



Generacja na linii 1,32 μm w laserze Nd:YAG

ROMAN OSTROWSKI, ARTUR CYWIŃSKI¹

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2, ostrowski@wat.edu.pl

¹Akademia Marynarki Wojennej, Instytut Uzbrojenia Okrętowego,
81-103 Gdynia, ul. Śmidowicza 69, a.cywinski@amw.gdynia.pl

Streszczenie. W pracy opisano model monoimpulsowego lasera Nd:YAG, generującego promieniowanie o długości fali 1,319 μm , do zastosowań w medycynie i renowacji zabytków. Odpowiednio dobrany rezonator pozwolił uzyskać wiązkę wyjściową w modzie podstawowym. Metodami Findlaya-Claya i Hodgsona-Webera wyznaczono pasywne straty rezonatora, wynoszące 0,3 (transmisja rezonatora 86%). Znajomość strat oraz współczynnika wzmocnienia w ośrodku aktywnym pozwoliła zoptymalizować rezonator. W reżimie generacji swobodnej laser emitował impulsy o energii ponad 200 mJ ze sprawnością różniczkową w okolicach 14%. W reżimie modulacji dobroci otrzymywano natomiast impulsy o energii do 40 mJ i czasie trwania około 29 ns FWHM (moc szczytowa ponad 1,3 MW).

Słowa kluczowe: optoelektronika, laser 1,32 μm , modulacja dobroci rezonatora, laser Nd:YAG, rezonator dyspersyjny

1. Wstęp

W ostatnich latach można zaobserwować wzrost zainteresowania laserami generującymi promieniowanie o długości fali w okolicach 1,3 μm . Dzięki małym stratom i prawie zerowej dyspersji falowej w światłowodach kwarcowych, lasery takie mogą być stosowane w telekomunikacji światłowodowej [1]. Technika nieliniowej konwersji częstotliwości, w wyniku jej podwajania lub potrajania, pozwala uzyskać bardzo sprawne źródła koherentnego promieniowania, odpowiednio czerwonego lub niebieskiego [2]. Pierwsze z nich mogłyby w niektórych zastosowaniach, szczególnie w dermatologii, z powodzeniem zastąpić wykorzystywane obecnie mało efektywne lasery rubinowe. Z kolei dziesięciokrotnie większa absorpcja w wodzie w porównaniu z promieniowaniem o długości fali 1,06 μm przyczyniła się do

zastosowania laserów generujących w okolicach $1,3 \mu\text{m}$ w renowacji zabytków i medycynie. W aplikacjach tego typu głównym zadaniem jest najczęściej usunięcie wybranej warstwy materiału przy minimalnej ingerencji lub wręcz pozostawieniu w stanie nienaruszonym obszarów bezpośrednio do niej przyległych. Wymaga to precyzyjnego doboru parametrów promieniowania laserowego, takich jak gęstość energii, czas trwania impulsu czy długość fali [3].

Badania pokazały, że czyszczenie laserowe metalowych dzieł sztuki jest dużo mniej inwazyjne, jeśli odbywa się przy pomocy promieniowania o długości fali około $1,32 \mu\text{m}$ [4]. Można to wyjaśnić silną absorpcją w tym zakresie spektralnym wody i innych gazów, uwalnianych podczas oddziaływania promieniowania laserowego na powierzchniowe warstwy czyszczonego obiektu. Jeśli dodatkowo, w wyniku oddziaływania promieniowania laserowego z obrabianą powierzchnią nagrzewanie nie jest zbyt szybkie, gazy mogą wydostawać się przez mikropory w sposób nieeksplozywny. Prowadzi to do mniejszych progów ablacji warstw powierzchniowych i w efekcie, mniejszych gęstości energii wymaganych do czyszczenia. Dlatego jest ono delikatniejsze w porównaniu z czyszczeniem przy pomocy typowego lasera Nd:YAG, generującego na długości fali $1,064 \mu\text{m}$.

Zwiększona absorpcja w wodzie i silniejsza ekstynkcja w krwi w porównaniu z laserami $1,06 \mu\text{m}$ przyczyniły się do zastosowania laserów $1,32 \mu\text{m}$ w stomatologii i resekcji przerzutów płucnych [5], a przede wszystkim w zabiegach kosmetycznych związanych z usuwaniem zmarszczek i odmładzaniem skóry [6-8]. Promieniowanie laserowe stymuluje w tym przypadku syntezę nowego kolagenu. Dzięki tej właściwości, lasery $1,32 \mu\text{m}$ można także stosować w leczeniu trądziku i usuwania blizn po nim [7, 9].

Trądzik zwykły to choroba skóry mająca początek w wieku pokwitania, kiedy pod wpływem zmian hormonalnych dochodzi do nadmiernego pobudzenia gruczołów łojowych. W ostatnich latach obserwuje się jednak nawroty trądziku u osób dorosłych, zwłaszcza kobiet po trzydziestce, które często nie miały go jako nastolatki. Zjawisko to zaliczane jest do chorób cywilizacyjnych związanych ze stresem, zbyt szybkim tempem życia i stosowaniem hormonów. Dotychczas walka z trądzikiem opierała się na leczeniu farmakologicznym, głównie antybiotykami, a ze względu na wzrastającą odporność bakterii i reakcje alergiczne, coraz częściej retinoidami.

Leczenie farmakologiczne, choć znane i stosowane od lat, w wielu przypadkach nie jest skuteczne. Najbardziej efektywne metody przeciwtrądzikowe silnie podrażniają lub uszkadzają narządy wewnętrzne. Z kolei stosowanie leków wyłącznie na powierzchnię skóry nie zapewnia dostatecznej, głębokiej penetracji. Alternatywą wobec takiego stanu rzeczy jest terapia światłem. Bakteriobójcze czy obkurczające pory działanie światła wykorzystywane jest ostatnio w leczeniu trądziku i zmian skórnych powstałych po jego ustąpieniu. Nieablacyjną terapię trądziku zapewnia laser generujący na długości fali w okolicach $1,32 \mu\text{m}$. Wybiórcze podgrzewanie

blizn zanikowych pozwala je niejako wypełniać nowo powstałym kolagenem. Leżąc tą długością fali promieniowania można również bliźny typowe dla ciężkiej postaci ospy.

Badania spektroskopowe kryształu Nd:YAG pokazały, że możliwych jest kilkadziesiąt przejść między poziomami ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ oraz ${}^4I_{13/2}$ [10], a emisja laserowa powinna zachodzić na większości z nich. Zweryfikowano to eksperymentalnie, wygaszając najsilniejsze przejście na linii 1,064 μm poprzez umieszczenie w rezonatorze elementów dyspersyjnych, takich jak pryzmaty [11] czy interferometry [12]. Uzyskanie generacji tego typu możliwe okazało się także przez zastosowanie odpowiednich zwierciadeł selektywnych, charakteryzujących się bardzo małym współczynnikiem odbicia dla linii o długości fali 1,064 μm i dużym dla wybranej linii [13-14]. Szczególnie trudna do osiągnięcia jest emisja na pojedynczej linii w okolicach 1,32 μm , gdzie występują dwa silne przejścia: $R_2 \rightarrow X_1$ na długości fali 1,319 μm i $R_2 \rightarrow X_3$ na długości fali 1,338 μm , dla których przekroje czynne na emisję wymuszoną mają prawie takie same wartości: odpowiednio $0,95 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ i $1,0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [10]. W celu zablokowania równoczesnej generacji na dwóch długościach fal, w uzupełnieniu do selektywnych zwierciadeł, mających za zadanie przede wszystkim wygasić emisję na podstawowym przejściu 1,06 μm , w rezonatorach stosowane są dodatkowo etalony [13-14] lub pryzmaty [15].

W prezentowanej pracy opisano model lasera Nd:YAG z modulacją dobroci rezonatora, generującego na długości fali 1,319 μm . W ramach badań wyznaczono charakterystyki generacji swobodnej i straty rezonatora, które pozwoliły na jego optymalizację. W kolejnym etapie uruchomiono i zbadano generację monoimpulsową. Prezentowany model lasera pozwolił uzyskać impulsy promieniowania w modzie podstawowym o energii około 40 mJ i czasie trwania w granicach 29 ns FWHM, dające moc szczytową ponad 1,3 MW.

2. Analiza i badanie lasera Nd:YAG pracującego na linii 1,319 μm

W procesie wyboru konfiguracji i projektowania rezonatora kierowano się głównie następującymi kryteriami:

- 1) możliwością wzbudzenia się tylko podstawowego modu poprzecznego, minimalizującą straty dyfrakcyjne rezonatora;
- 2) ze względu na sprawność ekstrakcji energii mod podstawowy powinien mieć jak największą objętość w materiale aktywnym;
- 3) wygaszanie generacji na linii podstawowej 1,064 μm oraz linii 1,338 μm i umożliwienie generacji tylko na pojedynczej linii 1,319 μm .

Ponadto rezonator powinien być możliwie prosty z minimalną, niezbędną ilością elementów wewnętrznych, zapewniając jak najmniejsze straty. Biorąc

dotatkowo pod uwagę stabilność i nieczułość na rozjustowanie oraz brak przewężenia w środku, stwarzającego potencjalną możliwość uszkodzenia któregoś z elementów, zdecydowano się na konfigurację płasko-sferyczną. Pierwsze dwa z powyższych kryteriów narzucają jak największą długość rezonatora. Wraz z jej wzrostem rośnie średnica modu wewnątrz rezonatora. Można zatem tak dobrać długość rezonatora i promień krzywizny zwierciadła sferycznego, aby apertury elementów wewnętrznych uniemożliwiały wzbudzenie się jakiegokolwiek modu poprzecznego wyższego rzędu.

2.1. Projekt rezonatora

Analizę i symulacje numeryczne wpływu długości rezonatora na zachowanie się średnicy modu podstawowego w jego wnętrzu oparto na teorii wiązek laserowych i rezonatorów sformułowaną przez Kogelnika [16-17]. Zgodnie z tą teorią średnice modu $2w_1$ i $2w_2$ na zwierciadłach zamykających, o promieniach krzywizny odpowiednio R_1 i R_2 , dane są zależnościami:

$$w_1^4 = (\lambda R_1 / \pi)^2 \frac{R_2 - d}{R_1 - d} \frac{d}{R_1 + R_2 - d}, \quad (1a)$$

$$w_2^4 = (\lambda R_2 / \pi)^2 \frac{R_1 - d}{R_2 - d} \frac{d}{R_1 + R_2 - d}, \quad (1b)$$

natomiast średnica wiązki w_0 w przewężeniu i jego położenie względem zwierciadeł t_1 i t_2 wyrażone są przez:

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2}, \quad (2)$$

$$t_1 = \frac{d(R_2 - d)}{R_1 + R_2 - 2d}, \quad (3a)$$

$$t_2 = \frac{d(R_1 - d)}{R_1 + R_2 - 2d}, \quad (3b)$$

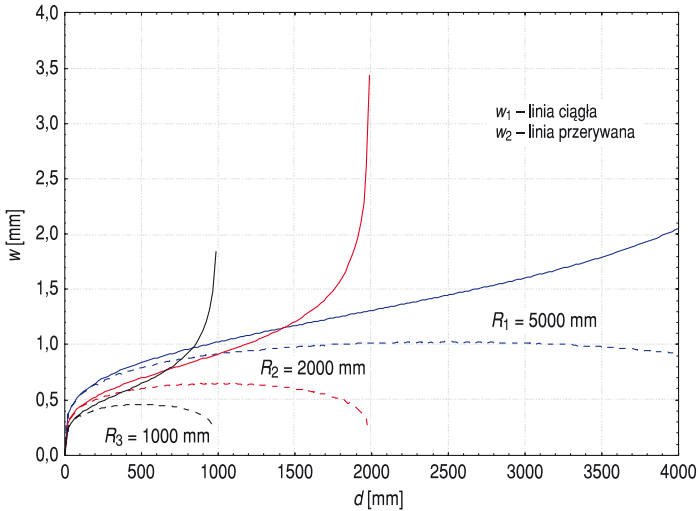
gdzie d jest długością rezonatora. W przypadku konfiguracji płasko-sferycznej, promień krzywizny jednego ze zwierciadeł, powiedzmy R_2 , jest nieskończony i wyrażenia powyższe upraszczają się do:

$$w_1^4 = (\lambda R_1 / \pi)^2 \frac{d}{R_1 - d}, \quad (4a)$$

$$w_2^4 = w_0^4 = (\lambda/\pi)^2 d(R_1 - d), \quad (4b)$$

$$t_1 = d, \quad t_2 = 0. \quad (4c)$$

Wyniki obliczeń dla trzech promieni krzywizny zwierciadła sferycznego, $R_1 = 5000, 2000$ i 1000 mm, przedstawiono na rysunku 1.



Rys. 1. Promień modu podstawowego w_1 i w_2 na zwierciadłach w funkcji długości rezonatora d

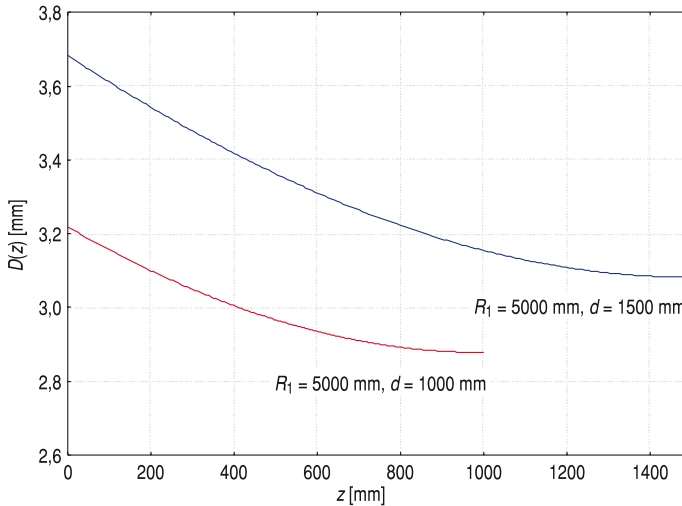
Na przytoczonych na rysunku 1 charakterystykach widać wyraźnie, że w celu osiągnięcia dużej objętości modu w ośrodku aktywnym, należy zastosować zwierciadło sferyczne o dużym promieniu krzywizny i maksymalnie możliwie wydłużyć rezonator. Należy przy tym pamiętać, że wraz ze wzrostem długości rezonatora rośnie jego wrażliwość na rozjustowanie [18]. Biorąc pod uwagę, że średnica ośrodka czynnego wynosi 4 mm, najlepszym rozwiązaniem wydaje się rezonator ze zwierciadłem wyjściowym płaskim i sferycznym całkowicie odbijającym o promieniu krzywizny $R_1 = 5000$ mm. Długość rezonatora powinna mieścić się w przedziale od 1000 do 1500 mm. Dla takiej konfiguracji obliczono średnicę modu w różnych miejscach wzdłuż osi rezonatora dla dwóch skrajnych jego długości, zgodnie z poniższą zależnością [16]:

$$w(z) = \sqrt{w_0^2(d) \left[1 + \left(\frac{\lambda (z - t_1(d))}{\pi w_0^2(d)} \right)^2 \right]}, \quad (5)$$

gdzie promień modu w przewężeniu w_0 i położenie przewężenia t_1 wyznaczano z (4). Dla średnicy modu D przyjęto za Siegmanem „kryterium π ” [19]:

$$D(z) = \pi \cdot w(z). \quad (6)$$

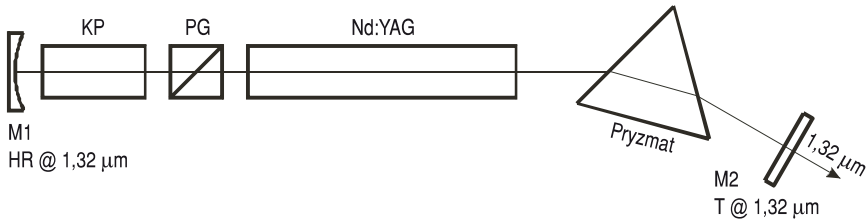
Na rysunku 2 przedstawiono zmiany średnicy modu D wewnątrz rezonatora płasko-sferycznego ze zwierciadłem o promieniu krzywizny 5000 mm, dla dwóch skrajnych jego długości: $d = 1000$ i $d = 1500$ mm.



Rys. 2. Zmiany średnicy modu wewnątrz rezonatora płasko-sferycznego ze zwierciadłem o promieniu krzywizny 5000 mm

Pierwsze z modów wyższego rzędu, TEM_{10} lub TEM_{01} , mają średnicę około 1,3 razy większą od średnicy modu podstawowego TEM_{00} [18]. Przebieg charakterystyk na rysunku 2 pokazuje zatem, że laser z prętą Nd:YAG o średnicy 4 mm i rezonatorem o długości w przedziale od 1000 do 1500 mm może pracować tylko w modzie podstawowym. Nawet bez żadnej diafragmy ograniczającej wewnątrz rezonatora nie mogą wzbudzić się w nim żadne mody wyższych rzędów. Przyglądając się dokładniej charakterystykom na rysunkach 1 i 2, można dojść do wniosku, że tak rozumiana graniczna długość rezonatora (dla zwierciadła o promieniu krzywizny $R_1 = 5000$ mm) leży w okolicach 1000 mm. W krótszych rezonatorach, biorąc pod uwagę apertury elementów wewnętrznych i średnice modów, mogłyby wzbudzać się mody wyższych rzędów.

Schemat konfiguracji dyspersyjnego rezonatora lasera Nd:YAG, w którym przeprowadzono badania generacji promieniowania o długości fali $1,319 \mu\text{m}$, przedstawiono na rysunku 3. Materiał aktywny Nd:YAG w postaci pręta o wymiarach $\phi 4 \text{ mm} \times 88,9 \text{ mm}$ pobudzany był ksenonową lampą błyskową o długości łuku $73,7 \text{ mm}$ i średnicy 4 mm, w dyfuzyjnej, chłodzonej cieczą głowicy typu „closed-coupled”. Czoła pręta, nachylone pod kątem 3° do osi optycznej, pokryte były warstwami antyrefleksyjnymi dla promieniowania o długości fali $1,319 \mu\text{m}$.



Rys. 3. Schemat optyczny dyspersyjnego rezonatora lasera Nd:YAG z aktywną modulacją dobroci, pracującego na linii 1,319 μm : M1 — zwierciadło całkowicie odbijające; M2 — zwierciadło wyjściowe; KP — komórka Pockelsa; PG — polaryzator Glana

Rezonator lasera tworzyło wklęsłe zwierciadło całkowicie odbijające M1 o promieniu krzywizny 5000 mm oraz płaskie, transmisyjne zwierciadło wyjściowe M2. Długość geometryczna rezonatora wynosiła około 88 cm. Jako element dyspersyjny, umożliwiający generację tylko na jednej linii 1,319 μm , do rezonatora wstawiono, między zwierciadło wyjściowe i pręt Nd:YAG, pryzmat równoboczny ze szkła SF14 o długości podstawy 60 mm. Wyboru linii generacji dokonywano poprzez obrót zwierciadła wyjściowego. Usytuowanie pryzmatu tak, aby spełniony był warunek najmniejszego odchylenia, powoduje, że kąt padania promieniowania wynosi 59,88° i jest bardzo bliski kątowi Brewstera θ_B . Istotnie, współczynnik załamania szkła SF14 dla długości fali 1,319 μm wynosi 1,73 [20], skąd $\theta_B = \arctg(1,73) = 59,93^\circ$. Dzięki temu, nawet bez warstw antyrefleksyjnych, dla promieniowania o polaryzacji s pryzmat nie wprowadza dodatkowych strat w rezonatorze.

W celu otrzymania aktywnej modulacji dobroci w rezonatorze umieszczono komórkę Pockelsa KP, wykonaną na bazie kryształu BBO o długości 50 mm, oraz polaryzator Glana PG wykonany także z kryształu BBO o długości 20 mm. Oba te elementy pokryte były warstwami antyrefleksyjnymi dla promieniowania o długości fali 1,319 μm . Wprawdzie pryzmat stanowił równocześnie element polaryzujący, jednak ze względu na jego usytuowanie w rezonatorze i możliwe efekty depolaryzacyjne w przecie laserowym należało wstawić dodatkowy polaryzator.

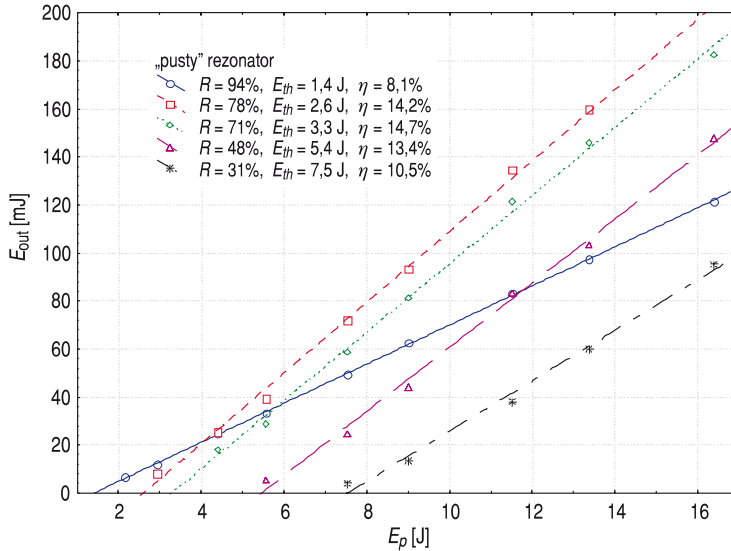
2.2. Generacja swobodna

Celem wyznaczenia różnych parametrów badanego generatora, a przede wszystkim strat rezonatora i progów generacji na linii o długości fali 1,319 μm , badania rozpoczęto od pomiarów energii wyjściowej w funkcji energii pompy lasera pracującego w reżimie generacji swobodnej.

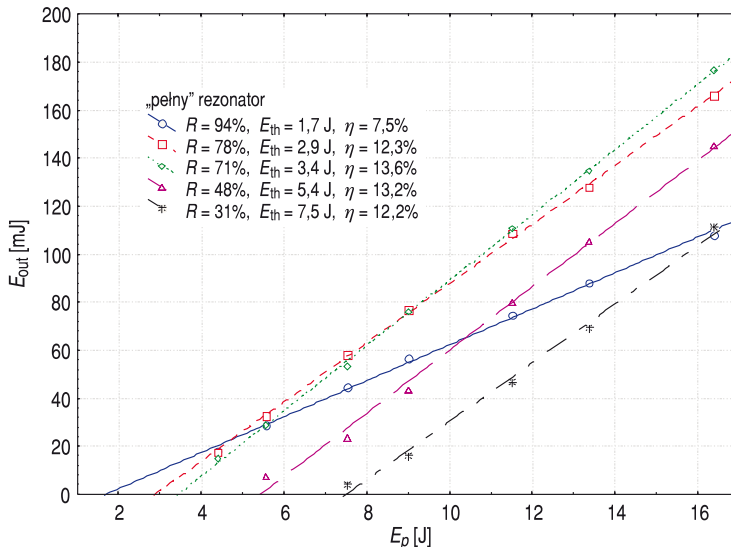
W układzie zasilania lampy wyładowczej zastosowano zasilacz typu PS 5021 firmy Ekspla, który umożliwiał regulację napięcia na lampie w zakresie do $U = 450$ V. Wobec dużej pojemności baterii kondensatorów wynoszącej 13,2 mF, rozładowanie zachodzi tu przy stałym napięciu na lampie. Rolę klucza energetycznego pełni tranzystor IGBT, który dodatkowo, w oparciu o zadawany parametr K_0 lampy, ogranicza

płynący przez nią prąd. Przy stałym czasie trwania impulsu wyładowania (ściślej czasie trwania bramki napięciowej) $T_p = 170 \mu\text{s}$, uzyskiwano energie pompujące w zakresie do około 17 J.

Pomiary charakterystyk generacji swobodnej w funkcji energii pompy (ściślej energii elektrycznej wydzielanej w lampie błyskowej) wykonano najpierw



Rys. 4. Energia wyjściowa w funkcji energii pompy: „pusty” rezonator



Rys. 5. Energia wyjściowa w funkcji energii pompy: „pełny” rezonator

dla „pustego” rezonatora, a następnie, po umieszczeniu w nim komórki Pockelsa i polaryzatora Glana tworzących aktywny modulator dobroci, ponownie dla rezonatora „pełnego”. Uzyskane tą drogą charakterystyki generacji swobodnej przy różnych transmisjach zwierciadła wyjściowego przedstawiono odpowiednio na rysunkach 4 i 5.

Uzyskane dane eksperymentalne posłużyły do wyznaczenia sprawności różniczkowych η oraz wartości energii progowych pompy E_{th} . Wykorzystano tu metodę najmniejszych kwadratów, dopasowując do danych eksperymentalnych poniższą zależność:

$$E_{\text{out}} = \eta \cdot (E_p - E_{\text{th}}). \quad (7)$$

Otrzymane tą drogą wartości obu parametrów dla rezonatora „pustego” i „pełnego” zamieszczono odpowiednio w tabeli 1 i 2.

TABELA 1

Parametry generacji swobodnej lasera z „pustym” rezonatorem

R [%]	η [%]	E_{th} [J]	t_D [μs]	$B(t_D)$ [μVs]
94	8,15	1,41		
78	14,24	2,21	57	2,000
71	14,75	3,29	60	2,813
48	13,37	5,46	86	5,312
31	10,50	7,54	105	7,656

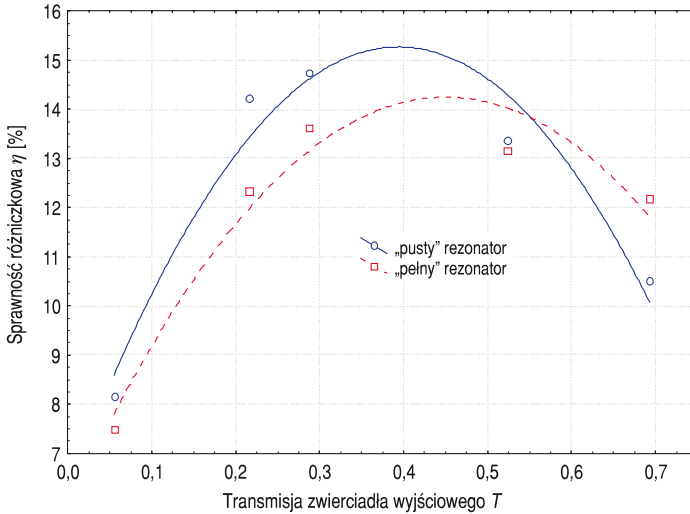
TABELA 2

Parametry generacji swobodnej lasera z „pełnym” rezonatorem

R [%]	η [%]	E_{th} [J]	t_D [μs]	$B(t_D)$ [μVs]
94	7,49	1,69	39	1,093
78	12,33	2,88	53	2,031
71	13,61	3,44	60	2,812
48	13,17	5,44	90	5,499
31	12,19	7,50	116	8,594

Na podstawie danych w tabelach 1 i 2 oraz charakterystyk generacji na rysunkach 4 i 5 zauważyć można, że sprawność różniczkowa η początkowo rośnie, po czym maleje ze wzrostem transmisji zwierciadła wyjściowego. Uwidoczniono to wyraźnie na rysunku 6, na którym wykreślono sprawność różniczkową η w funkcji transmisji zwierciadła T . Z dopasowanych metodą najmniejszych kwadratów wielomianów drugiego stopnia łatwo można wyliczyć, że optymalna ze względu

na sprawność różniczkową transmisja zwierciadła wynosi około 40% dla „pustego” rezonatora, natomiast dla „pełnego” ulokowana jest w okolicach 45%.



Rys. 6. Zależność sprawności różniczkowej generacji od transmisji zwierciadła wyjściowego

W trakcie badania generacji swobodnej, oprócz pomiaru energii wyjściowej, rejestrowano dodatkowo promieniowanie pompujące lampy wyładowczej oraz przebieg emisji laserowej. Pozwalało to wyznaczyć czasy opóźnień t_D , liczone od początku impulsu pompującego do zbrocza narastającego pierwszego impulsu generacji swobodnej, a także obliczać całkę $B(t_D)$ z przebiegu promieniowania pompującego w tym przedziale czasu, w zależności od energii pompy. Uzyskane wartości czasów t_D jak i całek $B(t_D)$ zamieszczono w tabelach 1 i 2. Dane te posłużyły w dalszej kolejności do wyznaczenia strat rezonatora metodą Hodgsona-Webera [21].

2.3. Straty rezonatora

Zaprezentowane w tabelach 1 i 2 progowe energie pompy wykorzystano następnie do wyznaczenia strat rezonatora L oraz współczynników nachylenia wzmocnienia k . Równanie opisujące generację na proggu ma postać [18]:

$$R_{\text{out}} R T^2 \exp[2(g_0 - \alpha)l] = 1, \quad (8)$$

gdzie g_0 jest współczynnikiem wzmocnienia dla słabego sygnału, α — współczynnikiem strat dyssypacyjnych w ośrodku czynnym, l — długością pręta laserowego, R_{out} , R — współczynnikami odbicia odpowiednio zwierciadła wyjściowego i całkowicie odbijającego, T — transmisją pozostałych elementów rezonatora liczoną

na jedno przejście. Biorąc logarytm naturalny z obu stron powyższego równania, można zdefiniować całkowite, nieużyteczne straty rezonatora w postaci:

$$L \equiv 2\alpha l + \ln\left(\frac{1}{RT^2}\right). \quad (9)$$

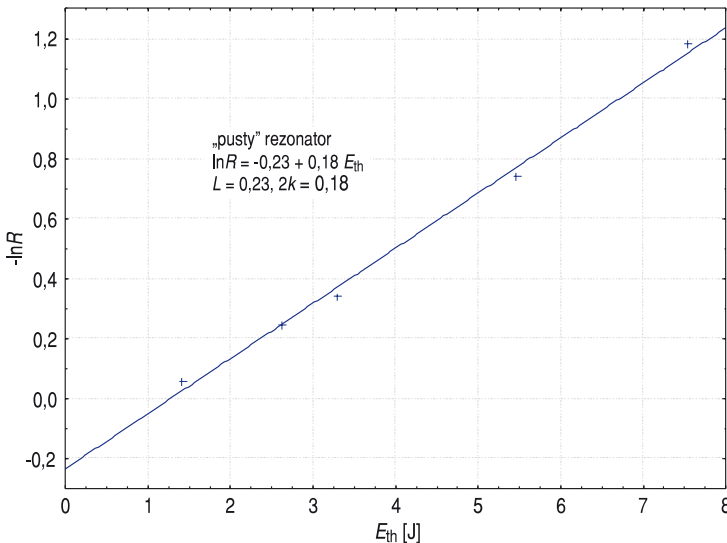
Korzystając ponadto z faktu, że współczynnik wzmocnienia dla słabych sygnałów g_0 związany jest z energią pompy E_p zależnością [18]:

$$g_0 l = k \cdot E_p, \quad (10)$$

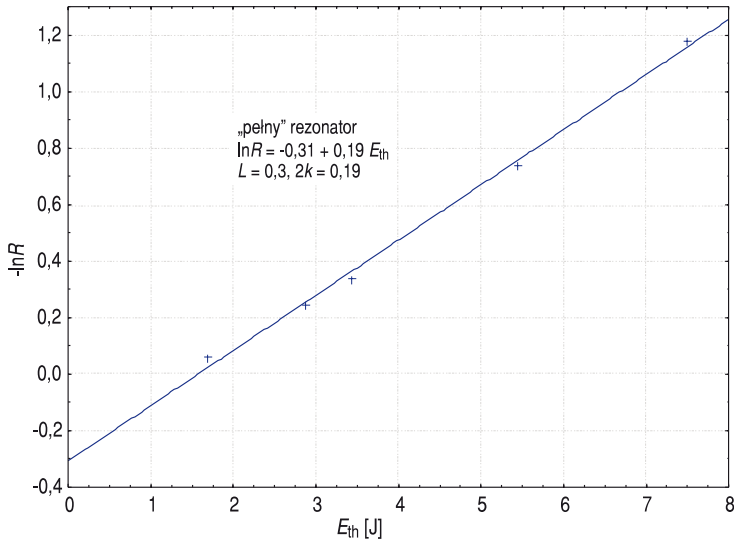
gdzie k jest współczynnikiem nachylenia wzmocnienia, można równanie (8) opisujące próg generacji przedstawić w postaci:

$$-\ln R_{\text{out}} = 2k \cdot E_{\text{th}} - L, \quad (11)$$

która stanowi punkt wyjścia w powszechnie stosowanej do wyznaczania strat rezonatora metodzie Findlaya-Claya [22]. Proste tego typu dla danych z tabel 1 i 2 pokazano odpowiednio na rysunku 7 i 8, a uzyskane przy pomocy powyższej procedury straty L oraz współczynniki k , dla różnych konfiguracji rezonatora badanego lasera, zamieszczono w tabeli 3.



Rys. 7. Współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego w funkcji progowej energii pompy dla „pustego” rezonatora (metoda Findlaya-Claya)



Rys. 8. Współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego w funkcji progowej energii pompy dla „pełnego” rezonatora (metoda Findlaya-Claya)

W metodzie Hodgsona-Webera wyznaczania strat rezonatora, punktem wyjściowym jest ogólne rozwiązanie równania opisującego zmiany gęstość inwersji w czteropoziomowym ośrodku czynnym, w którym spełniony jest warunek $W_p \ll 1/\tau_f$:

$$n(t) = n_0 \exp(-t/\tau_f) \int_0^t W_p(t') \exp(t'/\tau_f) dt', \quad (12)$$

gdzie W_p jest szybkością pompowania, a τ_f jest czasem życia górnego poziomu laserowego.

Jeśli w chwili t_D od rozpoczęcia pompowania osiągną próg generacji, to gęstość inwersji osiąga swoją wartość progową:

$$n_{th} = n(t_D) = \frac{L - \ln R_{out}}{2\sigma l}, \quad (13)$$

skąd (12) można sprowadzić do postaci:

$$\frac{L - \ln R_{out}}{2\sigma l} = n_0 \exp(-t_D/\tau_f) \int_0^{t_D} W_p(t) \exp(t/\tau_f) dt. \quad (14)$$

Dokonując prostych przekształceń oraz wprowadzając poniższe formuły na wzmocnienie g_0 i intensywność pompowania I :

$$g_0(t) = n_0 \sigma \tau_f W_p(t), \quad I(t) = a g_0(t) l,$$

dostajemy ostatecznie:

$$a\left(\frac{1}{2}L\right) - a \ln \sqrt{R_{\text{out}}} = B(t_D), \quad (15)$$

gdzie

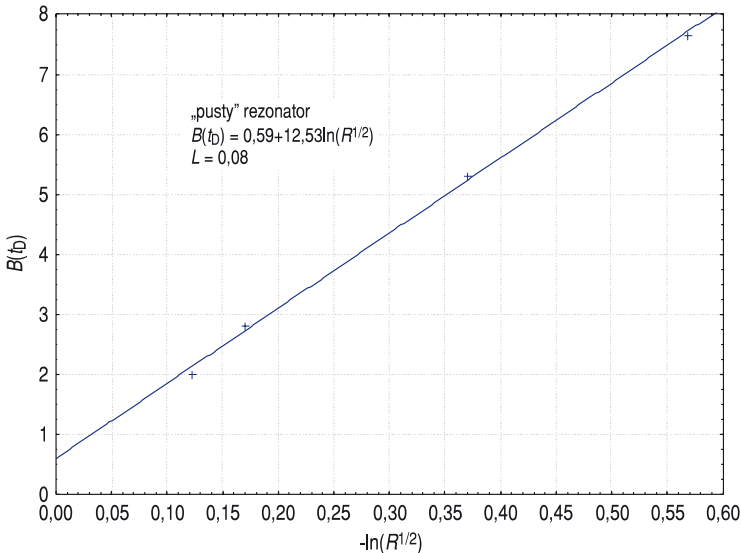
$$B(t_D) = \frac{1}{\tau_f} \exp\left(-\frac{t_D}{\tau_f}\right) \times \int_0^{t_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) I(t) dt \quad (16)$$

jest wielkością, którą łatwo można zmierzyć przy pomocy oscyloskopu cyfrowego, rejestrując przebieg promieniowania pompującego i całkując go od początku impulsu pompującego do chwili pojawienia się pierwszego impulsu generacji swobodnej. Równanie (15) stanowi punkt wyjścia do wyznaczania strat rezonatora metodą Hodgsona-Webera [21]. Uzyskane przy jej pomocy straty rezonatora L podano w tabeli 3, natomiast proste (15) dla „pustego” i „pełnego” rezonatora wykreślono na rysunkach odpowiednio 9 i 10.

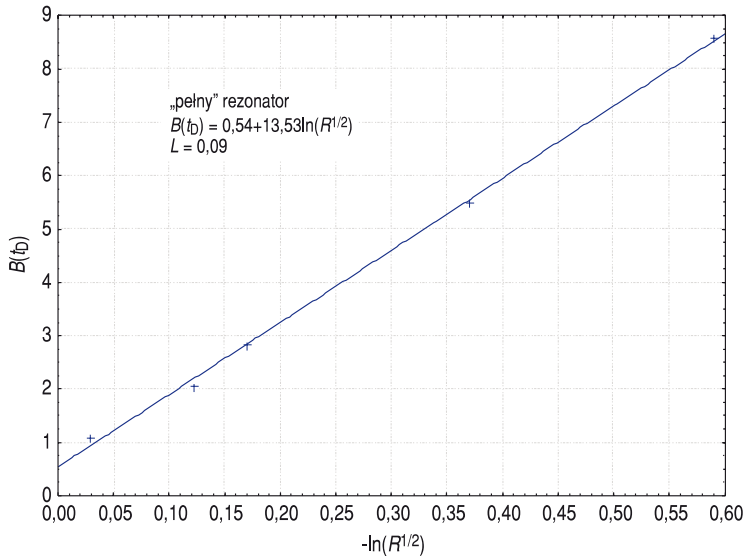
TABELA 3

Parametry rezonatora badanego lasera: T — transmisja rezonatora na przejście

	Metoda Findlaya-Claya			Metoda Hodgsona-Webera	
	L	k	T [%]	L	T [%]
„pusty” rezonator	0,23	0,09	89	0,08	92
„pełny” rezonator	0,30	0,10	86	0,09	91



Rys. 9. Zależność całki z promieniowania pompującego od współczynnika odbicia zwierciadła wyjściowego dla „pustego” rezonatora (metoda Hodgsona-Webera)



Rys. 10. Zależność całki z promieniowania pompującego od współczynnika odbicia zwierciadła wyjściowego dla „pełnego” rezonatora (metoda Hodgsona-Webera)

Jak widać na podstawie danych przytoczonych w tabeli 3, metoda Hodgsona-Webera dała straty rezonatora poniżej 10%, natomiast metoda Findleya-Claya, większe wartości, kilkunastoprocentowe. Trudno jednoznacznie określić, która z metod pozwoliła wyznaczyć poprawnie straty. Wyniki dalszych eksperymentów, związanych z generacją monoimpulsową, wskazują na metodę Findleya-Claya. Jest ona jednak bardziej czasochłonna, gdyż wymaga wyznaczenia pełnych charakterystyk energetycznych dla kilku transmisji zwierciadła wyjściowego. W metodzie Hodgsona-Webera dla każdej transmisji wykonujemy w zasadzie jeden pomiar, polegający na rejestracji w oscyloskopie cyfrowym promieniowania pompującego, a następnie całkowaniu go do momentu pojawienia się generacji. Dzięki temu unikamy upraszczającego i milcząco przyjmowanego założenia o prostokątnym kształcie impulsu pompującego w metodzie Findleya-Claya. Obie metody powinny być natomiast stosowane tylko wtedy, gdy czasy trwania impulsów pompujących są dużo mniejsze od fluorescencyjnego czasu życia górnego poziomu laserowego w materiale czynnym. W przeciwnym razie rośnie bowiem błąd spowodowany wzrastającymi stratami związanymi z fluorescencją.

2.4. Optymalizacja rezonatora

Z praktycznego punktu widzenia, bardzo ważna jest maksymalizacja sprawności generacji. Dobór odpowiedniej wartości współczynnika odbicia zwierciadła wyjściowego pozwala otrzymać na wyjściu rezonatora lasera maksymalne energie

impulsów, a co za tym idzie i maksymalną sprawność generacji w danych warunkach pompowania. Wyznaczenie takiej wartości współczynnika odbicia zwierciadła jest właśnie przedmiotem optymalizacji. Degnan, wykorzystując techniki rachunku wariacyjnego, pokazał, że optymalny współczynnik odbicia zwierciadła, moc szczytowa, energia i czas trwania impulsu mogą być wyrażone w funkcji jednego, bezwymiarowego parametru z [23]:

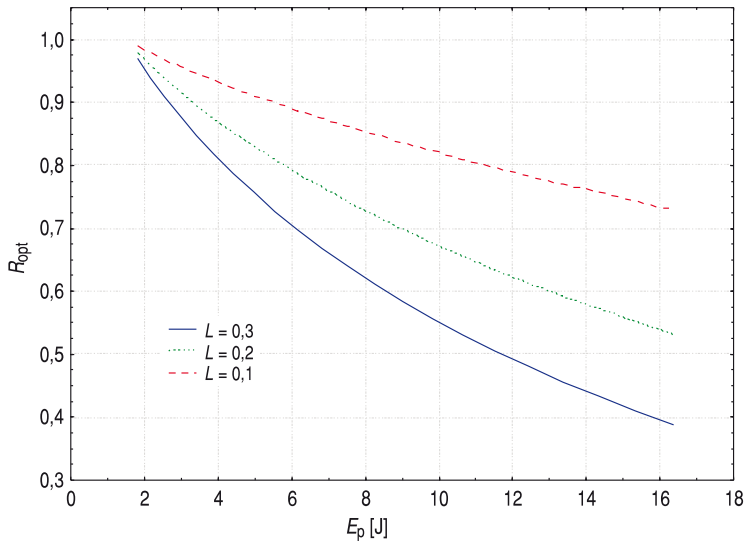
$$z = \frac{2\sigma n_i l}{L} = \frac{2g_0 l}{L}, \quad (17)$$

będącego stosunkiem wzmocnienia na obieg dla małych sygnałów $2g_0 l$ do strat dyssypacyjnych L rezonatora na obieg, gdzie n_i jest początkową gęstością inwersji w ośrodku aktywnym. Optymalny współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego wynosi wtedy:

$$R_{opt} = \exp\left[-L\left(\frac{z-1-\ln z}{\ln z}\right)\right]. \quad (18)$$

Obliczone przy pomocy powyższej zależności optymalne współczynniki odbicia zwierciadła wyjściowego w funkcji energii pompy pokazano na rysunku 11.

Przy obliczaniu parametru z , w miejsce współczynnika wzmocnienia g_0 wstawiono odpowiednio przekształconą zależność (10). Pozwoliło to uzyskać jawną



Rys. 11. Optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego w funkcji energii pompy

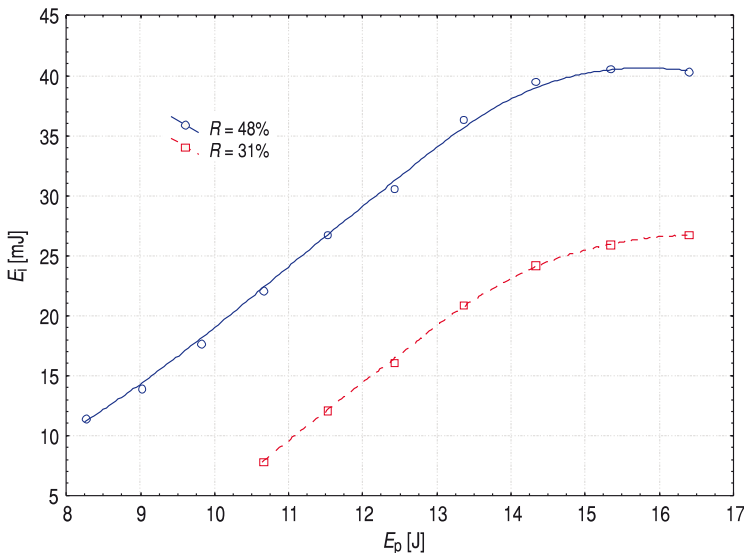
zależność parametru z od energii pompy E_p . W obliczeniach wykorzystano wyznaczony eksperymentalnie współczynnik nachylenia wzmocnienia dla „pełnego” rezonatora, $k = 0,1$, a optymalne współczynniki odbicia liczone dla trzech strat rezonatora L podanych w tabeli 3.

Charakterystyki na rysunku 11 pokazują, że wraz ze wzrostem strat pasywnych rezonatora rośnie optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego. Jest to zrozumiałe zważywszy, że w procesie optymalizacji dążymy do tego, aby jak najwięcej energii wydzielało się na stratach transmisyjnych, a nie dyssypacyjnych. Wzrost tych ostatnich wymusza zatem większe transmisje zwierciadła wyjściowego.

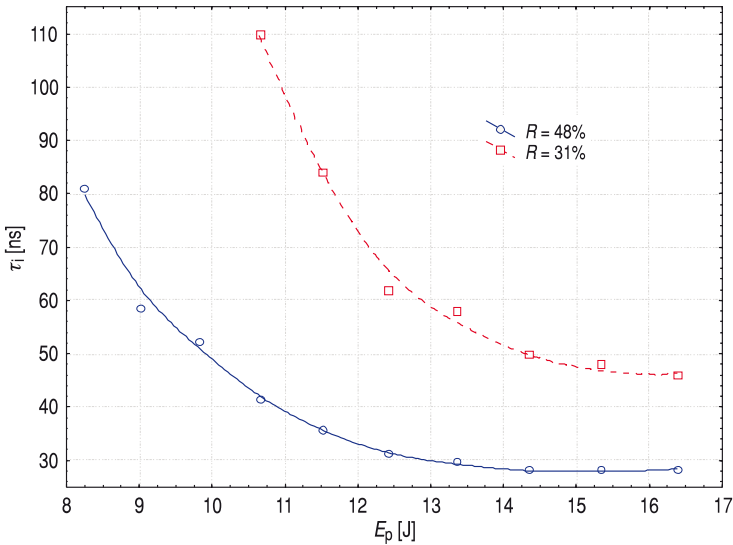
2.5. Generacja monoimpulsowa

Badania generacji monoimpulsowej przeprowadzono w rezonatorze, którego schemat optyczny przedstawiono na rysunku 3.

Do modulacji dobroci zastosowano komórkę Pockelsa z kryształem BBO typu LighGate 6, o aperturze 5 mm i długości 50 mm (firmy Gooch & Housego). Pomimo że możliwa jest generacja monoimpulsowa ze znacznie tańszymi komórkami z kryształami KDDP, to jednak wnoszą one znaczące straty do rezonatora [15]. Kryształy LiNbO_3 cechują się wprawdzie doskonałymi charakterystykami transmisyjnymi i stosunkowo dużymi współczynnikami elektrooptycznymi w zakresie spektralnym $1,3 \mu\text{m}$, ale ze względu na duże współczynniki załamania (potencjalnie powodujące duże straty fresnelowskie), bardzo małe progi uszkodzeń optycznych,



Rys. 12. Energia monoimpulsu w funkcji energii pompy



Rys. 13. Czas trwania monoimpulsu w funkcji energii pompy

a przede wszystkim silne efekty piezoelektryczne, praktycznie nie nadają się do budowy efektywnych komórek Pockelsa [1].

Pomiary energii i czasów trwania monoimpulsów przeprowadzono dla dwóch transmisji zwierciadła wyjściowego, $T = 52\%$ i 69% , a otrzymane charakterystyki w funkcji energii pompy przedstawiono odpowiednio na rysunku 12 i 13. Przy mniejszych transmisjach, ze względu na bardzo duże gęstości mocy wewnątrz rezonatora, obserwowano uszkodzenia powierzchni pryzmatu dyspersyjnego lub warstw odbijających na powierzchni zwierciadła wyjściowego. Dlatego zaniechano dalszych prób ze zwierciadłami o transmisjach poniżej 50% .

W przypadku zwierciadła o transmisji 52% otrzymano największe energie monoimpulsów, przekraczające 40 mJ przy czasach trwania około 29 ns FWHM. Daje to ponad $1,3$ MW mocy szczytowej. Dla zwierciadła wyjściowego o transmisji 69% otrzymywano znacznie mniejsze energie impulsów, maksymalnie około 27 mJ.

Na przedstawionych na rysunku 12 charakterystykach widać, że energia impulsu rośnie początkowo monotonicznie ze wzrostem energii pompy. Dla obu transmisji zwierciadła wyjściowego nachylenie charakterystyk jest praktycznie takie samo. Przy pewnych wartościach energii pompy obie charakterystyki wchodzą w nasycenie, przy czym dla zwierciadła o $R = 48\%$ nasycenie zachodzi na poziomie 40 mJ, a zaczyna się przy energii pompy w okolicach $14,5$ J. W przypadku zwierciadła wyjściowego o $R = 31\%$ nasycenie zachodzi przy porównywalnej energii pompującej, $E_p = 15$ J, ale na znacznie mniejszym poziomie, około 27 mJ. Biorąc pod uwagę, że próg generacji w pierwszym przypadku wynosił $5,4$ J, łatwo obliczyć, że nasycenie zaczynało się przy przewyższeniu progowym $x = 2,6$. W drugim

przypadku, wobec progowej energii pompy wynoszącej 7,5 J, nasycenie zaczynało się przy przekroczeniu $x = 2$.

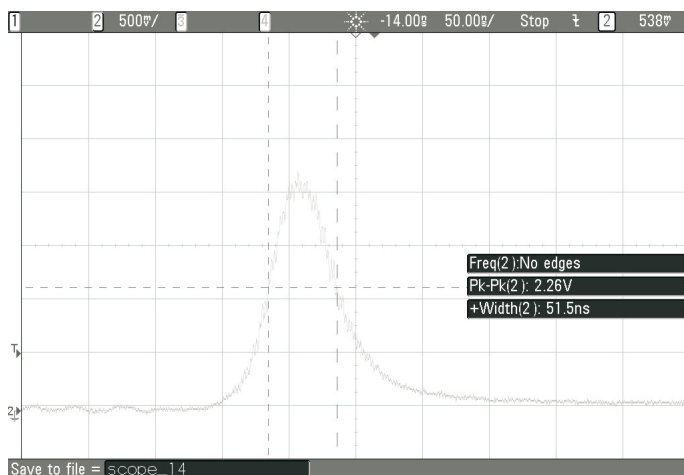
Przeprowadzona w poprzednim rozdziale procedura optymalizacji energetycznej rezonatora, rysunek 11, pokazała, że w zakresie stosowanych przy generacji monoimpulsowej energii pompujących $E_p = 8-16$ J, optymalne transmisje zwierciadła wyjściowego mieszczą się w przedziale $T_{opt} = 40-60\%$. Zastosowane zwierciadło o współczynniku odbicia $R = 48\%$ mieści się w środku tego przedziału i jest bardziej optymalne od zwierciadła o odbiciu $R = 31\%$.

Podobnie do charakterystyk energetycznych, zaprezentowane na rysunku 13 charakterystyki czasu trwania monoimpulsu w funkcji energii pompy początkowo maleją monotonicznie ze wzrostem energii pompy, po czym wchodzą w obszar, gdzie czas trwania impulsu osiąga minimum i dalej już się nie zmienia. W przypadku zwierciadła wyjściowego o współczynniku odbicia 48% minimum wynosi około 29 ns i osiągane jest przy energii pompującej około 14,5 J. W przypadku zwierciadła wyjściowego o $R = 31\%$ minimum mieści się na poziomie 42 ns i osiągane jest dla E_p nieco ponad 15 J. Osiągane maksymalne czasy trwania impulsów wynosiły odpowiednio około 80 ns i 110 ns.

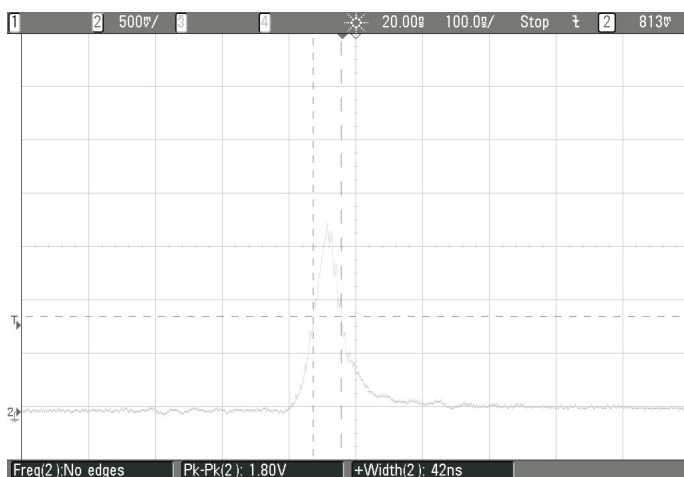
Przykładowe oscylogramy, pokazujące profile czasowe generowanych monoimpulsów przy różnych energiach pompujących, pokazano na rysunkach od 14 do 17. Wszystkie oscylogramy zarejestrowane zostały dla konfiguracji rezonatora ze zwierciadłem wyjściowym o współczynniku odbicia $R = 48\%$.



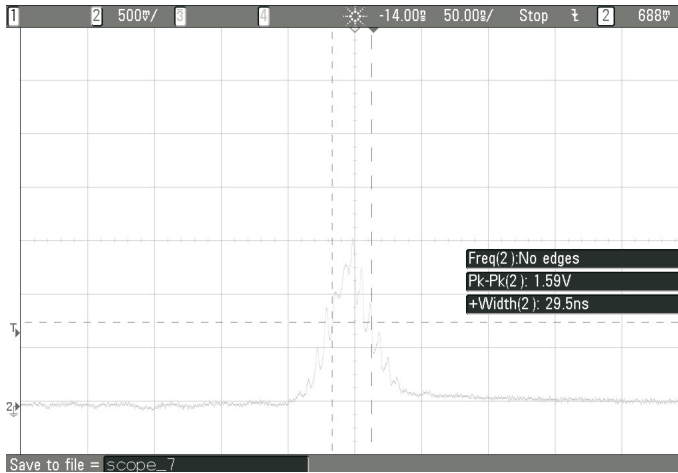
Rys. 14. Oscylogram kształtu monoimpulsu o czasie trwania 69 ns (FWHM) uzyskanego przy energii pompy 8,2 J i transmisji zwierciadła wyjściowego 52%



Rys. 15. Oscylogram kształtu monoimpulsu o czasie trwania 51,5 ns (FWHM) uzyskanego przy energii pompy 9,8 J i transmisji zwierciadła wyjściowego 52%



Rys. 16. Oscylogram kształtu monoimpulsu o czasie trwania 42 ns (FWHM) uzyskanego przy energii pompy 10,6 J i transmisji zwierciadła wyjściowego 52%



Rys. 17. Oscylogram kształtu monoimpulsu o czasie trwania 29,5 ns (FWHM) uzyskanego przy energii pompy 16,4 J i transmisji zwierciadła wyjściowego 52%

4. Podsumowanie

W pracy zaprezentowany został model laboratoryjny lasera Nd:YAG z aktywną modulacją dobroci rezonatora, pracujący na linii 1,319 μm . Przeprowadzone w fazie projektowania analizy i obliczenia numeryczne pozwoliły zastosować rezonator zapewniający: a) pracę w podstawowym modzie poprzecznym i w efekcie wysoką jakość wiązki wyjściowej, b) dużą objętość modu w ośrodku aktywnym dającą dużą sprawność ekstrakcji energii.

W reżimie generacji swobodnej laser emitował impulsy o maksymalnej energii ponad 200 mJ ze sprawnością różniczkową w okolicach 14%. Wyznaczone charakterystyki i progi generacji dla różnych transmisji zwierciadła wyjściowego umożliwiły, przy pomocy metod Findlaya-Claya oraz Hodgsona-Webera, wyznaczyć pasywne straty rezonatora, $L = 0,3$ (transmisja rezonatora 86%). Znajomość strat oraz współczynnika wzmocnienia w ośrodku aktywnym pozwoliła w kolejnym etapie wykonać optymalizację energetyczną rezonatora i zrealizować generację monoimpulsową.

Dla zwierciadła wyjściowego o współczynniku odbicia $R = 48\%$, będącego w środku przedziału optymalnych transmisji dla stosowanych w eksperymencie energii pompujących, otrzymano monoimpulsy o największej energii do 40 mJ i najkrótszym czasie trwania w okolicach 29 ns FWHM, dające moc szczytową ponad 1,3 MW. Należy podkreślić, że generacja zachodziła w podstawowym modzie poprzecznym, a zmiana rezonatora i w efekcie praca wielomodowa spowodują, że możliwe będzie otrzymywanie impulsów o znacznie większych energiach i mocach szczytowych.

Laser Nd:YAG generujący na linii 1,319 μm stanowi bardzo cenne narzędzie w wielu zastosowaniach medycznych i w konserwacji zabytków. Pokazano już, że w zastosowaniu do czyszczenia niektórych obiektów zabytkowych, szczególnie o wilgotnej powierzchni, promieniowanie o tej długości fali może być dużo bardziej wydajne od promieniowania 1,064 μm , a przy tym jest bezpieczniejsze dla oczu operatorów bądź postronnych obserwatorów [1]. Realizując z kolei przetwarzanie na drugą harmoniczną na zewnątrz rezonatora, można uzyskać wysoko sprawne urządzenie emitujące impulsy czerwonego promieniowania. Laser taki mógłby w niektórych zastosowaniach, szczególnie w dermatologii, zastąpić wykorzystywane obecnie lasery rubinowe, które ze względu na trójpoziomowy charakter ośrodka czynnego z natury są mało sprawne.

Opisany model lasera Nd:YAG wykorzystany został już w praktyce, w ramach grantu zatytułowanego „Badania spektroskopowe i laserowe kryształów Nd:GdCOB oraz budowa prototypu lasera Nd:GdCOB”. Przy jego pomocy przeprowadzono badania konwersji częstotliwości na drugą harmoniczną w próbkach kryształów Nd:GdCOB o różnych koncentracjach jonów Nd^{3+} , wyhodowanych w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie.

Praca częściowo dofinansowana przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w ramach projektu badawczego własnego N N507 437034 „Generacja i zastosowanie impulsów mikrosekundowych na długości fali 0,66 μm z lasera Nd:YAG”.

Artykuł wpłynął do redakcji 3.08.2011 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w październiku 2011 r.

LITERATURA

- [1] R. OSTROWSKI, *Analiza efektywności generacji układów laserowych „bezpiecznych dla oka” do dalmierzy i oświetlaczy laserowych*, rozprawa doktorska, WAT, Warszawa, 2002.
- [2] R. OSTROWSKI, *Microsecond Red Laser Pulses Via Overcoupled Intracavity Second Harmonic Generation*, CLEO/Europe-EQEC 2011, paper CA.P.32, 2011.
- [3] R. OSTROWSKI, J. MARCZAK, K. JACH, A. SARZYŃSKI, *Selection of Radiation Parameters of Laser Used for Artworks Conservation*, Proc. SPIE, 5146, 2003, 99-107.
- [4] S. BATISHCHE, A. KOUZMOUK, H. TATUR, T. GOROVETS, U. PILIPENKA, V. UKHAU, *1320 nm Range Nd:YAG-Laser in Restoration of Artworks Made of Bronze and Other Metals*, Springer Proceedings in Physics, Lasers in the Conservation of Artworks, 2003, 87-93.
- [5] H. ZHU, G. ZHANG, Y. WEI, L. HUANG, Z. CHEN, *Diode-Side-Pumped Acoustooptic Q-switched 1319-nm Nd:YAG Laser*, IEEE J. Quant. Electron., 44, 2008, 480-484.
- [6] Y. DANG, Q. REN, H. LIU, J. MA, J. ZHANG, *Effects of the 1,320-nm Nd:YAG laser on transepidermal water loss, histological changes, and collagen remodeling in skin*, Lasers in Medical Science, 21, 2006, 147-152.
- [7] H.H. CHAN, L.K. LAM, D.S. WONG, T. KONO, N. TRENDLELL-SMITH, *Use of 1,320 nm Nd:YAG laser for wrinkle reduction and the treatment of atrophic acne scarring in Asians*, Lasers Surg. Med., 34, 2004, 98-103.

- [8] M.A. TRELLES, I. ALLONES, R. LUNA, *Facial Rejuvenation with a Nonablative 1320 nm Nd:YAG Laser: A Preliminary Clinical and Histologic Evaluation*, *Dermatologic Surgery*, 27, 2001, 111-116.
- [9] G.J. FULCHIERO, P.C. PARHAM-VETTER, S. OBAGI, *Subcision and 1320-nm Nd:YAG Nonablative Laser Resurfacing for the Treatment of Acne Scars: A Simultaneous Split-Face Single Patient Trial*, *Dermatologic Surgery*, 30, 2004, 1356-1360.
- [10] S. SINGH, R.G. SMITH, L.G. VAN UITERT, *Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd^{3+} in yttrium garnet at room temperature*, *Phys. Rev. B* 44, 1974, 2566-2572.
- [11] J. MARCZAK, Z. MIERCZYK, R. OSTROWSKI, *Laser Nd:YAG — Generacja Długości Fal Bezpiecznych Dla Oka*, *Biul. WAT*, 45, 2, 1999, 27-40.
- [12] J. MARLING, *1.05-1.44 μm Tunability and Performance of the CW Nd^{3+} :YAG Laser*, *IEEE J. Quant. Electron.* QE-14, 1978, 56-62.
- [13] Y. INOUE, S. KONNO, T. KOJAMI, S. FUJIKAWA, *High-Power Red Beam Generation by Frequency-Doubling of a Nd:YAG Laser*, *IEEE J. Quant. Electron.*, 35, 1999, 1737-1740.
- [14] Y. INOUE, S. FUJIKAWA, *Diode-Pumped Nd:YAG Laser Producing 122-W CW Power At 1.319 μm* , *IEEE J. Quant. Electron.*, 36, 2000, 751-756.
- [15] R. OSTROWSKI, J. MARCZAK, *The 1.3 μm Q-switched Nd:YAG laser*, *Opt. Appl.*, 31, 3, 2001, 553-562.
- [16] H. KOGELNIK, T. LI, *Laser Beams and Resonators*, *Proc. IEEE*, 54, 10, 1966, 1312.
- [17] H. KOGELNIK, *Imaging of Optical Modes — Resonators with Internal Lenses*, *Bell Sys. Techn. J.*, 44, 1965, 455.
- [18] W. KOECHNER, *Solid-State Laser Engineering*, fifth revised and updated edition, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1999.
- [19] A.E. SIEGMAN, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [20] Optical Glass, Spezial-Gras GMBH Mainz (West Germany), Schott No 3050/66.
- [21] N. HODGSON, H. WEBER, *Measurement of extraction efficiency and excitation efficiency of lasers*, *J. Modern Opt.*, 35, 1988, 807-811.
- [22] D. FINDLAY, R.A. CLAY, *The Measurement of Internal Losses in 4-Level Lasers*, *Phys. Lett.*, 20, 1966, 277-278.
- [23] J.J. DEGNAN, *Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Lasers*, *IEEE J. Quant. Electron.*, 25, 1989, 214.

R. OSTROWSKI, A. CYWIŃSKI

Generation at 1.32 μm in Nd:YAG laser

Abstract. A new model of Q-switched Nd:YAG laser operated at 1.319 μm , for medical and restoration applications, has been presented in the paper. Suitably developed resonator allowed us to achieve fundamental mode at the output. By means of Findlay-Clay and Hodgson-Weber methods, passive losses of the resonator have been determined to be 0.3 (i.e. 86% single pass transmission). In free running mode, laser pulses over 200 mJ in energy with slope efficiency about 14% have been obtained, while in Q-switched mode, single pulses of energy up to 40 mJ and durations about 29 ns FWHM (peak power over 1.3 MW) have been generated.

Keywords: optoelectronics, 1.32 μm laser, Q-switching, Nd:YAG laser, dispersive resonator