

Roman OSTROWSKI

## GENERACJA MIKROSEKUNDOWYCH IMPULSÓW LASEROWYCH

**STRESZCZENIE** *W artykule zaprezentowano opracowany i zbudowany model laboratoryjny lasera Nd:YAG, pracujący na linii 1.32  $\mu\text{m}$ , z modulacją dobroci i wewnątrz-rezonatorową konwersją częstotliwości na drugą harmoniczną. W reżimie „overcouplingu”, laser ten pozwalał generować impulsy czerwonego promieniowania o długości fali 0.66  $\mu\text{m}$ , czasach trwania do 2.8  $\mu\text{s}$ , maksymalnej energii około 1.1 mJ i częstotliwości repetycji 10 Hz.*

**Słowa kluczowe:** *laser Nd:YAG, wewnątrz-rezonatorowa konwersja częstotliwości, czerwony laser, wydłużanie impulsu*

### 1. WSTĘP

---

W różnorodnych procesach obróbki materiałów wykorzystywane są głównie lasery impulsowe, charakteryzujące się emisją impulsów o czasach trwania w bardzo szerokim zakresie, od pojedynczych milisekund w reżimie generacji swobodnej, poprzez generację monoimpulsową, dającą czasy trwania od pojedynczych do około stu nanosekund, aż do laserów pikosekundowych. Ostatnio zaobserwować można także wzmożone zainteresowanie ultrakrótkimi impulsami laserowymi o femtosekundowych czasach trwania.

W zastosowaniach medycznych oraz w renowacji dzieł sztuki i obiektów zabytkowych, najważniejszym zadaniem jest usunięcie wybranej warstwy

---

**dr inż. Roman OSTROWSKI**  
e-mail: rostrowski@wat.edu.pl

Institut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna

PRACE INSTYTUTU ELEKTROTECHNIKI, zeszyt 255, 2012

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 i czas trwania impulsu [1]. Obecnie wykorzystuje się tu głównie lasery pracujące w reżimie generacji swobodnej lub generacji monoimpulsowej. Technika generacji zawężonej pozwala uzyskać większą szybkość ablacji warstwy wierzchniej materiału, jednak krótkie i intensywne oddziaływanie impulsu laserowego z materiałem może wywoływać naprężenia i silne fale uderzeniowe, które mogą powodować mikropęknięcia i kruszenie obrabianego materiału w otoczeniu strefy oddziaływania. Dodatkowo, bardzo często generowana jest plazma, która wskutek ekranowania zmniejsza szybkość procesu ablacji. Z drugiej strony, przy oddziaływaniu impulsów długich, charakterystycznych dla laserów pracujących w reżimie generacji swobodnej, w wyniku procesu dyfuzji ciepła mamy często do czynienia z termicznymi uszkodzeniami obrabianego materiału, takimi jak nadtopienia i zwęglenia, czy wręcz wypalenia. Aby zminimalizować te efekty, czas trwania impulsu laserowego powinien być krótszy lub porównywalny z czasem relaksacji termicznej materiału [2]. Dlatego, ze względu na minimalizację uszkodzeń obrabianego materiału, najkorzystniejszymi w procesie usuwania warstw wierzchnich wydają się być impulsy o czasach trwania od kilkuset nanosekund do kilkunastu mikrosekund [2-3].

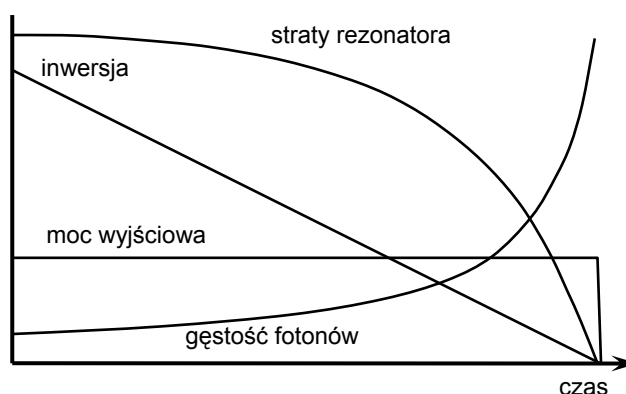
O ile techniki otrzymywania impulsów laserowych długich w zakresie milisekund, krótszych w zakresie nanosekund, a nawet ultrakrótkich pikoi- i femtosekundowych są doskonale opanowane [4], to generacja w zakresie średnich czasów trwania, od kilkuset nanosekund do kilku mikrosekund, jak dotąd nie wyszła poza stadium analiz i badań. Brak jest w związku z tym komercyjnie dostępnych urządzeń pracujących w tego typu reżimie generacji, które stanowiłyby cenne narzędzia pracy, głównie dla konserwatorów i lekarzy.

Bardzo obiecującą metodą generacji impulsów mikrosekundowych jest technika „overcouplingu”, wykorzystująca wewnątrz-rezonatorową konwersję częstotliwości [5-7]. Kryształ nieliniowy umieszczony w rezonatorze, przetwarzający promieniowanie podstawowe na drugą harmoniczną, działa jak sprzężenie wyjściowe o zmiennej transmisji. Regulując sprawność przetwarzania, dostajemy możliwość regulacji czasu trwania impulsu, bez zmniejszania sprawności generacji.

W prezentowanej pracy opisano model lasera Nd:YAG z modulacją dobroci rezonatora i wewnątrz-rezonatorową konwersją częstotliwości, pozwalającą na generację czerwonego promieniowania o długości fali 0.66  $\mu\text{m}$ . W reżimie „overcouplingu” model pozwalał otrzymywać wydłużone w czasie impulsy laserowe. W warunkach pracy tuż nad progiem generacji uzyskano impulsu o czasach trwania około 2.8  $\mu\text{s}$  i energii rzędu 1.1 mJ.

## 2. IDEA GENERACJI

Idea generacji impulsów o wydłużonym czasie trwania w laserze z modulacją dobroci pokazana została na rysunku 1. W przeciwieństwie do klasycznej generacji monoimpulsowej, gdzie dąży się do skokowego wyłączenia dodatkowych strat dynamicznych, tutaj celem jest ich powolne zmniejszanie, zadając taki ich przebieg czasowy, aby na wyjściu lasera otrzymać stałą moc. W efekcie spowolnieniu ulega szybkość narastania strumienia fotonów wewnątrz rezonatora, a energia zgromadzona w ośrodku czynnym jest wolniej wysycana.



Rys. 1. Idea generacji impulsów laserowych o wydłużonym czasie trwania

W przypadku metody z wewnątrz-rezonatorową generacją drugiej harmonicznej, zmienne w czasie straty dynamiczne zapewnia proces konwersji częstotliwości [5-6]. Umieszczony w rezonatorze kryształ nieliniowy działa jako sprzęgacz wyjściowy i równocześnie jako element wprowadzający do rezonatora dodatkowe straty nieliniowe. Gdy strumień w rezonatorze narasta, proporcjonalnie do kwadratu mocy pierwszej harmonicznej, wzrastają straty wynikające z przetwarzania na drugą harmoniczną. Maksimum mocy zostaje osiągnięte w momencie, gdy straty te zrównają się ze wzmocnieniem w ośrodku aktywnym. Strumień w rezonatorze, a także moc wyjściowa na drugiej harmonicznej, nie może odtąd narastać, a pozostała część zmagazynowanej energii jest wykorzystywana do wydłużenia czasu trwania impulsu. Jeśli wielkość sprzężenia jest znacznie większa od optymalnej (ang. „overcoupling”), tzn. niezbędnej do wygenerowania maksymalnej mocy szczytowej na drugiej harmonicznej, to większa część zmagazynowanej w ośrodku czynnym energii wykorzystana zostanie do wydłużenia czasu trwania impulsu. Dla takiego sprzężenia występuje bezpośredni balans między amplitudą i czasem trwania impulsu, a będąca funkcją sprzężenia energia impulsu na drugiej harmonicznej pozostaje stała.

Dzięki temu, że generacja zachodzi na stratach będących stratami użytecznymi, „overcoupling” pozwala na regulację i wydłużanie czasu trwania generowanego impulsu bez znaczących strat energii i sprawności generacji [7]. W zastosowaniach, w których użyteczne jest promieniowanie drugiej harmonicznej lasera, podejście takie jest szczególnie atrakcyjne, gdyż wydłużenie impulsu nie jest osiągnięte kosztem energii wyjściowej. Z powodu mniejszych sprzężeń nieliniowych wymaganych do uzyskania „overcouplingu”, w technice tej korzystne jest stosowanie ośrodków czynnych o małym wzmocnieniu.

### 3. ANALIZA NUMERYCZNA

Zagadnienie generacji w laserze z przełączaniem dobroci rezonatora sprowadza się do równoczesnego rozwiązania dwóch sprzężonych równań różniczkowych, z których pierwsze opisuje szybkość zmian gęstości fotonów  $\phi$  w rezonatorze, a drugie, tzw. równanie materiałowe, opisuje szybkość zmian gęstości inwersji  $n$  w materiale aktywnym. Ponieważ czasy trwania impulsów otrzymywanych w reżimie modulacji dobroci są małe w stosunku do czasów charakteryzujących ośrodek czynny i rezonator, to w opisie generacji można zaniedbać procesy pompowania optycznego i emisji spontanicznej, a układ równań przybiera postać [4]:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{2\sigma l}{t_r} nI + \frac{1}{t_r} [\ln R - L + 2 \ln(1 - \tanh^2(\beta\sqrt{I}))] I \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\sigma}{h\nu} nI \quad (2)$$

gdzie  $c$  jest prędkością światła;  $l$  jest długością ośrodka czynnego;  $\sigma$  jest przekrojem czynnym na emisję wymuszoną;  $t_r = 2L_{\text{opt}}/c$  jest czasem obiegu rezonatora o długości optycznej  $L_{\text{opt}}$ ;  $\tau_c = t_r/L_{\text{tot}}$  jest czasem życia fotonów w rezonatorze.

W przypadku wewnątrz-rezonatorowej konwersji częstotliwości, straty całkowite rezonatora składają się ze strat pasywnych  $L$ , strat transmisyjnych  $-\ln R$  oraz dodatkowo strat nieliniowych reprezentowanych przez:

$$\ln(1 - \tanh^2(\beta\sqrt{I})) \quad (3)$$

Straty te są nieliniową funkcją intensywności  $I$  podstawowej harmonicznej wewnątrz rezonatora. Ponadto, poprzez współczynnik sprzężenia nieliniowego  $\beta$ , zależą od długości kryształu  $l_c$ , efektywnego współczynnika

nieliniowości  $d_{\text{eff}}$  oraz od parametru ogniskowania  $s_p = \sqrt{A_{\text{OA}}/A_{\text{NL}}}$ , będącego miarą stosunku pola powierzchni przekroju poprzecznego wiązki w ośrodku aktywnym  $A_{\text{OA}}$  do pola powierzchni przekroju poprzecznego wiązki w kryształach nieliniowym  $A_{\text{NL}}$  [4]:

$$\beta = \sqrt{2\eta^3} d_{\text{eff}} \omega_f l_c s_p \frac{\sin(\Delta k l_c / 2)}{\Delta k l_c / 2} \quad (4)$$

gdzie  $\eta = 376.7/n_0$  jest impedancją fali płaskiej;  $\omega_f$  jest częstotliwością, a  $n_0$  współczynnikiem załamania promieniowania wiązki podstawowej.

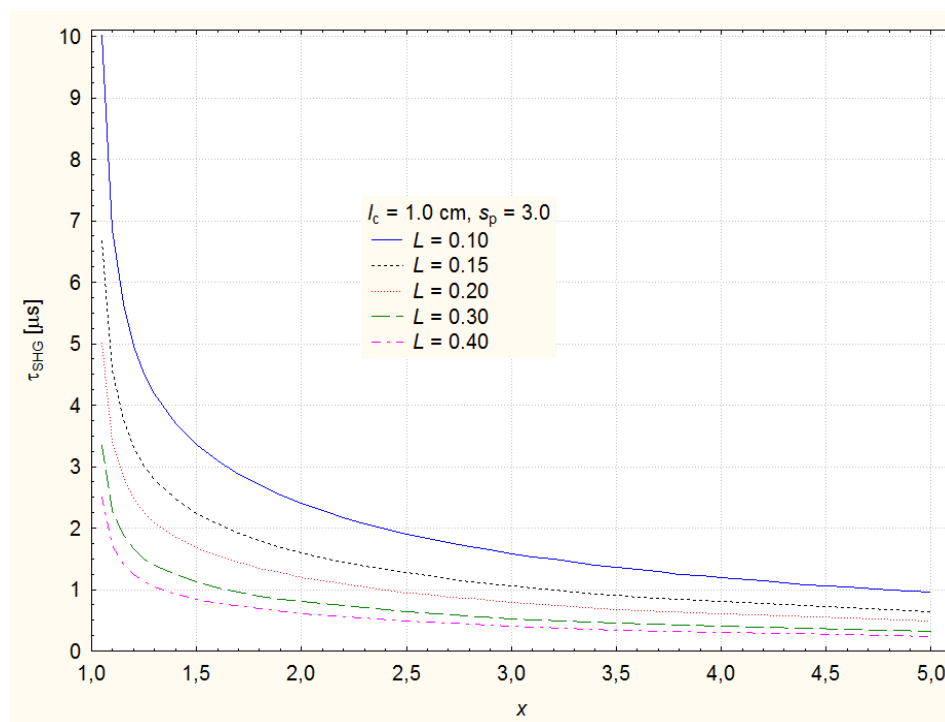
Analizę przeprowadzono dla lasera z ośrodkiem aktywnym Nd:YAG, pracującego na przejściu  $1.319 \mu\text{m}$ , dla którego przekrój czynny na emisję wymuszoną wynosi  $\sigma = 0.95 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  [8]. Przyjęto, że długość optyczna rezonatora wynosiła  $L_{\text{opt}} = 150 \text{ cm}$ . Obliczenia wykonywano dla strat rezonatora zmieniających się w zakresie  $L = 0.1-0.4$ , oraz długości kryształu nieliniowego  $l_c = 0.5-1.2 \text{ cm}$ . W przypadku kryształu KTP, odpowiadało to sprzężeniu nieliniowemu z przedziału  $\beta = 0.28 \times 10^{-3} - 0.67 \times 10^{-3} \text{ cm/W}^{1/2}$ . Parametr ogniskowania wiązki był natomiast stały i wynosił  $s_p = 3$ .

W pierwszym etapie obliczeń wyznaczono charakterystyki mocy szczytowej, czasu trwania i energii generowanych impulsów na drugiej harmonicznej w funkcji przekroczenia progowego  $x$  (miara napompowania ośrodka aktywnego). W kolejnym etapie przebadano wpływ sprzężenia nieliniowego  $\beta$ , a następnie parametru ogniskowania  $s_p$  na czas trwania i energię generowanych impulsów na drugiej harmonicznej.

Na rysunku 2 przedstawiono przykładową rodzinę charakterystyk czasu trwania impulsu  $\tau_{\text{SHG}}$  w funkcji przekroczenia progowego  $x$ , przy stratach rezonatora  $L$  jako parametrze.

Widać wyraźnie, że czas trwania impulsu na drugiej harmonicznej bardzo szybko maleje ze wzrostem przekroczenia progowego  $x$ . Korzystna jest więc praca tuż nad progiem oraz zastosowanie jako materiału czynnego ośrodka o małym wzmocnieniu (małym przekroju czynnym na emisję wymuszoną). Dlatego do generacji w laserze Nd:YAG w warunkach „overcouplingu” wybrano linię  $1.319 \mu\text{m}$ . Przekrój czynny na emisję wymuszoną jest dla tego przejścia kilka razy mniejszy od przekroju czynnego dla przejścia podstawowego na długości fali  $1.064 \mu\text{m}$  [4, 8].

W wyniku analiz numerycznych okazało się także, że moc szczytowa generowanych na drugiej harmonicznej impulsów szybko rośnie ze wzrostem stopnia napompowania ośrodka aktywnego. Przyrost ten jest tym większy, im mniejsza jest długość kryształu nieliniowego  $l_c$ . Wpływ sprzężenia  $\beta$  jest tu silny i nieliniowy, co wiąże się z jego silnym wpływem na czasy trwania impulsów drugiej harmonicznej oraz równie silną zależnością tych czasów od strat rezonatora  $L$ .



**Rys. 2.** Czas trwania impulsu drugiej harmonicznej  $\tau_{SHG}$  w funkcji przekroczenia progowego  $x$  dla  $l_c = 1.0$  cm

Jeśli chodzi o zależność energii impulsów drugiej harmonicznej od przekroczenia progowego  $x$ , to można stwierdzić, że długość kryształu nieliniowego  $l_c$  ma niewielki wpływ na osiągnięte energie. Energia impulsu początkowo szybko narasta ze wzrostem sprzężenia nieliniowego  $\beta$ , po czym osiąga maksimum i dalej ma tendencje do stopniowego opadania w zakresie, gdzie wielkość sprzężenia przekroczyła już wartość optymalną – „overcoupling”. Obliczenia pokazały, że jest on osiągany dla wartości  $\beta$  w okolicach  $0.1 \text{ cm/W}^{1/2}$ . Korzystne jest więc zwiększanie jak to tylko możliwe sprzężenia nieliniowego  $\beta$ , gdyż prowadzi to do wydłużania generowanych na drugiej harmonicznej impulsów bez znaczącego spadku ich energii.

Ze wzrostem sprzężenia  $\beta$  rośnie czas trwania impulsu  $\tau_{SHG}$ , przy czym wzrost ten jest tym większy, a osiągnięte czasy trwania większe, im mniejsze są straty rezonatora  $L$  oraz przekroczenie progowe  $x$ . Niestety, wraz ze słabszym napompowaniem ośrodka czynnego, maleje też energia generowanych impulsów. Dlatego korzystniejsze jest stosowanie dużego sprzężenia nieliniowego, tak, by laser mógł pracować wyżej nad progiem (większe  $x$ ), przy jednoczesnej minimalizacji strat rezonatora.

Podobne tendencje mogą być zaobserwowane w przypadku zależności energii impulsu od parametru ogniskowania  $s_p$ . Nie powinno to dziwić, gdyż  $s_p$  wchodzi jako jeden z czynników do zależności (3), opisującej sprzężenie

nieliniowe  $\beta$ . Energia impulsu rośnie początkowo ze wzrostem  $s_p$ , po czym staje się od niego niezależna. Stan ten osiągany jest szybciej przy mniejszych stratach rezonatora  $L$ .

Czas trwania impulsów generowanych na drugiej harmonicznej rośnie prawie z kwadratem parametru ogniskowania  $s_p$ . Ponownie zauważyć tu można negatywny wpływ strat rezonatora  $L$ , zmniejszających osiągalne czasy  $\tau_{\text{SHG}}$ . Przy dużych stratach rezonatora, praktycznie niemożliwe jest uzyskanie impulsów mikrosekundowych.

Im większe są straty rezonatora  $L$ , tym trudniej jest osiągnąć warunki „overcouplingu”, czyli wygenerować impulsy o długich czasach trwania. W przypadku krótkich kryształów nieliniowych, wprowadzających do rezonatora małe sprzężenia nieliniowe, jest to praktycznie niemożliwe, nawet przy bardzo silnym ogniskowaniu wiązki w kryształ.

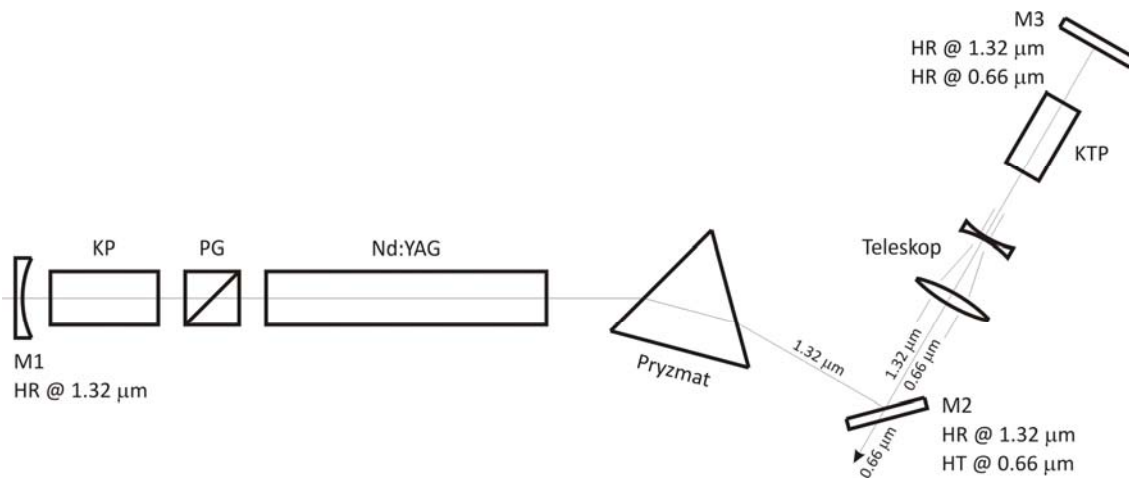
## 4. UKŁAD LASEROWY

---

Schemat konfiguracji dyspersyjnego rezonatora lasera Nd:YAG, w którym przeprowadzono badania generacji z wewnątrz-rezonatorową konwersją częstotliwości, przedstawiono na rysunku 3. Materiał aktywny Nd:YAG w postaci pręta o wymiarach  $\phi$  4 mm  $\times$  88.9 mm pobudzany był ksenonową lampą błyskową o długości łuku 73.7 mm i średnicy 4 mm, w dyfuzyjnej, chłodzonej cieczą głowicy typu „closed-coupled”. Czoła pręta, nachylone pod kątem  $3^\circ$  do osi, pokryte były warstwami antyrefleksyjnymi dla promieniowania o długości fali 1.319  $\mu\text{m}$ .

Rezonator tworzą: zwierciadło M1 o promieniu krzywizny 5000 mm i całkowicie odbijające dla promieniowania o długości fali 1.32  $\mu\text{m}$ , płaskie zwierciadło M3 całkowicie odbijające dla promieniowania o długości fali 1.32  $\mu\text{m}$  i 0.66  $\mu\text{m}$ , oraz zwierciadło dichroiczne M2 transmisyjne dla promieniowania o długości fali 0.66  $\mu\text{m}$  i całkowicie odbijające dla promieniowania o długości fali 1.32  $\mu\text{m}$ . W gałęzi M1–M2 znajdują się: komórka Pockels'a i polaryzator Glana, tworzące układ modulatora dobroci, głowica laserowa z materiałem aktywnym Nd:YAG oraz pryzmat dyspersyjny. Zadaniem tej gałęzi we współpracy ze zwierciadłem M3 jest generacja impulsów promieniowania o długości fali 1.32  $\mu\text{m}$ . Długość rezonatora wynosiła około 1500 mm.

Jako element dyspersyjny, umożliwiający generację tylko na jednej linii 1.319  $\mu\text{m}$ , do rezonatora wstawiono pryzmat równoboczny ze szkła SF14 o długości podstawy 60 mm. Dzięki temu, że kąt padania na pryzmat jest bardzo bliski kątowni Brewstera, nawet bez warstw antyrefleksyjnych nie wprowadza on dodatkowych strat do rezonatora.



**Rys. 3. Schemat optyczny lasera Nd:YAG z wewnątrz-rezonatorową generacją drugiej harmonicznej**

W gałęzi M2–M3 umieszczony został teleskop składający się z soczewki skupiającej o ogniskowej 75 mm i soczewki rozpraszającej o ogniskowej -25 mm. Teleskop pozwalał trzykrotnie zmniejszyć średnicę wiązki w kryształ nieliniowym w stosunku do jej średnicy w materiale aktywnym, dlatego parametr ogniskowania miał wartość  $s_p = 3$ . Z kolei kryształ nieliniowy KTP o wymiarach  $4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ , realizujący przetwarzanie na drugą harmoniczną, znajdował się między teleskopem i zwierciadłem M3. Generowane impulsy promieniowania o długości fali  $0.66 \mu\text{m}$  opuszczały rezonator poprzez zwierciadło dichroiczne M2.

Gałąź M2–M3 z wewnątrz-rezonatorową konwersją częstotliwości na drugą harmoniczną pełni rolę nieliniowego sprzęgacza wyjściowego w stosunku do gałęzi podstawowej M1–M2, którego transmisja jest funkcją intensywności promieniowania generowanego na podstawowej harmonicznej. W warunkach „overcouplingu” prowadziło to do wydłużania czasu trwania generowanych impulsów promieniowania o długości dalej  $0.66 \mu\text{m}$ .

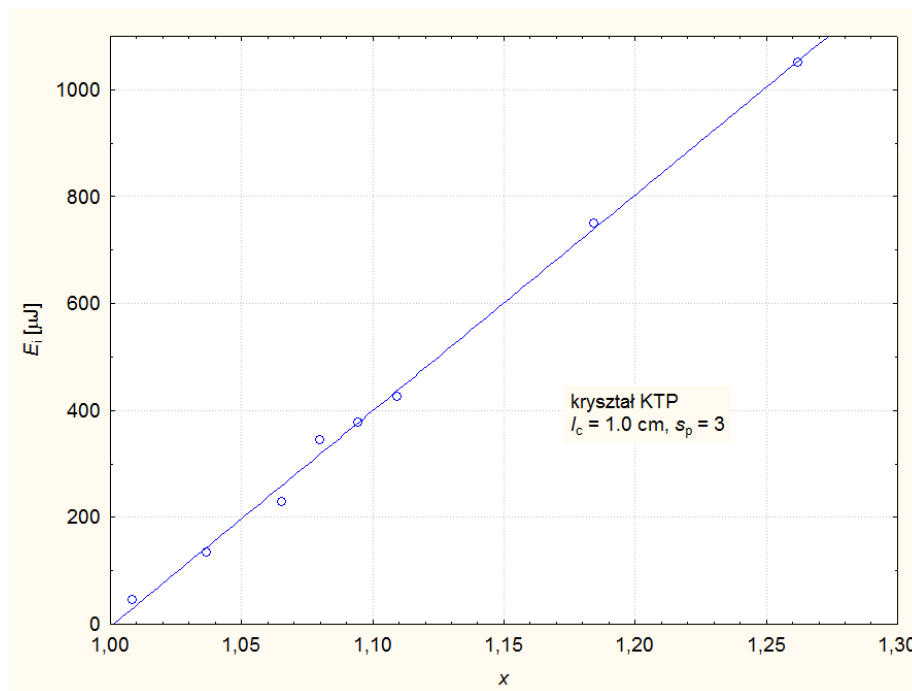
## 5. WYNIKI EKSPERYMENTALNE

Zależność energii i czasów trwania (FWHM) impulsów na drugiej harmonicznej od energii pompy przedstawiono odpowiednio na rysunkach 4 i 5.

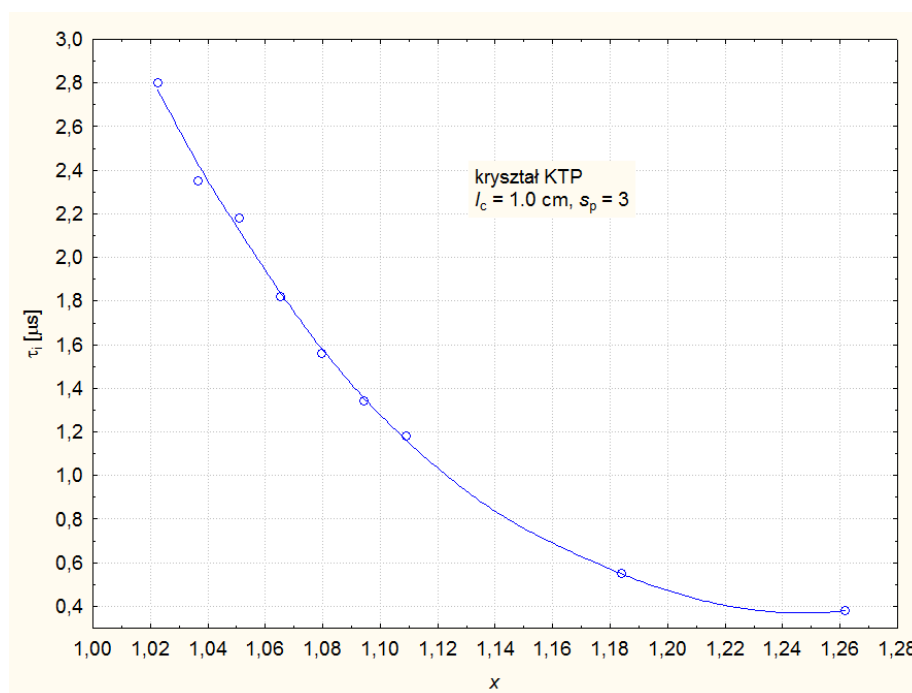
Progowa energia pompy dla generacji monoimpulsowej wynosiła 3.28 J. Jak widać na rysunku 4, energia impulsów rośnie liniowo w funkcji energii pompy do około 1.1 mJ. Dalsze zwiększanie energii pompy, powyżej 4 J, prowadziło wprawdzie do dalszego wzrostu energii generowanych impulsów,



ale powodowało zanik zjawiska „overcouplingu” i w efekcie generację krótkich impulsów. Przy energiach pompy powyżej 5.5 J, czasy trwania były mniejsze od 200 ns i wynikały już tylko ze zwiększonych strat i długości rezonatora.



Rys. 4. Energia impulsu na drugiej harmonicznej w funkcji przekroczenia progowego: konwersja w kryształach KTP o długości 10 mm

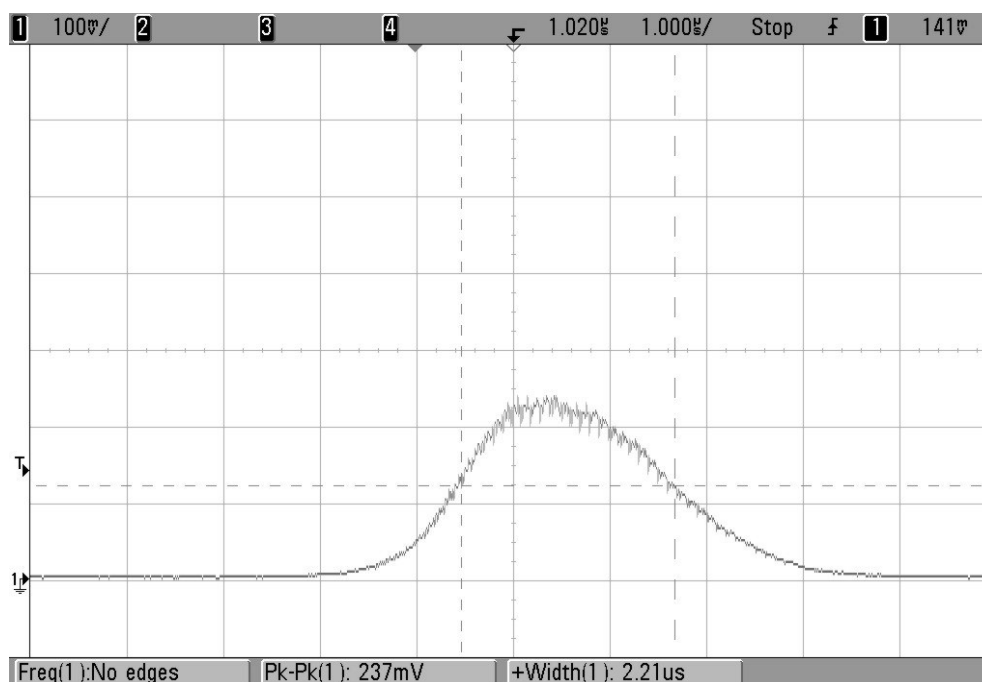


Rys. 5. Czas trwania (FWHM) impulsu na drugiej harmonicznej w funkcji przekroczenia progowego: konwersja w kryształach KTP o długości 10 mm

W przeciwieństwie do energii, czas trwania generowanych impulsów na drugiej harmonicznej bardzo szybko i nieliniowo maleje ze wzrostem energii pompy. Jak widać na charakterystyce z rysunku 5, największa wartość czasu trwania, około  $2.8 \mu\text{s}$ , występowała dla energii pomp bardzo bliskich wartości progowej i szybko malała do około  $0.4 \mu\text{s}$  przy energii pompy wynoszącej już nieco ponad  $4.1 \text{ J}$ . Widać wyraźnie, że zakres przekroczeń progowych, w którym generowane są długie impulsy laserowe, jest niewielki. Już powyżej przekroczenia  $x = 1.18$ , czas trwania impulsów spada poniżej  $0.5 \mu\text{s}$ .

Przyczyny takiego stanu rzeczy upatrywać należy w stosunkowo dużych stratach pasywnych rezonatora i zbyt małej wartości sprzężenia nieliniowego. Dla wykorzystanego kryształu KTP o długości  $1 \text{ cm}$  współczynnik sprzężenia nieliniowego wynosi  $\beta = 5.6 \text{ cm/W}^{1/2}$ . Stosowna charakterystyka na rysunku 2 pokazuje, że dla strat rezonatora o wartości pomiędzy  $0.3$  i  $0.4$ , zjawisko wydłużania czasu trwania impulsu występuje dla przekroczeń progowych poniżej  $1.5$ . Po uwzględnieniu dodatkowo faktu, że w rzeczywistym laserze nie występuje pełny synchronizm fazowy, zrozumiałą staje się niewielki zakres przekroczeń progowych uzyskany w eksperymencie.

Na rysunku 6 pokazany został przykładowy kształt generowanych impulsów drugiej harmonicznej w reżimie „overcouplingu”. Zauważyć można wyraźną asymetrię i typowe przy „overcouplingu” spłaszczenie grzbietu oraz wydłużenie czasu trwania zbocza opadającego.



**Rys. 6.** Oscylogram kształtu monoimpulsu: czas trwania  $\tau_1 = 2.21 \mu\text{s}$  (FWHM), energia pompy  $E_p = 3.45 \text{ J}$  ( $x = 1.05$ )

## 6. PODSUMOWANIE

---

W artykule zaprezentowano model laboratoryjny lasera Nd:YAG z modulacją dobroci i wewnątrz-rezonatorową konwersją częstotliwości na drugą harmoniczną. Laser ten generował impulsy o długości fali  $0.66 \mu\text{m}$ , charakteryzujące się czasami trwania od  $0.5 \mu\text{s}$  do  $2.8 \mu\text{s}$  i energiami maksymalnymi około  $1.1 \text{mJ}$ . Ze względu na małe sprzężenia nieliniowe, osiągnięte przy pomocy wykorzystywanych kryształów KTP i LBO, oraz duże straty pasywne rezonatora, efekt wydłużenia impulsów osiągnięty był jedynie dla małych wartości przekroczeń progowych ( $x < 1.3$ ). Z tego też względu, uzyskiwane energie impulsów nie były zbyt duże. Zastosowanie dłuższych kryształów, dających większe sprzężenia nieliniowe, oraz dalsza minimalizacja strat rezonatora, pozwoliłaby na pracę przy znacznie większych energiach pompujących i w efekcie osiągnąć większe energie i czasy trwania generowanych impulsów. Bezzasadne okazało się natomiast zwiększanie stosunku średnicy wiązki w ośrodku aktywnym do jej średnicy w kryształach nieliniowych. Nadmierne ogniskowanie wiązki w rezonatorze prowadzić może do uszkodzenia jego elementów składowych.

Uzyskane wyniki eksperymentalne odzwierciedliły tendencje zarysowujące się podczas analiz i obliczeń numerycznych procesu wewnątrz-rezonatorowej generacji drugiej harmonicznego i zjawiska „overcouplingu”, prowadzącego do wydłużania czasu trwania impulsu. W eksperymencie otrzymano jednak znacznie krótsze czasy niż przewidywane teoretycznie. Rozbieżności wynikają przede wszystkim z braku pełnego synchronizmu fazowego w kryształach nieliniowych w badanym laserze, a wyniki symulacji należy traktować jako wartości maksymalnie możliwe.

---

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  $0.66 \mu\text{m}$  z lasera Nd:YAG”.

## LITERATURA

1. Vogel A., Schmidt P., Flucke B.: Minimization of Thermomechanical Side Effects in IR Ablation by Use of Multiply Q-Switched Laser Pulses, *Med. Laser Appl.* 17, 15-20, 2002.
2. Margheri F., Modi S., Masotti L., Mazzinghi P., Pini R., Siano S., Salimbeni R.: SMART CLEAN: a new laser system with improved emission characteristics and transmission through long optical fibers, *J. Cult. Heritage*, Vol. 1, pp. S119-S123, 2000.

3. Papagiakoumou E., Papadopoulos D.N., Khabbaz M.G., Makropoulou M.I., Serafetinides A.A.: The influence of the Q-switched and free-running Er:YAG laser beam characteristics on the ablation of root canal dentine, *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 233, pp. 234-243, 2004.
4. Koechner W.: *Solid-State Laser Engineering*, fifth revised and updated edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1999.
5. Smith R.G.: Theory of Intracavity Optical Second-Harmonic Generation, *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. QE-6, No. 4, 215-223, 1970.
6. Murray J.E., Harris S.E.: Pulse Lengthening Via Overcoupled Internal Second-Harmonic Generation, *J. Appl. Phys.*, Vol. 41, No. 2, 609-613, 1970.
7. Kracht D., Brinkmann R.: Green Q-switched microsecond laser pulses by overcoupled intracavity second harmonic generation, *Opt. Commun.*, Vol. 231, pp. 319-324, 2004.
8. Singh S., Smith R.G., Van Uitert L.G.: Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of  $\text{Nd}^{3+}$  in yttrium garnet at room temperature, *Phys. Rev. B* 44, 2566-2572, 1974.

*Rękopis dostarczono dnia 23.03.2012 r.*

## GENERATION OF MICROSECOND LASER PULSES

Roman OSTROWSKI

**ABSTRACT** *New laboratory model of Q-switched Nd:YAG laser operated at 1.32  $\mu\text{m}$ , with intra-cavity second harmonic generation is presented in the paper. In the overcoupling regime of SHG, the laser emitted red radiation pulses at wavelength of 0.66  $\mu\text{m}$ . Pulses with maximum energy of 1.1 mJ and duration up to 2.8  $\mu\text{s}$  has been achieved.*

**Keywords:** *Nd:YAG laser, intracavity frequency conversion, red laser, pulse stretching*

**Dr inż. Roman OSTROWSKI** jest specjalistą w dziedzinie fizyki oraz techniki laserów na ciele stałym, oddziaływania impulsowego promieniowania laserowego z materią i metrologii optoelektronicznej. Obecnie prowadzi badania w zakresie zastosowań laserów i optoelektroniki oraz technik ultrafioletowych w detekcji i ochronie przed różnorodnymi zagrożeniami. Brał udział w realizacji programów międzynarodowych SPB „POLLASNET”, COST Akcja G8, COST Akcja G7, projektów inicjatywy EUREKA E!2542 i E!3483 oraz dwustronnych prac badawczo-rozwojowych we współpracy z "Hannover Laser Centre" (Niemcy). Jest członkiem SPIE. Autor lub współautor wielu publikacji, referatów i komunikatów prezentowanych w czasopiśmie i na konferencjach naukowych.

