

## ZAGADNIENIA OPTIMALIZACJI KONSTRUKCJI DIOD LASEROWYCH DUŻEJ MOCY

Andrzej Maląg<sup>1</sup>

Artykuł zawiera skrótowy przegląd aktualnych osiągnięć w dziedzinie konstrukcji diod laserowych (DL) dużej mocy. Zakres artykułu ograniczony został do zagadnień optymalizacji heterostruktury ze względu na parametry, które wydają się najważniejsze dla przyrządów dużej mocy takie, jak sprawność energetyczna (PCE), próg katastroficznej degradacji luster (COD) i jakość emitowanej wiązki promieniowania ( $M^2$  i rozbieżność). Przedstawione wyniki (przodujących instytutów i ITME) wskazują, że jednoczesna maksymalizacja wszystkich tych parametrów jest bardzo trudna. Wyniki „rekordowe” są bardzo zróżnicowane ze względu na długość fali i grupę materiałową (arsenki, fosforiki).

### 1. WSTĘP – PODSTAWOWE CHARAKTERYSTYKI

Podstawowymi parametrami, których optymalizacja jest przedmiotem projektowania diod laserowych (DL) dużej mocy są:

- sprawność energetyczna – definiowana jako stosunek emitowanej mocy optycznej do dostarczonej mocy elektrycznej PCE (*power conversion efficiency*) i związane z nią parametry cieplne:  $T_0$  i  $T_1$  opisujące, odpowiednio, wzrost prądu progowego ( $I_{th}$ ) i spadek sprawności kwantowej  $\eta$  ze wzrostem temperatury. Parametry te charakteryzują ilościowo spadek PCE ze wzrostem temperatury,
- próg katastroficznej degradacji luster – wyznaczający maksymalną użyteczną moc optyczną dla danej konstrukcji DL oznaczany jako próg COD (*catastrophic optical damage*),
- jakość emitowanej wiązki promieniowania - definiowana parametrem  $M^2$  i parametrem „jaskrawości” (*brightness*)  $B$ :

$$\omega\theta = M^2 \lambda / \pi, \quad B = P / (A\Omega) \cong P / [(\omega_{\perp}\theta_{\perp} \omega_{\parallel}\theta_{\parallel})] \propto P / (M_{\perp}^2 M_{\parallel}^2), \quad (1)$$

gdzie  $\omega\theta$  jest parametrem charakteryzującym wiązkę gaussowską:  $\omega$  – średnicą wiązki w miejscu minimum (przewężeniu) rozkładu lorentzowskiego wzdłuż kie-

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

runku propagacji,  $\theta$  – rozbieżnością w strefie dalekiej. Dla DL można przybliżyć  $\omega\theta$  iloczynem  $A\Omega$ , gdzie  $A$  jest powierzchnią szczeliny emitującej, a  $\Omega$  kątem bryłowym określającym (dwuwymiarowo) rozbieżność wiązki. Powierzchnia emitująca DL w postaci szczeliny (o rozmiarach  $\omega_{\parallel}$  i  $\omega_{\perp}$ ) i różne na ogół mechanizmy falowodowe w płaszczyźnie złącza (||) i w kierunku prostopadłym do złącza ( $\perp$ ) powodują różne rozbieżności wiązki  $\theta_{\parallel}$  i  $\theta_{\perp}$ . Prowadzi to do różnych wartości  $M^2_{\parallel}$  i  $M^2_{\perp}$ . Wartość  $M^2$  określa odstępstwo profilu emitowanej wiązki od gaussowskiego (dla którego  $M^2 = 1$ ) – pogorszenie możliwości kolimacji wiązki opisuje się przez rosnącą wartość  $M^2$ . W kierunku  $\perp$  możliwe jest uzyskanie jednomodowego rozkładu pola optycznego fali prowadzonej w falowodzie heterostruktury, podczas gdy w kierunku || w szerokim falowodzie wzmocnieniowym definiowanym przez pasek (o szerokości  $W \cong \omega_{\parallel}$ ) fala prowadzona jest wielomodowa, ze skłonnością do formowania włókien wskutek efektów autokolimacyjnych. W efekcie typowe wartości  $M^2_{\perp}$  są w zakresie 1.5 – 4, a wartości  $M^2_{\parallel}$  są rzędu 100 i więcej.

Duża jaskrawość DL jest zatem uwarunkowana możliwością osiągnięcia dużej mocy emitowanej P (a więc dużą sprawnością i wysokim progiem COD) oraz zapewnieniem wysokiej jakości falowodów w obu płaszczyznach. Jednoczesna optymalizacja wymienionych parametrów jest na ogół trudna ze względu na wzajemnie sprzeczne wymagania. W dalszej części artykułu przedstawione zostaną aktualne rozwiązania konstrukcyjne mające na celu poprawę poszczególnych parametrów. Rozważania ograniczone zostaną do konstrukcji indywidualnych (jednopaskowych) DL, w których główny akcent położony jest na heterostrukturę (zatem optymalizację w kierunku  $\perp$ ). Szeroki pasek ( $W \cong 100 \mu\text{m}$ ) tworzący falowód wzmocnieniowy w takich DL nie daje możliwości kontroli pola optycznego w kierunku ||. Dla uzyskania takiej kontroli konieczne jest zwężenie paska (co ogranicza osiągalną moc optyczną) lub zastosowanie emiterów wielopaskowych (matryc). Prowadzi to do odrębnych konstrukcji laserów półprzewodnikowych i specyficznych problemów technologicznych.

## 2. MAKSYMALIZACJA SPRAWNOŚCI ENERGETYCZNEJ DL

Sprawność energetyczna PCE ( $\eta_{pce}$ ), wg definicji

$$\eta_{pce} = S \frac{I - I_{th}}{I(V_0 + IR_s)}, \quad \text{gdzie} \quad S = \eta_d (h\nu / e) \quad (2a)$$

jest funkcją wysterowania (prądu diody), ponieważ przy liniowym wzroście mocy optycznej  $S(I - I_{th})$  i kwadratowym składniku w dostarczonej mocy elektrycznej ( $I^2 R_s$ ) istnieje pewne maksimum PCE (Rys.1b). Wartość PCE w maksimum dana

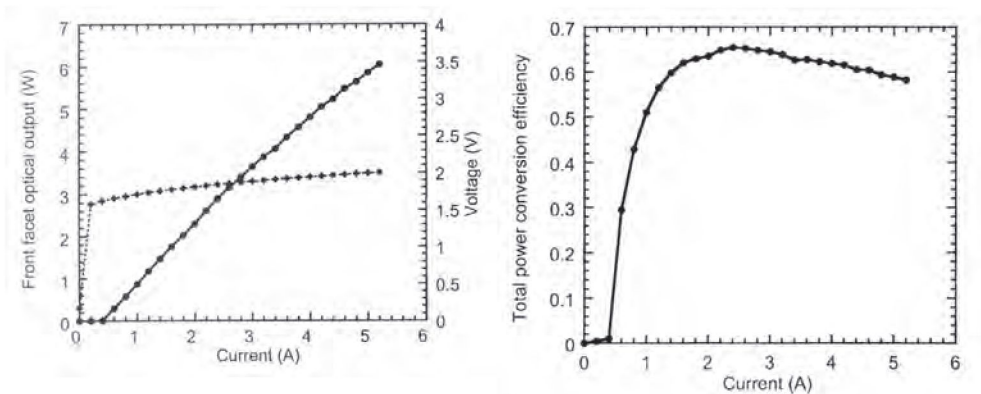
jest przybliżonym wyrażeniem opisującym wpływ parametrów charakteryzujących konstrukcję DL [1]:

$$\eta_{pce}^{\max} = \eta_d \frac{V_F}{V_0} (1 - 2\sqrt{R_s I_{th} / V_0}), \quad \eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2b)$$

gdzie  $I$  oznacza prąd diody (poziom wysterowania),  $I_{th}$  – prąd progowy,  $R_s$  – rezystancję szeregową (mierzoną jako styczną do charakterystyki I-V dla  $I$  w pobliżu  $I_{th}$ ),  $V_0$  – napięcie uzyskane przez ekstrapolację stycznej do charakterystyki I-V diody dla  $I > I_{th}$  do osi pionowej ( $I = 0$ ; w przybliżeniu równe wartości napięcia na „kolanku” charakterystyki I-V diody (we współrzędnych liniowych)),  $S$  [W/A] – nachylenie charakterystyki P-I diody,  $\eta_d$  – zewnętrzną sprawność kwantową ( $\eta_d = S/V_F$ ),  $h\nu$  – energię kwantu promieniowania DL,  $e$  – ładunek elektronu,  $V_F$  – separację quasi-poziomów Fermiego dla danego  $I$ ,  $\eta_i$  – wewnętrzną sprawność kwantową,  $\alpha_i$  wewnętrzne (nie-nasycające) straty w rezonatorze,  $\alpha_m$  – straty na lustrach ( $\alpha_m = (2L)^{-1} \ln(R_f R_r)^{-1}$ , gdzie  $L$  – długość rezonatora,  $R_f$  i  $R_r$  – współczynniki odbicia przedniego i tylnego lustra).

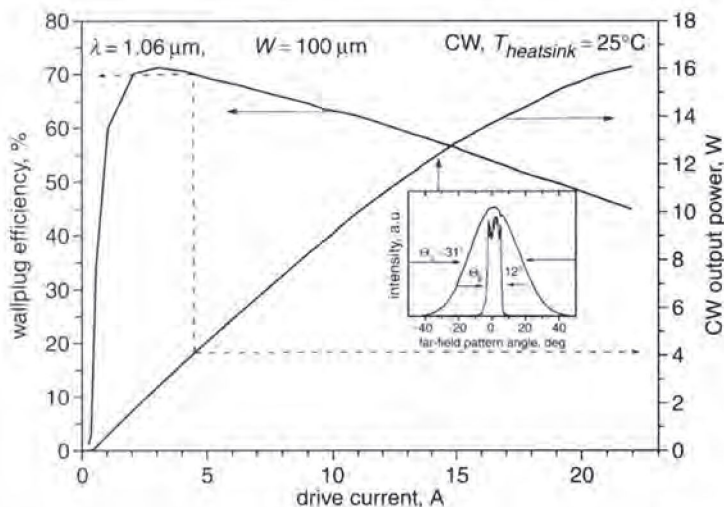
Z wyrażenia (2b) wynikają parametry „konstrukcyjne”, na które można wpływać w trakcie projektowania heterostruktury DL, warunkujące maksymalizację PCE:  $\eta_i$ ,  $\alpha_i$ ,  $V_0$  oraz  $I_{th}$  i  $R_s$ .

Osiągnięte rekordowe sprawności energetyczne wynoszą 0.73 dla zakresu długości fali  $\lambda = 940 - 980$  nm [1,2], 0.72 – 0.74 dla  $\lambda = 1.06$   $\mu\text{m}$  [3] i 0.66 dla  $\lambda = 808$  nm [4]. Przykładowe charakterystyki P-I-V i PCE (I) „wysokosprawnych” przyrządów przedstawione są na Rys.1 i 2.



**Rys. 1.** Charakterystyki P-I-V (a) oraz PCE(I) (b) diody laserowej emitującej w paśmie 808 nm [4]. Praca ciągła (CW),  $T = 25^\circ\text{C}$ . Rozmiary rezonatora:  $L = 1.5$  mm,  $W = 0.15$  mm. Widoczne jest maksimum  $\text{PCE} = 0.66$  dla  $I \cong 2.5$  A.

**Fig. 1.** P-I-V (a) and PCE-current (b) characteristics of CW ( $T = 25^\circ\text{C}$ ) operating LD in 808 nm wavelength range. The cavity size is  $L = 1.5$  mm and  $W = 0.15$  mm. The PCE maximum (0.66) is seen at  $I \cong 2.5$  A.



**Rys. 2.** Charakterystyki P-I i PCE(I) diody laserowej na pasmo  $1,06 \mu\text{m}$  [3]. Rozmiary rezonatora:  $L = 3 \text{ mm}$ ,  $W = 0.1 \text{ mm}$ . Dla tej diody  $J_{\text{th}} = 90 \text{ A cm}^{-2}$ ,  $S = 1.07 \text{ W/A}$  i  $\text{PCE} = 0.72$  w pracy ciągłej (CW).

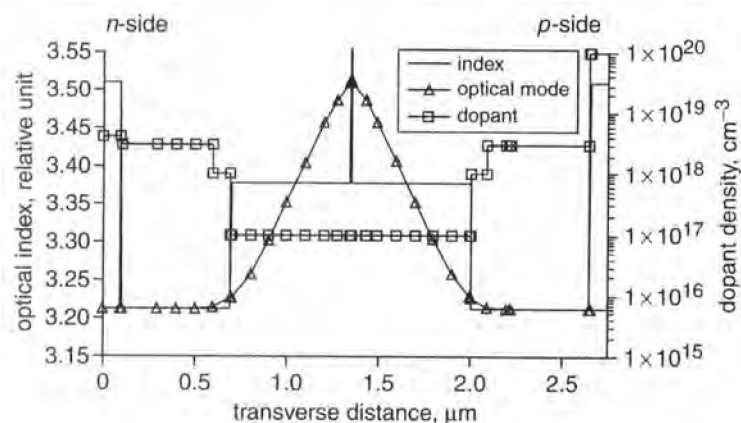
**Fig. 2.** P-I and PCE(I) characteristics of LD emitting at  $1.06 \mu\text{m}$  [3]. The cavity size:  $L = 3 \text{ mm}$ ,  $W = 0.1 \text{ mm}$ . For this diode  $J_{\text{th}} = 90 \text{ A cm}^{-2}$ ,  $S = 1.07 \text{ W/A}$  and  $\text{PCE} = 0.72$  under CW operation.

Chociaż we wszystkich tych DL wymienione wyżej parametry warunkujące wysoką PCE są ekstremalne, to jednak w poszczególnych konstrukcjach nieco inne elementy konstrukcji lub technologii są akcentowane.

Diody i diodowe matryce laserowe DML (*laser arrays*) firmy „Alfalight” [1] na pasmo  $970 \text{ nm}$  oparte są na kryształach fosforkowych  $(\text{InGa})(\text{AsP})/\text{InGaP}/\text{GaAs}$ . Z punktu widzenia możliwości emisji dużych mocy optycznych ważne są cechy „materiałowe” heterostruktur z tych związków (w porównaniu z bazą arsenkową  $(\text{AlGa})\text{As}/\text{GaAs}$ ) wynikające z braku Al w warstwach (są to tzw. heterostruktury *Al-free*): mniejsze rezystancje – cieplna (powodująca wzrost  $T_0$  i  $T_j$ ) i różniczkowa elektryczna ( $R_s$  we wzorach (2a) i (2b)) oraz mniejsza szybkość rekombinacji powierzchniowej. Ten ostatni parametr charakteryzuje grzanie luster, które jest pierwotnym czynnikiem w procesie formowania się pętli dodatniego sprzężenia zwrotnego prowadzącego do COD. Większa odporność heterostruktury ‘fosforkowej’ na COD pozwala zmniejszyć efektywną grubość falowodu  $d/\Gamma$  ( $d$  – grubość studni kwantowej (QW),  $\Gamma$  – współczynnik efektywności oddziaływania fali prowadzonej z warstwą aktywną – QW), głównie przez zaprojektowanie falowodu o większej wartości  $\Gamma$ , co powoduje wzrost PCE poprzez obniżenie  $I_{\text{th}}$  (wzór (2a)), ponieważ [5]:

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\frac{1}{bJ_0\Gamma}(\alpha_m + \alpha_i)\right) \quad \Gamma = \int_{0W} f^* f dx \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} f^* f dx, \quad (3)$$

gdzie  $J_{th}$  i  $J_0$  oznaczają gęstość prądu progowego ( $I_{th} = J_{th} \times (L \times W)$ ) i gęstość „przezroczystości” (tzn. taką, przy której w propagacji fali przez heterostrukturę następuje przejście z absorpcji do wzmocnienia – jest to równoważne gęstości progowej lasera nieskończenie długiego). Funkcja  $f(x)$  opisuje rozkład natężenia pola optycznego w kierunku  $x$  ( $\perp$ ). W DL opisanych w pracy [1] efektywna grubość falowodu  $d/\Gamma = 0.64 \mu\text{m}$  jest dość mała w stosunku do innych konstrukcji, czemu towarzyszy stosunkowo duża rozbieżność wiązki  $\Theta_{\perp} = 37^\circ$  (połówkowa - FWHM). W pracy [1] akcentowane jest jednak szczególnie obniżenie  $V_0$  jako sposób maksymalizacji PCE. Uzyskane to zostało przez staranną optymalizację rozkładu domieszkowania w heterostrukturze typu SQW LOC (*Single Quantum Well Large Optical Cavity*) otrzymanej techniką MOVPE. Zastosowany rozkład domieszek (Rys. 3) zapewnia optymalny transport nośników przy dość małych stratach wewnętrznych w rezonatorze (wskutek absorpcji na swobodnych nośnikach). Prowadzi to do minimalizacji  $V_0 = 1.32 \text{ V}$  i wysokiej  $\eta_i = 0.96$ , jednak straty na swobodnych nośnikach  $\alpha_i$  rzędu  $1 - 1.5 \text{ cm}^{-1}$  nie należą do rekordowo niskich. Ta koncepcja optymalizacji konstrukcji heterostrukury doprowadziła do uzyskania  $\text{PCE} = 0.73$  zarejestrowanej dla DML CW, zatem dla indywidualnych DL możliwy byłby prawdopodobnie jeszcze nieco lepszy wynik.



**Rys. 3.** Profil współczynnika załamania, domieszkowania i rozkład pola optycznego w heterostrukturze fosforkowej o rekordowej PCE = 0.73 ( $\lambda = 970 \text{ nm}$ ) [1].

**Fig. 3.** Refractive index and doping profiles as well as an optical field distribution in the phosphide heterostructure of record-high PCE (0.73) laser diodes at  $\lambda = 970 \text{ nm}$  [1].

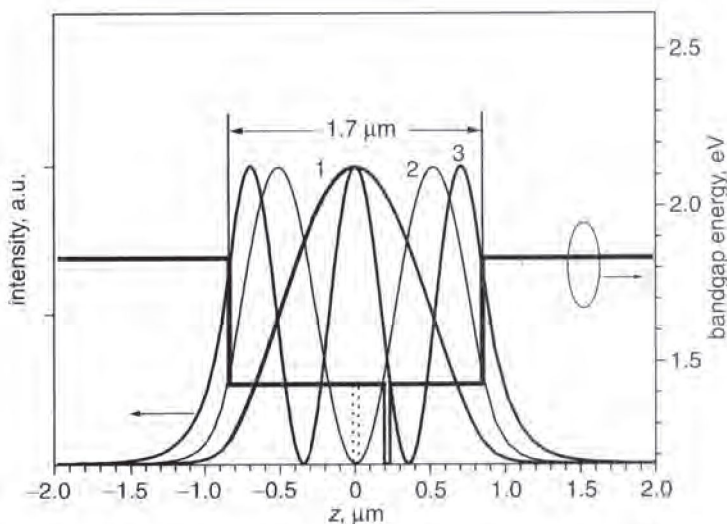
Identyczny wynik dotyczący PCE opisany został przez zespół z Instytutu FBH w Berlinie, również dla DML, skonstruowanej na bazie heterostrukury typu

SQW LOC ze związków arsenkowych z naprężoną ściskająco warstwą aktywną (QW) InGaAs, na pasmo 940 nm [2]. Z zależności  $(1/\eta_d)(L)$  wyznaczono wartości  $\eta_i = 0.99$ ,  $\alpha_i < 1 \text{ cm}^{-1}$  oraz  $J_0 = 75 \text{ Acm}^{-2}$ . Zmierzone w DML nachylenie  $S = 1.2 \text{ W/A}$  w warunkach CW. Te ekstremalne parametry wskazują, że warstwy falowodowe były prawdopodobnie nie domieszkowane i grubsze niż w strukturze fosforkowej [1], co wynika z mniejszej rozbieżności wiązki emitowanej  $\theta_{\perp} = 27^{\circ}$  (FWHM), a niskie prądy progowe są związane z naprężeniem ściskającym QW, prowadzącym do korzystnej konfiguracji struktury pasmowej [6].

Na podobnej koncepcji heterostruktury (AlGaAs/GaAs/InGaAs/GaAs SQW LOC) z naprężeniem ściskającym w studni kwantowej InGaAs oparto w Instytucie im. Ioffe w Sankt-Petersburgu konstrukcję „rekordowej” diody na pasmo  $1.06 \mu\text{m}$  [3]. Heterostruktury wykonano techniką MOVPE. Charakterystyki P-I-V (czyli wykreślone wspólnie charakterystyki P(I) i V(I)) oraz PCE(I) przedstawiono na Rys. 2. Maksymalną PCE = 0.74 uzyskano dla długości rezonatora  $L = 2 \text{ mm}$ . Na podstawie charakterystyki  $(1/\eta_d)(L)$  wyznaczono  $\eta_i = 0.99$ ,  $\alpha_i = 0.34 \text{ cm}^{-1}$  oraz  $S = 1.1 \text{ W/A}$  dla  $L = 2 \text{ mm}$ . Tak niskie straty wewnętrzne uzyskano przez dalsze pogrubienie niedomieszkowanego falowodu (do  $1.7 \mu\text{m}$  wraz z QW), przez co wiązka promieniowania w rezonatorze DL prowadzona jest praktycznie w całości w ośrodku bezstratnym. Główną motywacją dla pogrubienia falowodu było jednak w tej konstrukcji podwyższenie progu COD poprzez zmniejszenie gęstości mocy optycznej w przekroju falowodu, a szczególnie na lustrach. Profil falowodu i teoretyczne rozkłady pola optycznego dla trzech pierwszych modów przedstawione są na Rys. 4 [3]. Dla zmniejszenia prawdopodobieństwa wzbudzenia wyższych (1,2,...) modów poprzecznych zastosowano nowe rozwiązanie - asymetryczne położenie QW w symetrycznym falowodzie.

Osiągnięte sprawności energetyczne w drugim ważnym paśmie pompowania optycznego ( $\lambda = 808 \text{ nm}$ ) nie są tak spektakularne. Najwyższe PCE = 0.66 osiągnięto dla DL na bazie heterostruktur (AlGa)As/GaAs otrzymanych techniką MBE w firmie „Semiconductor Laser International Corp.” [4]. Główny akcent położono tu na maksymalizację sprawności kwantowych (osiągając  $\eta_i = 0.999 \pm 0.003$ , zatem praktycznie 1) i minimalizację strat w rezonatorze do wartości  $\alpha_i = 0.75 \text{ cm}^{-1}$ . Osiągnięto to przez uproszczenie heterostruktury (minimalizację ilości granic warstw, choć sama heterostruktura nie została opisana), zapewnienie skutecznego ograniczenia nośników w studni kwantowej i bezstratności warstw falowodowych. Charakterystyki CW ( $T = 25^{\circ}\text{C}$ ) P-I-V oraz PCE(I) przedstawione są na Rys. 1. Wynikają z nich doskonale parametry:  $I_{th} = 160 \text{ Acm}^{-2}$ ,  $S = 1.4 \text{ W/A}$  ( $\eta_d \cong 0.95$ ). Pomimo tego osiągnięta wartość PCE jest niższa niż w przypadku DL na pasma bardziej długofalowe.

Z przeprowadzonej przez autorów [4] analizy wynika, że przy stratach rzędu  $0.75 \text{ cm}^{-1}$  niemożliwe jest osiągnięcie PCE = 0.7. Wydaje się, że przyczyną jest



**Rys. 4.** Profil falowodu z asymetrycznie położoną studnią kwantową oraz obliczone rozkłady pola optycznego dla trzech najniższych modów poprzecznych [3]. Numeracja modów jest tu niezgodna z najczęściej przyjętą, w której mod podstawowy ma numer 0 (tutaj 1), itd.

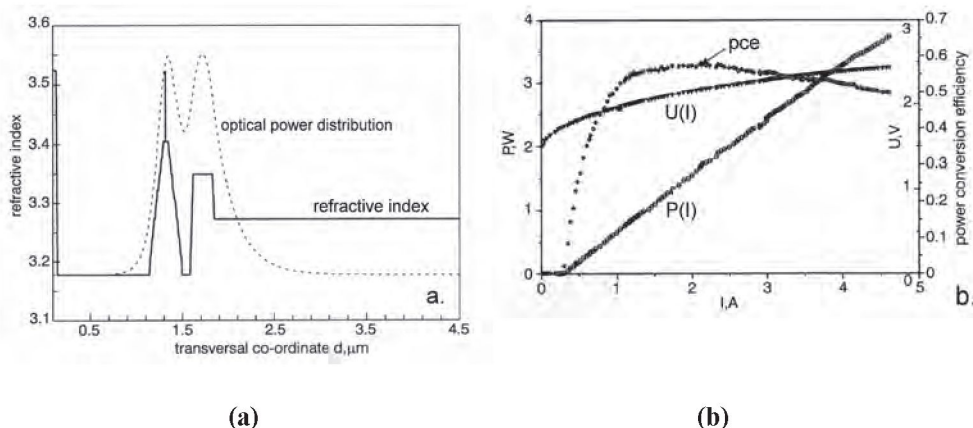
**Fig. 4.** Waveguide profile with an asymmetrically positioned quantum well and calculated optical field distributions for the three lowest transverse modes [3]. The mode description here is different from commonly used, where the fundamental mode's number is 0 (here 1), and so on.

stosunkowo wysoka wartość  $V_0 = 1.635$  V mierzona „odległością” od energii fotonu:  $(V_0 - hv/e) = 0.1$  V dla omawianych tu DL na pasmo 808 nm ( $hv/e = 1.535$  V) w porównaniu z  $(V_0 - hv/e) = 0.046$  V dla DL na pasmo 973 nm ( $hv/e = 1.274$  V) [1]. Zatem wydaje się, że istnieje jeszcze pole do optymalizacji DL na pasmo 800 nm.

Dalszą możliwość podwyższenia PCE stwarza obniżenie  $R_s$  poprzez wprowadzenie heterostruktur asymetrycznych. Wpływ  $R_s$  na PCE jest drugorzędny (2), jednak zaczyna być istotny po zoptymalizowaniu parametrów pierwszorzędnych ( $\eta_p V_0$ ). Ze względu na stosunkowo małą ruchliwość dziur, strona *p* heterostruktury wprowadza główny przyczynek do  $R_s$ . Również ten obszar ma przy montażu „*p* - w dół” główny wpływ na rezystancję termiczną. W heterostrukturach asymetrycznych strona *p* jest zatem pocieniona, przy czym nie powinno i nie musi to powodować pogorszenia innych parametrów [7-8].

Na Rys. 5a przedstawiony jest schemat struktury asymetrycznej na pasmo 970 nm opracowanej w Uniwersytecie Eindhoven. Jest to struktura typu GRIN (*graded-index*) SCH na bazie AlGaAs/InGaAs/GaAs z asymetrią grubości i składów (zawartości Al) warstw ograniczających, z dodatkową warstwą AlGaAs grubości 0.22 μm o dużym współczynniku załamania „wyciągającą” i koncentrującą na sobie pole optyczne

(„*trap layer*”) [7]. To przesunięcie pola optycznego na stronę typu  $n$  powoduje obniżenie strat absorpcyjnych na swobodnych nośnikach (które są mniejsze w ośrodku typu  $n$ ) i jednocześnie pozwala zmniejszyć grubość warstw po stronie  $p$ . Na Rys. 5a przedstawiony jest też rozkład pola optycznego w heterostrukturze DL i na lustrach. Widać, że jest on znacznie poszerzony w stosunku do rozkładu w konwencjonalnej strukturze GRIN SCH, umożliwiając emisję dużych mocy (4 W CW przy  $W = 50 \mu\text{m}$ ,  $L = 2 \text{ mm}$  – Rys. 5b), przy rozbieżności wiązki  $\Theta_{\perp} = 25^{\circ}$  (stosunkowo dużej przy rozszerzonym rozkładzie pola tak, że  $d/T = 0.78 \mu\text{m}$ ). Uzyskano  $J_{th}$  w zakresie  $270 - 400 \text{ Acm}^{-2}$ ,  $\eta_i \cong 0.9$ ,  $\eta_d \cong 0.7$ ,  $\eta_a \cong 1 \text{ cm}^{-1}$  oraz  $\text{PCE} = 0.6$  w tych diodach, zatem gorszą niż w strukturach „rekordowych”, jednak zalety tego rozwiązania mogą się ujawnić dopiero po zastosowaniu tamtych optymalizacji.



**Rys. 5.** Asymetryczna konstrukcja heterostruktur diody laserowej na pasmo 970 nm [7]. Profil współczynnika załamania (a) i charakterystyki P-I-V oraz PCI (b).

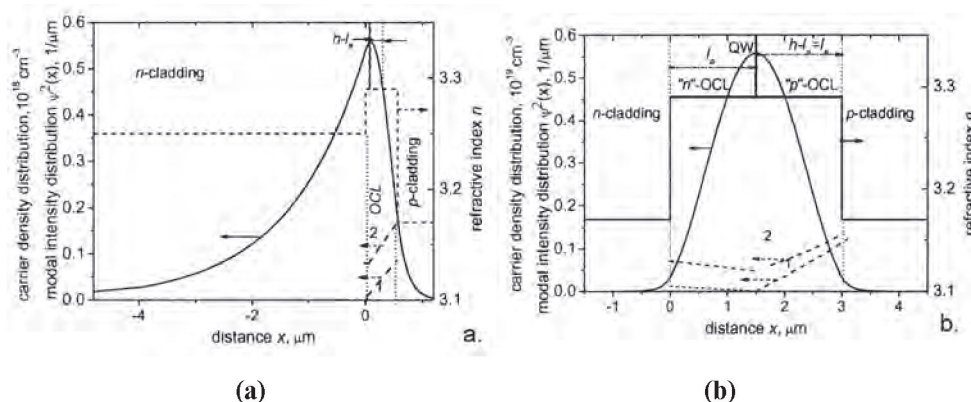
**Fig. 5.** Asymmetric laser heterostructure design for 970 nm band [7]: refractive index profile (a) and P-I-V and PCI (I) characteristics (b).

Inne rozwiązanie heterostruktur asymetrycznej przedstawione jest na Rys. 6 [8-9]. Przesunięcie pola optycznego na stronę  $n$  uzyskuje się tu przez dobór składów warstw ograniczających (*claddings*) i położenie studni kwantowej. W efekcie uzyskuje się też znaczne pocienienie strony  $p$ . Są to wyniki analityczne dla DL na pasmo  $1.55 \mu\text{m}$ .

W ITME prowadzone są prace nad heterostrukturą asymetryczną dla DL dużej mocy na pasmo 790 nm. Schemat jej przedstawiony jest na Rys. 7. Jest to asymetryczna wersja heterostruktur typu DBSCH (*double-barrier SCH*) rozwijanej w ITME dla laserów dużej mocy z małą rozbieżnością wiązki ( $\Theta_{\perp}$ ) na pasmo 800 nm. Jest to także koncepcja z dodaną pasywną warstwą falowodową, co skutkuje charakterystycznym dwugarbnym rozkładem pola optycznego podstawowego (zerowego) modu poprzecznego. Widoczna jest mała grubość obszaru  $p$  prowadząca do obniżenia  $R_s$ .

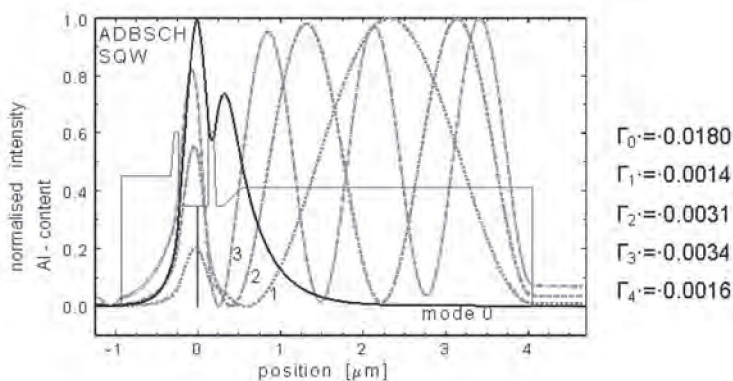


Dalsze szczegóły tej konstrukcji dotyczące rozkładu pola optycznego omówione zostaną w następnych częściach artykułu. Charakterystyki elektrooptyczne (w tym PCE) DL z heterostrukturami asymetrycznymi w zasadzie mogą być nie gorsze od przedstawionych powyżej wartości rekordowych.



**Rys. 6.** Projekt asymetrycznej heterostruktury na pasmo 1.55 μm (a) w porównaniu ze strukturą symetryczną (b) o podobnej wartości  $\Gamma_0$  [9].

**Fig. 6.** An asymmetric heterostructure design for 1.55 μm band (a) in comparison with a symmetrical one (b) of similar  $\Gamma_0$  value [9].



**Rys. 7.** Projekt asymetrycznej heterostruktury na pasmo 790 nm. Zapewniona jest silna preferencja dla podstawowego (zerowego) modu poprzecznego, co wynika z załączonych obliczonych wartości parametru  $\Gamma$  dla kolejnych modów.

**Fig. 7.** An asymmetric heterostructure design for 790 nm band. The fundamental mode is strongly preferred, which follows from attached calculated  $\Gamma$  values for sequent modes.

Widoczne jest, że uzyskane rekordowe wartości PCE są raczej wynikiem starannej optymalizacji konstrukcji przyrządów i perfekcyjnie dopracowanej technologii niż jakichś specjalnych "trickowych" rozwiązań.

### 3. MOŻLIWOŚCI PODWYŻSZENIA PROGU KATASTROFICZNEJ DEGRADACJI LUSTER (COD)

Próg COD wyznacza maksymalną moc promieniowania emitowanego przez DL. Limity wynikające z innych mechanizmów zniszczenia przyrządu są przy obecnym poziomie technologicznym DL przesunięte poza limit COD.

Przez próg COD rozumie się poziom mocy optycznej (i odpowiadający jej prąd diody), powyżej którego następuje bardzo szybki proces o charakterze dodatniego sprzężenia zwrotnego prowadzący do przetopienia luster (w miejscu warstwy aktywnej) wskutek samoabsorpcji promieniowania generowanego w objętości obszaru aktywnego. Przykładowy obraz lustra diody laserowej zniszczonej przez COD przedstawia fotografia SEM na Rys. 8. W praktyce, dla długotrwałej pracy zalecane jest wysterowanie DL nie przekraczające od  $\frac{1}{2}$  do  $\frac{2}{3}$  progu COD.



**Rys. 8.** Fotografia SEM lustra DL po degradacji katastroficznej (dokumentacja ITME).  
**Fig. 8.** SEM microphotograph of catastrophically degraded LD's facet (ITME files).

Mechanizmem inicjującym COD jest rekombinacja powierzchniowa na lustrach, zatem jednym z głównych kierunków projektowania i technologii DL jest minimalizacja tego efektu. Standardowym zabiegiem technologicznym jest pasywacja luster bezpośrednio po ich uformowaniu metodą kontrolowanego łamania płytki - heterostruktury.

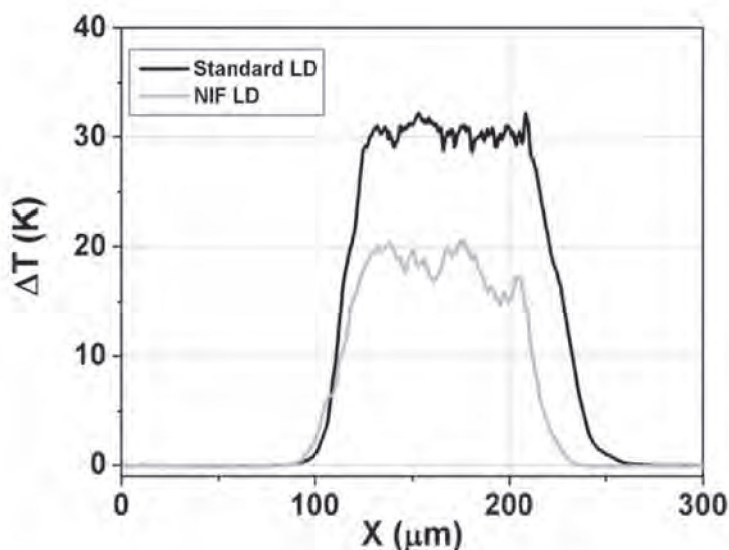
Pasywacja ma na celu wysycenie wiszących wiązań na powierzchni przelomu (jaką jest lustro), co obniża jej aktywność chemiczną, spowalnia utlenianie i tworzenie powierzchniowych stanów defektowych, przez które następuje rekombinacja powierzchniowa. Zakres chemicznych metod pasywacji jest dość szeroki. W przypadku heterostruktur (AlGa)As/GaAs jedną z nowszych i dość skutecznych jest ciąg procesów *in situ* w komorze próżniowej, gdzie kolejno wykonuje się niskoenergetyczne trawienie jonowe azotem i napylenie warstwy pasywującej Si o grubości kilku nm [10-11]. Trawienie reaktywne azotem ma na celu usunięcie tlenków naturalnych, ale ma też własności pasywujące, ponieważ w trakcie tego procesu powstaje bardzo cienka (niestety nie zawsze ciągła) warstwa AlGaN wysycająca częściowo wiszące wiązania. Następnie, w tym samym ciągu procesów *in situ* wykonuje się napylenia pokryć dielektrycznych HR/LR na tylnym i przednim lustrze. Pasywacje i pokrycia dielektryczne są standardem w technologii DL dużej mocy, choć szczegóły są tajemnicą firm lub są chronione patentami.

Bardziej radykalnym sposobem minimalizacji strat absorpcyjnych na lustrach są modyfikacje konstrukcji DL określane ogólnym mianem nieabsorbujących luster NAM (*nonabsorbing mirrors*). Polega to na uformowaniu niewielkich obszarów przy lustrach, zadaniem których jest zmniejszenie prędkości rekombinacji powierzchniowej lub na „wbudowaniu” przy lustrach obszarów o szerszej przerwie energetycznej, co eliminuje problem absorpcji promieniowania generowanego w objętości rezonatora.

Pierwsze z tych rozwiązań polega na ogół na zablokowaniu przepływu prądu pompującego w obszarze paska aktywnego, na odcinkach  $\sim 30 \mu\text{m}$  od każdego z luster (mierząc wzdłuż osi lasera), czyli wyraźnie krótszych niż szerokość paska ( $W$  - rzędu  $100 \mu\text{m}$ ). Brak lub znaczne zmniejszenie przepływu prądu w pobliżu luster eliminuje lub redukuje rekombinację powierzchniową, co ogranicza początkowy wzrost temperatury luster i podwyższa w efekcie próg COD nawet o 30 – 50% według niektórych danych [12].

Tego typu modyfikację konstrukcji NIF (*non-injected at facets*) zastosowano w ITME do DL dużej mocy na pasmo 800 nm skonstruowanych z zastosowaniem heterostruktury GaAsP/(AlGa)As/GaAs o konstrukcji DBSCH (*Double-Barrier SCH*) SQW z naprężeniem rozciągającym studni kwantowej z GaAsP. Blokadę przepływu prądu przy lustrach wytworzono przez płytką implantację jonów  $\text{He}^+$ , jednocześnie z formowaniem paska aktywnego. Wykonana w ITE charakteryzacja porównawcza DL-NIF i konwencjonalnych DL wykonanych z tej samej heterostruktury polegająca

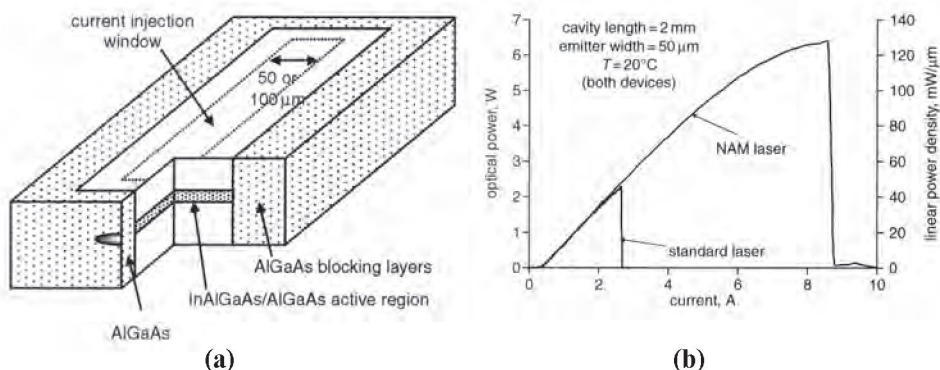
na pomiarze temperatury luster metodą termoodbicia wykazała wyraźne obniżenie temperatury luster w konstrukcji NIF (Rys. 9 [13]).



**Rys. 9.** Rozkład temperatury na lustrze (wzdłuż złącza) DL-NIF i konwencjonalnej DL wykonanych z dwóch fragmentów jednej heterostruktury. Pomiar wykonany metodą termoodbicia [13].

**Fig. 9.** Temperature distribution at the facet (along the junction) of a NIF-LD and conventional LD manufactured from parts of the same epi-wafer. Thermoreflectance method was used for facet temperature measurements.

Drugie rozwiązanie NAM – wbudowanie obszarów przy lustrach (łącznie z lustrami) z materiału szerokoprzerwowego daje jeszcze większe możliwości podwyższenia progu COD, choć technologicznie jest trudniejsze. Na ogół wymaga selektywnego wytrawienia warstw epitaksjalnych w miejscu luster i wbudowanie tam nowego materiału metodą epitaksji selektywnej (np. selektywnej MOVPE). Dość nowy przykład takiej realizacji przez firmę „Quintessence” przedstawiony jest na Rys. 10 [14], gdzie obszary NAM wykonane z AlGaAs otaczają również ścianki boczne struktury laserowej, zmniejszając prędkość rekombinacji powierzchniowej na wszystkich krawędziach, gdzie warstwa aktywna InAlGaAs ma styk z obszarem zewnętrznym. Zastosowanie NAM pozwoliło podwyższyć próg COD 3-krotnie (w stosunku do konwencjonalnych DL z tej samej heterostruktury), jednocześnie poprawiając niezawodność DL [14].



**Rys. 10.** Zastosowanie konstrukcji NAM umożliwiło 3-krotne podwyższenie progu COD w DL na pasmo 808 nm z warstwą aktywną InGaAlAs [14].  $L = 2$  mm,  $W = 50$  μm.

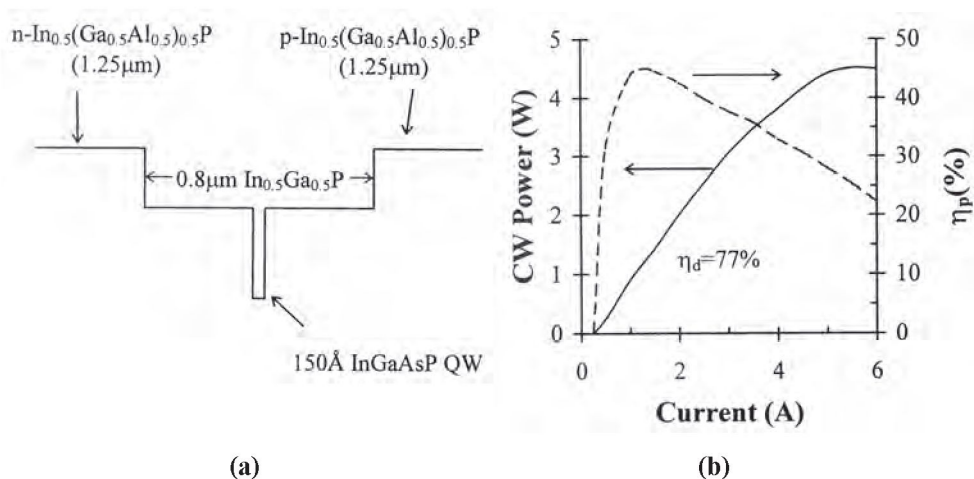
**Fig. 10.** The NAM construction resulted in the 3-fold increase of COD threshold of LD with InGaAlAs active layer intended for  $\lambda = 808$  nm [14].  $L = 2$  mm,  $W = 50$  μm.

Innym sposobem redukcji rekombinacji powierzchniowej jest zastosowanie heterostruktur z materiałów fosforkowych. DL wykonane w tej bazie materiałowej mają znacznie wyższe progi COD w porównaniu z przyrządami z heterostruktur (AlGa)As przy innych podobnych elementach technologii. Dla przykładu, na Rys. 11 przedstawione są charakterystyki CW P-I i PCE(I) diody wykonanej z heterostruktury SQW LOC InGaAsP/InGaP/InGaAlP/GaAs na pasmo 800 nm, gdzie próg COD jest w przybliżeniu dwukrotnie większy niż w DL na bazie (AlGa)As przy podobnych rozmiarach rezonatora (Uniwersytet Wisconsin [15]).

Ponieważ efekt COD ma charakter cieplny, drugim dominującym kierunkiem w rozwiązaniach konstrukcyjnych jest zmniejszanie gęstości pola optycznego w rezonatorze DL i na lustrach. Na ogół odbywa się to przez pogrubienie warstw falowodowych heterostruktury, co prowadzi do obniżenia  $\Gamma$  i jest jednoznaczne ze wzrostem efektywnej grubości falowodu  $d/T$  [3]. Jak wspomniano wcześniej, zabieg ten służy jednocześnie obniżeniu strat w rezonatorze ( $\alpha_r$ ).

Najwyższe wartości progu COD osiągnięte tą metodą przedstawiono w pracy [3] dla DL na pasmo 1.06 μm, gdzie sumaryczna grubość falowodu (wraz z QW) osiągnęła  $D = 1.7$  μm (Rys. 2) oraz w pracach Instytutu FBH [16,17] dla DL na pasmo 800 nm. W wykonanych tam heterostrukturach SQW LOC zastosowano  $D = 2$  μm [16] i 4 μm [17]. Trudno jest porównywać ilościowo osiągnięte moce optyczne z powodu różnych energii fotonu, własności materiałów i różnych rozmiarów rezonatorów ( $L, W$ ). Przykładowe charakterystyki CW P-I-V i PCE(I) dla diody na pasmo 800 nm skonstruowanej z heterostruktury SQW LOC (AlGa)As/GaAs z naprężoną rozciągająco warstwą aktywną (QW) GaAsP i falowodem o grubości  $D \cong 3$  μm przedstawia Rys. 12a [17]. Dla bardzo długiego rezonatora ( $L = 4$  mm)

i szerokiego paska ( $W = 0.2$  mm) uzyskana moc optyczna 15 W w pracy ciągłej (CW) wydaje się jeszcze daleka od progu COD, podczas gdy dla paska  $W = 0.1$  mm limitem wydaje się raczej przegrzanie niż COD.



**Rys. 11.** Profil heterostruktury (a) oraz charakterystyki CW P-I i PCE(I) (b) dla DL na bazie fosforykowej [15]. Rozmiary rezonatora:  $L = 1$  mm,  $W = 0.1$  mm.

**Fig. 11.** Composition profile (a) and P-I and PCE(I) characteristics (b) of DL manufactured from phosphide heterostructure. Cavity size:  $L = 1$  mm,  $W = 0.1$  mm.

Transport nośników w warstwach falowodowych (na ogół nie domieszkowanych) w strukturach LOC jest głównie dyfuzyjny, zatem dalsze poszerzanie ich grubości wydaje się nieuzasadnione, jednocześnie zaobserwowano inne negatywne efekty z tym związane. Ze wzrostem  $D$  (i spadkiem  $T$ ) rośnie gęstość prądu progowego  $J_{th}$ , a wskutek pochylenia pasm energetycznych w obszarze falowodu (również przy występowaniu ponadprogowym) w miarę wzrostu  $D$  rośnie prawdopodobieństwo ucieczki nośników z QW i ich rekombinacji w warstwach falowodowych. Przykładowy teoretyczny rozkład koncentracji swobodnych nośników w warstwach falowodowych o grubości  $\sim 1.5$   $\mu\text{m}$  ( $D = 3$   $\mu\text{m}$ ) pokazany jest na Rys. 6b (skośnymi przerywanymi liniami) dla występowania ponadprogowo DL na pasmo 1.55  $\mu\text{m}$  z heterostrukturą symetryczną [9]. Widać, że koncentracja „wyciekających” nośników w pobliżu granic z warstwami ograniczającymi jest duża - rzędu  $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ , co wynika ze znanych trudności z ograniczeniem nośników w heterostrukturach fosforykowych. Ucieczka nośników powoduje zawsze spadek  $\eta_i$ , wzrost  $\alpha_i$  i wzrost rekombinacji powierzchniowej [9, 17-19], zatem pogorszenie PCE oraz parametrów  $T_0$  i  $T_I$ . Pokazuje to Tab. 1 [17], gdzie ze wzrostem grubości warstwy falowodowej (oznaczonej  $d_{c0}$  tak,

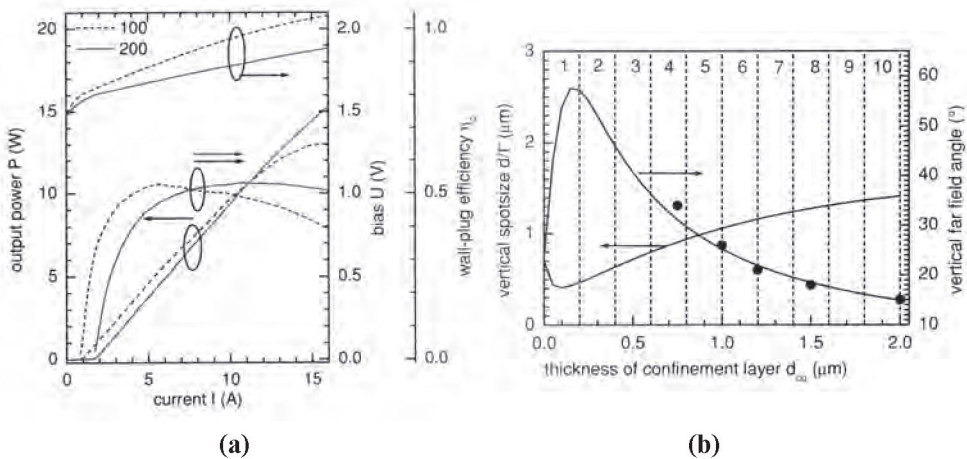
że  $D = 2d_{co} + d_{QW} \cong 2d_{co}$ ) spada rozbieżność wiązki promieniowania, ale parametry wpływające na PCE pogarszają się.

**Tabela 1.** Porównanie parametrów projektowych i parametrów przyrządów wykonanych z kilku wersji (A - E) heterostruktur SQW LOC [17]. Z parametrów dotąd nie definiowanych –  $d_{cl}$  oznacza grubość warstw ograniczających (*cladding layers*),  $\Theta$  oznacza tu  $\Theta_{\perp}$ ,  $\eta_d$  – zewnętrzną sprawność kwantową,  $j_{tr}$  – gęstość prądu przezroczystości,  $\Gamma_{g_0}$  – wzmocnienie optyczne dla modu podstawowego.

**Table 1.** A comparison of design parameters and device characteristics of LDs made from several versions (A – E) of SQW LOC heterostructures [17].

Compilation of data obtained under pulsed operation of as-cleaved devices. Stripe width is  $W = 100 \mu\text{m}$ .

Structure	$L = 1 \text{ mm}$										
	$d_{co}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{cl}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Theta$ ( $^{\circ}$ )	$I_{th}$ (mA)	$S$ ( $\text{W A}^{-1}$ )	$\eta_d$ (%)	$T_0$ (K)	$j_{tr}$ ( $\text{A cm}^{-2}$ )	$\Gamma \cdot g_0$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\eta_i$ (%)	$\alpha_i$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
A	0.75	0.7	34	279	0.694	90	106	141	17.7	97	1.0
B	1.0	0.5	26	291	0.665	86	102	138	16.0	95	1.1
C	1.2	0.4	21	314	0.663	86	100	140	14.8	92	0.8
D	1.5	0.35	18	354	0.645	84	90	148	13.2	88	0.7
E	2.0	0.3	15	402	0.616	80	84	149	11.8	87	0.7



**Rys. 12.** Charakterystyki DL na pasmo 800 nm z falowodem o grubości  $D = (2d_{co} + d_{QW}) = 3 \mu\text{m}$  (FBH Berlin [17]): a) charakterystyki P-I-V, b) zależność efektywnej grubości falowodu ( $d/\Gamma$ ) i rozbieżności wiązki (prostopadle do złącza) od grubości warstwy falowodowej  $d_{co}$ . Rozmiary rezonatora:  $L = 4 \text{ mm}$ ,  $W = 0.1$  i  $0.2 \text{ mm}$ .

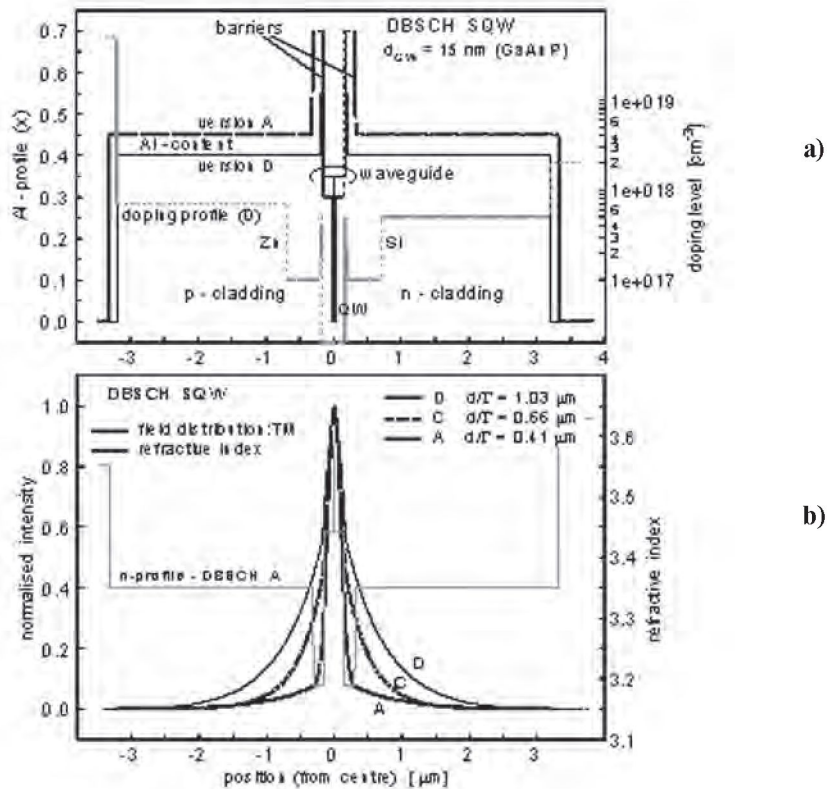
**Fig. 12.** Laser diode for 800 nm band of the waveguide thickness  $D = (2d_{co} + d_{QW}) = 3 \mu\text{m}$  (FBH Berlin [17]): a) P-I-V characteristics b) dependence of the effective waveguide thickness ( $d/\Gamma$ ) and the vertical beam divergence on the waveguide layer thickness  $d_{co}$ . The cavity size:  $L = 4 \text{ mm}$ ,  $W = 0.1$  and  $0.2 \text{ mm}$ .

Ze wzrostem grubości falowodu rośnie też ilość modów poprzecznych, które mogą być przez ten falowód utrzymane. Pokazuje to Rys. 4 [3], gdzie mod podstawowy i dwa następne są prawie całkowicie „zamknięte” w falowodzie, zatem praktycznie nie rozróżniane przez falowód. Na Rys. 12b pokazana jest zależność efektywnej grubości falowodu ( $d/\Gamma$ ) oraz rozbieżności wiązki promieniowania (FWHM) od grubości pojedynczej warstwy falowodowej  $d_{co}$  [17] w strukturze LOC, a w górnej części wykresu pokazana jest ilość modów poprzecznych utrzymywanych przez taki falowód (np. falowód o grubości  $D \cong 3 \mu\text{m}$  ( $d_{co} = 1.5 \mu\text{m}$ ) utrzymuje 8 modów).

W projektowaniu DL zakłada się, że wzbudzenie wyższych modów poprzecznych w falowodzie jest niedopuszczalne – wielomodowa akcja laserowa charakteryzuje się niską sprawnością i złymi parametrami wiązki promieniowania (wysokie  $M_{\perp}^2$ ). Dlatego w przypadku struktur LOC z grubym falowodem, dla stłumienia wyższych modów stosowane są różne rozwiązania dla ich segregacji. Należą do nich asymetryczna lokalizacja QW w falowodzie jak na Rys. 4 [3] oraz zastosowanie cienkich warstw ograniczających (*cladding layers*) o grubości  $d_{cl}$  podanej w Tab. 1 tak, że zanikające „ogony” fali prowadzonej wyższych modów sięgające głębiej w warstwy stratne (bufora i warstwy podkontaktowej) GaAs mają wyższe straty absorpcyjne  $\alpha$ , niż mod podstawowy (zerowy) [16, 17]. W przypadku asymetrycznej lokalizacji QW, jej położenie w falowodzie jest tak zaprojektowane, aby kosztem małego spadku parametru  $\Gamma$  dla modu podstawowego ( $\Gamma_0$ ) i dopuszczalnego wzrostu  $\Gamma$  modów nieparzystych ( $\Gamma_1, \Gamma_3, \dots$ , które w strukturze symetrycznej mają wartości zerowe) uzyskać znaczny spadek wartości  $\Gamma$  dla wyższych modów parzystych. W efekcie, dla wszystkich wyższych modów uzyskuje się  $\Gamma_m \ll \Gamma_0$ .

Alternatywna w stosunku do konstrukcji LOC z bardzo grubym falowodem (D) jest koncepcja heterostruktury, w której szeroki rozkład pola optycznego niezbędny dla utrzymania wysokiego progu COD wynika ze słabego efektu falowodowego związanego z cienkimi warstwami falowodowymi i dodatkowymi warstwami barierowymi. Poprzez grubość i skład tych warstw projektuje się rozkład pola optycznego. Przykładami są DBSCH rozwijana w ITME (Rys. 13) [20-21] i asymetryczna heterostruktura projektowana na pasmo  $1.55 \mu\text{m}$  przedstawiona na Rys. 6a [9]. Zastosowanie cienkiego falowodu zmniejsza prawdopodobieństwo ucieczki nośników z QW, co przekłada się na prawie o rząd wielkości niższą koncentrację nośników w falowodzie (Rys. 6a - skośne przerywane linie) w porównaniu z symetryczną konstrukcją LOC z Rys. 6b. W przypadku obu konstrukcji widoczne jest szerokie wnikanie pola optycznego w warstwy ograniczające, zatem dla zachowania wysokiej sprawności kwantowej i PCE ważny jest odpowiedni profil domieszkowania tych warstw, zapewniający mały współczynnik strat na swobodnych nośnikach  $\alpha_i$ . Na Rys. 13a widoczne są w warstwach ograniczających „wstawione” w tym celu wokół falowodu podwarstwy obniżonego domieszkowania o grubości  $0.5 \mu\text{m}$  w obszarze, gdzie pole optyczne ma jeszcze znaczne natężenie.

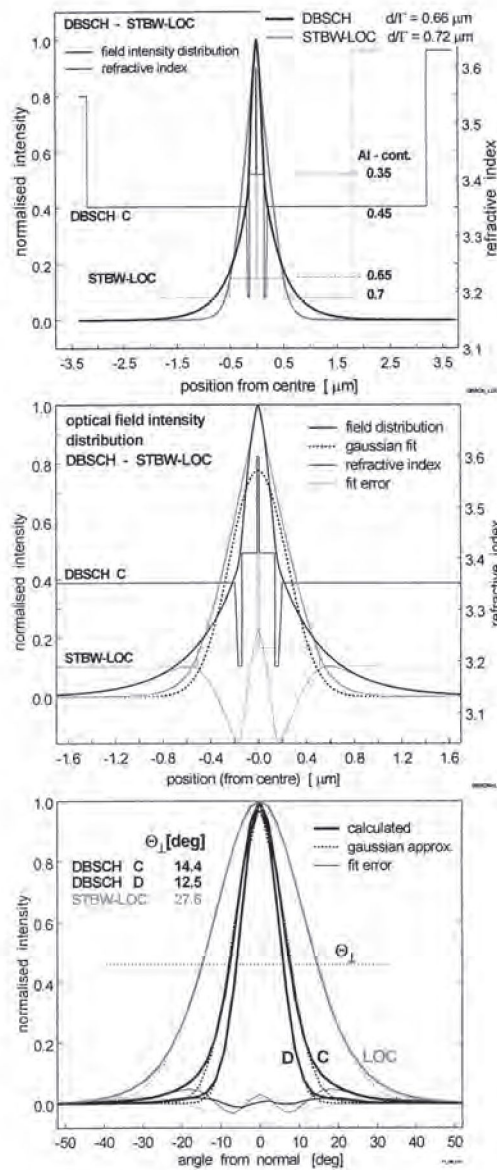




**Rys. 13.** a) profile składu i domieszkowania, b) rozkład pola optycznego w heterostrukturze DBSCH.

**Fig. 13.** Schematic composition and doping profiles (a) and optical field intensity distributions (b) in the DBSCH design.

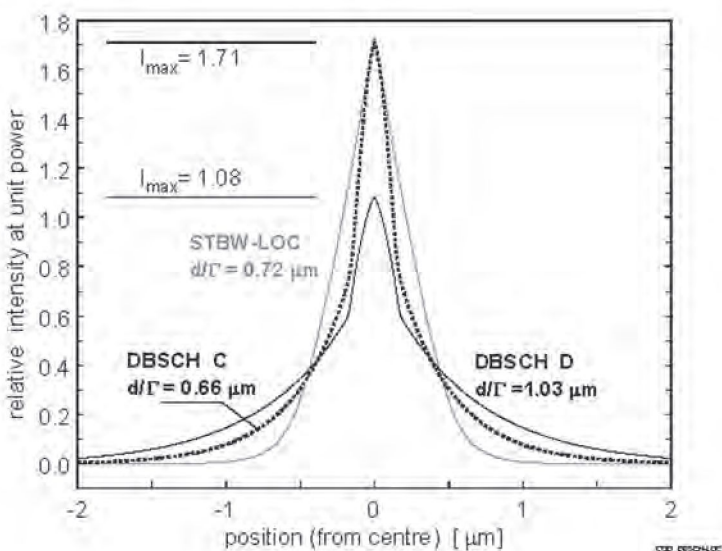
Rys. 13b przedstawia wyliczone rozkłady pola optycznego dla trzech wersji projektowych (A, C, D) struktury DBSCH [20]. Widoczna jest możliwość znacznych modyfikacji rozkładu pola przy stosunkowo niedużych zmianach w parametrach warstw. Na Rys. 14a, b przedstawione jest teoretyczne porównanie rozkładu pola optycznego dla wersji C (dla której uzyskano najlepsze wyniki eksperymentalne) z rozkładem pola dla heterostruktury LOC (o nazwie STBW LOC (*Step Index Broadened Waveguide* LOC) [16])) o grubości falowodu  $W = 1 \mu\text{m}$ . Charakterystyczna jest zbliżona wartość tzw. efektywnej grubości falowodu  $d/T$  dla obu heterostruktur:  $d/T = 0.72 \mu\text{m}$  dla struktury LOC i  $0.66 \mu\text{m}$  dla wersji C (przez co rozumie się w tym wyrażeniu zawsze grubość studni kwantowej). Widoczne jest dość „ciasne” zamknięcie pola optycznego w warstwie falowodu w strukturze LOC i duża szerokość



**Rys. 14.** Porównanie rozkładów pola optycznego w falowodach i charakterystyk kierunkowych diod zbudowanych na heterostrukturach STBW LOC ( $W = 1 \mu\text{m}$ ) i DBSCH ( $W \cong 0.3 \mu\text{m}$ ), o zbliżonych efektywnych grubościach falowodu  $d/\Gamma$ .

**Fig. 14.** A comparison of optical field distributions in the waveguides and directional characteristics of LDs manufactured from the heterostructures STBW LOC ( $W = 1 \mu\text{m}$ ) and DBSCH ( $W \cong 0.3 \mu\text{m}$ ) having similar  $d/\Gamma$  values.

kość poławkowa tego rozkładu w porównaniu z szerokimi „skrzydłami” rozkładu pola wnikaącego w warstwy ograniczające w strukturze DBSCH, przy mniejszej szerokości poławkowej wynikającej z cienkiego falowodu ( $W \cong 0.3 \mu\text{m}$ ). Rozkłady te potrzebne są do porównania progów COD dla DL wykonanych z obu heterostruktur, co przedstawione jest na Rys. 15. Widoczne są tu znormalizowane rozkłady pola optycznego dla heterostruktur DBSCH (wersji C i D) i STBW-LOC [20]. Widać różnice w ich charakterze i szerokości. Rozkłady mają znormalizowane pole, co reprezentuje znormalizowaną moc prowadzoną. Zatem równe wysokości maksimów rozkładów dla wersji C i LOC na Rys. 15 oznaczają zbliżone wartości maksymalnego natężenia pola optycznego i podobne ryzyko COD. Dla tej samej mocy prowadzonej w DL wersji D natężenie pola jest niższe, zatem jeśli nastąpi COD dla wersji C lub LOC, to dla wersji D osiągnięcie progu COD wymaga większej mocy prowadzonej. Ceną za to jest wyższy prąd progowy i gorsze parametry termiczne [17, 21]. Z kolei DL wersji D mają progi COD porównywalne z diodami laserowymi LOC o grub-

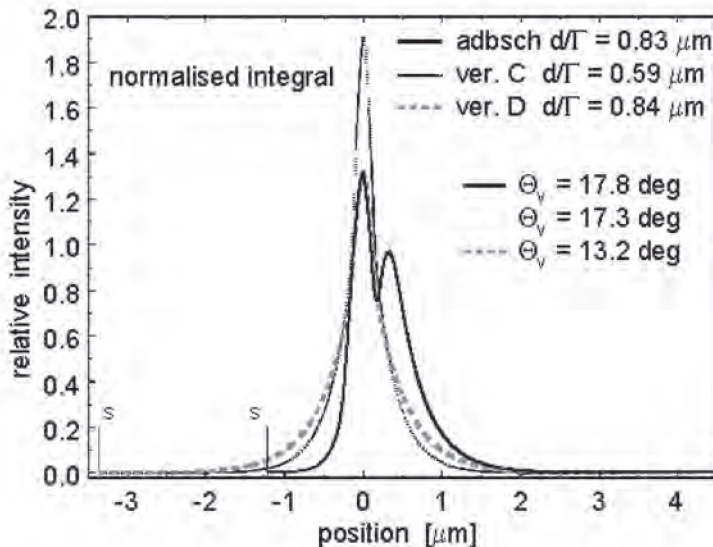


**Rys. 15.** Porównanie rozkładów natężenia pola optycznego ( $I \sim E^2$ ) przy znormalizowanym polu pod krzywą (znormalizowanej mocy prowadzonej ( $P \sim \int E^2 dx$ )) dla heterostruktur DBSCH wersja C i D oraz STBW-LOC. Najniższe  $I_{\max}$  przy stałej  $P$  oznacza najniższe zagrożenie efektem COD.

**Fig. 15.** A comparison of optical field intensity distributions ( $I \sim E^2$ ) having normalized integrals ( $P \sim \int E^2 dx = \text{const}$ ) of DBSCH (versions C and D) and STBW-LOC heterostructures. The lowest  $I_{\max}$  (at constant  $P$ ) means the lowest COD risk.

szych falowodach. Można zatem przyjąć, że heterostruktury, w których moc jest prowadzona szeroką wiązką (z zanikającymi ogonami) poza cienkim falowodem są równie skuteczne dla podwyższenia progu COD jak struktury LOC. Eksperymentalnie potwierdza to asymetryczna konstrukcja przedstawiona na Rys. 5 [7].

Na Rys. 16 przedstawione jest porównanie teoretycznych rozkładów pola optycznego o znormalizowanej mocy prowadzonej dla heterostruktur DBSCH – symetrycznych (jak na Rys. 13) i asymetrycznej (oznaczonej ADBSCH), przedstawionej na Rys. 7. Widać, że odporność na degradację katastroficzną struktury asymetrycznej i symetrycznej wersji D jest podobna, dzięki podobnym efektywnym grubościom falowodu ( $d/\Gamma$ ). Widać też „ciaśniejsze” ograniczenie optyczne w strukturze asymetrycznej, szczególnie od strony  $p$ , powodujące większą rozbieżność wiązki promieniowania (wartości  $\Theta_{\perp}$  podane na Rys. 16). Heterostruktura ta jest zoptymalizowana ze względu na segregację modów poprzecznych, co pokazują na Rys. 7 wyliczone wartości parametru  $I$  dla kilku najniższych modów. Wszystkie rozkłady pola optycznego na Rys. 16 są centrowane na warstwie aktywnej ( $position = 0$ ), a pionowe kreski ze znakiem S oznaczają położenie powierzchni heterostruktury. Zatem struktura ADBSCH z wysokim progiem COD i z najmniejszymi rezystancjami wydaje się bardzo perspektywiczna dla DL dużej mocy.



**Rys. 16.** Porównanie znormalizowanych rozkładów pola optycznego w falowodach asymetrycznej (ADBSCH) i symetrycznych (wersja C i D) heterostruktur DBSCH.

**Fig. 16.** A comparison of normalized optical field intensity distributions in the waveguides of asymmetric (ADBSCH) and symmetric (C and D) versions of the DBSCH.

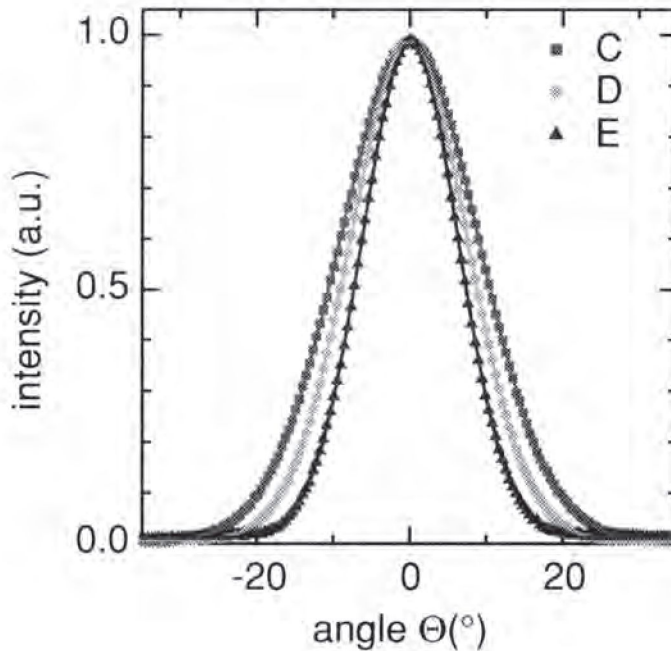
#### 4. MOŻLIWOŚCI OPTIMALIZACJI WIĄZKI PROMIENIOWANIA

Maksymalną możliwość ogniskowania zapewnia wiązka gaussowska, wyznaczając limit dyfrakcyjny opisany wzorem (1) dla  $M^2 = 1$ . Dlatego w konstrukcji diod laserowych powszechnie jest staranie o jak najbliższy gaussowskiemu rozkład pola fali prowadzonej w falowodzie heterostruktury. Dość wcześnie udowodniono teoretycznie [22], że rozkład pola fali prowadzonej w dielektrycznym falowodzie płytowym można dość dokładnie przybliżyć rozkładem gaussowskim. Przypadek fali prowadzonej w heterostrukturze LOC z grubym falowodem jest prawie identyczny, ponieważ wpływ studni kwantowej jest tu minimalny. Rozkład pola w strefie dalekiej FF (*far-field distribution*) jako transformata Fouriera rozkładu na lustrze DL jest zatem również gaussowski.

W diodach z heterostrukturą STBW LOC [16] i diodach LOC z bardzo grubym falowodem [17] wykonanych na pasmo 800 nm w FBH (Berlin) rozkłady pola fali prowadzonej są bardzo zbliżone do gaussowskiego. Prowadzony jest wyłącznie mod podstawowy dzięki wspomnianemu wcześniej rozwiązaniu z cienkimi warstwami ograniczającymi, zapewniającemu segregację wyższych modów poprzecznych. Rozkład pola optycznego dla DL STBW LOC na Rys. 14a, b został zamodelowany [20] na podstawie opublikowanego opisu struktury [16]. Przedstawiona jest też aproksymacja gaussowska oraz funkcja błędu (*fit error*). Charakterystyki kierunkowe na Rys. 14c są wyliczonymi rozkładami FF odpowiadającymi rozkładowi fali prowadzonej (i rozkładowi pola optycznego na lustrze) z Rys. 14a, b. Tak wyznaczona szerokość połówkowa ( $\Theta_{\perp} = 27.6^{\circ}$ ) rozkładu FF dla DL STBW LOC odpowiada podanej przez autorów wartości eksperymentalnej  $27^{\circ}$  [16], zatem pomimo grubego falowodu rozbieżność jest jeszcze dość duża. Na Rys. 14c widać dobrą zgodność tego rozkładu FF z gaussowskim.

Jeszcze lepsze przybliżenie do rozkładu Gaussa uzyskano w strukturach LOC z bardzo grubymi falowodami (wartość  $W$  do  $4 \mu\text{m}$ ) [17]. Jednak ważniejszym celem pogrubienia falowodu jest (oprócz podwyższenia progu COD) zmniejszenie rozbieżności wiązki promieniowania w płaszczyźnie prostopadłej do złącza, co byłoby korzystne dla wielu aplikacji diod laserowych. Przy wzroście  $W$  do  $4 \mu\text{m}$  rozbieżność wiązki (mierzona szerokością połówkową  $\Theta_{\perp}$ ) została zredukowana do  $15^{\circ}$ , co ilustruje Rys. 17 i odpowiednia kolumna w Tab. 1. Charakterystyki P-I-V na Rys. 12a dotyczą heterostruktury o parametrach  $W = 3 \mu\text{m}$  i  $\Theta_{\perp} = 18^{\circ}$ . Jednak, jak widać z Tab. 1, pogrubianie falowodu powoduje pogorszenie sprawności DL i parametrów termicznych ( $T_{\theta}$ ,  $T_I$ ) wskutek rosnącego prawdopodobieństwa ucieczki nośników z QW, o czym była mowa wcześniej. Zatem rozwiązanie to osiągnęło swój limit.

Możliwości dalszego zmniejszenia rozbieżności wiązki promieniowania DL przy utrzymaniu lepszej sprawności i parametrów termicznych daje struktura DBSCH.



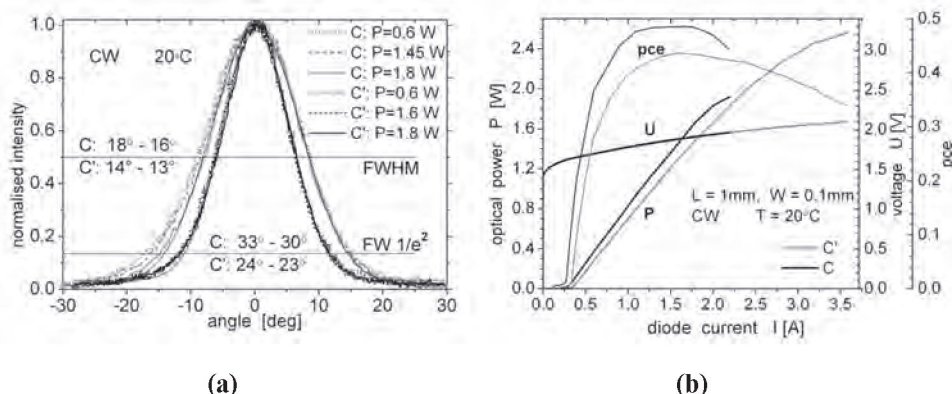
**Rys. 17.** Charakterystyki kierunkowe dla diod laserowych LOC z bardzo grubymi falowodami [17]. Punkty na charakterystykach przedstawiają dane pomiarowe, a linie aproksymację gaussowską. C: dla  $W = 2.4 \mu\text{m}$ , D:  $W = 3 \mu\text{m}$ , E:  $W = 4 \mu\text{m}$ .

**Fig. 17.** Directional characteristics of LDs manufactured from LOC hetero structure of very thick waveguides [17]. Experimental points exactly fit gaussian approximations given by lines. The waveguide thickness  $W = 2.4 \mu\text{m}$ ,  $3 \mu\text{m}$  and  $4 \mu\text{m}$  for C, D and E versions, respectively.

Szerszy i bardziej wygładzony rozkład pola w falowodzie tej heterostruktury w porównaniu z STBW LOC (Rys. 14a, b) można interpretować jako szczelinę emitującą o bardziej „rozmytych”, krawędziach, co powoduje mniejsze ugięcie dyfrakcyjne i w efekcie mniejszą rozbieżność wiązki emitowanej. Przedstawia to Rys. 14c, gdzie teoretyczne wartości  $\theta_{\perp}$  są rzędu  $13 - 15^{\circ}$  [20]. Interesujące jest, że charakterystyki kątowe struktury DBSCH dobrze mieszczą się w profilu gaussowskim (podobnie jak charakterystyki struktury LOC, co pokazują zbliżone amplitudy rozkładów funkcji błędu (*fit error*) (Rys. 14c), podczas gdy rozkład pola w falowodzie nie jest gaussowski (Rys. 14b). Może to mieć wpływ na jaskrawość tych DL (B - wg definicji (1)), jednak nie zostało to dotąd sprawdzone eksperymentalnie.

Cienki falowód heterostruktury DBSCH ( $W \cong 0.3 \mu\text{m}$ ) i jednocześnie dostateczna głębokość studni kwantowej powodują, że prawdopodobieństwo ucieczki nośników jest małe.

Pomiary DL DBSCH pracujących w warunkach CW potwierdzają niskie rozbieżności wiązki (do  $18 - 16^\circ$  i  $14 - 13^\circ$ , zależnie od wersji projektowej) w szerokim zakresie wysterowania (do 2 W dla  $L = 1 \text{ mm}$ ,  $W = 0.1 \text{ mm}$ ). Pokazuje to Rys. 18a [21]. Rozkłady kątowe są zbliżone do gaussowskich, szczególnie dla wersji C' (ze słabszym falowodem, mniejszą rozbieżnością i większą mocą maksymalną). Są to najniższe opisane w literaturze rozbieżności wiązki promieniowania DL w paśmie 800 nm. Jednocześnie z Tab. 2 wynika, że parametry  $T_0$  i  $T_1$  są wyraźnie wyższe w stosunku do DL LOC o podobnych rozbieżnościach.



**Rys. 18.** Eksperymentalne charakterystyki kierunkowe (a) i charakterystyki P-I-V (b) diod DBSCH. Cienkie linie ciągle pokazują aproksymacje gaussowskie.

**Fig. 18.** Experimental directional (a) and P-I-V (b) characteristics of DBSCH LDs. Thin solid lines show the gaussian approximations.

**Tabela 2.** Porównanie parametrów projektowych wersji C i C' heterostruktury DBSCH oraz charakterystyk elektrooptycznych i temperaturowych diod laserowych z nich wykonanych.

**Table 2.** A comparison of design parameters of the C and C' versions of the DBSCH and of electrooptical and temperature characteristics of LDs manufactured from these heterostructures.

ver.	calculated			pulsed (400 ns, 5 kHz) ( $\sim 23^\circ\text{C}$ )				CW ( $20^\circ\text{C}$ )		
	$\Gamma$	$d/\Gamma$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Theta_{\perp}$ [ $^\circ$ ]	$I_{\text{th}}$ [A]	S [W/A]	$T_0$ [K]	$T_1$ [K]	$I_{\text{th}}$ [A]	$S_{\text{CW}}$ [W/A]	$\Theta_{\perp}$ [ $^\circ$ ]
C	0.0255	0.587	17.3	0.23 - 0.32	1.15-1.28	110 - 120	300 - 370	0.23 - 0.32	1.05 - 1.17	18 - 16
C'	0.0187	0.803	13.1	0.32 - 0.43	1.05 - 1.2	77 - 80	170 - 190	0.33 - 0.41	0.9 - 1.07	14 - 13

Charakterystyki P-I-V i PCE(I) na Rys. 18b pokazują osiągnięty zakres wysterowań i mocy optycznych typowy dla zastosowanych rozmiarów rezonatora ( $L = 1 \text{ mm}$ ,  $W = 0.1 \text{ mm}$ ) i bazy materiałowej (a nawet szerszy od typowego dla wersji C'). Zbyt niska wartość  $PCE = 0.48$  pozostawia pole dla dalszych prac.

## 5. PODSUMOWANIE

Przedstawione wyniki prac laboratoriów przodujących w konstrukcji diod laserowych dużej mocy wskazują, że wysokie moce optyczne i sprawności energetyczne stosunkowo łatwiej osiągalne są w zakresie dłuższych fal  $0.94 - 1.1 \text{ }\mu\text{m}$ . Przy tej względnie niskiej energii kwantu wysoki próg COD pozwala na zastosowanie stosunkowo cienkich falowodów, co ułatwia uzyskanie wysokich sprawności. Wysoka jakość wiązki wynika z gaussowskiego rozkładu pola optycznego w falowodzie, jednak rozbieżności wiązki są stosunkowo duże.

Widać też, że zadanie minimalizacji rozbieżności wiązki może być realizowane na ogół niesprzecznie z zabiegami służącymi podwyższeniu progu COD. Jednak związana z tym tendencja do pogrubiania falowodu prowadzi w przypadkach ekstremalnych do obniżenia sprawności energetycznej (PCE) i pogorszenia parametrów cieplnych. W paśmie  $800 \text{ nm}$  bliskie optimum wydają się DL zbudowane na heterostrukturach LOC z falowodem pogrubionym do  $3 \text{ }\mu\text{m}$ , gdzie uzyskano małe rozbieżności i wysoki próg COD przy  $PCE > 0.5$ . Perspektywiczne wydają się też struktury fosforkowe, gdzie z powodu trudności z ograniczeniem nośników trudno jest uzyskać tak wysokie wartości PCE, ale osiągalne są znacznie większe moce optyczne. Istnieje tam jeszcze pole do optymalizacji.

W paśmie  $800 \text{ nm}$  symetryczna DBSCH zapewnia obecnie najniższe rozbieżności wiązki promieniowania przy utrzymaniu akceptowalnych parametrów termicznych diod laserowych. Wiązka ma rozkład bardzo zbliżony do gaussowskiego, zatem powinno być możliwe skonstruowanie DL o dużej jaskrawości. Parametry energetyczne DL DBSCH osiągnięte dotąd w ITME mogą być jeszcze poprawione - elementem limitującym będą prawdopodobnie rezystancje (elektryczna i cieplna) wynikające z dość grubych warstw ograniczających. W tym względzie lepszym rozwiązaniem mogą okazać się heterostruktury asymetryczne (w tym ADBSCH), jednak niemożliwe będzie tam utrzymanie najniższych rozbieżności wiązki osiągniętych w konstrukcjach symetrycznych. Warto dodać, że kątowy rozkład promieniowania emitowanego z heterostruktur asymetrycznych (również tych z pasywną warstwą falowodową, jak ADBSCH) jest w przybliżeniu symetryczny, co wynika z modelowania i ma potwierdzenie w eksperymencie.

Przedstawiony przegląd wskazuje na zasadnicze znaczenie starannej optymalizacji konstrukcji przyrządów i perfekcyjnego dopracowania technologii dla osiągnięcia oczekiwanych parametrów.



## LITERATURA

- [1] Kanskar M., Earles T., Goodnough T.J., Tiers E., Botez D., Mawst L.J.: 73% CW power conversion efficiency at 50 W from 970 nm diode laser bars, *Electron. Letters*, 41, 5 (2005) 245-247
- [2] Knigge A., Erbert G., Jönsson J., Pittroff, Staske R., Sumpf B., Weyers M., Tränkle G.: Passively cooled 940 nm laser bars with 73% wall-plug efficiency at 70 W and 25°C, *Electron. Letters*, 41, 5 (2005) 250-251
- [3] Pikhtin N.A., Silpchenko S.O., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I.: 16 W continuous-wave output power from 100  $\mu\text{m}$ -aperture laser with quantum well asymmetric heterostructure, *Electron. Lett.*, 40, 22 (2004) 1413-1414
- [4] Wang J., Smith B., Xie X., Wang X., Burnham G.T. : High-efficiency diode lasers at high output power, *Appl. Phys. Lett.*, 74, 11 (1999) 1525-1527
- [5] Wilcox J.Z., Peterson G.L., Ou S., Yang J.J., Jansen M., Schechter D.: Gain- and threshold-current dependence for multiple quantum well lasers, *J. Appl. Phys.*, 64 (1988) 6564-6567
- [6] Zorrry P.S., Ed.: Quantum Well Lasers, Academic Press Inc., San Diego (1993)
- [7] Iordache G. et al.: High power CW output from low confinement asymmetric structure diode laser, *Electron. Lett.*, 35, 2 (1999) 148-149
- [8] Ryvkin B.S., Avrutin E.A.: Improvement of differential quantum efficiency and power output by waveguide asymmetry in separate-confinement-structure diode lasers, *IEEE Proc.-Optoelectron.*, 151, 4 (2004) 232-236
- [9] Ryvkin B.S., Avrutin E.A.: Effect of carrier loss through waveguide layer recombination on the internal quantum efficiency in large-optical-cavity laser diodes, *J. Appl. Phys.*, 97, 11 (2005) 113106
- [10] Silfvenius C., Lindstrom C., Feitisch A.: Native-nitride passivation eliminates facet failure, *Laser Foc. World*, 11, (2003) 69-73
- [11] Horie H. et al.: Reliability improvement of 980-nm laser diodes with a new facet passivation process, *IEEE JSTQE*, 5, 3 (1999) 832-838
- [12] Sagawa M., Hiramoto K., Toyonaka T., Shinoda K., Uomi K.: High power COD-free operation of 0.98  $\mu\text{m}$  InGaAs/GaAs/InGaP lasers with noninjection regions near the facets, *Electron Lett.*, 30, 17 (1994) 1410-1411
- [13] Ochalski T. et al.: Thermoreflectance measurements of the temperature distribution in laser diodes with non injected facets, *MRS Proceedings*, (accepted for publication)
- [14] Lammert R.M., Osowski M.L., Oh S.W., Panja C., Ungar J.E.: High power (> 10 W from 100  $\mu\text{m}$  aperture) high reliability 808 nm InGaAlAs broad area laser diodes, *Electron Lett.*, 42, (2006) 535-536
- [15] Wade J.K., Mawst L.J., Botez D.: High continuous wave power 0.8  $\mu\text{m}$ -band, Al-free active-region diode lasers, *Appl. Phys. Lett.*, 70, 2 (1997) 149-151

- [16] Sebastian J. et al.: High power 810-nm GaAsP-AlGaAs diode lasers with narrow beam divergence, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 7, 2 (2001) 334-339
- [17] Knauer A. et al.: High-power 808 nm lasers with a super-large optical cavity, *Semiconductor Sci. Technol.*, 20, 6 (2005) 621-624
- [18] Ryvkin B.S., Avrutin E.A.: Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers, *J. Appl. Phys.*, 97, 12 (2005) 123103
- [19] Asryan L.V. et al.: Internal efficiency of semiconductor lasers with a quantum-confined active region, *IEEE JQE*, 39, 3 (2003) 404-418
- [20] Maląg A.: Beam divergence and COD issues in double barrier separate confinement heterostructure laser diodes, *Bulletin of the Polish Academy of Sciences, Technical Sciences*, 53, 2 (2005) 167-173
- [21] Maląg A. et al.: High power low vertical beam divergence 800 nm-band double-barrier-SCH GaAsP/(AlGa)As laser diodes, *IEEE PTL* (2006) in press
- [22] Botez D., Ettenberg M.: Beamwidth approximations for fundamental mode in symmetric double-heterojunction lasers, *IEEE Journal Quant. Electron.*, QE-14, 11 (1978) 827-830

## SUMMARY

### HIGH POWER LASER DIODES – DESIGN OPTIMISATION ISSUES

Current achievements in the field of high-power laser diodes (LD) construction are briefly presented. The scope has been limited to issues of heterostructure optimisation in terms of the parameters the most important for high power devices, such as power conversion efficiency (PCE), COD level and an emitted beam quality ( $M^2$  and divergence). Presented results (of leading laboratories and ITME) indicate that simultaneous maximisation of these parameters is very difficult. There is a wide diversity of the record-high attainments in terms of preferred design solutions and due to different wavelengths and material systems.

*Praca jest sponsorowana przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w ramach Projektu PBZ-MIN-009/T11/2003.*