

## Potencjalne możliwości zastosowań polaryskopu liniowego do badań naprężeń i defektów strukturalnych w materiałach półprzewodnikowych

### 1. WSTĘP

Wzrost skali integracji układów scalonych, a także rozwój przyrządów dyskretnych, zwłaszcza optoelektronicznych, stawia nowe wymagania odnośnie jakości materiałów półprzewodnikowych, stosowanych do wytwarzania tych przyrządów. Stosowane dotychczas "klasyczne" metody badawcze tych materiałów, tj. przede wszystkim metody elektryczne (pomiar rezystywności, pomiary hallowskie) oraz optyczne (widmo fotoluminescencji, pomiary transmisji i absorpcji) stają się obecnie niewystarczające dla pełnej charakteryzacji tych materiałów. Obecnie coraz większe znaczenie przywiązuje się do parametrów, które dotychczas rzadko były uwzględniane przez technologów oraz konstruktorów przyrządów półprzewodnikowych, a do których należy zaliczyć wielkość i rozkład naprężeń resztkowych w kryształach i płytkach półprzewodnikowych.

Liczba publikacji związanych z modelowaniem naprężeń powstających w kryształach półprzewodników w różnych procesach otrzymywania kryształów, a także prac doświadczalnych, mających na celu ustalenie wielkości i rozkładu naprężeń resztkowych, pozostających w kryształach po jego ostudzeniu, szybko wzrasta począwszy od 1983 roku.

Do najważniejszych prac, związanych z komputerowym modelowaniem rozkładu naprężeń w kryształach otrzymywanych metodą Czochralskiego należy zaliczyć prace T. Iwaki i N. Kobayasji [1-3], J. C. Lambropoulosa [4], G. Szabo [5] oraz uczonych radzieckich [6-7]. Prace te mają charakter uniwersalny i ich wyniki mogą być zastosowane do wszystkich półprzewodników otrzymywanych metodą Czochralskiego. Modelowanie rozkładu naprężeń w kryształach GaAs otrzymywanych metodą Czochralskiego było prowadzone między innymi przez A. S. Jordana i współpracowników [8-10], S. Motakefa [11-12], C. E. Schvezova i współpracowników [13-14], M. Duseaux [15] oraz grupy uczonych japońskich [16-17].

Modelowanie naprężeń w kryształach InP było prowadzone głównie przez A. S. Jordana i współpracowników [8, 9, 18]. Modelowanie naprężeń w kryształach GaAs otrzymywanych metodą Bridgma było prowadzone przez C. E. Huanga [19]. W publikacjach [20-22] podano wyniki prac związanych z komputerowym modelowaniem rozkładu naprężeń w taśmach krzemowych.

Powyżej zacytowano jedynie prace opublikowane w ostatnich latach. Zestaw tych prac nie uwzględnia również publikacji związanych z modelowaniem rozkładu temperatury w kryształach półprzewodników w trakcie procesów monokrystalizacji, pośrednio związanej z rozkładem naprężeń.

Doświadczalna dokumentacja rozkładów naprężeń reszkowych w kryształach półprzewodników jest znacznie skromniejsza niż jej część teoretyczna. Naprężenia (odkształcenia) w kryształach GaAs, otrzymywanych metodą Czochralskiego, były badane przez P. Dobrillę i S. J. Blakemore'a [23-24], M. Yamadę [25], T. Katsumatę i T. Fukudę [26]. Naprężenia (odkształcenia) w GaP badali S. F. Nygren [27], H. Kotake [28] i Y. Takano [29] ze współpracownikami. Naprężenia powstające w taśmach krzemowych były badane przez Y. Kwona i współpracowników [30].

Do szczególnie ważnych należy zaliczyć wyniki żmudnej pracy S. F. Nygrena [27], który pokazał w jaki sposób badanie próbek GaP wycinanych równoległe do kierunku wyciągania kryształu może być wykorzystane dla optymalizacji technologii.

Z przytoczonego powyżej zestawu publikacji wynika, że przeważająca część badaczy, zajmujących się problemem naprężeń w materiałach półprzewodnikowych, kieruje swoje zainteresowania w stronę arsenku galu. Niewątpliwie jest to związane z programem prac, mających na celu uzyskanie bezdyslokacyjnego GaAs. Należy również wnioskować, że sukcesy technologów japońskich, którzy jako pierwsi uzyskali bezdyslokacyjny arsenek galu, mają związek z wcześniej prowadzonymi pracami nad modelowaniem naprężeń w kryształach GaAs i ich wpływem na powstawanie dyslokacji, a także z pracami doświadczalnymi.

W niniejszej pracy przedstawiono przykłady możliwości zastosowań polaryskopu liniowego do badania naprężeń reszkowych w kryształach półprzewodnikowych, będących odzwierciedleniem naprężeń występujących w kryształach w czasie procesu monokrystalizacji, a także do badań defektów w skali makroskopowej.

## 2. MOŻLIWOŚCI BADAWCZE POLARYSKOPU LINIOWEGO

W literaturze specjalistycznej dotyczącej zastosowania metod elastooptycznych do badania kryształów istnieje rozpowszechniony pogląd, że układ polaryskopu liniowego służy jedynie do wyznaczania azymutów płytki opóźniającej (kierunków naprężeń głównych w próbce poddanej na-

prężeniu). Natomiast wielkość dwójłomności (naprężeń) próbki można wyznaczyć w układzie polaryskopu kołowego (np, za pomocą metody Tardy'ego), względnie stosując w układzie polaryskopu liniowego dodatkowy kompensator, umożliwiający uzyskiwanie zmiennej różnicy dróg optycznych promieni zwyczajnego i nadzwyczajnego, i w ten sposób dokonanie kompensacji różnicy dróg optycznych w badanej próbce.

Wyrazem tego poglądu są między innymi prace P. Dobrilli i J. S. Blakemore'a [23, 24], którzy wprost kwestionują możliwość wyznaczenia wielkości dwójłomności (naprężeń) w układzie polaryskopu liniowego.

Pogląd taki mógł być uważany za słuszny do 1965 roku, w którym szkocki uczoney G. Robertson opublikował podstawy teoretyczne tzw. metody fotometrycznej [31], która umożliwia wyznaczenie wielkości dwójłomności (zarówno naturalnej jak i wymuszonej) w badanej próbce również w układzie polaryskopu liniowego. Metoda fotometryczna była następnie stosowana przez A. J. Michaela [32] i T. N. Vasudevana i A. J. Michaela [33] do badania dwójłomności wymuszonej mechanicznie w kryształach należących do układu regularnego, a także przez autorów niniejszej pracy do badania naprężeń w krystalach półprzewodników [34-37].

Opracowanie metody fotometrycznej stworzyło nową jakościowo sytuację, w której układ polaryskopu liniowego mógł samodzielnie spełnić wszystkie funkcje stawiane przed metodą elastooptyczną, tj. umożliwić określenie azymutów próbki (kierunków naprężeń głównych) oraz wielkości dwójłomności (różnicy naprężeń głównych). Należy nadmienić, że zaletą zastosowania polaryskopu liniowego zamiast polaryskopu kołowego jest (oprócz wyeliminowania konieczności stosowania ćwierćfalówek na określoną długość fali promieniowania elektromagnetycznego) eliminacja błędów pomiaru wprowadzanych przez same ćwierćfalówki [38].

Przed omówieniem możliwości zastosowań polaryskopu liniowego należy wspomnieć, że w skonstruowanym przez autorów polaryskopie, który został szczegółowo opisany w pracy [39], zastosowano tor telewizyjny z widikonem czułym na promieniowanie widzialne i podczerwień (400÷2000 nm). Układ ten umożliwia szybką (jakościową) analizę obrazów polaryskopowych praktycznie wszystkich kryształów mających znaczenie aplikacyjne, w tym wszystkich materiałów półprzewodnikowych, wytwarzanych w CNPME i ITME.

## 2.1. Jakościowa ocena stanu naprężeń w badanym materiale

Jeżeli w układzie polaryskopu liniowego, w którym analizator jest skrzyżowany z polaryzatorem, zostanie umieszczona próbka materiału wykazującego dwójłomność naturalną lub wymuszoną, wtedy za analizatorem powstanie obraz (tzw. obraz polaryskopowy), składający się z układu ciemnych linii lub pól na rozjaśnionym tle powierzchni próbki.

W obrazie takim z reguły można wyróżnić dwa rodzaje linii (pól): izokliny, będące miejscem geometrycznym punktów, w których kierunki naprężeń głównych są równoległe lub prostopadłe do osi przepuszczania polaryzatora i analizatora, oraz izochromy, będące miejscem geometrycznym punktów, w których różnica dróg optycznych promieni zwyczajnego i nadzwyczajnego (liczona jako przesunięcie fazy obu promieni) stanowi pełną wielokrotność  $360^\circ$  (izochromy rzędów całkowitych). W układzie, w którym analizator jest równoległy z polaryzatorem, na powierzchni badanej próbki są widoczne niekiedy izochromy rzędów połówkowych (przesunięcie fazy stanowiące pełną wielokrotność, nieparzystą,  $180^\circ$ ).

Na podstawie kształtu izochrom, które są związane z wielkościami naprężeń w próbce, i których położenie nie zależy od kątów jakie osie przepuszczania polaryzatora i analizatora tworzą z kierunkami naprężeń głównych, można wnioskować o symetrii rozkładu naprężeń w próbce, a niekiedy również o wielkościach tych naprężeń. Analogicznych, jakościowych informacji o symetrii rozkładu naprężeń dostarcza analiza izoklin, które z kolei są uzależnione jedynie od kierunków naprężeń.

Na rys. 1 pokazano polaryskopowe obrazy płytki Si o orientacji  $\langle 111 \rangle$  uzyskane podczas obrotu płytki o kąt  $20^\circ$  wokół swej osi, przy nie zmienionych położeniach osi przepuszczania polaryzatora i analizatora. Widoczna na obydwu obrazach niezmienniczość położenia krzyża dwóch wzajemnie prostopadłych izoklin świadczy o osiowej (quasiosiowej) symetrii rozkładu naprężeń w tej płytce.

Na rys. 2 pokazano polaryskopowe obrazy kryształu GaP o orientacji  $\langle 111 \rangle$  uzyskane w układzie analizatora skrzyżowanego (rys. 2a) i równoległego (rys. 2b) z polaryzatorem. Zgodnie z uwagami przedstawionymi powyżej, w miejscach pomiędzy izochromami rzędów całkowitych, widocznych na rys. 2a, na rys. 2b uwidaczniają się izochromy rzędów połówkowych, dając złudzenie przechodzenia obrazu w swój negatyw. Analiza kształtu izochrom w obydwu obrazach prowadzi do wniosku, że w centralnej części kryształu dominują naprężenia o symetrii zbliżonej do 3-krotnej, natomiast w pobliżu krawędzi kryształu - o symetrii quasiosiowej.

Na rys. 3 pokazano polaryskopowe obrazy płytki GaP o orientacji  $\langle 111 \rangle$ , w której dominują naprężenia o symetrii zbliżonej do 3-krotnej. Szczegółowe badania przeprowadzone przez autorów wykazały, że w kryształach półprzewodników, wyciąganych w kierunku  $\langle 111 \rangle$ , rozkład naprężeń w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wyciągania kryształu jest wypadkową tendencji do tworzenia rozkładu o symetrii 3-krotnej lub osiowej [40]. Wyniki te są zgodne z przewidywaniami teoretycznymi, np. [1].

Na rys. 4 pokazano przykładowo polaryskopowe obrazy dwóch próbek GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$ . Pierścienie izochrom widoczne w pobliżu kra-

wędzi obu próbek charakteryzują się symetrią zbliżoną do 4-krotnej.

Badając próbki wycinane równoległe do kierunku wyciągania kryształów (w metodzie Czochralskiego) w wielu przypadkach w obrazach polaryskopowych obserwuje się tzw. strefy neutralne, będące izochromami rzędu zerowego. Na rys. 5 pokazano polaryskopowy obraz próbki GaP, wyciętej równoległe do kierunku wyciągania  $\langle 111 \rangle$ . Szczegółowe badania tej próbki wykazały, że widoczne na tym rysunku dwie ciemne linie, w przybliżeniu równoległe do osi i krawędzi kryształu, są izochromami rzędu zerowego. Można wykazać, że występowanie izochrom rzędu zerowego w próbkach wycinanych równoległe do osi kryształu świadczy o osiowej symetrii rozkładu naprężeń w takim kryształ. Z fluktuacji położenia obydwu izochrom względem osi i krawędzi kryształu można ponadto wnioskować o fluktuacji warunków termicznych w kryształ w czasie procesu wyciągania. Istnienie izochrom rzędu zerowego jest również zgodne z teorią krystalizacji w metodzie Czochralskiego, z której wynika np. [7], że różnica naprężeń głównych (osiowego i radialnego) zmienia znak mniej więcej w połowie odległości pomiędzy osią a krawędzią kryształu.

W przeciwieństwie do próbek, których obrazy polaryskopowe, pokazane na rysunkach 1+5, wykazują istnienie określonej symetrii rozkładu naprężeń, na rys. 6 pokazano polaryskopowy obraz specjalnie dobranej płytki Si z asymetrycznym rozkładem naprężeń.

## 2.2. Pomiar wielkości dwójłomności naprężeń

Stosując metodę Muellera [41] można wykazać, że natężenie wiązki promieniowania za analizatorem w układzie polaryskopu liniowego w ogólnym przypadku wyraża się zależnością:

$$I = k \left\{ 2 \int_0^{\infty} F(\lambda) d\lambda + \int_0^{\infty} F(\lambda) d\lambda + \int_0^{\infty} F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \cos 2(\alpha - \beta) + \int_0^{\infty} F(\lambda) d\lambda - \int_0^{\infty} F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \cos 2(\alpha + \beta - 2\theta) \right\} \quad (1)$$

gdzie:  $I$  - natężenie wiązki promieniowania za analizatorem,

$k$  - współczynnik związany z geometrią układu optycznego polaryskopu, uwzględniający stosowane jednostki,

$\Delta n$  - dwójłomność próbki,

$d$  - grubość próbki,

$\lambda$  - długość fali promieniowania elektromagnetycznego,

$F(\lambda)$  - znormalizowana charakterystyka widmowa układu polaryskopu, uwzględniająca charakterystykę widmową źródła promieniowania i charakterystykę widmową czułości detektora promieniowania,

$\alpha, \beta, \theta$  - azymuty odpowiednio: polaryzatora, analizatora i próbki.

### 2.2.1. Metoda Robertsona

W metodzie Robertsona zakłada się, że znane są kierunki naprężeń głównych. Główny azymut próbki  $\theta$  ustawia się równoległe do kierunku poziomemu ( $\theta = 0^\circ$ ), a oś przepuszczania polaryzatora, np. pod kątem  $-45^\circ$  do kierunku poziomemu ( $\alpha = -45^\circ$ ). Zależność (1) redukuje się wtedy do postaci:

$$I = 2k \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \sin 2\beta \right] \quad (2)$$

Dokonując następnie obrotu analizatora, można odnotować maksymalną i minimalną wielkość natężenia wiązki promieniowania:

$$I_{\max} = 2k \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda + \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \quad (3)$$

$$I_{\min} = 2k \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \quad (4)$$

Z zależności (3) i (4) otrzymuje się:

$$\frac{\int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) d\lambda} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5)$$

a w przypadku stosowania monochromatycznej wiązki promieniowania elektromagnetycznego

$$\cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (6)$$

Równanie (6) jest właśnie równaniem wyprowadzonym przez G. Robertsona w 1965 roku [31]. Naprężenie resztkowe (różnica naprężeń głównych) może być wyliczone ze znanej zależności [42]:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 P \sigma \quad (7)$$

gdzie:  $n_0$  - współczynnik załamania nie naprężonego kryształu,  
 $P$  - współczynnik piezooptyczny,  
 $\sigma$  - naprężenie (różnica naprężeń głównych).

### 2.2.2. Metoda trzech natężeń

Z zależności (1) wynika, że gdy oś przepuszczania polaryzatora zostanie ustawiona pod stałym kątem  $\alpha$  względem poziomemu, natomiast oś przepuszczania analizatora ustawi się kolejno pod różnymi kątami względem osi przepuszczania polaryzatora, stanowiącymi wielokrotność

45°, wtedy natężenie wiązki promieniowania za analizatorem przybierze kolejno następujące wielkości:

$$I(-45^\circ) = k \left\{ 2 \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda + \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \sin 4(\alpha - \theta) \right\} \quad (8)$$

$$I(0^\circ) = 2k \left\{ 2 \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \sin^2 2(\alpha - \theta) \right\} \quad (9)$$

$$I(+45^\circ) = k \left\{ 2 \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \sin 4(\alpha - \theta) \right\} \quad (10)$$

$$I(90^\circ) = 2k \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \sin^2 2(\alpha - \theta) \quad (11)$$

Mierząc trzy spośród czterech powyższych natężeń można wyznaczyć poszukiwane wielkości, np.:

$$\frac{\int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) d\lambda} = \frac{2I(90^\circ)[I(-45^\circ) + I(+45^\circ) - 2I(90^\circ)] - [I(-45^\circ) - I(+45^\circ)]^2}{2I(90^\circ)[I(-45^\circ) + I(+45^\circ)]} \quad (12)$$

$$\theta = \alpha - \frac{1}{4} \arcsin \frac{4I(90^\circ)[I(-45^\circ) - I(+45^\circ)]}{4I^2(90^\circ) + [I(-45^\circ) - I(+45^\circ)]^2} \quad (13)$$

### 2.2.3. Metoda wirującego analizatora sprzężonego z polaryzatorem

Analizując zależność (1) można wykazać, że w wyniku jednoczesnego obrotu analizatora i polaryzatora, przy zachowaniu stałego kąta pomiędzy ich osiami przepuszczania, natężenie wiązki promieniowania za analizatorem zmienia się cyklicznie, przyjmując następujące wartości ekstremalne:

$$I_{\max}' = k \left\{ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda + \frac{1}{2} \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda + \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \cos 2(\alpha - \beta) + \frac{1}{2} \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \right\} \quad (14)$$

$$I_{\min}' = k \left\{ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda + \frac{1}{2} \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda + \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \cos 2(\alpha - \beta) - \frac{1}{2} \left[ \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda - \int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda \right] \right\} \quad (15)$$

Z zależności (14) i (15) można wyznaczyć stosunek obu całek:

$$\frac{\int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) d\lambda} = \frac{3I_{\min}' - I_{\max}' - (I_{\max}' - I_{\min}') \cos 2(\alpha - \beta)}{I_{\min}' + I_{\max}' + (I_{\max}' - I_{\min}') \cos 2(\alpha - \beta)} \quad (16)$$

Ponadto z zależności (1) wynika, że gdy natężenie wiązki promieniowania za analizatorem osiąga maksimum, tj. gdy:

$$\cos 2(\alpha + \beta - 2\theta) = -1$$

wtedy

$$\theta = \frac{1}{2}[\alpha + \beta - 90^\circ] + m \cdot 90^\circ, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (17)$$

#### 2.2.4. Wyznaczanie wielkości dwójłomności (naprężeń) przy użyciu szerokopasmowej wiązki promieniowania elektromagnetycznego

Można wykazać [34], że gdy współczynnik piezooptyczny kryształu P jest stały lub słabo uzależniony do długości fali promieniowania, w zakresie długości fal detekowanych w układzie polaryskopu, wtedy stosunek obydwu całek, stanowiący prawe strony równań (5), (12) i [16], może być wyrażony zależnością:

$$\frac{\int_0^\infty F(\lambda) \cos \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty F(\lambda) d\lambda} = 1 - 2 \sum_0^\infty a_n (2\pi \Delta n d)^{2n} \quad (18)$$

gdzie

$$a_n = \frac{(-1)^{n+1} \int_0^\infty \frac{F(\lambda)}{\lambda^{2n}} d\lambda}{2(2n)! \int_0^\infty F(\lambda) d\lambda}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (19)$$

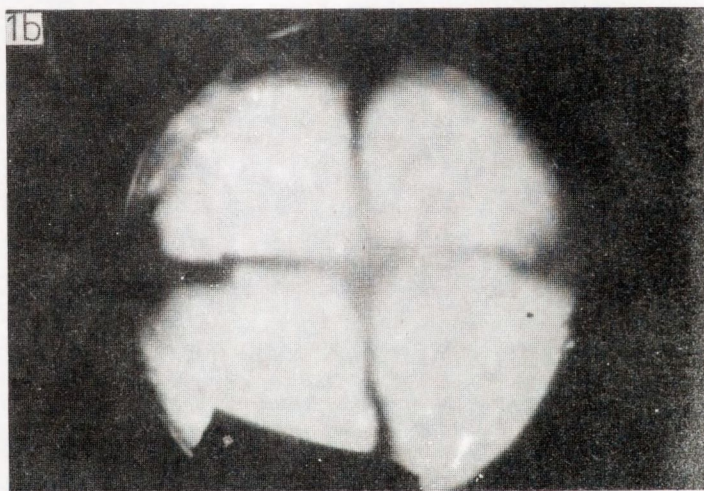
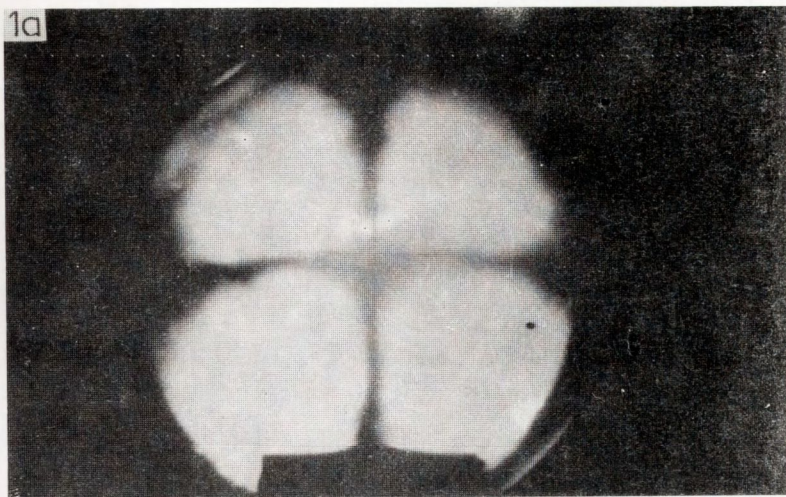
Należy więc dokonać pomiaru charakterystyki widmowej  $F(\lambda)$  układu polaryskopu, z równania (19) wyliczyć wielkości współczynników  $a_n$ , a następnie z równań (5), (12) lub (16) przy uwzględnieniu zależności (18) można wyznaczyć wielkość dwójłomności, a z równania (7) wielkość naprężenia (różnicy naprężeń głównych).

#### 2.2.5. Wyniki doświadczalne

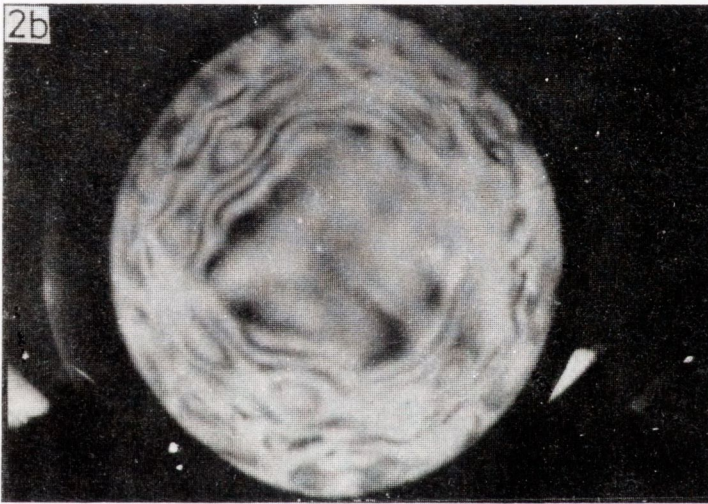
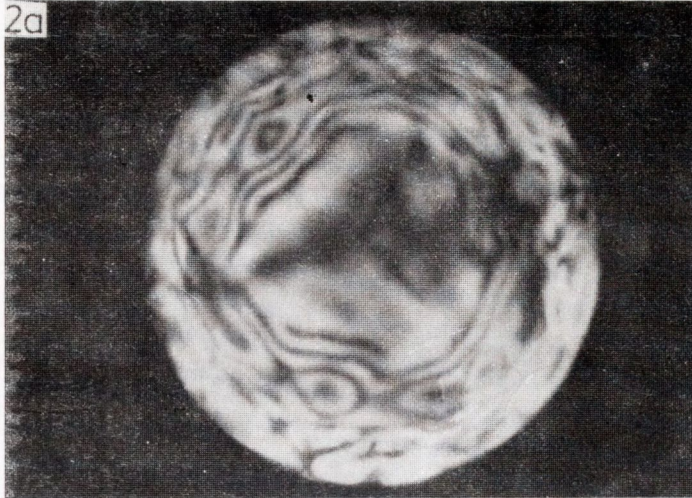
Przedstawione w rozdziałach 2.2.2. i 2.2.3. metody umożliwiają wyznaczenie rozkładu wielkości dwójłomności (naprężeń) na całej powierzchni próbki, bez względu na symetrię tego rozkładu.

Na rys. 7 pokazano mapę rozkładu wielkości dwójłomności w próbce GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$ , zmierzoną za pomocą metody trzech natężeń. Z mapy tej wynika, że w próbce istnieje rozkład dwójłomności (naprężeń) o symetrii zbliżonej do 4-krotnej, a ponadto, że największe naprężenia (różnice składowych naprężeń radialnej i stycznej) występują wzdłuż kierunków  $\langle 010 \rangle$  i  $\langle 001 \rangle$ . Natomiast na rys. 8 pokazano mapę rozkładu naprężeń w płytce Si, której obraz polaryskopowy jest pokazany na rys. 6, wykazującą istnienie asymetrii rozkładu naprężeń. Mapa ta została przedstawiona bezpośrednio w jednostkach naprężenia dzięki temu, że wielkość współczynnika piezooptycznego P (zależność (7)) nie zależy od kierunków naprężeń w płaszczyźnie (111).



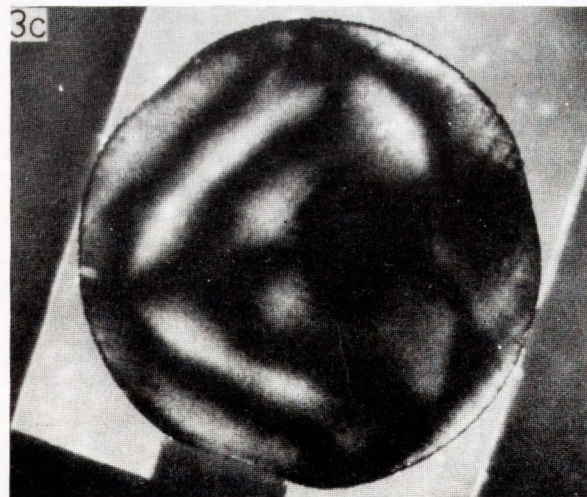
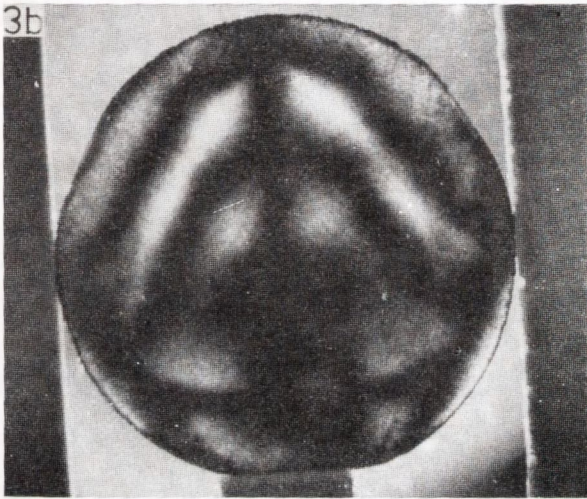
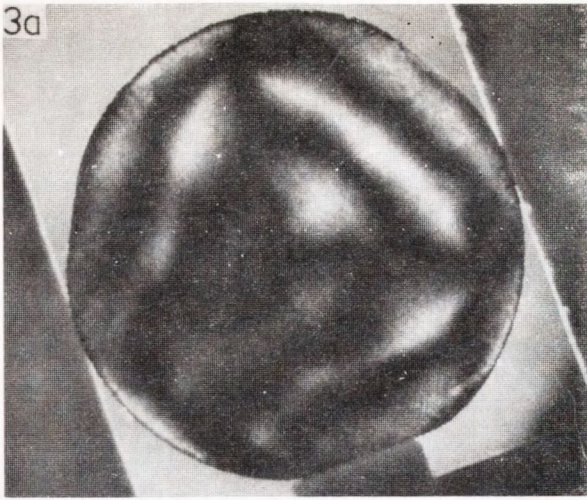


Rys. 1. Obrazy polaryskopowe płytki Si o orientacji  $\langle 111 \rangle$   
a/ położenie centralne, b/ płytka obrócona o kąt  $20^\circ$   
względem położenia centralnego

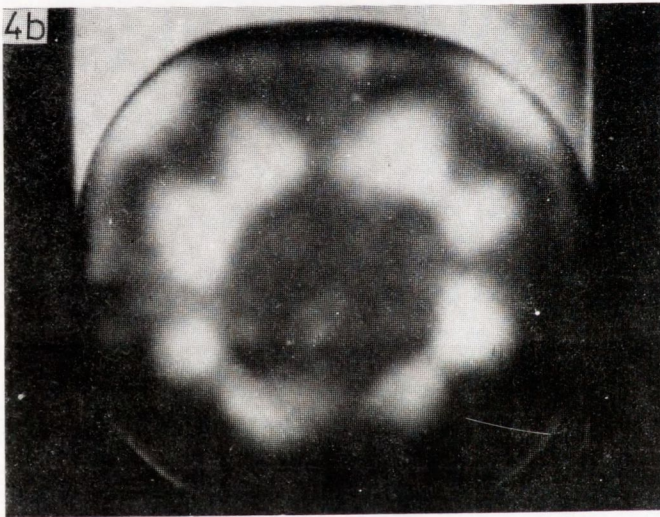
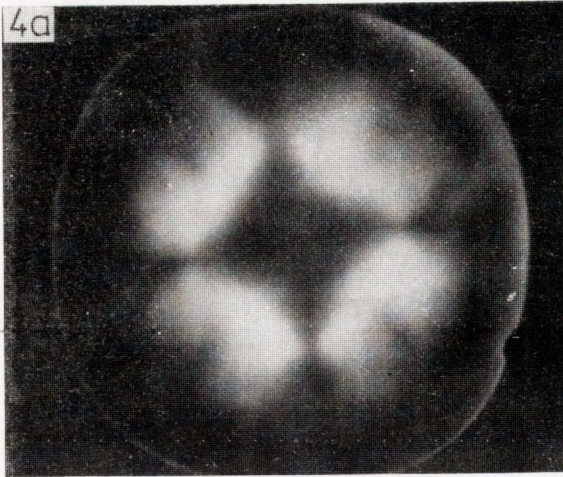


Rys. 2. Obrazy polaryskopowe kryształu GaP o orientacji  $\langle 111 \rangle$  (długość kryształu 57 mm)

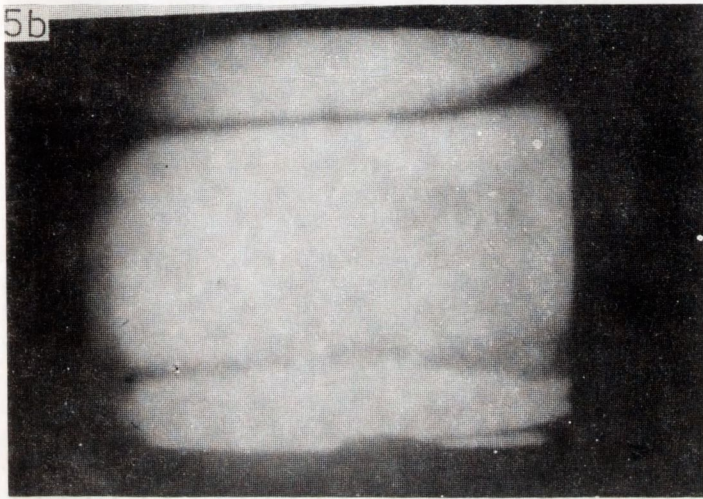
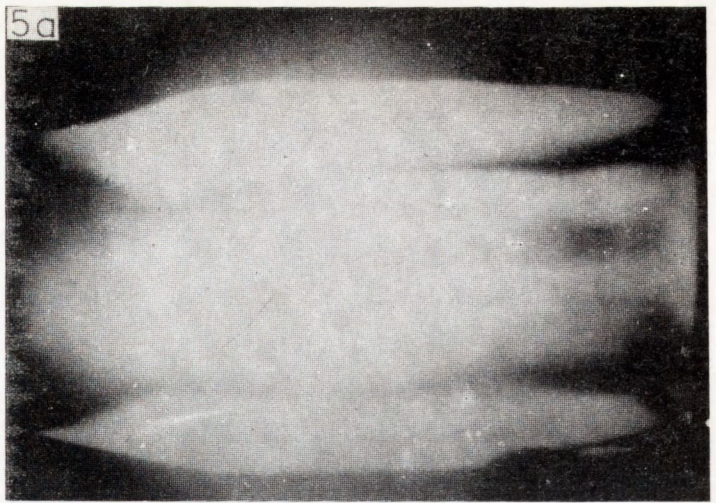
a/ analizator skrzyżowany z polaryzatorem, b/ analizator równoległy z polaryzatorem



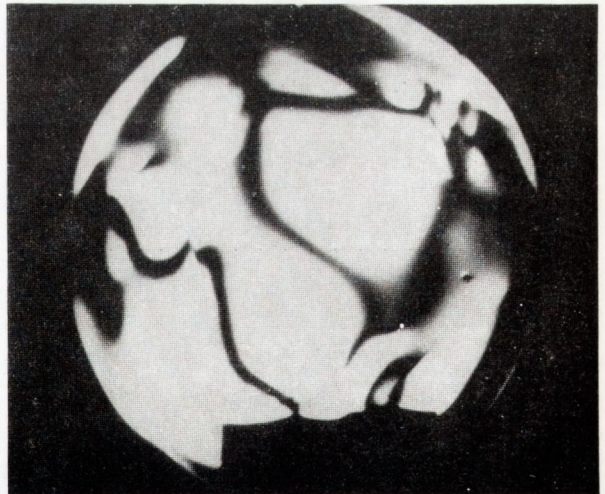
Rys. 3. Obrazy polaryskopowe  
płytki GaP o orientacji  $\langle 111 \rangle$   
a/ płytka obrócona o kąt  
 $-20^\circ$  do położenia centralne-  
go, b/ położenie centralne,  
c/ płytka obrócona o kąt  
 $+20^\circ$  względem położenia cen-  
tralnego



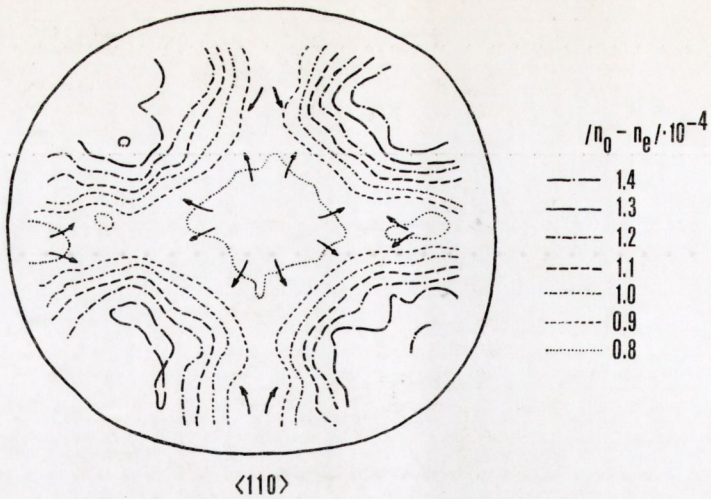
Rys. 4. Obrazy polaryskopowe dwóch płytek GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$



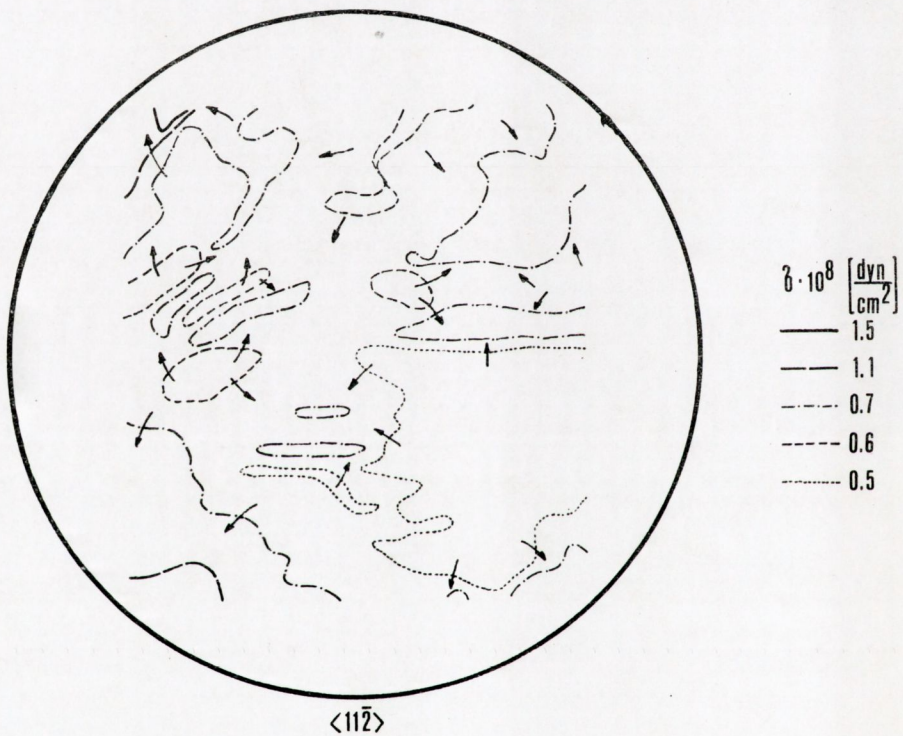
Rys. 5. a/ Obraz polaryskopowy płytki GaP wyciętej równoległe do kierunku wyciągania kryształu  $\langle 111 \rangle$ , b/ powiększony fragment końca płytki



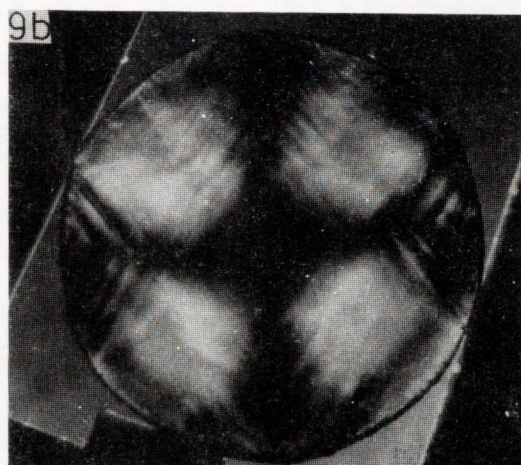
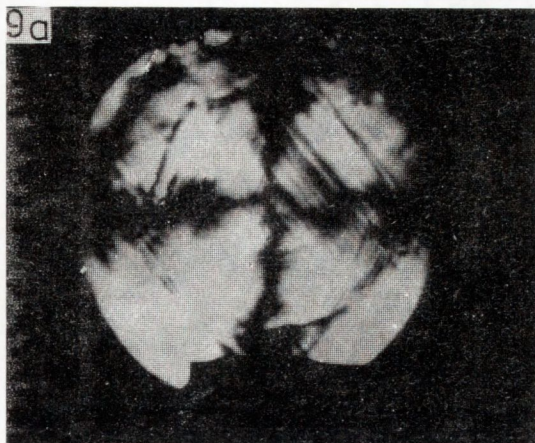
Rys. 6. Obraz polaryskopowy płytki Si o orientacji  $\langle 111 \rangle$ . Obraz ten koresponduje z mapą pokazaną na rys. 8



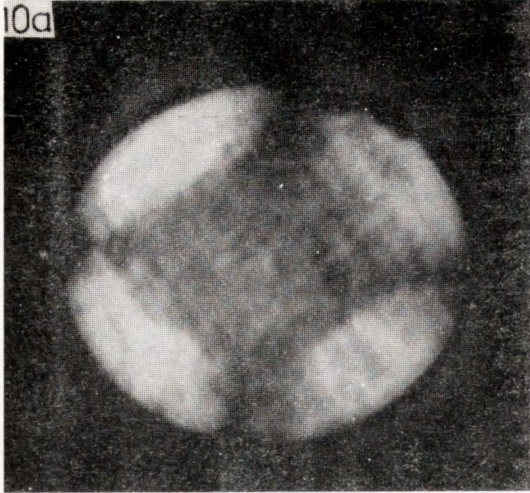
Rys. 7. Mapa rozkładu dwójłomności w płycie GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$



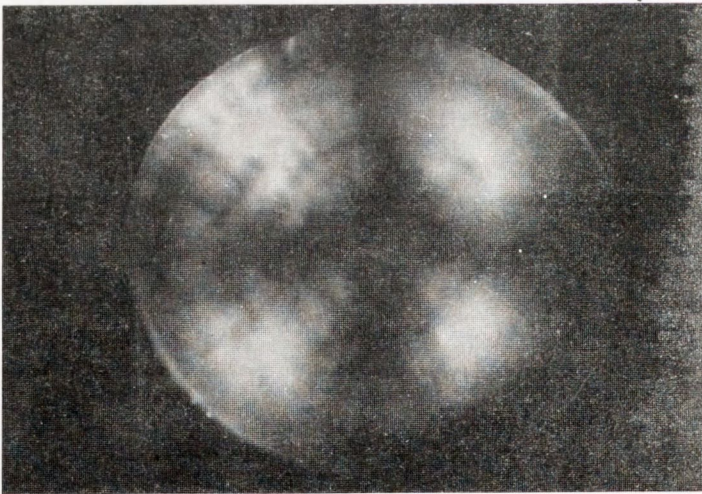
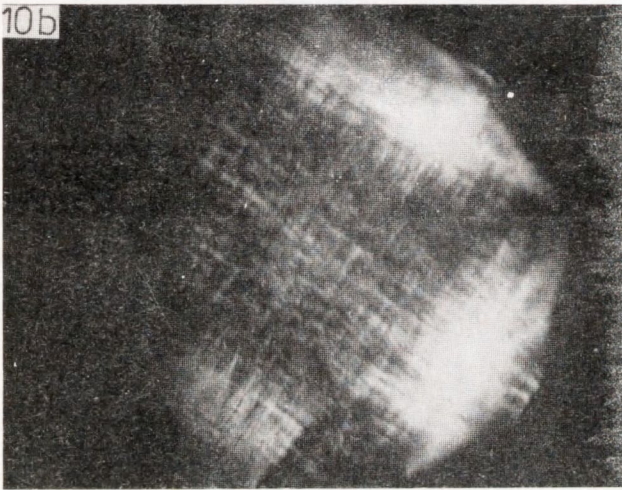
Rys. 8. Mapa rozkładu różnicy naprężeń głównych (składowych radialnej i stycznej) w płycie Si, której obraz polaryskopowy pokazano na rys. 6  
 ( $\text{dyn/cm}^2 = 10^{-1} \text{ Pa}$ )



Rys. 9. Obrazy polaryskopowe płytki Si (a) i GaP (b) o orientacji  $\langle 111 \rangle$ , z widocznymi pasmami poślizgu dyslokacji

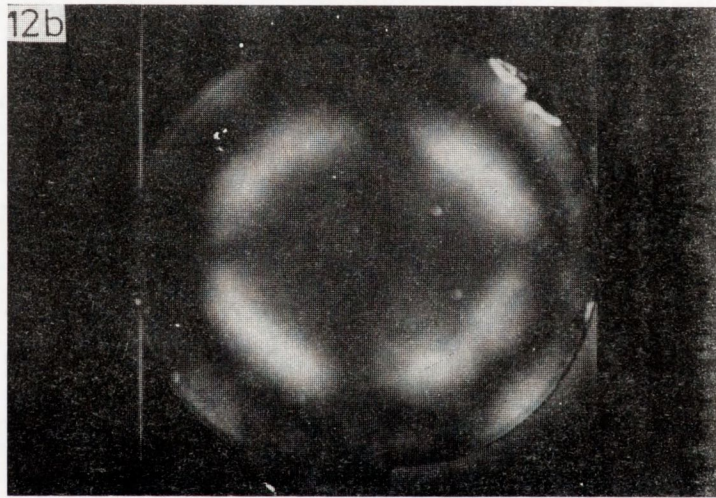
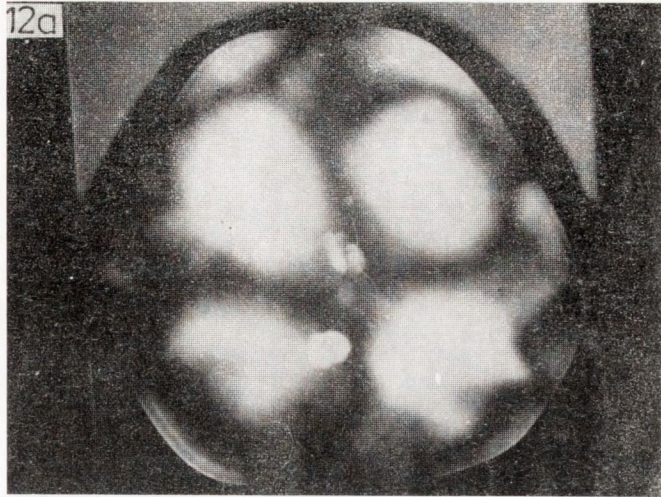


Rys. 10. Obrazy polaryskopowe dwóch płytek GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$  z dużymi gęstościami dyslokacji



Rys. 11. Obraz polaryskopowy nie domieszkowanej płytki GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$ , wykazujący istnienie struktury mozaikowej

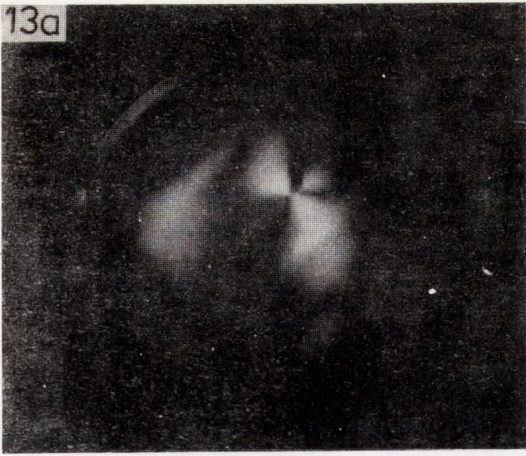




Rys. 12. Obrazy polaryskopowe płytek GaAs z widocznymi skupiskami wytrąceń

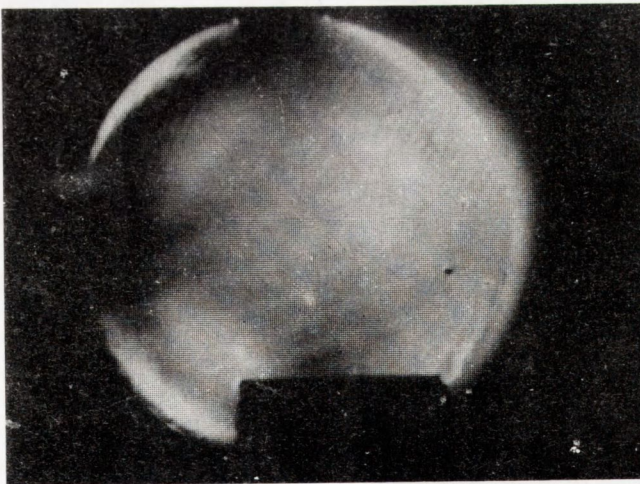
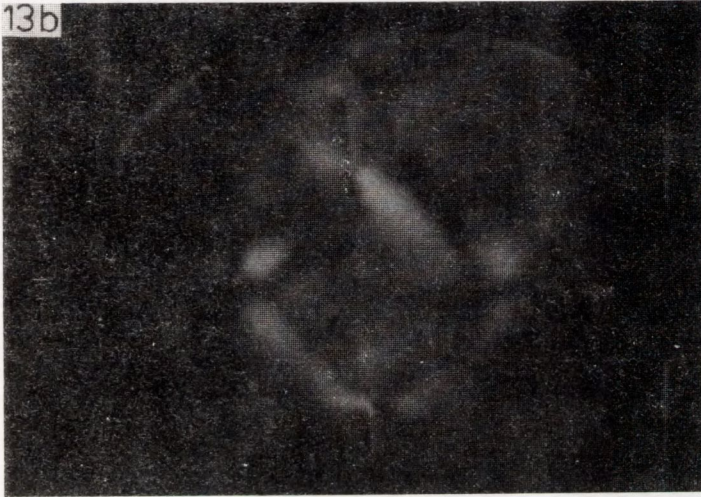
a/ GaAs o orientacji  $\langle 111 \rangle$  nie domieszkowany, b/ GaAs o orientacji  $\langle 100 \rangle$  domieszkowany indem,

13a



Rys. 13. Obrazy polaryskopowe dwóch płytek GaAs: a/ z widocznym mikropęknięciem i b/ pęknięciem makroskopowym

13b



Rys. 14. Rysy po cięciu widoczne w obrazie polaryskopowym płytki Si

### 2.3. Wykrywanie makroskopowych defektów struktury krystalicznej

Układ polaryskopu liniowego, stosowany przez autorów, został zaprojektowany w celu badania naprężeń resztkowych w kryształach w skali makroskopowej. Układ ten umożliwia ponadto wykrywanie makroskopowych defektów struktury krystalicznej, które są otoczone obszarami o znacznej deformacji sieci kryształu (a więc wywołują efekt piezooptyczny), lub też powodują zauważalną absorpcję (względnie rozpraszanie) promieniowania w tych częściach kryształu, które są najbardziej rozjaśnione. Zamieszczone kolejno obrazy polaryskopowe próbek ilustrują poszczególne rodzaje defektów: pasma poślizgu dyslokacji (rys. 9), duże gęstości dyslokacji (rys. 10), strukturę mozaikową (rys. 11), skupiska wytrąceń (rys. 12), mikropęknięcia wewnętrzne i pęknięcie makroskopowe (rys. 13), zapolerowane rysy po cięciu kryształu (rys. 14).

### 3. PODSUMOWANIE

Wyniki doświadczalne zamieszczone w niniejszej pracy ilustrują możliwości aplikacyjne polaryskopu liniowego. Przyrząd ten jest szczególnie przydatny do szybkiego określania jakości otrzymywanych kryształów (szybkie ustalanie symetrii rozkładu naprężeń lub jej braku, wykrywanie ewidentnych makroskopowych defektów strukturalnych), przez co powinien on być stosowany do wstępnej selekcji kryształów.

Szczegółowe pomiary rozkładu dwójłomności (naprężeń) wzdłuż określonych kierunków krystalograficznych lub uzyskiwanie map tych wielkości powinno być stosowane w szczególności w pracach badawczych, mających na celu optymalizację technologii wytwarzania kryształów, lub w celu selekcji kryształów przeznaczonych do produkcji przyrządów optycznych i optoelektronicznych oraz układów scalonych o dużej skali integracji. Pomiary takie powinny być również prowadzone (przynajmniej wrywkowo) w przypadku tych kryształów, które są poddawane dużym naprężeniom termicznym w procesach technologicznych wytwarzania przyrządów półprzewodnikowych.

## LITERATURA

1. Kobayashi N., Iwaki T., *J. Cryst. Growth*, 73, 1985, 96
2. Iwaki T., Kobayashi N., *Int. J. Solids Struct.*, 22, 3, 1986, 307
3. Iwaki T., Kobayashi N., *J. Cryst. Growth*, 82, 1987, 335
4. Lambropoulos J.O., *J. Cryst. Growth*, 84, 1987, 349
5. Szabo G., *J. Cryst. Growth*, 73, 1985, 131
6. Vakhrameev S. S. et al., *Growth of Crystals*, 12, N. Y. 1984, 296
7. Indenbom V. L., Osvensky V. B., *Growth of Crystals*, 13, N. Y. 1986, 279
8. Jordan A. S. et al., *J. Cryst. Growth*, 70, 1984, 555
9. Jordan A. S. et al., *J. Cryst. Growth*, 76, 1986, 243
10. Jordan A. S. Parsey J. M., *J. Cryst. Growth*, 79, 1986, 280
11. Motakef S., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30, 7, 1987, 1487
12. Motakef S., Witt A. F., *J. Cryst. Growth*, 80, 1987, 37
13. Schvezov O. E. et al., *J. Cryst. Growth*, 84, 1987, 212
14. Schvezov O. E. et al., *J. Cryst. Growth*, 85, 1987, 142
15. Duseaux M., *J. Cryst. Growth*, 61, 1983, 576
16. Minato I. et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 25, 10, 1986, 1485
17. Matsumura T. et al., *J. Cryst. Growth*, 78, 1986, 533
18. Jordan A. S., *J. Cryst. Growth*, 71, 1985, 559
19. Huang C. E. et al., *J. Cryst. Growth*, 69, 1984, 275
20. Tropp E. A. et al., *J. Cryst. Growth*, 82, 1987, 65
21. Mataga P. A. et al., *J. Cryst. Growth*, 82, 1987, 60
22. Spitznagel J. A. et al., *J. Cryst. Growth*, 82, 1987, 39
23. Dobrilla P., Blakemore J. S., *Appl. Phys. Lett.*, 48, 19, 1986, 1303
24. Dobrilla P., Blakemore J. S., *J. Appl. Phys.*, 60, 1, 1986, 169
25. Yamada M., *Appl. Phys. Lett.* 47, 4, 1985, 365
26. Katsumata T., Fukuda T., *Rev. Sci. Instr.*, 58, 1986, 202
27. Nygren S. F., *J. Cryst. Growth*, 19, 1973, 21
28. Kotake H. et al., *J. Cryst. Growth*, 50, 1980, 743
29. Takano Y. et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24, 4, 1985, L239
30. Kwon Y. et al., *J. Cryst. Growth*, 82, 1987, 221
31. Robertson G., *Brit. J. Appl. Phys.*, 16, 1965, 207
32. Michael A. J., *J. Opt. Soc. Ame.*, 58, 7, 1968, 889
33. Vasudevan T. N., Michael A. J., *J. Opt. Soc. Ame.*, 62, 3, 1972, 344
34. Bajor A., Adamkiewicz G., *Prace ITME*, 16, 1985
35. Adamkiewicz G., Bajor A., *Prace ITME*, 18, 1986
36. Bajor A., Adamkiewicz G., *Materiały Elektroniczne*, 1/57/, 1987
37. Adamkiewicz G., Bajor A., *III Konferencja Naukowa ELTE '87, Poznań, 22-25 czerwca 1987, s. 372*
38. Jessop H. T., *Brit. J. Appl. Phys.*, 4, 1953, 138
39. Adamkiewicz G., Bajor A., *Materiały Elektroniczne*, 3/51/, 1985
40. Adamkiewicz G., Bajor A., Wierzchowski W., *Materiały Elektroniczne*, 4/56/, 1986
41. Theocaris P. S., Gdoutos E. E., *Matrix theory of photoelasticity*, Springer-Verlag 1979
42. Nye J. F., *Physical properties of crystals*, Clarendon Press, Oxford 1957

(Tekst dostarczono 1988.06.06)