznaczenie rozwiązania w końcowym etapie procesu minimalizacji, w którym każdy z błędów $\varepsilon_2, \dots, \varepsilon_L$ traktowany jest już jako niezależny.

5.1.3. Przykład zastosowania i ocena metody

Powyższą 3-etapową procedurę minimalizacji zastosowano do wyznaczenia wysokości stopni siatki o okresie 100 μm i czterech poziomach fazowych. Siatkę wykonano w dwóch procesach trawienia warstwy SiO_2 osadzonej na podłożu szklanym, zakładając głębokość trawienia 200 nm w pierwszym i 400 nm w drugim procesie (struktura służyła do oceny procesu trawienia osadzanych warstw SiO_2). W pomiarach wydajności dyfrakcyjnej użyto światła o długości fali 632.8 nm (laser He-Ne). Zwróćmy uwagę, że dla tej długości fali zaplanowany profil odbiega znacznie od zapewniającego maksymalną wydajność w pierwszym rzędzie ugięcia, dla którego głębokości trawienia wynosić powinny 344 i 688 nm ($n_{\text{SiO}_2}=1.46$). Dawało to okazję do sprawdzenia możliwości zastosowania metody w przypadkach, gdy profil zaprojektowany jest dla długości fali światła innej niż używana w badaniach (badana siatka spełniałaby warunek maksymalnej wydajności dla $\lambda=367.9$ nm).

Bezpośrednie pomiary profilu siatki wykonano przy pomocy profilometru AlphaStep Tencor Instruments o znamionowej dokładności ± 2 nm. Wyniki pomiarów wydajności dyfrakcyjnej i wysokości stopni oraz odpowiadające im wartości wyznaczone w kolejnych etapach procesu minimalizacji przedstawiono w tabelach 5.1 i 5.2.

Jak można zauważyć, różnice pomiędzy wyznaczonymi i zmierzonymi bezpośrednio wysokościami poziomów fazowych są dość znaczne i sięgają 6%. Zdaje się to wskazywać na niezbyt dużą dokładność metody, na co składać się mogą z jednej strony błędy pomiaru wydajności dyfrakcyjnej, z drugiej zaś wpływ na wydajność dyfrakcyjną błędów siatki pominiętych w założeniach (błędy szerokości stopni, nieregularne krawędzie, niejednorodny materiał). Zwróćmy jednak uwagę, że rozbieżności mogą również – przynajmniej częściowo — wynikać z faktu, że przyjęty współczynnik załamania różni się nieco od rzeczywistego, co w przypadku warstw osadzanych może być skutkiem ich porowatości oraz niedokładnie zachowanej

stechiometrii związku. Wreszcie pewne różnice mogą mieć również swoje źródło w ograniczonej dokładności pomiaru profilometrycznego, wynikającej z ich lokalnego charakteru. Za taką oceną przemawia porównanie wysokości poszczególnych poziomów fazowych. Zgodnie z zastosowaną technologią wysokość stopnia 4 powinna być równa sumie wysokości stopni 2 i 3. Idealną zgodność wykazują w tym przypadku wartości wyznaczone metodą optyczną.

Tabela 5.1. Porównanie wydajności dyfrakcyjnych zmierzonych oraz wyznaczonych w kolejnych etapach procesu minimalizacji

rzęd ugięcia	wydajność dyfrakcyjna			
	zmierzona	wyznaczona		
		etap 1	etap 2	etap 3
-3	4,40	4,63	4,62	4,62
-2	4,00	2,99	3,78	3,78
-1	4,20	5,59	4,12	4,12
0	34,20	34,31	34,30	34,30
1	41,50	41,68	41,58	41,58
2	3,70	2,99	3,78	3,78
3	0,80	0,62	0,46	0,46

Tabela 5.2. Porównanie wyników pomiaru wysokości poziomów fazowych wykonanych przy pomocy profilometru i wyznaczonych w kolejnych etapach procesu minimalizacji

stopień fazowy	wysokość poziomu [nm]			
	zmierzona	wyznaczona		
		etap 1	etap 2	etap 3
2	214	190	210	210
3	352	381	372	372
4	549	571	582	582

Nawet jednak przyjmując umiarkowaną, około 5% dokładność metody, na jej korzyść przemawia zarówno prostota pomiaru ograniczonego do analizy pojedynczego obrazu dyfrakcyjnego siatki, jak i jego globalny charakter uśredniający wynik dla całej lub przynajmniej znacznej powierzchni elementu. Za dodatkową zaletę uznać należy również fakt, że w odróżnieniu od wymienianych na wstępie tradycyjnych sposobów pomiaru profilu, zaproponowana metoda pozwala bezpośrednio na wyznaczenie nie tyle wysokości stopni, co powodowanych przez nie przesunięć fazowych, bardziej istotnych z punktu widzenia właściwości elementu. Ta cecha jest szczególnie przydatna, gdy metodę zastosujemy do oceny technologii, w których profil wykonywany jest w warstwach o niezbyt dokładnie kontrolowanym współczynniku załamania. Jak już wcześniej wspomniano, może to dotyczyć zwłaszcza elementów wytwarzanych w procesach osadzania warstw.

5.2. Wyznaczanie wysokości stopnia fazowego siatek binarnych na podstawie obrazów Fresnela

Druga z proponowanych metod wykorzystuje konwersję profilu fazowego w zależny od wysokości stopni rozkład natężeń obrazów Fresnela, jakie zaobserwować można w strefie bliskiej. Choć w przypadku ogólnym obrazy Fresnela mogą służyć do badania struktur wielopoziomowych [144], to z punktu widzenia kontroli procesów wytwarzania elementów dyfrakcyjnych za szczególnie przydatne należy uznać zastosowanie metody do pomiaru profili o dwóch poziomach. W takim wariancie pozwala ona bowiem dokładnie i w prosty sposób, poprzez pomiar siatki testowej wykonywanej w bieżącym procesie technologicznym, wyznaczyć uzyskany skok fazy, dając podstawę do ewentualnej korekty procesu.

5.2.1. Obrazy Fresnela siatek binarnych

Przyjmijmy w rozważaniach fazową siatkę binarną o okresie Λ , o wysokości stopnia odpowiadającego zmianie fazy o φ , oświetloną rozbieżną falą kulistą, co zapewnia dogodniejsze warunki eksperymentu (powiększenie obrazu siatki). Zgodnie z zależnościami (5.3)–(5.5) transmitancję pojedynczego okresu siatki możemy wyrazić jako

$$t_p(x) = \text{rect}\left[\frac{x - \Lambda/4}{\Lambda/2}\right] + \text{rect}\left[\frac{x - 3\Lambda/4}{\Lambda/2}\right] \exp(i\varphi), \quad (5.13)$$

a amplitudy poszczególnych rzędów dyfrakcyjnych będą równe

$$A_m = \exp(-i\pi m) \exp\left(\frac{i\varphi}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{m}{2}\right) \cos\left(\frac{\pi m - \varphi}{2}\right). \quad (5.14)$$

Rozkład amplitudy zespolonej bezpośrednio za siatką ($z=0$) zapisać można w postaci:

$$U(x, y, 0) \propto \exp\left[\frac{ik(x^2 + y^2)}{2z_0}\right] t(x), \quad t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp\left(\frac{i2\pi mx}{\Lambda}\right), \quad (5.15)$$

gdzie $k=2\pi/\lambda$, z_0 jest odległością siatki od źródła światła, a $t(x)$ transmitancją całej siatki.

Zgodnie z wzorem dyfrakcyjnym Fresnela rozkład ten w płaszczyźnie (x', y') położonej w odległości z za siatką będzie proporcjonalny do wyrażenia:

$$U(x', y', z) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{ik(x^2 + y^2)}{2} \left(\frac{1}{z} + \frac{1}{z_0} \right) \right] \exp \left[-\frac{ik}{z} (xx' + yy') \right] \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp \left(\frac{i2\pi mx}{\Lambda} \right) dx dy \quad (5.16)$$

Ostatecznie relacja ta, po wykonaniu całkowania i uproszczeniu, może być zapisana w postaci [147,148]:

$$U(x', y', z) \propto \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp(-i2\pi m^2 f/D) \exp(i2\pi mx'/\Lambda'), \quad (5.17)$$

gdzie $1/f = 1/z_0 + 1/z$, $D = 2\Lambda^2/\lambda$, a $\Lambda' = \Lambda(z + z_0)/z_0$.

Jak można zauważyć, w odległości z odpowiadającej $f=nD$ pojawia się replika wprowadzonej siatki (tzw. samoobrazowanie albo efekt Talbota) powiększona w skali $M = \Lambda'/\Lambda$. Podobnie w płaszczyznach określonych przez $f=(n+1/2)D$ pojawiają się obrazy siatki przesunięte o pół okresu. W obu przypadkach obrazy mają stałe natężenie.

Bardziej interesujący z punktu widzenia pomiarów stopnia fazowego jest rozkład intensywności obrazów tworzonych w odległościach z – oznaczymy je jako $z_{n+1/4}$ – spełniających warunek $f=(n+1/4)D$ (lub $f=(n+3/4)D$). Ponieważ pierwszy współczynnik fazowy wyrażenia (5.17) jest wtedy równy

$$\exp(-i\pi m^2/2) = \begin{cases} 1 & \text{dla } m = 2k \\ -i & \text{dla } m = 2k + 1 \end{cases}, \quad (5.18)$$

a jednocześnie amplitudy wszystkich parzystych rzędów dyfrakcyjnych oprócz zerowego są równe zero (równanie (5.14)), to rozkład amplitudy zespolonej zapisać

możemy jako

$$U(x', y', z_{n+1/4}) \propto \exp(i\pi/4) \sqrt{2} A_0 + \exp(-i\pi/2) t(x'/M). \quad (5.19)$$

Zastępując w tej równości A_0 i $t(x'/M)$ wyrażeniami wyznaczonymi z zależności (5.14) i (5.13) oraz podnosząc ją do kwadratu otrzymamy wyrażenie opisujące periodyczny rozkład natężenia o pojedynczym okresie danym przez:

$$I(x', y', z_{n+1/4}) \propto \text{rect}\left(\frac{x' - \Lambda'/4}{\Lambda'/2}\right) [1 - \sin(\varphi)] + \text{rect}\left(\frac{x' - 3\Lambda'/4}{\Lambda'/2}\right) [1 + \sin(\varphi)]. \quad (5.20)$$

Podsumowując, modulacja fazy siatki binarnej (wyrażenie 5.13) przekłada się na binarny rozkład natężeń obrazu dyfrakcyjnego. Przyjmując dla natężenia prążków oznaczenia I_{MAX} i I_{MIN} zależność pomiędzy kontrastem tego obrazu a skokiem fazowym siatki wyrazić możemy równaniem [149-151]:

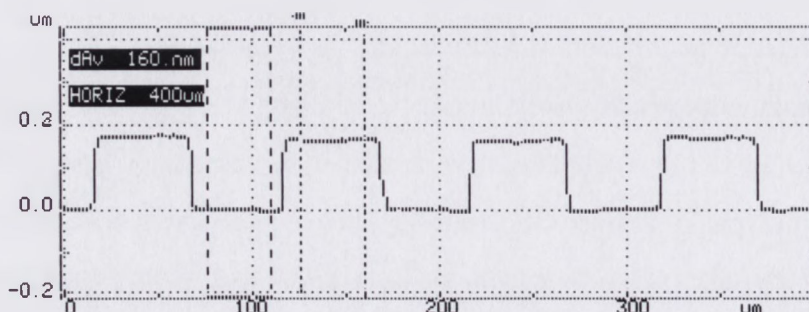
$$\sin(\varphi) = \frac{I_{MAX} - I_{MIN}}{I_{MAX} + I_{MIN}}. \quad (5.21)$$

Wyrażenia (5.20) oraz (5.21) pozwalają na sformułowanie istotnych wniosków dotyczących warunków wykonywania pomiaru. Ponieważ zmiany natężenia prążków są proporcjonalne do zmian $\sin(\varphi)$, to dla φ bliskich $\pi/2$ pomimo bardzo wysokiego kontrastu obrazu metoda będzie miała mniejszą czułość. Korzystne jest więc zastosowanie do pomiarów światła o takiej długości fali, dla której wysokość stopnia fazowego będzie się zdecydowanie różniła od tej wartości. Pozwala to jednocześnie uniknąć niejednoznaczności, jaka związana jest z faktem, że takie same wartości natężeń obrazu odpowiadają skokom fazy różniącym się od $\pi/2$ o $\pm\Delta\varphi$. Dla właściwego doboru warunków eksperymentu znana więc być powinna przybliżona wysokość profilu. W przypadku zastosowania metody do oceny dokładności procesu wytwarzania elementów dyfrakcyjnych warunek ten jest zazwyczaj dobrze spełniony, ponieważ błędy profilu stanowią na ogół niewielki ułamek zaplanowanej wysokości stopnia siatki.

Wysokość profilu siatek binarnych może być również wyznaczona w oparciu o pomiar wydajności dyfrakcyjnej w rzędzie zerowym [152], co jest szczególnym przypadkiem techniki opisanej w rozdz. 5.1. Jak wynika z zależności (5.14) metoda taka jest jednak mniej dokładna, zwłaszcza w przypadku siatek, dla których założono wysoką wydajność w pierwszym rzędzie ugięcia, to jest o stopniu fazowym bliskim π . Wtedy bowiem zmiany wydajności są proporcjonalne do $(\pi-\varphi)^2/4$, podczas gdy natężenie prążków w obrazach Fresnela zmienia się proporcjonalnie do $\pi-\varphi$.

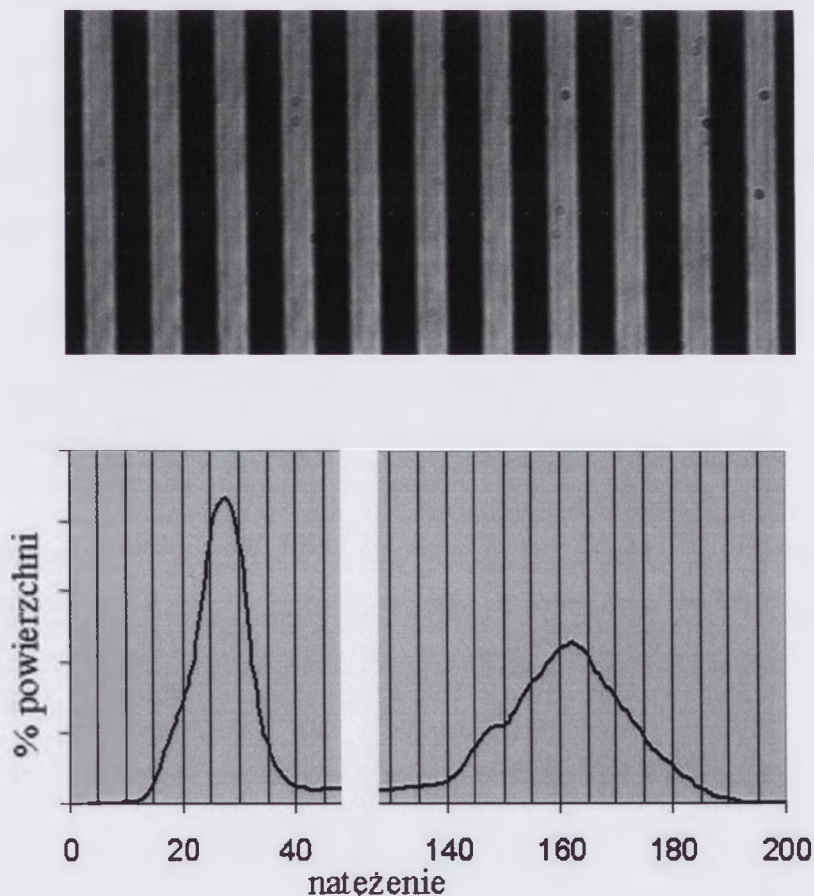
5.2.2. Przykład zastosowania i ocena metody

Do pomiarów wykorzystano siatkę binarną o okresie $100\ \mu\text{m}$ wykonaną w warstwie elektronorezystu PMMA nałożonego na podłoże szklane z warstwą ITO (odprowadzenie ładunku). Bardzo wysoka równomierność warstw, jaką gwarantuje proces rozwirowania rezystu na podłożu, dawała możliwość wykonania profilu o stałej, dokładnie kontrolowanej wysokości i płaskich, gładkich powierzchniach. Warunki nakładania warstwy (lepkość roztworu, obroty wirówki) dobrano tak, by po wywołaniu naświetlonego wzoru uzyskać profil o wysokości odpowiadającej zmianie fazy o $\varphi=\pi/4$ rad dla światła o długości fali $\lambda=632.8\ \text{nm}$ (laser He-Ne). Przy współczynniku załamania PMMA równym 1.5 nominalna wysokość profilu wynosić powinna $158.2\ \text{nm}$. Średnia wartość wysokości stopni, uzyskana w pomiarach struktury wykonanych przy użyciu profilometru (AlphaStep Tencor Instr.), różniła się nieznacznie od zaplanowanej i wynosiła $160\pm 2\ \text{nm}$. Jeden z wyników pomiaru profilu pokazano na rys. 5.2.



Rys. 5.2. Profil siatki wykonanej w warstwie PMMA

Do obserwacji i zapisu obrazów siatki użyto kamery cyfrowej (LaserCamIII z oprogramowaniem BeamViewAnalyzer™, Coherent), przyjmując odległość siatki od źródła fali oświetlającej $z_0=100$ mm oraz odległość kamery od siatki wyznaczoną na podstawie zależności (5.17) dla $f=(3+1/4)D$ i równą $z=250$ mm. Takie ustawienie dawało 3.5-krotne powiększenie obrazu siatki, wystarczające dla jego prawidłowej rejestracji (~25 punktów/prążek). Zauważmy przy tym, że dokładne zachowanie wyliczonych odległości nie jest konieczne, a wartości z_0 i z traktować należy jedynie jako pomocne we wstępnym ustawieniu stanowiska pomiarowego. Ostatecznym kryterium prawidłowego doboru pozycji siatki i kamery jest uzyskanie maksymalnego kontrastu prążków. Fragment zarejestrowanego obrazu siatki pokazano na rys. 5.3.



Rys. 5.3. Fragment obrazu Fresnela badanej siatki oraz jego histogram

Do wyznaczenia natężenia prążków posłużono się histogramem obejmującym 10 okresów obrazu. Teoretycznie histogram powinien się składać z dwóch maksimów odpowiadających natężeniom I_{MAX} i I_{MIN} . W praktyce wady obrazu powodowane między innymi koherentnymi szumami wysokiej częstotliwości oraz niejednorodnym oświetleniem siatki powodują rozmycie rozkładu natężeń. Pomimo to możliwe jest, jak na to wskazuje histogram z rys. 5.3, dość dokładne wyznaczenie obu maksimów. Dla prezentowanego przykładu I_{MIN} określić można jako równe 27.5 ± 0.5 , a I_{MAX} równe 162 ± 1 . Obliczony w oparciu o te wartości stopień fazowy wynosi $\varphi = 0.789 \pm 0.009$ rad, a wysokość profilu 159.0 ± 1.8 nm. Porównanie wielkości założonych, wartości uzyskanych w oparciu o bezpośrednie pomiary profilometrem oraz wyznaczonych na podstawie obrazów Fresnela przedstawiono w tabeli 5.3.

Odnotujemy bardzo dobrą zgodność wyników obu pomiarów, o rozbieżności nie przekraczającej 1%. Błąd metody oszacowano na $\pm 1.5\%$. Podobne dokładności uzyskano wyznaczając stopień fazowy siatki wykonanej w warstwie SiO_2 [148]. Do zalet metody, podobnie jak dla przedstawionej wcześniej, zaliczyć należy globalny charakter pomiaru i możliwość bezpośredniego wyznaczenia przesunięć fazowych. Podkreślić przy tym należy, że zarówno pomiar, jak i opracowanie wyników są w tej metodzie wyjątkowo proste.

Tabela 5.3. Wyniki pomiarów binarnej siatki dyfrakcyjnej wykonanej w warstwie rezystu

	wielkości założone	wyniki pomiarów	
		profilometr	obraz Fresnela
skok fazy [rad]	0.785	0.794 ± 0.010	0.789 ± 0.009
wysokość stopnia [nm]	158.2	160 ± 2	159.0 ± 1.8

Generacja wzorów struktur dyfrakcyjnych

wiązka elektronów

6

W konwencjonalnych procesach litograficznych nośnikiem informacji o konfiguracji wzoru oraz energii niezbędnej do wywołania zmian fizykochemicznych rezystu jest promieniowanie świetlne w zakresie od 365 (linia i) do 436 nm (linia g). Zdolność rozdzielcza takich procesów, ograniczona dyfrakcją, jest porównywalna z długością używanej fali światła. Rosnące wymagania co do wymiaru krytycznego struktury, sięgające dzisiaj poniżej 0.1 μm , przyniosły rozwój metod wykorzystujących coraz krótsze długości fal oraz strumienie naładowanych cząstek, to jest fotolitografii projekcyjnej w głębokim ultrafiolecie (193 nm, laser ArF), rentgenolitografii (miękkie promieniowanie rentgenowskie 0.3÷1 nm), jonolitografii oraz elektronolitografii (długość fali de Broglie'a dla wiązki elektronowej rzędu 0.01 nm^{*1}). Elektronolitografia zajmuje wśród tych metod szczególną pozycję, bowiem jako jedyna oferuje możliwość generacji wzorów z elementami o submikronowych wymiarach. Oprócz wysokiej rozdzielczości o jej przewadze zdecydowały również precyzja i szybkość procesu naświetlania, pozwalająca na realizację struktur o złożonej, obejmującej miliony elementów geometrii w czasie o kilka nawet rzędów krótszym niż w przypadku generacji wzorów metodami optycznymi. Dzięki tym zaletom elektronolitografia stała się dzisiaj podstawową technologią w co najmniej dwóch bardzo istotnych obszarach [9,153], a mianowicie:

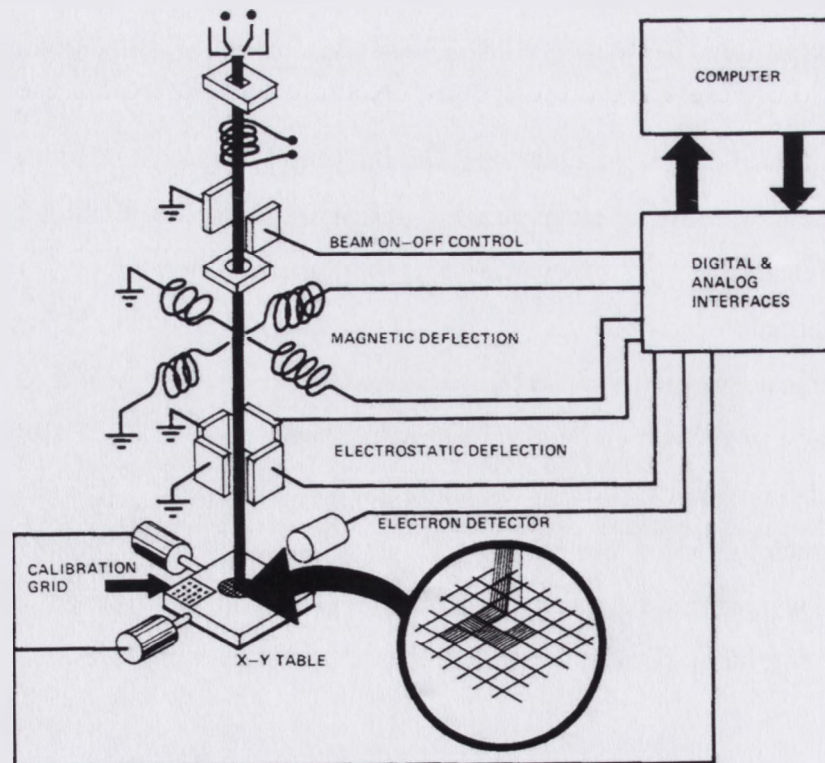
- 1) wytwarzania masek wzorcowych dla innych rodzajów litografii, w tym fotolitografii w głębokim ultrafiolecie i rentgenolitografii,

*1) Długość fali de Broglie'a dla wiązki elektronowej w przybliżeniu nierelatywistycznym wyznaczyć można z zależności $\lambda \approx \sqrt{1.5/U}$, gdzie U jest napięciem przyspieszającym elektrony wyrażonym w kV, a wartość λ w nm.

- 2) bezpośredniej generacji wzorów struktur na podłożach półprzewodnikowych, zwłaszcza w obszarze prac badawczo-rozwojowych nad nowymi typami struktur, gdzie wyeliminowanie etapów związanych z wytwarzaniem i kopiowaniem masek wzorcowych pozwala nie tylko na osiągnięcie bardzo wysokiej rozdzielczości, lecz również na znaczne skrócenie czasu i obniżenie kosztów wytwarzania prototypów.

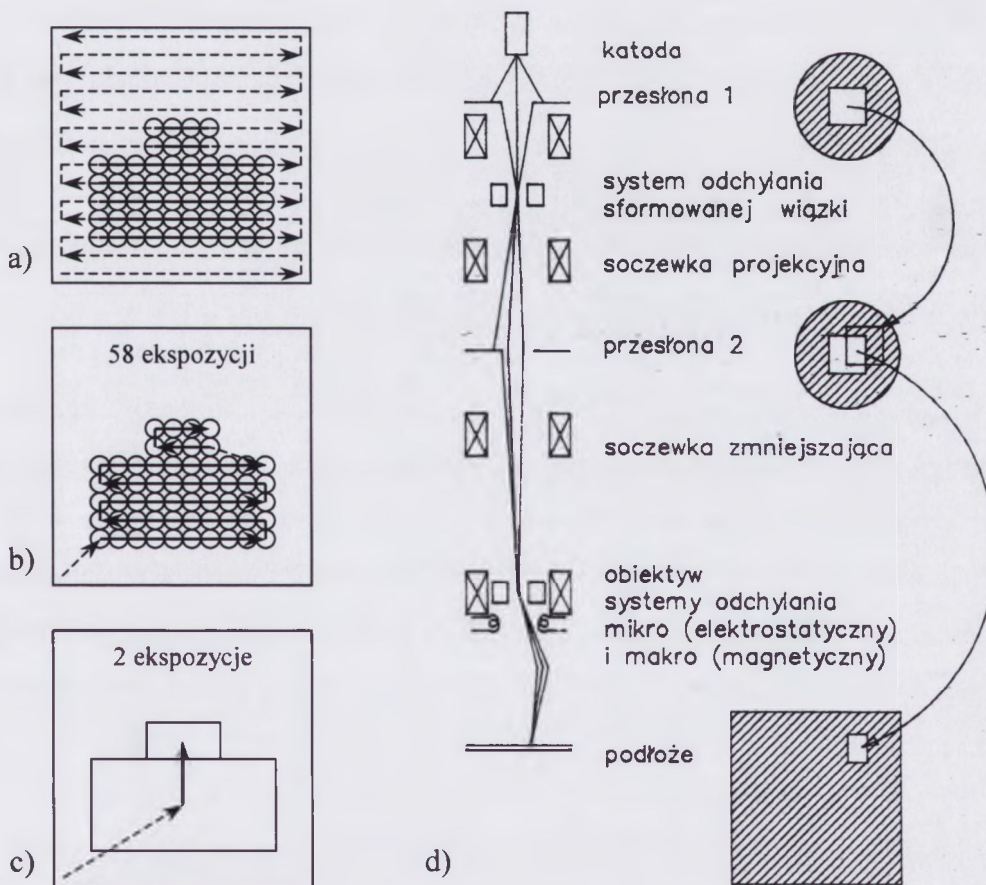
6.1. Metody naświetlania wzorów wiązka elektronów

W procesie elektronolitografii do wytworzenia rysunku struktury w warstwie pokrycia maskującego (elektronorezystu) naniesionego na podłoże wykorzystywana jest wiązka elektronów sterowana przez procesor naświetlania na podstawie danych przekazywanych z komputera nadzorującego pracę urządzenia. Uproszczony schemat elektronolitografu pokazano na rys. 6.1.



Rys. 6.1. Schemat elektronolitografu
(zaczepnięto z *Fine Line Lithography*, North-Holland Pub. Comp. 1980)

W zakresie odchylenia wiązki wzór wybierany być może w sposób rastrowy, to jest poprzez skanowanie całego pola linia po linii (ang. raster-scan, metoda wolniejsza) – rys. 6.2(a), lub bardziej efektywnie, wektorowo (ang. vector-scan), poprzez skanowanie tylko wyznaczonych obszarów – rys. 6.2 (b). Po naświetleniu wszystkich elementów struktury mieszczących się w polu odchylenia wiązki kolejne jej fragmenty generowane są po przemieszczeniu stołu z podłożem do następnej pozycji. Aby zachować wysoką precyzję wzorów obejmujących często wiele pól, położenie stołu kontrolowane jest z bardzo dużą dokładnością (2.5 ± 40 nm), zazwyczaj przy pomocy interferometrów laserowych.



Rys. 6.2. Metody generacji wzoru wiązką elektronów: a) wiązka gaussowska, tryb rastrowy, b) wiązka gaussowska, tryb wektorowy, c) wiązką o zmiennym przekroju, tryb wektorowy, d) zasada formowania wiązki o zmiennym prostokątnym przekroju

W pierwszych modelach urządzeń budowanych w latach 60-tych na bazie elektronowych mikroskopów skaningowych (SEM) do naświetlania wzoru wykorzystywano wiązkę w postaci zogniskowanej plamki z gaussowskim rozkładem

gęstości prądu (Gaussian electron-beam exposure system). Mały przekrój wiązki (średnica wiązki od kilkunastu do kilkudziesięciu nanometrów) i jej niewielkie natężenie powodują, że wydajność takich elektronolitografów („szybkość” naświetlania wzoru) jest niewielka, co w sposób istotny ogranicza możliwość ich zastosowania do generacji struktur o większych powierzchniach. Ponieważ jednak urządzenia działające na tej zasadzie zapewniają najwyższe rozdzielczości, a ich koszt jest stosunkowo niewielki, elektronolitografy z wiązką gaussowską wykorzystywane są często przy realizacji prac badawczych.

Zmiany konstrukcji kolumny elektronooptycznej prowadzone pod kątem zwiększenia wydajności procesu naświetlania doprowadziły do powstania urządzeń z wiązką o zmiennym prostokątnym przekroju (variable shaped e-beam system) – rys. 6.2(d). Duży przekrój ($\sim 5 \times 5 \mu\text{m}^2$) i wysokie gęstości prądu wiązki (od kilku do kilkudziesięciu A/cm^2) pozwalają na wykorzystanie elektronolitografów tego typu do generacji masek wzorcowych o dużych powierzchniach (ponad $200 \times 200 \text{ mm}^2$), a nawet na efektywne zastosowanie w procesach bezpośredniego naświetlania podłoży półprzewodnikowych w przypadku produkcji mało- i średnioseryjnej.

W najnowszych rozwiązaniach proponuje się wprowadzanie w drogę wiązki elektronów przysłon zawierających wzory podstawowych modułów realizowanych struktur (cell-projection e-beam system). Ponieważ w polu wiązki zmieścić się może od kilku do kilkunastu elementarnych jednostek struktury, z których każda wymagałaby wielu jednostkowych ekspozycji, naświetlanie modułowe zwiększa wydajność procesu nawet kilkusetkrotnie. Podejmowane są także próby równoległej generacji wzoru za pomocą macierzy niezależnie sterowanych wiązek, tego typu systemy nie są jednak jeszcze dostępne komercyjnie.

6.2. Elektronolitograf ZBA-20

Do wytwarzania struktur dyfrakcyjnych prezentowanych w pracy wykorzystywany był elektronolitograf ZBA-20 z wiązką o zmiennym prostokątnym przekroju (producent Carl-Zeiss-Jena, obecnie Leica Microsystems Lithography). Do jej

sterowania wykorzystany jest dwustopniowy układ odchylenia. Wewnątrz tzw. podpól o wymiarze $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ wzór struktury naświetlany jest za pomocą odchylenia elektrostatycznego o minimalnym kroku $0.1 \mu\text{m}$ (całkowity czas wyboru formatu i pozycjonowania $1.5 \mu\text{s}$), a przejście do następnych podpól w ramach pola $3.2 \times 3.2 \text{mm}^2$ (tzw. pola robocze) realizuje system odchylenia magnetycznego (układ wolniejszy, czas pozycjonowania proporcjonalny do zmiany wielkości odchylenia). Takie rozwiązanie zapewnia zarówno duży obszar odchylenia (układ magnetyczny), jak i szybkie pozycjonowanie wiązki (układ elektrostatyczny). Kolejne pola robocze naświetlane są po mechanicznym przemieszczeniu obiektu. Użyteczny zakres przemieszczeń stołu wynosi 162mm , a jego położenie kontrolowane jest za pomocą interferometrów o jednostce pomiarowej 20nm (dwa interferometry w każdej osi stołu rozmieszczone symetrycznie względem nieodchlonętej wiązki). Ograniczona dokładność przemieszczeń stołu i jego ewentualne oscylacje w zadanym położeniu kompensowane są przez dodatkowy elektrostatyczny układ odchylenia korygujący położenie wiązki w oparciu o bieżące wskazania interferometrów. Podstawowe parametry urządzenia podano w tabeli 6.1.

Duży przekrój wiązki (maksymalnie $40 \mu\text{m}^2$), szeroki zakres odchylenia oraz wektorowy sposób realizacji rysunku zapewniają wysoką wydajność procesu naświetlania. Efektywność generacji wzoru okupiona jest jednak mniejszą rozdzielczością systemu, wynoszącą dla struktur periodycznych około $0.4 \mu\text{m}$, a wynikającą z przyjętego minimalnego rozmiaru wiązki ($0.2 \mu\text{m}$). W przypadku elementów dyfrakcyjnych istotne ograniczenie stanowić może także maksymalna objętość plików zawierających dane struktury. Po konwersji do wewnętrznego formatu systemu ZBA-20 (kompilator DASY) nie powinna ona przekraczać 210Mbyte , co odpowiada strukturze złożonej z około 4×10^7 prostokątów. Możliwy jest jednak hierarchiczny zapis danych wykorzystujący jednokrotną deklarację powtarzanych fragmentów wzoru, co np. dla siatki liniowej o stałym okresie pozwala zredukować dane do zapisu jednej linii.

Dane do naświetlania wzoru muszą być przygotowane w formie uwzględniającej tryb pracy ZBA, to jest struktura musi zostać podzielona na pola robocze o maksymalnym wymiarze $3.2 \text{mm} \times 3.2 \text{mm}$, te zaś na obszary $0.2 \text{mm} \times 0.2 \text{mm}$, a dopiero wewnątrz nich wzór opisywany jest za pomocą prostokątów o krawędziach

równoległych lub nachylonych pod kątem 45° do osi prostokątnego układu współrzędnych. Wzory o dowolnych kształtach wymagać więc będą wcześniejszej aproksymacji. Ponieważ położenie i rozmiar każdej figury elementarnej musi być zgodny z siatką $0.1\mu\text{m}$, maksymalna dokładność takiej aproksymacji (gładkość krawędzi) wynosi $0.1\mu\text{m}$.

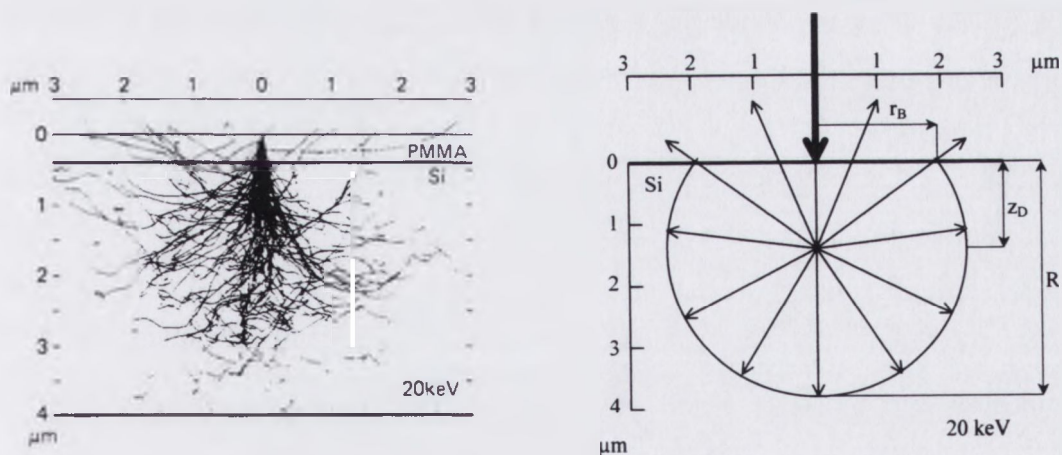
Tabela 6.1. Podstawowe parametry elektronolitografu ZBA-20^{*)}

katoda	LaB ₆ , grzana bezpośrednio
napięcie przyspieszające	20 kV
maksymalna gęstość prądu wiązki	2.5 A/cm ²
stabilność emisji	±0.5%
przekrój wiązki elektronów	dowolny prostokąt o wymiarach krawędzi od 0.2 do 6.3 μm stopniowanych co 0.1 μm
obszar odchyłania wiązki	3.2 mm x 3.2 mm z krokiem 0.1 μm
zakres przemieszczeń stołu roboczego	162 mm x 162 mm
kontrola przemieszczeń stołu	interferometryczna, jednostka pomiarowa $\lambda/32$ dla $\lambda=632.8\text{ nm}$ (~20 nm)
wielkość struktury	dowolna w zakresie do 160x160 mm ²
dokładność położenia elementów wzoru	0.1÷0.2 μm , w zależności od trybu pracy
wymiar minimalny elementów	pojedyncza linia 0.2 μm struktury periodyczne 0.4 μm

^{*)} po modernizacji przeprowadzonej w ramach projektu celowego KBN nr 10 T11 013 2000 C/5082 'Precyzyjne maski do wytwarzania złożonych struktur mikroelektronicznych i mikrooptycznych'

6.3. Rozdzielczość i kontrastowość procesów elektronolitografii

Zdolność rozdzielcza elektronolitografii uwarunkowana jest w dużym stopniu cechami konstrukcyjnymi urządzenia, takimi jak założony przekrój wiązki elektronów czy dokładność układów odwzorowania. Niezależnie jednak od możliwości systemu jedną z podstawowych przyczyn ograniczających rozdzielczość jest rozproszenie elektronów w warstwie rezystu i podłożu, wskutek czego naświetlany element wzoru ma zawsze wymiar większy niż nominalny przekrój wiązki, a jego granice są w mniejszym lub większym stopniu rozmyte. Charakter rozproszenia wiązki zależy od wielu czynników [154], w tym przede wszystkim od energii elektronów pierwotnych oraz grubości, gęstości i liczb atomowych rezystu i materiału podłoża, a jego zasięg wynosić może nawet kilku mikrometrów.



Rys. 6.3. Rozproszenie wiązki elektronów: a) symulacja Monte Carlo trajektorii 100 elektronów rozproszonych w $0.4 \mu\text{m}$ warstwie rezystu PMMA naniesionego na podłoże krzemowe [155], b) zasięg rozproszenia elektronów w podłożu krzemowym wyznaczony według modelu Archarda

Elektrony przemieszczając się w ciele stałym ulegają stosunkowo niewielkiej liczbie zderzeń sprężystych z jądrami atomów, co zmienia ich kierunek ruchu bez strat energii i znacznie większej liczby zderzeń niesprężystych z elektronami materiału. W tym drugim przypadku zmianie ulega nie tylko kierunek ruchu elektronu, ale i jego

energia. Wskutek licznych zderzeń zmniejsza się ona do wartości niewystarczającej do spowodowania wzbudzenia czy jonizacji atomu, co kończy proces penetracji elektronu. Do wyznaczenia głębokości R_p , na jaką wiązka wnika w materiał (tzw. praktyczna głębokość wnikania), posłużyć się można określoną empirycznie zależnością

$$R_p = 10^{-5.5} \cdot \frac{E_0^{1.5}}{\rho}, \quad (6.1)$$

w której E_0 – energia wiązki w keV, ρ – gęstość materiału w g/cm^3 , a R_p wyrażone jest w μm . Zazwyczaj głębokość ta jest znacznie większa od grubości warstwy rezystu: na przykład dla wiązki 20 keV i rezystu PMMA ($\rho \approx 1 \text{ g/cm}^3$) wyniosłaby około 9 μm . Z tego względu rozproszenie zachodzi głównie w materiale podłoża, przy czym znaczna część rozproszonych wstecznie elektronów wraca do warstwy rezystu mając ciągle energię wystarczającą do naświetlenia warstwy. Przykład symulacji trajektorii elektronów rozproszonych w 0.4 μm warstwie rezystu nałożonego na podłoże krzemowe pokazano na rys. 6.3 [155].

Obszar rozproszenia wstecznego na granicy rezyst-materiał podłoża określić można najprościej posługując się modelem rozpraszania dyfuzyjnego Archarda [139]. Według tego modelu elektrony poruszając się prostoliniowo wnikają w głąb materiału na pewną głębokość z_D , a następnie dyfundują równomiernie we wszystkich kierunkach i przekazując stopniowo swoją energię docierają do powierzchni sferycznej o rozmiarach wynikających z głębokości wnikania R – rys. 6.3(b). Przecięcie tej sfery z powierzchnią podłoża wyznacza obszar rozpraszania wstecznego oddziałującego na warstwę rezystu. Jego promień, zgodnie z oznaczeniami przyjętymi na rysunku, równy jest

$$r_B = \sqrt{R \cdot (R - 2 \cdot z_D)}, \quad (6.2)$$

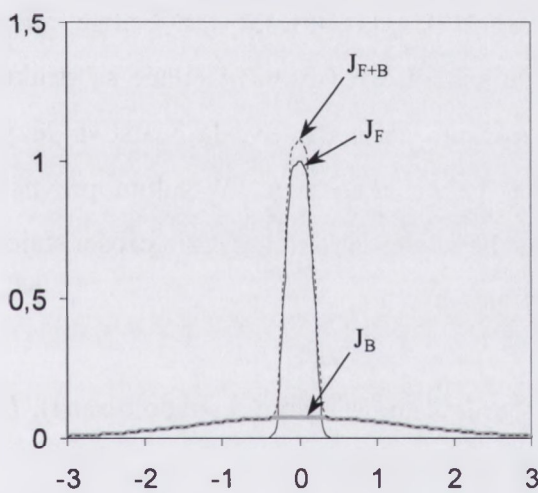
gdzie z_D to głębokość tzw. centrum dyfuzji. Według modelu Archarda wyrażona jest ona wzorem $z_D = cR/(Z+8)$, w którym c jest stałą związaną ze współczynnikiem rozpraszania wstecznego o wartości zazwyczaj od 8 do 12, Z – liczbą atomową materiału rozpraszającego, a R – głębokością wnikania, którą można określić z zależności 6.1.

Jeśli warstwa rezystu jest dostatecznie cienka, to powodowane przez nią rozproszenie wsteczne można pominąć i przyjąć, że źródłem energii zaabsorbowanej w warstwie są elektrony przechodzące (wiązka pierwotna) i powracające elektrony

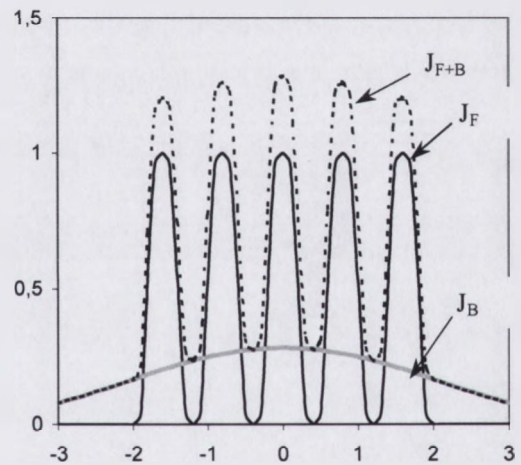
rozproszone wstecznie w podłożu. Do przybliżonego opisu rozkładu tej energii wokół środka wiązki posłużyć się można wtedy funkcją obejmującej dwa rozkłady gaussowskie [156]:

$$f(r) = \kappa \left[\exp\left(-\frac{r^2}{r_F^2}\right) + \eta_e \frac{r_F^2}{r_B^2} \exp\left(-\frac{r^2}{r_B^2}\right) \right], \quad (6.3)$$

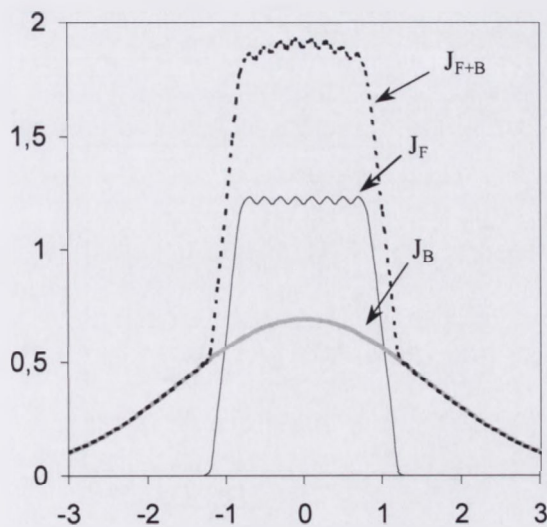
z których pierwszy odnosi się do wiązki pierwotnej, a drugi – do wiązki rozproszonej wstecznie, odpowiednio o szerokościach połowkowych równych r_F i r_B , gdzie κ jest współczynnikiem normalizującym, a η_e współczynnikiem uwzględniającym stosunek energii wnoszonej przez obie wiązki.



a)



b)



c)

Rys. 6.4. Rozkład gęstości prądu elektronowego na granicy podłoża i rezystu w przypadku naświetlania:

a) pojedynczej wąskiej linii ($r_F \ll r_B$),

b) wąskich linii w małych odległościach,

c) pojedynczej szerokiej linii złożonej z kilku wąskich linii;

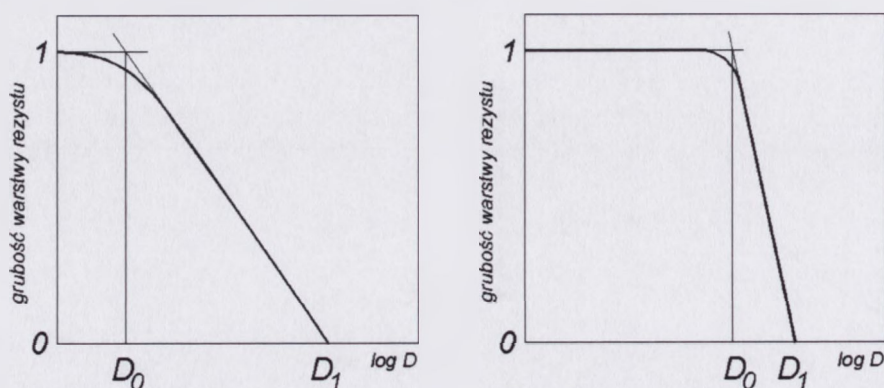
oznaczenia: J_F – wiązka pierwotna, J_B – strumień elektronów rozproszonych wstecznie, J_{F+B} – suma obu prądów

Gęstość prądu elektronów wstecznie rozproszonych jest wielokrotnie mniejsza niż wiązki pierwotnej, zwłaszcza gdy promień wiązki jest znacznie mniejszy niż promień rozproszenia – rys. 6.4(a). Dzięki temu przy odpowiednim doborze dawki ekspozycji wpływ rozpraszania wstecznego na szerokość pojedynczej linii może być niewielki. Wpływ ten jednak ulega znacznemu zwiększeniu w przypadkach, gdy eksponowane elementy leżą obok siebie w małych odległościach. Wtedy bowiem obszary rozpraszania wstecznego nakładają się i składowa wnoszona przez prąd wsteczny odpowiednio wzrasta – rys. 6.4 (b) i (c). Zjawisko to, zwane efektem sąsiedztwa lub bliskości (proximity effect), wymaga odpowiedniego korygowania ekspozycji w zależności od konfiguracji i wielkości elementów wzoru, a co gorsza – jak już wcześniej wspomniano - niezależnie od tych korekt powodować będzie zawsze obniżenie jego kontrastu. Jest to szczególnie szkodliwe, gdy naświetlane są struktury periodyczne o małych okresach, wtedy bowiem praktycznie cała warstwa rezystu w obszarze wzoru otrzymuje dość znaczną dawkę ekspozycji. W takim przypadku kluczowym parametrem pozwalającym na zachowanie wysokiej rozdzielczości staje się kontrastowość elektronorezystu. Jest ona definiowana jako:

$$\gamma = [\log(D_1 / D_0)]^{-1} \quad (6.4)$$

gdzie: D_0 – progowa dawka powodująca wywoływanie rezystu (ekstrapolowana), D_1 – dawka zapewniająca całkowite wywołanie warstwy rezystu.

Kontrastowość wyznaczana jest na podstawie tzw. krzywych charakterystycznych rezystu wyrażających zmiany grubości warstwy rezystu po wywołaniu w zależności od dawki ekspozycji.



Rys. 6.5. Krzywe charakterystyczne rezystów pozytywnych odpowiadające niskiej (z lewej) i wysokiej (z prawej) kontrastowości (oznaczenia w tekście)

Teoretyczne przykłady krzywych odpowiadających niskiej i wysokiej kontrastowości pokazano na rys. 6.5. Jak można zauważyć, dla rezystu o wyższej kontrastowości wraz ze zmniejszaniem ekspozycji poniżej wartości D_1 grubość pozostałej po wywołaniu warstwy szybko rośnie, dzięki czemu obszary naświetlone nawet dość znacznymi dawkami (do wartości D_0) nie będą wywoływane w ogóle lub co najwyżej w nieznacznym stopniu. Dzięki temu niekorzystne efekty związane ze zjawiskiem sąsiedztwa mogą być znacznie zredukowane.

6.4. Proces ekspozycji i wywoływania elektronorezystu

Jednym z pierwszych materiałów zastosowanych do naświetlania wzorów wiązką elektronów był polimetakrylan metylu (PMMA), wprowadzony w 1969 roku przez IBM [157]. Pomimo pojawienia się nowych typów rezystów o wyższej czułości i większej odporności na procesy trawienia jonowego (rezysty z grupy CAR i KRS [129]) PMMA pozostaje nadal jednym z najczęściej stosowanych elektronorezystów. Do jego zalet należy długi okres trwałości, prosty sposób obróbki i przede wszystkim najwyższa rozdzielczość. W cienkich warstwach PMMA używając konwencjonalnych metod wywoływania uzyskano elementy o rozmiarach sięgających nawet 10 nm.

Naświetlenie PMMA wiązką elektronów powoduje, podobnie jak w przypadku także innych elektronorezystów pozytywowych, pękanie wiązań w łańcuchach polimeru. Różnica pomiędzy obszarem naświetlonym i nienaświetlonym sprowadza się zatem do różnicy mas cząsteczkowych polimeru. Będzie ona tym większa, im większą masę cząsteczkową miał polimer przed naświetleniem i im większą dawką był ekspozowany (większa liczba rozerwanych wiązań). Kontrastowość obrazu zależy także od selektywności procesu wywoływania. W przypadku idealnym przy dużej szybkości rozpuszczania polimerów o krótszych łańcuchach obszar nienaświetlony powinien pozostawać w stanie nienaruszonym. W praktyce znalezienie rozpuszczalnika o takich właściwościach nie jest możliwe, ponieważ w obu obszarach mamy do czynienia z tym samym typem polimeru, a więc i podobnym procesem rozpuszczania warstwy. Znaczną selektywność wykazywać będą jednak roztwory będące na pograniczu rozpuszczalności polimeru, wtedy bowiem szybkość

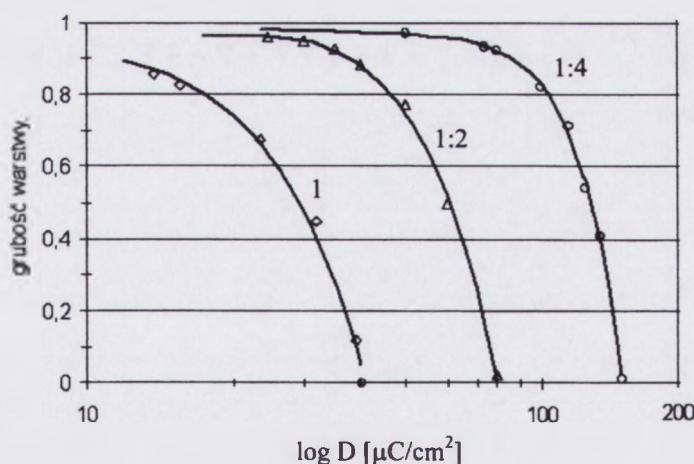
przechodzenia cząstek do roztworu nawet przy tym samym mechanizmie rozpuszczania zależć będzie od ich wielkości. Roztwory takie zawierają zazwyczaj dwa składniki, z których jeden jest dobrym rozpuszczalnikiem polimeru, a drugi – słabym lub nawet niewykazującym zdolności rozpuszczania polimeru. Zmieniając proporcje obu tych składników uzyskujemy możliwość kontrolowania szybkości rozpuszczania polimerów, a tym samym wpływania na kontrastowość procesu wywoływania. Musimy jednak wziąć pod uwagę, że oba rozwiązania korzystne z punktu widzenia kontrastowości, to jest zastosowanie polimerów o dużych masach cząsteczkowych oraz wywoływaczy o zwiększonej zawartości dodatków obniżających rozpuszczalność PMMA, wymagają zwiększenia dawki ekspozycji (wiązka spowodować musi zerwanie większej ilości wiązań), co wydłuża czas naświetlania wzoru. Przy wyborze polimeru i wywoływacza uwzględnić więc musimy kompromis pomiędzy kontrastowością i efektywnością procesu generacji wzoru.

W przypadku elektronolitografów takich jak ZBA-20, to jest systemów, w których zastosowanie wiązki elektronów o dużym przekroju zapewnia wysoką wydajność naświetlania, ale jednocześnie ogranicza rozdzielczość generowanych wzorów, za bardziej pożądaną cechę rezystu uznać należy wysoką kontrastowość, nawet kosztem znacznie mniejszej czułości. Z tego względu zdecydowano, że do naświetlania elementów dyfrakcyjnych wykorzystywany będzie własny elektronorezyst sporządzony w oparciu o PMMA o dużym ciężarze cząsteczkowym wynoszącym $M_w=350$ k (żywica Elvacite[®] ICI Acrylic Inc.), kilkukrotnie wyższym niż w większości dostępnych na rynku elektronorezystów ($M_w=60\div 90$ k). Do rozpuszczenia polimeru użyto mieszaniny octanu n-butylu (dobry rozpuszczalnik PMMA), ksylenu (poprawa zwilżalności podłoża) oraz octanu 2-etoksyetylu (niska lotność). Roztwór zawierający 5% polimeru pozwalał na uzyskiwanie równomiernych warstw o grubości od 0.2 do 0.5 μm zależnie od prędkości obrotowej zastosowanej w czasie nakładania. Czułość rezystu dla wiązki 20 kV mieściła się w granicach od 40 do 150 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ w zależności od użytego wywoływacza.

6.5. Kontrastowość procesów wywoływania

Dobre właściwości rozpuszczające w stosunku do cienkich warstw PMMA mają ketony metyloetylowy (MEK) i metyloizobutylowy (MIBK). Większość wywoływaczy zawiera te właśnie ketony w postaci czystej lub w postaci roztworów, których drugi składnik stanowi jeden z alkoholi: etanol lub izopropanol (IPA) (bardzo słabe rozpuszczalniki PMMA). Znane jest także, choć upowszechnione w bardzo małym stopniu, zastosowanie roztworu IPA i wody [132].

Badając wpływ składu wywoływacza na kontrastowość procesu posłużono się wywoływaczami zawierającymi czysty keton metyloizobutylowy oraz roztwory ketonu metyloizobutylowego i izopropanolu. Przykłady krzywych charakterystycznych wywoływania rezystu, wyrażających zmiany grubości warstwy w zależności od dawki ekspozycji, przedstawiono na rys. 6.6.



Rys. 6.6. Krzywe charakterystyczne rezystu PMMA 350k wywoływanego w czystym MIBK (1) oraz roztworach MIBK/IPA 1:2 i 1:4

Widoczne są wyraźne różnice między poszczególnymi procesami, przede wszystkim znaczne zmiany czułości rezystu. Zgodnie z przewidywaniami dawka wymagana do całkowitego wywołania warstwy rośnie szybko wraz ze wzrostem zawartości słabego rozpuszczalnika w roztworach. Kontrastowość procesu wykazuje dokładnie odwrotną tendencję – przebieg krzywych jest bardziej stromy dla słabszych rozpuszczalników. Wartości obu parametrów, to jest kontrastowości i czułości rezystu dla zastosowanych

wywoływaczy, zebrano w tabeli 6.2, przy czym kontrastowość wyznaczono została w sposób nieco odmienny od podanej wcześniej definicji (wyrażenie 6.4). Do obliczeń zamiast ekstrapolowanej dawki progowej D_0 przyjęto dawkę $D_{0.2}$ odpowiadającą 20% ubytkowi rezystu:

$$\gamma_{0.8} = 0.8 / [\log(D_1 / D_{0.2})], \quad (6.5)$$

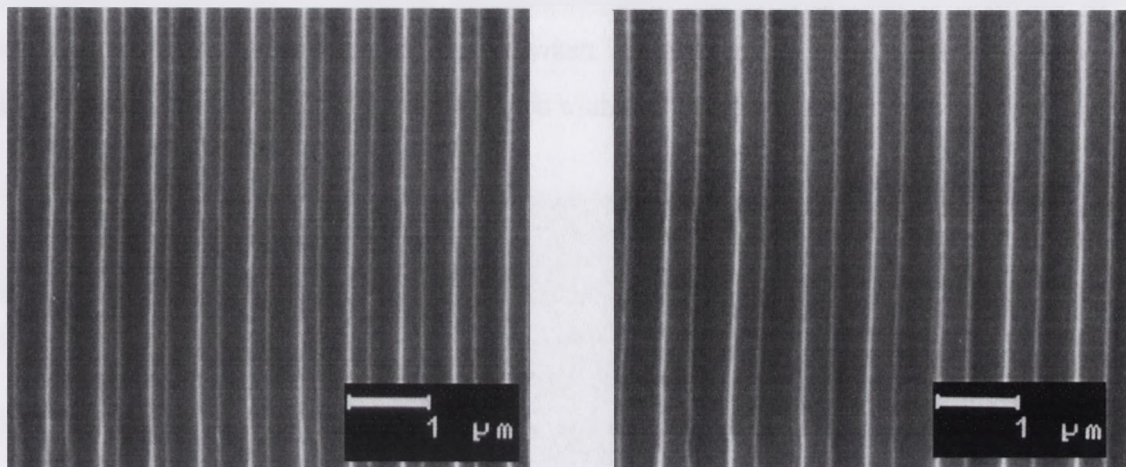
Taka zmiana sposobu określenia kontrastowości ma uzasadnienie praktyczne – przy niewielkim ubytku grubości pozostała warstwa (0.8 grubości początkowej) ma nadal dobre właściwości maskujące.

Tabela 6.2. Kontrastowość i czułość rezystu PMMA 350k w zależności od składu wywoływacza

skład roztworu wywołującego		kontrastowość $\gamma_{0.8}$	czułość [$\mu\text{C}/\text{cm}^2$]
MIBK		2,1	40
MIBK+ IPA	1+ 1	2,5	50
	1+ 2	3,7	80
	1+ 3	4	100
	1+ 4	4,1	150

Jak z podanego zestawienia wynika, najwyższą kontrastowość równą 4.1 uzyskano stosując roztwór MIBK/IPA 1:4. Zauważmy jednak, że w stosunku do roztworu MIBK/IPA 1:3 wzrost kontrastowości jest niewielki, natomiast wymagana dawka ekspozycji rośnie o 50%. Biorąc to pod uwagę możemy uznać, że zastosowanie roztworu o proporcjach 1:3 stwarza optymalne warunki, ponieważ zapewnia jednocześnie wysoką kontrastowość i - dzięki korzystnemu stosunkowi kontrastowości do czułości rezystu - względnie wysoką efektywność naświetlania wzoru. Przykłady siatek wywołanych w roztworze MIBK/IPA 1:3 zaprezentowano na rys. 6.7. Zastosowany proces pozwolił na poprawne wykonanie struktur z wymiarem $0.3 \mu\text{m}$

(okres $0.6 \mu\text{m}$), co w zestawieniu ze znamionowymi parametrami elektronolitografu ZBA20 uznać można za w pełni zadowalające.

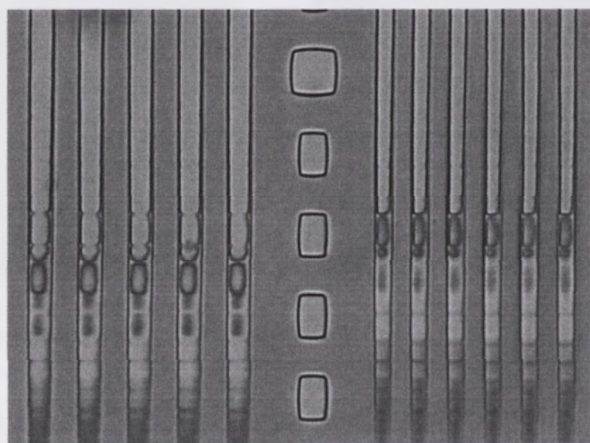


Rys. 6.7. Fotografie SEM siatek liniowych wykonanych w warstwie rezystu PMMA 350k o grubości $0.3 \mu\text{m}$: z lewej siatka z liniami $0.3 \mu\text{m}$, z prawej – linie $0.4 \mu\text{m}$

6.6. Korekta zjawiska sąsiedztwa

Jak już wcześniej zaznaczono, niekorzystne efekty związane z rozproszeniem wiązki elektronów wywołują nie tylko zmniejszenie kontrastu obrazu, lecz powodują również konieczność korygowania dawki ekspozycji w zależności od rozmiarów naświetlanych elementów i ich wzajemnego położenia. Zastosowanie procesów binarnych znacznie ułatwia wyznaczanie tych korekt, pozwala bowiem bez szkody dla jakości wzoru zaniedbać rozkład energii wewnątrz naświetlanych elementów (a zatem i konieczność ich podziału na szereg obszarów o zróżnicowanych dawkach) i przyjmować dla nich jednolite dawki ekspozycji, właściwe z punktu widzenia poprawnego wywołania krawędzi wzoru. W przypadku elementów dyfrakcyjnych, z zasady periodycznych, kompensację zjawiska sąsiedztwa sprowadzić więc można do wyznaczenia korekt w zależności od lokalnego okresu struktury. Posłużono się w tym celu wzorami testowymi obejmującymi grupy linii o szerokości od 0.5 do $5 \mu\text{m}$. Zastosowanie stałego przyrostu dawki wzdłuż linii pozwala w prosty sposób określić

poziom ekspozycji wymagany dla danej grupy do całkowitego wywołania warstwy rezystu — rys. 6.8 i dzięki temu na wyznaczenie zależności $w=f(\lambda)$, określającej wartość współczynnika korekcyjnego w w zależności od okresu struktury λ . Zauważmy, że zaproponowane rozwiązanie w odróżnieniu od ogólnie formułowanych zależności uwzględnia także specyficzne warunki naświetlania dla danego urządzenia (np. format wiązki), jest więc najbardziej odpowiednie do dokładnego określenia korekt ekspozycji.



Rys. 6.8. Fragment testu do wyznaczania korekt ekspozycji w zależności od lokalnego okresu struktury (linie 3.0 i 2.2 μm , przyrost dawki 4 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ co 5 μm)

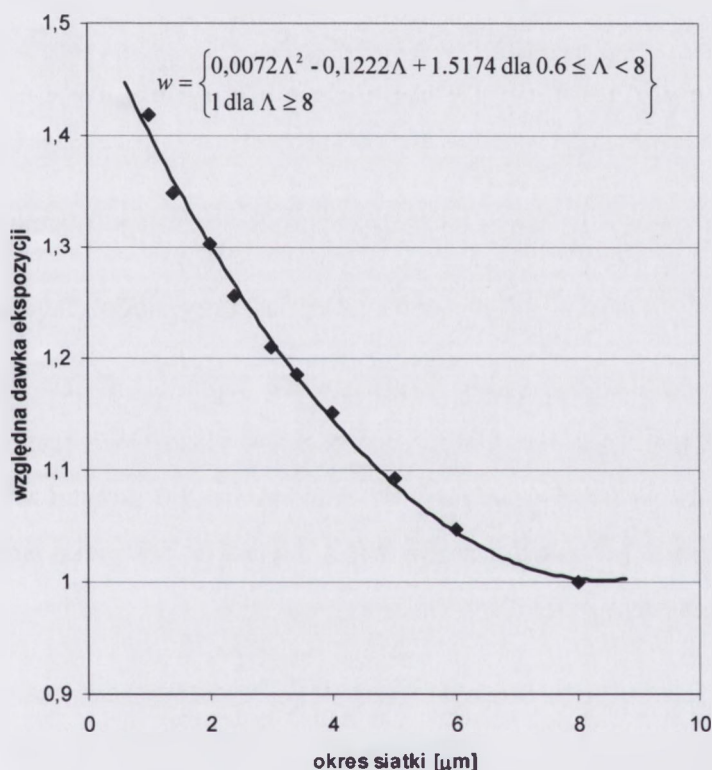
Krzywą odpowiadającą zależności $w=f(\lambda)$ wyznaczoną dla warstwy rezystu PMMA o grubości 0.3 μm nałożonego na podłoże kwarcowe z warstwą chromu odprowadzającego ładunek pokazano na rys. 6.8. W praktyce ciągła korekta dawek nie jest możliwa. Ogranicza ją liczba dopuszczalnych tzw. współczynników intensywności, które w pliku danych przypisywane są poszczególnym elementom naświetlanego wzoru. Przyjmując zatem użycie n współczynników w trakcie naświetlania wzoru, ich wartości w_i wyznaczyć można posługując się zależnością:

$$w_i = \left(\frac{D_{\Lambda \min}}{D_p} \right)^{\frac{2i-1}{2n}}, \quad (6.6)$$

gdzie D_p jest dawką podstawową (dawką dla dużych elementów), $D_{\Lambda \min}$ dawką określoną dla minimalnego okresu struktury, a i przyjmuje wartości od 1 do n .

Elektronolitograf ZBA-20 umożliwia wykorzystanie 8 współczynników intensywności. Ich wartości wyznaczone dla omówionego przykładu i odpowiadające

im przedziały Λ podano w tabeli 6.3. Zauważmy, że chociaż różnica między dawką podstawową a wymaganą dla linii 0.3 μm sięga 45%, to przyjęty sposób korekcji zapewnia, że dla każdego z przedziałów różnice nie przekraczają $\pm 2.5\%$ w stosunku do dawki optymalnej. Wpływ takich błędów ekspozycji na jakość struktur naświetlanych binarnie uznać można za pomijalny.



Rys. 6.9. Korekta dawki ekspozycji w zależności od lokalnego okresu siatki

Tabela 6.3.
Wartości współczynników korekcyjnych w_i

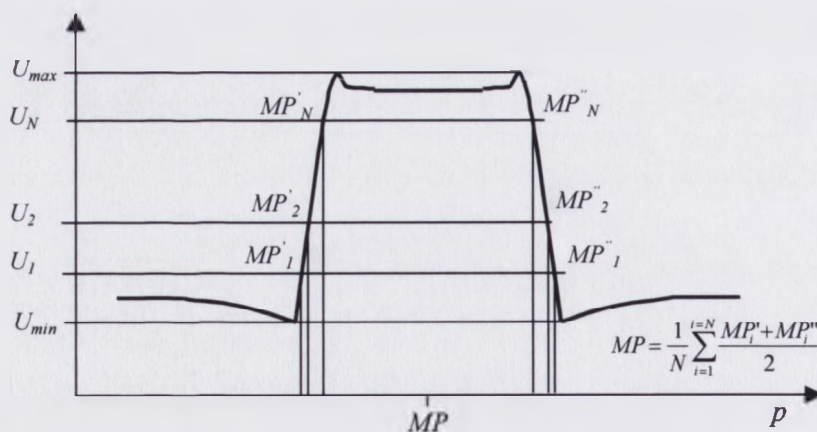
i	lokalny okres struktury [μm]	w_i
1	$0.6 \leq \Lambda < 1.2$	1.42
2	$1.2 \leq \Lambda < 1.8$	1.35
3	$1.8 \leq \Lambda < 2.4$	1.29
4	$2.4 \leq \Lambda < 3.1$	1.23
5	$3.1 \leq \Lambda < 3.9$	1.18
6	$3.9 \leq \Lambda < 4.8$	1.12
7	$4.8 \leq \Lambda < 5.9$	1.07
8	$\Lambda \geq 5.9$	1.02

6.7. Dokładność centrowania

Jak już wcześniej wyjaśniano proces centrowania kolejnych poziomów technologicznych opiera się na detekcji sygnału powstającego w czasie przemieszczania wiązki ponad wyróżnionym elementem wzoru (znacznikiem) umieszczonym na naświetlanym podłożu. Cyfrowa rejestracja sygnału w kolejnych pozycjach wiązki pozwala na wyznaczenie położenia znacznika MP jako średniej z N określonych poziomów sygnału:

$$MP = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{MP'_i + MP''_i}{2}, \quad (6.7)$$

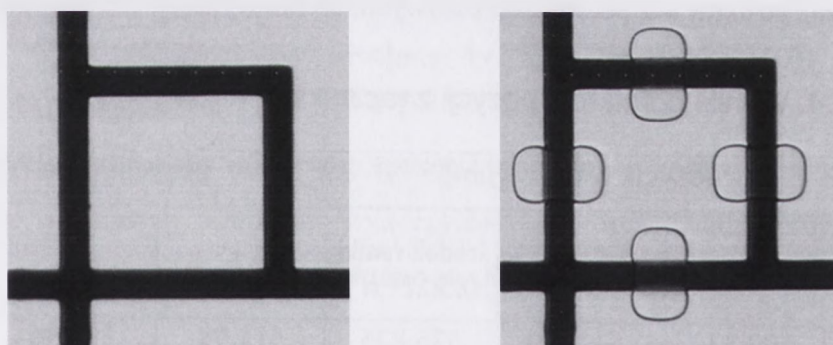
gdzie MP'_i i MP''_i oznaczają pozycje wiązki (rzeczywiste lub ekstrapolowane) dla sygnału o wartości $U_i = U_{\min} + i \cdot \frac{U_{\max} - U_{\min}}{N + 1}$ odpowiednio przy jego narastaniu i spadku, U_{\max} i U_{\min} wartość maksymalną i minimalną sygnału, N jest liczbą wydzielonych poziomów sygnału, a i przybiera wartości od 1 do N – rys. 6.10. W przypadku ZBA20 możliwy jest zapis sygnału dla maksimum 200 pozycji wiązki, a w wyniku jego cyfrowej obróbki położenie znacznika zwracane jest jako średnia wyliczona dla czterech poziomów sygnału ($N=4$).



Rys. 6.10. Schemat wyznaczania pozycji znacznika (opis w tekście)

Opisana procedura wymaga, by znacznik zapewniał wysoki poziom sygnału użytecznego (dużą różnicę $U_{\max} - U_{\min}$) i płynny jego przebieg, co w sposób bezpośredni zależy od materiału znacznika i gładkości jego krawędzi (pkt. 4.2). Istotne jest także,

by znacznik nie zmieniał swego pierwotnego kształtu w czasie kolejnych procesów technologicznych, często agresywnych chemicznie (trawienie mokre, reaktywne trawienie jonowe, usuwania rezystu). W przypadku podłoży stosowanych w pracy (kwarc, krzem, arsenek galu) za optymalne uznano wykonanie znaczników w procesie lift-off warstwy złota (~300 nm) osadzanego na cienkiej warstwie tytanu (~20 nm). Użycie takiego zestawu materiałów zapewniało wysoką kontrastowość sygnału (duża gęstość i wysoka liczba atomowa złota) oraz bardzo dobrą trwałość znaczników, wynikającą z jednej strony z wysokiej odporności chemicznej złota, z drugiej zaś z lepszej jego adhezji do podłoża uzyskanej dzięki pośredniej warstwie tytanu. Znaczniki wykonano w postaci kwadratowych ramek $36\ \mu\text{m} \times 36\ \mu\text{m}$ z liniami o szerokości $4\ \mu\text{m}$. Wygląd znaczników przed i po procesie wytwarzania elementów dyfrakcyjnych obejmującym trzy kolejne trawienia jonowe podłoża kwarcowego pokazana na rys. 6.11.



Rys. 6.11. Mikroskopowe fotografie znacznika centrującego wykonanego na podłożu kwarcowym w procesie lift-off warstwy Au/Ti przed i po procesie wytwarzania 8-poziomowych struktur dyfrakcyjnych (na fotografii z prawej widoczne podtrawienia podłoża w miejscach skanowania znaczników wiązką elektronów)

Dokładność i powtarzalność pozycjonowania wiązki oceniono wykonując serię pomiarów, w których położenie każdego znacznika, to jest centralny punkt ramki, wyznaczano jako średnią z 8 procesów detekcji każdego z jej boków. Podobną procedurę, wykonywaną automatycznie przed naświetleniem każdego z elementów dyfrakcyjnych (czas wykonania około 1 sekundy), zastosowano w procesach wytwarzania wzorów struktur wielopoziomowych. Reprezentatywny przykład wyników pomiarów przedstawiono w tabeli 6.4, gdzie przez x_l i x_r oznaczono pozycję lewej

i prawej, a przez y_u i y_b - górnej i dolnej linii tworzącej ramkę. Dla zachowania większej przejrzystości wartości wyznaczonych pozycji podano tylko z 3 cyframi przed przecinkiem.

Podobnie jak w prezentowanym przykładzie dla żadnego z mierzonych znaczników odchylenie standardowe od średniej wartości położenia nie przekraczało ± 10 nm. Taka dokładność pozwala zaniedbać wpływ błędów centrowania na wydajność dyfrakcyjną struktur o ośmiu poziomach fazowych już dla $\Lambda_{min}=1 \mu\text{m}$ ($e \leq 0.01 \Lambda_{min}$, rozdz. 4.1).

Ograniczeniem dla proponowanej technologii będzie więc raczej rozdzielczość (dla $\Lambda_{min}=1 \mu\text{m}$ szerokość stopnia fazowego równa jest $0.125 \mu\text{m}$) niż dokładność centrowania wzorów w kolejnych procesach technologicznych. Przypomnijmy także, że dla okresów struktury zbliżonych do 2λ , a więc dla światła widzialnego właśnie około $1 \mu\text{m}$, wykonywanie struktur o wielu poziomach nie gwarantuje uzyskania wysokiej wydajności dyfrakcyjnej (rozdz. 2.2). Za bardziej efektywne uznać wtedy należy wytwarzanie struktur o 2 poziomach fazowych, co nie wymaga centrowania wzoru.

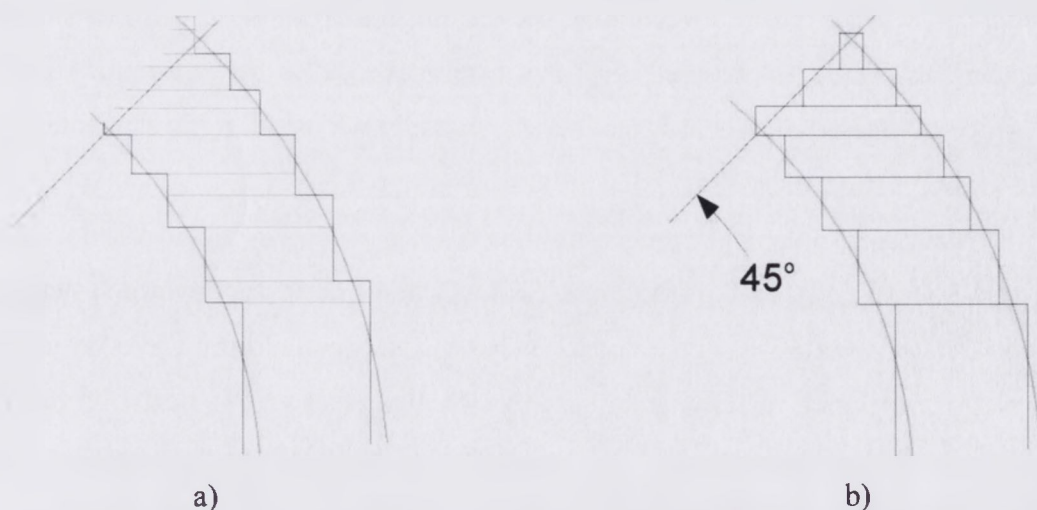
Tabela 6.4. Wyniki pomiarów pozycji znacznika centrującego

numer procesu detekcji	pozycja w osi X [μm]			pozycja w osi Y [μm]		
	x_l	x_r	środek ramki $0.5(x_l+x_r)$	y_b	y_u	środek ramki $0.5(y_u+y_b)$
1	509.83	541.82	525.825	518.98	550.96	534.970
2	509.85	541.83	525.840	518.98	550.96	534.970
3	509.85	541.82	525.835	518.99	550.96	534.975
4	509.85	541.82	525.835	518.98	550.97	534.975
5	509.85	541.82	525.835	518.98	550.96	534.970
6	509.85	541.82	525.835	519.00	550.97	534.985
7	509.84	541.82	525.830	519.00	550.97	534.985
8	509.86	541.82	525.840	519.00	550.97	534.985
wartość średnia			525.834			534.977
odchylenie standardowe			0.005			0.007

6.8. Przygotowanie danych do generacji wzorów mikrosoczewek

Proces naświetlania wzoru wiązką elektronów wymaga specyficznego formatu danych. Istniejące interfejsy programowe pomiędzy stanowiskami CAD i systemami do elektronolitografii dostosowane są do konwersji danych struktur półprzewodnikowych, to jest wzorów o geometrii zapisywanej generalnie w postaci ortogonalnych pól. Generacja wzorów mikrosoczewek wymagała więc opracowania programu pozwalającego na możliwie jak najbardziej dokładny, a jednocześnie zwięzły zapis geometrii wzorów krzywoliniowych za pomocą elementarnych prostokątów (rozdz. 6.2). W przypadku ogólnym nie jest przy tym możliwe wykorzystanie danych otrzymywanych przy użyciu programów stosowanych w optyce dyfrakcyjnej, w których rozkład fazy wyznaczany jest dla macierzy równoodległych punktów, a więc także o stałym, z góry określonym rozmiarze. Przy próbie wykorzystania maksymalnej dokładności elektronolitografu ZBA20 ($0.1 \mu\text{m}$) prowadziłoby to do olbrzymiej ilości danych — wzór zajmujący powierzchnię $1 \times 1 \text{ mm}^2$ zakładając 50% wypełnienia zawierałby $5 \cdot 10^7$ elementów.

Ponizej przedstawiamy efektywny sposób aproksymacji kołowych stref za pomocą prostokątów o zmiennej wielkości wykorzystany do opracowania programu, który służył do generacji danych wielopoziomowych sferycznych soczewek dyfrakcyjnych.



Rys. 6.12. Aproksymacja stref mikrosoczewek: a) niezależna aproksymacja okręgów wewnętrzny i zewnętrzny, b) aproksymacja według okręgu wewnętrznego

Rozważmy najpierw zapis geometrii polegający na niezależnej aproksymacji okręgów, które ograniczają strefę, za pomocą łamanych składających się z odcinków o kierunkach zgodnych z osiami prostokątnego układu współrzędnych. Obszar ograniczony takimi łamanymi można zamienić w prosty sposób na szereg prostokątów – rys. 6.12(a). Ich liczba jest równa $(N_w + N_z)/2$, gdzie N_w i N_z oznaczają odpowiednio liczbę wierzchołków łamanej wewnętrznej i zewnętrznej – dla każdej pary wierzchołków tworzony jest prostokąt.

Ponad dwukrotną redukcję danych uzyskamy wyznaczając kolejne prostokąty tylko w oparciu o łamaną wewnętrzną – rys. 6.12(b). Pomijając niewielkie fragmenty w pobliżu kąta $45^\circ + n90^\circ$ liczba prostokątów wyniesie $N_w/2$, a $N_w < N_z$. Co więcej, zewnętrzny okrąg jest wtedy aproksymowany z nieco większą dokładnością, zależnie od różnicy promieni. Tę właśnie zasadę aproksymacji zastosowano w algorytmie opracowanego programu. Z myślą o prostokątnej macierzy mikrosoczewek przewidziano możliwość generowania danych dla elementów o kwadratowej aperturze, pozostawiając jedynie w narożnikach wolny obszar niezbędny ze względów technologicznych (znaczniki centrujące o powierzchni około 0.002 mm^2).

W rezultacie przyjętych założeń danymi wejściowymi programu były: długość fali światła λ , ogniskowa mikrosoczewki f , długość boku apertury ograniczającej a , liczba poziomów technologicznych n i wykonywany poziom. Zasadnicze funkcje programu obejmowały: (1) aproksymację stref za pomocą prostokątów, (2) wpisanie prostokątów do pól $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ i ewentualny podział prostokątów nie mieszczących się w polu pomiędzy pola sąsiednie, (3) sortowanie prostokątów wewnątrz pól 0.2×0.2 (optymalizacja procesu naświetlania) i ich zapis w postaci figur elementarnych ZBA, (4) zoptymalizowany zapis pól 0.2×0.2 wewnątrz pól 3.2×3.2 .

W wyniku przebiegu programu uzyskiwany jest plik z danymi do naświetlania zadeklarowanego poziomu technologicznego w formacie zgodnym z systemem DASY elektronolitografu ZBA oraz dodatkowo — podstawowe informacje o wygenerowanym wzorze struktury, między innymi szerokość najwęższej strefy i liczba wygenerowanych figur elementarnych. W tabeli 6.5 przedstawiono przykłady przygotowywanych danych.

Tabela 6.5. Przykłady danych mikrosoczewek Fresnela

dane projektowe	poziom technologiczny	maksymalny promień [μm]	wymiar minimalny [μm]	liczba figur elementarnych	objętość pliku [Mbyte]
$\lambda = 1150 \text{ nm}$ $f = 2 \text{ mm}$ $a = 0.75 \text{ mm}$	I	498	0.60	594 760	18.5
	II		1.19	300 688	9.3
	III		2.39	153 592	4.7
$\lambda = 632.8 \text{ nm}$ $f = 2 \text{ mm}$ $a = 0.5 \text{ mm}$	I	319	0.50	313 280	9.7
	II		1.01	158 768	4.9
	III		2.01	81 416	2.3
$\lambda = 632.8 \text{ nm}$ $f = 4 \text{ mm}$ $d = 4 \text{ mm}$	I	910	0.71	568 352	15.4
	II	1900	0,72	2 269 096	61.3
	III	4000	0,73	10 485 416	283.3

6.9. Podsumowanie

Przedstawiono metody generacji wzorów wiązka elektronów, wskazano ich zalety i ograniczenia. Podano podstawowe parametry elektronolitografu ZBA20 wykorzystywanego do generacji wzorów struktur dyfrakcyjnych wykonywanych w ramach pracy.

Omówiono szkodliwe efekty związane z rozproszeniem wiązki elektronów mające istotny wpływ na rozdzielczość struktur periodycznych o submikronowych elementach (zjawisko sąsiedztwa). Wskazano metody przeciwdziałania tym efektom poprzez zwiększenie kontrastowości elektronorezystu oraz wprowadzenie korekt dawek ekspozycji w zależności od lokalnego okresu struktury. Scharakteryzowano rezyst sporządzony w oparciu o PMMA o dużym ciężarze cząsteczkowym ($M_w = 350 \text{ k}$). Podano sposób i wyznaczono wartości współczynników korekcyjnych dawki ekspozycji kompensujących zjawisko sąsiedztwa. Przyjęte warunki procesów naświetlania

i wywoływania pozwoliły na poprawne wykonanie siatek o okresie $0.6 \mu\text{m}$ (minimalna szerokość linii $0.3 \mu\text{m}$).

Określono dokładność procesu detekcji znaczników centrujących. Odchylenie standardowe od średniej wartości położenia nie przekraczało $\pm 10 \text{ nm}$. Biorąc pod uwagę warunki sformułowane w rozdz. 4.1, taka dokładność pozwala zaniedbać wpływ błędów centrowania na wydajność dyfrakcyjną struktur o 8 poziomach fazowych już dla okresów równych $\Lambda_{\text{min}}=1 \mu\text{m}$ (wymiar minimalny stopni fazowych $0.125 \mu\text{m}$). Dla struktur projektowanych dla światła widzialnego i fal o większej długości ograniczenia będą więc miały głównie charakter dyfrakcyjny.

Przedstawiono zasadę aproksymacji pozwalającą na dokładny i zwięzły zapis stref kołowych za pomocą prostokątów oraz program służący do generacji danych wielopoziomowych mikrosoczewek dyfrakcyjnych w formacie wymaganym przez stanowiska ZBA20.

7.1. Wybór materiałów i sposobu formowania DOE

W wielu zastosowaniach podłoże, na którym wykonywany jest element dyfrakcyjny można traktować jako płytkę nośną, na której powstaje właściwa struktura. W tym sensie ważne jest, by miało ono odpowiednią wytrzymałość mechaniczną, odporność chemiczną i stabilność termiczną. Częściej jednak, zwłaszcza w przypadku elementów transmisyjnych, profil dyfrakcyjny wytwarzany jest bezpośrednio w materiale podłoża. Najważniejsze stają się wówczas jego właściwości optyczne, to jest współczynnik załamania i absorpcja światła w paśmie widma, dla którego jest projektowany element, wpływające bezpośrednio na sprawność elementu oraz na głębokość reliefu. Istotne jest także, aby wybrany materiał pozwalał na formowanie struktury w standardowych – lub przynajmniej zbliżonych do standardu – procesach technologicznych. Ten ostatni warunek powoduje, że w grupie preferowanych materiałów znajdują się podłoża monokrystaliczne lub warstwy osadzone krzemu, dwutlenku krzemu i arsenku galu, to jest materiałów powszechnie stosowanych w mikroelektronice i mikromechanice. W przypadku elementów transmisyjnych zastosowanie Si i GaAs ograniczone jest tylko do podczerwieni (dla Si $\lambda=1.5\div 8\ \mu\text{m}$, dla GaAs $\lambda=1\div 11\ \mu\text{m}$). Ich użycie w tym obszarze stwarza za to dogodniejsze warunki technologiczne, ponieważ wysokie współczynniki załamania światła obu materiałów ($n_{\text{Si}}=3.5$, $n_{\text{GaAs}}=3.3$) sprawiają, że relief dyfrakcyjny jest dość płytki ($\sim 0.4\lambda$ dla zmiany fazy o 2π). Zwróćmy jednak uwagę, że jest to jednocześnie powodem dużych strat

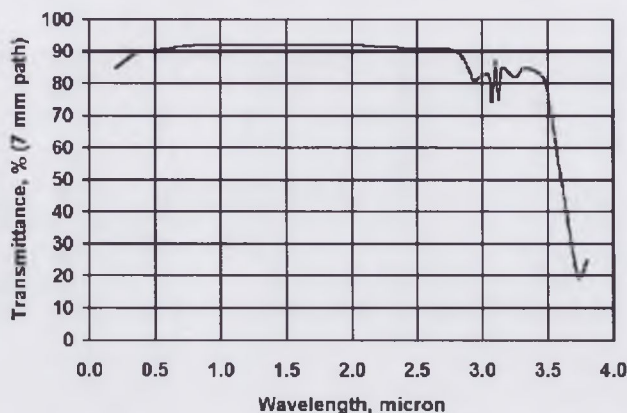
światła z powodu odbić od powierzchni podłoża. Jeżeli przyjmiemy, że środowiskiem otaczającym element jest powietrze ($n_o \approx 1$), to zgodnie z równaniem

$$R = \left(\frac{n_{\text{substrat}} - n_o}{n_{\text{substrat}} + n_o} \right)^2$$

straty Fresnela na jednej powierzchni wynosić będą około 30% (dla światła padającego prostopadle).

Zdecydowanie lepsze właściwości optyczne ma trzeci z wymienionych materiałów, to jest kwarc. Jest on przezroczysty dla szerokiego i najczęściej używanego zakresu widma obejmującego ultrafiolet, światło widzialne i bliską podczerwień ($\lambda=0.19\div 3.5 \mu\text{m}$) – rys. 7.1. Współczynnik absorpcji światła wynosi dla kwarcu monokrystalicznego 0.01 cm^{-1} dla fal o długości $\lambda=0.19 \text{ nm}$ i zwiększa się do 0.03 cm^{-1} dla $\lambda=2.9 \mu\text{m}$. Dla podłoży o grubości poniżej 1 mm, a jest to grubość wystarczająca z punktu widzenia wytrzymałości elementów o średnicy kilku czy nawet kilkunastu centymetrów, straty powodowane pochłanianiem światła są więc pomijalnie małe (odpowiednio poniżej 0.1% i 0.3%). Przy niskim współczynniku załamania, zmieniającym się dla promienia zwyczajnego od 1.66 dla ultrafioletu do 1.50 dla podczerwieni, elementy kwarcowe nawet bez pokryć antyrefleksyjnych zapewnić mogą wysoką, ponad 90% transmisję światła. Wśród materiałów stosowanych w optyce kwarc ustępuje pod tym względem jedynie fluorkom wapnia i litu. W porównaniu z nimi ma jednak lepsze właściwości mechaniczne i chemiczne. Jest materiałem o większej wytrzymałości, twardym (twardość Knoop 741 kg/mm^2), odpornym na zarysowania, działanie wody, rozpuszczalników organicznych i niemal wszystkich zasad i kwasów, z wyjątkiem kwasu fluorowodorowego (HF). Do jego zalet zaliczyć można także niski współczynnik rozszerzalności cieplnej wynoszący $7.1 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ wzdłuż osi optycznej i $13.2 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ w kierunku prostopadłym. Za pewną wadę, choć w niektórych zastosowaniach stanowi to podstawę działania przyrządów (kompensatory optyczne, polaryzatory, modulatory światła), uznać można dwójłomność i co za tym idzie, anizotropię właściwości optycznych kwarcu krystalicznego. Ponieważ jednak kwarc jest kryształem jednoosiowym, a różnice współczynników załamania promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego są niewielkie – od +0.013 dla ultrafioletu do +0.007 dla bliskiej podczerwieni, to używając podłoży zorientowanych prostopadle do osi

optycznej, to jest o orientacji (001), można je dla większości zastosowań (przy małych kątach wiązki) uznać za nieistotne.

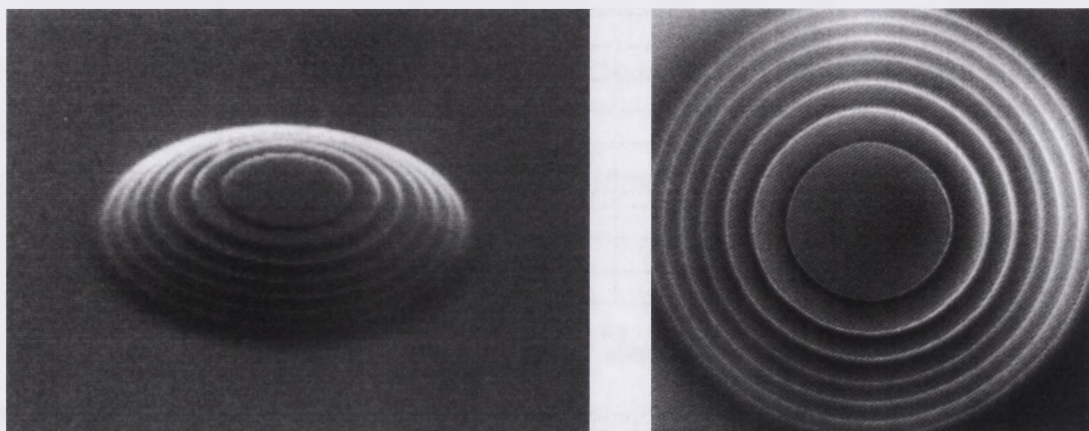


Rys. 7.1. Transmisja światła poprzez monokrystaliczne podłoża kwarcowe (zacierpnięto z materiałów Almaz Optics, Inc., USA)

Dobre właściwości optyczne i wiążący się z tym potencjalnie szeroki obszar zastosowań zdecydowały, że kwarc wybrano jako podstawowy materiał do wytwarzania struktur prezentowanych w pracy, pomimo że z punktu widzenia technologii jego brak przewodności elektrycznej oraz odporność chemiczna stawiają dodatkowe wymagania w stosunku do procesów generacji wzorów (odprowadzenie ładunku) i wytwarzania reliefu.

W procesach litografii do formowania struktur na powierzchni podłoża stosowany może być jeden z trzech procesów: mokre trawienie chemiczne, osadzanie cienkich warstw lub trawienie suche obejmujące różne formy wykorzystujące plazmę jako źródło cząstek oddziaływujących na powierzchnię materiału. Zaproponowana metoda binarna pozwala na wykorzystanie każdej z tych metod. Jak już jednak wcześniej wspomniano, trawienie chemiczne jest z reguły izotropowe. Wynikające z tego boczne podtrawienia wzoru równe głębokości trawienia zmieniają kształt profilu i ograniczają w istotny sposób rozdzielczość struktur. Za zdecydowanie bardziej przydatne do wytwarzania profili dyfrakcyjnych o dużej częstotliwości przestrzennej uznać należy reaktywne trawienie jonowe i technikę lift-off, zapewniające znacznie wierniejsze odtworzenie wzoru wykonanego w warstwie pokrycia maskującego. Procesy te omówiono dokładniej poniżej uwzględniając ich zastosowanie przede wszystkim do podłoży kwarcowych i warstw SiO₂. Reaktywne trawienie jonowe zastosowano także do

wytwarzania struktur dyfrakcyjnych z arsenku galu. W pracy [158] zaprezentowano wyniki zastosowania binarnej metody elektronolitograficznej do wytwarzania głębokich wielopoziomowych profili na podłożach krzemowych – rys. 7.2.



Rys. 7.2. Mikrosoczewka z głębokim wielopoziomowym reliefem dla zastosowań w czujnikach podczerwieni (podłoże krzemowe, wysokość $8\ \mu\text{m}$, średnica $50\ \mu\text{m}$)

7.2. Reaktywne trawienie jonowe

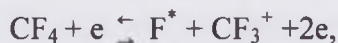
Od czasu wprowadzenia w latach 70-tych procesy tzw. trawienia suchego odgrywają zasadniczą rolę w wytwarzaniu mikrostruktur. Generalnie, ich mechanizm opiera się na wzbudzeniu gazu poprzez wyładowanie jarzeniowe stymulowane polem elektrycznym (sprężenie pojemnościowe) lub magnetycznym (sprężenie indukcyjne), transporcie cząstek poza obszar wyładowania oraz ich reakcję z powierzchnią podłoża. W zależności od użytych gazów, typu reaktora i panującego w nim ciśnienia dominującą lub nawet wyłączną rolę w procesie trawienia odgrywać może aktywność chemiczna wzbudzonych cząstek (trawienie plazmowe w reaktorach komorowych) lub energia zjonizowanych, ale obojętnych chemicznie atomów, wykorzystywana do rozpylania materiału podłoża (trawienie jonowe, rozpylanie jonowe). W pierwszym przypadku proces zapewnić może dużą szybkość i selektywność trawienia, ale podobnie jak trawienie mokre ma charakter izotropowy, nie nadaje się więc do formowania subtelných wzorów. W przypadku drugim uporządkowany ruch jonów zapewnia wysoką anizotropię, lecz szybkość trawienia podłoża i selektywność procesu

w stosunku do materiału maski są na ogół niskie, pozostają bowiem w prostej relacji do energii jonów oraz liczb atomowych materiału maski i podłoża. Pomiędzy tymi skrajnymi przypadkami znajdują się procesy o mieszanym charakterze, w których plazma jest aktywna chemicznie, a rozkład potencjałów wewnątrz reaktora wymusza ruch jonów w kierunku prostopadłym do podłoża. Procesy takie prowadzone są z reguły w reaktorach planarnych, to jest w reaktorach z płaskimi równoległymi elektrodami i podłożem umieszczonym na jednej z nich. Maksymalna energia jonów docierających do elektrody wynika z uśrednionych w czasie potencjałów plazmy i elektrody oraz drogi swobodnej jonów. Przy niskim ciśnieniu panującym w komorze (poniżej 10 Pa), a więc i dłuższej drodze swobodnej, jony bombardujące elektrodę zasilaną mogą uzyskiwać energię wystarczającą do wybicia atomów z podłoża (powyżej 100eV). Wykorzystywane jest to procesie reaktywnego trawienia jonowego (RIE). Stosowany w nim gaz jest źródłem cząstek i jonów oddziaływujących jednocześnie chemicznie i fizycznie na podłoże umieszczone na elektrodzie zasilanej. Anizotropia procesu wynika z kierunkowego ruchu aktywnych jonów i przynajmniej częściowego udziału rozpylania jonowego w trawieniu materiału. Co równie istotne, bombardowanie jonowe uwalnia obrabianą powierzchnię z nielotnych produktów trawienia (zazwyczaj ubocznych, choć często pożądanym jako tzw. protektory ścian bocznych) i działa na nią aktywująco, wydatnie zwiększając szybkość procesów chemicznych. Ponieważ mechanizmy te dotyczą niemal wyłącznie powierzchni prostopadłych do kierunku jonów, to dno struktury trawione jest znacznie szybciej niż jej ściany boczne, nawet gdy w procesie biorą udział cząstki nie posiadające ładunku. W efekcie dzięki procesom RIE przy odpowiednim doborze warunków trawienia osiągać można duże szybkości trawienia i znaczną selektywność w stosunku do materiału maski (o czym decyduje aktywność chemiczna użytego gazu) oraz profile o niemal prostopadłych ścianach bocznych.

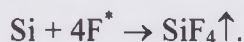
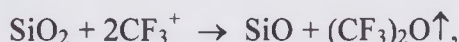
7.2.1. Reaktywne trawienie podłoży kwarcowych

Do reaktywnego trawienia jonowego SiO_2 używany jest najczęściej fluorometan (CF_4) [159] lub fluorometan z dodatkiem tlenu (od 2 do 8%), zapobiegającego tworzeniu się polimerów na powierzchni SiO_2 . Specyfika procesu powoduje, że jego

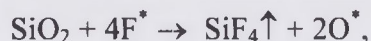
efektywność wzrasta, gdy podłoże umieszczone jest bezpośrednio lub bardzo blisko obszaru wyładowania jarzeniowego. Wynika to z krótkiego okresu życia rodników mających zasadniczy udział w trawieniu SiO₂. Podstawowe reakcje tego procesu [160] obejmują dysocjację wzbudzonych cząstek CF₄:



a następnie - w wyniku absorpcji na powierzchni podłoża - trawienie SiO₂ prowadzące do powstania lotnych związków usuwanych z reaktora:



Możliwe jest także trawienie według reakcji:



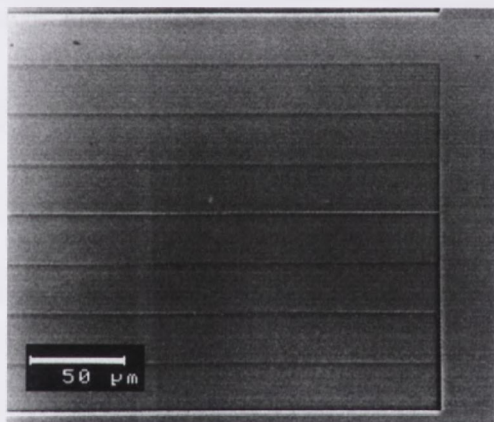
ale przebiega ona znacznie wolniej niż dla silnie redukujących rodników CF₃⁺. Czas życia jonów CF₃⁺ jest jednak bardzo krótki, co nie pozwala na ich dryft na znaczące odległości poza obszar wzbudzenia (w typowych warunkach procesu trawienia półowkowy okres życia wynosi dla CF₃⁺ około 10 μs w porównaniu z 0.1÷1 sek. dla aktywnych atomów fluoru F* [161]). Rodniki CF₃⁺ będą więc obecne tylko wewnątrz lub bardzo blisko strefy wyładowania, stąd znacznie większa efektywność trawienia podłoży umieszczonych w tym właśnie obszarze. Najbardziej właściwe dla prowadzenia procesu będą więc reaktory ze sprzężeniem pojemnościowym o niewielkiej wzajemnej odległości elektrod.

Do prowadzenia procesu zgodnie z powyższymi warunkami wykorzystano reaktor planarny RDE300 (ALCATEL). Dobrą jakość powierzchni trawionych zapewniało zastosowanie fluorometanu z dodatkiem 4% O₂ (przepływ 50 cm³/min.), przy niskim ciśnieniu roboczym (5 Pa) i małej mocy generatora w. cz. (40 W). Szybkość trawienia kwarcu wynosiła w tych warunkach 0.46 nm/sek. Selektyność procesu w stosunku do warstwy rezystu była jednak niekorzystna - szybkość trawienia PMMA była prawie czterokrotnie wyższa (1.7 nm/sek) niż trawienia kwarcu. Biorąc pod uwagę maksymalną głębokość trawienia, wynosząca dla III poziomu technologicznego 583 nm (zmiany fazy o π dla λ=632.8 nm i n=1.543), zastosowanie PMMA jako pokrycia maskującego wiązałoby się więc z koniecznością używania warstw o grubości ponad 2 μm. Ponieważ wykonanie wzorów o submikronowych wymiarach w tak grubych

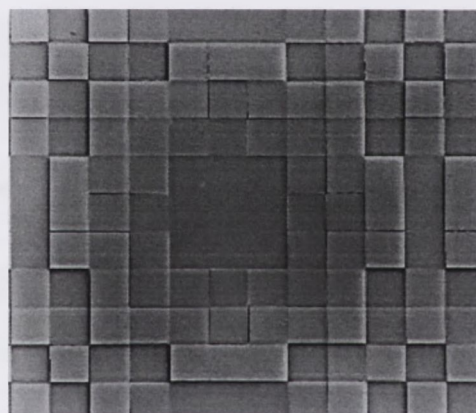
warstwach nie byłoby możliwe, zdecydowano o zastosowaniu pod warstwą PMMA pośredniej warstwy metalicznej, która po wywołaniu rezystu i wytrawieniu wzoru przejmowałaby rolę pokrycia maskującego. Wykorzystano w tym celu warstwy chromu osadzone próżniowo (reaktor SCM450, ALCATEL), charakteryzujące się doskonałą adhezją do podłoża kwarcowych oraz niemal całkowitą odpornością na trawienie plazmą fluorową (selektywność powyżej 100). Teoretycznie pozwalało to na zastosowanie warstw o grubości nawet poniżej 10 nm. W praktyce, ze względu na zachowanie ciągłości warstw osadzanych na podłożach o rozwiniętej powierzchni (wykonany wcześniej relief dyfrakcyjny) i zapewnienie jak najmniejszej liczby defektów, wykorzystywano warstwy o grubości od 30 (I poziom technologiczny) do 50 nm (poziom III). Warstwa Cr, oprócz podstawowej funkcji maski pośredniej, pełniła także drugą bardzo istotną rolę, a mianowicie zapewniła odprowadzenie ładunku gromadzącego się w czasie naświetlania wzoru wiązką elektronów, konieczne ze względu na właściwości podłoża (dielektryk). Zauważmy przy tym, że takie rozwiązanie, to jest umieszczenie warstwy przewodzącej pod rezystem, a nie na jego powierzchni, co jest najczęściej stosowane w przypadku podłoża dielektrycznych, jest korzystniejsze z punktu widzenia procesu naświetlania wzoru, zapewnia bowiem mniejsze rozproszenie wiązki i lepsze odprowadzenie ładunku. Wprowadzenie pośredniej warstwy maskującej niesie ze sobą także pewne ograniczenia. Przy mokrym trawieniu warstwy metalicznej, a taką właśnie metodę zastosowano do przeniesienia wzorów wygenerowanych w rezyście, nieuniknione są boczne podtrawienia, które co prawda mogą być kompensowane przez odpowiednie naświetlenie wzoru, ale jako nie w pełni kontrolowane z reguły obniżać będą jakość krawędzi i precyzję wykonywanych wzorów. Niemożliwe też staje się wykonywanie struktur, których okres jest mniejszy niż 4 grubości warstwy. Wady te wyeliminować można niemal całkowicie zastępując mokre trawienie chromu reaktywnym trawieniem jonowym. Ze względu na konieczność zastosowania plazmy chlorowej, wymagającej odpowiednio zabezpieczonych stanowisk, procesu takiego nie używano.

Do wytwarzania struktur projektowanych dla światła widzialnego o długości fali $\lambda=632.8$ nm użyto dwustronnie polerowanych monokrystalicznych podłoża kwarcowych o średnicach 50 i 75 mm i grubościach 0.8 i 0.9 mm. Pełny proces wytwarzania struktur o 8 poziomach fazowych składał się z czterech etapów.

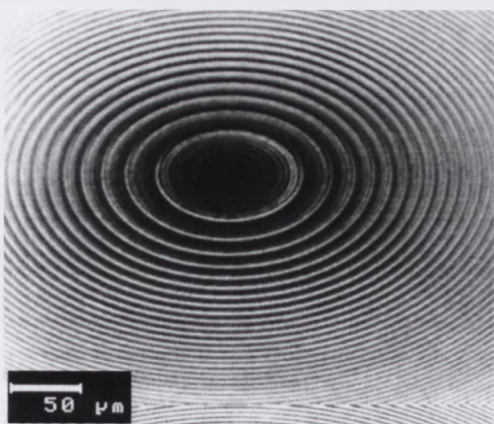
W pierwszym wykonywano znaczniki centrujące (proces lift-off warstwy Ti/Au), a w trzech pozostałych formowano struktury dyfrakcyjne (rys. 4.9). Każdy z procesów obejmował: (1) osadzanie warstwy chromu (30÷50 nm, reaktor SCM450 ALCATEL), (2) nakładanie rezystu PMMA350k (0.3÷0.4 μm, wirówka CONVAC1000G) i wygrzewanie warstwy (170°C, 90 minut), (3) ekspozycję wzoru struktury (elektronolitograf ZBA20, dawki ekspozycji zależne od lokalnego okresu struktury), (4) wywoływanie wzoru (MIBK/IPA 1:3), (5) trawienie wzoru w warstwie chromu (trawienie mokre w azotanie cerowo-amonowym CAN), (6) usuwanie rezystu (MEK), (7) reaktywne trawienie jonowe profilu (CF₄+ 4% O₂, reaktor RDE300), (8) usuwanie warstwy chromu (trawienie mokre w CAN) i mycie podłoża.



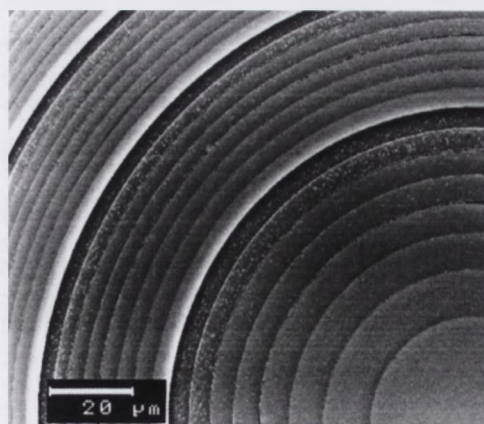
fragment siatki dyfrakcyjnej obejmujący pojedynczy okres



fragment filtra próbkującego

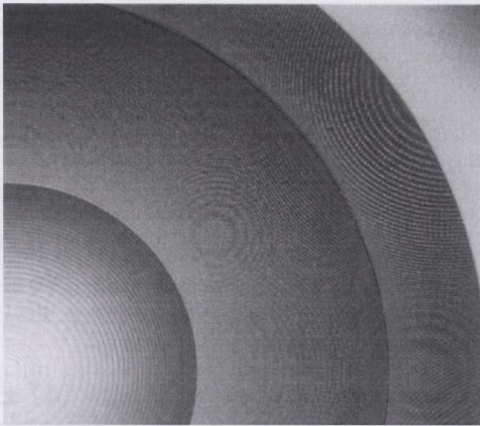


widok mikrosoczewki o ogniskowej 2 mm i aperturze kwadratowej 0.5 mm

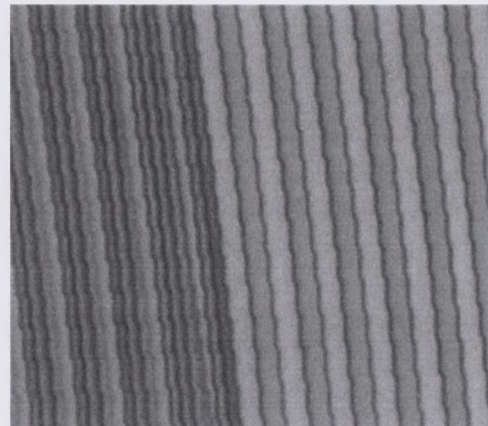


środkowy fragment mikrosoczewki o ogniskowej 4 mm i aperturze kwadratowej 0.6 mm

Rys. 7.3. Fotografie SEM elementów dyfrakcyjnych o 8 poziomach fazowych wykonanych na monokrystalicznych podłożach kwarcowych



fragment mikrosoczewki $f/2$ o profilu obejmującym osiem (część środkowa), cztery oraz dwa (część zewnętrzna) poziomy fazy



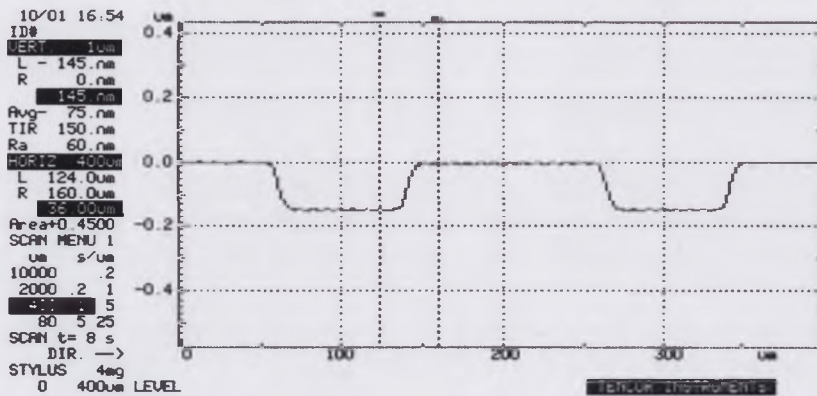
granica obszarów o czterech i dwóch poziomach fazowych

Rys. 7.4. Cyfrowe fotografie mikrosoczewki o zmiennej liczbie poziomów fazowych wykonane na podłożu kwarcowym (średnica soczewki 4 mm)

Wśród wykonanych elementów znalazły się 2-, 4- i 8-poziomowe siatki dyfrakcyjne, macierze mikrosoczewek $f/5$ i $f/3$ o aperturach kwadratowych, fazowy filtr próbkujący o ośmiu stopniach fazowych [12] oraz mikrosoczewki $f/2$ i $f/1$ o zmiennej liczbie poziomów fazowych. Przykłady uzyskanych struktur pokazano na rys. 7.3 i 7.4.

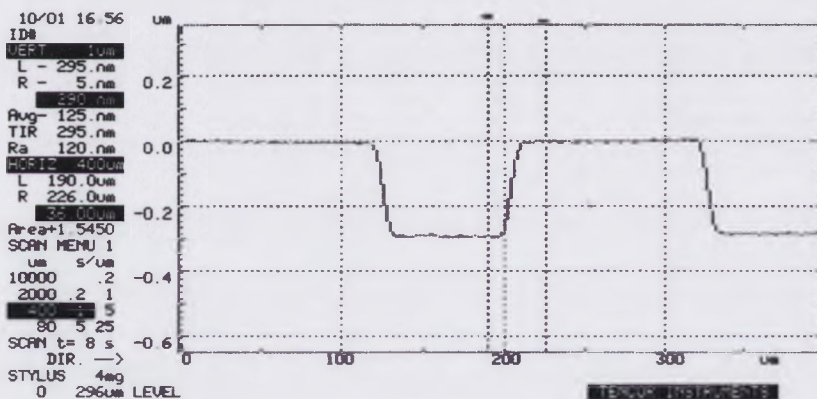
Reaktor RDE300 nie posiada oprzyrządowania do kontroli głębokości trawienia w czasie trwania procesu. Dla większości standardowych procesów półprzewodnikowych nie jest to konieczne – proces prowadzony jest zazwyczaj do osiągnięcia warstwy rozdzielającej, odpornej na trawienie. W przypadku zaproponowanej technologii (trawienie w jednorodnym materiale) głębokość trawienia uzależnić należało od czasu trwania procesu, starając się jednocześnie, by stan powierzchni podłoża przed trawieniem oraz warunki procesu były jak najbardziej powtarzalne. Biorąc jednak pod uwagę liczbę parametrów wpływających na przebieg procesu (przepływ i skład gazów, stan próżni, moc i dostrojenie pola w. cz., temperatura komory i podłoża, stan powierzchni trawionej) oraz fakt, że część z nich nie może być dokładnie kontrolowana (np. rozkład i zmiany temperatury podłoża), z góry założyć należało pewien rozrzut głębokości trawionych profili. Aby go zredukować do minimum, proces trawienia rozłożono na dwa etapy. W pierwszym czasie trawienia dobierano tak, by uzyskać głębokość trawienia odpowiadającą około 90%÷95% założonej wartości. Następnie profil mierzono i wyznaczano czas potrzebny do

uzyskania głębokości nominalnej. Zauważmy, że zakładając 5% powtarzalność procesu, uzyskać możemy w ten sposób (przynajmniej teoretycznie) ponad 0.5% dokładność profilu.



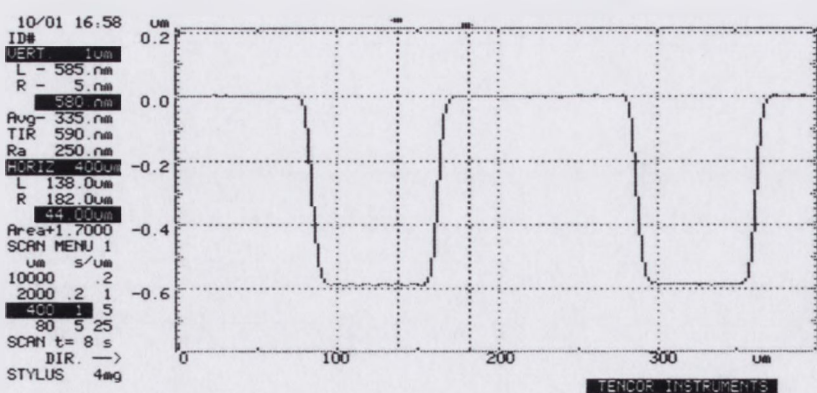
POZIOM
TECHNOLOGICZNY I
 $H_{nom} = 146 \text{ nm}$

$t = 5'$
 $H_{pom} = 147 \pm 3 \text{ nm}$
 $\delta_{sr} = 0.7\%$
 $\delta_{max} = 1.0\%$



POZIOM
TECHNOLOGICZNY II
 $H_{nom} = 291 \text{ nm}$

$t = 10' 30''$
 $H_{pom} = 292 \pm 5 \text{ nm}$
 $\delta_{sr} = 0.3\%$
 $\delta_{max} = 2.1\%$



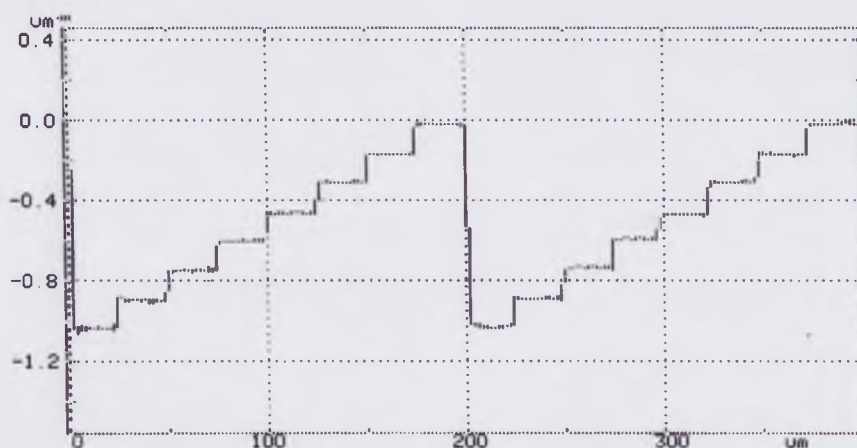
POZIOM
TECHNOLOGICZNY III
 $H_{nom} = 583 \text{ nm}$

$t = 23'$
 $H_{pom} = 582 \pm 12 \text{ nm}$
 $\delta_{sr} = 0.2\%$
 $\delta_{max} = 2.2\%$

Rys. 7.5. Przykłady profili i wyniki pomiarów struktur testowych uzyskanych w procesach reaktywnego trawienia podłoży kwarcowych dla kolejnych poziomów technologicznego. Widoczne zniekształcenia profilu (zaokrąglenia, pochylenie, niewłaściwy wymiar poprzeczny) wynikają z kształtu i rozmiarów igły pomiarowej (ostrze o promieniu $12.5 \mu\text{m}$). Oznaczenia: H_{nom} – nominalna głębokość trawienia, H_{pom} – średnia wartość pomiarów, δ_{sr} i δ_{max} – błąd względny średni i maksymalny, t – czas trawienia.

Wyniki pomiarów wysokości kolejnych poziomów technologicznych przedstawiono na rys. 7.5. Pomiary wykonywano na profilometrze Alpha- Step Tencor Instruments. Rozdzielczość pionowa urządzenia wynosi 0.5 nm (dane producenta), pozioma maksymalnie 40 nm, a błąd pomiaru sprawdzany przy pomocy wzorców mieścił się w granicach ± 2 nm dla wysokości poniżej 500 nm i nie przekraczał $\pm 0.5\%$ dla wysokości większych.

Dla każdego etapu wytwarzania struktur (trzy poziomy technologiczne) uzyskano bardzo dobre wyniki trawienia: dokładność sięgała ± 3 nm, średnie wartości głębokości struktur różniły się od wartości nominalnych o mniej niż 1% dla pierwszego poziomu technologicznego i mniej niż 0.5% dla poziomu drugiego i trzeciego. Dawało to gwarancję, że błędy profili 8-poziomowych nie będą przekraczały 2%, ponieważ mogą być co najwyżej równe (ostatni poziom fazowy) sumie błędów wnoszonych przez poszczególne procesy. Taka dokładność powinna zapewniać ponad 90% wydajność dyfrakcyjną wykonanych elementów (rozd. 4.1). Profil siatki o okresie $\Lambda = 200 \mu\text{m}$ i ośmiu stopniach fazowych umieszczanej na każdym obrabianym podłożu w charakterze struktury testowej służącej do pomiarów pokazano na rys. 7.6.



Rys. 7.6. Profil 8-poziomowej siatki dyfrakcyjnej wykonanej na podłożu kwarcowy.

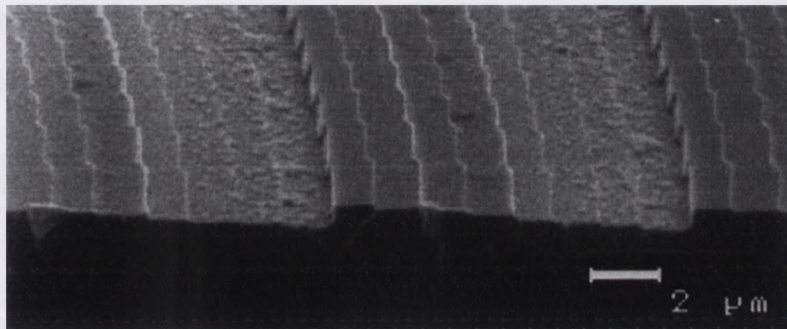
7.2.2. Reaktywne trawienie jonowe arsenku galu

Z punktu widzenia technologii arsenek galu ma w porównaniu z podłożami kwarcowymi kilka istotnych zalet: podłoże może być wykorzystane do odprowadzenia ładunku powstającego w czasie naświetlania wiązką elektronów, głębokość struktury ze względu na duży współczynnik załamania materiału jest niewielka, a właściwości chemiczne GaAs pozwalają na uzyskanie lepszej selektywności procesu RIE. Eliminuje to konieczność stosowania warstw przewodzących i pośrednich warstw maskujących, co nie tylko upraszcza proces wytwarzania, lecz zapewnia również większą precyzję wzorów. Dodatkowo płytki relief umożliwia wykorzystanie warstw rezystu o mniejszych grubościach, co sprzyja osiąganiu większych rozdzielczości. Jednocześnie jest to materiał szeroko stosowany w mikroelektronice i fotonice, opanowanie technologii wytwarzania struktur dyfrakcyjnych na GaAs stwarza więc możliwość realizacji zintegrowanych struktur optyczno-elektronicznych. Powyższe względy zdecydowały o przeprowadzeniu prób zastosowania binarnej metody elektronolitograficznej do wytwarzania wielopoziomowych struktur dyfrakcyjnych także na podłożach arsenkowych.

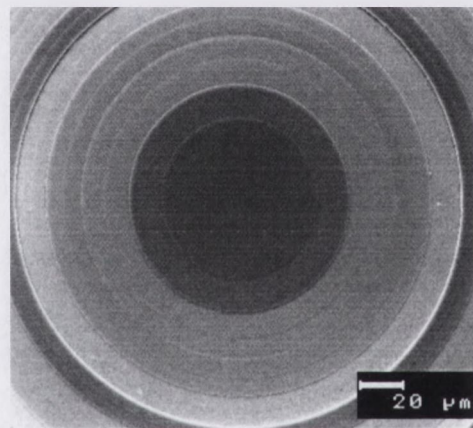
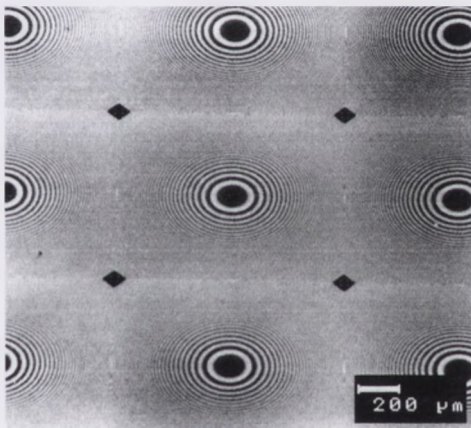
Do wytwarzania struktur użyto dwustronnie polerowanych monokrystalicznych płytek z półizolacyjnego GaAs o średnicy 50 mm i grubości 0.4 mm. Proces formowania reliefu dla każdego z poziomów technologicznych, krótszy niż w przypadku kwarcu, obejmował: (1) nakładanie rezystu PMMA350k ($0.3 \pm 0.4 \mu\text{m}$), (2) generację wzoru (elektronolitograf ZBA20), (3) wywoływanie wzoru (MIBK/IPA), (4) reaktywne trawienie jonowe profilu (CCl_2F_2 , reaktor RDE300), (5) usuwanie rezystu (MEK) i mycie podłoża.

Podobnie jak dla podłoży kwarcowych procesy RIE prowadzono w reaktorze RDE300, ale przy dwukrotnie mniejszej mocy (25 W) i mniejszym przepływie gazów – $30 \text{ cm}^3/\text{sek}$. Zastosowanie do trawienia fluorochlorometanu CCl_2F_2 zapewniało selektywność procesu równą w przybliżeniu 3.5 (szybkość trawienia arsenku $8.3 \text{ nm}/\text{sek}$., a rezystu PMMA $2.3 \text{ nm}/\text{sek}$.). Dla struktur zaprojektowanych dla światła o długości fali $\lambda=1150 \text{ nm}$ maksymalna głębokość trawienia wynosiła 235 nm , co teoretycznie pozwalało na zastosowanie warstw o grubości nawet poniżej $0.1 \mu\text{m}$. Biorąc jednak pod uwagę nieuniknione zmiany grubości rezystu wynikające z nakładania warstwy na podłoże z wytworzonym wcześniej reliefem zdecydowano

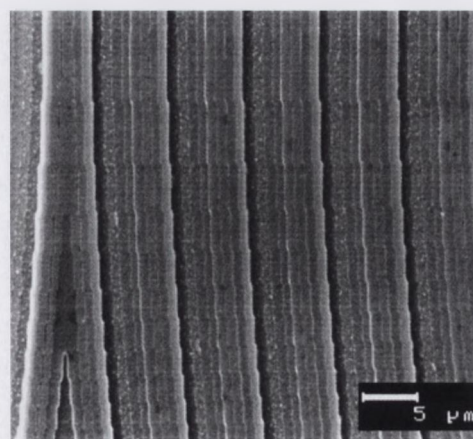
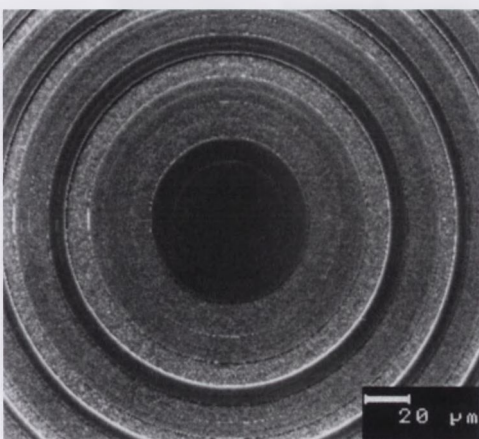
o użyciu warstw o grubości $0.3 \div 0.4 \mu\text{m}$ – wystarczająco grubych, by pokryć nierówności podłoża i wystarczająco cienkich, by zagwarantować wysoką rozdzielczość procesu generacji wzorów.



przełomu mikrosoczewki f/3



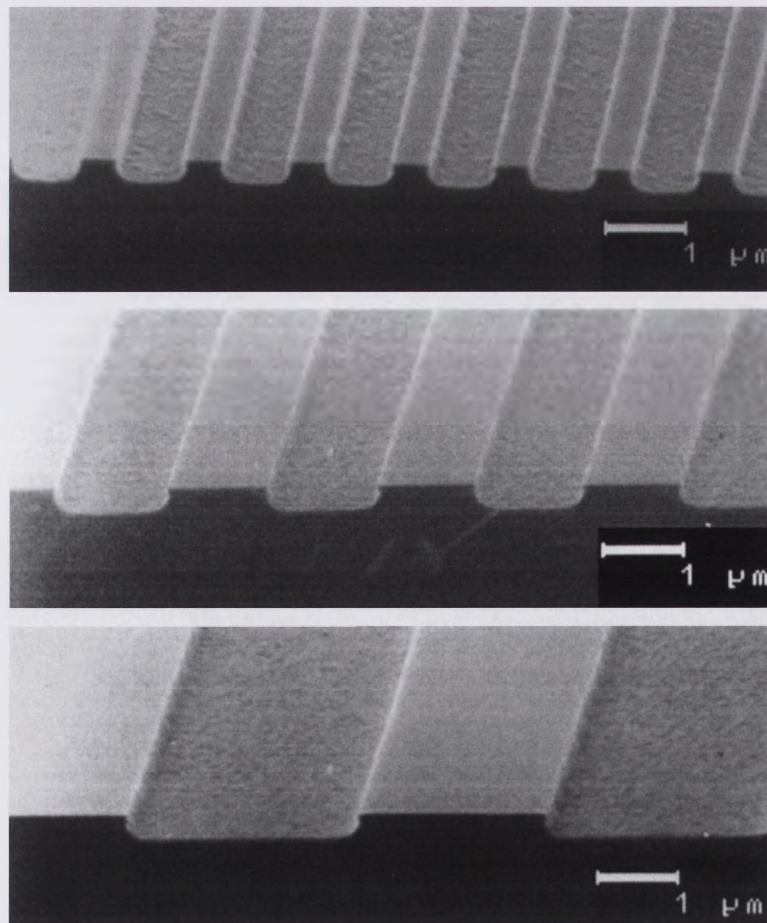
fragment tablicy 8x8 mikrosoczewek f/3 o kwadratowej aperturze (widoczne pola znaczników centrujących) oraz centralna strefa mikrosoczewki



środkowy fragment (widoczne dwie pełne strefy) oraz zewnętrzne strefy sąsiadujących mikrosoczewek f/2 o kwadratowej aperturze

Rys. 7.7. Fotografie SEM ośmiopoziomowych mikrosoczewek dyfrakcyjnych wykonanych w procesie reaktywnego trawienia jonowego GaAs

Większa długość fali światła, dla jakiego były projektowane struktury i korzystniejsze warunki technologiczne pozwoliły na wykonanie soczewek o lepszym niż w przypadku elementów kwarcowych stosunku ogniskowej do maksymalnej średnicy – $f/3$ i $f/2$ dla elementów o ośmiu poziomach fazowych (rys. 7.7) oraz $f/0.7$ dla elementów binarnych ($NA \approx 0.6$). Dokładność uzyskanych profili była jednak mniejsza. Błędy wysokości poziomów fazowych mierzone na siatkach testowych sięgały 7.5%. Zwróćmy jednak uwagę, że w przypadku tak płytkich profili (wysokość stopnia fazowego 59 nm) nawet niewielkie błędy głębokości trawienia, na poziomie dokładności samego pomiaru na profilometrze (± 3 nm), przekładają się na znaczny błąd względny profilu ($\pm 5\%$).



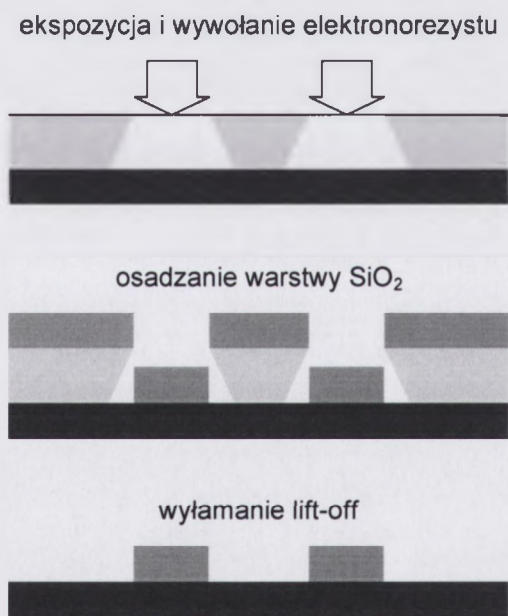
Rys. 7.8. Fotografie SEM siatek liniowych o okresach 1.2, 2.4 i 4.8 μm wytrawionych w GaAs na głębokość 0.25 μm

Naturalną łupliwość GaAs wzdłuż kierunków krystalograficznych wykorzystano do obserwacji przełomów siatek o różnych okresach – rys. 7.8. Stwierdzono, że wysokość uzyskiwanych profili przy proporcjach głębokości do szerokości nie przekraczających 1:2 nie zależy od wymiarów poprzecznych trawionego elementu (dokładniej, nie zmienia się w widoczny sposób), a jest to istotny warunek poprawnego wykonywania struktur o zmiennych okresach.

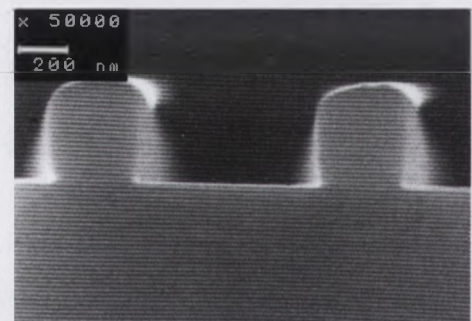
Podsumowując, zastosowanie binarnej metody elektronolitograficznej pozwoliło na wykonanie na podłożach GaAs elementów o znacznych aperturach numerycznych ($NA=0.6$ i $NA=0.25$ odpowiednio dla struktur o 2 i 8 poziomach) przy błędach profilu nie przekraczających 10%. Elementy takie, zgodnie z danymi z wykresu rys. 4.3, zachować powinny wydajność dyfrakcyjną na poziomie 90% wydajności teoretycznej.

7.3. Proces lift-off

Potencjalne zalety wytwarzania reliefu w procesach lift-off to przede wszystkim możliwość dokładnej kontroli grubości warstwy w czasie jej osadzania oraz lepszy, wynikający z natury procesu, stan powierzchni struktur niż w przypadku trawienia. Poprawne wykonanie procesu jest jednak trudniejsze, wymaga bowiem uzyskania w warstwie rezystu odpowiedniego profilu zapobiegającego połączeniu się warstwy osadzonej na powierzchni rezystu z warstwą osadzoną na podłożu – rys. 7.9.



Rys. 7.9. Schemat procesu lift-off

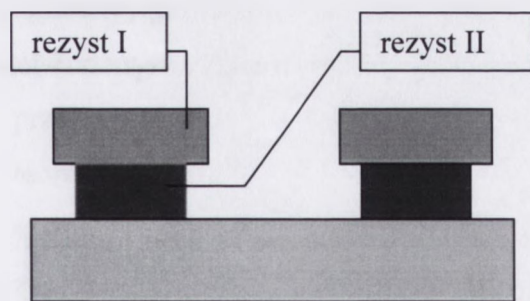


Rys. 7.10. Fotografia SEM profilu lift-off uzyskanego w 0.42 μm warstwie rezystu PMMA350k (okres siatki 1 μm)

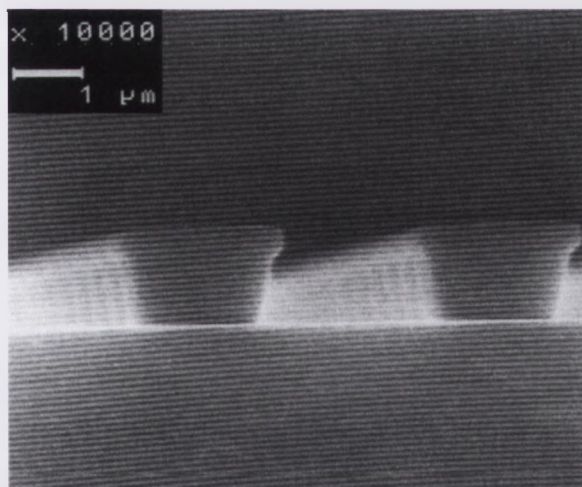
Naświetlanie wiązką elektronów pozwala na wykonanie takiego profilu. Wykorzystywany jest przy tym fakt, że dolna warstwa rezystu wskutek rozproszenia elektronów absorbuje większą dawkę energii niż warstwa górna. Dzięki temu odpowiednio dobrany proces wywoływania zapewnić może uzyskanie struktur o przekroju zwężającym się w części dolnej – rys. 7.10. To samo zjawisko, to jest rozproszenie elektronów, powoduje jednak, że wraz ze zmniejszaniem okresu struktury zmniejsza się kontrast generowanego wzoru (rozd. 6.3). Wywołanie takiego obrazu prowadzi do uzyskania profilu o kształcie w mniejszym lub większym stopniu sinusoidalnym, a więc uniemożliwiającym wykonanie procesu lift-off (warstwa

osadzanego materiału staje się ciągła). Wadą metody jest także duża wrażliwość na zmiany parametrów procesu, w tym na zmiany grubości warstwy rezystu. W przypadku wielopoziomowych struktur dyfrakcyjnych jest to nieuniknione, bowiem kolejne poziomy technologiczne wykonywane są na podłożu z wytworzonym wcześniej reliefem, powodującym w czasie nakładania rezystu lokalne zmiany grubości warstwy.

Dużo pewniejszą odmianę metody lift-off możemy uzyskać stosując dwie warstwy rezystów o różniących się czułościach [162,163] – rys. 7.11. Za zachowanie wymiaru odpowiada wtedy górna, mniej czuła, cienka warstwa rezystu. Znacznie grubsza warstwa dolna planaryzuje podłoże (przynajmniej częściowo) i przede wszystkim ze względu na wyższą czułość ma po wywołaniu mniejszy przekrój niż część górna. Odpowiednie czułości rezystów uzyskać można dobierając polimery różniące się masą cząsteczkową. Po naświetleniu jednakową dawką polimer o wyjściowo krótszym łańcuchu wywoływał się będzie szybciej (rozd. 6.4).



Rys. 7.11. Schemat profilu lift-off dla dwóch warstw elektronorezystów

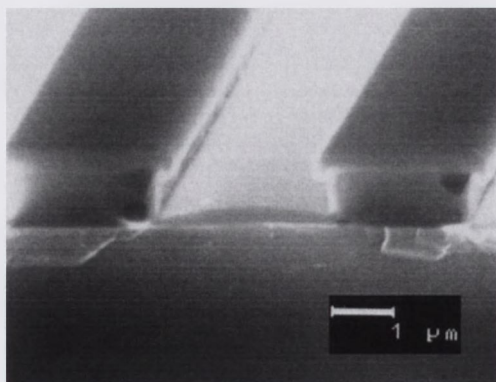


Rys. 7.12. Fotografia SEM profilu lift-off uzyskanego przy zastosowaniu dwóch warstw rezystu PMMA350k/PMMA90k

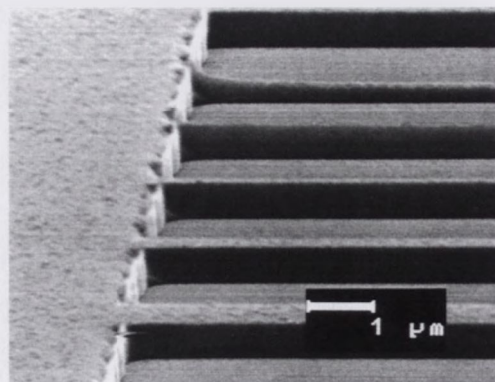
Na rys. 7.12 pokazano profil lift-off uzyskany dla układu złożonego z warstw PMMA o masach cząsteczkowych 350k i 90k. Tak dobrane rezysty zapewniały możliwość uzyskania prawidłowego profilu w dość szerokim zakresie dawek ekspozycji ($90-110 \mu\text{C}/\text{cm}^2$), co wskazuje na dużą tolerancję procesu na ewentualne błędy

naświetlania i wywoływania. Niestety w przypadku osadzania warstw o grubości przekraczającej $0.5 \mu\text{m}$ rozdzielczość procesu jest niewielka – rzędu $1 \mu\text{m}$. Wynika to z konieczności użycia warstw rezystu około trzykrotnie grubszych od osadzonej warstwy materiału.

Zwrócono także uwagę na inne wady procesu lift-off. Nawet dla stosunkowo dużych wymiarów (kilka mikrometrów) powierzchnia osadzonej warstwy nie jest płaska, lecz ma wyraźnie cylindryczny kształt. Na rys. 7.13 pokazano przełom podłoża z rezystem i osadzoną cienką warstwą SiO_2 (siatka o okresie $4.8 \mu\text{m}$). Jak można oszacować, pasek SiO_2 ma w środkowej części grubość dwukrotnie większą niż na brzegach. Jest to związane z „cieniem”, jaki dają ściany rezystu dla rozpylanego materiału. Odnosząc ten efekt do wzoru z liniami o zróżnicowanej szerokości — od ułamka do kilkunastu mikrometrów — można się spodziewać znacznych różnic grubości osadzonego materiału. Potwierdza to eksperyment przeprowadzony dla wzoru testowego z liniami o szerokości od 0.4 do $5 \mu\text{m}$ – rys. 7.14. Wysokość najwyższej linii jest ponad dwukrotnie mniejsza niż pozostałych. Zastosowanie procesu lift-off powodować więc może znaczne błędy profilu dyfrakcyjnego, zwłaszcza w przypadku reliefów o większych wysokościach (powyżej $0.5 \mu\text{m}$) i z elementami o submikronowych wymiarach. Mając możliwość wyboru za bardziej odpowiednie do wytwarzania elementów dyfrakcyjnych uznać należy procesy reaktywnego trawienia jonowego.



Rys. 7.13. Fotografia SEM przełomu podłoża z rezystem i osadzoną warstwą SiO_2



Rys. 7.14. Zmiany grubości osadzonej warstwy w zależności od szerokości elementu (lift-off warstwy Al o grubości $0.4 \mu\text{m}$)

Rezygnując z zastosowania techniki lift-off do formowania profili dyfrakcyjnych, zachowano jej wykorzystanie do wytwarzania znaczników centrujących. Tu, ze względu na rodzaj używanych materiałów (Au i Ti) oraz wykonywanych wzorów (elementy o jednakowej szerokości), proces lift-off zapewniał znacznie lepszą jakość elementów niż w przypadku trawienia, a zwłaszcza tak istotną gładkość krawędzi.

7.4. Podsumowanie

Przedstawiono krótką charakterystykę materiałów o właściwościach korzystnych z punktu widzenia wytwarzania dyfrakcyjnych elementów optycznych.

Omówiono procesy trawienia plazmowego i określono warunki wytwarzania profili dyfrakcyjnych na monokrystalicznych podłożach kwarcowych (niski współczynnik załamania, elementy dla światła widzialnego) i z arsenku galu (wysoki współczynnik załamania, zakres podczerwieni) w procesach reaktywnego trawienia jonowego. Opracowane technologie zastosowano do wytwarzania siatek i mikrosoczewek dyfrakcyjnych. Przedstawiono fotografie SEM i wyniki pomiarów profilometrycznych wykonanych elementów. Błędy wysokości stopni fazowych struktur kwarcowych nie przekraczały 1%, co zapewniać powinno wydajność dyfrakcyjną zbliżoną do teoretycznej. W przypadku struktur wykonanych na podłożach GaAs błędy mieściły się w granicach 7.5%. Ich znacznie większa wartość wynika, przynajmniej częściowo, z małej wysokości stopni fazowych (59 nm) — nawet niewielkie błędy pomiaru na profilometrze przekładają się na znaczny błąd względny profilu.

Zaproponowano sposób wytwarzania struktur wielopoziomowych w procesie lift-off opartym na wykorzystaniu dwóch warstw rezystów o różniących się czułościach. Przeprowadzone eksperymenty ujawniły istotne wady techniki lift-off powodujące niewłaściwy kształt i wysokość otrzymywanych profili.

Za znacznie lepiej spełniające wymagania związane z wytwarzaniem wielopoziomowych struktur dyfrakcyjnych o zmiennym okresie uznano procesy reaktywnego trawienia jonowego.

Jak na to zwrócono uwagę w rozdziale 2, wydajność elementów dyfrakcyjnych o wielu poziomach nawet w przypadku profili idealnych zmniejsza się znacznie, gdy ich okres staje się porównywalny z długością fali światła — dla okresów $\Lambda \approx 2\lambda$ nawet poniżej wydajności elementów o dwóch poziomach fazowych. Istotny wpływ na spadek wydajności dyfrakcyjnej takich struktur mogą mieć również błędy wynikające z ograniczonej rozdzielczości i dokładności procesów generacji wzorów, co będzie dotyczyło zwłaszcza elementów projektowanych dla światła widzialnego i ultrafioletu. Łatwo to zauważyć biorąc pod uwagę, że dla fal o długości poniżej 600 nm wykonanie soczewki dyfrakcyjnej o ośmiu poziomach fazowych już dla apertury numerycznej $NA=0.5$ wymagałoby zastosowania procesów pozwalających na wytwarzanie stopni fazowych o szerokościach różniących się w sąsiednich strefach o mniej niż 0.2 nm. Taka dokładność wykonania wzoru wykracza daleko poza możliwości stosowanych obecnie technologii.

Teoretycznie obu wymienionym powyżej ograniczeniom przeciwdziałać można poprzez zwiększenie rozmiaru stref, polegające na zastąpieniu profilu o skoku fazy 2π profilem odpowiadającymi zmianie fazy o $k \cdot 2\pi$ [7,31,41,63]. Takie rozwiązanie jest jednak korzystne tylko w przypadku metod pozwalających na wytwarzanie kinoformów o ciągłym profilu wewnątrz stref, to jest metod mechanicznych i analogowych (przykład soczewki ze strefami $2\pi \div 8\pi$ pokazano na rys. 3.7 w rozdziale poświęconym metodom wytwarzania elementów dyfrakcyjnych). Przypomnijmy jednak, że metody mechaniczne nie pozwalają na uzyskiwanie elementów o zróżnicowanych kształtach

i wysokiej częstotliwości przestrzennej. Także w przypadku metod analogowych, zwłaszcza przy grubych warstwach rezystu, liczyć się musimy z ograniczoną rozdzielczością i dokładnością profilu, wynikającą ze sprzecznych wymagań wobec procesu generacji wzoru (rozdział 4.1, [164]).

Z kolei w przypadku metod binarnych wprowadzenie stref $k \cdot 2\pi$ zamiast ułatwiać, komplikuje wykonanie struktury: ponieważ wydajność dyfrakcyjna zależy od liczby poziomów przypadających na zmianę fazy o 2π [143], to k -krotne zwiększenie wysokości profilu powoduje, że liczba stopni wzrosnąć powinna również k -krotnie ($L_{(k2\pi)} = k \cdot L_{(2\pi)}$). W rezultacie szerokość stopni pozostaje taka sama jak dla stref 2π , a do otrzymania profilu zastosowana być musi większa liczba procesów (minimum $n+k-1$ zamiast n procesów dla struktury o $L_{(2\pi)} = 2^n$ poziomach), do tego wykonywanych w trudniejszych warunkach ze względu na większą głębokość reliefu. Powinniśmy więc przyjąć, że dla struktur formowanych binarnie wysokość profilu fazowego nie powinna przekraczać 2π . Dla standardowych kinoformów schodkowych będzie to jednak oznaczać bądź ograniczenie minimalnego okresu struktury, gdy chcąc zachować wyższą wydajność dyfrakcyjną pozostaniemy przy profilu o większej liczbie poziomów fazowych, bądź ograniczenie wydajności, gdy założony okres pozwala na wykonanie elementu o jedynie dwóch poziomach.

Poniżej proponujemy dwa rozwiązania, których celem jest przynajmniej częściowa eliminacja tych ograniczeń. Pozwalają one na uzyskiwanie elementów o okresie minimalnym limitowanym wymiarem krytycznym struktury o 2 poziomach fazowych, a o wydajności dyfrakcyjnej wyższej niż osiągnięta dla takich elementów. Co więcej, drugie z proponowanych rozwiązań umożliwia również wytwarzanie elementów uginających wiązkę pod większymi kątami, niż by to wynikało z przyjętego wymiaru krytycznego, a więc np. soczewek o większych aperturach numerycznych. Przez wymiar krytyczny, oznaczany dalej jako cd , rozumiemy przy tym minimalny wymiar struktury, dla którego — biorąc po uwagę zarówno ograniczenia technologiczne, jak i dyfrakcyjne — wydajność profilu odbiega w niewielkim stopniu od maksymalnej dla danej liczby poziomów fazowych, to jest wyznaczonej zgodnie z teorią skalarną.

8.1. Elementy dyfrakcyjne o zmiennej liczbie poziomów fazowych

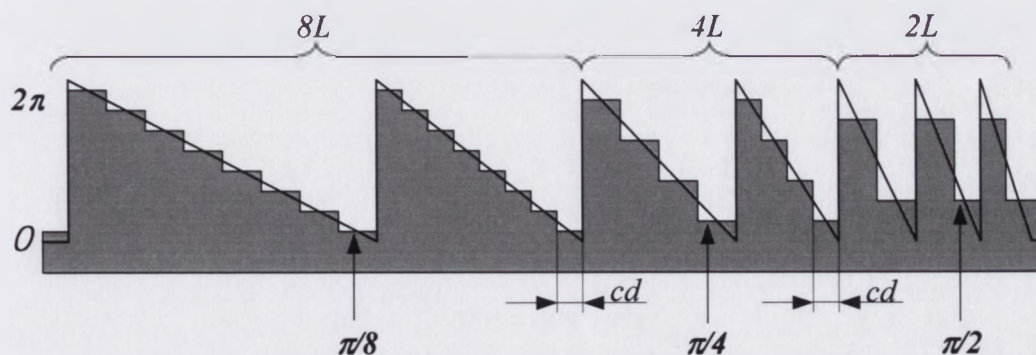
Istota pierwszego rozwiązania polega na zastąpieniu profilu o stałej liczbie poziomów profilem o zmiennej, zależnej od lokalnego okresu struktury $\Lambda(x,y)$ liczbie stopni fazowych dobranej tak, by ich szerokość nie była mniejsza niż wymiar krytyczny cd , a więc by zachowany był warunek

$$\frac{\Lambda(x,y)}{L_i} \geq cd, \quad (8.1)$$

gdzie L_i – lokalna (dotycząca danej strefy) liczba poziomów fazowych, przyjmująca wartości $L_i = 2^i, i=1,2,\dots,n$.

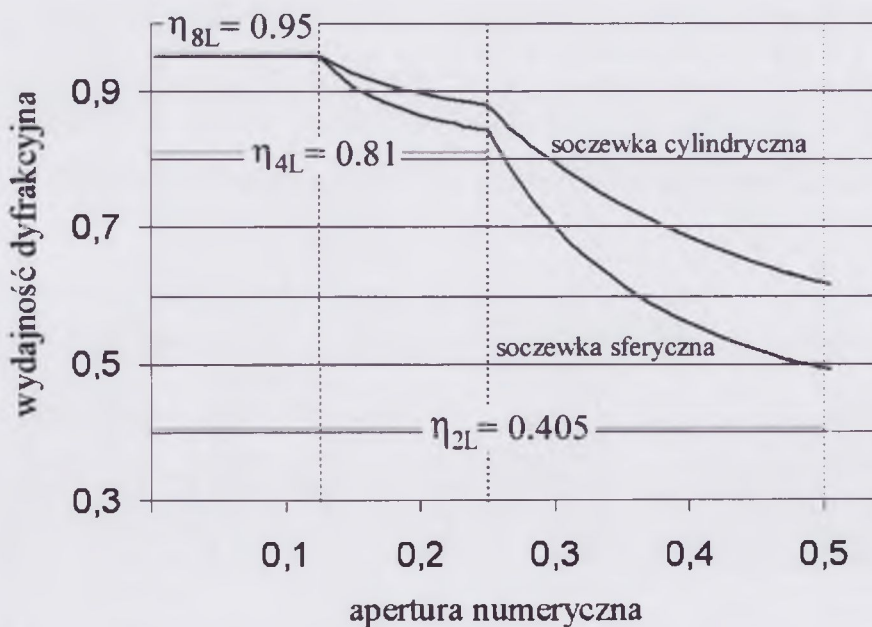
Większą wydajność dyfrakcyjną zapewniałyby elementy o liczbie poziomów nie narzuconej zależnością $L_i = 2^i$ (to jest dla $L_i=2, 3, \dots, L_n$), przyjęty warunek pozwala jednak znacznie zredukować liczbę procesów potrzebnych do wykonania struktury.

Schemat profilu o zmiennej liczbie poziomów fazowych (nazwijmy go w skrócie ZLP) pokazano na rys. 8.1. Zwróćmy uwagę, że ze względu na przesunięcia fazowe pomiędzy poszczególnymi obszarami profil taki wymaga wykonania dodatkowego procesu wprowadzającego zmianę fazy o π/L_n (w przypadku pokazanym na rysunku, to jest profilu o 2, 4 i 8 stopniach, o $\pi/8$). Struktura o maksymalnej liczbie poziomów $L_n=2^n$ wykonywana więc będzie nie w n , lecz w $n+1$ procesach.



Rys. 8.1. Schemat profilu dyfrakcyjnego o zmiennej liczbie poziomów fazowych:
 cd – wymiar krytyczny struktury, $2L+8L$ – liczba poziomów fazowych

Oczywiście przedstawione rozwiązanie może być zastosowane jedynie w przypadku struktur o zmiennej szerokości stref, a o jego efektywności decydować będzie przede wszystkim wielkość powierzchni wypełnionej profilem dwupoziomowym. Istotne znaczenie będzie więc miał rodzaj, a nawet kształt elementu dyfrakcyjnego. Ilustruje to rys. 8.2, na którym przedstawiono zmiany wydajności dyfrakcyjnej soczewek sferycznej i cylindrycznej w zależności od ich apertury numerycznej (NA). Zgodnie z kształtem stref soczewek przyjęto dla nich odpowiednio aperturę kołową i prostokątną. Rozważono profile o maksymalnie ośmiu poziomach. Taką liczbę stopni fazowych soczewki miałyby w części środkowej, a w miarę powiększania NA ich liczba zmniejszałaby się najpierw do czterech, a następnie dwóch zgodnie z warunkiem (8.1). Abstrahując od możliwości technologicznych przyjęto przy tym, że wymiar krytyczny równy jest długości fali światła dla jakiego projektowane są soczewki, uwzględniając w ten sposób w przybliżeniu warunek zachowania wydajności dyfrakcyjnej na poziomie określonym teorią skalarną. Zmiany wydajności wyznaczano na podstawie stosunku powierzchni zajmowanych przez profile o 8, 4 i 2 poziomach fazowych.



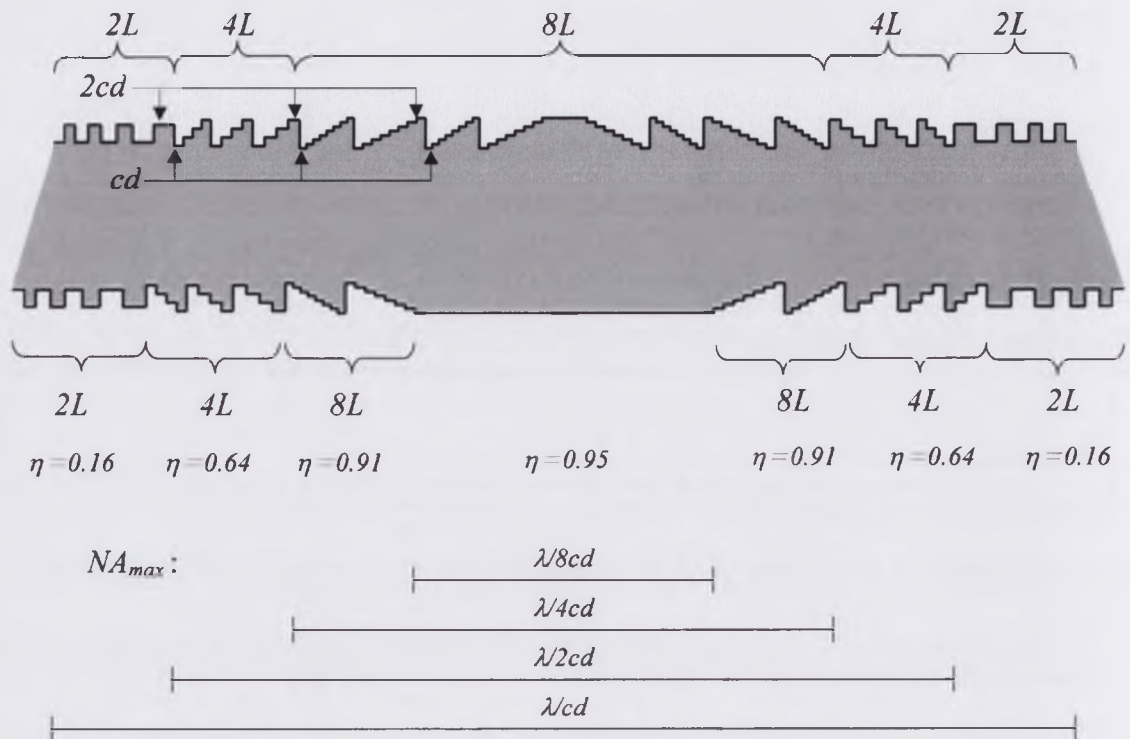
Rys. 8.2. Wydajność dyfrakcyjna soczewek cylindrycznej i sferycznej o zmiennej liczbie poziomów fazowych w zależności od ich apertury numerycznej; przyjęto zmianę z 8 poziomów na 4 i z 4 na 2 poziomy po osiągnięciu wymiaru krytycznego $cd = \lambda$ (pionowe linie przerywane)

Jak można zauważyć, po przekroczeniu $NA=0.25$, to jest granicy pomiędzy profilem 4- i 2-poziomowym, wydajność elementów spada dość szybko. Wyraźnie większy spadek dotyczy przy tym soczewki sferycznej, co nie wynika z różnych apertur lecz z faktu, że zmiany profilu dla tego elementu zachodzą równocześnie we wszystkich kierunkach (radialnie), podczas gdy dla soczewki cylindrycznej tylko w jednej osi (prostopadłej do stref). Przy ograniczeniu soczewki cylindrycznej aperturą kołową różnice byłyby jeszcze większe (jej wydajność dla $NA>0.125$ byłaby większa niż prezentowana na wykresie).

Pomimo znacznego spadku wydajności powodowanego binarnym obszarem elementów, w całym zakresie apertur numerycznych powyżej 0.125 (granica pomiędzy profilem 8- i 4-poziomowym) wydajność soczewek ZLP jest wyższa niż ich odpowiedników ze stałą liczbą poziomów fazowych. W przypadku granicznym wynikającym z przyjętego wymiaru krytycznego, to jest $NA=0.5$, wydajność soczewki sferycznej pozostaje nadal o ponad 20%, a cylindrycznej nawet o ponad 50% wyższa niż możliwa do uzyskania przy zastosowaniu standardowych profili. Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że najmniejszy wymiar stopni elementów ZLP jest taki sam jak dla struktury o dwóch poziomach fazowych (a więc 4-krotnie większy niż dla elementów o 8 poziomach), oraz że unikamy krytycznego dla metod binarnych centrowania najwęższych zewnętrznych stref (rozdz. 4.1, [164]), to zarówno z punktu widzenia wydajności dyfrakcyjnej, jak i wymagań technologicznych rozwiązanie takie uznać można za bardzo korzystne.

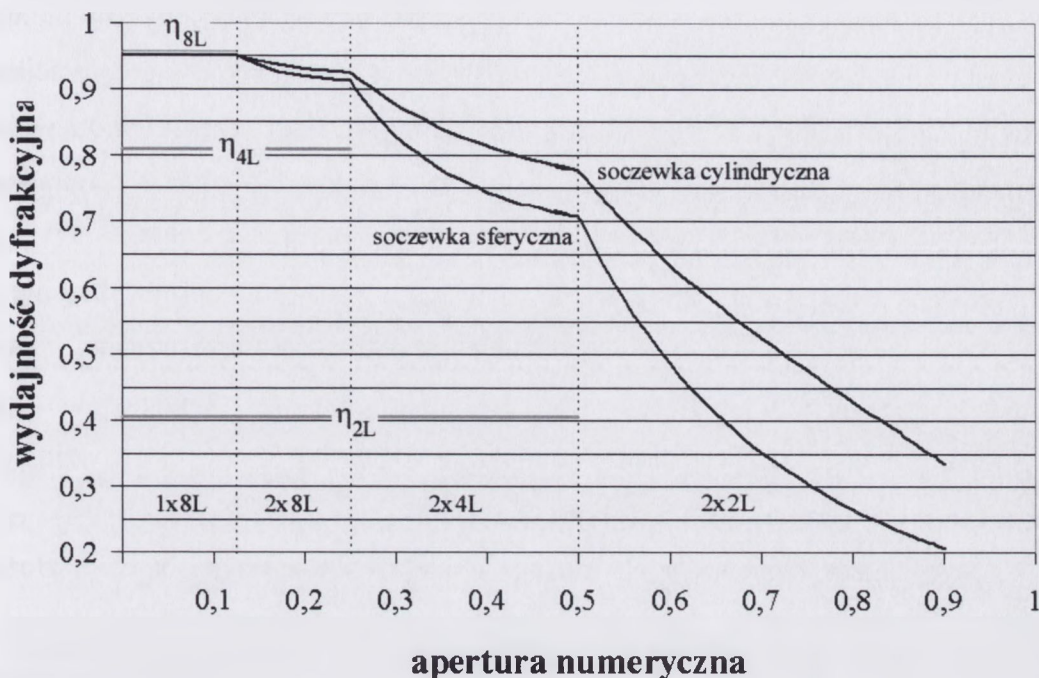
8.2. Elementy dyfrakcyjne o dwóch powierzchniach fazowych

Drugie z proponowanych rozwiązań polega na rozdzieleniu funkcji elementu dyfrakcyjnego pomiędzy, w najprostszym przypadku, dwa profile dyfrakcyjne wykonane na przeciwległych powierzchniach płaskorównoległego podłoża. Dzięki temu częstotliwość przestrzenna każdego z profili jest dwukrotnie mniejsza, osiągany jest więc efekt równoważny wprowadzeniu stref $k \cdot 2\pi$ ($k=2$).



Rys. 8.3. Model soczewki o dwóch powierzchniach dyfrakcyjnych i zmiennej liczbie poziomów fazowych

W przypadku ogólnym możliwe jest sprzężenie więcej niż dwóch profili, mogą być one poza tym umieszczone nie na obu, lecz jednej powierzchni podłoża, podczas gdy druga pełni rolę płaskiego zwierciadła. Umieszczenie profili na jednej powierzchni stwarza najdogodniejsze warunki technologiczne (wszystkie profile wykonywane jednocześnie), najmniejsze straty energii transformowanej wiązki zapewnić będzie jednak dwustronny element transmisyjny. Schemat takiego elementu - przyjmijmy dla jego oznaczenia skrót 2S - na przykładzie soczewki dyfrakcyjnej pokazano na rys. 8.3. Wykorzystano przy tym profile o zmiennej liczbie stopni fazowych. W dolnej części rysunku podano maksymalne apertury numeryczne oraz wydajności dyfrakcyjne odpowiadające poszczególnym obszarom soczewki. Zauważmy, że aby zapewnić jak najwyższą sprawność elementu, profil o największej liczbie poziomów wykonany jest w centralnej części soczewki tylko po jednej stronie podłoża.



Rys. 8.4. Wydajność dyfrakcyjna soczewek cylindrycznej i sferycznej o dwóch powierzchniach dyfrakcyjnych i zmiennej liczbie poziomów fazowych w zależności od ich apertury numerycznej; pionowe linie przerywane wyznaczają granice obszarów o 8, 4 i 2 poziomach fazowych dla wymiaru krytycznego struktury $cd=\lambda$

Na rys. 8.4 przedstawiono, podobnie jak na rys. 8.2 i przyjmując te same założenia, zmiany wydajności dyfrakcyjnej soczewek ZLP 2S sferycznej i cylindrycznej w zależności od ich apertury numerycznej. Jak wynika z porównania wykresów, elementy 2S zapewniają większą wydajność dyfrakcyjną: ponad 90% dla $NA \leq 0,25$ i przy stosunkowo łagodnym spadku ponad 70% w przedziale $0,25 < NA \leq 0,5$. Dla soczewki cylindrycznej na granicy tego przedziału sięga ona nawet 78%, jest więc niemal dwukrotnie wyższa niż dla standardowego elementu, jaki mógłby być wykonany zgodnie z przyjętym wymiarem krytycznym (jednostronny profil 2L).

Po przekroczeniu granicy $NA=0,5$ (zmiana z czterech na dwa stopnie fazowe) spadek wydajności jest znacznie szybszy i przy $NA=0,65$ dla soczewki sferycznej i $NA=0,85$ dla soczewki cylindrycznej zmniejsza się do poziomu wydajności profilu o dwóch poziomach fazowych. Zwróćmy jednak uwagę, że jest to przedział, w którym zgodnie z przyjętymi ograniczeniami ($cd=\lambda$) wykonanie poprawnie działającego elementu o jednej powierzchni dyfrakcyjnej nie byłoby możliwe ($\lambda/2 < cd$). Istotną zaletą struktur 2S jest więc możliwość wytwarzania elementów o większych aperturach

numerycznych i to bez konieczności używania skomplikowanych metod projektowania opartych na ścisłej teorii dyfrakcyjnej. W przypadku, gdy wymiar krytyczny nie wynika z ograniczeń dyfrakcyjnych, lecz technologicznych (w praktyce ma to miejsce dla struktur projektowanych dla ultrafioletu i krótkofalowej części widma światła widzialnego), możliwe jest nawet dwukrotne zwiększenie apertury numerycznej elementu, czy bardziej ogólnie – maksymalnego kąta ugięcia.

Zastosowanie metody 2S pozwala zwiększać wydajność dyfrakcyjną nie tylko struktur o zmiennej, lecz również stałej częstotliwości przestrzennej. Zamiana pojedynczego profilu o dwóch poziomach fazowych na zintegrowane profile 4-poziomowe zwiększa wydajność elementu z 40.5% do 65.6%, a 4- poziomowego na podwójny 8- poziomowy – z 81% na 90%.

Istotną zaletą elementów 2S jest także możliwość uzyskania bardziej złożonych przekształceń frontu falowego poprzez sprzęganie powierzchni o uzupełniających się właściwościach. Jako przykład takiej struktury posłużyć może element 2S przeznaczony do kolimacji wiązki światła emitowanej z krawędzi diody laserowej, obejmujący profil odpowiadający soczewce cylindrycznej i sferycznej. Pierwszy z nich służy do częściowej kolimacji wiązki w osi prostopadłej do złącza, drugi – do ostatecznej kolimacji w obu osiach. W rezultacie rozbieżna wiązka eliptyczna przekształcana jest w wiązkę równoległą o przekroju kołowym. Dla kątów rozbieżności nie przekraczających 50° w osi prostopadłej do złącza i 15° w osi równoległej element ‘cylindryczno-sferyczny’ zapewniać powinien 75% wydajność dyfrakcyjną. Faktyczna sprawność kolimacji, ze względu na gaussowski rozkład natężenia wiązki, może być jeszcze wyższa. Element taki zaproponowano w pracy „Efficient Diffractive Collimator for Edge-Emitting Laser Diodes” [38].

Ponieważ grubość podłoża jest o kilka rzędów większa od długości fali światła, z punktu widzenia projektowania i działania każdą z powierzchni elementu 2S traktować możemy, podobnie jak w podanym powyżej przykładzie, oddzielnie. Mógłby więc on być zastąpiony dwoma odrębnymi elementami dyfrakcyjnymi. Układ monolityczny ma jednak kilka istotnych zalet: zmniejsza straty energii powodowane rozproszeniem i pochłanianiem światła, jego wymiary i ciężar zredukowane są do minimum, przez co lepiej spełnia wymagania związane z miniaturyzacją i przede wszystkim nie wymaga justowania oraz — jeżeli wykonany jest z odpowiedniego

materiału (np. kwarc) — pozostaje stabilny nawet w trudnych warunkach pracy (zmiany temperatury, drgania mechaniczne). Dodajmy przy tym, że dokładność fotolitograficznych stanowisk do centrowania dwustronnego wynosi $0.5 \div 1 \mu\text{m}$, a wykorzystanie znaczników w procesie generacji wzorów wiązka elektronów pozwala zredukować błędy centrowania do poziomu poniżej $0.1 \mu\text{m}$. Integracja profili może być więc wykonana z dokładnością, jakiej nie można byłoby osiągnąć w czasie mechanicznego justowania elementów.

Przy wszystkich zaletach monolitycznych elementów dyfrakcyjnych o dwóch powierzchniach fazowych musimy jednak wziąć pod uwagę, że ich wykonanie wymaga użycia dwukrotnie większej ilości procesów technologicznych niż ma to miejsce w przypadku wytwarzania profili na jednej powierzchni podłoża.

8.3. Podsumowanie

Zaproponowano dwa sposoby wykonania elementów dyfrakcyjnych o profilach zoptymalizowanych z punktu widzenia właściwości optycznych, możliwości technologicznych i ograniczeń dyfrakcyjnych. Oba rozwiązania dotyczą struktur o częstotliwościach przestrzennych uniemożliwiających poprawne wykonanie standardowego kinoformu o wielu lub nawet dwóch (sposób drugi) poziomach fazowych.

Metoda pierwsza pozwala na zwiększenie wydajności dyfrakcyjnej elementu poprzez wprowadzenie profilu o zmiennej, zależnej od lokalnego okresu struktury liczbie stopni fazowych. Wyniki zastosowania metody do wytwarzania soczewek dyfrakcyjnych przedstawiono w dalszej części pracy.

Druga metoda polega na rozdzieleniu funkcji elementu dyfrakcyjnego pomiędzy dwa profile dyfrakcyjne, dzięki czemu częstotliwość przestrzenna każdego z nich może być dwukrotnie mniejsza. Pozwala to nie tylko na wydatną poprawę wydajności dyfrakcyjnej (zwłaszcza dla struktur o okresach $2\lambda < \Lambda < 4\lambda$), lecz także na wytwarzanie elementów o znacznie szerszym zakresie kątów ugięcia transformowanej wiązki, to jest na przykład soczewek dyfrakcyjnych o większych aperturach numerycznych. Istotną

zaletą metody jest również możliwość uzyskania bardziej złożonych przekształceń frontu falowego poprzez sprzęganie profili o uzupełniających się właściwościach i zazwyczaj prostszej budowie. Elementy sferyczne i eliptyczne mogą być zastąpione dwoma profilami elementów cylindrycznych o wzajemnie prostopadłych osiach. Takie rozwiązanie znacznie obniża wielkość plików danych i skraca czas generacji wzorów. Propozycję wykorzystania metody do wytwarzania soczewek dyfrakcyjnych o złożonym działaniu przedstawiono w pracy [38].

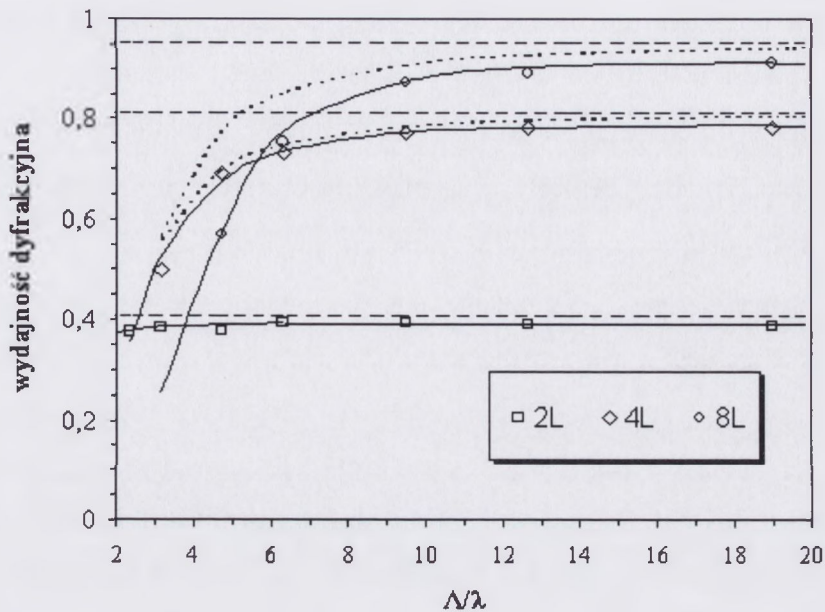
9.1. Siatki dyfrakcyjne

Liniowe siatki dyfrakcyjne jako obiekty o prostej budowie i uniwersalnych cechach (lokalnie każda struktura dyfrakcyjna o ciągłym przebiegu funkcji fazowej traktowana może być jako siatka) wydają się najlepiej spełniać funkcję elementów służących do oceny właściwości profili dyfrakcyjnych. Temu celowi, a ściślej biorąc określeniu dokładności i ograniczeń zaproponowanej technologii poprzez pomiar wydajności dyfrakcyjnej uzyskanych elementów, posłużyły siatki wykonane na podłożach kwarcowych dla światła o długości fali $\lambda=632.8$ nm. Badaniami objęto struktury o 2, 4 i 8 poziomach fazowych i okresach od 1.5 do 200 μm . Wydajność dyfrakcyjną η wyznaczano ze stosunku energii ugiętej w pierwszy rząd dyfrakcyjny do energii przechodzącej przez element (a nie padającej na element), to jest z pominięciem strat Fresnela. Pozwala to łatwiej porównywać uzyskane wydajności z wydajnością, jaką powinny mieć siatki o danej liczbie poziomów i bezbłędnie wykonanym profilu. Do pomiarów wykorzystano układ obejmujący stabilizowany laser HeNe (SIOS), ekspander wiązki oraz cyfrowy miernik mocy LaserPADTM z detektorem LM VIS (Coherent) o czułości 1nW i zakresie pomiarowym 50 mW. Oprogramowanie miernika połączonego ze standardowym komputerem PC pozwalało na akwizycję danych w zadanym przedziale czasowym i uśrednianie wyników pomiaru. Dla każdej siatki wykorzystano proces obejmujący 300 pomiarów (30 sekund). Wyniki pomiarów zawiera tabela 9.1.

Tabela 9.1. Wydajność dyfrakcyjna siatek wykonanych na podłożach kwarcowych

okres siatki Λ [μm]	wydajność dyfrakcyjna η		
	liczba poziomów L		
	2	4	8
200	0,393	0,790	0,935
30	0,391	0,779	0,925
20	0,394	0,796	0,932
12	0,388	0,773	0,910
8	0,391	0,777	0,887
6	0,394	0,772	0,873
4	0,394	0,752	0,752
3	0,387	0,694	0,568
2	0,382	0,496	-
1,5	0,375	-	-

Na rys. 9.1 przedstawiono powyższe wyniki w formie wykresów ilustrujących zmiany wydajności dyfrakcyjnej (linie ciągłe) w zależności od względnego okresu siatki Λ/λ . Jak można zauważyć wydajność profili o dwóch poziomach jest niemal stała w całym badanym zakresie i niewiele odbiega od wydajności wyznaczonej skalarnie ($\eta_{\text{scalar},2L}=0.405$, pozioma linia przerywana). Widoczna są natomiast wyraźne zmiany wydajności siatek o czterech i ośmiu stopniach fazowych. Spadek wydajności dla każdego z tych profili zdaje się mieć jednak inne przyczyny. Do takiego wniosku skłania porównanie uzyskanych wartości z krzywymi odpowiadającymi wydajności teoretycznej η_{ext} wyznaczonej zgodnie z rozszerzoną teorią skalarną (linie kropkowane).

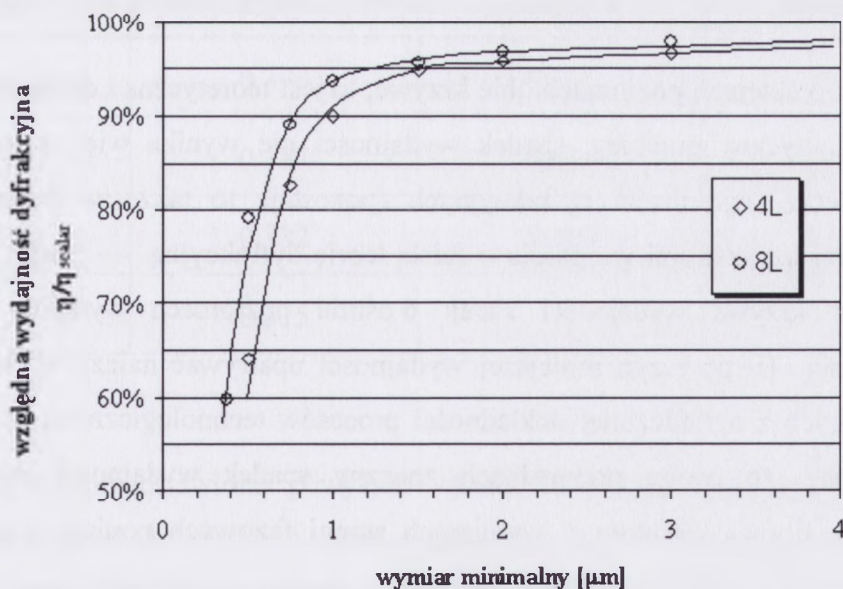


Rys. 9.1. Wydajność dyfrakcyjna siatek o dwóch (2L), czterech (4L) i ośmiu (8L) poziomach fazowych (linie ciągłe) w porównaniu z teoretyczną wydajnością wyznaczoną zgodnie z teorią skalarną (linie przerywane) i rozszerzoną teorią skalarną (linie kropkowane).

Dla siatek o czterech poziomach obie krzywe, to jest teoretyczna i doświadczalna, mają niemal identyczny przebieg, spadek wydajności nie wynika więc z gorszej jakości profilu, lecz z ograniczeń dyfrakcyjnych (pozostaje to także w dobrej zgodności z wynikami uzyskanymi w oparciu o ścisłą teorię dyfrakcyjną — rozdz. 2.2, rys. 2.4). Natomiast krzywa wydajności siatek o ośmiu poziomach wyraźnie odbiega od teoretycznej. Tu przyczyn mniejszej wydajności upatrywać należy w błędach profilu wynikających z ograniczonej dokładności procesów technologicznych. Zwróćmy przy tym uwagę, że w obu przypadkach znaczny spadek wydajności, niezależnie od powodów, dotyczy struktur o wymiarach stopni fazowych poniżej $1\ \mu\text{m}$. Widać to wyraźnie na rys. 9.2, na którym względne zmiany wydajności $\eta/\eta_{\text{skalar}}$ (stosunek wydajności uzyskanej do teoretycznej wynikającej z teorii skalarnej) odniesiono do minimalnego wymiaru struktury (szerokość stopnia fazowego). Tak sporządzony wykres pozwala wyznaczyć wymiar krytyczny cd , to jest minimalny wymiar struktury, dla którego — biorąc pod uwagę zarówno ograniczenia technologiczne, jak i dyfrakcyjne — wydajność dyfrakcyjna profilu η odbiega w niewielkim stopniu od wydajności η_{skalar} określonej skalarnie. Przyjmując kryterium 10% strat ($0,9\eta_{\text{skalar}}$) będzie on wynosił dla struktur o czterech i ośmiu poziomach fazowych odpowiednio

$cd_{4L}=0.9 \mu\text{m}$ (ograniczenie dyfrakcyjne) i $cd_{8L}=0.7 \mu\text{m}$ (ograniczenie technologiczne). Za uzasadnione uznać można także przyjęcie bardziej łagodnego kryterium, według którego wydajność struktury o L poziomach pozostawałaby nie mniejsza od teoretycznej wydajności struktur o $L/2$ poziomach. Dla takich warunków wymiar krytyczny profili równy będzie $cd_{min,4L}=0.5 \mu\text{m}$ (ograniczenie dyfrakcyjne, $\eta_{4L} \geq 0.41$) i $cd_{min,8L}=0.6 \mu\text{m}$ (ograniczenie dyfrakcyjne i technologiczne, $\eta_{8L} \geq 0.81$).

Wyznaczone wartości nie mają charakteru ogólnego. Dla fal o większej długości niż używana w badaniach — jak można oszacować na podstawie wykresów z rys. 9.1, około 950 nm — wymiar krytyczny niezależnie od liczby poziomów podyktowany będzie jedynie względami dyfrakcyjnymi. Dla fal krótszych podstawowego znaczenia nabiorą ograniczenia technologiczne. Przyjąć można, że podobnie jak dla siatek o ośmiu poziomach minimalna szerokość stopnia nie powinna być mniejsza niż $0.6 \mu\text{m}$ (w naszych warunkach technologicznych).



Rys. 9.2. Względna wydajność siatek dyfrakcyjnych o czterech (4L) i ośmiu (8L) poziomach w zależności od szerokości stopni fazowych.

Uzyskane wyniki pozwalają wskazać nie tylko ograniczenia, ale również źródła błędów użytej technologii. Wysoka, zbliżona do teoretycznej wydajność siatek o większych okresach świadczy o właściwie zachowanej wysokości stopni fazowych. Przyczyn gorszej jakości struktur szukać więc należy w ograniczonej dokładności

procesów rejestracji wzorów, a mianowicie w błędach powodowanych niewłaściwą szerokością i położeniem elementów struktury. Takie błędy, gdy ich wielkość nie przekracza kilkudziesięciu nanometrów, nie będą miały widocznego wpływu na wydajność siatek o dużych okresach, stają się jednak istotne w przypadku struktur ze stopniami fazowymi o submikronowej szerokości. Ich efektem są deformacje profilu podobne do powodowanych błędami centrowania i w związku z tym znacznie obniżające wydajność struktury (rozdz. 4.1, rys. 4.4 i 4.5). W przypadku elektronolitografu ZBA20 ograniczona dokładność wzoru wynika w dużej mierze z rozdzielczości układów odchylenia wiązki, wynoszącej 100 nm. W konsekwencji wymiary i położenie każdego elementu generowanego wzoru muszą być przybliżane z dokładnością ± 50 nm już na etapie przygotowania danych struktury.

9.2. Soczewki dyfrakcyjne

Podobnie jak w przypadku siatek, soczewki dyfrakcyjne (sferyczne fazowe płytki strefowe) wykonano dla światła o długości fali 632.8 nm na monokrystalicznych podłożach kwarcowych. Do przygotowania danych wykorzystano program opisany w rozdz. 6.8. Zaprojektowano elementy o stosunku ogniskowej do maksymalnej średnicy równym 1:5, 1:3, 1:2 i 1:1 (NA od 0.10 do 0.45). Soczewki f/5 i f/3 wykonano w postaci macierzy obejmujących 10x10 przylegających do siebie elementów o aperturach kwadratowych (pełne wykorzystanie powierzchni) i przyjęto dla nich profil o ośmiu poziomach fazowych. Ponieważ dla soczewek f/2 i f/1 zachowanie takiego profilu oznaczałoby znaczne przekroczenie wymiaru krytycznego cd_{8l} (odpowiednio około dwu- i czterokrotne), w ich przypadku zastosowano zmienną liczbę stopni fazowych. Soczewkę f/1 wykonano także w najprostszej, binarnej postaci. Dla wszystkich soczewek f/2 i f/1 przyjęto apertury kołowe.

Do oceny właściwości optycznych wytworzonych struktur posłużyły badania obejmujące pomiary wydajności dyfrakcyjnej, obserwacje rozkładu natężeń w płaszczyźnie ogniskowej oraz pomiary frontu falowego.

Pomiary wydajności przeprowadzono w takich samych warunkach jak dla siatek, wprowadzając dodatkowo w płaszczyźnie ogniskowej soczewek przesłonę

ϕ 0.1 mm odcinającą rzędy ugięcia różne od pierwszego. Podstawowe parametry soczewek i wyniki pomiarów przedstawiono w tabeli 9.2.

Tabela 9.2. Wyniki pomiarów wydajności dyfrakcyjnej soczewek o stałej (8L, 2L) i zmiennej liczbie poziomów fazowych (ZLP)

typ soczewki	ogniskowa [mm]	liczba poziomów	maks. średnica obszaru [mm]	wymiar minimalny [μ m]	wydajność dyfrakcyjna		$\frac{\eta}{\eta_{\text{scalar}}}$
					teoretyczna η_{scalar}	zmierzona η	
8L f/5	4.0	8	0.80	0.8	0.95	0.92	0.97
8L f/3	2.0	8	0.66	0.5	0.95	0.88	0.93
ZLP f/2	4.0	8 4	0.98 2.0	0.65 0.65	0.84*	0.77	0.91
ZLP f/1	4.0	8 4 2	0.91 1.9 4.0	0.7 0.7 0.7	0.49*	0.45	0.91
2L f/1	4.0	2	4.0	0.7	0.41	0.37	0.92

* suma wydajności wyznaczonych skalarnie dla obszarów zajmowanych przez poszczególne profile

Najwyższą wydajność, równą 0.92, uzyskano dla soczewek f/5, to jest elementów spełniających warunek $w_{\text{min}} > cd_{8L}$. Przekroczenie wymiaru krytycznego odbiło się w zauważalny sposób na sprawności soczewek f/3 – ich wydajność wyniosła 0.88. Potwierdza to zasadność wykonywania profili ZLP. Zauważmy bowiem, że jeżeli dla obszaru, w którym szerokość stopni fazowych jest większa od wymiaru krytycznego, przyjmujemy wydajność uzyskaną dla soczewki f/5, to średnia wydajność pozostałego obszaru wyniesie 0.72, a więc poniżej wydajności możliwej do uzyskania dla profili o czterech poziomach fazowych (tabela 9.1, $\eta = 0.77 \div 0.79$).

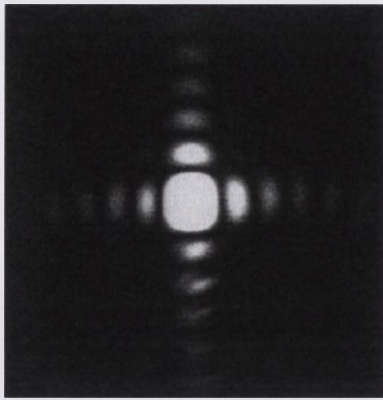
Dla soczewek f/2 i f/1 uzyskano znacznie niższe wydajności. Tu jednak podstawowym celem było poprawne wykonanie elementów o jak największej aperturze

numerycznej przy określonych ograniczeniach technologicznych i dyfrakcyjnych. Podkreślmy przy tym, że zastosowanie zmiennej liczby poziomów fazowych pozwoliło na znaczne zwiększenie wydajności w stosunku do elementów o dwóch poziomach — niemal dwukrotne dla soczewki ZLP $f/2$ i o ponad 20% dla soczewki ZLP $f/1$. Co istotne, wydajność tych elementów, podobnie jak i pozostałych, wynosi ponad 90% wydajności wyznaczanej skalarnie, jest więc zgodna z przyjętymi założeniami.

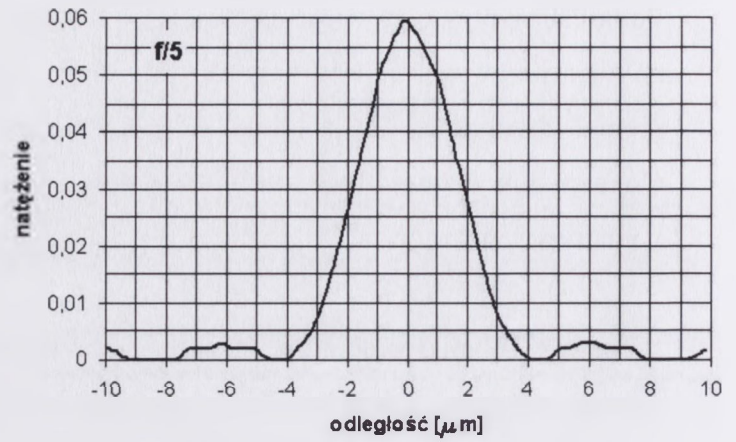
Zgodne z wartościami teoretycznymi były także rozmiary ognisk wykonanych soczewek. Wyniki pomiarów przeprowadzonych przy powiększeniu 100x z użyciem kamery cyfrowej LaserCamIII z oprogramowaniem BeamViewAnalyzer™ (Coherent) przedstawiono na rys. 9.3 i w tabeli 9.3. Odnotujemy prawidłowy, zależny od kształtu apertury, obraz ognisk oraz ich bardzo małe wymiary dla soczewek $f/1$. Takie fazowe płytki strefowe zapewnić mogą rozdzielczość $0.7\ \mu\text{m}$. Zauważmy przy tym, że zastosowanie profili o zmiennej liczbie stopni fazowych nie obniżyło jakości soczewek – rozmiary ognisk soczewek $f/1$ 2L i ZLP wyznaczone na podstawie rozkładu natężeń są niemal identyczne.

Tabela 9.3. Rozmiary ognisk soczewek dyfrakcyjnych o stałej (2L, 8L) i zmiennej (ZLP) liczbie poziomów fazowych

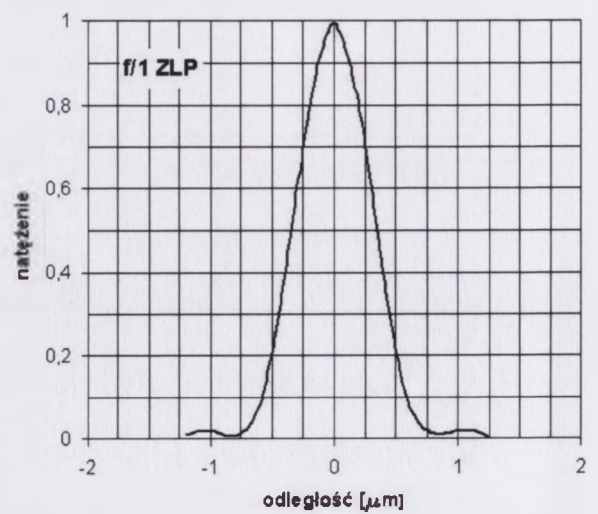
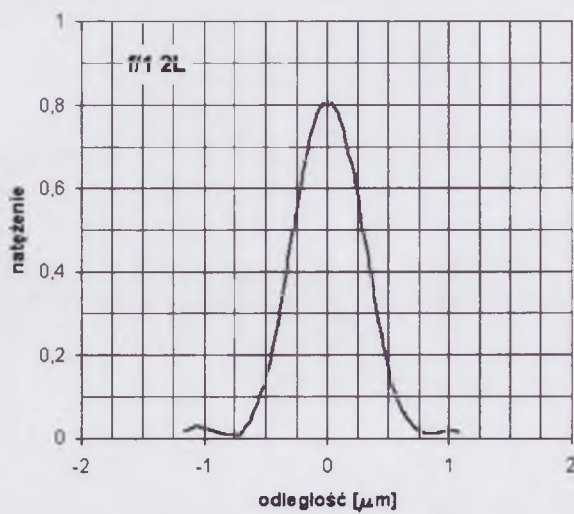
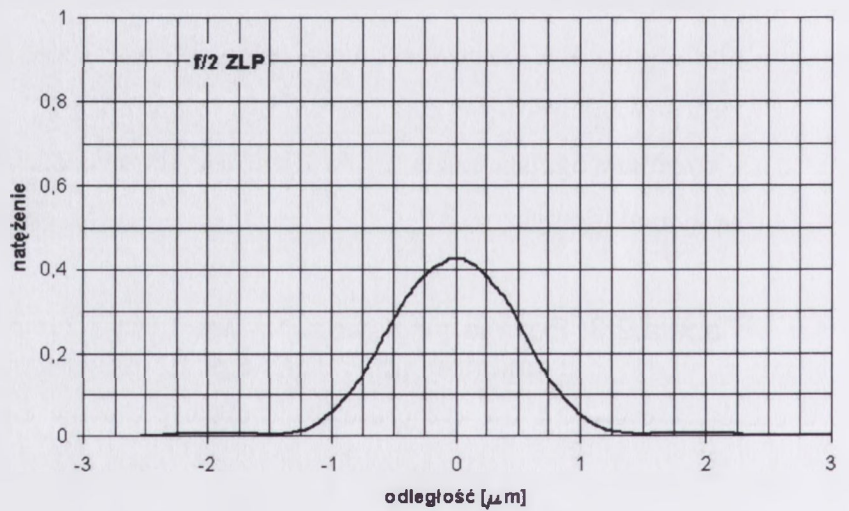
apertura	soczewka	rozmiary ognisk [μm]			
		teoretyczne		zmierzone	
		<i>FWHM</i>	<i>FW</i>	<i>FWHM</i>	<i>FW</i>
kwadratowa o boku a $FWHM=0.89\lambda f/a$ $FW=2\lambda f/a$	8L $f/5$	3.75	8.44	3.7	8.5
	8L $f/3$	2.25	5.06	2.5	5.9
kołowa o średnicy d $FWHM=1.03\lambda f/d$ $FW=2.44\lambda f/d$	ZLP $f/2$	1.30	3.09	1.3	3.0
	ZLP $f/1$	0.65	1.54	0.69	1.67
	2L $f/1$			0.69	1,65



8L $f/5$, apertura kwadratowa

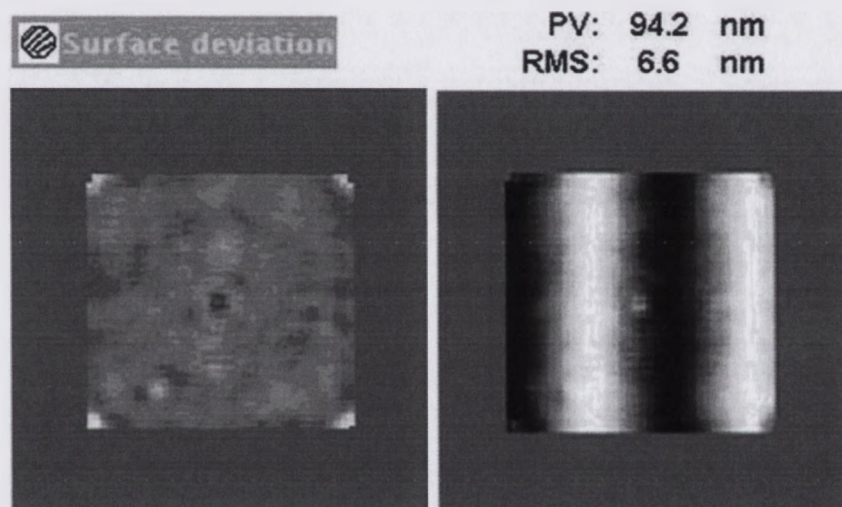


ZLP $f/2$, apertura kołowa



Rys. 9.3. Rozkład natężenia światła w płaszczyźnie ogniskowej mikrosoczewek 8L $f/5$, ZLP $f/2$ oraz $f/1$ 2L i ZLP. Dla soczewek $f/2$ i $f/1$ zachowano jednakową skalę obu osi wykresów.

Poprawność profilu fazowego mikrosoczewek potwierdziły także badania frontu falowego. Pomiary przeprowadzono dla soczewki $f/3$, stawiającej ze względu na minimalny wymiar stopni fazowych i ilość poziomów najwyższe wymagania technologiczne. Średnie odchylenie kwadratowe frontu falowego (RMS) wynosiło 6.6 nm, to jest 0.01λ — rys. 9.4, a współczynniki Seidela dla aberracji sferycznej, komy i astygmatyzmu były równe odpowiednio 0.41λ , 0.18λ , $0.06\lambda^*$. Uwzględnić przy tym należy, że wartości aberracji frontu falowego (zwłaszcza PV) są nieco zawyżone wskutek objęcia pomiarami naroży struktury, w których umieszczone są znaczniki centrujące.



Rys. 9.4. Wyniki pomiarów frontu falowego mikrosoczewki $f/3$: obraz interferogramów w polu jednorodnym (z lewej) i w polu prążkowym (z prawej).

9.3. Podsumowanie

Dokładność binarnej metody elektronolitograficznej oceniono na podstawie badań właściwości optycznych siatek i soczewek dyfrakcyjnych wykonanych na podłożach kwarcowych dla światła o długości fali $\lambda=632.8$ nm.

* badania wykonano na cyfrowym interferometrze μ Phase® Fisba Optik dzięki uprzejmości p. I. A. Routledge z firmy Fisba Optik

Pomiary wydajności dyfrakcyjnej siatek o 2, 4 i 8 poziomach fazowych posłużyły do określenia wymiaru krytycznego, to jest minimalnego wymiaru struktury, dla którego wydajność profilu, biorąc pod uwagę ograniczenia technologiczne i dyfrakcyjne, odbiega w niewielkim stopniu od wydajności określonej skalarnie. Stwierdzono, że ograniczenia technologiczne (dla przyjętej długości fali) dotyczą jedynie struktur o 8 poziomach fazowych z wymiarami stopni poniżej $0.7 \mu\text{m}$. W pozostałych przypadkach wymiar krytyczny podyktowany jest względami dyfrakcyjnymi.

Wysoką dokładność przyjętej metody potwierdziły badania właściwości soczewek dyfrakcyjnych o stałej oraz zmiennej, podyktowanej wymiarem krytycznym, liczbie poziomów fazowych. Rozmiary ognisk pokrywały się z wartościami teoretycznymi, a aberracje frontu falowego, zmierzone dla soczewki $f/3$, miały bardzo niewielkie wartości ($\text{RMS}=0.01\lambda$). Dla elementów o 8 poziomach fazowych uzyskano wydajność $\eta=0.92$, to jest równą 97% wydajności teoretycznej. Zastosowanie zmiennej liczby poziomów fazowych pozwoliło na poprawne wykonanie soczewek o aperturze numerycznej sięgającej 0.45 i wydajności zwiększonej o ponad 20% w stosunku do elementów o 2 poziomach fazowych.

Przeprowadzone badania pozwalają także stwierdzić, że powodem ograniczeń technologicznych związanych z realizacją struktur o 8 poziomach jest zbyt mała, wynosząca 100 nm, rozdzielczość układów odchylania wiązki systemu ZBA20. Ograniczenia te nie wynikają więc z przyjętej zasady wytwarzania DOE i mogą być wyeliminowane przez zastosowanie elektronolitografu nowszej generacji (rozdzielczość układów odchylania 2.5-10 nm).

Przedstawiono wymagania związane z wytwarzaniem dyfrakcyjnych elementów optycznych i dokonano przeglądu aktualnego stanu technologii. Zbadano wpływ błędów towarzyszących metodom mikrolitograficznym na wydajność struktur dyfrakcyjnych.

Wypełniając podstawowy cel rozprawy opracowano technologię wytwarzania dyfrakcyjnych elementów optycznych w procesach elektronolitografii i reaktywnego trawienia jonowego. Zaproponowana metoda łączy zalety dwóch dotychczas najczęściej stosowanych technik, analogowej i binarnej, to jest bezpośrednią generację wzorów wiązką elektronów i binarny sposób wytwarzania profilu, unikając jednocześnie ich wad. Biorąc pod uwagę wyniki badań i dokładności osiągnęte obecnie w procesach elektronolitografii wykazano, że dzięki wykorzystaniu wiązki elektronów do centrowania wzorów metoda zapewnić może uzyskiwanie struktur o ośmiu poziomach fazowych (teoretyczna wydajność 95%) z minimalnym wymiarem strefy nawet poniżej 1 μm . Wydajność takich struktur projektowanych dla światła widzialnego i fal o większej długości nie będzie zatem ograniczona technologicznie, a jedynie warunkami narzuconymi przez teorię dyfrakcji. Opracowaną technologię wykorzystano do wytwarzania różnorodnych elementów dyfrakcyjnych, w tym mikrosoczewek o stałej i zmiennej liczbie poziomów fazowych. Dla elementów z wymiarem minimalnym 0.5 μm uzyskano wydajność dyfrakcyjną przekraczającą 90% wartości teoretycznej i bardzo dobrą jakość frontu falowego.

Zaproponowano dwie optyczne metody kontroli profilu fazowego. Przedstawiono i sprawdzono eksperymentalnie sposób wyznaczania błędów wysokości stopni

fazowych siatek wielopoziomowych w oparciu o rozkład natężenia ugiętej wiązki oraz wyznaczania wysokości profilu siatek binarnych na podstawie obrazów Fresnela tworzonych przez nie w strefie bliskiej. Uzyskano dobrą zgodność wyników (odpowiednio 5% i 1%) z bezpośrednimi pomiarami profilometrycznymi. Zastosowanie metod ograniczone jest do obiektów spełniających warunki skalarnej teorii dyfrakcyjnej. Ich zalety w porównaniu z metodami tradycyjnymi wynikają z globalnego charakteru pomiaru mogącego obejmować znaczną powierzchnię badanego elementu oraz możliwości bezpośredniego wyznaczenia przesunięć fazowych powodowanych przez profil, bardziej istotnych z punktu widzenia właściwości optycznych niż wyznaczana wtórnie wysokość stopni. Ta ostatnia cecha jest szczególnie przydatna, gdy technologia wytwarzania profilu nie pozwala na ścisłą kontrolę współczynnika załamania (np. warstwy osadzone).

Biorąc pod uwagę ograniczenia dyfrakcyjne i technologiczne wskazano na możliwość uzyskania optymalnych właściwości optycznych i warunków wytwarzania struktur dyfrakcyjnych poprzez zastosowanie profili o zmiennej, zależnej od lokalnego okresu liczbie stopni fazowych oraz, co stanowi nową możliwość nie ujętą w założeniach pracy, poprzez rozdzielenie funkcji elementu pomiędzy dwa profile dyfrakcyjne wykonywane w obrębie jednego podłoża (profile zintegrowane). Badania mikrosoczewek o zmiennej liczbie stopni fazowych wykazały możliwość zwiększenia wydajności takich struktur w stosunku do profili o stałej liczbie poziomów podyktowanej wymiarem krytycznym struktury. Idąc dalej pokazano, że zastosowanie profili dwustronnych pozwolić powinno nie tylko na bardziej wydajną poprawę wydajności dyfrakcyjnej, lecz także na wytwarzanie elementów o znacznie szerszym zakresie kątów ugięcia transformowanej wiązki. Istotną zaletą zaproponowanej metody jest również możliwość uzyskania bardziej złożonych przekształceń frontu falowego poprzez sprzęganie profili o uzupełniających się właściwościach i zazwyczaj prostszej budowie, co dodatkowo pozwala znacznie zmniejszyć objętość danych opisujących strukturę oraz skrócić czas generacji wzoru.

Przedstawione w pracy wyniki pozwalają stwierdzić, że założenia zawarte w tezach rozprawy zostały spełnione.

Wśród dodatkowych rezultatów badań związanych z opracowaniem technologii wytwarzania wielopoziomowych struktur dyfrakcyjnych za oryginalne i warte podkreślenia uznać także należy:

- 1) opracowanie wyników potwierdzających eksperymentalnie rozszerzoną teorię skalarną (w przygotowaniu publikacja),
- 2) eksperymentalne wyznaczenie wpływu błędów centrowania na wydajność dyfrakcyjną mikrosoczewek o ośmiu poziomach fazowych,
- 3) opracowanie programu do generacji danych wielopoziomowych soczewek dyfrakcyjnych,
- 4) wykonanie nowych elementów dyfrakcyjnych, nie opisywanych wcześniej w literaturze (fazowy filtr próbujący [12], soczewki o zwiększonej głębi ostrości [165]),
- 5) wykorzystanie opracowanej technologii do wytwarzania struktur binarnych w dwóch kolejnych procesach z wzorami o dwukrotnie mniejszych okresach (ogólnie n kolejnych procesów z wzorami o n -krotnie mniejszych okresach),
- 6) opracowanie prostej metody wyznaczania korekt dawki ekspozycji w zależności od lokalnego okresu struktury (kompensacja zjawiska sąsiedztwa),
- 7) opracowanie i scharakteryzowanie elektronorezystu zawierającego polimetakrylan metylu o dużej masie cząsteczkowej (PMMA 350k),
- 8) wskazanie sposobu prowadzenia procesu reaktywnego trawienia jonowego zapewniającego dokładniejszą kontrolę głębokości profilu,
- 9) wskazanie ograniczeń i wad procesu lift-off związanych z wytwarzaniem struktur o zmiennej szerokości stref.

Udokumentowanym rezultatem badań jest 5 prac opublikowanych w recenzowanych czasopismach z listy filadelfijskiej i 8 komunikatów zamieszczonych w materiałach międzynarodowych konferencji naukowych dotyczących optyki dyfrakcyjnej. Listę tych publikacji podano na końcu rozdziału.

Zaproponowane rozwiązania znalazły już zastosowanie przy realizacji prac badawczych oraz wytwarzaniu elementów o przeznaczeniu komercyjnym. Przykładem

pierwszych mogą być projekty 'Programowalne dyfrakcyjne elementy optyczne' (projekt KBN nr 4T07D 003 29), 'Elementy i moduły optoelektroniczne do zastosowań w medycynie, przemyśle, ochronie środowiska i technice wojskowej' (projekt zamawiany PBZ-MIN 009/T11/2003), 'Otrzymywanie i charakteryzacja apodyzowanych elementów dyfrakcyjnych' (projekt KBN nr 4T11B 002 25), 'Opracowanie technologii, analiza optyczna i pomiary parametrów matryc mikrosoczewek z głębokim wielopoziomowym reliefem dla zastosowań w czujnikach podczerwieni' (projekt KBN nr 8T10C 033 19) oraz elementy wykonywane na zamówienie ośrodków zagranicznych, w tym na płytki fazowe wykorzystywane w pracach badawczych związanych z budową i justowaniem największego europejskiego teleskopu GTC (Gran Telescopio CANARIAS [166]). Przykładem drugich — wykonywane obecnie wzorce dwustronnych cylindrycznych fazowych płytek strefowych (na uwagę zasługują ich parametry przewyższające skalą trudności jakiegokolwiek elementy dotychczas otrzymane w ITME: apertura numeryczna $NA=0.8$, powierzchnia $80 \times 80 \text{ mm}^2$), które mają służyć jako kolimatory diodowych źródeł światła.

Rosnące zainteresowanie elementami dyfrakcyjnymi skłania do kontynuacji podjętych prac. Według rozeznania autora ich głównym celem powinny być struktury o wysokich częstotliwościach przestrzennych (kryształy fotoniczne, struktury binarne o zwiększonej wydajności, kolimatory o aperturach numerycznych powyżej 0.5). Już w chwili obecnej zaproponowane w pracy rozwiązania pozwalają na wytwarzanie takich struktur poprzez generację wzorów w kolejnych procesach (elementy binarne) lub rozdzielenie funkcji elementu pomiędzy dwie powierzchnie fazowe (elementy wielopoziomowe), celowe jest jednak dalsze rozwijanie tych metod.

Dotychczasowe wyniki badań zawarto w następujących publikacjach:

- 1) A. Kowalik, K. Góra, Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk: Multi-step electron beam technology for the fabrication of high performance diffractive optical elements, *Microelectronic Engineering* 77 (2005), 347-357
- 2) M. Szyjer, Z. Kraska, A. Kowalik: Modulated gratings and grating-modulated holograms: Their spectral and polarization properties and protection possibilities, *Optica Applicata* 32 (2002), 61-73

- 3) A. Kołodziejczyk, Z. Jaroszewicz, A. Kowalik, O. Quintero: Kinoform sampling filter, *Optics Communications* 200 (2001), 35-42
- 4) Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik and R. Restrepo: Determination of phase step errors of blazed lithographic gratings by inspection of their diffraction efficiencies, *Opt. Eng.* 40 (2001), 692-697
- 5) Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik and R. Restrepo: Determination of the step height of the binary phase grating from its Fresnel images, *Optik* 111, (2000), 207-210
- 6) A. Kowalik, K. Góra, G. Adamkiewicz, M. Ziętek, G. Mięka, A. Kołodziejczyk, and Z. Jaroszewicz: Efficient Diffractive Collimator for Edge-Emitting Laser Diodes, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* 6189, (2006), 61871E, (Photon Management Conference, Photonics Europe 2006, 3 April - 7 April 2006, Strasbourg, France)
- 7) A. Kołodziejczyk, G. Mięka, M. Makowski, Cz. Prokopowicz, M. Sypek, Z. Jaroszewicz, A. Kowalik: Focusing properties of the elliptical zone plate designed for the non-paraxial zone of diffraction – experimental verifications, *European Optical Society, Topical Meetings Digest Series*, L-040, (2005) (European Optical Society Topical Meeting on Diffractive Optics, 3 September - 7 September 2005, Warsaw, Poland)
- 8) Z. Jaroszewicz, G. Adamkiewicz, V. Duran, A.T. Friberg, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik, J. Lancis, S.Yu. Popov, and E. Tajahuerce: Kinoform apodization by using of programmable diffractive optical elements, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, 5456, (2004), 153-156 (Photon Management Conference, Photonics Europe 2004, 27 April - 28 April 2004, Strasbourg, France)
- 9) A. Kowalik, Z. Jaroszewicz, and K. Góra: 3-Step electron beam lithography for multilevel diffractive optical elements fabrication, *European Optical Society, Topical Meetings Digest Series*, 100-101 (2003) (European Optical Society Topical Meeting on Diffractive Optics, 17 September - 20 September 2003, Oxford, United Kingdom)
- 10) A. Kowalik, Z. Jaroszewicz, and K. Góra: Diffractive optical elements obtained using electron-beam writer and reactive ion etching, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* 4887 (2001), 141-147, (Systems of Optical Security'2001: Optical

-
- Techniques for Environmental Sensing, Workplace Safety and Health Monitoring, 24 October - 25 October 2001 Warsaw, Poland),
- 11) Z. Kraska, M. Szyjer, A. Kowalik: Set of line gratings as a diffraction structure protecting optical signs against copying: new proposal including colorimetric aspects, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* 4535 (2001), 111-118
 - 12) A. Kołodziejczyk, Z. Jaroszewicz, and A. Kowalik: Kinoform sampling filter, *Proceedings of the Northern Optics 2000 Conference and Annual Meeting of European Optical Society EOSAM 2000*, (2000), 137 (6 June - 8 June 2000, Uppsala, Sweden),
 - 13) Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik and R. Restrepo: Measurement of the phase step errors of kinoform gratings, *European Optical Society, Topical Meetings Digest Series 22*, (1999), 200-201 (European Optical Society Topical Meeting on Diffractive Optics, 23 – 25 August, Jena 1999, Germany).

Literatura

- [1] M. E. Motamedi, Micro-opto-electro-mechanical systems, *Optical Engineering* 33 (1994), 3505-3517
- [2] J. Turunen, F. Wyrowski, Eds: Diffractive optics for industrial and commercial applications, Akademie Verlag, Berlin 1997
- [3] M.C. Hutley: Diffraction gratings, Academic Press, London, 1982
- [4] M. Born i E. Wolf: Principles of optics, Pergamon Press, Oxford, 1975
- [5] K. Miyamoto: The phase Fresnel lens, *J. Opt. Soc. Am.* 51, 1961, 17-20
- [6] J. Turunen, F. Wyrowski: Introduction to diffractive optics, in: *Diffractive optics for industrial and commercial applications*, J. Turunen, F. Wyrowski Eds, Akademie Verlag, Berlin 1997, 1-57
- [7] Z. Jaroszewicz, R. Staronski, J. Sochacki, G. Righini: Planar Fresnel lens with multiple phase jump, *Pure App. Opt.* 3 (1994), 667-677
- [8] S. Thomas, D. S. Macintyre, M. McCarthy: Sub-35 nm metal gratings fabricated using PMMA with high contrast developers, *Microelectronic Engineering* 41/42 (1998), 207-210
- [9] T. R. Groves, D. Pickard, B. Rafferty, N. Crosland, D. Adam, G. Shubert: Maskless electron beam lithography: prospects, progress, and challenges, *Microelectronic Engineering* 61-62 (2002), 285-293
- [10] A. Kołodziejczyk, S. Bara, Z. Jaroszewicz, M. Sypek: The light sword optical element - a new diffraction structure with extend depth of focus, *J. Modern Optics* 37 (1990), 1283-1286
- [11] S. Bara, C. Frere, Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, D. Leseberg: Modulated on-axis circular zone plates for generation of three-dimensional focal curves, *J. Modern Optics* 37 (1990), 1287-1295
- [12] A. Kołodziejczyk, Z. Jaroszewicz, A. Kowalik, O. Quintero: Kinoform sampling filter, *Optics Communications* 200 (2001), 35-42
- [13] H. Damman: Blazed synthetic phase-only holograms, *Optik* 31 (1970), 95-104
- [14] T. Vallius, K. Jefimovs, V. Kettunen, M. Kuittinen, P. Laakkonen, J. Turunen: Design on non-paraxial array illuminators by step-transition perturbation approach, *J. Modern Optics* 48 (2001), 1869-1879
- [15] E. Noponen, J. Turunen, A. Vasara: Parametric optimization of multilevel diffractive optical elements by electromagnetic theory, *Applied Optics* 31 (1992), 5910-5912
- [16] M. W. Farn: Binary gratings with increased efficiency, *Applied Optics* 31 (1992), 4453-4458

-
- [17] E. Naponen, J. Turunen: Binary high-frequency-carrier diffractive optical elements: electromagnetic theory, *J. Opt. Soc. Am. A* 11 (1994), 1097-1109
- [18] S. Babin, A. Tomikow: Artificial refractive index gratings manufacturing using electron beam lithography, *Microelectronic Engineering* 27 (1995), 167-170
- [19] J. M. Miller, N. de Beaucoudrey, P. Chavel, E. Chambril, H. Launois: Synthesis of a subwavelength-pulse-width spatially modulated array illuminator for 0.633 μm , *Opt. Lett.* 21 (1996), 1399-1421
- [20] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel: Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff, *J. Opt. Soc. Am. A* 16 (1999), 1143-1156
- [21] H. Kleemann, J. Ruoff: Area-coded effective medium structures, a new type of grating design, *Opt. Lett.* 30 (2005), 1617-1619
- [22] T. K. Gaylord, M. G. Moharam: Analysis and applications of optical diffraction by gratings, *Proc. IEEE* 73 (1985), 894-937
- [23] J. Turunen, P. Vahimaa, M. Honkanen, O. Salminen, E. Naponen: Zeroth-order complex-amplitude modulation with dielectric Fourier-type diffractive elements, *J. Modern Optics* 43 (1996), 1389-1398
- [24] G. J. Swanson: Binary optics technology: theoretical limits on the diffraction efficiency of multileve diffractive optical elements, MIT Technical Report 914 (1991)
- [25] S. Fourment, P. Arguel, J. I. Noullet, F. Lozes, S. Bonnefont, G. Sarrahayrouse, Y. Jourlin, J. Jay, O. Parriaux: A silicon integrated opto-electro-mechanical displacement sensor, *Sensors and Actuators A* 110 (2004), 294-300
- [26] M. Barton, J. A. Britten, S. N. Dixit, L. J. Summers, I. M. Thomas, M. C. Rushford, K. Lu, R. A. Hyde, M. D. Perry: Fabrication of large-aperture lightweight diffractive lenses for use in space, *Applied Optics* 40 (2001), 447-451
- [27] H. J. Tiziani, R. Archi, R. N. Kramer, T. Hessler, M.T. Gale, M. Rossi, R. E. Kunz: Microlens arrays for confocal microscopy, *Optics & Laser Technology* 29 (1997), 85-91
- [28] G. Yang: An optical pickup using a diffractive optical element for a high-density optical disc, *Optics Communications* 159 (1999), 19-22
- [29] W. M. Duncan, T. Bartlett, B. Lee, D. Powell, P. Rancuret, B. Sawyers: Dynamic optical filtering in DWDM systems using the DMD, *Solid-State Electronics* 46 (2002), 1583-1585
- [30] S. Lu, Y.-B. Yan, D.-E. Yi, G.-F. Jin, M.-X. Wu: Semiconductor laser diode to single-mode fiber coupling using diffractive optical elements, *Optics Communications* 220(2003), 345-351
- [31] M. Rossi, G. L. Bona, R. E. Kunz: Arrays of anamorphic phase-matched Fresnel elements for diode to fiber coupling, *Applied Optics* 34 (1995), 2483-2488
- [32] N. Streibl: Digital optics, *Proc. IEEE* 77 (1989), 1954-1969

-
- [33] M. R. Taghizadeh, J. Turunen: Synthetic diffractive elements for optical interconnection, *Opt. Comp. Proc.* 2 (1992), 221-242
- [34] H. J. Stone: Parallel processing with the perfect shuffle, *IEEE Trans. Comp.* C-20 (1971), 2960-2971
- [35] J. R. Leger, G. J. Swanson, M. Holz: Efficient side lobe suppression of diode laser arrays, *Applied Physics Letters* 50 (1987), 1044
- [36] J. M. Asfour, T. Tschudi: Beam shaping of laser diodes with binary diffraction optics, *Proc. SPIE* 2041 (1993), 312
- [37] M. Fromager, K. Ait Ameer: Transformation of an elliptic into a circular beam using a diffractive optic, *Optics Communications* 190 (2001), 45-49
- [38] A. Kowalik, K. Góra, G. Adamkiewicz, M. Ziętek, G. Mięka, A. Kołodziejczyk, and Z. Jaroszewicz: Efficient Diffractive Collimator for Edge-Emitting Laser Diodes, *Proc. SPIE* 6189 (2006), 61871E
- [39] Z. Kraska, M. Szyjer, A. Kowalik: Set of line gratings as a diffraction structure protecting optical signs against copying: new proposal including colorimetric aspects, *Proc. SPIE* 4535 (2001), 111-118
- [40] R. Navarro, E. Moreno-Barriuso, S. Bara, T. Mancebo: Phase plates for wave-aberration compensation in the human eye, *Optics Letters* 25 (2000), 236-238
- [41] M. T. Gale, M. Rossi, J. Pedersen, H. Schutz: Fabrication of continuous-relief micro-optical elements by direct laser writing in photoresist, *Opt. Eng.* 33 (1994), 3556-3566
- [42] M. J. Simpson: The diffractive multifocal intraocular lens, *Eur. J. Implant and Refract. Surg.* 1 (1989), 115-121
- [43] M. T. Gale: Diffractive microstructures: fabrication and applications, Schweizerische Gesellschaft für Mikrotechnik, Bulletin 17, May 1993
- [44] J. A. Futhy: Diffractive bifocal intraocular lens, *Proc. SPIE* 1052 (1989), 142-149
- [45] N. Davidson, A. A. Friesem, E. Hasman: Analytic design of hybrid diffractive-refractive achromats, *Applied Optics* 32 (1993), 4770-4774
- [46] C. G. Blough, G. M. Morris: Hybrid lenses offer high performance at low cost, *Laser Focus World*, Nov. 1995, 67-74
- [47] J. Yao, Z. Cui, F. Gao, Y. Zhang, F. Gao, J. Du, J. Su, Y. Guo: Design of hybrid micro optical elements with coded gray-tone mask, *Microelectronic Engineering* 57-58 (2001), 793-799
- [48] R. L. van Renesse: Security design of valuable documents and products, Optical Security and Counterfeit Deterrence Techniques, *Proc. SPIE* 2659 (1996), 10-20
- [49] R. L. van Renesse: Security application, in *Diffractive Optics for Industrial and Commercial Application*, J. Turunen i F. Wyrowski, Eds, Akademie Verlag, Berlin 1997, 325-359

-
- [50] M. Szyjer, Z. Kraska, A. Kowalik: Modulated gratings and grating-modulated holograms: Their spectral and polarization properties and protection possibilities, *Optica Applicata* 32 (2002), 61-73
- [51] P. W. Leech, B. S. Sexton, R. J. Marnock, F. Smith: Fabrication of hologram coins using electron beam lithography, *Microelectronic Engineering* 71 (2004), 171-176
- [52] S. J. Wilson, M. C. Hutley: The optical properties of 'moth-eye' antireflection surface, *J. Modern Optics* 29 (1982), 993-1009
- [53] Antireflection microstructures (Moth-eye Architecture), Wavefront Technology Inc., www.wft.la (2003)
- [54] C. Heine, R. H. Morf, M. T. Gale: Coated submicron gratings for broadband antireflection in solar energy application, *J. Modern Optics* 43 (1996), 1371-1377
- [55] C. Heine, R. H. Morf: Submicron gratings for solar application, *Applied Optics* 34 (1995), 2476-2482
- [56] T. Baba, N. Kamizawa, M. Ikeda: Nanofabrication of GaInAsP/InP 2-dimensional photonic crystals by a methane-based reactive ion beam etching, *Physica B* 227 (1996), 415-418
- [57] T. Chavrolin, E. Hadji, E. Pickard, M. Zelsman, M. Assous, B. Dalzotto, M. N. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo-Romero, C. Seassal: Realization of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures on silicon-on-insulator, *Microelectronic Engineering* 61-62 (2002), 545-548
- [58] K. Avary, J. P. Reithmaier, F. Klopff, T. Happ, M. Kamp, A. Forchel: Deeply etched two-dimensional photonic crystals fabricated on GaAs/AlGaAs slab waveguides by using chemically assisted ion beam etching, *Microelectronic Engineering* 61-62 (2002), 875-880
- [59] S. Cabrini, A. Carpentiero, R. Kumar, L. Businaro, P. Candeloro, M. Prasciolu, A. Gosparini, C. Andreani, M. De Vittorio, T. Stomeo, E. Di Fabrizio: Focused ion beam lithography for two dimensional array structures for photonic applications, *Microelectronic Engineering* 78-79 (2005), 11-15
- [60] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa: Tailoring and characterization of photonic crystals, *J. Photochemistry and Photobiology C-2* (2001) 35-69
- [61] G. R. Bird and M. Parrish, Jr.: The wire grid as a near-infrared polarizer, *J. Opt. Soc. Am.* 50, 886-891 (1960)
- [62] P. Yeh: Anew optical model for wire grid polarizers: *Opt. Commun.* 26 (1978), 289-292
- [63] J. Futhey, M. Fleming: Superzone diffractive lenses, *OSA Technical Digest Series* 9 (1992), 4-6
- [64] M. Rossi, C. G. Blough, D. H. Raguin, E. K. Popov, D. Maystre: Diffraction efficiency of high-NA continuous-relief diffractive lenses, *OSA Technical Digest Series* 5 (1996), 233-236

-
- [65] C. G. Blough, S. K. Mack, R. L. Michaels, M. Rossi: Diamond turning and replication of high –efficiency diffractive optical elements, *OSA Technical Digest Series 5* (1996), 342-345
- [66] C. G. Blough, S. K. Mack, R. L. Michaels, M. Rossi: Single-point turning and replication of visible and near-infrared diffractive optical elements, *Appl. Opt.* 36 (1997), 4648-4654
- [67] D. Gabor: A new microscopic principle, *Nature*, Londyn 161 (1948), 777
- [68] E. N. Leith, J. Upatnieks: Reconstructed wave fronts and communication theory, *J. Opt. Soc. Am.* 52 (1962), 1123-1130
- [69] P. Hariharan: Optical holography, Cambridge University Press, Cambridge 1984
- [70] M. Schnieper, F. Di Prima, C. Zschokke, M. T. Gale, C. David: Fabrication and applications of subwavelength gratings, *Diffractive Optics 2003, EOS Topical Meeting Digest Series*, Oxford (2003), 98-99
- [71] M. Helgert, M. Burkhardt, R. Steiner, K. Rudolf, R. Brunner: Generation of high-frequency structures of variable profile shape by holographic exposure in the DUV, *Diffractive Optics 2003, EOS Topical Meeting Digest Series*, Oxford (2003), 34-35
- [72] N. K. Sheridan: Production of blazed holograms, *Appl. Phys. Lett.* 12 (1968), 316-318
- [73] W. Lohmann, D. P. Paris: Binary Fraunhofer Holograms Generated by Computer, *Applied Optics* 6 (1967), 1739
- [74] M. R. Taghizadeh, P. Blair, B. Layet, I. M. Barton, A.J. Waddie, N. Ross: Design and fabrication of diffractive optical elements, *Microelectronic Engineering* 34 (1997), 219-242.
- [75] M. B. Stern: Pattern transfer for diffractive and refractive microoptics: *Microelectronic Engineering* 34 (1997), 299-319.
- [76] E.-B. Kley: Continuous profile writing by electron and optical lithography, *Microelectronic Engineering* 34 (1997), 261-298.
- [77] E. Pawlowski, H. Engel, M. Ferstl, W. Fuerst, B. Kuhlow: Two-dimensional array of AR-coated diffractive microlenses fabricated by thin film deposition, *Proc. SPIE* 1751 (1993), 13-21
- [78] E. Pawlowski, M. Ferstl, B. Kuhlow: Computer generated microlens with high efficiency, *Proc. of SPIE* 1914 (1993), 122-133
- [79] E. Pawlowski, B. Kuhlow: Antireflection-coated diffractive optical elements fabricated by thin film deposition, *Optical Engineering* 33 (1994), 3537-3545.
- [80] E. Hasman, N. Davidson, A. A. Friesem: Efficient multilevel phase holograms for CO₂ lasers, *Optics Letters* 16 (1991), 423-425
- [81] P. C. M. Galloway, M. Ferstl, B. Kuhlow, E. Pawlowski, G. Przyrembel: Segmented Fresnel zone lens with several primary foci, *Optics Communications* 131 (1996), 371-379
- [82] M. Ferstl, R. Steingrueber, W. Fuerst, S. Krueger, S. Teiwes: High-efficiency computer generated holograms, *Proc. of SPIE* 3879 (1999) 147-156

- [83] M. Ferstl: Fresnel zone lenses for an electro-optical 2x2 switch, *Proc. of SPIE* 2404 (1995), 277-285
- [84] M. B. Stern: Binary optics: a VLSI-based microoptics technology, *Microelectronic Engineering* 32 (1996), 369
- [85] M. Ferstl, A. M. Frisch: Static and dynamic Fresnel zone lenses for optical interconnections, *J. of Modern Optics* 43 (1996), 1451-1462
- [86] C. J. Kuo, H. C. Chien, N. J. Chang, C. H. Yeh: Diffractive optical element designed by use of an irregular etching-depth sequence, *Applied Optics* 40 (2001), 5894-5897
- [87] S. Chen, X. Yi, L. Kong, M. He, H. Wang: Monolithic integration technique for microlens arrays with infrared focal plane arrays, *Infrared Physics and Technology* 43 (2002), 109-112
- [88] T. Shiono, K. Setsune, O. Yamazaki, K. Wasa: Rectangular-apertured micro-Fresnel lens arrays fabricated by electron beam lithography, *Applied Optics* 26 (1987), 587-591
- [89] M. Ekberg, M. Larsson, S. Hard, B. Nilsson: Multilevel phase holograms manufactured by electron beam lithography, *Optics Letters* 15 (1990) 568-569
- [90] J. M. Stauffer, Y. Oppliger, P. Regnault, L. Baraldi, M. T. Gale: Electron beam writing of continuous-relief profiles for optical applications, *J. Vac. Sci. Technol. B* 10 (1992), 2526-2529
- [91] K. S. Urquhart, R. Stein, S. H. Lee: Computer generated holograms fabricated by direct write of positive electro-beam resist, *Optics Letters* 18 (1993), 308-310
- [92] M. Ekberg, F. Nikolajeff, M. Larsson, S. Hard: Proximity-compensated blazed transmission grating manufacture with direct-writing electron-beam lithography, *Applied Optics* 33 (1994), 103-107
- [93] S. Ogata, M. Tada, M. Yoneda: Electron beam writing system and its application to large and high density diffractive optic elements, *Applied Optics* 33(10) (1994), 2032-2038.
- [94] H. Zarschizky, A. Stemmer, F. Mayerhofer, G. Lefranc, W. Gramann: Binary and multilevel diffractive lenses with submicrometer feature size, *Optical Engineering* 33(11) (1994), 3527-3536.
- [95] W. Daschner, M. Larsson, S. H. Lee: Fabrication of monolithic diffractive optical elements by the use of e-beam direct write on a analog resist and a single chemically assisted ion-beam-etching step, *Applied Optics* 34 (1995), 2534-2539
- [96] V. V. Aristov, S. V. Dubonos, Ya. Dyachenko, B. N. Gaifullin, V. N. Matveev, H. Raith, A. A. Svintsov, S. I. Zaitsev, Three-dimensional design in electron-beam lithography, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13 (1995), 2526-2528
- [97] U. D. Zeitner, E.-B. Kley: Optical properties of large area diffractive Fresnel lenses with modified zone-geometries, *Proc. SPIE* 2863 (1996)
- [98] L. Grella, E. Di Fabrizio, M. Gentili, M. Baciocchi, R. Maggiora: Proximity correction for e-beam patterned sub-500 nm diffractive optical elements, *Microelectronic Engineering* 35 (1997), 485-498

-
- [99] A. Nottola, A. Gerardino, M. Gentili, E. Di Fabrizio, S. Cabrini, P. Melpignano, G. Rotaris: Fabrication of semi-continuous profile diffractive optical elements for beam shaping by electron beam lithography, *Microelectronic Engineering* 53 (2000), 325-328
- [100] R. Steingrüber, M. Frestl: Three-dimensional microstructure elements fabricated by electron beam lithography and dry etching technique, *Microelectronic Engineering* 53 (2000), 219-242.
- [101] R. Steingrüber, M. Frestl: Micro-optical elements fabricated by electron-beam lithography and dry etching technique using top conductive coatings, *Microelectronic Engineering* 57-58 (2001), 285-289
- [102] M. T. Gale, K. Knop: The fabrication of fine lens array by laser beam writing, *Proc. SPIE* 398 (1983), 347-353
- [103] M. Haruna, M. Takahashi, K. Wakahayashi, H. Nishihara: Laser beam lithographed micro-Fresnel lenses, *Applied Optics* 29 (1990), 5120-5126
- [104] U. Krackhardt, J. Shwider, M. Schrader, N. Streibl: Synthetic holograms written by laser pattern generator, *Opt. Eng.* 32 (1993), 781-785
- [105] R. E. Kunz, M. Rossi: Phase-matched Fresnel elements, *Optics Communications* 97 (1993), 6-10
- [106] J. P. Bowen, C. G. Blough, V. Wong: Fabrication of optical surfaces by laser pattern generation, *OSA Technical Digest Series* 13 (1994), 153-156
- [107] M. T. Gale: Direct writing of continuous-relief micro-optics, in *Micro-optics: Elements, Systems and Applications*, H. P. Herzig, Ed., Taylor&Francis, London (1997), 87-126
- [108] G. Poleshchuk: Methods for diffractive elements surface profile fabrication, *OSA Technical Digest Series* 9 (1992), 117-119
- [109] Y. Oppliger, P. Sixt, J. M. Stauffer, J. M. Mayor, P. Regnault, G. Voirin: One step 3D shaping using a gray-ton mask for optical and microelectronic application, *Microelectronic Engineering* 23 (1994), 449-454
- [110] K. Reimer, H. J. Quentzer, M. Jurss, B. Wagner: Micro-optic fabrication using one-level gray-tone lithography, *Proc. SPIE* 3008 (1997), 279-288
- [111] J. Liu, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh: Fabrication of diffractive-optical elements by using halftone gray-scale masks, *Optics Communications* 208 (2002), 31-40
- [112] HEBS-glass photomask blanks, Product Information 94-88, Canyon Materials, San Diego, USA
- [113] W. Daschner, P. Long, M. Larsson, S. Lee: One step lithography for mass production of multilevel diffractive optical elements using a single optical exposure with a gray level mask, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13 (1995), 2729-2731
- [114] W. Daschner, H. Stein, P. Long, C. Wu, S. H. Lee: Diffractive optics and micro optics fabricated by high energy beam sensitive (HEBS) glass gray-level mask, *J. Vac. Sci. Technol. B* 14 (1996), 3730

-
- [115] W. Daschner, P. Long, R. Stein, C. Wu, S. H. Lee: Cost-effective mass production of monolithic diffractive optical elements by the use of a single optical exposure with a gray-level mask on high-energy beam-sensitive glass, *Applied Optics* 36 (1997), 4675-4680
- [116] P. Kung, L. Song: Rapid prototyping of multi-level diffractive optical elements, *OSA Technical Digest Series* 11 (1994), 133-136
- [117] M. R. Wang, H. Su: Multilevel diffractive microlens fabrication by one-step laser-assisted chemical etching upon high-energy-beam sensitive glass, *Optics Letters* 23 (1998), 876-878
- [118] M. T. Duignan: Micromachining of diffractive optics with excimer laser, *OSA Technical Digest Series* 11 (1994), 129-132
- [119] X. Wang, J. R. Leger, R. H. Reddiker: Rapid fabrication of diffractive microlenses using excimer laser ablation, *OSA Technical Digest Series* 5 (1996), 310-313
- [120] R. J. Winfield, M. Meister, G. M. Crean, S. Paineau: Excimer laser fabrication of diffractive optical elements, *Mat. Science in Semicond. Processing* 3 (2000), 481-486
- [121] C. David, J. Wei, T. Lippert, A. Wokaun: Diffractive grey-tone phase masks for laser ablation lithography, *Microelectronic Engineering* 57-58 (2001), 453-460
- [122] T. Lippert, C. David, M. Hauer, A. Wokaun, J. Robert, O. Nuyken, C. Phips: Polymers for UV and near-IR irradiation, *J. of Photochemistry and Photobiology A* 145 (2001), 87-92
- [123] A. Baal-Zedaka, S. Hava, N. Mirchin, R. Margolin, M. Zagon, I. Lapsker, J. Azoulay, A. Peled: Diffractive optical elements written by photodeposition, *Applied Surface Science* 208-209 (2003), 226-232
- [124] M. T. Gale: Zero order grating microstructures, in *Optical Document Security*, R. L. Van Renesse, ed., Artech House, Norwood, MA, USA (1993), 187-205
- [125] S. Y. Chou, P. R. Krauss, P. J. Renstrom: Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers, *Applied Physics Lett.* 67 (1995), 3114-3116
- [126] M. T. Gale: Replication techniques for diffractive optical elements, *Microelectronic Engineering* 34 (1997), 321-339
- [127] I. Zubel, I. Barycka: Silicon anisotropic etching in alkaline solution I. The geometric description of figures developed under etching Si(100) in various solutions, *Sensors and Actuators A70* (1998), 250-259
- [128] C. David, B. Nohammer, E. Ziegler: Wet etching of linear Fresnel zone plates for hard X-rays, *Microelectronic Engineering* 61-62 (2002), 987-992
- [129] D. R. Medeiros et al.: Recent progress in electron-beam resists for advanced mask-making, *IBM J. Res. & Dev.* 45 (2001), 639-650
- [130] DUV Photoresist, Shipley Company L.L.C., DV000105 (2000)
- [131] Technical Report ZEP520A, Zeonrex Electronics Chemicals (2004)

- [132] Shazia Yasn, D. G. Hasko, H. Ahmed: Comparison of MIBK/IPA and water/IPA developers for electron beam lithography, *Microelectronic Engineering* 61-62 (2002), 745-753
- [133] M. W. Farn, J. W. Goodman, Effect of vlsi fabrication on kinoform efficiency, *Proc. SPIE* 1211 (1990) 125-136
- [134] J.A. Cox, T. Werner, J. Lee, S. Nelson, B. Fritz, J. Bergstrom, Diffraction efficiency of binary optical elements, *Proc. SPIE* 1211 (1990) 116-124
- [135] M. Kuittinen, J. Turunen: Mask misalignment in photolithographic fabrication of resonance-domain diffractive elements, *Optics Communications*, 142 (1997), 14-18
- [136] SÜSS MicroTec Mask Aligner, SÜSS MicroTec (2006), www.suss.com
- [137] Step & Scan DUV Systems, ASML Products (2006), www.asml.com
- [138] T. E. Everhart: Simple theory concerning the reflection of electron from solids, *J. of Appl. Phys.* 31 (1960), 1483-1490
- [139] G. D. Archard: Back scattering electrons, *J. of Appl. Phys.* 32 (1961), 1505-1509
- [140] V. E. Cosslet, R. N. Thomas: III Backscattering and absorption, *Brit. J. of Appl. Phys.* 16 (1965), 779-796
- [141] E. H. Anderson, D. Ha, J. A. Liddle: Sub-pixel alignment for direct-write electron beam lithography, *Microelectronic Engineering* 73-74 (2004) 74-79
- [142] J. Kretz, L. Dreeskornfeld: Process integration of 20 nm electron beam lithography and nanopatterning for ultimate MOSFET device fabrication, *Microelectronic Engineering* 61/62 (2002), 607-612
- [143] Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik and R. Restrepo: Determination of phase step errors of blazed lithographic gratings by inspection of their diffraction efficiencies, *Opt. Eng.* 40 (2001), 692-697
- [144] Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik and R. Restrepo: Measurement of the phase step errors of kinoform gratings, *European Optical Society, Topical Meetings Digest Series* 22 (1999), 200-201
- [145] D. Prongué, H.P. Herzig, R. Dändliker, and M.T. Gale: Optimized kinoform structures for highly efficient fan-out elements, *Appl. Opt.* 31, 5706-5711 (1992).
- [146] M.T. Gale, M. Rossi, H. Schütz, P. Ehbets, H.P. Herzig, and D. Prongué: Continuous-relief diffractive optical elements for two-dimensional array generation, *Appl. Opt.* 32, 2526-2533 (1993).
- [147] K. Patorski: The self-imaging phenomenon and its applications, in *Progr. in Opt.* Vol. XXVII, 1989, pp. 1-108
- [148] Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik and R. Restrepo: Determination of the step height of the binary phase grating from its Fresnel images, *Optik* 111, (2000), 207-210.
- [149] Z. Jaroszewicz, G. Adamkiewicz, V. Duran, A.T. Friberg, A. Kołodziejczyk, A. Kowalik, J. Lancis, S.Yu. Popov, and E. Tajahuerce: Kinoform apodization by

- using of programmable diffractive optical elements, *Proc. SPIE* 5456, (2004), 153-156
- [150] J. P. Guigay: On Fresnel diffraction by one-dimensional periodic objects, with application to structure determination of phase objects, *Optica Acta* 18, 677-682 (1971)
- [151] V. Arrizon and J. Ojeda-Castañeda: Irradiance at Fresnel planes of a phase grating, *J. Opt. Soc. of America A* 9 (1992), 1801-1806
- [152] D. O'Shea: Reduction of the zero-order intensity in binary Damman grating, *Appl. Opt.* 34, 6533-6537 (1995)
- [153] T. Matsuzaka: The present position and future status of electron beam lithography for VLSI fabrication, *Microelectronic Engineering* 35 (1997), 3-9
- [154] H. Szymański, K. Friedl, W. Słówko: Urządzenia elektronowiazkowe, WNT Warszawa, 1990, 115-136
- [155] D.F. Kyser, N.S. Viswanathan, *J. Vac. Sci. Technol.* 12 (1975), 1305
- [156] N. D. Wittels: Fundamentals of electron and X-ray lithography, in *Materials Processing — Theory and Practices*, F. F. Wang, ed., Vol. 1, North-Holland Pub. Comp. 1980, 37-53
- [157] S. Hatzakis: Electron resists for microcircuits and mask making, *J. Electrochem. Soc.* 116 (1969), 1033-1037
- [158] A. Kowalik, L. Dobrzański, K. Góra: Silicon micro-machined binary lenses for infrared optics, *2002 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS*, Lugano, Switzerland
- [159] G. Kokkoris, E. Gogolides, A. G. Boudouvis: Simulation of fluorocarbon plasma etching of SiO₂ structures, *Microelectronic Engineering* 57-58 (2001), 599-605
- [160] R. L. Maddox, M. R. Splinter: Dry processing method, in *Materials processing Theory and Practices Vol. 1*, North-Holland Pub. Comp. (1980), 340-344
- [161] F. K. McTaggart: Plasma Chemistry in Electrical Discharge, Elsevier, New York, USA (1967), 25
- [162] Y. Todokoro: Double_layer resist films for submicrometer electron-beam lithography, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED 27 (1980), 1443-1448
- [163] S. Wakita, C.-Y. Su, H. Rohdin, H.-Y. Liu, J. Seeger, V. M. Robbins: Novel high-yield trilayer resist process for 0.1 μm T-gate fabrication, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13 (1995), 2725-2728
- [164] A. Kowalik, K. Góra, Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk: Multi-step electron beam technology for the fabrication of high performance diffractive optical elements, *Microelectronic Engineering* 77 (2005), 347-357
- [165] Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, M. Makowski, G. Mikuła, I. Pawlak, K. Petelczyc, J. Suszek, and M. Sypek: Application of the Light Sword Optical Element in a case of presbyopia, *Proc. SPIE* 6189, (2006), 61871H
- [166] Gran Telescopio CANARIAS www.gtc.iac.es

