

Projekt kompaktowego lasera typu VECSEL wykonanego na bazie materiałów azotkowych

Streszczenie. W pracy przedstawiono projekt azotkowego lasera typu VECSEL z obszarem czynnym InGaN/GaN przeznaczonych do generacji promieniowania o długości fali ok. 450 nm. Do pompowania zaproponowano matrycę laserów azotkowych pracującą na fali ciągłej. Dzięki temu prezentowany laser potencjalnie również umożliwia emisję promieniowania w reżimie ciągłym – w odróżnieniu od dotychczas zademonstrowanych konstrukcji tego typu. Ponadto, użycie źródła pompującego cechującego się większą długością emitowanej fali niż stosowane do tej pory w tym celu lasery barwnikowe, azotowe i Nd:YAG pozwala zredukować defekt kwantowy i poprawić własności cieplne całego przyrządu. Dzięki wykorzystaniu układu zapewniającego osiem pełnych przebiegów wiązki pompującej przez obszar czynny możliwe jest uzyskanie całkowitej sprawności konwersji mocy pompującej na moc emitowaną rzędu 26%.

Abstract: A concept of the nitride-based VECSEL with the InGaN/GaN active region designed to generate radiation around 450 nm has been presented. An array of nitride-based continuous-wave laser diodes has been proposed to pump the quantum wells in the active region. This enables a continuous-wave operation of the presented laser, in contrast to the nitride VECSELS demonstrated so far. Moreover, using a nitride-based array instead of dye, N₂ or Nd:YAG lasers results in reduction of the quantum defect, which contributes to better thermal properties of the device. The external efficiency as high as 26% can be achieved by using a multi-pass pump setup. (**Concept of the compact nitride-based VECSEL**).

Słowa kluczowe: VECSEL, InGaN/GaN, materiały azotkowe, pompowanie optyczne z wielokrotnym przebiegiem wiązki, symulacja komputerowa, model numeryczny

Keywords: VECSEL, InGaN/GaN, nitrides, multi-pass optical pumping, computer simulation, numerical model

Wprowadzenie

Lasery półprzewodnikowe o emisji powierzchniowej z zewnętrzną pionową wnęką rezonansową (ang. *vertical-external-cavity surface-emitting lasers*, w skrócie VECSEL) łączą w sobie zalety laserów półprzewodnikowych o emisji krawędziowej i powierzchniowej oraz laserów dyskowych opartych na ciele stałym, dzięki czemu umożliwiają generację promieniowania o stosunkowo dużej mocy i jednocześnie doskonałej jakości wiązki. Emisję w zakresie spektralnym barwy niebieskiej i zielonej można uzyskać wykorzystując do konstrukcji lasera materiały azotkowe z grupy III-V. Dotychczas zademonstrowane struktury laserów typu VECSEL z obszarem czynnym InGaN/GaN umożliwiają emisję promieniowania o długości fali od ok. 390 do 440 nm [1–3]. Problemem ograniczającym efektywną pracę tych przyrządów jest jednak brak wydajnych źródeł promieniowania, które mogłyby zostać wykorzystane do pompowania ich obszarów czynnych. Prezentowane struktury pobudzano przy pomocy lasera barwnikowego (384 nm) pompowanego laserem azotowym (337 nm) bądź wykorzystując układ generujący trzecią harmoniczną z lasera Nd:YAG (355 nm). Oba układy pompujące pracowały w sposób impulsowy, co uniemożliwiało uzyskanie pracy ciągłej zasilanego lasera. W pierwszym przypadku wynikało to z samej zasady działania lasera azotowego, w drugim – z zastosowania techniki modulacji dobroci pozwalającej zwiększyć sprawność generacji trzeciej harmonicznnej. Ponadto, układy te cechowały się dużymi rozmiarami i znacznym stopniem skomplikowania. Dobrą alternatywą dla przedstawionych źródeł pompujących wydają się matryce azotkowych laserów krawędziowych, które w ostatnich latach umożliwiają uzyskanie coraz większej mocy wyjściowej i jednocześnie cechują się małymi wymiarami [4, 5]. W związku z tym w prezentowanym projekcie do pompowania lasera wykorzystano matrycę emitującą promieniowanie o długości fali ok. 405 nm. Zastosowanie fali o większej długości (w porównaniu do dotychczas stosowanym źródeł pompujących) pozwala zmniejszyć tzw. defekt kwantowy, rozumiany w tym przypadku jako różnica pomiędzy energią fotonu pompującego a emitowanego, i tym samym poprawić własności cieplne całego przyrządu [6]. Wadą jest

natomiast niemożność generacji nośników w barierach z GaN rozdzielających studnie kwantowe, jak ma to miejsce np. w strukturach z prac [1, 2], co wynika z faktu, że GaN nie pochłania promieniowania o tej długości fali. Oznacza to, że laser musi być pompowany bezpośrednio w studniach kwantowych. Ze względu na małą grubość studni ilość promieniowania pompującego pochłanianego przy jednym przebiegu wiązki pompującej nie przekracza kilku procent. Uzyskanie wysokiej sprawności przyrządu wymaga więc zapewnienia wielokrotnego przebiegu wiązki pompującej przez obszar czynny.

W pracy przedstawiono projekt azotkowego lasera typu VECSEL pompowanego promieniowaniem o długości fali 405 nm i umożliwiającego emisję promieniowania o długości fali ok. 450 nm. Obliczenia zostały przeprowadzone z wykorzystaniem numerycznego modelu lasera typu VECSEL opracowanego w Zespole Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej. Opis poszczególnych modułów do symulacji rozptyłu ciepła, dyfuzji nośników, propagacji promieniowania oraz algorytmu obliczeń samouzgodnionych można znaleźć w pracy [7]. Szczegóły dotyczące wyznaczania wzmocnienia w analizowanym laserze zawarto natomiast w kolejnym rozdziale niniejszej pracy.

Azotkowy obszar czynny

Obszary czynne laserów azotkowych wykonywane są w postaci wielokrotnych studni kwantowych MQW (ang. *multi quantum well*) z materiałów InGaN/InAlGaN. Uzyskanie większej długości emitowanej fali wymaga zwiększenia zawartości indu w studniach kwantowych. Powoduje to m.in. powstawanie bardzo dużych naprężeń w strukturze i efektów piezoelektrycznych. Wbudowane pola elektryczne są źródłem kwantowego efektu Starka QCSE (ang. *quantum-confined Stark effect*), który zmniejsza wzmocnienie optyczne oraz utrudnia transport nośników między studniami kwantowymi. Konsekwencją tego jest potrzeba ograniczenia liczby studni oraz ich szerokości, co ogranicza swobodę projektowania obszaru czynnego. Wyznaczenie wzmocnienia materiałowego w azotkowych obszarach czynnych musi więc uwzględniać powyżej opisane zjawiska fizyczne oraz ich wzajemne powiązania.

Poniżej opisano najważniejsze elementy modelu umożliwiającego wyznaczenie wzmocnienia i luminescencji w azotkowych obszarach czynnych przeznaczonych do emisji promieniowania w zakresie spektralnym (400–500 nm).

Luminescencję I obszaru czynnego można wyznaczyć, korzystając z zależności [8]:

$$(1) \quad I(E) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int l_m(\varepsilon) \Lambda(E - \varepsilon) d\varepsilon,$$

gdzie: E – energia fotonu. Sumowanie odbywa się po wszystkich dostępnych parach stanów m , a całkowanie po całym zakresie energii ε . Parametr l_m występujący we wzorze (1) jest opisany następującą zależnością:

$$(2) \quad l_m(\varepsilon) = \frac{n_R e^2 \varepsilon}{\pi m_0^2 c^3 \varepsilon_0 \hbar} \rho^{2D}(\varepsilon) |M|^2 f_c[E_c(m, \varepsilon)] \{1 - f_v[E_h(m, \varepsilon)]\},$$

gdzie: n_R – współczynnik załamania, e – ładunek elementarny, m_0 – spoczynkowa masa elektronu, c – prędkość światła w próżni, ε_0 – przenikalność elektryczna próżni, \hbar – stała Diraca, ρ^{2D} – dwuwymiarowa zredukowana gęstość stanów, $|M|^2$ – element macierzowy przejścia, f_c , f_v – funkcje rozkładu Fermiego-Diraca dla pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego, E_c , E_h – energie rekombinującego elektronu i rekombinującej dziury. Funkcja Λ opisująca poszerzenie ma postać:

$$(3) \quad \Lambda(E - \varepsilon) = \frac{1}{\pi \tau_{sp} \left[\frac{(E - \varepsilon)^2}{\hbar^2} + \frac{1}{\tau_{sp}^2} \right]},$$

gdzie: τ_{sp} – czas życia emisji spontanicznej.

Wartość luminescencji, jaką można obliczyć ze wzorów (1–3) odpowiada liczbie przejść rekombinacyjnych, w których generowane są fotony, zachodzących w jednostkowej objętości oraz w jednostkowym czasie. Wartość ta jest proporcjonalna do luminescencji, jaką można zmierzyć po uprzednim przeniesieniu elektronów z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego w wyniku oddziaływania zewnętrznego czynnika wzbudzającego. Istnieje kilka takich czynników. Przykładowo mogą to być temperatura lub strumień fotonów. Mówimy wtedy odpowiednio o termoluminescencji lub fotoluminescencji. Istotne jest jednak to, że mierzona luminescencja związana jest tylko z częścią przejść rekombinacyjnych. Wpływ na to ma chociażby absorpcja promieniowania, do której może dojść zarówno w warstwach sąsiadujących z obszarem czynnym, jak i w samym obszarze czynnym. Dlatego też spektralne widma luminescencji prezentuje się najczęściej w postaci unormowanych rozkładów, na których występujące piki są ściśle związane z różnicą energii pomiędzy poziomami, między którymi następują przejścia rekombinacyjne.

Zależność opisującą wzmocnienie materiałowe g można zapisać w postaci analogicznej do wzoru (1) [9]:

$$(4) \quad g(E) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int g_m(\varepsilon) \Lambda(E - \varepsilon) d\varepsilon,$$

gdzie parametr g_m wyraża się wzorem:

$$(5) \quad g_m(\varepsilon) = \frac{\pi e^2 \hbar}{n_R m_0^2 c \varepsilon_0 \varepsilon} \rho^{2D}(\varepsilon) |M|^2 \{f_c[E_c(m, \varepsilon)] - f_v[E_h(m, \varepsilon)]\}.$$

Występująca we wzorze (5) funkcja Λ opisująca poszerzenie zależy tym razem od czasu życia emisji wymuszonej τ_{st} :

$$(6) \quad \Lambda(E - \varepsilon) = \frac{1}{\pi \tau_{st} \left[\frac{(E - \varepsilon)^2}{\hbar^2} + \frac{1}{\tau_{st}^2} \right]}.$$

Spektralne rozkłady luminescencji i wzmocnienia wyznaczone są przy zastosowaniu Złotej Reguły Fermiego [10] w przybliżeniu parabolicznych pasm.

Wyznaczanie luminescencji oraz wzmocnienia materiałowego poprzedzone było obliczeniami umożliwiającymi określenie struktury pasmowej obszaru czynnego. W modelu przyjęto, że wartość natężenia pola elektrycznego w każdej z warstw jest stała. Przy takim założeniu można stosować następujące wzory opisujące położenie krawędzi pasm przewodnictwa E_c i walencyjnego E_v w spolaryzowanej strukturze:

$$(7) \quad E_c(z) = E_{c,0} + eFz,$$

$$(8) \quad E_v(z) = E_{v,0} + eFz,$$

w których $E_{c,0}$ i $E_{v,0}$ oznaczają położenie krawędzi pasm odpowiednio przewodnictwa i walencyjnego dla niespolaryzowanej struktury, F jest natężeniem pola elektrycznego w rozpatrywanej warstwie, a z oznacza współrzędną położenia wzdłuż osi równoległej do kierunku wzrostu struktury. Wartość wbudowanego natężenia pola elektrycznego w warstwie j można obliczyć analitycznie. Korzystając z faktu, że składowa normalna wektora indukcji elektrycznej D zachowuje swoją wartość na interfejsach pomiędzy warstwami oraz z tego, że w stanie równowagi suma spadków napięć na poszczególnych warstwach ulega zerowaniu, można otrzymać następujący wzór:

$$(9) \quad F_j = \frac{\sum_i l_i P_i - P_j \sum_i l_i}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r,j} \sum_i \frac{l_i}{\varepsilon_{r,i}}},$$

gdzie: l_i – grubość j -tej warstwy, $P_{i(j)}$ – całkowita polaryzacja warstwy $i(j)$ będąca sumą polaryzacji spontanicznej P_{sp} i piezoelektrycznej P_{pz} , $\varepsilon_{i(j)}$ – względna przenikalność elektryczna warstwy $i(j)$. Polaryzacja spontaniczna P_{sp} jest parametrem materiałowym, natomiast polaryzacja piezoelektryczna P_{pz} w danej warstwie zależy od naprężenia wynikającego z występowania różnicy pomiędzy stałymi sieci. Struktury azotkowe rozpatrywane w niniejszej pracy mają polarny kierunek wzrostu (0001), a zatem polaryzację piezoelektryczną dla wybranej warstwy można zapisać w następującej postaci:

$$(10) \quad P_{pz} = e_{31} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) + e_{33} \varepsilon_{zz},$$

gdzie: e_{31} , e_{33} – współczynniki piezoelektryczne, ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} – składowe tensora odkształceń. Składowe te można wyznaczyć mając dane stałe sieci rozpatrywanej warstwy a_c oraz podłoża a_s oraz dwie składowe tensora sztywności c_{13} i c_{33} :

$$(11) \quad \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_s - a_c}{a_c},$$

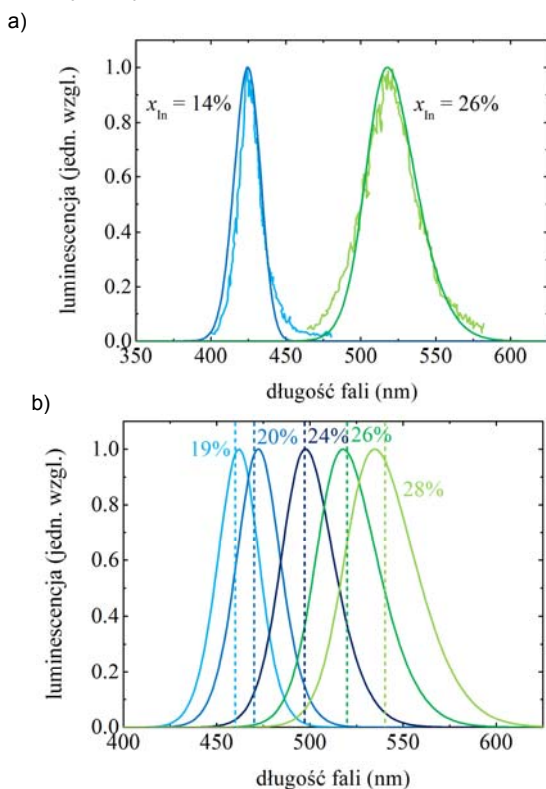
$$(12) \quad \varepsilon_{zz} = -2\varepsilon_{xx} \frac{c_{13}}{c_{33}}.$$

Wykonanie obliczeń w oparciu o wzory (1–12) wymaga znajomości wielu parametrów materiałowych. Wartości przetrzy energetycznych oraz energii odszczepienia wynikających z oddziaływania spin-orbita, a także składowe tensora sztywności wzięto z pracy [11], masy efektywne

elektronów i dziur pochodzą z pracy [12], współczynniki piezoelektryczne są identyczne jak w pracy [13], a do wyznaczenia położenia krawędzi pasm przewodnictwa i walencyjnego dla niespolaryzowanej struktury zastosowano dane z pracy [14]. W równaniach opisujących model występuje również kilka parametrów, które należy wyznaczyć eksperymentalnie. Przykładem jest tu element macierzy $|M|_2^2$, którego wartość liczona z modelu Kane'a jest wyraźnie niższa od zmierzonej [15].

Wyniki symulacji

Projektowanie struktury lasera i symulacja jego działania zostały poprzedzone obliczeniami luminescencji i porównaniem uzyskanych wyników z danymi eksperymentalnymi, które pozwoliły na kalibrację modelu opisanego w poprzedniej sekcji. Do porównania wykorzystano wyniki eksperymentalne z pracy [16], gdzie przedstawione zostały spektralne rozkłady luminescencji zmierzone dla pojedynczej studni kwantowej InGaN/GaN, dla której grubości warstwy InGaN oraz barier wykonanych z GaN wynosiły odpowiednio 2,2 nm i 20 nm.



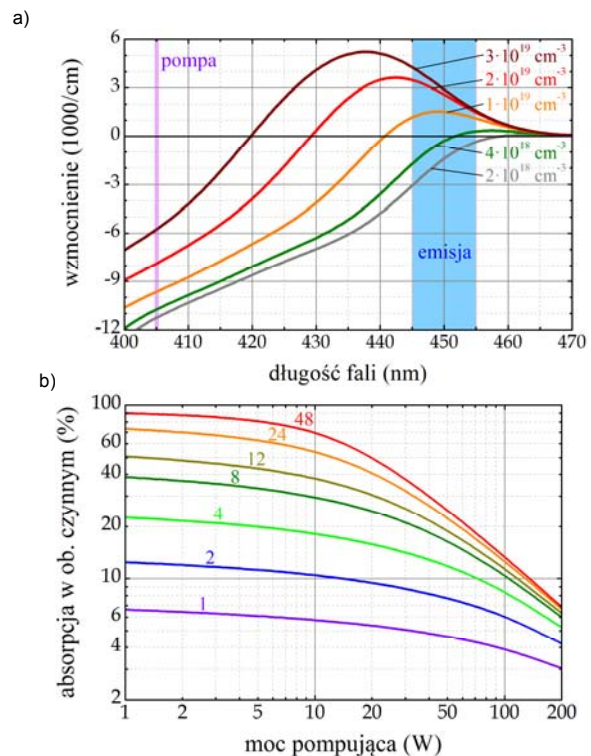
Rys.1. a) Porównanie spektralnych rozkładów luminescencji otrzymanych w wyniku symulacji z danymi eksperymentalnymi zamieszczonymi w pracy [16] dla dwóch różnych składów materiałowych warstwy $In_xGa_{1-x}N$. b) Spektralne rozkłady luminescencji otrzymane w wyniku modelowania. Liniami przerywanymi zaznaczono eksperymentalnie wyznaczone długości fal z pracy [16], dla których mierzona luminescencja osiągała wartość maksymalną dla różnych składów materiałowych warstwy $In_xGa_{1-x}N$

Na rysunku 1a przedstawione zostało porównanie widm luminescencji dla dwóch studni kwantowych: $In_{0.14}Ga_{0.86}N/GaN$ oraz $In_{0.26}Ga_{0.74}N/GaN$. Różnica zawartości indu znajduje odzwierciedlenie w długości fali, dla której luminescencja osiąga największe wartości. W pierwszym przypadku emitowane promieniowanie ma długość fali odpowiadającą barwie niebieskiej, a w drugim – zielonej.

Na rysunku 1b przedstawiono natomiast obliczone rozkłady luminescencji dla różnych zawartości indu w studni kwantowej oraz wyznaczone eksperymentalnie długości fal

[16], dla których występuje maksymalna wartość luminescencji. Zawartość indu w tym przypadku zmieniała się od 19% do 28%.

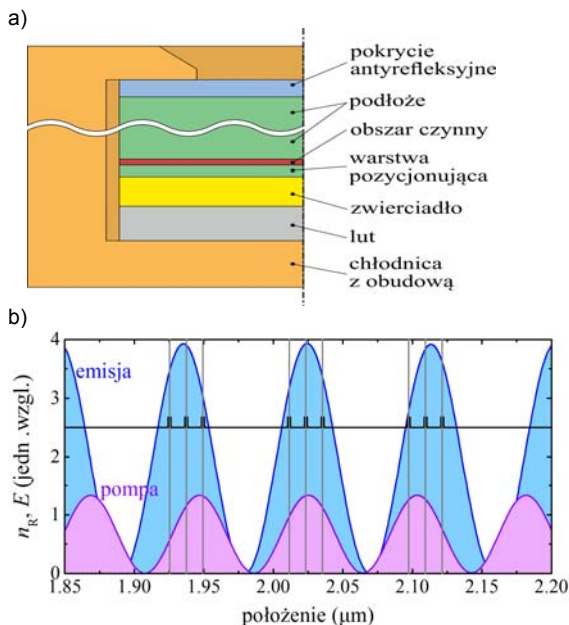
Możliwość pompowania lasera bezpośrednio w studniach kwantowych wymaga dobrania odpowiedniego składu materiałowego studni, który z jednej strony będzie pochłaniał promieniowanie pompujące, a z drugiej zapewniał odpowiednie wzmocnienie dla promieniowania emitowanego. W proponowanej strukturze zaproponowano 9 studni kwantowych $In_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$, o grubości 2 nm każda, rozmieszczonych w trzech grupach w rezonatorze lasera.



Rys.2. a) Rozkłady spektralne wzmocnienia studni $In_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$ o grubości 2 nm dla różnych koncentracji nośników w temperaturze 300 K. Kolorem fioletowym zaznaczono długości fali pompującej (405 nm), kolorem niebieskim — potencjalny zakres emisji laserowej (445–455 nm). b) Zależność procentowej absorpcji promieniowania pompującego w obszarze czynnym od mocy pompującej i liczby pełnych przebiegów wiązki w osi nielasującej struktury w temperaturze 300 K

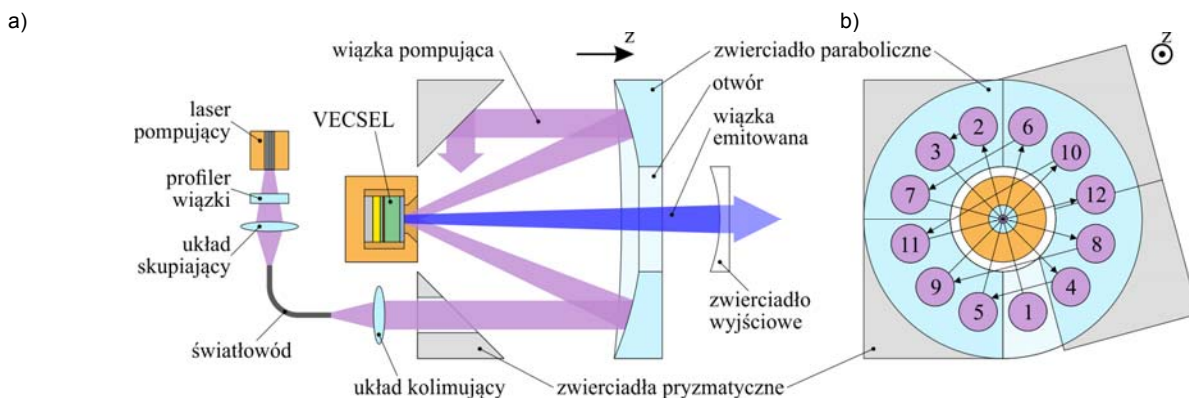
Na rysunku 2a przedstawiono spektralne rozkłady wzmocnienia w zależności od koncentracji nośników w studniach $In_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$ o grubości 2 nm. Wynika z niego, że studnie te absorbują promieniowanie o długości 405 nm – emitowane np. przez matrycę laserów azotkowych – i jednocześnie generują wzmocnienie dla projektowanej długości fali (445–455 nm). Niestety, przy pojedynczym przebiegu wiązki pompującej studnie absorbują jedynie kilka procent promieniowania pompującego, co stanowi poważne ograniczenie dla sprawności przyrządu. Konieczne jest więc wymuszenie wielu przebiegów wiązki pompującej przez obszar czynny. Warto zwrócić uwagę, że wydajność pompowania będzie maleć wraz ze wzrostem koncentracji nośników w studniach. Można to zaobserwować na rysunku 2b przedstawiającym zależność ilości absorbowanego promieniowania pompującego w analizowanym obszarze czynnym od mocy pompującej i liczby pełnych przebiegów wiązki pompującej przez ten obszar (w jedną i drugą stronę). Widać wyraźnie efekt nasycenia obszaru czynnego nośnikami, co prowadzi do wyraźnego spadku absorpcji promieniowania pompującego.

Rysunek 3a przedstawia schemat proponowanej struktury. Obszar czynny został osadzony na podłożu z GaN, którego grubość po procesie epitaksjalnym zredukowano do ok. 100 μm . Nad obszarem czynnym umieszczono zwierciadło dielektryczne $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ o dużej odbijalności zarówno dla promieniowania emitowanego, jak i pompującego, dzięki czemu możliwy jest wielokrotny przebieg wiązki pompującej przez obszar czynny. Całość przymocowano do miedzianej chłodnicy przy pomocy lutu indowego i zamknięto w miedzianej obudowie. Pompowanie i emisja odbywa się przez podłoże, na którego górnej powierzchni umieszczono dodatkowo pokrycie antyrefleksyjne dla promieniowania pompującego wykonane z SiO_2 . Grubość pokrycia została dobrana w ten sposób, by stanowiło ono jednocześnie warstwę rezonansową dla promieniowania o długości fali 450 nm.



Rys.3. a) Schemat proponowanej struktury. b) Pionowe rozkłady natężenia pola elektrycznego (E) w obszarze czynnym dla fali pompującej (405 nm) i emitowanej (450 nm) oraz współczynnika załamania (n_R) dla fali emitowanej. Pionowymi liniami zaznaczono położenie studni kwantowych

Należy zwrócić uwagę na fakt, że przy wielokrotnym przebiegu promieniowania pompującego przez strukturę półprzewodnikową w jej wnętrzu będzie tworzyć się fala stojąca, podobnie jak w przypadku promieniowania emitowanego. W pewnych miejscach rezonatora strzałki fal pompującej i emitowanej mogą nałożyć się na siebie. W miejscach tych należy umieścić grupy studni kwantowych.



Rys.4. Przykładowy schemat zewnętrznej wnęki rezonansowej i układu zapewniającego wielokrotny przebieg wiązki pompującej przez obszar czynny lasera: a) widok z boku, b) widok od strony zwierciadła wyjściowego. Numerami zaznaczono kolejne odbicia wiązki pompującej

Zapewnia to zarazem wydajne pompowanie studni oraz efektywne wzmacnianie promieniowania emitowanego. Wybranie konkretnego położenia studni w rezonatorze jest możliwe poprzez zastosowanie warstwy pozycjonującej GaN (rys.3a) o odpowiednio dobranej grubości. Pionowy rozkład natężenia pola elektrycznego dla fali emitowanej i pompującej w obszarze czynnym lasera oraz rozkład współczynnika załamania dla fali emitowanej przedstawiono na rysunku 3b. Widać, że studnie są zlokalizowane w pobliżu strzałek obu fal. Mniejsze natężenie fali pompującej wynika z zastosowania wspomnianej wcześniej warstwy antyrefleksyjnej, która powoduje, że struktura epitaksjalna nie tworzy wewnętrznego rezonatora dla promieniowania pompującego, jak ma to miejsce w przypadku fali emitowanej. Zaletą takiego rozwiązania jest częściowe uniezależnienie zdolności wnikania promieniowania pompującego do wnętrza struktury od jej temperatury, a co za tym idzie, od zmian jej długości optycznej.

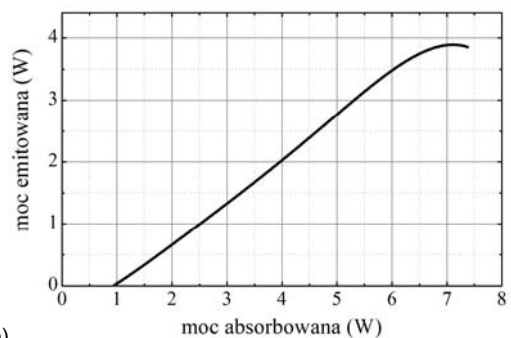
Wielokrotny przebieg wiązki pompującej przez obszar czynny lasera można uzyskać stosując specjalnie zaprojektowany do tego celu układ optyczny. W standardowej formie składa się on z pryzmatów odbijających i zwierciadła parabolicznego z otworem na wiązkę emitowaną. Ilustracja przykładowego układu wykonana na bazie pracy [17] została przedstawiona na rysunku 4. Zadaniem pryzmatów jest odbijanie wiązki pompującej i kierowanie jej na kolejne segmenty zwierciadła parabolicznego, które z kolei skupia odbitą wiązkę na powierzchni lasera. W przedstawionym wypadku dzięki kolejnym odbiciom wiązki pompującej od poszczególnych elementów wnęki może ona wykonać 12 pełnych przebiegów (w obie strony) przez obszar czynny lasera. Warto wspomnieć, że zademonstrowane dotychczas układy pozwalają uzyskać nawet 54 takie przebiegi [18]. Ograniczeniem jest jednak w tym przypadku jakość wiązki pompującej. Zdolność układu do skupiania wiązki na powierzchni lasera zależy od apertury numerycznej segmentów zwierciadła parabolicznego, od których zachodzi odbicie [19]. Wraz ze zwiększaniem liczby przebiegów wiązki, rozmiary segmentów, a więc i ich apertury numeryczne, maleją, co oznacza, że dla utrzymania ustalonej szerokości plamki na powierzchni lasera konieczne staje się zmniejszenie parametru jakości BPP (ang. *beam parameter product*) wiązki pompującej, będącego iloczynem szerokości przewężenia wiązki i kąta odchylenia w polu dalekim. Odwrotnie, przy zastosowaniu źródła pompującego o ustalonej jakości wiązki, zwiększanie liczby przebiegów będzie prowadzić do poszerzenia plamki na powierzchni lasera i generacji dodatkowych strat.

Niestety, matryce laserowe emitują asymetryczne wiązki o dużej rozbieżności, dla których parametr BPP może osiągać setki mm-mrad. Jakość wiązki wchodzącej do układu można poprawić przez zastosowanie tzw. profilera (ang. *beam shaper*) nadającego wiązce emitowanej przez matrycę kształt symetryczny, wprowadzenie wiązki do światłowodu, a następnie zastosowanie układu kolimującego (rys.4). Taki zabieg pozwala zredukować BBP wiązki pompującej do wartości poniżej 22 mm-mrad [20]. Uzyskanie dużej liczby przebiegów przy jednoczesnym utrzymaniu szerokości plamki na powierzchni lasera na poziomie setek mikronów może jednak w dalszym ciągu stanowić poważny problem. W pracy [17] zademonstrowano laser typu VECSEL wykonany na bazie AlGaInP pobudzany bezpośrednio w studniach kwantowych przy pomocy lasera diodowego sprzężonego ze światłowodem. W tym wypadku zrealizowano 8 pełnych przebiegów wiązki pompującej przez obszar czynny. W niniejszej pracy przyjęto tę liczbę za wartość bazową. Dla porównania symulacje przeprowadzono również dla większej liczby przebiegów – aż do 48.

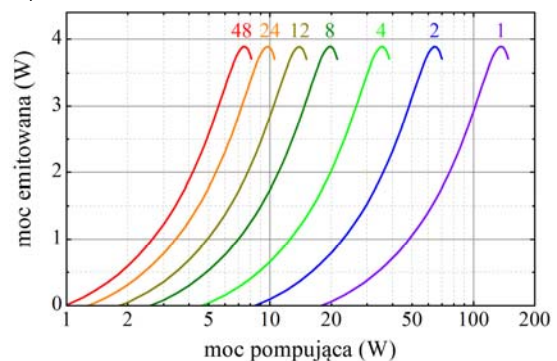
Dla tak zaprojektowanego lasera przeprowadzono symulacje numeryczne pozwalające wyznaczyć jego przewidywane parametry eksploatacyjne. Z obliczeń wynika, że struktura mogłaby pracować w reżimie ciągłym. Teoretyczne charakterystyki emisyjne wyznaczono, zakładając, że transmisja zwierciadła wyjściowego wynosi 2%, a dolna powierzchnia chłodnicy utrzymywana jest w temperaturze 20°C. Przyjęto, że szerokość plamki wiązki pompującej na powierzchni struktury wynosi 100 μm . Z równań przedstawionych w pracy [18] wynika, że przy sprzężeniu matrycy pompującej ze światłowodem o średnicy rdzenia 100 μm i aperturze numerycznej 0,22, otrzymanie ośmiu przebiegów wiązki w takiej sytuacji wymagałoby użycia zwierciadła parabolicznego, dla którego stosunek szerokości do ogniskowej wynosi co najmniej 1.05. Dodatkowo założono, że zewnętrzna wnęka rezonansowa zestawiona jest w taki sposób, że laser pracuje na modzie podstawowym, a szerokość plamki wiązki emitowanej wynosi również 100 μm . Rysunek 5a prezentuje zależność mocy emitowanej od mocy pompującej absorbowanej w obszarze czynnym. Wynika z niej, że maksymalna sprawność różniczkowa konwersji promieniowania wynosi ok. 73%. Maksymalna temperatura pracy w osi przyrządu wynosiła ok. 387 K. Dalsze grzanie powodowało gaśnięcie lasera, które jednakże wywołane było bardziej spadkiem maksymalnego wzmocnienia materiałowego dla ustalonej koncentracji nośników niż odstrajaniem rozkładu wzmocnienia i pików rezonansowych struktury. W najwyższym punkcie charakterystyki ok. 30% ciepła generowanego w strukturze powstaje wskutek oddawania przez nośniki nadmiaru energii równej różnicy energii fotonu pompującego i emitowanego, czyli inaczej – defektowi kwantowemu. W przypadku, gdy długości fali pompującej wynosi 405 nm, a emitowanej – 450 nm, ok. 10% energii promieniowania pompującego absorbowanego przez studnie kwantowe tracone jest właśnie w ten sposób. Dla porównania, gdyby hipotetycznie do pompowania wykorzystano źródło emitujące w sposób ciągły falę o długości 355 nm, wartość ta wzrosłaby do ok. 20%, a ciepło generowane w wyniku termalizacji nośników w najwyższym punkcie charakterystyki „moc emitowana – moc absorbowana” stanowiłoby już ok. 48% całkowitego wydzielonego ciepła. Z obliczeń wynika, że w takich warunkach laser gasłby już przy mocy absorbowanej wynoszącej co najwyżej 5,2 W, czyli o 25% mniejszej niż przy pompowaniu promieniowaniem o długości fali 405 nm. Związany z tym spadek maksymalnej możliwej do uzyskania mocy emitowanej wyniósłby co najmniej 23%.

Widać więc, że większa długość fali pompującej przekłada się na bardziej efektywne wykorzystanie promieniowania zaabsorbowanego w studniach kwantowych. Zależność mocy emitowanej od mocy pompującej dla różnej liczby pełnych przebiegów wiązki pompującej przez obszar czynny przedstawiono na rys. 5b. Jak już wcześniej wspomniano, w pracy zbadano działanie struktury dla liczby przebiegów sięgającej 48, przy czym możliwa do uzyskania w praktyce liczba wydaje się obecnie nie przekraczać 8. Celem autorów było w tym wypadku porównanie sprawności lasera dla różnej liczby przebiegów wiązki pompującej i określenie w jak dużym stopniu zwiększenie tej liczby może poprawić działanie przyrządu. Rysunek 5b pokazuje, że zastosowanie wielokrotnego przebiegu wiązki pozwala w ogromnym stopniu poprawić wydajność przyrządu. Przykładowo, dla pojedynczego przebiegu sprawność różniczkowa wynosi 3.7%, dla 8 przebiegów – 26%, a dla 48 – aż 69%. Należy jednak zaznaczyć, że wyznaczone sprawności nie uwzględniają strat promieniowania pompującego w układzie do wielokrotnego obiegu wiązki oraz niedoskonałości wykonania struktury epitaksjalnej i montażu całego przyrządu. Wartości te stanowią więc górną teoretyczną granicę dla możliwej do uzyskania sprawności, wynikającą z samej natury zjawisk fizycznych zachodzących we wnętrzu lasera. Niezależnie od tego, można jednak przypuszczać, że zwiększenie liczby przebiegów wiązki pompującej z 1 do 8 będzie prowadziło do niemal siedmiokrotnego zwiększenia sprawności przyrządu.

a)



b)



Rys.5. a) Zależność mocy emitowanej od mocy promieniowania pompującego zaabsorbowanego w obszarze czynnym. b) Zależność mocy emitowanej od mocy pompującej i liczby przebiegów wiązki pompującej przez obszar czynny

Podsumowanie

W pracy zaprezentowano projekt lasera typu VECSEL z obszarem czynnym InGaIn/GaN przeznaczonego do generacji promieniowania o długości fali ok. 450 nm. Laser ten jest pompowany bezpośrednio w studniach kwantowych przez matrycę laserów azotkowych, dzięki czemu możliwe jest uzyskanie pracy w trybie ciągłym. Sprawność konwersji

zaabsorbowanego promieniowania pompującego na promieniowanie emitowane sięga 73%. Zastosowanie układu do wielokrotnego przebiegu wiązki pompującej przez obszar czynny pozwala teoretycznie na wykorzystanie niemal 95% energii pompującej, co umożliwi osiągnięcie całkowitej sprawności moc pompująca – moc emitowana rzędu 69%. Jednak w bardziej praktycznej sytuacji, gdy rozważymy osiem przebiegów wiązki pompującej, możliwa do otrzymania sprawność absorpcji wynosi 36%, a sprawność konwersji mocy pompującej na moc emitowaną – 26%.

Praca częściowo finansowana z projektów badawczych Narodowego Centrum Nauki: nr 2014/13/B/ST7/00633 i 2015/19/D/ST7/01609. Praca jest związana tematycznie z realizowanym w latach 2009–2014 projektem POIG.01.03.01-00-159 InTechFun i powstała w okresie jego trwałości.

Autorzy: mgr inż. Adam K. Sokół, dr inż. Łukasz Piskorski, dr inż. Maciej Kuc, dr inż. Michał Wasiak, dr hab. inż. Robert P. Sarzała, Politechnika Łódzka, Instytut Fizyki, ul. Wólczańska 219, 90-924 Łódź, E-mail: adam.sokol@p.lodz.pl, lukasz.piskorski@p.lodz.pl, michal.wasiak@p.lodz.pl, robert.sarzala@p.lodz.pl.

LITERATURA

- [1] Park S.-H., Jeon H., Microchip-Type InGaN Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser, *Optical Review*, vol. 13 (2006), 20-23
- [2] Zeng X., Boiko D.L., Cosendey G., Glauser M., Carlin J.-F., Grandjean N., In-depth analysis of injection-seeded long external cavity InGaN/GaN surface-emitting laser, *Journal of Applied Physics*, vol. 113 (2013), 043108
- [3] Wunderer T., Northrup J.E., Yang Z., Teepe M., Strittmatter A., Johnson N.M., Rotella P., Wraback M., In-well pumping of InGaN/GaN vertical-external-cavity surface-emitting lasers, *Applied Physics Letters*, vol. 99 (2011), 201109
- [4] Samonji K., Yoshida S., Hagino H., Yamanaka K., Takigawa S., 6.3W InGaN laser diode array with highly efficient wide-striped emitters, *IEEE Photonic Society 24th Annual Meeting*, Arlington, (2011), 507-508
- [5] Suzuki N., Morimoto K., 10 W CW blue-violet diode laser array on the micro-channel cooler, *Proceedings of SPIE*, vol. 8241 (2012), 82410J
- [6] Sokół A.K., Piskorski Ł., Sarzała R.P., Numerical study of VECSELs for generation of mid-infrared radiation, *Proceedings of SPIE*, vol. 10087 (2017), 100870Q
- [7] Sokół A.K., Sarzała R.P., Numerical model of a semiconductor disk laser, *Optica Applicata*, vol. 46 (2016), 199-211
- [8] Numai T., *Fundamentals of Semiconductor Lasers*, Springer, New York, 2015
- [9] Chuang S.L., *Physics of Optoelectronic Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1995
- [10] Bugajski M., Optical Gain in Quantum Well Lasers Including Many-Body Effects, *Electron Technol.*, vol. 30 (1997), 89-98
- [11] Vurgaftman I., Meyer J.R., *Electron Bandstructure Parameters, rozdział 2 w: J. Piprek (ed.), Nitride Semiconductor Devices. Principles and Simulation*, Wiley-VCH, Weinheim, 2007
- [12] Morkoc H., *Nitride Semiconductor Devices. Fundamentals and Applications*, Wiley-VCH, Weinheim, 2013
- [13] Sahoo B.K., Srivastav A.K., Piezoelectric Polarization Effect on Debye Frequency and Temperature in Nitride Wurtzites, *International Journal of Mathematical, Computational, Physical, Electrical and Computer Engineering*, vol. 6 (2012), 503-507
- [14] Morkoc H., *Handbook of nitride semiconductors and devices. Volume 2: Electronic and Optical Processes in Nitrides*, Wiley-VCH, Weinheim, 2008
- [15] Chuang S.L., *Physics of Photonic Devices*, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2009
- [16] Siekacz M., Sawicka M., Turski H., Cywiński G., Khachapuridze A., Perlin P., Suski T., Boćkowski M., Smalc-Koziorowska J., Kryśko M., Kudrawiec R., Syperek M., Misiewicz J., Wasilewski Z., Porowski S., Skierbiszewski C., Optically pumped 500 nm InGaN green lasers grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy, *Journal of Applied Physics*, vol. 110 (2011), 063110
- [17] Mateo C.M.N., Brauch U., Kahle H., Schwarzbäck T., Jetter M., Ahmed M.A., Michler P., Graf T., 2.5 W continuous wave output at 665 nm from a multipass and quantum-well-pumped AlGaInP vertical-external-cavity surface-emitting laser, *Optics Letters*, vol. 41 (2016), 1245-1248
- [18] Schuhmann K., Hänsch T.W., Kirch K., Knecht A., Kottmann F., Nez F., Pohl R., Taquq D., Antognini A., Thin-disk laser pump schemes for large number of passes and moderate pump source quality, *Applied Optics*, vol. 54 (2015), 9400-9408
- [19] Brauch U., Mateo C.M.N., Kahle H., Bek R., Jetter M., Ahmed M.A., Michler P., Graf T., Schemes for efficient quantum-well pumping of AlGaInP disk lasers, *Proceedings of SPIE*, vol. 10087 (2017), 1008703
- [20] Yu J., Guo L., Wu H., Wang Z., Gao S., and Wu D., Optimization of beam transformation system for laser-diode bars, *Optics Express*, vol. 24 (2016), 19728-1973