

MOŻLIWOŚCI MODYFIKACJI CHARAKTERYSTYK PROMIENIOWANIA LASERÓW PÓLPRAZEWODNIKOWYCH PRZEZ SUPERPOZYCJĘ NAPRĘŻEŃ W WARSTWIE AKTYWNEJ

Andrzej Małąg

Przedstawiono wyniki prac nad modyfikacjami charakterystyk promieniowania laserów półprzewodnikowych poprzez wprowadzenie naprężeń w procesie technologicznym. Praca przedstawia skrótoowo wybrane metody opisu naprężeń, wynikające z nich teoretycznie przewidywane własności heterostruktur naprężonych i diod laserowych zbudowanych z takich heterostruktur. Przedstawione są też eksperymentalne wyniki zastosowania naprężeń i kombinacji naprężeń w diodach laserowych na bazie heterostruktur dopasowanych sieciowo GaAs/AlGaAs i naprężonych GaAsP/AlGaAs wykonanych techniką MOVPE, z izolacją wykonaną przez implantację jonów H^+ i He^+ .

Przedstawione wyniki pokazują, że wpływ naprężenia wprowadzonego przez implantację He^+ na charakterystyki promieniowania laserów może być znacznie większy (w stosunku do naprężeń wprowadzanych w procesie epitaksjalnym) od dotychczasowych oszacowań wynikających z danych literaturowych. Stwarza to nowe perspektywy rozwiązań konstrukcyjnych.

1. WSTĘP

Naprężenia wprowadzone do warstwy aktywnej są obecnie jednym z elementów konstrukcji laserów półprzewodnikowych. Poprzez spowodowane naprężeniem zmiany struktury pasma walencyjnego, szerokości przerwy energetycznej i zmiany stałych materiałowych obszaru aktywnego można wpływać na etapie projektowania na charakterystyki promieniowania, takie jak polaryzacja, długość fali emitowanej i przestrzenne rozkłady promieniowania.

¹ Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, ul. Wólczyńska 133,
01-919 Warszawa, e-mail: amalag@itme.edu.pl

Najczęściej stosowane są w technologii diod laserowych:

- naprężenia biaksjalne wprowadzane w procesie wzrostu epitaksjalnego heterostruktury laserowej poprzez dobór składu warstwy aktywnej, a przez to niedopasowanie sieciowe względem warstw otaczających. Naprężenia te są stałe na całej powierzchni heterostruktury;
- lokalne pola naprężeń wytwarzane w trakcie tzw. „processingu” struktur laserowych (definiowanie obszaru aktywnego, tworzenie falowodu w płaszczyźnie złącza, izolacje, metalizacje). Lokalny charakter tych naprężeń daje możliwość selektywnej modyfikacji wyżej wymienionych charakterystyk elektrooptycznych diod laserowych. Z lokalnym rozkładem naprężeń wiąże się też możliwość formowania światłowodów typu dielektrycznego w płaszczyźnie złącza poprzez efekt elastoptyczny.

Charakterystyki elektrooptyczne diod laserowych mogą być zatem formowane poprzez łączny wpływ (superpozycję) niezależnych, intencjonalnie wprowadzonych mechanizmów naprężeń. Przedstawione zostały modyfikacje charakterystyk laserów półprzewodnikowych, w których naprężenia są wprowadzane przez niedopasowanie sieciowe warstwy aktywnej i przez implantację jonów H^+ i He^+ .

Celem pracy jest skrótowne przedstawienie wybranych metod opisu naprężeń i wynikających z nich teoretycznie przewidywanych własności heterostruktur naprężonych i diod laserowych zbudowanych z takich heterostruktur. Ponadto przedstawiono eksperymentalne wyniki zastosowania naprężeń i kombinacji naprężeń w diodach laserowych wykonanych z heterostruktur na bazie GaAs/AlGaAs i GaAsP/AlGaAs z obszarem aktywnym zdefiniowanym przez implantację H^+ i He^+ .

Przedstawione wyniki pokazują, że wpływ naprężenia wprowadzonego przez implantację He^+ na charakterystyki promieniowania laserów może być znacznie większy niż to wynika z dotychczasowych wyników przedstawionych w literaturze. Stwarza to nowe możliwości rozwiązań konstrukcyjnych w zakresie optoelektroniki zintegrowanej.

2. OPIS MECHANIZMÓW NAPRĘŻEN

2.1. Naprężenia biaksjalne wprowadzane w procesie epitaksji

Wpływ różnych rodzajów naprężeń na własności elektrooptyczne laserów półprzewodnikowych można opisać poprzez dodanie odpowiedniego członu perturbacyjnego do całkowitego Hamiltonianu układu (opis wpływu naprężenia na strukturę pasmową kryształu i na oddziaływanie nośników w pasmach z

promieniowaniem) [1-3, 8] lub przez wprowadzenie odpowiednich poprawek do stałych optycznych obszaru aktywnego (zespolony efekt elastoptyczny) [4-6, 21-23].

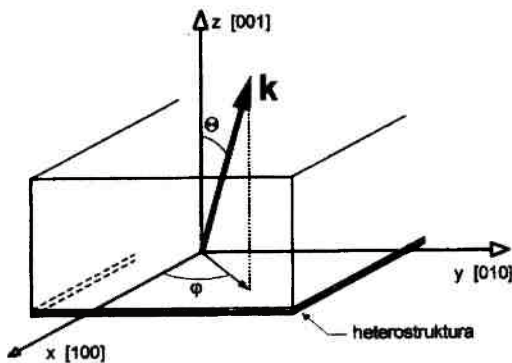
Do opisu naprężenia powstającego w wyniku niedopasowania sieciowego warstwy aktywnej i warstw otaczających, a dającego się opisać jako złożenie składowej biaksjalnej w płaszczyźnie heterozłącza (płaszczyzna $x-y$ o kierunku normalnej [001] (Rys.1)) i składowej jednoosiowej prostopadłej do płaszczyzny $x-y$, powszechnie stosowana jest pierwsza z ww. metod. Odpowiedni człon perturbacyjny – Hamiltonian naprężenia ma w centrum doliny Γ ($k = 0$) postać [3]:

$$H_{\epsilon} = -\delta E_H - 3\delta E_S (L_z^2 - L^2/3) \quad (1)$$

gdzie L jest operatorem momentu pędu, δE_H i δE_S są składowymi operatora zaburzenia dla naprężenia hydrostatycznego i jednoosiowego (z których można złożyć ww. składowe - biaksjalną i jednoosiową):

$$\delta E_H = -2a((c_{11} - c_{12})/c_{11})\epsilon, \quad \delta E_S = b((c_{11} + 2c_{12})/c_{11})\epsilon \quad (2)$$

gdzie a i b są, odpowiednio, potencjałami deformacyjnymi dla naprężenia hydrostatycznego i osiowego, c_j są współczynnikami sprężystości oraz ϵ charakteryzuje wielkość i rozkład deformacji związanej z naprężeniem. W tak sformułowanym operatorze naprężenia pominięty jest wpływ pasma odszczepionego.



Rys.1. Geometria układu.

Fig.1. Geometry of the problem.

Wprowadzenie zaburzającego operatora (Hamiltonianu) naprężenia powoduje zmianę układu wartości własnych i funkcji własnych względem układu początkowego (niezaburzonego - bez naprężeń), w którym oddziaływanie stanów elektronowych i dziuowych z promieniowaniem elektromagnetycznym

opisane jest przez Hamiltonian oddziaływania (również typu perturbacyjnego [7]) o postaci momentu dipolowego pomiędzy stanami w paśmie przewodnictwa (indeksowanym przez c) i paśmie walencyjnym (indeksowanym przez v), którego element macierzowy:

$$M_{cv} = \langle \varphi_{ck} | er | \varphi_{vk'} \rangle = (e / E_{cv}) (-\hbar^2 / m_0) \langle \varphi_{ck} | \nabla | \varphi_{vk'} \rangle = (e / E_{cv}) (-i\hbar / m_0) \langle u_{ck} | p | u_{vk'} \rangle \delta_{kk'}. \quad (3)$$

W wyrażeniu (3): m_0 , e - masa i ładunek swobodnego elektronu, p - operator pędu, $E_{cv} = E_c - E_v$ jest energią przejścia pomiędzy stanem z pasma przewodnictwa o energii E_c a stanem z pasma walencyjnego o energii E_v , u_{ck} i u_{vk} są członami periodycznymi blochowskich funkcji własnych φ_k i φ_{vk} oraz $\hat{\sigma}_{kk}$ oznacza regułę wyboru - zachowania pędu w przejściach kwantowych w omawianym ośrodku. Funkcje falowe własne układu niezaburzonego mają symetrię typu s w paśmie przewodnictwa (u_{ck}), a w paśmie walencyjnym funkcje falowe (u_{vk}) o symetrii typu p [2-3, 8]:

$$u_{v1,2} = (X \pm iY) / \sqrt{2} \quad (4a)$$

$$u_{v3,4} = +(X \pm iY) / \sqrt{6} + \sqrt{2/3} Z \quad (4b)$$

opisują stany należące do podwójnie zdegenerowanych (ze względu na spin) podpasm dziur ciężkich ($u_{v1,2}$) i dziur lekkich ($u_{v3,4}$), różniących się masami efektywnymi. Podpasma te są rozseparowane dla $k \neq 0$, ale w centrum doliny Γ ($k = 0$) występuje poczwórna degeneracja (Rys.2b). Zatem przerwa energetyczna $E_g = E_c^{min} - E_v^{max}$ jest różnicą energii w punktach ekstremalnych ($k = 0$) pasm, które w tej sytuacji widziane są jako paraboliczne (w przybliżeniu) i izotropowe (Rys.2b). Prawdopodobieństwo przejść optycznych $I_{c \rightarrow v}$:

$$I_{c \rightarrow v} \sim |\vec{M}_{cv}|^2 = \frac{\hbar^2 E_g (E_g + \Delta)}{2m(E_g + 2\Delta/3)} \frac{e^2}{E_{cv}^2} = M_0^2, \quad (5)$$

gdzie Δ oznacza odstęp energetyczny pomiędzy zdegenerowanymi pasmami dziurowymi, a pasmem odszczepionym. Izotropia pasm przy braku naprężenia powoduje, że składowe przestrzenne M_{cv} są równe i promieniowanie emitowane spontanicznie nie jest spolaryzowane.

W układzie naprężonym funkcje falowe u_{vk} i u_{vk} przestają być funkcjami własnymi. Potrzebny jest nowy układ funkcji, który zdiagonalizuje macierz Hamiltonianu naprężenia i dla tego układu funkcji własnych znalezione mogą

być wartości własne i elementy macierzowe momentu dipolowego. Ten nowy układ funkcji własnych, oznaczanych przez v_i , powstaje przez znalezienie transformacji unitarnej (wiążącej układy współrzędnych w których opisywane są funkcje u_i i przestrzenny rozkład naprężenia ϵ) diagonalizującej Hamiltonian naprężenia, przez co funkcje v_i są kombinacjami liniowymi funkcji własnych u_i układu niezaburzonego (z uwzględnieniem degeneracji spinowej):

$$v_i = a_i X + b_i Y + c_i Z \quad (6)$$

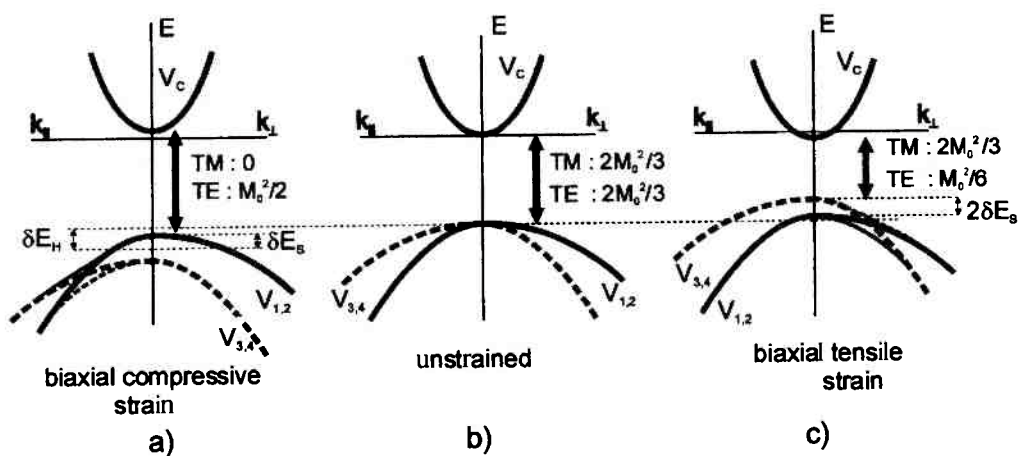
gdzie $i = 1...4$, analogicznie do wyrażień (4). Z diagonalizacji Hamiltonianu naprężenia otrzymujemy z kolei układ wartości własnych:

$$E_1 = E_2 = -\delta E_H - \delta E_S \quad (7a)$$

$$E_3 = E_4 = -\delta E_H + \delta E_S \quad (7b)$$

z którego wynika, że dotychczasowe poczwórnie zdegenerowane w punkcie Γ pasmo walencyjne rozszczepia się na dwa podwójnie zdegenerowane (ze względu na spin) podpasma, przy czym o rozszczepieniu decyduje składowa jednoosiowa (o kierunku z), a składowa hydrostatyczna powoduje jednoczesne przesunięcie obu podpasem walencyjnych względem pasma przewodnictwa.

Naprężenie nie wpływa natomiast tak zasadniczo na pasmo przewodnictwa, którego funkcje falowe u_{iA} o symetrii typu s pozostają funkcjami własnymi Hamiltonianu z naprężeniem. Zatem pasmo przewodnictwa w punkcie Γ nie



Rys.2. Charakterystyki dyspersyjne $E(k)$ dla przybliżenia warstw naprężonych objętościowych.
Fig.2. Schematic energy band structure diagrams for bulk zinc-blende semiconductor.

A. Maląg

ulega rozszczepieniu, podlega jedynie przesunięciu wskutek działania składowej hydrostatycznej. Zatem całkowity odstęp energetyczny w punkcie Γ pomiędzy pasmem przewodnictwa (o energii E_c) i podpasмами walencyjnymi w układzie z naprężeniem wynosi:

$$E_c - (E_v - \bar{E}_{1,2'}) = E_g + \bar{\delta E}'_{ii} + \delta E_c \quad (8a)$$

$$E_c - (E_v - \bar{E}_{3,4}) = E_g + \bar{\delta E}'_{ii} - \delta E_c \quad (8b)$$

gdzie $\delta E'_H = -2(a + a')(c_{11} - c_{12})/c_{11} \in$, a i a' są hydrostatycznymi potencjałami deformacyjnymi, odpowiednio dla pasma walencyjnego i przewodnictwa. O wielkości rozszczepienia pasma walencyjnego i o tym, które z podpasm: $v_{1,2}$ czy $v_{3,4}$ będą dominujące w przejściach kwantowych (jako bliższe pasma przewodnictwa), decyduje wartość i znak \in .

Elementy macierzowe momentu dipolowego układu z naprężeniem pomiędzy stanami w paśmie przewodnictwa i w czterech podpasmach walencyjnych w pobliżu punktu Γ otrzymuje się przez podstawienie funkcji falowych (6) do (3) w miejsce funkcji u_{v_k} , przy czym funkcje u_{c_k} pozostają niezmienione, a funkcje (6) jako kombinacje liniowe funkcji u_{v_k} są funkcjami własnymi operatora momentu dipolowego. Interesujące dla dalszych rozważań są składowe x -owa (lub y -owa) elementów M_{cvi} dla oddziaływań z promieniowaniem elektromagnetycznym o polaryzacji TE (wektor E w płaszczyźnie heterozłączy $(x-y)$):

$$M_{cvi,x}^2 = \begin{matrix} M_0^2/2 & \text{dla } i = 1, 2 \\ M_0^2/6 & \text{dla } i = 3, 4 \end{matrix} \quad (9a)$$

oraz składowa z -owa dla oddziaływań z polaryzacją TM (wektor E w kierunku z)

$$M_{cvi,z}^2 = \begin{matrix} 0 & \text{dla } i = 1, 2 \\ 2M_0^2/3 & \text{dla } i = 3, 4 \end{matrix} \quad (9b)$$

Zerowe wartości momentu dipolowego dla przejść kwantowych do podpasm v_1 i v_2 dla polaryzacji TM oznaczają, że przejścia takie są zabronione, co wynika z wyliczonych zerowych wartości współczynników rozwinięcia c_1 i c_2 w (6) [3]. Zatem przejścia optyczne z pasma przewodnictwa do pasm v_1 i v_2 mogą być tylko o polaryzacji TE z prawdopodobieństwem przejść $I_{c \rightarrow v_i} \sim M_0^2/2$, natomiast przejścia do pasm v_3 i v_4 zachodzą z czterokrotną przewagą przejść o polaryzacji TM w stosunku do TE. Widać zatem, że w układzie naprężonym element macierzowy

wy momentu dipolowego jest anizotropowy i takie też jest wzmocnienie optyczne g , które jest proporcjonalne do M_{cv}^2 . Dla przejścia o energii E :

$$g(E) = \frac{e^2}{E \epsilon_0 m^2 c_0 \hbar N L} \sum_{c,v} m_{r,cv} C_{cv} |M_{cv,j}|^2 [f_c - f_v] \cdot H(E - E_{cv}) \cdot F(E, \tau) \quad (10)$$

gdzie e , m - ładunek i masa elektronu, N - efektywny współczynnik załamania heterostruktury, ϵ_0 , c_0 - przenikalność dielektryczna i prędkość światła w próżni, L - grubość warstwy aktywnej (studni kwantowej), E_{cv} - odległość pomiędzy stanami kwantowymi w pasmach przewodnictwa i walencyjnym, f_c , f_v - statystyki Fermiego-Diraca dla elektronów w obu ww. pasmach, C_{cv} - współczynnik określający przestrzenne przekrycie funkcji falowych stanów z ww. pasm, H - funkcja Heaviside'a, F - funkcja poszerzenia jednorodnego, τ - czas relaksacji wewnątrz-pasmowej. Przejścia spontaniczne mogą mieć więc różne stopnie polaryzacji zależnie od tego, które z podpasem walencyjnych są dominujące (bliżej pasma przewodnictwa).

Uwzględnienie oddziaływań z pasmem odszczepionym modyfikuje wyrazy pozadiagonalne w macierzy Hamiltonianu naprężenia, co wiąże się z poprawkami wyższego rzędu (w rachunku zaburzeń) wyłącznie do funkcji falowych v_3 i v_4 i wpływa na elementy macierzowe momentu dipolowego dla przejść z udziałem tych podpasem tak, że prawdopodobieństwa przejść [3, 8]:

$$I_{c \rightarrow v}^{TE} \propto (1 - 2\delta E_S / \Delta) M_0^2 / 6 \quad i = 3, 4 \quad (11a)$$

$$I_{c \rightarrow v}^{TM} \propto 2(1 + \delta E_S / \Delta) M_0^2 / 3 \quad i = 3, 4 \quad (11b)$$

Widoczne jest, że dla każdej wartości naprężenia pasmo odszczepione ma przeciwny wpływ na przejścia optyczne o polaryzacji TE i TM. Efekt ten jest jednak pomijalny gdy $\delta E_S / \Delta \ll 1$ a więc na ogół.

Dla określenia kształtu pasma walencyjnego konieczne jest dodanie członu kinetycznego Hamiltonianu, co przy założeniu (całkiem dobrym), że rozpatrywane przejścia kwantowe zachodzą dla k z bezpośredniego otoczenia punktu Γ , może być wykonane metodą perturbacyjną [3] i wtedy pasma walencyjne:

$$E_{1,2}(k) = (A + B/2)k_{||}^2 + (A - B)k_{\perp}^2 - \delta E_H - \delta E_S \quad (12a)$$

$$E_{3,4}(k) = (A - B/2)k_{||}^2 + (A + B)k_{\perp}^2 - \delta E_H + \delta E_S \quad (12b)$$

gdzie $k_{||}$ i k_{\perp} są składowymi wektora falowego k o kierunku, odpowiednio, równoległym i prostopadłym do płaszczyzny heterozłącza, A i B są parametrami pasma wa-

lencyjnego określonymi w ramach metody *kp*. Widoczne jest, że powierzchnie izoenergetyczne rozszczepionych podpasem walencyjnych są elipsoidami w przestrzeni k , centrowanymi w $k = 0$. Oznacza to anizotropię masy efektywnej dziur. Jest to zilustrowane na wykresach dyspersyjnych $E(k)$ dla pasm przewodnictwa i walencyjnego w zakresie k w pobliżu centrum strefy Brillouina (Rys.2). Na Rys.2b (środkowy) przedstawiona jest sytuacja dla układu „początkowego” - bez naprężenia. Anizotropowe podpasma $v_{1,2}$ i $v_{3,4}$ widziane są efektywnie jako izotropowe podpasma ciężkich i lekkich dziur degeneracji w punkcie $\Gamma (k = 0)$ [1].

Zatem - po uwzględnieniu wartości i znaków poszczególnych parametrów materiałowych występujących w (8) - dla półprzewodników o strukturze typu blendy cynkowej:

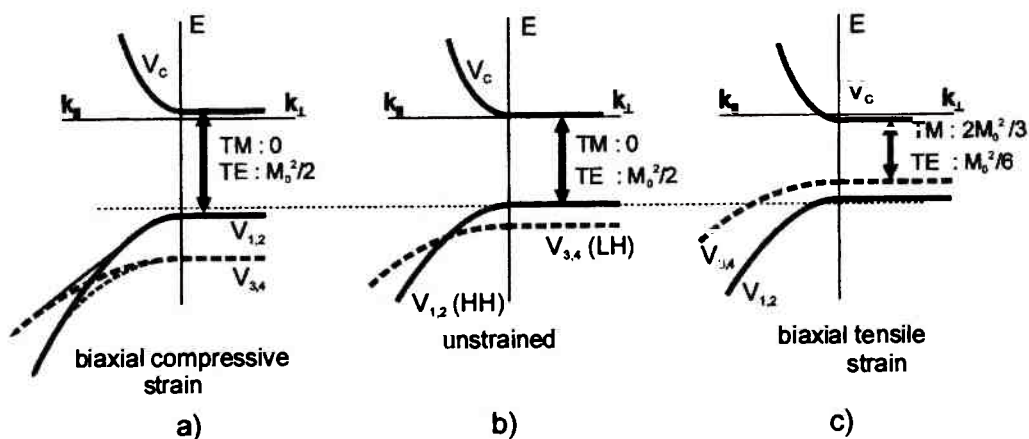
- naprężenie biaksjalne ściskające: $\epsilon > 0$ (według [1-3], wtedy naprężenie osiowe jest rozciągające) powoduje rozszerzenie przerwy energetycznej oraz zbliżenie pasm $v_{1,2}$ do pasma przewodnictwa i oddalenie pasm $v_{3,4}$. Pokazuje to Rys.2a. W tej sytuacji pojęcie lekkich i ciężkich dziur staje się niejednoznaczne, ale tradycyjnie przyjęto $v_{1,2}$ jako pasmo ciężkich dziur ze względu na dużą masę efektywną w kierunku z - prostopadłym do heterozłącza [1-2]. Na Rys.2a podane są też wartości momentu dipolowego dla podstawowych przejść (o najniższej energii) - w tym przypadku do pasma ciężkich dziur, zgodnie z (9a,b),
- naprężenie biaksjalne rozciągające: $\epsilon < 0$ ([3], naprężenie osiowe ściskające) powoduje zwężenie przerwy energetycznej oraz zbliżenie pasm $v_{3,4}$ do pasma przewodnictwa i oddalenie pasm $v_{1,2}$ (Rys.2c). Analogicznie, przyjęto $v_{3,4}$ jako pasmo lekkich dziur z powodu małej masy efektywnej w kierunku prostopadłym do złącza. Na Rys.2c podane są wartości momentu dipolowego dla przejść kwantowych do pasma lekkich dziur.

W przypadku, gdy w heterostrukturze warstwą naprężoną jest studnia kwantowa, zależności dyspersyjne $E(k)$ przedstawione są na Rys.3. Rys.3b przedstawia sytuację dla studni kwantowej bez naprężeń. Kwantyzacja rozmiarowa w kierunku prostopadłym do złącza obniża symetrię sieci, zatem znosi poczwórną degenerację: powoduje odsunięcie pasma lekkich dziur „w dół” (oddalenie od pasma przewodnictwa) oraz zamienia pasmo w kierunku z na układ poziomów kwantowych, z których tylko podstawowe (dla E_c i E_v) przedstawione są na rysunkach. Wprowadzenie naprężenia daje efekty analogiczne do przedstawionych na Rys.2.

- Dla naprężenia biaksjalnego ściskającego efekt separacji podpasem walencyjnych wzmacnia się (Rys.3a). Przy takiej konstrukcji diody laserowej uzyskuje się obniżenie gęstości prądu progowego (\bar{J}_{in} - względem „tradycyjnych” laserów z warstwą aktywną objętościową bez naprężeń), ponieważ:
 - tylko jedno z podpasem walencyjnych trzeba obsadzić wstrzykiwanymi nośnikami. W laserze tradycyjnym poczwórna degeneracja powoduje

równe obsadzenie obu podpasm, z których na ogół tylko jedno (ciężkich dziur) uczestniczy w akcji laserowej (o przeważającej polaryzacji TE) z powodu preferencji wprowadzanych przez lustra laserowe [7, 26] i falowód heterostruktury [7]. Zatem połowa wstrzykniętych nośników może być stracona z punktu widzenia akcji laserowej,

- preferowane skwantowane w kierunku z pasmo walencyjne $v_{1,2}$ jest pasmem lekkich dziur w płaszczyźnie złącza (Rys.3a), co obniża J_{th} [27], ponieważ dla pasm o mniejszej masie efektywnej łatwiej można uzyskać inwersję obsadzeń.



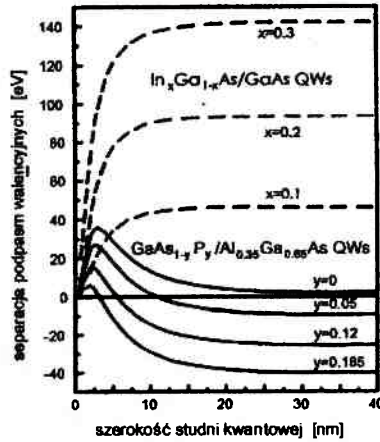
Rys.3. Charakterystyki dyspersyjne $E(k)$ dla studni kwantowych.

Fig.3. Schematic diagrams of energy bands for quantum well structures.

- Dla naprężenia biaksjalnego rozciągającego - aby uzyskać przejścia podstawowe do pasma lekkich dziur $v_{3,4}$, trzeba „przekompensować” efekt kwantyzacji rozmiarowej (Rys.3c). Wtedy skwantowane w kierunku z pasmo walencyjne $v_{3,4}$ jest wprawdzie pasmem ciężkich dziur w płaszczyźnie złącza, ale obniżenie J_{th} dla polaryzacji TM uzyskuje się dzięki:
 - konieczności obsadzenia tylko jednego z podpasm walencyjnych (jak poprzednio),
 - dużej wartości momentu dipolowego dla przejść do podpasma $v_{3,4}$ (9) [1-3].

Przy dokładnej kompensacji powstaje jakby wtórna degeneracja podpasm walencyjnych w studni kwantowej, powodująca wzrost J_{th} laserów [2, 9, 11-12]. Efekt ten dość silnie zależy od grubości studni kwantowej [1, 10] i dla jego minimalizacji (tzn. możliwości uzyskania odpowiedniej separacji podpasm walencyjnych z pasmem dziur lekkich „na górze” przy możliwie najmniejszym naprężeniu) korzystne jest stosowanie grubszych studni kwantowych (jednak,

oczywiście poniżej granicy relaksacji). Jest to zagadnienie pewnej optymalizacji projektowej i jest zilustrowane na Rys.4 [1].



Rys.4. Rozszczepienie podpasem lekkich i ciężkich dziur w funkcji grubości i składu warstwy aktywnej [1].

Fig.4. Light- and heavy-hole subbands energy difference as a function of a QW width and composition.

Opisany powyżej rozkład naprężenia (biaksjalne w płaszczyźnie złączy (x - y) i jednoosiowe w kierunku prostopadłym (z)) powstaje w wyniku wbudowania w heterostrukturę warstwy niedopasowanej sieciowo i jest obecnie ważnym elementem konstrukcji diod laserowych, realizowanym w trakcie procesu epitaksji. Najczęstszym rozwiązaniem jest naprężenie warstwy aktywnej [9-16] (choć nie jedynym [1]). Miarą niedopasowania jest różnica stałych sieci materiału (objętościowego) warstwy aktywnej (a_{act}) i materiału podłoża (a_{sub} , w tej pracy - GaAs). Przy takiej różnicy warstwa - jako bardzo cienka - dopasowuje się do podłoża, co właśnie powoduje jej deformację o wielkości [3, 17]:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{xx} &= \epsilon_{yy} = (a_{sub} - a_{act}) / a_{act} = -\epsilon && \text{składowa biaksjalna,} \\
 \epsilon_{zz} &= (2c_{12}/c_{11})\epsilon, && \text{składowa jednoosiowa,} \\
 \epsilon_{xy} &= \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = 0
 \end{aligned} \tag{13}$$

Deformacja ta jest zdefiniowana trójwymiarowo i jest jednorodna w całej strukturze przyrządu (pomijając efekty brzegowe [25]), ponieważ jest jednorodna na całej płycie ze strukturą epitaksjalną.

Typowym przykładem dla $\epsilon > 0$ jest warstwa aktywna InGaAs lub InGaAlAs w heterostrukturze AlGaAs/GaAs, gdzie stała sieci In_xGa_{1-x}As (objętościowa) jest większa niż stała sieci GaAs w całym zakresie x . Z kolei warstwy GaAs_{1-y}P_y są rozciągane ($\epsilon < 0$) w heterostrukturze AlGaAs/GaAs w

całym zakresie y . W diodach laserowych ze studniami kwantowymi z $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ nie można praktycznie przekroczyć składu $y = 0.35$ z powodu zbyt dużych strat na ucieczkę wstrzykiwanych elektronów do doliny X tego materiału [14-15]. Przy bliskich tej granicy składach y wyznaczone deformacje:

$$\text{dla } y = 0.29: \quad \epsilon = -0.01 \text{ [9]}, \quad \text{dla } y = 0.3: \quad \epsilon = -0.011 \text{ [18]} \quad (14a)$$

zatem dla wartości $y \sim 0.11$ odpowiadającej długości fali emisji $\lambda \sim 800 \text{ nm}$, $\epsilon \approx -4E-3$.

Dla warstw $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, gdzie niedopasowanie sieciowe do GaAs jest większe,

$$\text{dla } x = 0.17: \quad \epsilon = 0.012 \text{ [9]} . \quad (14b)$$

2.2. Naprężenia wprowadzane w trakcie processingu

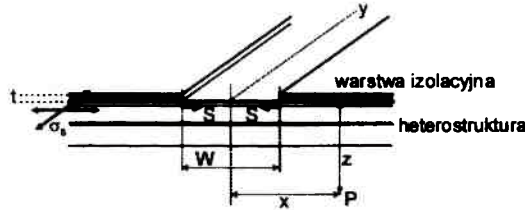
W dalszym ciągu procesów technologicznych wytwarzania laserów półprzewodnikowych (processing) naprężenia wprowadzane są praktycznie w większości operacji technologicznych, ale niektóre z nich mają szczególny wpływ na charakterystyki powstających przyrządów. Należą do nich procesy związane z definicją obszaru aktywnego, jak osadzanie warstw izolacyjnych i otwieranie przerw paskowych (przyszłych obszarów aktywnych) [4-5, 19, 21-23], formowanie mes [5, 21-24], metalizacje [6, 20, 33], implantacja jonów [28-32].

Naprężenia powstające w trakcie processingu są zlokalizowane na określonych obszarach powierzchni heterostruktury (w przeciwieństwie do powstających w trakcie epitaksji). Są zatem ogólnie trudniejsze do analizy, ich opisy są mniej kompletne i na ogół dwuwymiarowe. Analizowany jest na ogół wpływ takich naprężeń na powiązane wzajemnie własności falowodowe i wzmocnienie (zespolony efekt elastooptyczny) [4-6, 20-23, 33] oraz polaryzacyjne [21, 23-24], raczej niż wpływ (lokalny) na strukturę pasmową.

W podstawowej pracy [4] (na którą powołuje się większość późniejszych) przedstawiona została analiza rozkładu naprężeń i efektu elastooptycznego w strukturze laserowej z naprężeniem spowodowanym otwarciem paska w powierzchniowej warstwie dielektrycznej (definicja obszaru aktywnego). Warstwa ta naprężona jest ściskająco wskutek różnicy rozszerzalności cieplnych półprzewodnika (GaAs) i dielektryków (SiO_2 , Si_3N_4) osadzanych w podwyższonej temperaturze na powierzchni heterostruktury. Zatem półprzewodnik pod warstwą jest pod naprężeniem rozciągającym $\sigma_s = -4\sigma_d t/d$, gdzie σ_d określa wielkość naprężenia ściskającego w warstwie dielektrycznej oraz t i d są, odpowiednio, grubościami dielektryka i półprzewodnika (heterostruktura + podłoże).

Dla ciągłej warstwy dielektrycznej naprężenie to miałoby charakter podobny do opisanego powyżej - składowa biaksjalna w płaszczyźnie x - y i osiowa w kierunku z (Rys.5). Jednak otwarcie paska o szerokości W niszczy tę symetrię: pozostaje rozciąganie wzdłuż osi y (zakłada się nieskończoną rozciągłość w

tym kierunku), ale krawędzie warstwy dielektrycznej wywierają przeciwsobny nacisk o wartości $S = \sigma_d t$ [dyn/cm] w kierunku środka paska, w płaszczyźnie heterostruktury. Powoduje to deformację półprzewodnika w płaszczyźnie $x-z$ w pobliżu paska: współrzędne (x, z) danego punktu P przechodzą w $(x+u, z+w)$. Wielkości u i w są obliczane z uwzględnieniem wpływu na osiową deformację w kierunku y . Definicje składowych deformacji [4] :



Rys.5. Układ naprężeń w heterostrukturze z izolacją tlenkową z otwartym paskiem - obszarem aktywnym o szerokości W .

Fig.5. Light- and heavy-hole subbands energy difference as a function of a QW width and composition.

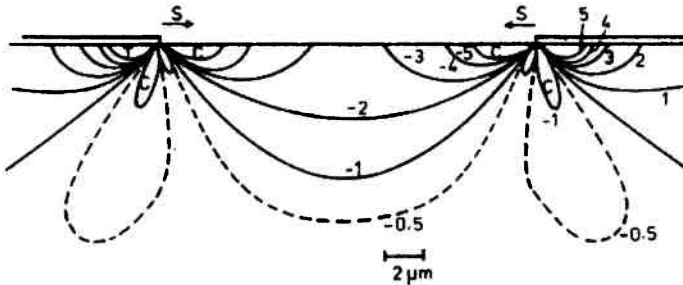
$$\begin{aligned} \text{elastycznych:} \quad & \epsilon_{xx} = du/dx, \quad \epsilon_{zz} = dw/dz, \\ \text{ścinających:} \quad & \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = (du/dz + dw/dx)/2 \end{aligned} \quad (15)$$

są analogiczne do opisanych wzorami (13), które opisują sytuację „graniczną” - przesunięć „zdykretyzowanych” do rozmiarów komórki kryształu. W przypadku lokalnych naprężeń wprowadzanych poprzez processing składowe ścinające są niezerowe. Wartości naprężeń wiążą się z wielkościami deformacji poprzez zespół współczynników sprężystości [4, 21, 33]:

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu)\epsilon_{xx} + \lambda\epsilon_{zz}; \quad \sigma_{yy} = \lambda(\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}); \quad \sigma_{zz} = \lambda\epsilon_{xx} + (\lambda + 2\mu)\epsilon_{zz} \quad (16)$$

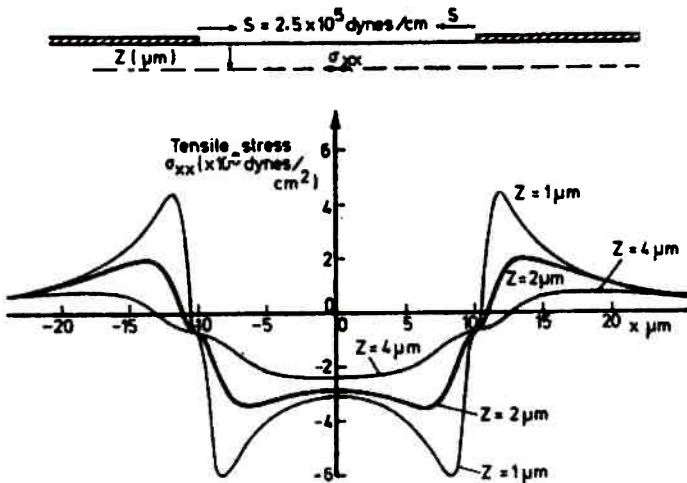
Na Rys.6 widać obliczone w przybliżeniu *sił krawędziowych* pole deformacji ϵ_{xx} w płaszczyźnie $x-z$ dla paska o szerokości $W = 20 \mu\text{m}$ otwartego w tlenku o grubości $\sim 300 \text{ nm}$ osadzonym w $T \approx 500^\circ\text{C}$ [4, 23]. Linie oznaczają kontury stałej deformacji. Wartości dodatnie oraz znaki T oznaczają obszary rozciągania, wartości ujemne i znaki C - obszary ściskania (widać, że konwencja oznaczeń nie jest stała). W pobliżu brzegów paska, na głębokości typowej dla położenia warstwy aktywnej względem powierzchni heterostruktury widoczne są obszary oscylacji wielkości i typu naprężenia z dominującym ściskaniem do wewnątrz paska (obszar aktywny) i rozciąganiem na zewnątrz (pod dielektrykiem). Lepiej jest to widoczne na jednowymiarowym profilu naprężenia σ_{xx} wzdłuż osi x dla kilku określonych głębokości z względem powierzchni heterostruktury (Rys.7). Widoczna jest silna zależność naprężenia od odległo-

ści od struktury naprężającej. W przypadku heterostruktury z cienką warstwą p-emitera (AlGaAs) oscylacje naprężenia w warstwie aktywnej mogą być głębokie. Zależy to także od szerokości paska. Wyniki przedstawione w pracy [4] dotyczą pasków stosunkowo szerokich, przez co są interesujące dla zastosowań w laserach większej mocy. Późniejsze prace dotyczą laserów wąskopaskowych ($W < 10 \mu\text{m}$) [5-6, 20-23].



Rys.6. Rozkład deformacji ϵ_{xx} w półprzewodniku w wyniku naprężenia spowodowanego otwarciem paska o szerokości $20 \mu\text{m}$ w warstwie dielektrycznej [4]. Liczby podane w jednostkach naprężenia $\times E-4$ dla $S = 3E5 \text{ dyn/cm}$. T - rozciąganie, C - ściskanie.

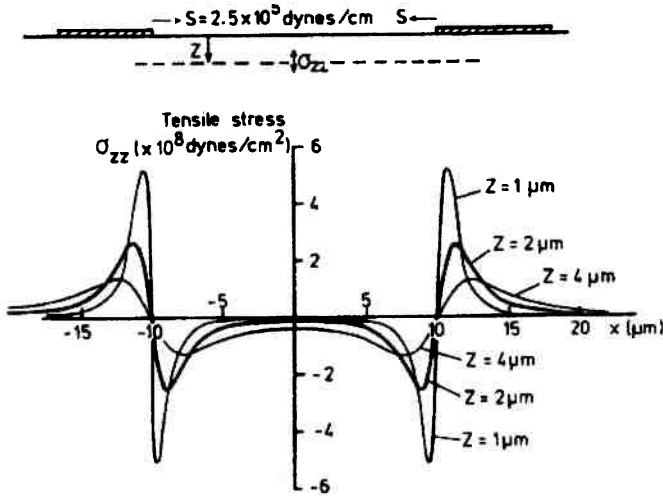
Fig.6. Strain ϵ_{xx} distribution in semiconductor beneath the stripe opening of width $W = 20 \mu\text{m}$ in surface strained dielectric layer [4]. Contour lines marked in units of strain ($\times E-4$). Edge force $S = 3E-5 \text{ dyn/cm}$. T - tension, C - compression.



Rys.7. Rozkład naprężenia σ_{xx} pod oknem w izolacji tlenkowej wzdłuż osi x dla kilku wartości odległości od powierzchni z (od źródła naprężenia) [4].

Fig.7. Stress σ_{xx} distribution beneath the dielectric layer stripe opening along x -axis for three values of the distance z from the surface (stressor layer) [4].

Dla składowej z-towej obszary silnego naprężenia σ_{zz} są bardziej zlokalizowane przy brzegach paska - ich wnikanie w kierunku środka paska jest słabsze (Rys.8).



Rys.8. Rozkład naprężenia σ_{zz} pod oknem w izolacji tlenkowej wzdłuż osi x dla kilku wartości odległości od powierzchni z (od źródła naprężenia) [4].

Fig.8. Stress σ_z distribution beneath the stripe opening in dielectric layer for three depth values [4].

Opisane naprężenie wpływa na własności falowodowe i na przestrzenny rozkład wzmocnienia (jeśli osiąga warstwy aktywnej) w płaszczyźnie heterostruktury. Efekt falowodowy wynika z zależności stałej dielektrycznej ϵ od naprężenia - jest to efekt elastoptyczny, który opisuje się formalnie jako zależność tensora odwrotności stałej dielektrycznej B_{ij} od tensora deformacji ϵ_{ij} poprzez zespół współczynników fotoelastycznych tworzących tensor (ogólnie czwartego rzędu) P_{ijrs} [4, 21-22]. Zatem pochodząca od naprężenia poprawka $\Delta\epsilon$ do wartości ϵ jest najpierw wyrażona przy pomocy odpowiedniej poprawki do B (elementy tensora B są odwrotnościami elementów ϵ - stałej dielektrycznej):

$$\Delta B_{ij} = P_{ijrs} \epsilon_{rs} \quad (ijrs = x,y,z).$$

Po odpowiednich uproszczeniach, m.in. wynikających z symetrii kryształu i założeniu małych zmian ($\Delta\epsilon/\epsilon \ll 1$, $\Delta B/B \ll 1$) wyliczone poprawki $\Delta\epsilon$ na efekt elastoptyczny do ϵ wynoszą:

$$\text{dla polaryzacji TE : } \Delta\epsilon_{xx} = -\epsilon^2 \Delta B_{xx} = -\epsilon^2 [\epsilon_{xx} ((p_{11} + p_{12})/2 + p_{44}) + \epsilon_{zz} p_{12}], \quad (17a)$$

$$\text{dla polaryzacji TM : } \Delta\epsilon_{zz} = -\epsilon^2 \Lambda \tilde{\kappa}_{zz} = -\epsilon^2 [\epsilon_{xx} p_{12} + \epsilon_{zz} p_{11}], \quad (17b)$$

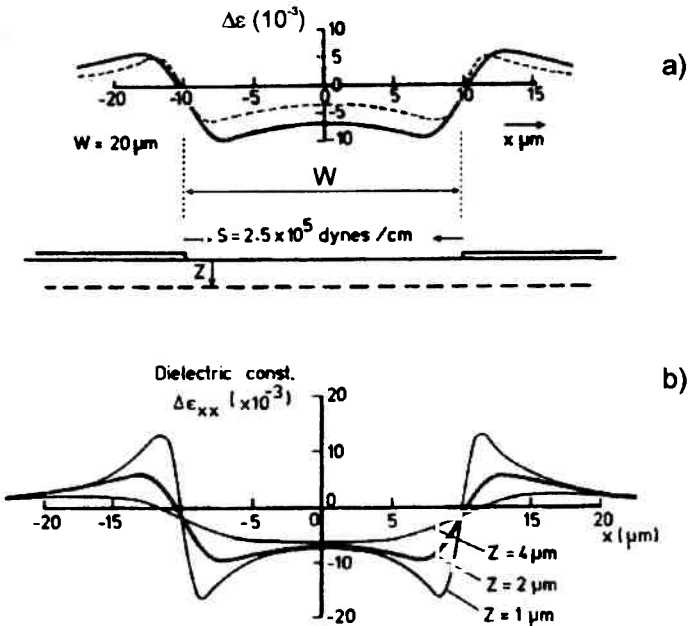
gdzie p_{ij} są współczynnikami fotoelastycznymi - elementami tensora P (są tylko 3 niezależne współczynniki dla typu symetrii sieci GaAs).

Poprawki do wzmocnienia (składowej urojonej zespolonej stałej dielektrycznej) [21-23] są:

$$\text{dla polaryzacji TE : } \Delta g_{TE} = \gamma (\sigma_{zz} - 2\sigma_{xx})/3, \quad (18a)$$

$$\text{dla polaryzacji TM : } \Delta g_{TM} = \gamma (\sigma_{xx} - 2\sigma_{zz})/3 \quad (18b)$$

gdzie γ jest dodatnim współczynnikiem skalowania. Wyliczone wg (17) poprawki w rozkładach stałej dielektrycznej dla obu typów polaryzacji przedstawia Rys.9a, a zależność od odległości od powierzchni (źródła naprężenia) przedstawia Rys.9b. Widoczne jest, że naprężenie ściskające działające pod paskiem powoduje efekt antyfalowodowy, który jest najślabszy w centrum paska, tworząc lokalny falowód, preferujący mody TM. Dla szerszego paska efekt antyfalowodowy w centrum może niemal zaniknąć, szczególnie dla TM.



Rys.9. Poprawka $\Delta\epsilon$ do stałej dielektrycznej ϵ na efekt elastoptyczny [4]: a) rozkład $\Delta\epsilon$ dla modów TM(-- -- --) i TE (—) w płaszczyźnie odległej od powierzchni o 2 μm ; b) rozkłady $\Delta\epsilon$ dla polaryzacji TE dla kilku odległości (z) od warstwy naprężającej.

Rys.9. Stress-induced elasto-optic dielectric constants correction profiles [4]: a) - $\Delta\epsilon$ distribution for TM modes (-- -- --) and for TE modes (—) in the plane 2 μm below the surface. b) - $\Delta\epsilon$ distributions for TE modes for three values of depth (z) from the surface.

Z kolei ze wzorów (18) wynika, że profil Δg powstaje przez częściową kompensację rozkładów σ_{xx} i σ_{zz} . Zatem polaryzacja TE jest wzmacniana przez naprężenie ściskające ($(\sigma_{xx}, \sigma_{zz}) < 0$) w obszarze paska, z maksimami wzmocnienia w pobliżu brzegów, a polaryzacja TM jest tłumiona, z profilem trudnym do określenia ogólnie. Można zauważyć zgodność tego wyniku z wynikami analizy naprężeń biaksjalnych metodami perturbacyjnymi, gdzie preferencja dla polaryzacji TE wynika z wysunięcia podpasma ciężkich dziur „na wierzch”.

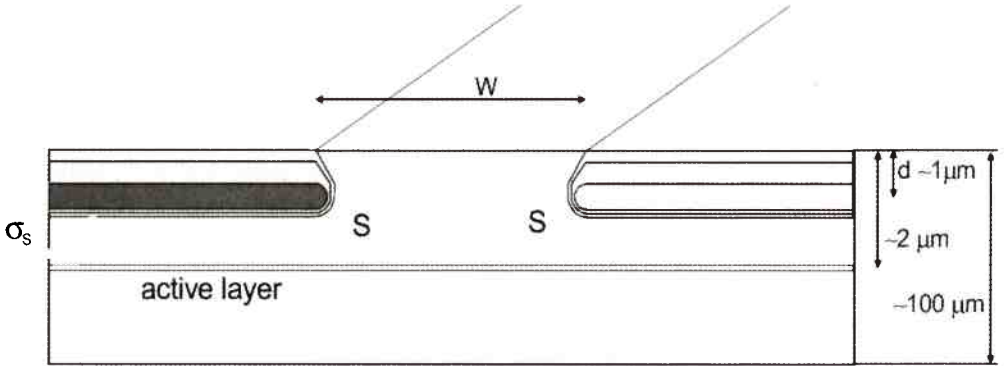
Zastosowanie implantacji jonów do definicji obszaru aktywnego i izolacji poza paskiem powinno powodować ogólnie podobny charakter naprężeń, ponieważ warstwa implantowana też jest naprężona ściskająco. Naprężenie to pochodzi głównie z generacji par Frenkla, gdzie wakanse głównie odpowiadają za wzrost rezystywności materiału, a atomy międzywęzłowe - za powstanie naprężenia. Zasadnicza różnica w stosunku do powierzchniowych warstw dielektrycznych polega na bardziej trójwymiarowym rozkładzie naprężenia w warstwie implantowanej, przez co w heterostrukturze poniżej frontu implantacji pojawić się powinna znaczna składowa prostopadła do warstw - również w pobliżu paska, co może znacznie zmienić pole deformacji w stosunku do przedstawionych na Rys.6-7. Są to jednak tylko spekulacje, ponieważ pomimo dużego znaczenia tej metody izolacji nie udało się znaleźć prac na temat naprężeń w obszarze paska - okna w implantacji lub na krawędzi obszaru implantowanego. Dlatego w dalszym ciągu niektóre wnioski będą oparte na założeniu, że rozkłady naprężenia poimplantacyjnego są w przybliżeniu podobne do tych z Rys.6-7.

Ostatnio wzrosło zainteresowanie implantacją helu, głównie do AlGaAs/GaAs [28-30], z przyczyn praktycznych. Hel (He^+) jako cięższy niż stosowany dotąd wodór (H^+) generuje więcej par Frenkla i w praktyce dawka ponad $1\text{E}13 \text{ cm}^{-2}$ wystarcza już do uzyskania stabilnej izolacji [28-29] (w przypadku H^+ jest to przynajmniej o dwa rzędy wyżej). Łatwiejsze jest też maskowanie (obszarów aktywnych) w przypadku implantacji bardziej masywnych - mniej przenikliwych jonów He^+ .

W procesie implantacji maksymalne naprężenie powstaje w pobliżu frontu implantacji - przy granicy zasięgu implantu [28-32] (Rys.10). Zasięg ten zależy od energii implantu, zatem można przybliżyć źródło naprężenia do warstwy aktywnej w heterostrukturze laserowej, przez co możliwe jest znaczne zwiększenie naprężenia. Brakuje jednak danych dla porównania tych wartości naprężenia z powstającymi w przypadkach izolacjach dielektrycznych. Naprężenie można też precyzyjnie regulować wielkością dawki implantu. Ilustruje to Rys.11 [30], przy czym wpływ energii implantu na stopień zdefektowania i naprężenie nie jest znaczny. Przy wysokich dawkach He^+ , odpowiadających implantacji H^+ uzyskano deformację (w warstwie implantowanej):

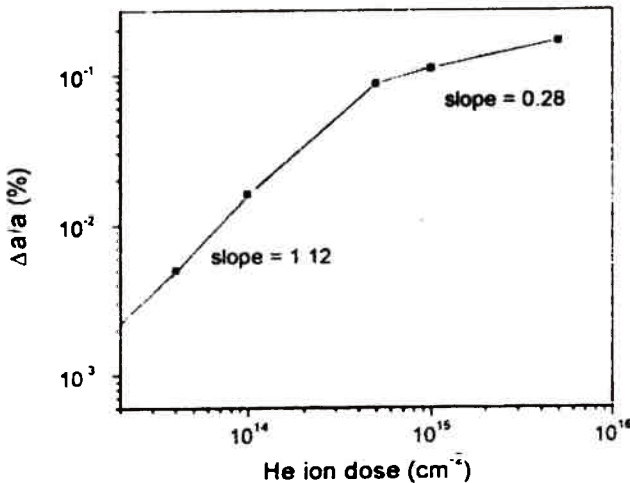
dla dawki $2E15 \text{ He}^+/\text{cm}^2$: $\epsilon = \Delta a/a \approx 1.2E-3$ (19)

Ten wynik, po uwzględnieniu, że w heterostrukturze (poniżej frontu implantacji) deformacja będzie mniejsza, wskazuje, że deformacja „implantacyjna” w warstwie aktywnej nie powinna być większa niż deformacja spowodowana przez niedopasowanie sieciowe warstwy aktywnej do podłoża w procesie epitaksji (wartości podane w (14)).



Rys.10. Rozkład naprężeń implantacyjnych w obszarze przypowierzchniowym GaAs. Wielkość naprężeń podana orientacyjnie w skali szarości.

Fig.10. Implantation-induced stress distribution at the GaAs surface. Stress magnitude marked approximately by grey steps.



Rys.11. Zależność deformacji (mierzonej przyrostem stałej sieci) od dawki implantu (He^+). $E = 100 \text{ KeV}$ [30].

Fig.11. Dependence of the strain (measured by the lattice constant increase) on a helium implant dose. $E = 100 \text{ keV}$ [30].

3. SUPERPOZYCJA NAPRĘŻEŃ – WYNIKI EKSPERYMENTALNE

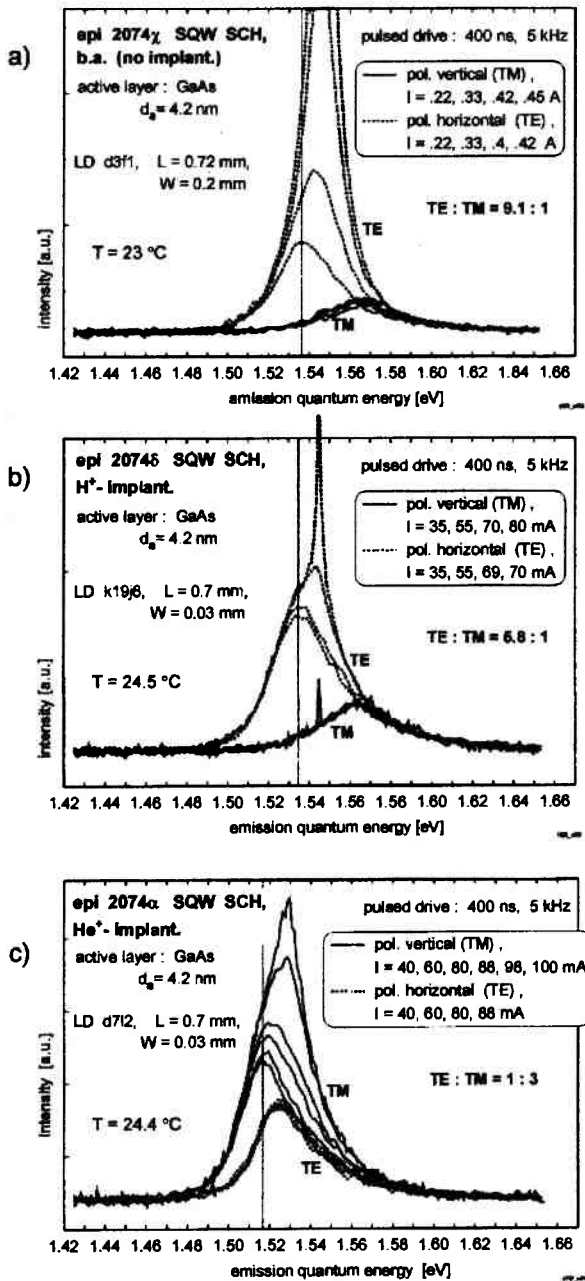
Dla omawianych tu odkształceń sprężystych struktury laserowej obowiązuje prawo Hooke'a, zatem naprężenie (deformacja) w obszarze warstwy aktywnej (studni kwantowej - QW) jest liniową superpozycją składowych pochodzących od kolejnych kroków technologicznych. Na jednorodne naprężenie biaksjalne wytworzone w trakcie wzrostu epitaksjalnego przez niedopasowanie sieciowe nakłada się naprężenie implantacyjne z silnymi oscylacjami (co do wartości i znaku) w obszarze pod paskiem.

Eksperymenty przeprowadzone w ITME z zastosowaniem heterostruktur bez naprężenia „epitaksjalnego” (QW z GaAs) i z naprężeniem rozciągającym (QW z GaAsP) z zastosowaniem implantacji H^+ i He^+ z dość dużymi dawkami wskazują, że wpływ naprężenia implantacyjnego może być znacznie większy niż na to wskazują bazujące na porównaniach literaturowych wartości, przedstawione wyrażeniami (14) i (19).

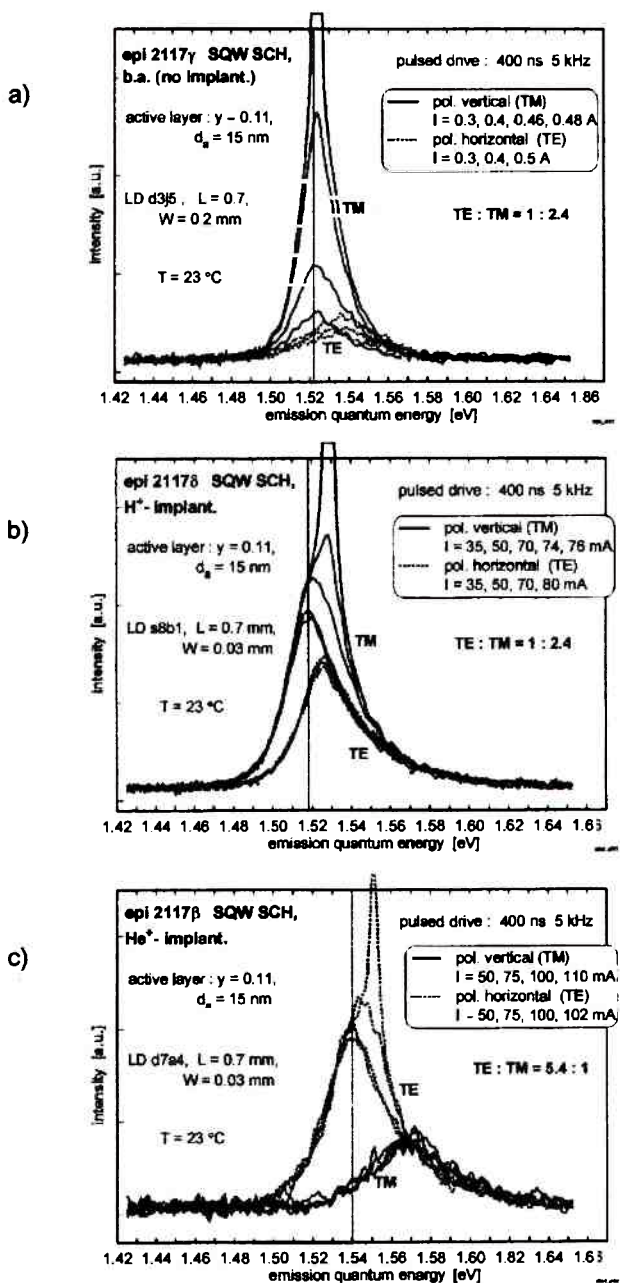
Na Rys.12-14 przedstawione są charakterystyki spektralne elektroluminescencji (EL - podprogowe) diod laserowych (DL) wykonanych z trzech heterostruktur o różnej zawartości fosforu (y) w warstwie aktywnej $GaAs_{1-y}P_y$: $y = 0$ (QW GaAs, epi 2074 – Rys.12), $y \approx 0.11$ (epi 2117 - Rys.13) oraz $y \approx 0.3$ (epi 2118 - Rys.14). Dla każdej z tych heterostruktur trzy charakterystyki przedstawiają przykładowe DL – w kolejności od góry: a) szerokokontaktowe (bez paska, a zatem bez naprężeń poimplantacyjnych), b) z paskiem zdefiniowanym przez implantację H^+ i c) z paskiem zdefiniowanym przez implantację He^+ . Szerokość paska $W = 30 \mu m$, symbol „epi xxxx” oznacza numer procesu epitaksjalnego, następująca po nim grecka litera oznacza kolejne fragmenty danej heterostruktury różniące się processingiem. Inne bardziej szczegółowe dane dotyczące konstrukcji DL i warunków eksperymentu zamieszczone są na poszczególnych rysunkach.

Na Rys.12 a-b) charakterystyki diod są zasadniczo podobne (z wyjątkiem różnego poziomu wysterowania prądowego, wynikającego z różnicy objętości obszaru aktywnego), co oznacza że definicja obszaru aktywnego przez implantację H^+ ($E = 120 \text{ keV}$, $1.3E15 \text{ H}^+/\text{cm}^2$) nie wnosi dużych naprężeń. Dominują przejścia o polaryzacji TE - do pasma ciężkich dziur, które przybliżyło się do pasma przewodnictwa w wyniku kwantyzacji rozmiarowej zgodnie z poprzednim opisem (Rys.3b, Rys.4; QW jest tu wąska - 4.2 nm). Pasma lekkich dziur jest odsunięte w kierunku wyższych energii, trudno powiedzieć o jaki dystans, ponieważ zboczne wysokoenergetyczne charakterystyk EL jest ograniczone wspólną statystyką Fermiego-Diraca.

Natomiast naprężenie wywołane implantacją He^+ (170 keV , $2E15 \text{ He}^+/\text{cm}^2$), jak na Rys.12c, spowodowało zmianę układu podpasm walencyjnych i zwężenie przerwy energetycznej. Dominują teraz przejścia z przewagą polaryzacji



Rys.12. Charakterystyki spektralne elektroluminescencji (EL; podprogowe) przykładowych diod laserowych z epi 2074: a) szerokokontaktowa; b) z implantacją H $^+$; c) z implantacją He $^+$.
Fig.12. Electroluminescence spectral characteristics (EL; below threshold) of exemplary laser diodes made from epi 2074: a) broad area, b) H $^+$ - implanted, c) He $^+$ - implanted.



Rys.13. Charakterystyki spektralne elektroluminescencji (EL; podprogowe) przykładowych diod laserowych z epi 2117 ($y = 0.11$): a) szerokokontaktowa; b) z implantacją H⁺; c) z implantacją He⁺.

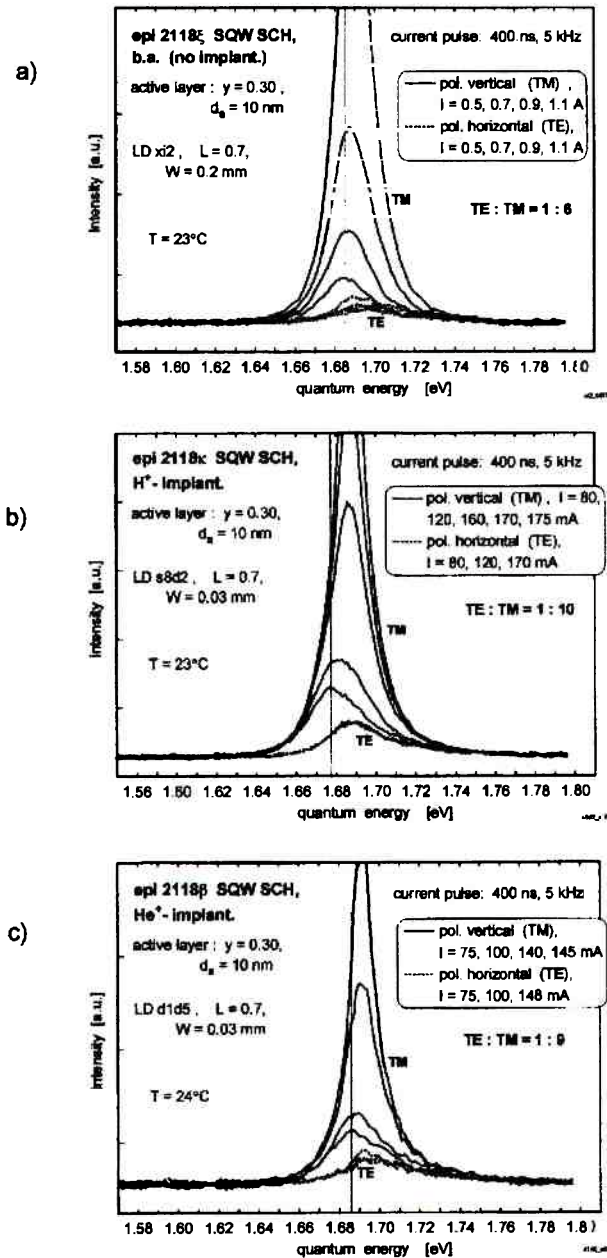
Fig.13. EL characteristics of exemplary laser diodes made from epi 2117 ($y = 0.11$): a) broad area, b) H⁺ - implanted, c) He⁺ - implanted.

TM, zatem do pasma lekkich dziur. Niezgodność położenia pików widm TM i TE (przy najniższych wysterowaniach – znacznie poniżej progu) wynika chyba z udziału pasma ciężkich dziur w widmie TE. Interpretacja zmian spowodowanych naprężeniem poimplantacyjnym jest trudna ponieważ rozkłady przestrzenne tego naprężenia i naprężenia epitaksjalnego są różne. Np. naprężenie implantacyjne rozciągające o kierunku y można traktować jako jednoosiowe, co mogłoby tłumaczyć zmianę w rozszczepieniu podpasem walencyjnych (zgodnie z (7)) i przesunięcie pasma lekkich dziur „na wierzch”, jednak rozkład naprężenia implantacyjnego w płaszczyźnie $x-z$ nie jest znany. Z przesunięcia widma w kierunku niskoenergetycznym można wywnioskować, że ogólnie dominuje naprężenie rozciągające. Dla pełniejszego opisu potrzebne są modele teoretyczne. Przede wszystkim jednak widoczne jest, że naprężenie implantacyjne może przekompensować rozszczepienie pasm wynikające z kwantyzacji rozmiarowej.

Na Rys.13 pokazano, że może ono również przekompensować naprężenie epitaksjalne. Na Rys.13a-b, podobnie, jak na Rys.12a-b (a także na Rys.14a-b) widać, że definicja obszaru aktywnego poprzez implantację H^+ ($E = 120$ keV, $1.3E15$ H^+/cm^2) nie wnosi znacznych zmian do struktury pasmowej. Dla składu $y \sim 0.11$ dominujące są zatem przejścia do podpasma lekkich dziur i polaryzacja TM. W wyniku implantacji He^+ (170 keV, $2E15$ He^+/cm^2) następuje w tej strukturze poszerzenie przerwy energetycznej i przełączenie dominującej polaryzacji na TE (Rys.13 c)), z czego wynika, że naprężenie implantacyjne powoduje przesunięcie „na wierzch” podpasma ciężkich dziur. Wydaje się zatem, że w tym przypadku naprężenie ściskające w płaszczyźnie $x-z$ (wspomagane efektem kwantyzacji rozmiarowej, preferencjami światłowodu i luster) jest wystarczające do przekompensowania naprężenia epitaksjalnego. Natomiast spowodowane implantacją rozciąganie wzdłuż osi y odgrywa mniejszą rolę w porównaniu z naprężeniem rozciągającym epitaksjalnym.

Dla wyższych zawartości fosforu w warstwie aktywnej, $y \approx 0.3$ (Rys.14) widoczne jest tylko małe przesunięcie spektrum w kierunku wyższych energii w wyniku implantacji He^+ o parametrach identycznych jak w obu poprzednich strukturach (Rys.14c przesunięcie jest w granicach rozrzutu technologicznego i może być nawet pominięte). Zatem w tym przypadku naprężenie implantacyjne nie było w stanie zneutralizować silnego naprężenia epitaksjalnego i nie ma informacji o jego charakterze.

Zakładając, że powiązanie zaobserwowanych zmian spektralnych z efektami falowodowymi pozwoli na bliższą charakteryzację naprężeń poimplantacyjnych, wykonano szereg pomiarów rozkładu promieniowania badanych DL w strefie bliskiej (NF). Zarejestrowano rozkłady NF w zakresie wysterowań od znacznie poniżej progu akcji laserowej (emisja spontaniczna) aż do wysterowań wysoko ponad progiem. Rozkład NF emisji spontanicznej mówi bezpośrednio o rozkładzie wzmocnienia w przekroju światłowodu. Rozkład ϵ lub



Rys.14. Charakterystyki spektralne elektroluminescencji (EL; podprogowe) przykładowych diod laserowych z epi 2118 ($y = 0.3$): a) szerokokontaktowa; b) z implantacją H^+ ; c) z implantacją He^+ .

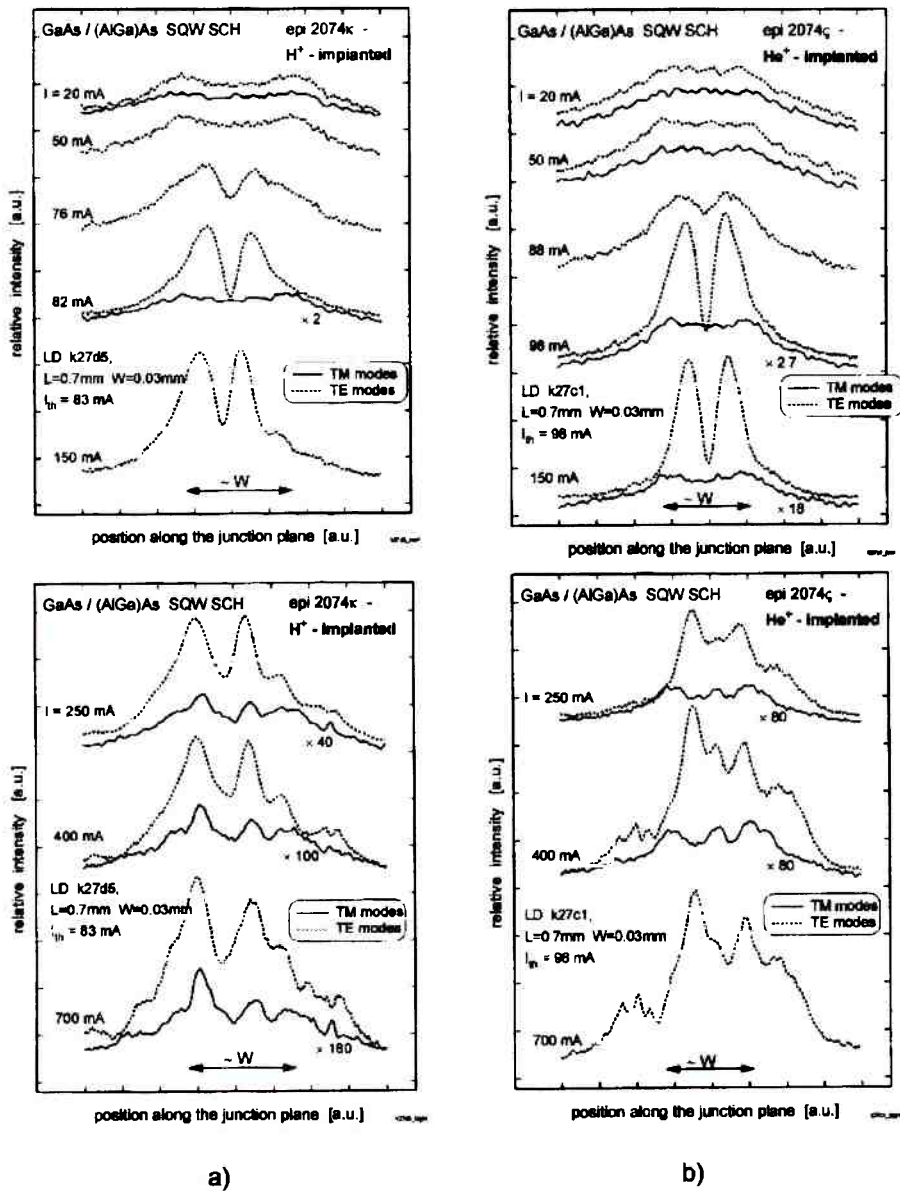
Fig.14. EL characteristics of exemplary laser diodes from epi 2118 ($y = 0.3$): a) broad area, b) H^+ - implanted, c) He^+ - implanted.

współczynnika załamania można wywnioskować z rozkładu NF ponad progiem, ponieważ jest to rozkład fali prowadzonej.

Dla heterostruktury bez naprężenia epitaksjalnego rozkładu NF dla przykładowej DL z dominującą polaryzacją TE (z izolacją H^+) przedstawia Rys.15a. Dla niskich wysterowań ($I = 20, 50$ mA) widać rozkład emisji spontanicznej zgodny z opisem teoretycznym (wzory 18 a-b) dla naprężenia ściskającego. Maksima w pobliżu brzegów paska powodują wzbudzenie pierwszego modu bocznego (TE_{01}) dla I zbliżonych do I_{sc} (76 – 82 mA). Dla wyższych wysterowań – wpływ centralnego minimum antyfalowodu spowodowanego naprężeniem poimplantacyjnym (Rys.9a) i różne mechanizmy konkurencyjne powodują przebudowanie rozkładu fali prowadzonej. Dla wysokich wysterowań ($I = 0.25 - 0.7$ A) widoczne jest szerokie wnikanie pola optycznego w obszary poza paskiem, często z wyraźnymi maksimami bocznymi (Rys.15b). Jest to spowodowane lokalnymi maksimami rozciągającymi naprężenia implantacyjnego poza paskiem w pobliżu jego brzegów (analogicznie jak dla warstw dielektrycznych - Rys.7-8), powodującymi efekt falowodowy poza paskiem (Rys.9) „wyciągający” pole optyczne poza pasek. Jest to obszar większych strat z powodu mniejszych gęstości prądu pompującego, zatem efekt ten dla dużych naprężeń może przyczynić się do obniżenia sprawności kwantowej DL. Widać zatem na przykładzie DL tego typu, że implantacja H^+ wytwarza naprężenie wystarczające do wytworzenia efektu elastoptycznego. Efekt ten stabilizuje rozkład pola optycznego w płaszczyźnie złącza, wadą jest jednak pojawienie się maksimów bocznych.

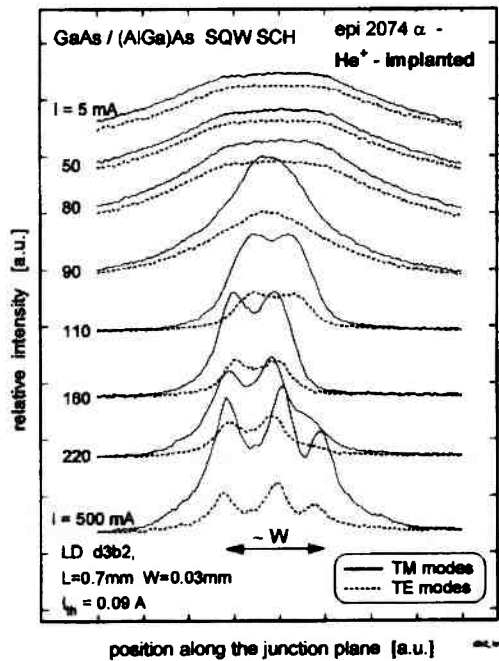
W przypadku implantacji He^+ powodującej zmianę układu podpasem walencyjnych w tej samej heterostrukturze, typowy rozkład NF dla DL z dominującą polaryzacją TM przedstawia Rys.16. Dla niskich wysterowań różnica względem analogicznych rozkładów promieniowania spontanicznego z Rys.15 wskazuje na inny stosunek σ_{xx} do σ_z . Jeśli przyjąć wynikające z analizy charakterystyk spektralnych (Rys.12c) rozwiązanie, że przyczyną jest rozciągające naprężenie implantacyjne, wtedy rozkład fali prowadzonej (dla $I > I_{in}$) typu TM_{00} (przed włączeniem się mechanizmów konkurencyjnych) wynikałby z efektu falowodowego pod paskiem. Jednak ten rozkład pola można też wytłumaczyć preferencją dla TM w centralnym minimum antyfalowodu spowodowanego ściskającym naprężeniem implantacyjnym (Rys.9a) [4]. Zatem w tym przypadku implantacji He^+ zestawienie charakterystyk spektralnych i NF nie pozwala definitywnie określić wypadkowego rozkładu naprężenia. Potrzebne są dodatkowe dane.

W heterostrukturze z naprężeniem epitaksjalnym ($y = 0.11$) naprężenia implantacyjne interpretowane są jako ściskające w płaszczyźnie $x-z$ w wyniku obu implantacji: H^+ i He^+ (Rys.13). W DL z implantacją H^+ przedstawionej na Rys.17, rozkład NF emisji spontanicznej dla niskich wysterowań ma skutek naprężenia implantacyjnego maksima przy brzegach paska (podobnie jak DL z



Rys.15. Rozkłady NF dla DL z heterostruktury bez naprężenia epitaksjalnego: a) DL z izolacją przez implantację H⁺; b) DL z izolacją przez implantację He⁺. Silniejsze naprężenie powoduje zaakcentowanie maksimum bocznych - poza paskiem. Proporcje amplitudowe dla kolejnych wartości prądów sterujących nie są zachowane.

Fig.15. NF distribution recorded for LD made from unstrained heterostructure: a) LD with stripe defined by H⁺ - implantation; b) LD with stripe defined by He⁺ - implantation: higher implantation strain is here a cause of higher side-maxima (outside the stripe). Light intensities for increased drive currents are not scale.

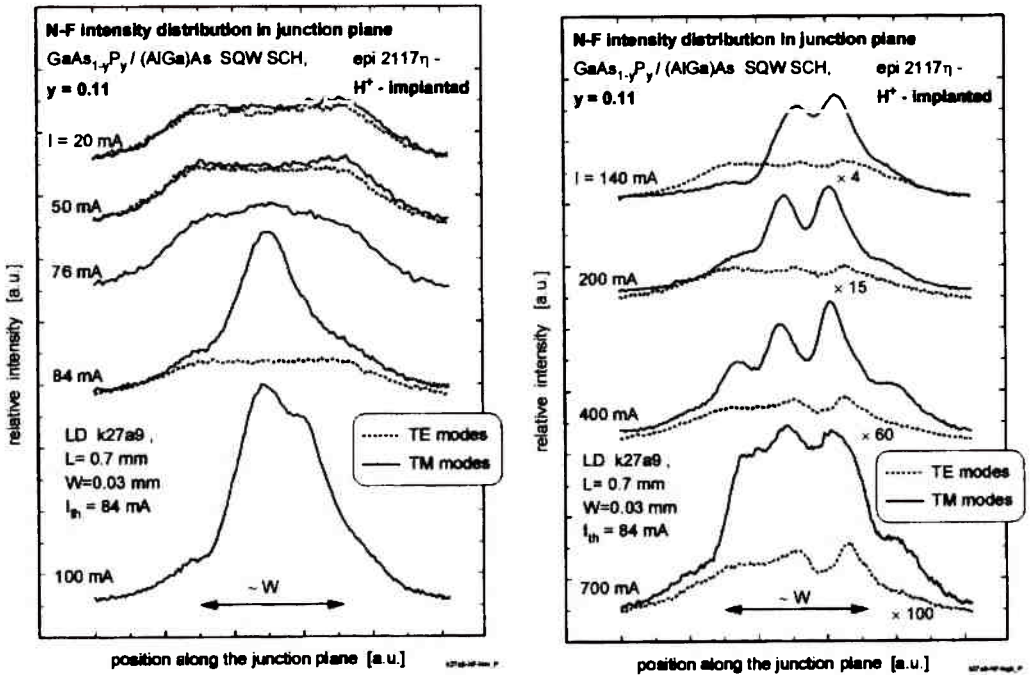


Rys.16. Rozkład NF dla DL z heterostruktury bez naprężeń epitaksjalnych z implantacją He^+ powodującą zmiany w paśmie walencyjnym. Proporcje amplitudowe dla kolejnych prądów sterujących nie są zachowane.

Fig.16. NF distribution of LD made from unstrained heterostructure with stripe defined by He^+ - implantation causing modification of the valence band. Optical intensity ratios for increasing drive levels are not conserved.

Rys.15a). Jednak dla dominującej polaryzacji TM spowodowanej naprężeniem epitaksjalnym akcja laserowa wzbudza się w centralnym minimum antyfalowodu preferującym TM_{00} (Rys.9a). Tendencja do koncentracji fali prowadzonej w centrum paska powoduje, że nawet przy wysokich poziomach wysterowania „wyciąganie” pola optycznego TM poza pasek (spowodowane lokalnymi maksimum rozciągającymi naprężenia implantacyjnego na zewnątrz paska (Rys.9)) jest słabsze niż dla TE.

Sytuacja z silnym wyciąganiem pola optycznego poza pasek dla TE widoczna jest na Rys.18, gdzie przedstawione są rozkłady NF dla DL z tej samej heterostruktury z izolacją przez implantację He^+ . Implantacyjne naprężenie ściskające w obszarze paska jest tu silniejsze, powodując zmianę układu podpasem walencyjnych (Rys.13c) i dominację polaryzacji TE. Rozkład pola akcji laserowej dla tej polaryzacji jest związany raczej z maksimum wzmocnienia przy brzegach paska niż z centralnym minimum antyfalowodu, co powoduje wzbudzenie wyższych modów bocznych, większe natężenie pola optycznego

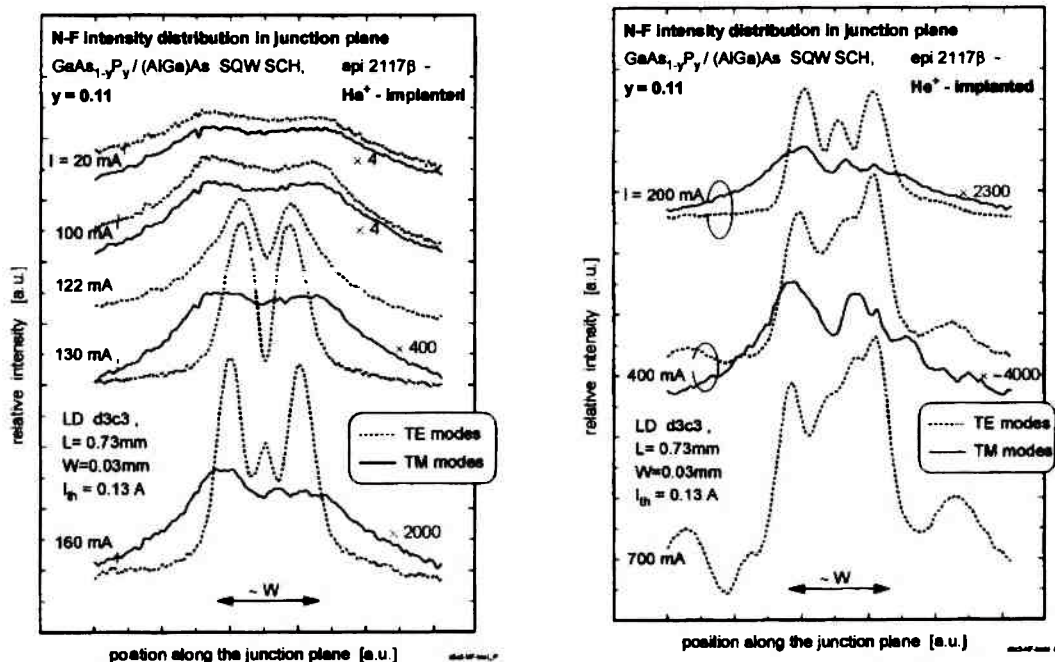


Rys.17. Rozkład NF dla DL z epi 2117 ($y = 0.11$) z izolacją przez implantację H^+ . Efekt elastoptyczny stabilizuje rozkład pola o polaryzacji TM.

Fig.17. NF distribution of LD made from epi 2117 ($y = 0.11$) with stripe definition by H^+ implantation. The elasto-optic effect prefers and stabilises TM modes.

w pobliżu brzegów paska i wspomniane wyżej „wyciąganie” pola w stratne obszary poza paskiem (w postaci maksimów bocznych) przy wysokich występowaniach. Zatem, dla tej heterostruktury ($y = 0.11$) mechanizm oddziaływania naprężeń okazał się możliwy do interpretacji w ramach przedstawionego wcześniej opisu teoretycznego [4] przy dość realistycznym założeniu że implantacje wnoszą naprężenia ściskające w płaszczyźnie x -z.

Dość podobnie jest dla DL pochodzących z heterostruktury o silnym naprężeniu epitaksjalnym ($y \approx 0.3$, Rys.19-20). Przy wysokiej wartości y rośnie J_{th} w wyniku zbliżenia dolin Γ i X w warstwie aktywnej. Duże wzmocnienie progowe powoduje z kolei powstanie silnego falowodu wzmocnieniowego i stosunkowo silnego antyfalowodu typu dielektrycznego (od swobodnych nośników). Dlatego fala prowadzona o polaryzacji TM (zdeterninowanej przez naprężenie epitaksjalne) ma maksima przy brzegach paska zdefiniowanego przez implantację H^+ począwszy od niskich wysterowań (Rys.19). Maksima te są łącznym skutkiem ww. efektu antyfalowodowego od swobodnych nośników, antyfalowodu implantacyjnego i bocznych lokalnych falowodów na brzegach paska

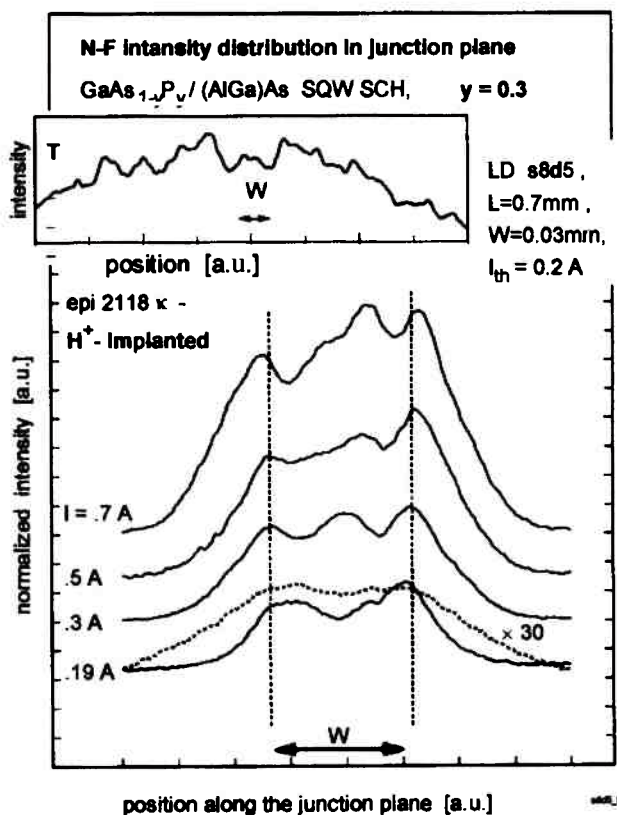


Rys.18. Profil NF diody laserowej z epi 2117 ($y = 0.11$) z implantacją He^+ powodującą zmianę struktury pasma walencyjnego i dominację polaryzacji TE. Widać działanie stabilizujące rozkład pola, ale także powstanie silnych maksimów bocznych dla wyższych wysterowań.

Fig.18. NF distribution for LD made from epi 2117 ($y = 0.11$) with stripe definition by He^+ - implantation causing the valence band structure modification and TE modes predominance. Optical field stabilisation by strain is evident, but also strong side-maxima for higher driving levels are seen.

(pod warstwą izolacyjną). Te lokalne maksima boczne są szczególnie widoczne w rozkładzie fali prowadzonej transmitowanej przez heterostrukturę, a wprowadzonej z zewnętrznego lasera (widać to na wkładce oznaczonej T na Rys.19). Z tym też wiąże się częściowe wnikanie pola w obszar poza paskiem dla wysokich wysterowań (Rys.19).

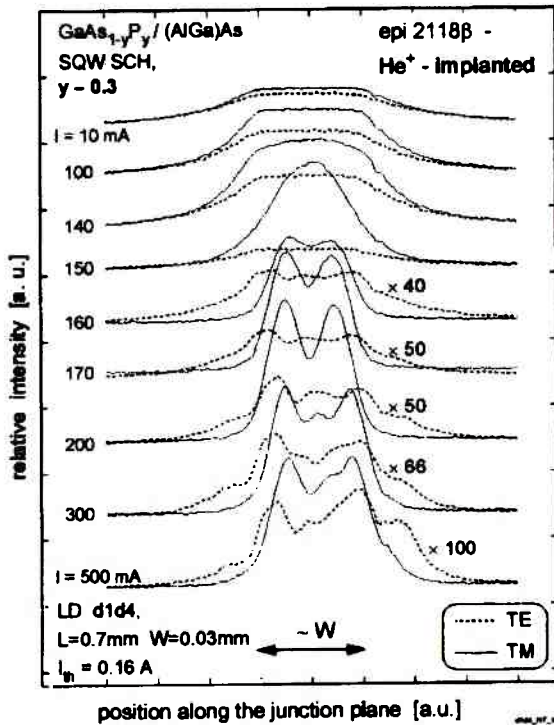
Zastosowanie implantacji He^+ powoduje wzbudzenie modu TM_{00} związanego z centralnym minimum antyfalowodu pochodzącego od implantacyjnego naprężenia ściskającego (jak na Rys.9a). Widoczne to jest to na Rys.20 dla $I = 150\text{mA}$ (w pobliżu progu). Pomimo mechanizmów konkurencyjnych przy wyższych wysterowaniach, utrzymująca się koncentracja pola optycznego powoduje, że fala prowadzona TM w tej DL nie oddziałuje z zewnętrznymi lokalnymi maksimami ϵ . W tej grupie DL uzyskano więc najlepsze warunki dla stabilizacji rozkładu fali prowadzonej w płaszczyźnie złącza przez naprężenie implantacyjne.



Rys.19. Rozkład NF dla DL z epi 2118 ($y = 0.3$) z implantacją H^+ .
 Fig.19. NF distribution of LD made from epi 2118 ($y = 0.3$) with H^+ - implantation used for stripe definition.

Zatem: w przypadku definicji obszaru aktywnego przez implantację najkorzystniejszą kombinacją z punktu widzenia stabilizacji falowodu w płaszczyźnie złącza jest naprężenie rozciągające epitaksjalne preferujące polaryzację TM i takie parametry implantacji, aby naprężenie ściskające w płaszczyźnie $x-z$ wytworzyło antyfalowód, jednak bez zmiany struktury pasma walencyjnego. Z drugiej strony – w innych zastosowaniach - możliwość zmiany struktury pasma walencyjnego i związana z tym możliwość przestrajania i manipulowania polaryzacją w trakcie procesu technologicznego może być interesująca.

W pomiarach obserwowano pełną powtarzalność charakterystyk DL pochodzących z danej płytki. Dla każdej z badanych płytek, oznaczających kombinację technologiczną epitaksja+processing próbka pomiarowa wynosiła ponad 10 przyrządów. Problemem jest brak systematycznej zależności wiążącej charakterystyki grup DL z zastosowanymi kombinacjami technologicznymi. W



Rys.20. Profil NF dla DL z epi 2118 ($y = 0.3$) z izolacją przez implantację He^+ . Dobra stabilizacja pola optycznego, brak maksimów bocznych.

Fig.20. NF distribution of LD made from epi 2118 ($y = 0.3$) with the active stripe defined He^+ - implantation. Very stable optical field distribution without side-maxima is seen.

szczególności stwierdzono brak powtarzalności charakterystyk DL pochodzących z płytek których kombinacja technologiczna była nominalnie identyczna. Najbardziej prawdopodobną przyczyną różnic są różne warunki implantacji, szczególnie temperatura, która w warunkach próżniowych jest trudna do kontrolowania. Wniosek ten ma poparcie w nowych wynikach badań nad implantacją, w których stwierdzono [32], że dla pewnych par target-implant gęstość defektów implantacyjnych ma w funkcji temperatury przebieg skokowy. Zatem dla wykorzystania opisanych tu efektów interakcji naprężeń jako elementu technologii optoelektronicznej trzeba uzupełnić badania nad rozkładem naprężeń implantacyjnych oraz nad samym procesem implantacji.

4. PODSUMOWANIE

W pracy opisano wpływ naprężeń wprowadzanych w procesie technologicznym na charakterystyki laserów półprzewodnikowych. Przedstawiono skrótowo opis teoretyczny najważniejszych dla tych przyrządów typów naprężeń - wbudowanych w procesie epitaksjalnym oraz w trakcie wyznaczania obszaru aktywnego w płaszczyźnie złącza metodą izolacji tlenkowej i implantacji jonów. Porównano dane literaturowe, z których wynika, że dominujące co do wielkości są naprężenia pochodzenia epitaksjalnego (przez modyfikację składu warstwy aktywnej). Ich skompensowanie lokalnymi naprężeniami wbudowanymi w trakcie processingu powinno być niemożliwe.

W części eksperymentalnej pracy przedstawiono wyniki badań diod laserowych (DL) na bazie heterostruktur (AlGa)As z naprężeniem rozciągającym wprowadzonym do warstwy aktywnej w procesie MOVPE przez wbudowanie fosforu oraz z naprężeniami lokalnymi spowodowanymi implantacją jonów H⁺ i He⁺ zastosowaną dla wyznaczenia paska aktywnego.

Wyniki te wskazują, że naprężenie spowodowane implantacją He⁺ może być znacznie większe (w dotychczasowym zakresie dawek i energii) niż dotąd podawano. Pokazane to jest poprzez wpływ parametrów implantacji na charakterystyki promieniowania DL, takie jak długość fali, polaryzacja i rozkłady przestrzenne emitowanego promieniowania. Stwierdzono m.in., że naprężenie implantacyjne jest w stanie odwrócić znak naprężenia pochodzącego od wbudowanego fosforu na średnim poziomie (11% - prowadzącego do emisji w paśmie 800 nm). Efekt elastoptyczny będący skutkiem naprężenia implantacyjnego może być wykorzystany do modyfikacji własności falowodowych w płaszczyźnie złącza. Przedstawione możliwości przestrajania i przełączania polaryzacji DL stwarzają nowe możliwości rozwiązań konstrukcyjnych w fotonice.

W chwili obecnej do wyjaśnienia pozostają jeszcze mechanizmy fizyczne, z których wynika możliwość uzyskania tak wysokich naprężeń w wyniku implantacji.

Autor składa podziękowanie za współpracę: dr. W. Strupińskiemu i mgr. M. Wesołowskiemu (MOVPE), dr G. Gawlikowi (implantacja), mgr. A. Jagodzie, mgr K. Przyborowskiej, mgr K. Dąbrowie i mgr B. Stańczyk (processing), dr A. Kozłowskiej i mgr S. Wróbel (charakteryzacja przyrządów).

Praca sponzorowana przez KBN w ramach Projektu nr 8 T11B 06918.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Koteles E.S.: The use of strain to optimize quantum well device performance, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 281, (1993), 141-152
- [2] O'Reilly E.P., Adams A.R.: Band-structure engineering in strained semiconductor lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, 30, 2(1994), 366-379
- [3] Chong T.C., Fonstad C.G.: Theoretical gain of strained-layer semiconductor lasers in the large strain regime, *IEEE J. Quant. Electron.*, 25, 2, (1989), 171-178
- [4] Kirkby P.A., Selway P.R., Westbrook L.D.: Photoelastic waveguides and their effect on stripe-geometry GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs lasers, *J. Appl. Phys.*, 50, (1979), 4567-4579
- [5] M.Buda et al.: Stress-induced effects by the anodic oxide in ridge waveguide laser diodes, *IEEE J. Quant. Electron.*, 36, 10, (2000), 1174-1183
- [6] Liu Q.Z. et al.: Planar semiconductor lasers using the photoelastic effect, *J. Appl. Phys.*, 83, (1998), 7442-7447
- [7] Casey H.C., Jr., Panish M.B.: Heterostructure lasers, Academic Press, New York, 1978
- [8] Adams C.S., Cassidy D.T.: Effect of stress on threshold, wavelength and polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode lasers, *J. Appl. Phys.*, 64, (1988), 6631-6638
- [9] van der Poel C.J. et al.: Strained layer GaAs_{1-y}P_y - AlGaAs and In_xGa_{1-x}As - AlGaAs quantum well diode lasers, *Appl. Phys. Lett.*, 63, 17, (1993), 2312-2314
- [10] Agahi F. et al.: High-performance 770-nm AlGaAs-GaAsP tensile-strained quantum-well laser diodes, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 7, 2, (1995), 140-143
- [11] Baliga A. et al.: Tensile strain and threshold currents in GaAsP-AlGaAs single-quantum-well lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, 32, 1, (1996), 29-37
- [12] Agahi F. et al.: Dependence of polarization mode and threshold current on tensile strain in AlGaAs/GaAsP quantum well lasers, *Solid St. Electron.*, 41, 4, (1997), 647-649
- [13] Knauer A. et al.: 7W CW power from tensile strained GaAs_yP_{1-y}/AlGaAs ($\lambda = 735\text{nm}$) QW diode lasers, *Electron. Lett.*, 35, (1999), 8, 638-639
- [14] Ebert G. et al.: High-power tensile-strained GaAsP-AlGaAs quantum-well lasers emitting between 715 and 790 nm, *IEEE Selected Topics in QE*, 5, (1999), 3, 780-784
- [15] Knauer A. et al.: Optimization of GaAsP/AlGaAs-based QW laser structures for high power 800 nm operation, *J. Electron. Mat.*, 29, 1, (2000), 53-56
- [16] Sumpf B. et al.: 2W reliable operation of $\lambda = 735\text{ nm}$ GaAsP/AlGaAs laser diodes, *Electron. Lett.*, 37, 6, (2001), 351-353
- [17] Micallef J., Weiss B.L.: The refractive index of III-V semiconductor strained-layer superlattices, *Optical and Quant. Electron.*, 23, 1991, 669-684
- [18] Tolliver T.R. et al.: Characteristic temperature study of GaAsP-AlGaAs tensile strained quantum well lasers, *J. Appl. Phys.*, 88, (2000), 5400-5409
- [19] Wong S.P., Peng H.J.: Analytic solution of stress distribution under a thin film edge in substrate, *Appl. Phys. Lett.*, 79, 11, (2001), 1628-1630

- [20] Liu Q.Z. et al.: Photoelastic waveguides and the controlled introduction of strain in III-V semiconductors by means of thin film technology, *J. Appl. Phys.*, 78 (1995), 236-244
- [21] Yang J., Cassidy D.T.: Strain measurements and estimation of photoelastic effects and strain-induced optical gain change in ridge waveguide lasers, *J. Appl. Phys.*, 77, (1995), 3382-3387.
- [22] Maciejko R. et al.: Photoelastic effect on the emission patterns of InGaAsP ridge-waveguide lasers, *IEEE J. Quant. Electron.*, 25, 4, (1989), 651-661
- [23] Maciejko R. et al.: Selective TE-TM mode pumping efficiencies for ridge-waveguide lasers in presence of strain, *IEEE J. Quant. Electron.*, 29, 1, (1993), 51-61
- [24] Dutta N.K., Craft D.C.: Effect of stress on polarization of stimulated emission from injection lasers, *J. Appl. Phys.*, 56, (1984), 65-70
- [25] Valster A. et al.: Strain-overcompensated GaInP-AlGaInP quantum-well laser structures for improved reliability at high output powers, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 3, 2, (1997), 180-187
- [26] Herzinger C.M. et al.: The semiconductor waveguide facet reflectivity problem, *IEEE J. Quant. Electron.*, 29, 8, (1993), 2273-2281
- [27] Yablonovitch E., Kane E.O.: Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass, *J. Lightwave Technol.*, LT-4, (1986), 504-506
- [28] Gramlich S. et al.: Damage profile of He implantation in AlGaAs laser diode material detected by photoluminescence, *Electron. Lett.*, 37, 7, (2001), 463-464
- [29] Danilov I. et al.: Electrical and optical effects of He⁺ ion irradiation in InGaP/GaAs/InGaAs lasers, *Nucl. Instr. & Meth. in Physics B*, 175-177, (2001), 782-786
- [30] Zeimer U., Nebauer E.: High-resolution x-ray diffraction investigations of He-implanted GaAs, *Semicond. Sci. & Technol.*, 15, (2000), 965-970
- [31] Ahmed S. et al.: Proton implantation for isolation of n-type GaAs layers at different substrate temperatures, *Semicond. Sci. & Technol.*, 16, (2001), L28-L31
- [32] Gawlik G. et al.: Hydrogen-ion implantation in GaAs, *Vacuum*, 63, (2001), 697-700
- [33] Daly M.G. et al.: Metallization stress in weakly guiding InP/InGaAsP waveguides, *Semicond. Sci. & Technol.*, 9, (1994), 1387-1390
- [34] Waters R.G.: Diode laser degradation mechanisms: a review, *Prog. Quant. Electr.*, 15, (1991), 153-174

ON THE POSSIBILITY OF MODIFICATION OF SEMICONDUCTOR LASER EMISSION CHARACTERISTICS BY STRAIN SUPERPOSITION IN ACTIVE REGION

Summary

Mechanical strain introduced into an active region is now widely used solution in semiconductor laser design. By strain-induced changes of valence band structure, bandgap width and active region material constants one can influence (at a design stage) laser radiation characteristics such as polarisation, emission wavelength and spatial characteristics of emitted beam.

The most often used in the laser diode technology are

- the biaxial strain introduced into a laser heterostructure during an epitaxial growth by choosing the active layer composition such that it is lattice mismatched to surrounding layers and substrate. This kind of strain is uniform over the entire heterostructure wafer;
- local strain fields introduced during a wafer processing, including insulation layers depositions, active region (stripe) definition, lateral waveguides formation, metallizations and so on. Due to its localised nature, this kind of strain allows for selective modification of mentioned above laser emission characteristics, including strain-induced lateral index-guiding by the elasto-optic effect.

Laser diode characteristics can be formed therefore by superposition of independent, intentionally introduced strain mechanisms. This work presents the possibility of laser characteristics modification by a superposition of strains introduced by a MOVPE-grown tensile-strained GaAsP active layer in AlGaAs heterostructure and by the local strain introduced during stripe definition by H⁺ and He⁺ implantation. A short theoretical description of relevant strain mechanisms is outlined before to facilitate interpretation of experimental results.

It has been shown that He⁺ implantation-induced strain can be much stronger than it has been described so far in literature, giving possibilities of new solutions in optoelectronics design.