

KOMITET METROLOGII I APARATURY NAUKOWEJ
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

PROBLEMY METROLOGII ELEKTRONICZNEJ I FOTONICZNEJ

8

Praca zbiorowa
pod redakcją Janusza Mroczi



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej

PROBLEMY METROLOGII
ELEKTRONICZNEJ I FOTONICZNEJ

KOMITET METROLOGII I APARATURY NAUKOWEJ
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

**PROBLEMY METROLOGII
ELEKTRONICZNEJ
I FOTONICZNEJ
8**

*Praca zbiorowa
pod redakcją Janusza Mroczki*



Oficina Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2015

Opracowanie redakcyjne i korekta
Hanna JUREK

Projekt okładki
Janusz MROCZKA

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część niniejszej książki, zarówno w całości, jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny, fotograficzny i inny bez zgody wydawcy i właścicieli praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2015

OFICYNA WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
<http://www.oficyna.pwr.edu.pl>
e-mail: oficwyd@pwr.edu.pl
zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-929-4

Druk i oprawa: beta-druk, www.betadruk.pl

SPIS RZECZY

Przedmowa	7
Andrzej BARTNIK, Generacja i detekcja promieniowania elektromagnetycznego w zakresie długości fal 1–100 nm	9
Urszula BŁASZCZAK, Andrzej ZAJĄC, Łukasz GRYKO, Zastosowanie diod LED do poprawy warunków pracy wzrokowej	69
Łukasz GRYKO, Andrzej ZAJĄC, Wykorzystanie diod LED w medycynie	123
Jacek KWIATKOWSKI, Lasery generujące promieniowanie w obszarze średniej podczerwieni do zastosowań w medycynie, wojsku oraz w metrologii	173
Przemysław Wojciech WACHULAK, Mikroskopia w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego SXR – konstrukcja, optymalizacja i przykładowe aplikacje	215

*Wielkości ilościowe nie są dane przez przyrodę; wylaniają się w wyniku zastosowania przez nas liczb do zjawisk przyrodniczych. Jakie są tego zalety? Gdyby wielkości ilościowe występowały w przyrodzie, nie zadawali-
byśmy tego pytania częściej niż pytania: jakie korzyści są z kolorów? Przyroda mogłaby nie mieć barw, ale to miło, że można je widzieć; są po prostu jej częścią. I nie można nic z tym zrobić. W przypadku wielkości ilościowych sytuacja wygląda inaczej: są one częścią naszego języka a nie przyrody. To my je wprowadzamy, dlatego rozsądnie jest zapytać, po co je wprowadzamy. Dlaczego wicklamy się w te wszystkie kłopoty z wymyślaniem skomplikowanych reguł i postulatów pozwalających otrzymać wielkości mierzalne na skali liczbowej?*

Rudolf Carnap, *Wprowadzenie do filozofii nauki*,
Fundacja Aletheia, Warszawa 2000

PRZEDMOWA

Oddając kolejny tom „Problemy metrologii elektronicznej i fotonicznej”, pragniemy pokazać, że metrologię uważamy za oddzielną, samoistną dyscyplinę naukową. Jesteśmy przekonani, że swoją pracą tworzymy spójny system twierdzeń jednoznacznie definiujących metrologię i jednocześnie odróżniających ją wyraźnie od innych dyscyplin naukowych. Organiczną pracą nad problemami podstawowymi oraz nad rozwiązaniem wynikających z nich zagadnień ukazujemy, że metrologia jako dyscyplina naukowa żyje i się rozwija.

Z konsekwentnie publikowanych prac wynika, że metrologia jest i dalej umacniać się będzie jako samoistna dyscyplina naukowa, jeżeli metrologodzy poświęcą dostatecznie dużo uwagi jej problemom podstawowym. Pogląd taki nie jest regułą. Większość pracowników naukowych uznaje istnienie pomiarów stanowiących techniki pomiarowe interesujących ich dyscyplin naukowych i powiązanych raczej z nimi niż pomiędzy sobą w spójny system. Podobnie uważają oni, że przyrządy pomiarowe stanowią jedynie środki pomocnicze nabywane *ad hoc* na potrzeby konkretnych badań. Odczyty wskazań tych przyrządów traktowane są jako ilościowe parametry modeli matematycznych formułowanych w obrębie danej dziedziny bez ogólnej analizy właściwości aparatury metrologicznej. Tak ukształtowanemu mnie-

maniu przeciwstawiamy rozważania o naukowym charakterze metrologii i jej roli w procesie poznawczym.

W swoich poczynaniach pragniemy przedstawić ogólną definicję nauki, a także ustalić, czy oraz które z jej postulatów spełnia metrologia.

Pod pojęciem nauki rozumiemy zbiór twierdzeń uznanych powszechnie za prawdziwe, stanowiących usystematyzowaną całość i wchodzących w skład określonej dyscypliny badawczej, a w przypadku nauk przyrodniczych zweryfikowanych doświadczalnie. Jeżeli metrologia jest dyscypliną, to jej podstawowe problemy powinny tworzyć taki zbiór twierdzeń. Identyfikacja i dowód każdego z nich, a także poszukiwanie reguł ich funkcjonowania w spójnym systemie jest, jak miemam, zasadniczą treścią i zadaniem kolejnych tomów „Problemy metrologii elektronicznej i fotonicznej” publikowanych pod moją redakcją od ośmiu lat. Jak widać na ich przykładzie, jako autorzy prac doskonalimy swój warsztat pracy, a pracą staramy się wytworzyć w naszej świadomości obraz świata, w którym dane jest nam żyć. Otacza nas świat materialny istniejący niezależnie od naszych nim zainteresowań. Świat składa się z rzeczy (obiektów) materialnych istniejących w przestrzeni i trwających w czasie, wywołujących w samym otoczeniu zjawiska o charakterze energetycznym. Faktyczne przetworzenie energii w symbole dokonywane jest w ogniwie pośrednim. Tym ogniwem jest metrologia, która w swoim procesie poznawczym obejmuje: obiekt poznania, metody i środki poznawcze oraz samego odbiorcę wyników poznania. Prezentowane w oddanym do rąk Czytelnika tomie prace dotyczą fotoniki i ukazują rozwiązanie problemów nurtujących współczesnych metrologów. Są one jednak wystarczające do zrekonstruowania zarysu problematyki i wskazówek dotyczących kierunków prac badawczych zorientowanych na stworzenie zwartego systemu wymaganego do obiektywnego zdefiniowania ewolucji dyscypliny naukowej. To będzie miało podobne znaczenie jak znaki na trasie turystycznej, które mogą ułatwić i przyspieszyć trafienie do zaplanowanego celu, jeżeli są rzetelnie opracowane i jeżeli umie się z nich korzystać.

Janusz Mroczka

*plazma laserowa, skrajny nadfiolet,
promieniowanie rentgenowskie,
optyka rentgenowska, spektroskopia rentgenowska*

Andrzej BARTNIK*

GENERACJA I DETEKCCJA PROMIENIOWANIA ELEKTROMAGNETYCZNEGO W ZAKRESIE DŁUGOŚCI FAL 1–100 nm

W pracy przedstawiono metody wytwarzania plazmy w aspekcie zastosowań do impulsowych źródeł promieniowania rentgenowskiego i skrajnego nadfioletu o dużej intensywności. Przedstawione zostały zarówno możliwości generacji promieniowania rentgenowskiego o ekstremalnie wysokiej energii i mocy w pojedynczym impulsie, z wykorzystaniem największych na świecie instalacji wyładowczych czy laserowych, jak i generacji impulsów średniej mocy z dużą częstotliwością powtarzania. Opisano najważniejsze procesy atomowe występujące w plazmie wysokotemperaturowej prowadzące do emisji promieniowania zarówno o widmie ciągłym, jak i liniowym. Najwięcej uwagi poświęcono wytwarzaniu plazmy laserowej oraz różnego typu procesom towarzyszącym emisji elektromagnetycznego promieniowania jonizującego. Przedstawiono wyniki prac związanych z realizacją laserowo-plazmowych źródeł promieniowania o dużej wydajności, w których plazma wytwarzana jest w ośrodku gazowym. Ze względu na silną absorpcję promieniowania, ośrodek tego typu jest formowany impulsowo w komorze próżniowej. W pracy przedstawiono różnego typu realizacje układów umożliwiających wytwarzanie takiego ośrodka oraz różne konfiguracje źródeł emitujących promieniowanie elektromagnetyczne o długości fali z zakresu $\lambda \approx 1\text{--}100$ nm. Omówiono możliwości formowania wiązek tego typu promieniowania z zastosowaniem niestandardowych elementów optyki zwierciadlanej, dedykowanych dla określonego zakresu widmowego i specyficznej konfiguracji źródła. Zaprezentowano też metody pomiarowe opracowane zarówno dla diagnostyki właściwości emisyjnych plazmy, jak i parametrów wiązki promieniowania o dużej intensywności.

1. WSTĘP

Promieniowanie elektromagnetyczne o długości fali z zakresu 1–100 nm to promieniowanie jonizujące o energii fotonów odpowiednio 1240–12,4 eV. Jest to zakres zawierający tzw. miękkie promieniowanie rentgenowskie (SXR), skrajny nadfiolet (EUV) oraz próżniowy nadfiolet (VUV). Granice SXR, EUV oraz VUV są umowne, określane w zależności od przyjętych kryteriów. W wielu publikacjach przyjmuje się,

* Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. Gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa.

że promieniowanie EUV obejmuje zakres 5–50 nm, poniżej tego zakresu mamy SXR, powyżej VUV. W spektroskopii przyjmuje się, że zakres EUV to 10–121 nm. Promieniowanie takie propaguje się wyłącznie w próżni ze względu na silną absorpcję w dowolnym rodzaju materii. Z tego powodu promieniowanie takie nie występuje w warunkach normalnych na powierzchni Ziemi, jest za to powszechne w przestrzeni kosmicznej, gdzie jest wytwarzane głównie w gwiazdach bądź dyskach akrecyjnych. Materia jest tam rozgrzana do temperatury rzędu milionów kelwinów i ma postać plazmy wysokotemperaturowej. Składa się ona z elektronów i jonów o energii rzędu kilkudziesięciu do kilku tysięcy eV. W takich warunkach następuje emisja promieniowania w wyniku zderzeń nieelastycznych elektronów z jonami, rekombinacji promienistej oraz przejść radiacyjnych w jonach lub atomach.

Pomimo że promieniowanie z omawianego zakresu nie występuje w warunkach naturalnych, można je wytwarzać w odpowiednich urządzeniach próżniowych. Są to lampy rentgenowskie, synchrotrony, lasery na swobodnych elektronach (FEL) oraz różnego typu urządzenia plazmowe. W przypadku lampy rentgenowskiej wykorzystuje się efekt emisji promieniowania w wyniku hamowania elektronów w polach jąder tarczy oraz emisję promieniowania charakterystycznego, będącego następstwem jonizacji wewnętrznych powłok atomowych (K, L) i zapełnienia powstałej dziury elektronem z wyższej powłoki. W przeciwieństwie do lamp rentgenowskich wykorzystywanych w dyfraktometrii, defektoskopii czy medycynie lampy na zakres SXR czy EUV działają wyłącznie w systemach próżniowych. Przykładem takiego systemu jest spektrometr fotoelektronów rentgenowskich (XPS), gdzie wykorzystuje się promieniowanie K_{α} glinu lub magnezu. Z kolei promieniowanie L_{α} krzemu znajduje zastosowanie w metrologii elementów optycznych stosowanych w układach do litografii EUV. Niestety wydajność przejść radiacyjnych na wewnętrzne powłoki w zakresie SXR, a zwłaszcza EUV jest bardzo mała, poniżej 5% dla promieniowania K_{α} glinu i magnezu, a w przypadku L_{α} około 0,1% dla krzemu ze względu na konkurencyjny proces o blisko 100% wydajności – efekt Augera [1]. Zaletą lamp rentgenowskich jest możliwość ich instalacji w niewielkich urządzeniach stosowanych w laboratoriach badawczych bądź przemysłowych.

Znacznie lepszymi, a w wielu przypadkach niezastąpionymi, źródłami promieniowania dla omawianego zakresu widmowego są synchrotrony. W urządzeniach tych elektrony o energii rzędu GeV krążą w polu magnetycznym po zamkniętym torze. Podane przyspieszeniu w wyniku działania siły Lorentza emitują promieniowanie w szerokim zakresie widmowym, od promieniowania terahercowego do rentgenowskiego. Parametry tego promieniowania są ściśle określone przez promień krzywizny toru, energię elektronów i natężenie prądu wiązki elektronów. Ponadto promieniowanie synchrotronowe charakteryzuje się dużą intensywnością, wiele rzędów wielkości większą niż w przypadku konwencjonalnych lamp rentgenowskich. Dodatkowe zastosowanie monochromatora umożliwi uzyskanie wiązki promieniowania o dużej intensywności w wąskim zakresie widmowym z możliwością przestrajania w żądanym zakresie widmowym.

Z tych powodów promieniowanie to jest wykorzystywane w badaniach naukowych, a w szczególności w badaniach podstawowych. O ile niektóre rentgenowskie metody pomiarowe mogą być realizowane z zastosowaniem lamp rentgenowskich, jak chociażby wspomniane wcześniej, inne wymagają zastosowania promieniowania synchrotronowego. Przykładem takiej metody jest RIXS (ang. *Resonant Inelastic X-ray Scattering*) [2]. Jest to metoda pomiaru gęstości stanów elektronowych w pasmach walencyjnych, stosowana w badaniach półprzewodnikowych struktur wielowarstwowych. Na ogół badań takich nie można przeprowadzić metodą XPS, stosowaną w analogicznych badaniach warstwy wierzchniej, ze względu na zbyt krótki zasięg fotoelektronów. Ze względu jednak na bardzo małą wydajność przejść radiacyjnych w zakresie SXR i EUV badania RIXS wymagają stosowania monochromatycznego, przestrajalnego źródła promieniowania rentgenowskiego o dużej intensywności. Prowadzi się je na odpowiednich liniach pomiarowych instalowanych w synchrotronach trzeciej generacji.

Największą intensywność uzyskuje się w przypadku laserów na swobodnych elektronach (FEL). Promieniowanie w formie ultrakrótkich (10–100 fs) impulsów z zakresu EUV/SXR generowane jest tutaj przez zęstki elektronów o energii rzędu GeV poruszających się w periodycznym polu magnetycznym. Pole takie wytwarzane jest w tzw. undulatorze, a impulsy koherentnego promieniowania rentgenowskiego powstają w wyniku samowzmacniającej się emisji spontanicznej. Takie lasery zostały zbudowane w Niemczech (FLASH, XFEL), Włoszech (Elettra), USA (LCLS) oraz Japonii (SACLA). Są to obecnie źródła promieniowania rentgenowskiego o największej jasności osiągającej wartości rzędu 10^{33} foton/(s·mm²·mrad²·0,1% BW). Należy jednak zwrócić uwagę, że ta ekstremalnie duża wartość wynika z niewielkich rozmiarów źródła promieniowania, małej rozbieżności wiązki, bardzo krótkiego czasu trwania impulsu oraz wąskiego zakresu spektralnego emitowanego promieniowania. Jeśli wziąć pod uwagę inne parametry promieniowania rentgenowskiego, takie jak całkowita energia impulsu czy gęstość energii na jednostkę powierzchni, to okazuje się, że są źródła, dla których te parametry mogą być o wiele rzędów wielkości wyższe. Takimi źródłami promieniowania są źródła plazmowe.

2. PLAZMOWE ŹRÓDŁA PROMIENIOWANIA

W warunkach normalnych na Ziemi plazma występuje wyłącznie w wyładowaniach atmosferycznych. Są one jednak tylko źródłem promieniowania widzialnego i nadfioletowego. Plazma jest natomiast najbardziej rozpowszechnionym stanem materii w przestrzeni kosmicznej. Większość gwiazd, oprócz gwiazd neutronowych i czarnych dziur, zbudowana jest z plazmy. Plazma powstaje również w wyniku silnego ogrzewania materii w dyskach akrecyjnych oraz fotojonizacji materii międzygwiazdowej. Również zorza polarna to plazma powstająca w wyniku oddziaływania, emitowanych przez Słońce, strumieni cząstek naładowanych z górnymi warstwami atmosfery.

Plazma jest stanem materii całkowicie bądź częściowo zjonizowanej, quasi-neutralnej, charakteryzującej się kolektywnym zachowaniem. Zachowanie kolektywne związane jest z dalekozasięgowym oddziaływaniem cząstek naładowanych. Dotyczy ruchu cząstek oraz układów cząstek, na który wpływ mają nie tylko warunki lokalne, ale również stan plazmy w odległych obszarach. Pojawiające się lokalnie pola elektryczne związane z rozseparowaniem czy zagęszczeniem ładunków elektrycznych wywołuje reakcję plazmy prowadzącą do neutralizacji takich pól w skali większej od długości Debye'a λ_D (1).

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (1)$$

gdzie: ε_0 – przenikalność elektryczna próżni, k_B – stała Boltzmannna, T_e – temperatura elektronowa, n_e – gęstość elektronowa, e – ładunek elektronu.

Podobnie przepływ prądu w plazmie indukuje pole magnetyczne wpływające na jej ruch, a każdy ruch plazmy wpływa na konfigurację pola magnetycznego. Tego typu zachowania są widoczne szczególnie w przypadku plazmy o małej gęstości, gdzie procesy zderzeniowe nie odgrywają istotnej roli. Spektakularnym przykładem są protuberancje słoneczne, gdzie wyraźnie widać efekty wzajemnego oddziaływania plazmy i „wmrożonego” pola magnetycznego.

Podstawowymi parametrami plazmy decydującymi o jej właściwościach i zachowaniu jest temperatura i gęstość. Parametry te, w zależności od rodzaju plazmy, mogą się różnić o wiele rzędów wielkości. Szczególnie duże różnice dotyczą gęstości plazmy: lokalna gęstość plazmy w przestrzeni międzygwiazdnej jest rzędu $0,01\text{--}1\text{ cm}^{-3}$, podczas gdy gęstość plazmy, z której zbudowane są białe karły, jest rzędu 10^{29} cm^{-3} . Gęstość ta jest ograniczona ciśnieniem zdegenerowanego gazu elektronowego, związanym z zakazem Pauliego. Dalsze zwiększenie gęstości jest możliwe już tylko w wyniku przemian prowadzących do powstania gwiazdy neutronowej. Zakres temperatury plazmy we wszechświecie jest również bardzo duży: od wartości rzędu 100 K, jak w przypadku zorzy polarnej, do 10^{10} K w jądrach największych eksplodujących gwiazd.

Jeśli chodzi o plazmę wytwarzaną w laboratorium bądź urządzeniach plazmowych, to zakresy te są znacznie mniejsze. Najmniejsze wartości zarówno gęstości, jak i temperatury dotyczą tzw. ultrazimnej plazmy. W tym przypadku typowa gęstość to 10^{10} cm^{-3} , natomiast temperatura elektronowa jest rzędu 1 K [3]. Z kolei największe wartości uzyskiwane są w przypadku plazmy termojądrowej otrzymywanej w wyniku laserowej kompresji: gęstość na poziomie 10^{25} cm^{-3} , natomiast temperatura osiąga 10^7 K [4].

2.1. WYTWARZANIE PLAZMY

Jest wiele zastosowań i metod wytwarzania plazmy. Na co dzień z plazmą mamy do czynienia głównie w przypadku różnego rodzaju świetlówek, lamp błyskowych czy ekranów plazmowych. Plazma jest też wytwarzana w komercyjnych urządzeniach pla-

zmowych znajdujących zastosowanie w wielu procesach technologicznych, takich jak trawienie plazmowe, implantacja jonów, nanoszenie cienkich warstw czy modyfikacja powierzchni. Plazmę wytwarza się również w laboratoriach badawczych w celu prowadzenia badań naukowych związanych z rozwojem nowoczesnych technologii, syntezą termojądrową, generacją plazmy ultrazimnej, akceleracją cząstek naładowanych, generacją neutronów czy też promieniowania elektromagnetycznego w szerokim zakresie widmowym – od nadfioletu próżniowego do promieniowania rentgenowskiego.

Najogólniej można stwierdzić, że plazmę wytwarza się dwiema metodami: poprzez wyładowanie elektryczne lub w wyniku oddziaływania wiązki promieniowania korpuskularnego lub elektromagnetycznego z materią. Pierwsza z tych metod, ze względu na prostotę realizacji i dużą wydajność, jest szeroko stosowana w lampach wyładowczych, ekranach plazmowych, a także urządzeniach przemysłowych stosowanych w różnego rodzaju technologiach. W tych przypadkach mamy do czynienia z plazmą niskotemperaturową o stosunkowo małej gęstości. Jonizacja ośrodka następuje w wyniku procesów zderzeniowych. Elektrony rozpędzane w polu elektrycznym uzyskują energię wystarczającą do jonizacji atomów oraz jonizacji i dysocjacji cząsteczek. Powstająca plazma charakteryzuje się niskim stopniem jonizacji ze względu na niewielką gęstość mocy wydzielanej w ośrodku, przez który płynie prąd oraz kontakt ze ściankami komory wyładowczej, co powoduje chłodzenie plazmy.

Uzyskanie plazmy wysokotemperaturowej w wyniku wyładowania elektrycznego jest możliwe pod warunkiem zwiększenia gęstości mocy o wiele rzędów wielkości oraz izolacji magnetycznej od ścianek komory wyładowczej. W ten sposób możliwe jest uzyskanie nawet temperatur termojądrowych, tzn. rzędu 10^7 K [5, 6], a w przypadku największego na świecie akceleratora Z-machine, znajdującego się w Sandia National Laboratories, osiągane temperatury przekraczają 10^9 K [7]. Gęstość plazmy w takich układach może osiągać ekstremalnie duże wartości na poziomie 10^{24} cm⁻³ [5], ale może być też bardzo mała – rzędu 10^{12} cm⁻³. Skrajnie duże wartości występują w przypadku silnoprądowych wyładowań elektrycznych typu z-pinch, natomiast małe gęstości w pułapkach magnetycznych, takich jak tokamak czy stellarator.

Duża gęstość plazmy jest pożądana w przypadku zastosowań w charakterze źródła promieniowania rentgenowskiego lub EUV. W związku z tym układy wyładowcze typu z-pinch, poza badaniami dotyczącymi syntezy termojądrowej, stosowane są w charakterze źródeł promieniowania SXR/EUV o dużej wydajności. W wyładowaniu takim szybkie narastanie prądu w kolumnie plazmowej wywołuje gwałtowną jonizację i wzrost temperatury. Jednocześnie szybko narastające silne pole magnetyczne wywiera ciśnienie na powierzchnię sznura plazmowego i powoduje jego kolaps – efekt pinchu. Zwiększenie temperatury powoduje wzrost ciśnienia plazmy i w pewnym momencie powinno nastąpić zrównoważenie ciśnienia magnetycznego i ciśnienia plazmy. Taką równowagę opisuje równanie Bennetta (2).

$$8\pi Nk_B(ZT_e + T_i) = \mu_0 I^2 \quad (2)$$

gdzie: N – gęstość liniowa, Z – średni ładunek jonów, T_i – temperatura jonowa, μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni.

W różnego typu realizacjach Z-pinch jest efektem dynamicznym, gdzie prędkość warstwy prądowej osiąga wartości rzędu 10^7 cm/s. W takich warunkach równowaga jest osiągnięta jedynie w krótkim czasie w stosunku do całkowitego czasu wyładowania elektrycznego. W tym czasie sznur plazmowy osiąga najmniejszą średnicę, a co za tym idzie najwyższą gęstość. We wspomnianym układzie Z-machine, gdzie amplituda prądu narasta do wartości około 20 MA w czasie 100 ns, czas utrzymania pinchu w stanie zbliżonym do równowagi wynosi około 5 ns [7]. Rozpad sznura plazmowego następuje wskutek rozwoju niestabilności magneto hydrodynamicznych, głównie typu przewężeniowego. W takich przewężeniach plazma osiąga ekstremalne parametry. Następuje wówczas emisja promieniowania rentgenowskiego o największej intensywności. Energia emitowanych fotonów jak też całkowita energia promieniowania rentgenowskiego (lub EUV) zależy od parametrów elektrycznych akceleratora i konfiguracji ośrodka, w którym wytwarzana jest plazma. Największe wartości, zwłaszcza jeśli chodzi o energię emitowanego promieniowania, osiąga się w układzie Z-machine. W badaniach plazmy fotojonizacyjnej energia emitowana w formie promieniowania rentgenowskiego przewyższa 1 MJ [8, 9].

W związku z rozwojem litografii, opartej na źródłach promieniowania EUV, powstało wiele rozwiązań plazmowych źródeł EUV. Opierają się one głównie na układach wyładowczych typu z-pinch (ang. *Discharge-Produced-Plasma* – DPP) oraz plazmie laserowej (ang. *Laser-Produced-Plasma* – LPP). Ich parametry są oczywiście znacznie mniejsze niż Z-machine, ale dzięki dużej częstotliwości powtarzania rzędu kilkunastu kHz, średnia moc emitowanego promieniowania może osiągać wartości na poziomie setek watów. W tzw. ognisku pośrednim, za kolektorem EUV (ang. *Intermediate Focus* – IF) średnia moc promieniowania w wąskim paśmie długości fal, z maksimum dla 13,5 nm, powinna przekraczać 100 W [10, 11].

Plazma wytwarzana jest również w wyniku oddziaływania intensywnych wiązek cząstek naładowanych z materią. Stosowane są do tego celu silnoprądowe akceleratory umożliwiające generację zogniskowanych wiązek jonów bądź elektronów o wysokiej gęstości mocy. Są one wykorzystywane w eksperymentach z zakresu fizyki wysokich gęstości energii, a w szczególności dotyczących syntezy termojądrowej [12, 13]. Tego typu metody wytwarzania plazmy nie mają jednak większego znaczenia, jeśli chodzi o rozwój źródeł promieniowania rentgenowskiego. Oprócz źródeł SXR/EUV, opartych na wyładowaniach elektrycznych typu z-pinch, największą rolę odgrywają źródła laserowo-plazmowe.

2.2. PLAZMA LASEROWA

Silnoprądowe wyładowanie elektryczne prowadzące do kolapsu sznura plazmowego to zjawisko, którego czas trwania zdeterminowany jest czasem narastania prądu.

W przypadku urządzeń typu plasma focus są to czasy rzędu kilku mikrosekund [14], w przypadku urządzeń typu z-pinch od kilkudziesięciu nanosekund do około jednej mikrosekundy [15, 6]. W tego typu urządzeniach następuje bezpośrednia konwersja energii elektrycznej w energię wewnętrzną plazmy, a następnie w promieniowanie rentgenowskie, przy czym większa część czasu, w którym narasta prąd, zużywana jest na formowanie sznura plazmowego. Najwyższe wartości parametrów plazmy oraz emisja promieniowania osiągane są w krótkim czasie od pojedynczych do kilkunastu nanosekund. Inaczej jest w przypadku plazmy laserowej. Tutaj w pierwszym etapie następuje konwersja energii elektrycznej w promieniowanie laserowe, a dopiero wiązka tego promieniowania jest wykorzystywana do wytworzenia plazmy. W takim jednak układzie czas potrzebny do uformowania plazmy jest znacznie krótszy i w zależności od rodzaju ośrodka, w którym formowana jest plazma, oraz parametrów impulsu laserowego, czas trwania plazmy o wysokiej gęstości i temperaturze może być zbliżony, a nawet dłuższy od czasu trwania impulsu laserowego. Z drugiej jednak strony w przypadku plazmy laserowej, w przeciwieństwie do z-pinch, nie ma utrzymania magnetycznego. Ponieważ plazma laserowa dla celów syntezy termojądrowej, astrofizyki laboratoryjnej, różnego rodzaju badań materiałowych czy wreszcie w charakterze źródła promieniowania SXR/EUV wytwarzana jest w próżni, następuje jej swobodna ekspansja. W efekcie czas utrzymania plazmy laserowej o wysokiej gęstości i temperaturze z reguły nie przekracza kilkunastu nanosekund.

Mechanizm wytwarzania plazmy laserowej zależy zarówno od parametrów impulsu laserowego, jak i ośrodka, z którym oddziałuje. Należy zwrócić uwagę na fakt, że współczesne systemy laserowe stosowane do wytwarzania plazmy umożliwiają generację impulsów o energii w zakresie 10^{-9} – 10^6 J i czasie trwania rzędu 10^{-15} – 10^{-8} s. Biorąc pod uwagę możliwość zogniskowania promieniowania laserowego, nawet do pojedynczych mikrometrów, daje to ekstremalnie duże gęstości mocy. Trzeba jednak wziąć pod uwagę, że gęstość mocy impulsu laserowego nie jest jedynym czynnikiem decydującym o parametrach powstającej plazmy. Gęstość mocy na poziomie 10^{14} W/cm² w przypadku impulsu nanosekundowego o energii około 10 J umożliwia wytworzenie plazmy o temperaturze elektronowej rzędu kilku milionów kelwinów, emitującej z kilkuprocentową sprawnością, promieniowanie o energii kwantów na poziomie 1 keV. Taką samą gęstość mocy można uzyskać, stosując impulsy o czasie trwania około 100 fs i energii rzędu 1 mJ. W takim jednak przypadku powstaje plazma silnie nierównowagowa o znacznie niższej temperaturze z jednoczesną generacją wiązki wysokoenergetycznych elektronów. W wyniku oddziaływania tych elektronów z atomami ośrodka następuje emisja rentgenowskiego promieniowania hamowania i charakterystycznego, tak jak na przykład w lampie rentgenowskiej. Pomimo wysokiej energii emitowanych fotonów, sprawność takiego procesu jest znacznie mniejsza niż w przypadku plazmy wysokotemperaturowej. W charakterze źródeł promieniowania SXR/EUV o dużej wydajności wykorzystuje się więc plazmę laserową wytwarzaną w wyniku oddziaływania impulsów nano- lub subnanosekundowych z odpowiednio dobranym ośrodkiem.

Proces formowania plazmy wysokotemperaturowej podczas oddziaływania nanosekundowych impulsów laserowych dużej mocy z ośrodkiem związany jest z efektywną konwersją energii promieniowania laserowego w energię wewnętrzną plazmy. Przekaz energii następuje w wyniku zderzeń elektronów przyspieszanych w polu elektrycznym promieniowania laserowego z innymi elektronami, jonami, atomami lub cząsteczkami. Duża wydajność konwersji przekazu energii jest możliwa w warunkach, kiedy promieniowanie laserowe ma możliwość propagacji w wytwarzanej plazmie w warunkach wysokiej gęstości elektronowej. Ograniczeniem jest tutaj tzw. gęstość krytyczna, czyli gęstość elektronowa o wartości, powyżej której propagacja promieniowania elektromagnetycznego jest niemożliwa. Jeżeli gęstość elektronowa rośnie w kierunku propagacji, to w miejscu, gdzie osiąga ona wartość krytyczną, tworzy się tzw. powierzchnia krytyczna, od której następuje odbicie promieniowania. Istnienie gęstości krytycznej wynika z zależności dyspersyjnej dla promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwości ω_L :

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + k_L^2 c^2 \quad (3)$$

gdzie: ω_p – częstość plazmowa, k_L – wektor falowy

Propagacja promieniowania laserowego jest możliwa, jeśli spełniony jest warunek

$$\omega_L^2 > \omega_p^2 \quad (4)$$

Ponieważ częstość plazmowa $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$ zależy wyłącznie od gęstości elektronowej z warunku (4) i zależności $\omega_L = \frac{2\pi c}{\lambda_L}$, otrzymuje się wyrażenie na gęstość krytyczną:

$$n_c = \epsilon_0 m_e \left(\frac{2\pi c}{e\lambda_L} \right)^2 \quad (5)$$

Podstawiając wartości stałych fizycznych, otrzymuje się prostą zależność na gęstość krytyczną w funkcji długości fali wyrażonej w mikrometrach:

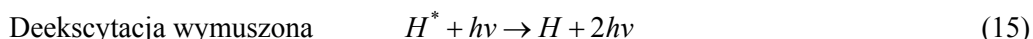
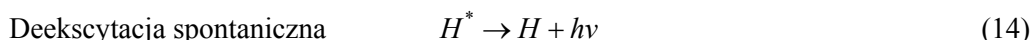
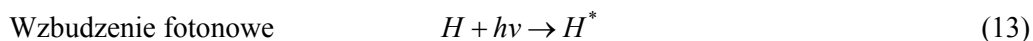
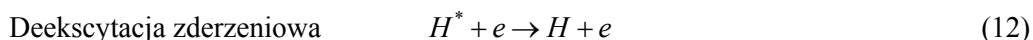
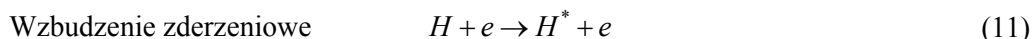
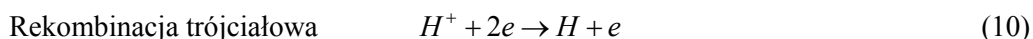
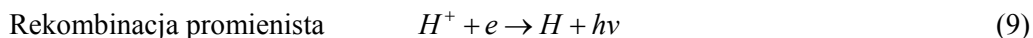
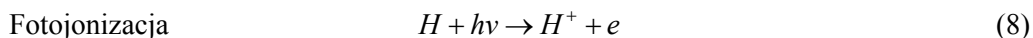
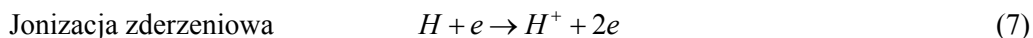
$$n_c [\text{cm}^{-3}] = 1,1 \cdot 10^{21} \left(\frac{1}{\lambda_L [\mu\text{m}]} \right)^2 \quad (6)$$

W przypadku często stosowanych laserów Nd:YAG długość fali promieniowania wynosi $\lambda_L = 1,064 \mu\text{m}$, stąd wartość gęstości krytycznej $n_c \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Wartość ta jest o rząd wielkości niższa od gęstości atomów w ciele stałym. Oznacza to, że efektywny przekaz energii laserowej w warunkach oddziaływania z ciałem stałym jest możliwy jedynie w strefie ablacji materiału, gdzie gęstość elektronowa ma wartość niższą od

krytycznej. Oznacza to również, że duża część promieniowania ulega wstecznemu odbiciu od powierzchni krytycznej. Poza oczywistymi stratami energii jest to niebezpieczne dla systemu laserowego, gdyż powracające promieniowanie ulegnie wzmocnieniu i może doprowadzić do uszkodzenia elementów optycznych systemu laserowego. O ile zagrożenie dla systemu laserowego można wyeliminować, stosując odpowiedni układ zabezpieczający, o tyle zwiększenie efektywności wymaga obniżenia gęstości materiału tarczy. Osiąga się to, stosując tarcze o strukturze piankowej [16, 17], tarcze kropelkowe wstępnie rozpylone/odparowane preimpulsem laserowym [18–20] bądź tarcze gazowe [21–23].

2.3. PROCESY ATOMOWE W PLAZMIE

Plazma jest ośrodkiem składającym się z jonów i elektronów. W najprostszym przypadku wysokotemperaturowej plazmy wodorowej występują jedynie atomy wodoru, protony i elektrony. Przyjmujemy, że temperatura jest na tyle wysoka, że cząsteczki wodoru nie występują. W takiej plazmie możliwe są następujące procesy:



W przypadku atomów/jonów innych pierwiastków sytuacja się komplikuje, ponieważ mamy jony o różnym stopniu jonizacji. Wtedy zamiast protonu będącego jonom wodoru, w powyższych wyrażeniach należałoby wstawić A^i , gdzie i oznacza stopień jonizacji. W takich jonach występują dwa dodatkowe zestawy procesów, w których biorą udział elektrony z powłok wewnętrznych oraz takie, w których biorą udział dwa lub więcej elektronów z powłok zewnętrznych.

Pierwszy zestaw jest marginalny w przypadku plazmy laserowej, za to odgrywa podstawową rolę w przypadku plazmy wytwarzanej promieniowaniem rentgenowskim, bądź strumieniem wysokoenergetycznych cząstek naładowanych. Wówczas

energia fotonów lub cząstek wytwarzających plazmę jest wystarczająco duża, aby wywołać uwolnienie elektronu nawet z powłoki K, a energia uwolnionego elektronu może być wystarczająco duża do wywołania następnych aktów jonizacji bądź wzbudzenia. Ponadto przejście elektronu z wyższej powłoki na niezapełnioną powłokę wewnętrzną może się wiązać z emisją tzw. elektronów Auger'a, których energia jest również wystarczająca do wywołania wtórnych procesów.

Drugi zestaw procesów ma istotne znaczenie w plazmie, gdzie dominują procesy zderzeniowe. W takiej plazmie, oprócz rekombinacji promienistej oraz trójciałowej, występuje również tzw. rekombinacja dielektronowa. W takim procesie elektron swobodny zostaje przechwycony przez jon w stanie podstawowym, mający co najmniej jeden związany elektron. W przypadku zwykłej rekombinacji radiacyjnej nadmiar energii przechwyconego elektronu zostałby przejęty przez wyemitowany foton. W wyniku rekombinacji dielektronowej energia ta zostaje przejęta przez elektron związany, który zostaje przeniesiony na powłokę o wyższej energii. W ten sposób powstaje jon podwójnie wzbudzony, który ulega deekscytacji promienistej do poziomu jednokrotnie wzbudzonego. Możliwy jest też proces odwrotny, czyli emisja jednego z elektronów podwójnie wzbudzonego jonu, tzw. autojonizacja. W takim przypadku w wyniku przejścia elektronu na niższą powłokę jego energię przejmują drugi z elektronów.

Każdy z tych procesów przebiega z określoną szybkością zależną od przekroju czynnego oraz koncentracji atomów bądź jonów w stanie początkowym, a także od koncentracji i rozkładu energii elektronów w plazmie bądź pola elektromagnetycznego promieniowania jonizującego. W przypadku procesów zderzeniowych szybkości jonizacji I_i , rekombinacji R_i oraz wzbudzenia W_{pq}^i jonów wyraża się następująco:

$$I_i = n_e n_i \int_{E_i}^{\infty} \sigma_{i,i+1}(E) v(E) f(E) dE \quad (16)$$

$$R_i = n_e n_i \int_0^{\infty} \sigma_{i,i-1}(E) v(E) f(E) dE \quad (17)$$

$$W_{pq}^i = n_e n_i^p \int_{E_{i,pq}}^{\infty} \sigma_i^{pq}(E) v(E) f(E) dE \quad (18)$$

gdzie n_i – koncentracja jonów o stopniu jonizacji i ; $v(E)$, $f(E)$ – prędkość i rozkład prędkości elektronów o energii E ; $\sigma_{i,i+1}$, $\sigma_{i,i-1}$, σ_i^{pq} przekroje czynne odpowiednio na jonizację, rekombinację oraz wzbudzenie; E_i , $E_{i,pq}$ energia jonizacji i wzbudzenia ze stanu kwantowego p na q .

Wyrażenie na szybkość deekscytacji zderzeniowej jest analogiczne do wyrażenia na szybkość wzbudzenia z tym, że w tym wypadku całkowanie przebiega od energii

elektronu $E = 0$. Z kolei rekombinacja trójciałowa wymaga udziału dodatkowego elektronu, toteż szybkość procesu określoną wyrażeniem (17) należy dodatkowo pomnożyć przez n_e .

Szybkości procesów związanych z absorpcją fotonów (fotojonizacja, wzbudzenie fotonowe) zależą od koncentracji jonów biorących udział w oddziaływaniu, przekroju czynnego na dany proces oraz strumienia fotonów. Należy przy tym zwrócić uwagę, że fotojonizację mogą wywołać jony o energii większej lub równej energii jonizacji E_i i wówczas szybkość jonizacji określona jest wyrażeniem:

$$R_i = n_i \int_{E_i}^{\infty} \sigma_i(E) F(E) dE \quad (19)$$

gdzie: σ_i – przekrój czynny na jonizację, $F(E)$ strumień fotonów emitowany w określonym przedziale energii, E_i – energia jonizacji.

Z kolei wzbudzenie wywołane absorpcją fotonu jest procesem rezonansowym i zachodzi tylko dla fotonów z wąskiego zakresu widmowego wokół długości fali odpowiadającej energii przejścia między stanami kwantowymi w atomie lub jonie. Zakres ten jest związany z poszerzeniem linii emisyjnej wynikającej z nieoznaczoności kwantowej, efektu Starka oraz Dopplera. Szybkość wzbudzenia wyraża się podobną zależnością jak szybkość jonizacji (19) z tym, że całkowanie dotyczy jedynie wąskiego zakresu energii kwantów. W zależności od rozkładu widmowego strumienia fotonów $F(E)$ szybkość wzbudzenia może osiągać bardzo duże wartości, ale może też być bliska zeru.

Jak wspomniano, stany wzbudzone w jonach mogą ulegać deekscytacji zderzeniowej, gdzie energia wzbudzenia zamieniana jest na energię kinetyczną cząstek biorących udział w zderzeniu. Możliwa jest również deekscytacja spontaniczna związana z emisją fotonu unoszącego energię wzbudzenia. Jej szybkość wyraża się iloczynem koncentracji jonów w stanie wzbudzenia n_i^q i prawdopodobieństwa przejścia A_{qp} :

$$D_{qp} = n_i^q A_{qp} \quad (20)$$

2.4. PROMIENIOWANIE PLAZMY

Wymienione w poprzednim punkcie procesy atomowe występują w każdym rodzaju plazmy, jednak w zależności od jej składu atomowego, temperatury, koncentracji cząstek, czasu istnienia oraz rozmiarów przestrzennych pewne z tych procesów mogą być dominujące, a inne pomijalne. Ma to istotny wpływ na promieniowanie elektromagnetyczne plazmy, w tym promieniowanie SXR i EUV.

Emisja promieniowania elektromagnetycznego w przypadku plazmy następuje w wyniku trzech najważniejszych procesów: zderzeń elektronów swobodnych z jonami, rekombinacji promienistej oraz deekscytacji promienistej stanów wzbudzonych.

Wydajność pierwszego z wymienionych procesów jest najniższa, emitowane promieniowanie, powszechnie znane z literatury naukowej pod nazwą bremsstrahlung, ma widmo ciągłe i ma największe znaczenie w plazmie termojądrowej. Plazma taka zawiera głównie jony o bardzo małej liczbie atomowej ($Z = 1-3$), które wskutek ekstremalnie wysokiej temperatury praktycznie nie mają elektronów związanych. Moc promieniowania tego typu, o długości fali λ , emitowanego z jednostki objętości, w jednostkowy kąt bryłowy wyraża się następująco:

$$\varepsilon_{\lambda}^{ff} = \frac{32\sqrt{\pi}c(\alpha a_0)^3 E_R}{3\sqrt{3}\lambda^2} n_Z n_e Z^2 \left(\frac{E_R}{k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right) G^{ff} \quad (21)$$

gdzie: c – prędkość światła w próżni, α – stała struktury subtelnej, a_0 – promień atomu Bohra, E_R – energia Rydberga, n_Z – koncentracja jonów o ładunku Z , G^{ff} – czynnik Gaunta [24].

Pomijając słabą zależność czynnika Gaunta od długości fali, łatwo można stwierdzić, że maksimum emisji wraz ze wzrostem temperatury przesuwa się w kierunku krótszych fal, a całkowita moc rośnie. Wykres zależności mocy tego typu promieniowania dla plazmy o temperaturze elektronowej 300 eV, gęstości jonów $n_Z = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ i ładunku $Z = 10$, emitowanego z kuli o promieniu 1 mm, od długości fali przedstawiono na rysunku 1a.

Wyrażenie (21) uwzględnia jedynie oddziaływanie naładowanych cząstek swobodnych, w wyniku którego następuje zmiana ich pędów i energii, natomiast nie zostają one związane, czyli nie występują akty rekombinacji. Uwzględnienie tego procesu istotnie wpływa na charakter zależności mocy promieniowania od długości fali. W tym wypadku na energię emitowanego fotonu składa się energia kinetyczna swobodnego elektronu oraz energia wiązania elektronu w powstającym jonie. Największa długość fali emitowanego promieniowania w wyniku przechwycenia elektronu na określony poziom energetyczny, a zatem graniczna energia emitowanych fotonów odpowiada energii wiązania elektronu na tym poziomie. Emisja promieniowania fotonów o większej długości fali następuje w wyniku rekombinacji na kolejny poziom energetyczny o mniejszej energii wiązania. Moc tego typu promieniowania o długości fali λ , emitowanego z jednostki objętości, w jednostkowy kąt bryłowy – $\varepsilon_{\lambda}^{fb}$, dla takich samych parametrów jak w przypadku promieniowania typu bremsstrahlung, wyraża się następująco:

$$\varepsilon_{\lambda}^{fb} = \frac{64\sqrt{\pi}c(\alpha a_0)^3 E_R}{3\sqrt{3}\lambda^2} n_Z n_e Z^4 \left(\frac{E_R}{k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right) \times \sum_{n_q} \frac{1}{n_q^3} \exp\left(\frac{Z^2 E_R}{n_q^2 k_B T_e} \right) G^{bf} \quad (22)$$

Zależność ta ma charakter skokowy, jak pokazano na rysunku 1b, przy czym moc promieniowania rekombinacyjnego jest o rząd wielkości większa od promieniowania typu bremsstrahlung.

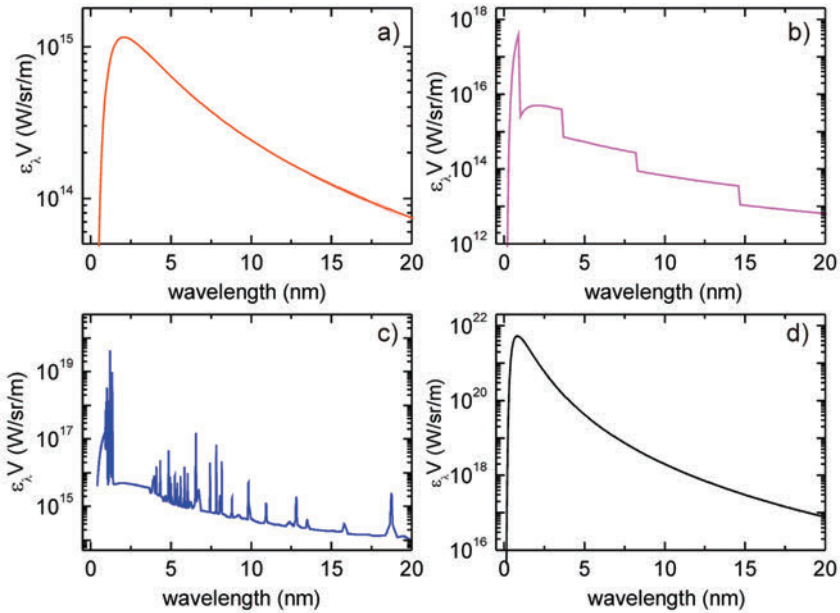
W obu omówionych przypadkach emisja promieniowania następuje w wyniku oddziaływania elektronów swobodnych z jonami. Wynikiem oddziaływania elektronów z jonami, mającymi co najmniej jeden elektron związany, może być ich wzbudzenie. Część takich jonów może ulec dalszemu wzbudzeniu lub jonizacji, jednak część ulegnie deekscytacji. Może to być deekscytacja zderzeniowa lub spontaniczna. Efektem tego ostatniego procesu jest emisja fotonu o energii równej różnicy energii odpowiednich stanów kwantowych. Prowadzi to do emisji promieniowania liniowego, gdzie moc tego promieniowania w linii widmowej odpowiadającej przejściu ze stanu q na p , emitowanego z jednostki objętości, w jednostkowy kąt bryłowy wyraża się następującą zależnością:

$$\varepsilon_i^{bb} = \frac{1}{4\pi} n_i^q A_{qp} E_{qp} \quad (23)$$

gdzie E_{qp} – energia wyemitowanego fotonu.

Koncentracja jonów we wzbudzonym stanie kwantowym q zależy od wielu czynników. W ogólnym przypadku obsadzenie poszczególnych stanów kwantowych jest zdeterminowane przez rozkłady energetyczne elektronów, jonów oraz fotonów. Rozkłady te mogą istotnie odbiegać od równowagi termodynamicznej, a w przypadku plazmy laboratoryjnej na ogół są zmienne w czasie. Rozkład widmowy promieniowania liniowego można wyznaczyć na bazie odpowiednich modeli. Najważniejsze z nich to model koronowy (ang. *Coronal Equilibrium* – CE), gdzie pomija się deekscytację i rekombinację zderzeniową, a także wzbudzenie fotonowe, lokalna równowaga termodynamiczna (ang. *Local Thermodynamic Equilibrium* – LTE), gdzie dominują procesy zderzeniowe oraz najbardziej ogólny przypadek: model zderzeniowo-radiacyjny (ang. *Collisional Radiative Equilibrium* – CRE), gdzie włączone są zarówno procesy zderzeniowe, jak i oddziaływanie z polem promieniowania elektromagnetycznego. Przykładowy rozkład mocy promieniowania elektromagnetycznego w funkcji długości fali, gdzie uwzględniono zarówno promieniowanie ciągłe, jak i liniowe, dla parametrów plazmy, takich jak w przypadku promieniowania ciągłego, przedstawiono na rysunku 1c. Rozkład ten został wyznaczony na podstawie modelu CRE w wyniku obliczeń wykonanych za pomocą kodu numerycznego PrismSpect (ang. *Prism Computational Sciences, Inc.*). Łatwo zauważyć, że intensywność linii widmowych w tym wypadku przewyższa intensywność promieniowania rekombinacyjnego nawet o dwa rzędy wielkości. Intensywność ta, jak również intensywność promieniowania ciągłego, rośnie z gęstością plazmy. Ograniczeniem jest samoabsorpcja promieniowania, która także rośnie z gęstością plazmy. W skrajnym przypadku plazmę opuszczają tylko fotony wyemitowane tuż przy jej powierzchni, a rozkład widmowy promieniowania odpowiada promieniowaniu ciała doskonale czarnego. Tego typu warunki uzyskuje się w wyniku kompresji laserowej bądź w wyładowaniu typu z-pinch w instalacjach umożliwiających uzyskiwanie ekstremalnie dużych gęstości energii (ang. *High Energy Density* – HED). Widmo promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze

i rozmiarach takich jak w przypadkach omawianych wcześniej przedstawiono na rysunku 1d. Widać, że intensywność takiego promieniowania o następane dwa rzędy wielkości przewyższa intensywność promieniowania liniowego plazmy o parametrach, którym odpowiadają rozkłady widmowe przedstawione na rys. 1a–c. Mamy tu do czynienia z tzw. plazmą optycznie cienką, czyli taką, w której samoabsorpcja nie odgrywa dużej roli.



Rys. 1. Rozkłady widmowe promieniowania plazmy o temperaturze elektronowej $T_e = 300$ eV, koncentracji elektronowej $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, koncentracji jonowej $n_Z = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ i ładunku $Z = 10$, emitowanego z kuli o promieniu 1 mm: a) bremsstrahlung, b) promieniowanie rekombinacyjne, c) promieniowanie liniowe wraz z promieniowaniem rekombinacyjnym oraz bremsstrahlung wyznaczone na podstawie modelu CRE, d) promieniowanie ciała doskonale czarnego emitowanego z powierzchni kuli o promieniu 1 mm

Fig. 1. Emission spectra of plasma sphere with a 1 mm radius, electron temperature $T_e = 300$ eV, electron density $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, ion density $n_Z = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and average charge $Z = 10$: a) bremsstrahlung, b) recombination radiation, c) line radiation together with bremsstrahlung and recombination radiation based on the CRE model, d) black-body radiation

3. LASEROWO-PLAZMOWE ŹRÓDŁA SXR/EUV

Obecnie najlepszymi źródłami promieniowania rentgenowskiego i EUV, wykorzystywanymi głównie w badaniach naukowych, inżynierii materiałowej oraz do kalibracji przyrządów pomiarowych są synchrotrony. Wynika to z faktu, że promieniowanie

synchrotronowe charakteryzuje się dobrze zdefiniowanym rozkładem spektralnym oraz dużą średnią w czasie intensywnością. Widmo promieniowania synchrotronowego ma charakter ciągły z maksimum intensywności dla energii fotonów zależnym od energii i promienia krzywizny toru wiązki elektronów. Moc promieniowania można regulować dodatkowo przez zmianę prądu wiązki [25].

Działające na podobnej zasadzie lasery na swobodnych elektronach umożliwiają uzyskanie impulsów promieniowania o ekstremalnie wysokiej jaskrawości rzędu 10^{33} photons/s/mrad²/mm²/0.1%-BW dla fotonów o energii rzędu 10 keV [26]. Tego typu urządzenia są również niezastąpionymi źródłami promieniowania rentgenowskiego dla celów naukowych.

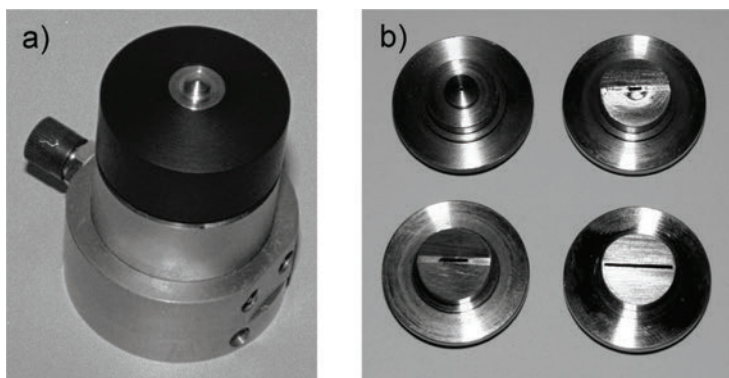
Plazmowe źródła promieniowania rentgenowskiego i EUV nie zapewniają co prawda możliwości uzyskania tego typu parametrów, jednak w pewnych zastosowaniach są z powodzeniem wykorzystywane. Ich niewątpliwymi zaletami są: znacznie mniejsze rozmiary, koszt budowy i eksploatacji. Ponadto dzięki możliwości pracy z dużą repetycją umożliwiają uzyskiwanie dużej mocy średniej promieniowania, a po zogniskowaniu również dużej fluencji w pojedynczym impulsie. Dzięki możliwości stosowania różnego rodzaju ośrodków, w których wytwarzana jest plazma, możliwe jest uzyskanie wydajnej emisji promieniowania w formie tysięcy położonych blisko siebie linii widmowych, przekrywających się na skutek poszerzenia Dopplera i Starka, tworzących widmo ciągłe [27], jak i w formie izolowanych linii widmowych o dużej intensywności [28]. Promieniowanie ciągłe znajduje zastosowanie np. w spektroskopii absorpcyjnej [29–31], jak również litografii rentgenowskiej i EUV [32–35]. Pojedyncze linie widmowe są wykorzystywane w mikroskopii rentgenowskiej [28, 36, 37], aczkolwiek są brane pod uwagę również w litografii EUV [38].

Jak wspomniano wcześniej, wydajną emisję promieniowania SXR i EUV można uzyskać z plazmy wytwarzanej w wyniku wyładowania silnoprądowego typu z-pinch oraz z plazmy laserowej. Aczkolwiek sprawność konwersji energii elektrycznej w promieniowanie SXR/EUV w pierwszym przypadku jest znacznie większa, plazma laserowa ma wiele zalet, które decydują o znacznie powszechniejszym jej wykorzystaniu w źródłach SXR/EUV. Najważniejsze z tych zalet to stabilność parametrów emisji, stabilność położenia plazmy oraz możliwość stosowania dowolnego materiału tarczy. Tarcze te mogą mieć ponadto różne formy i stan skupienia w zależności od wymagań odnośnie do parametrów promieniowania. Jest jednak pewien czynnik, który silnie ogranicza dowolność wyboru formy i materiału tarczy, zwłaszcza w przypadku dużej repetycji i czasu pracy. Tym czynnikiem są mikro- oraz nanocząstki, a nawet atomy czy jony emitowane z tarcz stałych, osadzające się na wszystkich elementach komory źródła promieniowania, w szczególności na bardzo drogich zwierciadłach rentgenowskich. Taki sam problem występuje w przypadku tarcz ciekłych, a nawet gazowych, zawierających związki chemiczne, które w wyniku rozkładu emitują atomy czy jony pierwiastków chemicznych występujących w normalnych warunkach w postaci ciała stałego. Takie atomy czy jony, osadzając się na powierzchni elementów

optyki zwierciadlanej SXR/EUV, tworzą cienką warstwę, skutecznie obniżając współczynnik odbicia zwierciadeł. Z tego powodu w Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej (IOE WAT) podjęte zostały badania źródeł miękkiego promieniowania rentgenowskiego z zastosowaniem impulsowej tarczy gazowej [21].

3.1. TARCZA GAZOWA

Promieniowanie SXR/EUV jest silnie absorbowane w atmosferze oraz innych ośrodkach gazowych pod ciśnieniem atmosferycznym. Z tego względu plazmę stanowiącą źródło emisji tego promieniowania wytwarza się w komorach próżniowych. Aby plazmę taką wytwarzać w ośrodku gazowym, zastosowano układ umożliwiający wstrzykiwanie niewielkiej porcji gazu do komory próżniowej w obszar oddziaływania ze zogniskowaną wiązką lasera impulsowego dużej mocy [21, 39, 40]. Aby uzyskać dużą sprawność konwersji promieniowania laserowego w promieniowanie SXR/EUV, gęstość elektronowa plazmy powinna być zbliżona do gęstości krytycznej, która w przypadku zastosowanego lasera neodymowego, emitującego promieniowanie o długości fali $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, przyjmuje wartość $n_c \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ (5). Jeżeli przyjąć średni stopień jonizacji na poziomie 10–30, co jest typowym zakresem w plazmie laserowej wytwarzanej laserem nanosekundowym o energii w impulsie na poziomie pojedynczych dżuli, to oznacza, że koncentracja jonów w wytwarzanej plazmie powinna osiągać wartości rzędu $n_i = 0,3\text{--}1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Biorąc pod uwagę koncentrację atomów w gazie pod ciśnieniem atmosferycznym: $n_{at} = N \cdot 2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, gdzie N – liczba atomów w cząsteczce gazu, można przyjąć, że koncentracja atomów w tarczy gazowej powinna w przybliżeniu odpowiadać koncentracji atomów w warunkach normalnych.



Rys. 2. Zawór impulsowy do wytwarzania tarczy gazowej: a) zawór, b) wymienne dysze – cylindryczna o średnicy 0,5 mm (po lewej stronie – góra) oraz szczelinowe o szerokości 0,4 mm i różnych długościach

Fig. 2. Pulsed valve for the gas-puff target creation: a) valve, b) interchangeable nozzles – cylindrical nozzle with 0.5 mm diameter (top-left) and slit nozzles with different lengths, 0.4 mm width

Opracowane przez autora niniejszej publikacji różnego typu układy do wytwarzania tarczy gazowej zapewniają osiągnięcie takiej koncentracji gazu w pobliżu wylotu dyszy zaworu impulsowego, synchronizowanego z impulsem laserowym. Zasadniczą częścią takiego układu jest impulsowy zawór elektromagnetyczny zasilany impulsem elektrycznym o czasie trwania rzędu kilkuset mikrosekund. Zawór taki wyposażony jest w wymienne dysze umożliwiające wytwarzanie tarcz gazowych o różnych formach, w zależności od zastosowania. W przypadku źródła promieniowania SXR/EUV jest to dysza o przekroju kołowym, w przypadku lasera rentgenowskiego [41, 42] o przekroju prostokątnym.

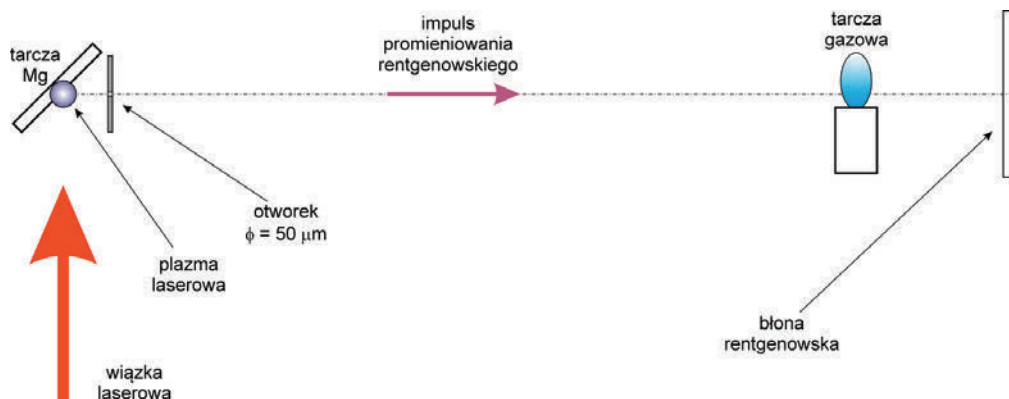
W celu dokonywania pomiaru rozkładu gęstości gazu w tarczy autor opracował metodę impulsowej cieniografii rentgenowskiej, wykorzystując w charakterze źródła promieniowania plazmę laserową. Plazma była wytwarzana w wyniku oddziaływania nanosekundowego impulsu laserowego o energii około 1 J z tarczą magnezową [43]. W wytworzonej w ten sposób plazmie dominuje emisja promieniowania jonów helopodobnych. Najsilniejsza linia emisyjna odpowiada przejściu $1s^{21}S_0-1s2p^1P_1$ i długości fali $\lambda = 0,91699$ nm. Intensywność pozostałych linii była znacznie mniejsza, poza tym dzięki zastosowaniu filtra absorpcyjnego w formie cienkiej folii aluminiowej o grubości 5 μm , dla którego krawędź absorpcji przypada na długość fali $\lambda = 0,795$ nm, były one praktycznie całkowicie tłumione. W ten sposób uzyskiwano impuls miękkiego promieniowania rentgenowskiego w wąskim zakresie widmowym, który można było zsynchronizować z tarczą gazową. Promieniowanie przechodzące przez tarczę jest częściowo pochłaniane w gazie, natomiast promieniowanie przechodzące i niezaburzone tworzy obraz rejestrowany przez błonę rentgenowską. Rozkład intensywności promieniowania przechodzącego wyraża się następującą zależnością:

$$\ln\left(\frac{I(x, y)}{I_0}\right) = -\mu \int_{-l/2}^{l/2} \rho(x, y, z) dz \quad (24)$$

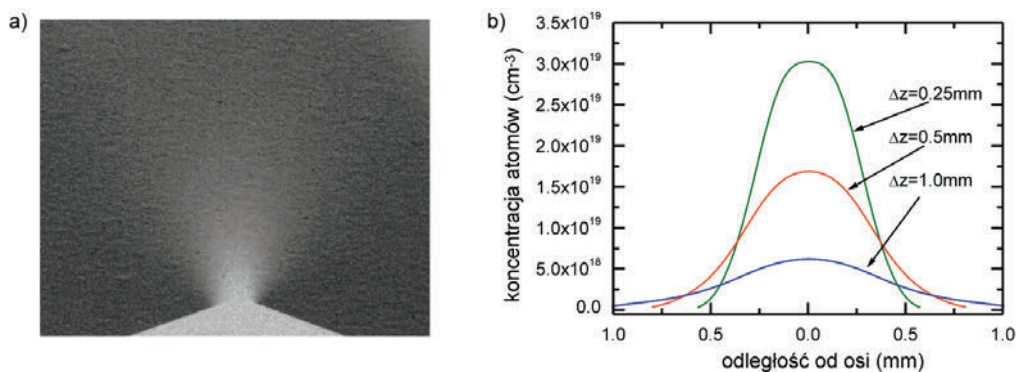
gdzie: I_0 – intensywność promieniowania niezaburzonego, $I(x, y)$ – intensywność promieniowania w płaszczyźnie błony rentgenowskiej, $\rho(x, y, z)$ – rozkład gęstości gazu, μ – masowy współczynnik absorpcji, l – droga całkowania.

W przypadku symetrii osiowej (dysza cylindryczna), na podstawie zarejestrowanego obrazu rentgenowskiego i znajomości masowego współczynnika absorpcji, można wyznaczyć rozkład gęstości gazu, wykorzystując odwrotną transformatę Abela. W przypadku dyszy wydłużonej, w formie szczeliny, można wykorzystać słabą zmienność rozkładu gęstości wzdłuż drogi promieniowania rentgenowskiego i przyjąć ją jako stałą na całej długości szczeliny. Wówczas całkowanie sprowadza się do mnożenia $\rho(x, y) \cdot l$, dzięki czemu również można wyznaczyć rozkład gęstości gazu. Schemat układu do cieniografii rentgenowskiej przedstawiono na rysunku 3. Można zauważyć tutaj pewien dodatkowy element, mianowicie otwór o niewielkiej średnicy umieszczony wzdłuż toru pomiarowego, w pobliżu plazmy. Zastosowano go ze względu

na stosunkowo duże rozmiary plazmy, porównywalne z rozmiarami prześwietlanej tarczy gazowej. Umożliwia on zwiększenie rozdzielczości układu pomiarowego, ze względu na efektywne zmniejszenie rozmiarów źródła promieniowania.



Rys. 3. Schemat układu pomiarowego do cieniografii rentgenowskiej
Fig. 3. Schematic view of the measurement arrangement for X-ray radiography



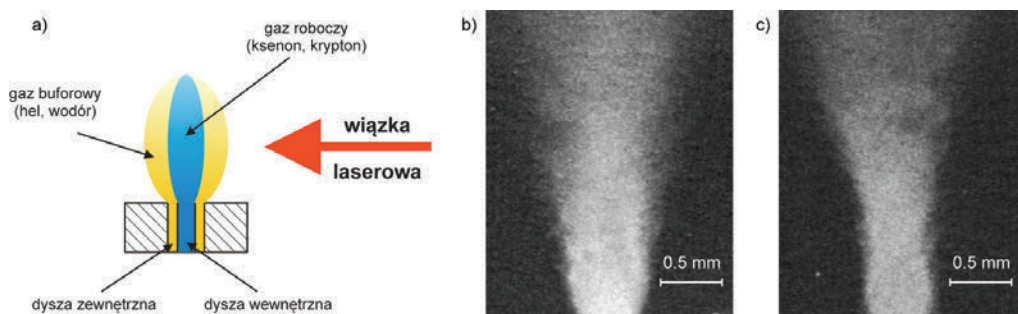
Rys. 4. Rentgenowska cieniografia impulsowa tarczy gazowej:
a) przykładowy cieniogram, b) rozkłady poprzeczne koncentracji atomów
wyznaczone dla różnych odległości od wylotu dyszy zaworu

Fig. 4. Pulsed X-ray radiography of the gas-puff target: a) example of the X-ray shadowgram,
b) lateral distributions of atomic densities calculated for different distances from the nozzle outlet

Na rysunku 4 przedstawiono przykładowy cieniogram rentgenowski wraz z wyznaczonymi rozkładami poprzecznymi gęstości gazu, dla różnych odległości od wylotu dyszy zaworu. Łatwo zauważyć, że koncentracja atomów w tarczy gazowej maleje wraz ze wzrostem odległości od dyszy. Jedynie w pobliżu jej wylotu osiąga wartości odpowiadające koncentracji wymaganej dla efektywnego oddziaływania promieniowania laserowego z gazem. Niestety tarcza tego typu ma poważną wadę. Ze względu na fakt,

że odpowiednia koncentracja atomów występuje jedynie w pobliżu wylotu dyszy, w wyniku jej ekspozycji na plazmę wysokotemperaturową i promieniowanie rentgenowskie następuje szybka degradacja jej powierzchni. Można co prawda zwiększyć ciśnienie w zaworze i tym samym koncentrację atomów wypływającego gazu, tak aby właściwa koncentracja występowała w większej odległości od wylotu dyszy, jednak wówczas mamy do czynienia z silną absorpcją promieniowania SXR w gazie otaczającym plazmę i w efekcie spadek intensywności emitowanego promieniowania.

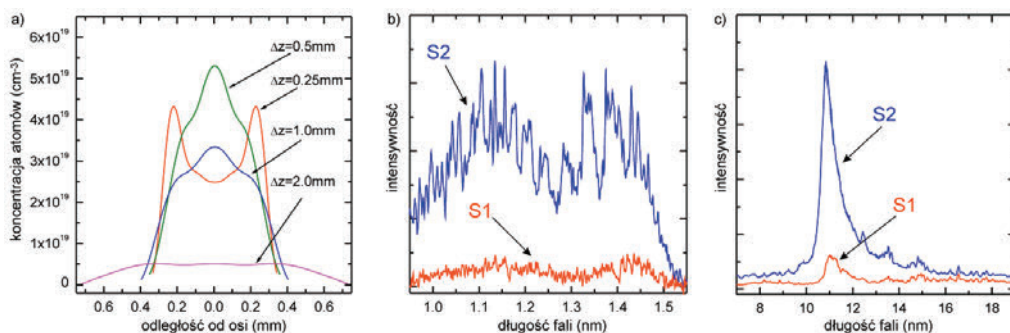
Aby rozwiązać ten problem autor niniejszej publikacji opracował układ do wytwarzania dwustrumieniowej tarczy gazowej, w której strumień ksenonu lub innego gazu o dużej liczbie atomowej jest formowany przez strumień otaczającego go gazu o małej liczbie atomowej. Gazem tym jest zwykle hel, aczkolwiek był również stosowany wodór, neon, a nawet argon. Gazy te, a w szczególności hel oraz wodór, charakteryzują się małym współczynnikiem absorpcji, nie tylko promieniowania SXR, ale również EUV. Dzięki temu tylko niewielka część promieniowania wygenerowanego w plazmie laserowej, np. ksenonowej, jest absorbowana, co wielokrotnie zwiększa sprawność konwersji promieniowania laserowego w promieniowanie SXR/EUV. Ponadto dzięki uformowaniu wąskiego strumienia gazu, w którym wytwarzana jest plazma, spadek jego gęstości wraz z odległością od dyszy jest znacznie mniejszy niż przy swobodnej ekspansji do próżni, dzięki czemu odpowiednią koncentrację atomów uzyskuje się w kilkukrotnie większej odległości od dyszy niż w przypadku pojedynczego strumienia. W przypadku lasera o energii impulsu rzędu 1 J eliminuje to problem degradacji dyszy. Na rysunku 5 przedstawiono schemat formowania dwustrumieniowej tarczy gazowej wraz z przykładowymi cieniogramami rentgenowskimi tarczy ksenonowo-helowej (Xe/He; Xe – gaz roboczy, He – gaz buforowy). Na cieniogramach widoczny jest jedynie obraz strumienia ksenonu, hel dla promieniowania rentgenowskiego jest przezroczysty i nie daje żadnego śladu.



Rys. 5. Dwustrumieniowa tarcza gazowa: a) schemat formowania tarczy, b, c) przykładowe cieniogramy rentgenowskie tarczy dla różnych czasów otwarcia zaworu z gazem buforowym względem zaworu z gazem roboczym

Fig. 5. Double-stream gas-puff target: a) schematic view of the target formation, b, c) examples of X-ray shadowgrams acquired for different opening times of the valve injecting the buffer gas according to the time of working gas injection

Dzięki zastosowaniu dwustrumieniowej tarczy gazowej wykazano możliwość uzyskania kilkukrotnego wzrostu intensywności emitowanego promieniowania SXR emitowanego z plazmy ksenonowej, w zakresie długości fal 1–1,5 nm [44, 45]. Jeszcze większy wzrost intensywności zarejestrowano dla promieniowania EUV emitowanego z plazmy ksenonowej w zakresie długości fal 10–14 nm [22, 46]. Jest to związane z bardzo silną absorpcją promieniowania w tym zakresie widmowym w atomowym bądź słabo zjonizowanym ksenonie otaczającym plazmę laserową w przypadku zwykłej tarczy gazowej. Przykładowe widma promieniowania plazmy ksenonowej w obu zakresach spektralnych wraz z rozkładami koncentracji atomów ksenonu w dwustrumieniowej tarczy gazowej przedstawiono na rysunku 6.



Rys. 6. Plazma ksenonowa wytwarzana w dwustrumieniowej tarczy gazowej:
 a) rozkłady koncentracji atomów w różnych odległościach od wylotu dyszy formującej tarczę gazową,
 b, c) intensywność promieniowania SXR (b) oraz EUV (c) emitowanego z plazmy wytwarzanej w zwykłej (S1) oraz dwustrumieniowej tarczy gazowej (S2)

Fig. 6. Xenon plasma produced in the double-stream gas puff target:

- a) distributions of atomic densities calculated for different distances from the nozzle forming the gas-puff target, b, c) intensities of SXR (b) and EUV (b) radiation emitted from the ordinary (S1) and double-stream (S2) gas-puff target

3.2. KOLEKTORY PROMIENIOWANIA

Promieniowanie plazmy laserowej, podobnie zresztą jak plazmy powstającej w wyniku wyładowania elektrycznego typu z-pinch, jest emitowane we wszystkich kierunkach. Aby je efektywnie wykorzystać, a jednocześnie zapewnić dużą intensywność promieniowania z dala od plazmy, stosuje się kolektory promieniowania. Są to na ogół różnego typu zwierciadła lub układy zwierciadlane, chociaż w przypadku mikroskopii rentgenowskiej stosuje się również soczewki Fresnela. Nie mogą to być elementy refrakcyjne ze względu na silną absorpcję promieniowania SXR/EUV w dowolnym materiale. Należy też zwrócić uwagę, że w przypadku promieniowania rentgenowskiego i EUV zespolony współczynnik załamania wyraża się znaną zależnością

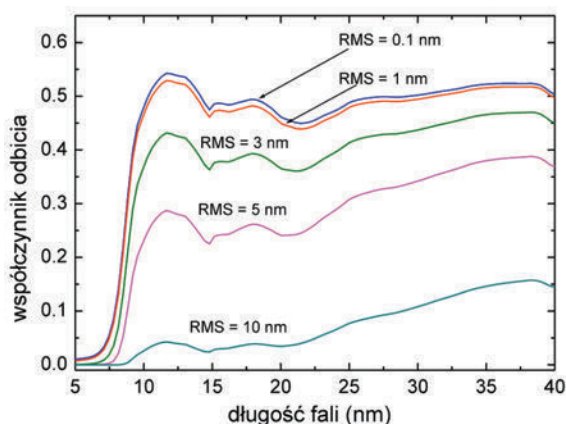
$$n(\lambda) = 1 - \delta + i\beta \quad (25)$$

gdzie δ odpowiada za przesunięcie fazy, a β za tłumienie.

Ze względu na fakt, że część rzeczywista współczynnika załamania promieniowania jest mniejsza od jedności, dla określonego kąta, zwanego kątem krytycznym θ_c , zawartego między powierzchnią odbijającą a kierunkiem padania promieniowania, mamy do czynienia z całkowitym zewnętrznym odbiciem. Kąt ten wyraża się następującym wzorem

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} \quad (26)$$

Ze względu na małą wartość δ dla promieniowania rentgenowskiego, kąt ten jest również bardzo mały. W przypadku złota, dla długości fali 1 nm, kąt ten wynosi 3° . Kąty te są większe dla promieniowania z zakresu EUV. W przypadku długości fali $\lambda = 11$ nm, odpowiadającej w przybliżeniu maksimum emisji ksenonu, kąt krytyczny ma wartość 21° . Dodatkowym problemem w przypadku promieniowania EUV, a zwłaszcza SXR, jest chropowatość powierzchni zwierciadła. Wpływ chropowatości na współczynnik odbicia promieniowania EUV na przykładzie zwierciadła o powierzchni pokrytej warstwą złota zademonstrowano na rysunku 7. Przedstawione wykresy zostały wyznaczone na podstawie danych publikowanych na stronie internetowej Center for X-Ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory's [47]. Widać, że dla zakresu EUV zmiana chropowatości w zakresie 0,1–1 nm nie wpływa istotnie na współczynnik odbicia, jednak dalsze zwiększanie chropowatości powoduje istotny spadek tego współczynnika. Jest to zrozumiałe, ponieważ chropowatość poniżej 1 nm jest przynajmniej o rząd wielkości mniejsza od zakresu długości fal promieniowania EUV.



Rys. 7. Współczynniki odbicia zwierciadeł o różnym stopniu chropowatości powierzchni, z pokryciem Au, dla kąta odbłyску 15° w funkcji długości fali

Fig. 7. Wavelength dependence of reflection coefficients of Au coated mirrors with different roughness determined for the incidence angle 15°

Tego typu zwierciadła (rys. 7) mogą mieć różne formy. Najczęściej są to paraboloidea, elipsoida lub hiperboloidea zblokowane z elipsoidą. Mogą to być pojedyncze zwierciadła lub wielokrotnie zagnieżdżone (ang. *nested optics*).

Innym rozwiązaniem są tzw. zwierciadła wielowarstwowe. W tym przypadku odpowiednio wyprofilowane, wypolerowane i oczyszczone z wszelkich pyłów powierzchni są pokrywane naprzemiennie kilkudziesięcioma warstwami, dwóch rodzajów materiałów, o odpowiednio dobranej grubości rzędu kilku nanometrów. Materiały są dobrane w taki sposób, aby jeden z nich miał stosunkowo duży, a drugi mały współczynnik odbicia. W takim przypadku dla określonej długości fali następuje konstruktywna interferencja odbitego promieniowania zgodnie ze wzorem Bragga

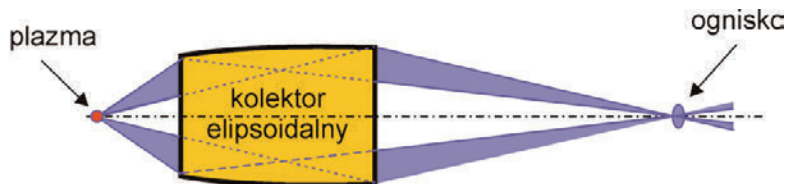
$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (27)$$

Zwierciadła takie mogą pracować przy padaniu normalnym, co nie jest możliwe w przypadku zwykłych zwierciadeł na zakres EUV. Najlepiej opanowana jest technologia wytwarzania zwierciadeł krzemowo-molibdenowych dla długości fali 13,5 nm dedykowanych do litografii EUV. W tym przypadku współczynnik odbicia osiąga wartości blisko 70%. Oba typy kolektorów są stosowane w układach źródeł promieniowania SXR/EUV w IOE WAT.

3.2.1. KOLEKTOR ELIPSOIDALNY EUV

Jest to najprostszy ze stosowanych kolektorów. Stanowi go pojedyncze zwierciadło będące wycinkiem elipsoidy obrotowej z naniesioną warstwą złota lub molibdenu o chropowatości poniżej 1 nm. Kąt bryłowy, z którego zbierane jest promieniowanie, ma wartość 0,8 sr. Promieniowanie plazmy, którą w przybliżeniu można traktować jako punktowe źródło promieniowania, znajdującej się w jednym z ognisk elipsoidy, skupiane jest w drugim ognisku. Ponieważ nie jest to optyka obrazująca, przekrój wiązki promieniowania w płaszczyźnie ogniskowej kolektora nie odzwierciedla kształtu plazmy i jest w dużym stopniu osiowo-symetryczny. Tego typu elementowi optycznemu można ponadto przypisać pewne powiększenie odnoszące się do osiowo-symetrycznego źródła promieniowania. Jego wartość w przypadku omawianego tutaj zwierciadła, stosowanego w układzie przedstawionym na rysunku 8, wynosi w przybliżeniu 2:1. Plazma laserowa wytwarzana w dwustrumieniowej tarczy gazowej jest obiektem rozciągniętym o rozmiarach rzędu 0,5 mm, w związku z czym w płaszczyźnie ogniskowej kolektora średnica wiązki promieniowania w połowie wysokości rozkładu intensywności wynosi w przybliżeniu 1 mm.

Średni kąt odbłyску dla tego kolektora (rys. 8) wynosi około 15°, a więc zgodnie z wykresem współczynnika odbicia przedstawionym na rysunku 7 efektywne odbicie występuje dla długości fali powyżej 9 nm. Oznacza to, że nie nadaje się on do ogniskowania promieniowania SXR, natomiast umożliwia wydajne ogniskowanie promieniowania plazmy Xe w zakresie EUV, którego widmo przedstawiono na rysunku 6c.

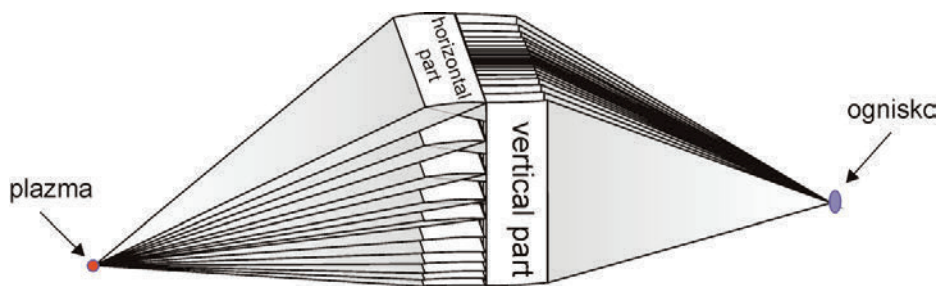


Rys. 8. Schemat ogniskowania promieniowania plazmy laserowej z zastosowaniem kolektora elipsoidalnego

Fig. 8. Focusing scheme of the laser plasma radiation using the ellipsoidal collector

3.2.2. KOLEKTOR WIELOZWIERCADLANY SXR/EUV

Kolektor ten jest modyfikacją układu zwierciadlanego typu “lobster eye” stosowanego w astronomii rentgenowskiej. Nazwa bierze się z podobieństwa budowy tego typu układu do oka homara. Istotną różnicą między teleskopami rentgenowskimi a kolektorem wielozwierciadlanym, stosowanym do ogniskowania promieniowania plazmy laserowej, polega na tym, że w teleskopach stosuje się układy płaskich zwierciadeł, a w kolektorze zwierciadła mają profil eliptyczny. Zbudowany jest on z dwóch par wzajemnie prostopadłych układów zwierciadeł pokrytych warstwą Au i chropowatości powierzchni poniżej 1 nm. Odległości między sąsiednimi zwierciadłami i ich krzywizna są zoptymalizowane w taki sposób, aby umożliwić efektywne ogniskowanie promieniowania plazmy laserowej w zakresie długości fal powyżej 8 nm. Kąt bryłowy, z którego zbierane jest promieniowanie, ma tutaj co prawda wartość jedynie 0,1 sr, ale ze względu na mniejsze kąty odbłyску niż w przypadku kolektora elipsoidalnego, współczynnik odbicia jest większy, a granica długości fal ogniskowanego promieniowania przesunięta w kierunku znacznie krótszych fal. Ze względu na mały kąt odbłyску dla zwierciadeł położonych najbliżej osi granica ta sięga nawet 2 nm. Schemat ogniskowania kolektora wielozwierciadlanego przedstawiono na rysunku 9.



Rys. 9. Schemat ogniskowania promieniowania plazmy laserowej z zastosowaniem kolektora wielozwierciadlanego. Na rysunku przedstawiono górną połowę układu

Fig. 9. Focusing scheme of the laser plasma radiation using the multifoil collector.

Schematic view of half of the optic system was shown

Kolektor ten został wykonany jedynie w dwóch egzemplarzach na specjalne zamówienie w czeskiej firmie specjalizującej się w optyce rentgenowskiej. Badania podjęte w IOE zainicjowały rozwój technologii wytwarzania tego typu optyki.

3.2.3. KOLEKTOR PARABOLOIDALNY SXR

Zwierciadła paraboloidalne są zwykle używane do ogniskowania wiązki równoległej lub formowania wiązki równoległej w przypadku źródła punktowego. Kolektor paraboloidalny do ogniskowania promieniowania rentgenowskiego plazmy składa się z dwóch współosiowych zwierciadeł paraboloidalnych z naniesioną warstwą Au o chropowatości rzędu 0,1 nm. Kąt bryłowy, z którego zbierane jest promieniowanie ma wartość 0,01 sr. Jedno ze zwierciadeł formuje wiązkę równoległą, a drugie ją ogniskuje. Zaletą takiego układu jest powiększenie 1:1, co względem kolektora elipsoidalnego daje czterokrotne zwiększenie intensywności, wynikające ze stosunku powierzchni przekroju wiązki w ognisku oraz możliwość regulacji odległości między ogniskami układu. Pomimo małego kąta zbierania promieniowania efektywność ogniskowania promieniowania jest duża ze względu na współczynnik odbicia bliski jedności w całym zakresie emisji promieniowania plazmy laserowej, $\lambda \approx 1-100$ nm. Schemat ogniskowania kolektora paraboloidalnego przedstawiono na rysunku 10.



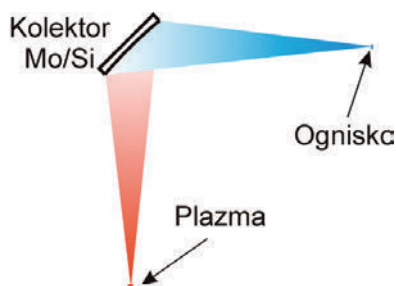
Rys. 10. Schemat ogniskowania promieniowania plazmy laserowej z zastosowaniem kolektora paraboloidalnego

Fig. 10. Focusing scheme of the laser plasma radiation using the paraboloidal collector

3.2.4. ELIPSOIDALNY KOLEKTOR WIELOWARSTWOWY

Przedstawione wcześniej kolektory bazują na optyce typu *grazing incidence*, gdzie promieniowanie ulega odbiciu od powierzchni zwierciadła pod małym kątem, mniejszym od kąta krytycznego. Takie zwierciadła odbijają promieniowanie w szerokim zakresie widmowym. Jak jednak wcześniej wspomniano, istnieje również optyka wielowarstwowa, oparta na selektywnym odbiciu Bragga. Tego typu kolektory są stosowane w układach do litografii EUV. Ze względu na selektywność odbicia można je również stosować w układach wymagających wąskiego zakresu widmowego ogniskowanego promieniowania. W IOE WAT tego typu elipsoidalny kolektor, molibdenowo-krzemowy (Mo/Si), wykorzystano do badań związanych z mikroskopią EUV. Schemat ogniskowania kolektora Mo/Si przedstawiono na rysunku 11. Odbicie następuje tutaj pod kątem 45° , dla długości fali $\lambda \approx 13,5 \pm 0,5$ nm, a kąt bryłowy zbierania promieniowania wynosi 0,05 sr. Kolektor taki w połączeniu ze źródłem promieniowania o widmie zawierającym izolowane linie emisyjne umożliwia uzyskanie zognisko-

wanego, monochromatycznego promieniowania znajdującego zastosowanie w mikroskopii EUV.



Rys. 11. Schemat ogniskowania promieniowania plazmy laserowej z zastosowaniem elipsoidalnego, pozaosiowego, kolektora wielowarstwowego Mo/Si
 Fig. 11. Focusing scheme of the laser plasma radiation using the off-axis ellipsoidal, multilayer Mo/Si collector

3.3. UKŁADY DO GENERACJI PROMIENIOWANIA SXR/EUV O DUŻEJ FLUENCJI

Przedstawione w punkcie 3.2 kolektory zostały zastosowane do budowy różnego typu układów źródeł promieniowania EUV oraz SXR opracowanych w IOE WAT. Układy te były i są wykorzystywane w różnego typu badaniach naukowych z zakresu fizyki plazmy, mikroskopii rentgenowskiej, inżynierii materiałowej, fizyce ciała stałego, bioinżynierii i wielu innych. Budowa, diagnostyka i optymalizacja ich parametrów wymaga zastosowania różnego typu układów pomiarowych, z których większość została opracowana również w IOE WAT.

3.3.1. UKŁADY POMIAROWE PROMIENIOWANIA SXR/EUV

Można wyróżnić trzy zasadnicze grupy przyrządów służących do pomiarów promieniowania SXR/EUV, emitowanego z plazmy laserowej. Są to:

- układy do obrazowania plazmy i wiązki promieniowania,
- układy do pomiaru energii oraz fluencji promieniowania,
- układy do pomiarów spektralnych w zakresie SXR i EUV.

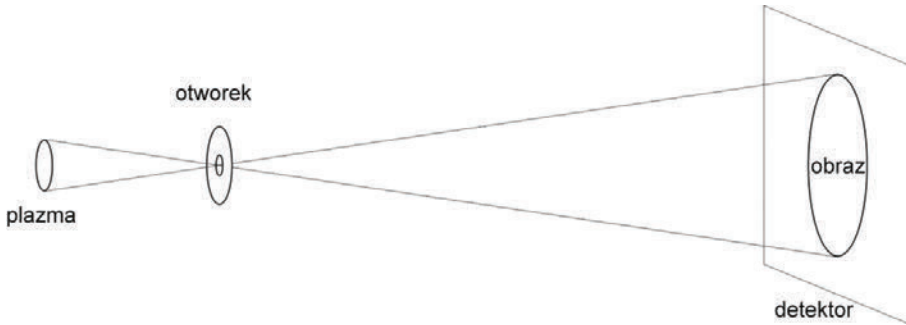
Najprostszym przyrządem do obrazowania plazmy jest kamera otworkowa, gdzie elementem obrazującym jest otworek o średnicy rzędu kilkudziesięciu mikrometrów umieszczony na osi optycznej pomiędzy plazmą a detektorem. W najprostszym przypadku takim detektorem może być błona rentgenowska. Może to być jednak również układ składający się ze scyntylatora i kamery na zakres widzialny, a także detektor matrycowy CCD lub CMOS. Dodatkowo scyntylator może być sprzężony z elektrooptycznym przetwornikiem obrazu, co umożliwi rejestrowanie obrazów w bardzo

krótkim czasie, krótszym od czasu istnienia plazmy. Umożliwia to rejestrację kadrową, gdzie kolejne kadry pokazują obraz plazmy w różnych momentach jej rozwoju. Zastosowanie elektrooptycznego przetwornika obrazu umożliwia też tzw. rejestrację smugową, czyli rozwinięty w czasie wycinek obrazu plazmy. Rejestrację kadrową można też realizować, wykorzystując tzw. płytkę mikrokanalikową, stanowiącą matrycę mikropowielaczy sprzężoną ze scyntylatorem i kamerą na zakres widzialny.

W laboratoriach IOE WAT do obrazowania plazmy wykorzystuje się głównie kamerę otworkową przedstawioną schematycznie na rysunku 12. Oczywiście kamera musi być światłoszczelna, a jednocześnie umożliwiać odpompowanie wnętrza. Realizuje się to, umieszczając detektor lub detektor wraz z otworkiem w obudowie z labiryntem umożliwiającym przepływ powietrza oraz filtrem odcinającym promieniowanie widzialne. Rozdzielczość takiego układu wyznaczona z optyki geometrycznej, co jest uzasadnione w przypadku promieniowania rentgenowskiego, jest ograniczona średnicą otworka i związana z powiększeniem następującą zależnością:

$$\delta = d \left(1 + \frac{1}{p} \right) \quad (28)$$

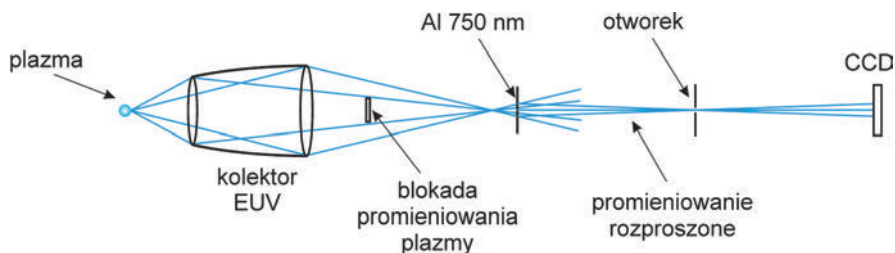
gdzie: δ – odległość dwóch punktów plazmy, które da się rozdzielić, d – średnica otworka, p – powiększenie.



Rys. 12. Schemat tworzenia obrazu w rentgenowskiej kamerze otworkowej
Fig. 12. Pinhole camera – imaging scheme

Widać, że jeśli powiększenie jest duże, to $\delta \approx d$. Detektorem jest matryca CCD typu *back-illuminated* umożliwiająca detekcję promieniowania z zakresu SXR/EUV. Aby uniknąć silnego tła pochodzącego od szumu termicznego, detektor jest chłodzony do temperatury około -20 °C. Tego typu kamera jest też wykorzystywana do obrazowania rozkładu intensywności promieniowania zogniskowanego za pomocą kolektora SXR/EUV. Układ stosowany w takim przypadku przedstawiono na rysunku 13. W takim układzie wiązka promieniowania, przechodząc przez cienką folię metaliczną, częściowo się w niej rozprasza. Część rozproszonego promieniowania trafia w otwo-

rek, tworząc obraz w płaszczyźnie detektora. Promieniowanie niezaburzone nie trafia w otworek, natomiast promieniowanie emitowane z plazmy propagujące się wzdłuż osi układu jest blokowane specjalną płytką. W ten sposób w płaszczyźnie detektora powstaje obraz rozkładu intensywności promieniowania w przekroju poprzecznym wiązki. Tego typu metoda pomiarowa opracowana została przez autora w celu wyznaczenia rozkładu intensywności promieniowania EUV w płaszczyźnie ogniskowej, a także w innych płaszczyznach poza ogniskiem kolektora. Metoda ta została zastosowana zarówno w przypadku kolektora wielozwierciadlanego [48], elipsoidalnego [23], jak i wielowarstwowego [49].



Rys. 13. Schemat tworzenia obrazu rozkładu intensywności promieniowania w przekroju wiązki EUV z wykorzystaniem kamery otworkowej

Fig. 13. Imaging scheme of the EUV focal spot using the pinhole camera

Podobne pomiary można przeprowadzić, umieszczając scyntylator w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki promieniowania, zamiast folii rozpraszającej. Następuje wówczas emisja promieniowania fluorescencyjnego w zakresie widzialnym, odpowiadająca rozkładowi intensywności promieniowania EUV. Promieniowanie EUV należy w tym przypadku silnie osłabić, stosując odpowiedni zestaw filtrów, gdyż w przeciwnym wypadku pojawia się silna nieliniowość wynikająca z nasycenia scyntylatora.

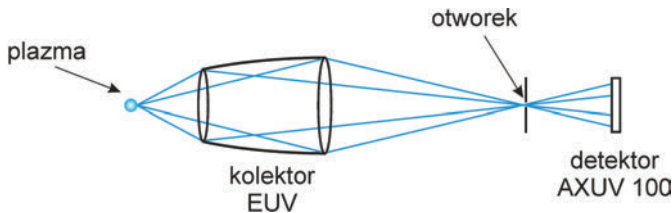
Całkowitą emitowaną energię promieniowania plazmy laserowej można wyznaczyć, dokonując pomiarów kalibrowanym detektorem, o znanej wydajności kwantowej oraz powierzchni. W przypadku promieniowania SXR/EUV i detektorów krzemowych AXUV, stosowanych w IOE, można przyjąć, że cała energia promieniowania padającego na detektor jest absorbowana. Ze względu na dużą energię, rzędu kilkudziesięciu do kilkuset eV, a nawet powyżej 1 keV, pojedynczy foton generuje kilkadziesiąt do kilkuset par elektron-dziura. Średnia energia potrzebna do wygenerowania takiej pary dla fotonów promieniowania rentgenowskiego wynosi $\varepsilon_{\text{pair}}(\varepsilon_{ph}) = 3,65$ eV. Ta wartość jest większa w przypadku fotonów z zakresu EUV i dla energii 110 eV odpowiadającej maksimum emisji plazmy Xe wynosi około $\varepsilon_{\text{pair}}(\varepsilon_{ph}) \approx 4,3$ eV. Wygenerowany ładunek, w liniowym zakresie pracy detektora, jest więc proporcjonalny do zaabsorbowanej energii. Znając odległość detektora od plazmy – r , jego powierzchnię czynną – S oraz przyjmując, że promieniowanie jest emitowane izotropowo, emitowaną energię można wyznaczyć z zależności:

$$E = \frac{4\pi r^2 \varepsilon_{\text{pair}}}{R \cdot S} \int_0^{\Delta t} U dt \quad (29)$$

gdzie: R – rezystancja obwodu detektora, U – wygenerowany sygnał napięciowy

Założenie o izotropowości emisji promieniowania w wielu przypadkach jest zbyt mocne i należy je zweryfikować, dokonując wielu pomiarów dla różnych kierunków emisji. Na ogół jednak interesująca jest energia emitowana w określonym kierunku i takie pomiary nie są potrzebne.

Aby dokonać pomiaru fluencji w płaszczyźnie ogniskowej kolektora, gdzie powierzchnia przekroju wiązki może być znacznie mniejsza od powierzchni detektora, a strumień fotonów jest o kilka rzędów za duży, nie można zastosować tego typu bezpośredniego pomiaru. Impuls promieniowania w tym wypadku mógłby nie tylko spowodować przeciążenie detektora, ale nawet jego zniszczenie. Dla dokonywania tego typu pomiarów autor opracował układ pomiarowy przedstawiony na rysunku 14. Widać na nim kalibrowany otworek o średnicy 10 μm sprzężony z detektorem AXUV 100. Układ otworek – detektor zamocowany jest na stoliku XYZ umożliwiającym jego przesuw w płaszczyźnie ogniskowej kolektora i wzdłuż jego osi. Niewielka ilość promieniowania przechodząca przez otworek pada na detektor, który jest umieszczony w takiej odległości, aby obejmować cały przekrój wiązki. Jednocześnie geometria jest tak dobrana, aby promieniowanie oświetlało jak największą powierzchnię w celu uniknięcia lokalnego przeeksponowania detektora. Całość jest zabezpieczona przed przedostawaniem się światła widzialnego rozproszonego w komorze próżniowej. Dodatkowo można zamocować filtr absorpcyjny przepuszczający tylko promieniowanie w żądanym zakresie widmowym. Tego typu układ pomiarowy zastosowano zarówno w przypadku kolektora wielozwierciadlanego [50], elipsoidalnego [23], jak i paraboloidalnego [51].

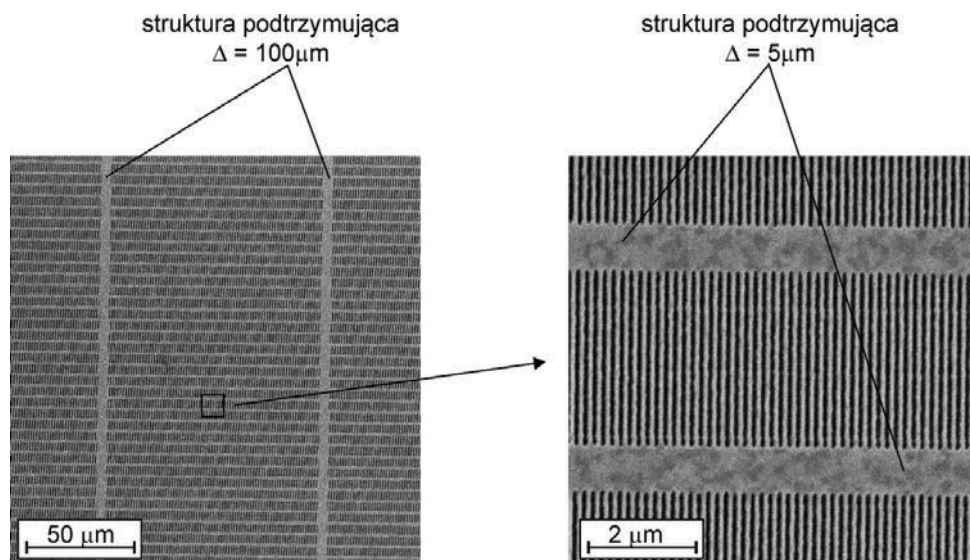


Rys. 14. Schemat pomiaru rozkładu fluencji promieniowania w przekroju wiązki EUV z wykorzystaniem kalibrowanego otworka sprzężonego z detektorem AXUV 100

Fig. 14. Measurement scheme of the EUV fluence distribution using a calibrated pinhole coupled to the AXUV 100 detector

Najważniejsze z pomiarów w zakresie SXR/EUV są pomiary spektralne. Pomiary te są wykonywane w różnych zakresach widmowych, z różną rozdzielczością w zależności od prowadzonych badań. W wielu wcześniejszych pracach dotyczących wy-

tworzenia promieniowania SXR w zakresie długości fal 0,2–2 nm stosowane były głównie spektrografy własnej konstrukcji bazujące na kryształach miki, CsAP oraz ADP. Tego typu spektrografy z kryształami płaskimi, wypukłymi lub wklęsłymi i błoną rentgenowską w charakterze detektora były wykorzystywane głównie w badaniach spektroskopowych plazmy laserowej. Dzięki obecności wąskich linii widmowych promieniowania SXR, emitowanego z plazmy wytwarzanej w tarczy gazowej, możliwe było przeprowadzenie wielu interesujących eksperymentów dotyczących badania widm satelitarnych jonów o dużym stopniu jonizacji [40, 43, 52–55].



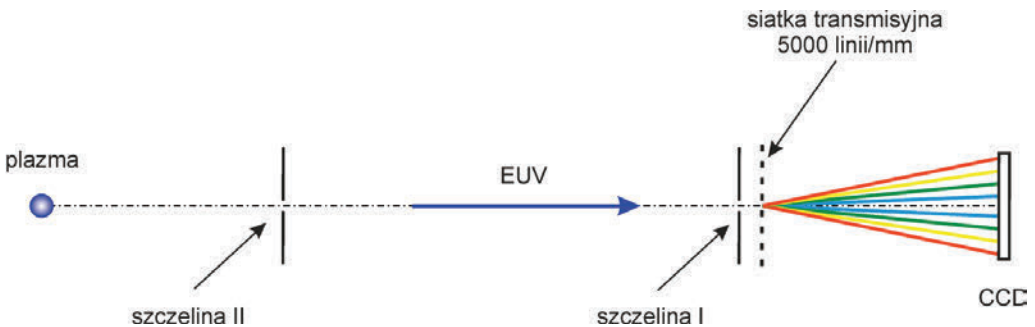
Rys. 15. Obrazy mikroskopowe transmisyjnej siatki dyfrakcyjnej o okresie 200 nm, uzyskane za pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego (SEM). Widoczna jest struktura podtrzymująca w formie pasków o okresie 100 μm i prostokątnych do nich o okresie 5 μm

Fig. 15. SEM images of the transmission diffraction grating with the 200 nm period. Support structure consisted of two sets of orthogonal bars with 100 μm and 5 μm periods respectively are shown

Spektrografy krystaliczne mają jednak istotne ograniczenie. Ze względu na fakt, że stała sieci krystalicznej jest rzędu 0,1–1 nm, nie można ich stosować dla zakresu EUV. W tym przypadku używa się spektrografów z siatką dyfrakcyjną, odbiciową lub transmisyjną. Najprostszym rozwiązaniem, jeśli chodzi o konstrukcję i ustawienie, jest spektrograf z zastosowaniem siatki transmisyjnej. Siatki takie są wykonywane przez nieliczne wyspecjalizowane firmy na świecie, metodami nanotechnologii. Na ogół są wytwarzane w pojedynczych egzemplarzach, na specjalne zamówienie. Okres siatki, jej forma i rozmiar jest określony przez zamawiającego w ramach możliwości wykonawczych firmy. W zależności od tych możliwości siatka jest wolno stojąca, czyli ma układ szczelin w cienkiej membranie grubości rzędu kilkuset nanometrów, bez reszt-

kowej warstwy podtrzymującej lub ma taką warstwę grubości około 50 nm. Pomimo że warstwa taka jest bardzo cienka, silnie absorbuje promieniowanie EUV. W przypadku siatki wykonanej w membranie z azotku krzemu, dla długości fali powyżej 30 nm, absorpcja sięga 90%. Przykładowe obrazy mikroskopowe jednej z siatek wykonanych dla IOE przedstawiono na rysunku 15.

Nie są oferowane gotowe spektrografy oparte na tego typu siatkach. Autor niniejszej publikacji opracował kilka rozwiązań technicznych tego typu spektrografów, które są wykorzystywane w laboratoriach IOE. Bazują one na siatkach wolno stojących. Schemat takiego spektrografu przedstawiono na rysunku 16. Podstawowym elementem jest tutaj oczywiście siatka dyfrakcyjna. Ma ona formę prostokąta o wymiarach $4 \times 10 \text{ mm}^2$. Promieniowanie bezpośrednio padające na taką siatkę dawałoby zamiast linii widmowych nakładające się prostokąty odpowiadające rozmiarowi siatki. Aby uzyskać widmo w formie linii, autor stosuje zwykle szczelinę umieszczoną bezpośrednio przed siatką (szczelina I). Zawężenie tej szczeliny zwiększa do pewnego stopnia rozdzielczość widmową. Nie oznacza to jednak, że powinna być ona jak najwęższa, gdyż zmniejsza się w ten sposób liczbę szczelin siatki biorących udział w dyfrakcji. Ich liczba – N determinuje rozdzielczość widmową ze względu na zależność $\lambda/\Delta\lambda \approx N$. W praktyce szerokość szczeliny wynosi około $50 \mu\text{m}$ i wówczas $\lambda/\Delta\lambda \approx 250$. Widmo promieniowania rejestrowane jest na detektorze CCD. Dodatkowa szczelina (szczelina II) stanowi szczelinę wejściową spektrografu. Im mniejsza tym wyższa rozdzielczość, z tym że maleje wówczas jasność spektrografu. Możliwe jest dalsze zwiększenie rozdzielczości spektrografu przez zastosowanie, zamiast szczeliny I, odpowiednio dobranego zwierciadła ogniskującego. Autor zastosował tego typu rozwiązanie w badaniach dotyczących fluorescencji EUV [56].



Rys. 16. Spektrograf z transmisyjną siatką dyfrakcyjną 5000 linii/mm: schemat układu do pomiaru promieniowania plazmy laserowej

Fig. 16. Spectrograph with the 5000 lines/mm transmission diffraction grating: scheme of the arrangement for measurements of the laser plasma radiation

Kalibrację widmową dla tego typu spektrografu przeprowadza się dwustopniowo. W pierwszym przybliżeniu korzysta się z zależności dyspersyjnej

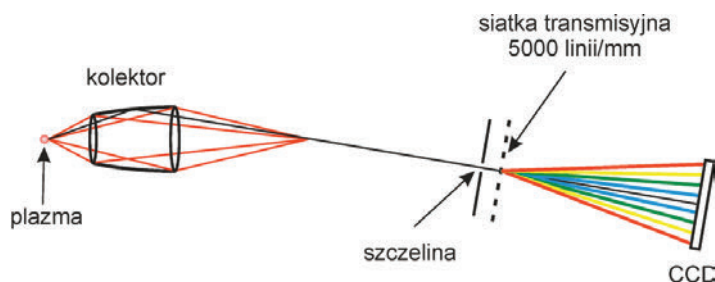
$$m\lambda = d \cdot \sin \theta \quad (30)$$

gdzie: m – rząd ugięcia, d – stała siatki, θ – kąt ugięcia.

Znając geometrię spektrografu, można na podstawie tej zależności określić skalę długości fal. Tego typu kalibracja nie jest zbyt dokładna, w następnym zatem kroku rejestruje się widmo o dobrze znanej strukturze, zawierające niewielką liczbę izolowanych linii, np. widmo promieniowania plazmy neonowej. Na podstawie położeń i znajomości długości fal dla poszczególnych linii wyznacza się krzywą dyspersyjną.

Należy jeszcze zwrócić uwagę, że struktura podtrzymująca o okresie $5 \mu\text{m}$ może być również wykorzystana w charakterze siatki dyfrakcyjnej umożliwiającej rejestrację widma z małą rozdzielczością w szerokim zakresie długości fal – od SXR do podczerwieni. Ta możliwość została również wykorzystana przez autora w pracach związanych z badaniami dotyczącymi źródła EUV [23].

W badaniach źródeł promieniowania EUV istotne są również pomiary widma wiązki zogniskowanego promieniowania. Ze względu na zależność współczynnika odbicia od kąta padania i długości fali, widmo promieniowania w ognisku kolektora różni się od widma promieniowania plazmy. Najłatwiej jest zmierzyć widmo promieniowania w ognisku kolektora elipsoidalnego. W tym wypadku odchylenia kąta odbłysku od wartości średniej są niewielkie i można przyjąć, że współczynnik odbicia jest jednakowy, w granicach błędu, dla różnych punktów na powierzchni kolektora. Potwierdzają to pomiary wykonane w układzie przedstawionym na rysunku 17, wykonane pod różnymi kątami względem osi kolektora.



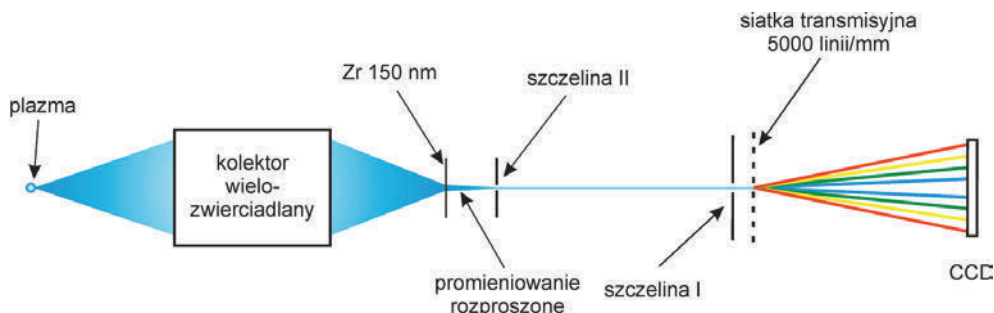
Rys. 17. Spektrograf z transmisyjną siatką dyfrakcyjną 5000 linii/mm:

schemat układu do pomiaru promieniowania plazmy laserowej w ognisku kolektora elipsoidalnego

Fig. 17. Spectrograph with the 5000 lines/mm transmission diffraction grating: scheme of the arrangement for measurements of the laser plasma radiation focused using the ellipsoidal collector

Największy problem dotyczy pomiarów widmowych promieniowania w ognisku kolektora wielozwierciadlanego. W tym przypadku każde ze zwierciadeł odbija promieniowanie pod innym kątem, przez co nie wystarczy pomiar promieniowania odbitego od pojedynczego zwierciadła. Autor opracował metodę pomiaru promieniowania w ognisku kolektora, wykorzystując efekt rozproszenia elastycznego w cienkiej folii cyrkonowej. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 18. W układzie

ty, podobnie jak w przypadku rejestracji obrazu rozkładu intensywności promieniowania w przekroju wiązki EUV (rys. 13) w ognisku kolektora, umieszczona jest cienka folia Zr, grubości 100 nm, na której następuje częściowe rozproszenie promieniowania EUV. Ponieważ w zakresie długości fal 7–16 nm, a więc w zakresie silnej emisji plazmy ksenonowej, transmisja takiej folii zmienia się w granicach kilku procent; można przyjąć, że nie ma ona istotnego wpływu na kształt widma. Promieniowanie rozproszone jest następnie rejestrowane przez spektrograf w konfiguracji analogicznej do rysunku 16. Przykładowe wyniki pomiarów spektralnych dokonane w poszczególnych konfiguracjach zostaną przedstawione podczas omawiania konfiguracji źródeł promieniowania.



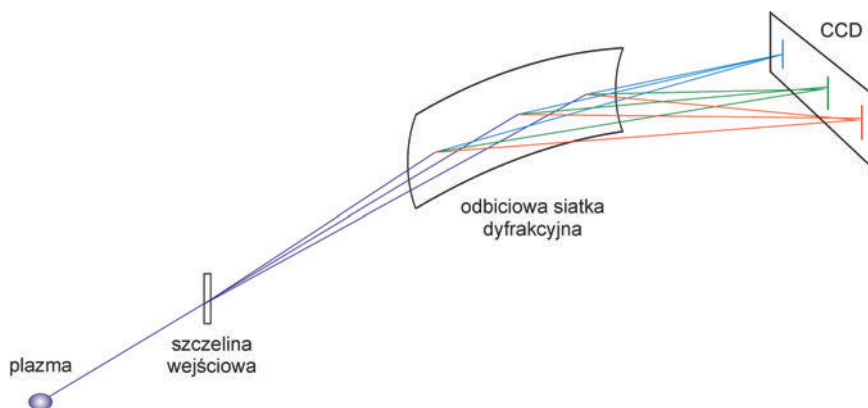
Rys. 18. Spektrograf z transmisyjną siatką dyfrakcyjną 5000 linii/mm: schemat układu do pomiaru promieniowania plazmy laserowej w ognisku kolektora wielozwierciadlanego

Fig. 18. Spectrograph with the 5000 lines/mm transmission diffraction grating: scheme of the arrangement for measurements of the laser plasma radiation focused using the multifoil collector

Innym typem spektrografu stosowanym do pomiarów promieniowania EUV jest spektrograf z siatką odbiciową. Na wyposażeniu IOE są dwa takie spektrografy: jeden z siatką sferyczną 1200 linii/mm, drugi z siatką toroidalną 450 linii/mm. Są to siatki o zmiennym okresie [57], co umożliwia przy odpowiednio dobranej geometrii uzyskanie ostrych linii widmowych w szerokim zakresie długości fal na płaskiej powierzchni. Umożliwia to zastosowanie detektora CCD do rejestracji dobrej jakości widm. W przypadku stałego okresu, ostre linie widmowe uzyskuje się na okręgu Rowlanda, co ułatwia rejestrację na błonie, ale nie na płaskim detektorze matrycowym, jakim jest CCD.

Pierwszy ze spektrografów bazujący na siatce sferycznej 1200 linii/mm został zbudowany w IOE. Jego zakres pomiarowy to 5–20 nm przy rozdzielczości $\lambda/\Delta\lambda \approx 1000$ dla długości fali 10 nm, w praktyce jednak ograniczonej do $\lambda/\Delta\lambda \approx 500$ przez zbyt małą rozdzielczość stosowanego detektora CCD. Jest on wykorzystywany głównie do pomiarów widmowych plazmy o parametrach umożliwiających dużą sprawność konwersji energii lasera w promieniowanie o długości fali w pobliżu 13,5 nm, co jest związane z badaniem źródeł dla litografii EUV. Drugi ze spektrografów bazujący na siatce toroidalnej 450 linii/mm został wyprodukowany przez firmę

McPherson. Jego zakres pomiarowy to 10–100 nm przy rozdzielczości $\lambda/\Delta\lambda \approx 500$ dla długości fali 50 nm. Jego dużą zaletą poza szerokim zakresem widmowym jest duża jasność ze względu na zastosowanie unikatowej siatki toroidalnej i brak dodatkowych elementów optycznych. Ta jego cecha plus zastosowanie detektora CCD chłodzonego do temperatury $T = -70$ °C umożliwia rejestrację widm źródeł promieniowania, których intensywność jest o kilka rzędów wielkości niższa od plazmy laserowej, np. plazmy fotojonizacyjnej [58–62]. Schemat konfiguracji spektrografu z siatką odbiciową o zmiennym okresie przedstawiono na rysunku 19. Schemat taki jest analogiczny do obu spektrografów, zarówno z siatką sferyczną, jak i toroidalną. Różnica dotyczy jedynie szczegółów odnośnie do kątów padania promieniowania i odległości między poszczególnymi elementami, które są określone przez parametry siatki.



Rys. 19. Spektrograf z odbiciową siatką dyfrakcyjną:
schemat układu do pomiaru promieniowania plazmy laserowej

Fig. 19. Spectrograph with the reflection diffraction grating:
scheme of the arrangement for measurements of the laser plasma radiation

Kalibrację spektrografów przeprowadza się analogicznie do przypadku spektrografu z siatką transmisyjną z tym, że w siatce odbiciowej mamy inną zależność dyspersyjną:

$$m\lambda = d(\sin \theta + \sin \varphi) \quad (31)$$

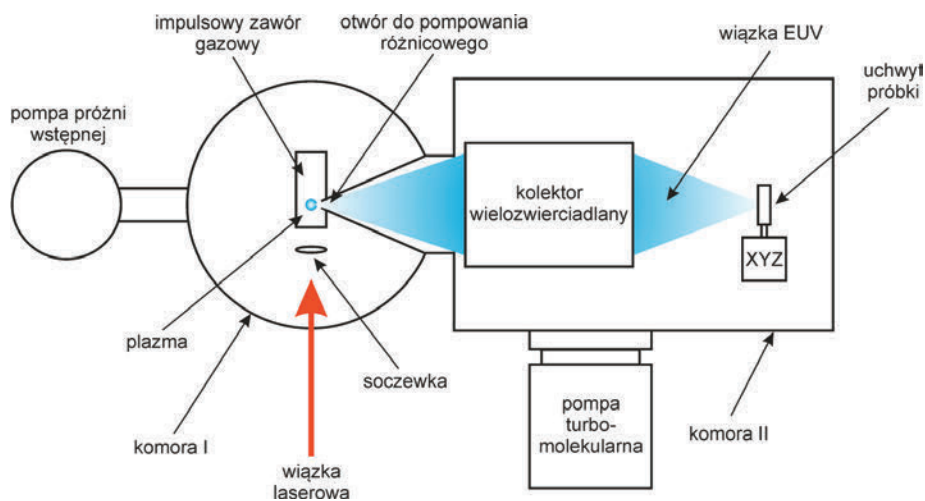
gdzie: m – rząd ugięcia, d – stała siatki, θ – kąt między promieniem padającym a normalną do powierzchni siatki, φ – kąt między promieniem odbitym a normalną do powierzchni siatki.

3.3.2. UKŁADY ŹRÓDEŁ PROMIENIOWANIA SXR/EUV

W tym punkcie zostaną przedstawione różnego typu konfiguracje laserowo-plazmowych źródeł promieniowania SXR/EUV, oparte na dwustrumieniowej tarczy

gazowej, stosowane w różnego typu badaniach w IOE WAT. W każdym z rozwiązań zastosowano kolektor promieniowania dedykowany do określonego zakresu promieniowania. Wszystkie układy umożliwiają uzyskanie wiązki promieniowania o dużej fluencji, dzięki czemu możliwe jest ich wykorzystanie w różnego rodzaju badaniach podstawowych lub badawczo-rozwojowych związanych z oddziaływaniem intensywnych wiązek promieniowania SXR/EUV z materiałą.

Jako pierwsze zostanie przedstawione, opracowane przez autora niniejszej publikacji, źródło EUV, w którym plazma wytwarzana jest laserem Nd:YAG o energii impulsu 0,8 J i czasie trwania 4 ns, a ogniskowanie promieniowania jest realizowane za pomocą kolektora wielozwierciadlanego. Schemat układu źródła przedstawiono na rysunku 20. Źródło składa się z kilku podzespołów: układu próżniowego, lasera z układem optycznym, układu do wytwarzania dwustrumieniowej tarczy gazowej, kolektora oraz układu do mocowania i pozycjonowania próbki materiału naświetlanego promieniowaniem EUV. Układ próżniowy składa się z dwóch komór pompowanych niezależnie. Jest to związane z koniecznością pompowania różnicowego podczas pracy układu z częstotliwością 10 Hz. Wstrzykiwanie gazów formujących tarczę gazową z taką częstotliwością powoduje szybkie pogorszenie się próżni i silną absorpcję promieniowania na dystansie plazma-ognisko, który wynosi 0,47 m. Aby zminimalizować absorpcję w gazie resztkowym, pomiędzy komorami jest jedynie niewielki otwór, przez który propaguje się promieniowanie plazmy. Komora I odpompowywana jest pompą próżni wstępnej o dużej wydajności, natomiast komora II pompą turbomolekularną, co umożliwia utrzymanie próżni na poziomie 10^{-2} mbar w trakcie pracy z repetycją 10 Hz.

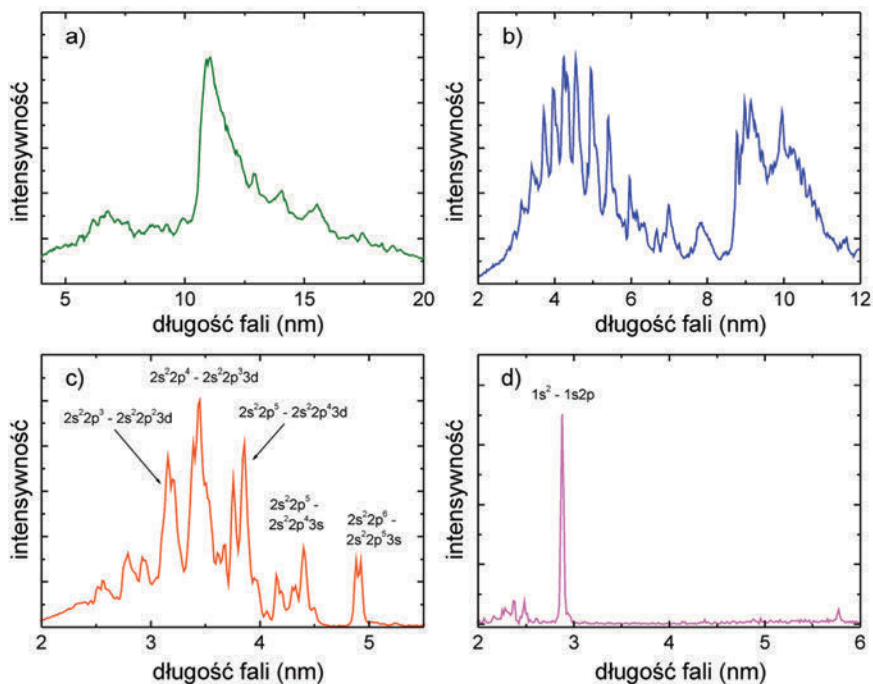


Rys. 20. Schemat laserowo-plazmowego źródła EUV

z kolektorem wielozwierciadlanym zastosowanym do ogniskowania promieniowania plazmy

Fig. 20. Schematic view of the laser plasma EUV source with the multifoil collector

used for focusing of the plasma radiation



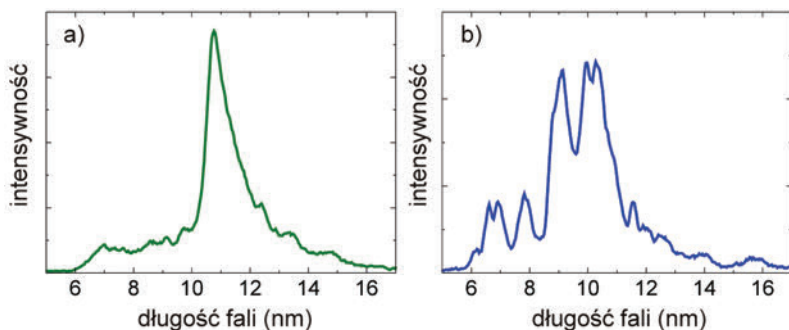
Rys. 21. Rozkłady widmowe promieniowania SXR/EUV emitowanego z plazmy laserowej wytwarzanej impulsami laserowymi o energii 0,8 J i czasie trwania 4 ns: a) Xe, b) Kr, c) Ar, d) N

Fig. 21. SXR/EUV spectra of the laser plasma radiation produced by 0.8 J/4 ns laser pulses: a) Xe, b) Kr, c) Ar, d) N

Wiązka laserowa jest ogniskowana do średnicy około 100 μm , co umożliwia uzyskanie gęstości mocy w obszarze tarczy gazowej na poziomie 10^{12} W/cm². W takich warunkach przy odpowiednio dobranych parametrach tarczy gazowej wytwarzana jest plazma o temperaturze rzędu 40 eV ($\sim 4.6 \cdot 10^5$ K), w której stopień jonizacji, w zależności od ośrodka gazowego, może osiągać wartości powyżej 10. Zmieniając gęstość mocy przez zmianę położenia ogniska względem tarczy, można regulować stopień jonizacji, a co za tym idzie widmo promieniowania i jego intensywność. Przykładowe rozkłady widmowe dla różnych gazów stosowanych do wytwarzania plazmy przedstawiono na rysunku 21. Jak łatwo zauważyć, widmo promieniowania plazmy ksenonowej daje rozkład quasi-ciągły, co wynika z obecności setek sąsiadujących linii widmowych, które wskutek poszerzenia Dopplera i Starka częściowo się przekrywają. Podobnie jest w przypadku plazmy kryptonowej, aczkolwiek w tym przypadku ze względu na mniejszą liczbę linii widmowych struktura widma jest bogatsza, występuje wiele pików, które jednak nie są pojedynczymi liniami widmowymi, lecz grupami blisko położonych, częściowo przekrywających się linii widmowych. W obu wypadkach trudno jest przypisać widocznym pikom obecność określonych linii

widmowych. Nieco inaczej jest w przypadku plazmy argonowej. Argon ma dwukrotnie mniej elektronów niż krypton i trzykrotnie mniej niż ksenon. Wiąże się to z obecnością znacznie mniejszej liczby możliwych przejść radiacyjnych, przez co widmo zawiera znacznie mniej linii widmowych. Rozkład widmowy przedstawiony na rysunku 21c zawiera kilka pików, z których każdemu można przypisać po kilka linii widmowych odpowiadających przejściom w jonach zawierających 7–10 elektronów. Przejścia te zostały zaznaczone na rysunku.

Ostatnie z przedstawionych widm to widmo promieniowania plazmy azotowej. Plazma laserowa wytwarzana w przedstawionym układzie źródła promieniowania zawiera głównie jony helopodobne, czyli mające 2 elektrony. Takie jony ze względu na prostą budowę dają niewiele linii emisyjnych, z których jedna, odpowiadająca przejściu $1s^2-1s2p$, jest dominująca. Uzyskuje się w ten sposób quasi-monochromatyczne źródło promieniowania SXR, które jest wykorzystywane w mikroskopii w zakresie tzw. okna wodnego, z zastosowaniem soczewek Fresnela [63].



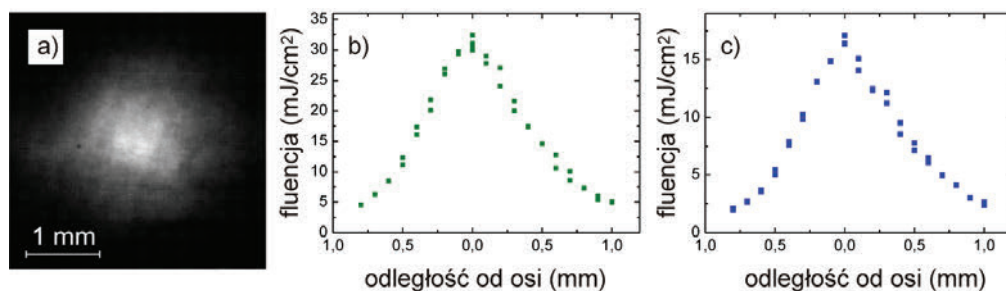
Rys. 22. Rozkłady widmowe promieniowania EUV emitowanego z plazmy laserowej wytwarzanej impulsami laserowymi o energii 0,8 J i czasie trwania 4 ns, ogniskowanego za pomocą kolektora wielozwierciadlanego: a) Xe, b) Kr

Fig. 22. SXR/EUV spectra of the laser plasma radiation produced by 0.8 J/4 ns laser pulses and focused using the multifoil collector: a) Xe, b) Kr

Jak wcześniej wspomniano, zastosowany w przedstawionym źródle promieniowania kolektor wielozwierciadlany ogniskuje promieniowanie w szerokim zakresie widmowym, dla długości fal powyżej 2 nm. Należy jednak zwrócić uwagę, że największą wydajność ogniskowania uzyskuje się dla promieniowania o długości fali powyżej 10 nm. Oznacza to, że wiązkę promieniowania o dużej intensywności można uzyskać dla plazmy ksenonowej lub kryptonowej, w przypadku których, jak widać z rozkładów widmowych przedstawionych na rysunku 21, intensywna emisja zachodzi właśnie dla takiego zakresu długości fal. Na rysunku 22 przedstawiono rozkłady widmowe promieniowania plazmy Xe i Kr w ognisku kolektora wielozwierciadlanego. Widać, że w zakresie długości fal powyżej 6 nm nie ma istotnych różnic w odpowiadających sobie rozkładach widmowych zarejestrowanych zarówno dla promieniowa-

nia emitowanego bezpośrednio z plazmy, jak i mierzonego w ognisku kolektora. Niestety zastosowana metoda zrealizowana w układzie przedstawionym na rysunku 18 nie daje możliwości pomiaru widma dla krótszych fal. Można się jednak spodziewać, że promieniowanie w tym zakresie również ulega częściowemu odbiciu i jest ogniskowane.

Na rysunku 23 przedstawiono obraz rozkładu intensywności promieniowania w przekroju wiązki, w płaszczyźnie ogniskowej, uzyskany w układzie przedstawionym na rysunku 13 oraz rozkłady fluencji promieniowania dla Xe i Kr w tym obszarze, zmierzone za pomocą układu detekcyjnego przedstawionego na rysunku 14. Widać, że szerokość połowkowa rozkładu fluencji wynosi około 1 mm, a w maksimum rozkładu osiąga ona wartość na poziomie 30 mJ/cm^2 w przypadku plazmy ksenonowej i powyżej 15 mJ/cm^2 dla plazmy kryptonowej. Dzięki zastosowaniu pompowania różnicowego wartości te nie maleją w trakcie pracy z częstotliwością 10 Hz.



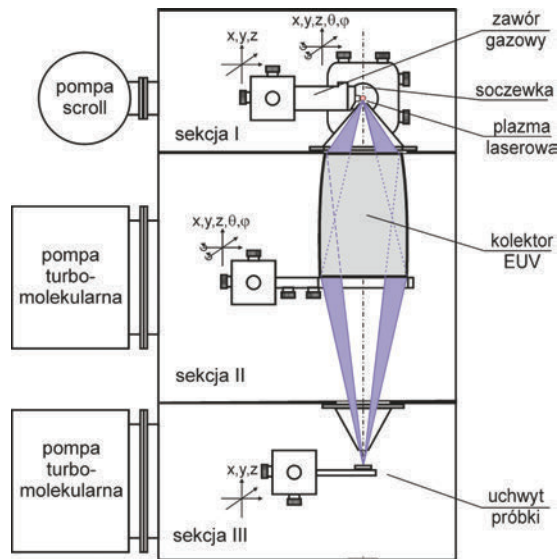
Rys. 23. Rozkład intensywności promieniowania EUV w płaszczyźnie ogniskowej kolektora wielozwierciadlanego: a) obraz w zakresie EUV rozproszonym na cienkiej folii Zr, fluencja zogniskowanej wiązki promieniowania plazmy Xe (b) oraz Kr (c)

Fig. 23. EUV intensity distribution at the focal plane of the multifoil collector: a) image formed by the EUV light scattered by the thin Zr foil, fluence of the focused beam of Xe (b) and Kr(c) plasma radiation

Przedstawione źródło zostało wykorzystane przez autora w różnego typu badaniach dotyczących oddziaływania impulsów promieniowania EUV o dużej intensywności z materią. Najważniejsze z nich to mikroobróbka polimerów [49, 64] oraz luminescencja indukowana promieniowaniem EUV [48, 56].

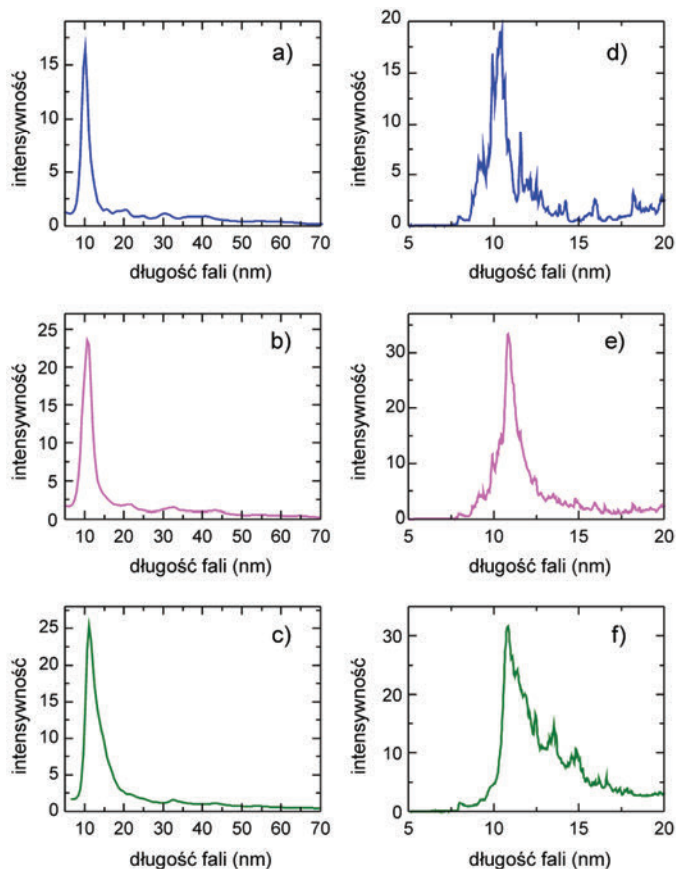
W drugim ze źródeł promieniowania opartym na laserze Nd:YAG $0.8 \text{ J} / 4 \text{ ns} / 10 \text{ Hz}$ oraz dwustrumieniowej tarczy gazowej zastosowano kolektor elipsoidalny opisany w punkcie 3.2.1. Źródło to zostało zaprojektowane z przeznaczeniem do mikroobróbki i modyfikacji powierzchni polimerów [23]. Komora próżniowa tego źródła składa się z trzech sekcji wyposażonych w niezależne układy pompowe. W pierwszej sekcji, wyposażonej w wydajną pompę próżni wstępnej, jest wytwarzana plazma laserowa. Umieszczony tam został układ do wytwarzania tarczy gazowej oraz układ wprowadzania i ogniskowania wiązki laserowej. Promieniowanie plazmy przechodzi przez niewiel-

ki otwór do następnej sekcji, w której znajduje się kolektor EUV. Ta sekcja odpompowywana jest pompą turbomolekularną o dużej wydajności, co zapewnia utrzymywanie próżni na poziomie 10^{-2} – 10^{-3} mbar w trakcie pracy z częstotliwością 10 Hz. Obie te sekcje są odcinane zaworem bramowym od trzeciej sekcji, w której znajduje się układ do pozycjonowania próbki naświetlanego materiału. Dzięki temu wymiana próbki nie wymaga zapowietrzania całego układu próżniowego. Zogniskowane promieniowanie EUV jest wprowadzane do trzeciej sekcji przez drugi otwór do pompowania różnicowego. Rozwiązanie takie ma wiele zalet. Po pierwsze, część produktów rozkładu naświetlanych polimerów zostaje zatrzymana w trzeciej sekcji, co ogranicza ich osiadanie na powierzchni kolektora. Po drugie, w obszar oddziaływania promienia EUV z polimerem można wstrzykiwać dodatkowy gaz, który spełnia dwojaką rolę: unosi część produktów rozkładu, przez co zwiększa ochronę kolektora, a także umożliwia wprowadzanie dodatkowych atomów do struktury polimeru. Dzięki zastosowaniu dodatkowej pompy turbomolekularnej, możliwe jest utrzymywanie wysokiej próżni w tej sekcji, dzięki czemu możliwe są pomiary z zastosowaniem spektrometru masowego. Schemat źródła przedstawiono na rysunku 24. W źródle tym w charakterze gazu roboczego, w którym wytwarzana jest plazma stosowany może być krypton, ksenon lub mieszanina krypton – ksenon. Rozkłady widmowe promieniowania w szerokim i wąskim zakresie widmowym dla promieniowania plazmy w ognisku kolektora, wytwarzanej w każdym z tych gazów, przedstawiono na rysunku 25.



Rys. 24. Schemat komory laserowo-plazmowego źródła EUV z kolektorem elipsoidalnym, do mikroobróbki i modyfikacji polimerów

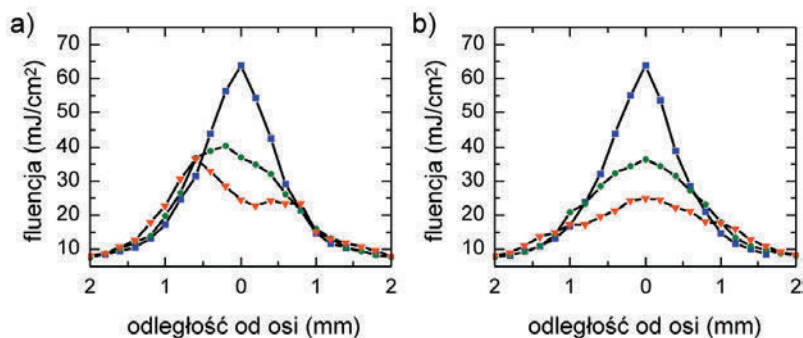
Fig. 24. Schematic view of the laser plasma EUV source with the ellipsoidal collector dedicated for micromachining and surface modification of polymers



Rys. 25. Rozkłady widmowe promieniowania plazmy w ognisku kolektora mierzone w szerokim (a–c) i wąskim zakresie widmowym (d–f) odpowiednio dla plazmy Kr (a, d), KrXe (b, e) oraz Xe (c, f)
 Fig. 25. Plasma radiation spectra in the focal spot of the collector measured in a wide (a–c) and narrow (d–f) spectral ranges acquired for Kr (a, d), KrXe (b, e) and Xe (c, f), respectively

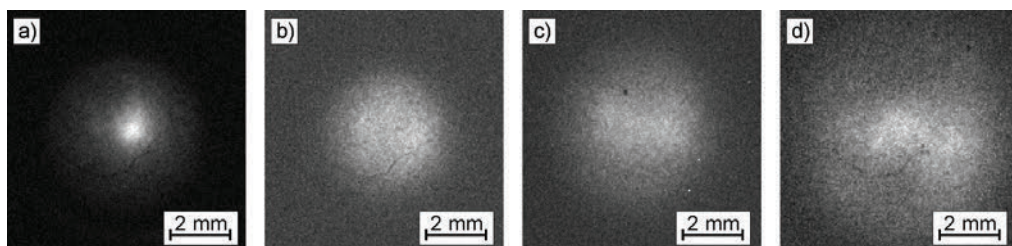
Pomiarów dokonano w układzie przedstawionym na rysunku 17, co oznacza, że nie było ograniczenia na pomiar od strony krótkofalowej. Mimo to wyraźnie widać silny spadek intensywności dla długości fali poniżej 10 nm i odcięcie dla 8 nm. Jest to związane ze stosunkowo dużym kątem względem powierzchni odbijającej, pod którym pada promieniowanie plazmy. Zaletą takiego kolektora jest jednak kilkakrotnie większa apertura względem kolektora wielozwierciadlanego. Wiąże się to z większą fluencją w ognisku kolektora. Łatwo zauważyć, że intensywność w maksimum dla ksenonu i mieszaniny Kr/Xe jest zbliżona, natomiast dla kryptonu niższa o około 30%. Z tego względu stosuje się na ogół mieszaninę Kr/Xe ze względu na znacznie niższy koszt. Na rysunku 26 przedstawiono wyniki pomiarów rozkładu przestrzennego fluencji promieniowania w płaszczyźnie ogniskowej i poza nią, w dwóch prostopadłych do

siebie kierunkach, dla plazmy wytwarzanej w mieszaninie Kr/Xe. Widać, że w płaszczyźnie ogniskowej i w niewielkiej odległości poza nią rozkład jest symetryczny względem osi optycznej kolektora, natomiast ze wzrostem odległości symetria się pogarsza. Jest to związane z kształtem plazmy, która jest wydłużona w kierunku osi wiązki laserowej. Asymetrię tego rozkładu można również zauważyć na obrazach rozkładu intensywności promieniowania w przekroju wiązki, w różnych odległościach od płaszczyzny ogniskowej, zarejestrowanych w układzie przedstawionym na rysunku 13. Obrazy te zostały przedstawione na rysunku 27.



Rys. 26. Rozkłady przestrzenne fluencji promieniowania EUV w płaszczyźnie ogniskowej (kwadraty), a także w odległości 3 mm (kółka) i 5 mm (trójkąty) poza nią dla plazmy wytwarzanej w mieszaninie Kr/Xe. Wyniki pomiarów w dwóch kierunkach względem wiązki laserowej: a) równoległym, b) prostym

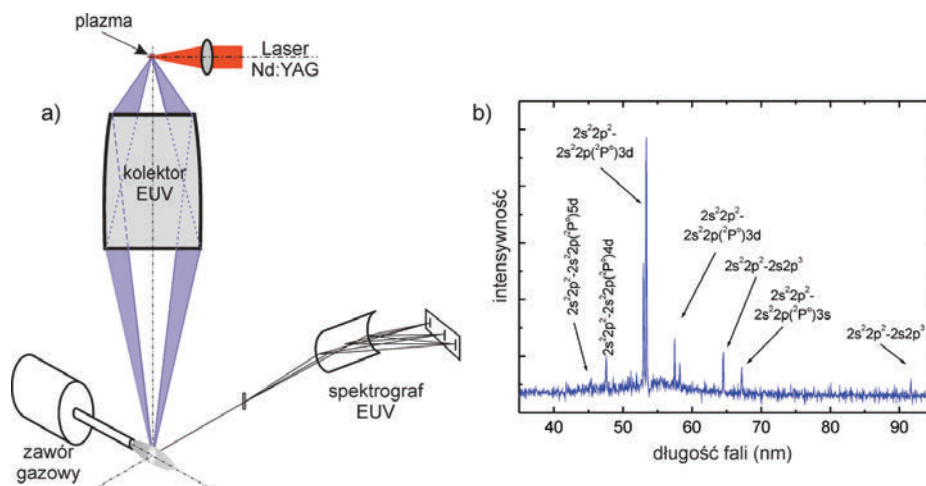
Fig. 26. EUV fluence spatial distributions measured at the focal plane (squares) and also at the distances 3 mm (circles) and 5 mm (triangles) downstream the focal plane for Kr/Xe plasma. Measurements performed in two orthogonal directions: a) parallel and b) perpendicular in respect to the laser beam



Rys. 27. Obrazy przekroju wiązki promieniowania EUV uzyskane w promieniowaniu rozproszonym na folii Zr grubości 140 nm w płaszczyźnie ogniskowej kolektora elipsoidalnego (a) oraz różnych odległościach od niej: b) 5 mm, c) 10 mm, d) 15 mm

Fig. 27. Images of the EUV beam cross-sections acquired from the EUV light scattered at the 140 nm thick Zr foil located at the focal plane a) and selected distances in respect to the plane: b) 5 mm, c) 10 mm, d) 15 mm

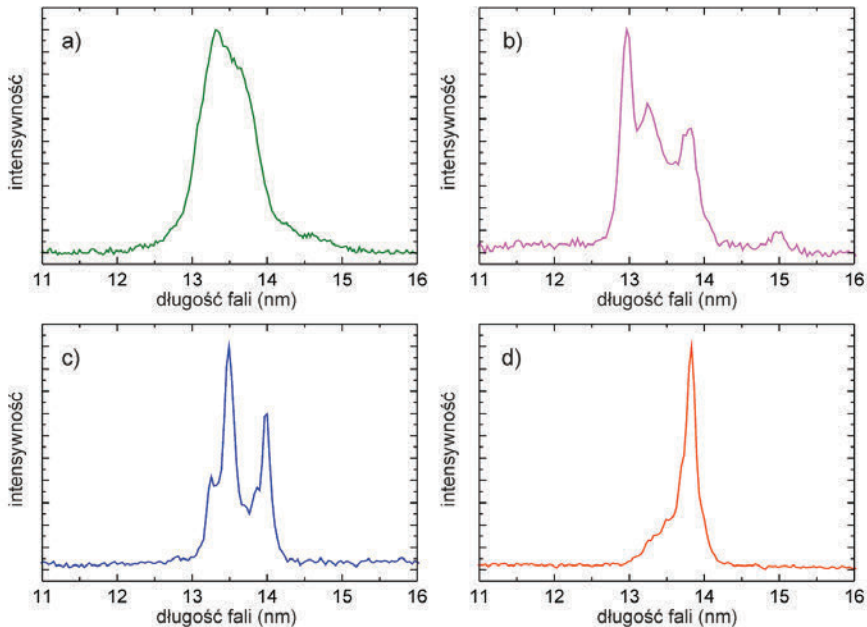
Jak wspomniano wcześniej, w prezentowanym układzie źródła EUV przewidziano możliwość wstrzykiwania dodatkowej porcji gazu w obszar oddziaływania wiązki promieniowania EUV z próbkami naświetlanych materiałów. Jest to realizowane przez zainstalowanie dodatkowego, impulsowego zaworu gazowego, synchronizowanego z impulsem EUV. Wstrzykiwany gaz ulega częściowej jonizacji, w wyniku czego powstaje niskotemperaturowa plazma fotojonizacyjna. Badaniu tej plazmy zostało poświęconych wiele prac opublikowanych przez autora niniejszej publikacji [58–62]. Na rysunku 28 przedstawiono schemat źródła EUV z układem do wstrzykiwania gazu, a także przykładowe widmo emisyjne promieniowania plazmy fotojonizacyjnej wytworzonej w azocie. Tego typu układ został zastosowany przez autora w badaniach dotyczących modyfikacji powierzchni polidifluorku winylidenu (PVDF), gdzie wykazano możliwość wprowadzania atomów azotu do struktury chemicznej cząsteczek polimeru [65].



Rys. 28. Wytwarzanie plazmy fotojonizacyjnej: a) schemat źródła EUV z układem do wstrzykiwania gazu i spektrografem do pomiaru widma emisyjnego plazmy, b) przykładowe widmo promieniowania plazmy fotojonizacyjnej wytworzonej w azocie
 Fig. 28. Photoionized plasma production: a) scheme of the EUV source with the gas injection system and spectrograph for measurements of plasma emission, b) an example spectrum acquired for the photoionized plasma produced in nitrogen

Oba przedstawione laserowo-plazmowe źródła EUV (rys. 28) umożliwiają wytwarzanie wiązek promieniowania o dużej fluencji, w szerokim zakresie widmowym. Jest to związane z zastosowaniem szerokopasmowych kolektorów zwierciadlanych. Z kolei realizacja mikroskopii EUV lub SXR opartej na płytkach strefowych Fresnela wymaga zastosowania promieniowania monochromatycznego. Stosunkowo prosto można to osiągnąć w zakresie wspomnianego wcześniej „okna wodnego”, gdzie dominującą linię widmową łatwo jest wyizolować, stosując odpowiedni filtr absorpcyjny. W zakresie EUV nie ma takiej możliwości. Rozwiązaniem może być wykorzystanie w charakterze filtra,

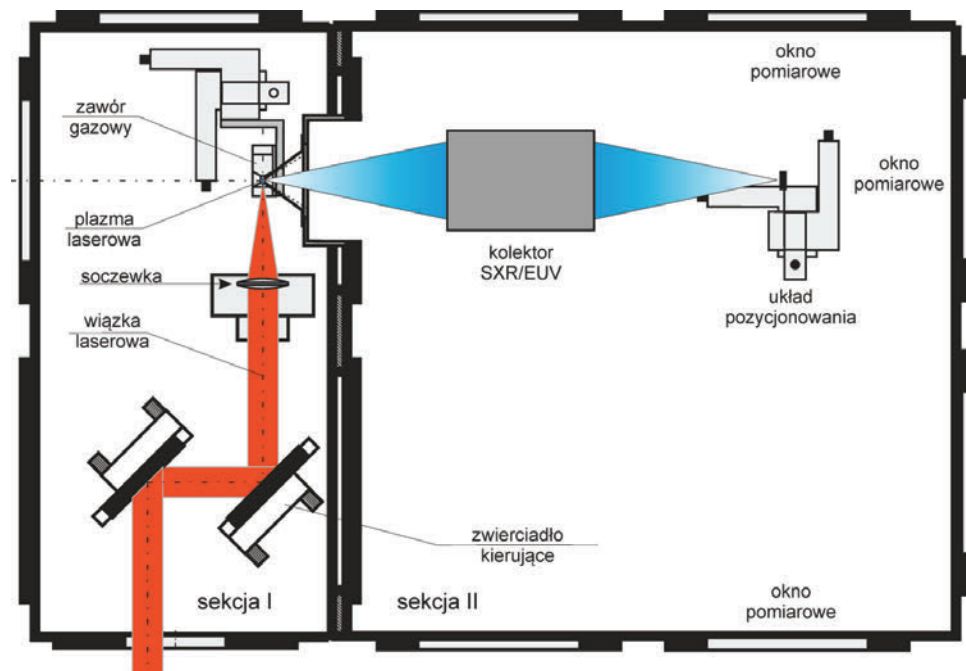
a jednocześnie kolektora promieniowania zwierciadła wielowarstwowego. Najbardziej popularna jest optyka wielowarstwowa Mo/Si dedykowana dla długości fali 13,5 nm. Dla tego typu kolektora najbardziej wydajnym źródłem promieniowania byłaby plazma litowa, gdzie występuje silna emisja w pojedynczej linii widmowej. Ponieważ jednak lit jest w warunkach normalnych ciałem stałym, wykorzystanie go w źródle laserowo-plazmowym stwarza wiele problemów związanych z osadzaniem materiału tarczy na powierzchni kolektora. Autor przebadał wiele tarcz gazowych w celu dobrania najbardziej odpowiedniego ośrodka do wytwarzania plazmy emitującej promieniowanie liniowe w zakresie odbicia zwierciadła Mo/Si [49]. Na rysunku 29 przedstawiono rozkłady widmowe promieniowania w ognisku kolektora Mo/Si dla plazmy laserowej wytwarzanej w różnych gazach. Jak widać najlepszym ośrodkiem jest plazma argonowa, gdzie uzyskuje się wiązkę promieniowania quasi-monochromatycznego. Tego typu źródło promieniowania zostało wykorzystane w mikroskopii EUV, gdzie uzyskano rozdzielczość poniżej 70 nm [66]. Przedstawione dotąd źródła promieniowania bazują na laserze o energii impulsu 0,8 J i czasie trwania 4 ns. Tego typu laser umożliwia wydajne wytwarzanie promieniowania w zakresie EUV, aczkolwiek możliwe jest również efektywne wytwarzanie promieniowania z zakresu „okna wodnego”. Jednakże przy odpowiednio dobranych wa-



Rys. 29. Rozkłady widmowe promieniowania plazmy laserowej w ognisku kolektora Mo/Si wytwarzanej w różnych gazach: a) ksenon, b) tlen, c) sześćiofluorek siarki, d) argon

Fig. 29. Spectra of the laser plasma radiation focused using the Mo/Si collector, produced in different gases: a) xenon, b) oxygen, c) sulfur hexafluoride, d) argon

runkach możliwe jest uzyskanie emisji w zakresie długości fal w pobliżu 1 nm, konwersja energii promieniowania laserowego na to promieniowanie jest bardzo mała.

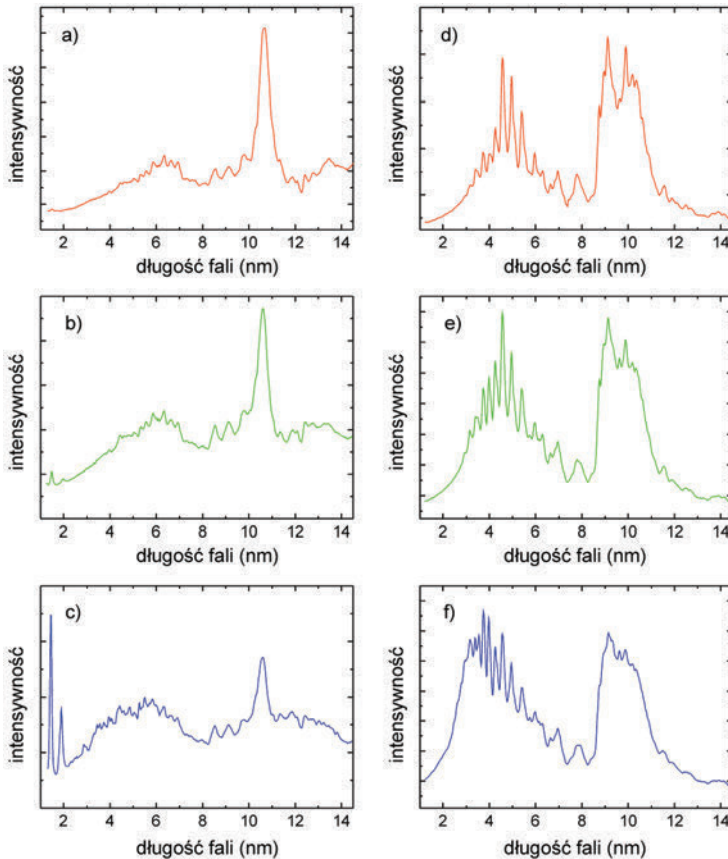


Rys. 30. Schemat komory laserowo-plazmowego źródła SXR/EUV bazującego na systemie laserowym Nd:YAG 10 J

Fig. 30. Schematic view of the laser plasma SXR/EUV source based on the Nd:YAG 10 J laser system

Dużą wydajność konwersji promieniowania laserowego zarówno na promieniowanie EUV, jak i SXR uzyskuje się w przypadku źródeł bazujących na systemie laserowym Nd:YAG o regulowanej energii impulsu do 10 J i czasie trwania w zakresie 1–10 ns. System ten, podobnie jak laser 0,8 J, generuje impulsy z częstością 10 Hz. Schemat układu źródła przedstawiono na rysunku 30. Źródło składa się z następujących podzespołów: układu próżniowego, systemu laserowego z układem optycznym, układu do wytwarzania dwustrumieniowej tarczy gazowej, kolektora, układu do mocowania i pozycjonowania próbki materiału naświetlanego promieniowaniem SXR/EUV, układu do wstrzykiwania gazu w obszar zogniskowanego promieniowania. Układ próżniowy składa się z dwusekcyjnej komory próżniowej z systemem pompowania różnicowego. Jest to układ podobny do przedstawionych wcześniej. Aby zminimalizować absorpcję w gazie resztkowym, pomiędzy sekcjami komory znajduje się niewielki otwór, przez który propaguje się promieniowanie plazmy. Sekcja I odpompowywana jest pompą próżni wstępnej o dużej wydajności, natomiast sekcja II pompą

turbomolekularną, co umożliwia utrzymanie próżni na poziomie 10^{-2} mbar w trakcie pracy z repetycją 10 Hz. System laserowy pracuje w dwóch trybach. Pierwszy z nich realizowany jest przez kolejne wzmacniane impulsy o czasie trwania 10 ns. W wyniku maksymalnego wzmocnienia następuje co prawda pewne skrócenie czasu trwania impulsu, ale w szerokim zakresie energii jest on zachowany. Drugi tryb realizowany jest przez włączenie w tor optyczny układu działającego według efektu rozpraszania Brillouina (ang. *Stimulated Brillouin Scattering*), przez co uzyskuje się skrócenie czasu trwania impulsu nawet do 1 ns. Układ optyczny składa się z zestawu zwierciadeł kierujących oraz soczewki ogniskującej promieniowanie lasera na tarczy gazowej. Wstrzykiwanie gazu do obszaru oddziaływania z wiązką EUV jest realizowane za pomocą jednego z zaworów impulsowych dedykowanych do różnego typu badań.



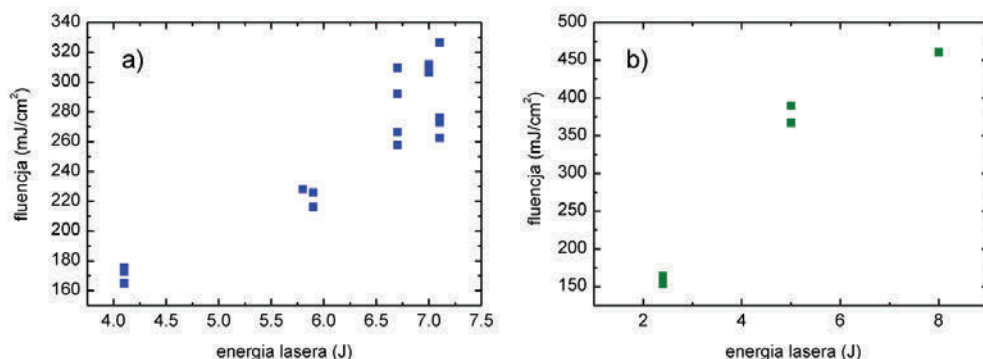
Rys. 31. Rozkłady widmowe dla plazmy Xe (a–c) i Kr (d–f) wytworzonej impulsami laserowymi o czasie trwania 10 ns i energiach odpowiednio: (a, d) 2,6 J; (b, e) 5,3 J; (c, f) 8,6 J

Fig. 31. Spectra acquired from Xe (a–c) and Kr (d–f) plasmas produced using laser pulses with time duration 10 ns and energies respectively: (a, d) 2.6 J; (b, e) 5.3 J; (c, f) 8.6 J

Możliwość pracy systemu laserowego w dwóch trybach daje duże możliwości, jeśli chodzi o kształtowanie rozkładów widmowych promieniowania plazmy laserowej. Jest to związane z możliwą do uzyskania gęstością mocy promieniowania laserowego w obszarze oddziaływania z tarczą gazową. Biorąc pod uwagę średnicę ogniska $\sim 100 \mu\text{m}$ oraz energię impulsu 10 J w przypadku impulsu o czasie trwania 1 ns, uzyskuje się gęstość mocy promieniowania rzędu 10^{14} W/cm^2 , co umożliwia uzyskanie maksimum emisji w zakresie długości fal około 1 nm. W przypadku impulsu o czasie trwania 10 ns gęstość mocy promieniowania jest o rząd niższa, co umożliwia uzyskanie wydajnej emisji w szerokim zakresie widmowym 1–20 nm. Oczywiście energię impulsu można ograniczyć i wówczas te możliwości się zwiększają. Na rysunku 31 przedstawiono rozkłady widmowe zarejestrowane dla plazmy ksenonowej i kryptonowej wytworzonej impulsami laserowymi o różnych energiach i czasie trwania 10 ns. W przypadku plazmy ksenonowej widać wyraźnie zmniejszenie względnej intensywności piku dla długości fali w pobliżu 11 nm, dominującego w przypadku źródeł, w których stosuje się laser o energii 0,8 J. Dotyczy to zwłaszcza promieniowania plazmy wytwarzanej impulsem laserowym o energii bliskiej maksymalnej, gdzie pojawiają się dodatkowo silne maksima dla długości fal w pobliżu 1,4 nm i 2 nm. W przypadku plazmy kryptonowej następuje przesunięcie krótkofalowego maksimum w kierunku krótszych fal i wyraźnie widać efekty przekrywania linii widmowych dla długości fal 3–6 nm.

Promieniowanie SXR/EUV wytwarzane w takich warunkach można efektywnie ogniskować, stosując kolektor wielozwierciadlany jak również elipsoidalny. Stosując układ pomiarowy przedstawiony na rysunku 14, wykonano pomiary maksymalnej wartości fluencji zogniskowanego promieniowania EUV dla obu kolektorów. Wyniki tych pomiarów przedstawiono na rysunku 32. Należy zauważyć, że pomimo większych wartości fluencji osiąganey w przypadku stosowania kolektora elipsoidalnego, wartości osiąganey dla kolektora wielozwierciadlanego są co najwyżej dwukrotnie niższe dla takich samych energii impulsu laserowego. Może to być zaskakujące, jeśli wziąć pod uwagę, że apertura numeryczna kolektora elipsoidalnego jest kilkakrotnie większa względem kolektora wielozwierciadlanego. Jak jednak wspomniano, podczas omawiania obu kolektorów w punkcie 3.2, drugi z kolektorów ogniskuje promieniowanie z większego zakresu widmowego w kierunku krótszych fal, co ma bardzo istotne znaczenie ze względu na duży udział promieniowania o długości fali mniej niż 8 nm, co z kolei stanowi granicę odbicia dla kolektora elipsoidalnego. Kilkukrotne zwiększenie fluencji promieniowania względem źródeł opartych na laserze Nd:YAG 0.8 J ma duże znaczenie w przypadku badań oddziaływania promieniowania EUV z materią. Problem polega na tym, że występują tutaj pewne progowe zjawiska dotyczące ablacji czy modyfikacji struktury fizykochemicznej warstwy wierzchniej naświetlanego materiału. Istnieje wiele materiałów, takich jak: polimery organiczne, zbudowane z cząsteczek zawierających tysiące atomów, a także pewne nieorganiczne związki chemiczne, które w wyniku naświetlania promieniowaniem jonizującym ulegają rozkładowi na proste

molekuły. Takie materiały mają stosunkowo niski próg zniszczenia czy wręcz ablacji wskutek uwalniania lotnych związków z obszarów naświetlanych promieniowaniem

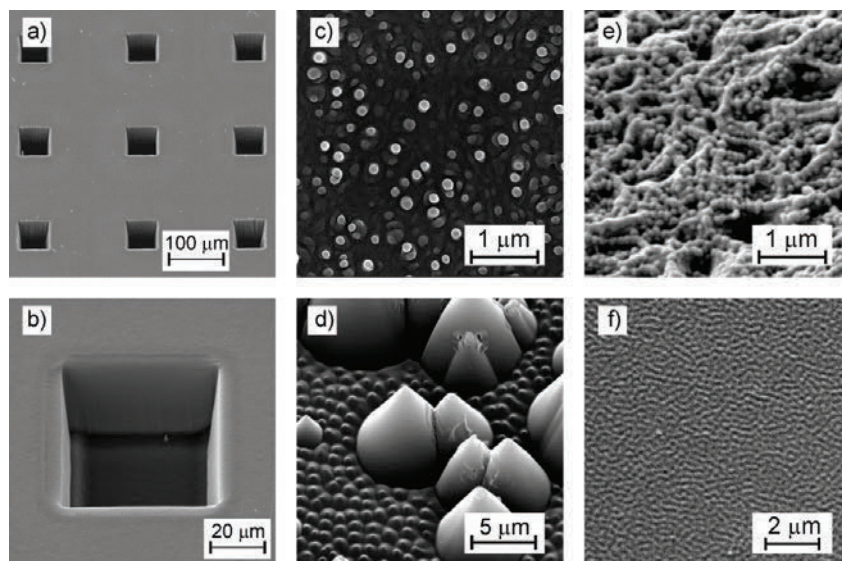


Rys. 32. Wyniki pomiarów maksymalnej fluencji promieniowania, dla źródła SXR/EUV bazującego na systemie laserowym Nd:YAG 10 J/10 ns, w płaszczyźnie ogniskowej kolektorów: a) wielowierciadlanego, b) elipsoidalnego

Fig. 32. Results of measurements of maximum radiation fluence available for the SXR/EUV source based on the Nd:YAG 10 J/10 ns laser system, at focal planes of two different collectors: a) multifoil, b) ellipsoidal

EUV. Próg ablacji w przypadku polimerów jest na poziomie kilkunastu do kilkudziesięciu mJ/cm^2 . Dzięki temu laserowo-plazmowe źródła EUV, w których plazma wytwarzana jest impulsami lasera Nd:YAG 0,8 J, można zastosować do mikroobróbki czy modyfikacji powierzchni polimerów [65, 67–69]. Przykładowe obrazy mikroskopowe SEM mikrostruktury wytworzonej w PVDF przez naświetlanie materiału z zastosowaniem maski metalicznej oraz mikro- i nanostruktur wytworzonych w wyniku bezpośredniego naświetlania powierzchni polimerów, bez stosowania żadnej maski, przedstawiono na rysunku 33. Jest też wiele materiałów nieorganicznych, dla których próg uszkodzenia czy ablacji jest wielokrotnie wyższy. Naświetlanie takich substancji nawet dziesiątkami czy setkami impulsów nie wywołuje zauważalnych efektów. Do takich substancji należą metale trudno topliwe, minerały o wysokiej temperaturze topnienia, węgiel, krzem, a nawet szkło. Okazuje się jednak, że dla wielu z tych substancji fluencja promieniowania EUV o wartości powyżej 200 mJ/cm^2 jest wystarczająca do wywołania zmian morfologii powierzchni, a nawet ablacji materiału. Jak widać z wykresów na rysunku 32, zastosowanie systemu laserowego Nd:YAG 10 J/ 10 ns w źródłach promieniowania EUV wyposażonych w wymienione kolektory, umożliwia osiągnięcie takich wartości. Na rysunku 34 przedstawiono przykładowe obrazy mikroskopowe SEM mikrostruktur powstałych w wyniku naświetlania germanu, krzemu, arsenku galu oraz szkła promieniowaniem EUV wytworzonym w tychże źródłach. Gładka powierzchnia szkła otoczona pierścieniem silnie zmodyfikowanej powierzchni jest efektem wydajnej ablacji naświetlanego materiału. Tego typu struktury nie uży-

skuje się w przypadku pozostałych materiałów, co oznacza, że występują tam efekty prowadzące do zmian morfologii powierzchni, jednak bez towarzyszącej tym zmianom ablacji ewentualnie przy słabej ablacji materiału.



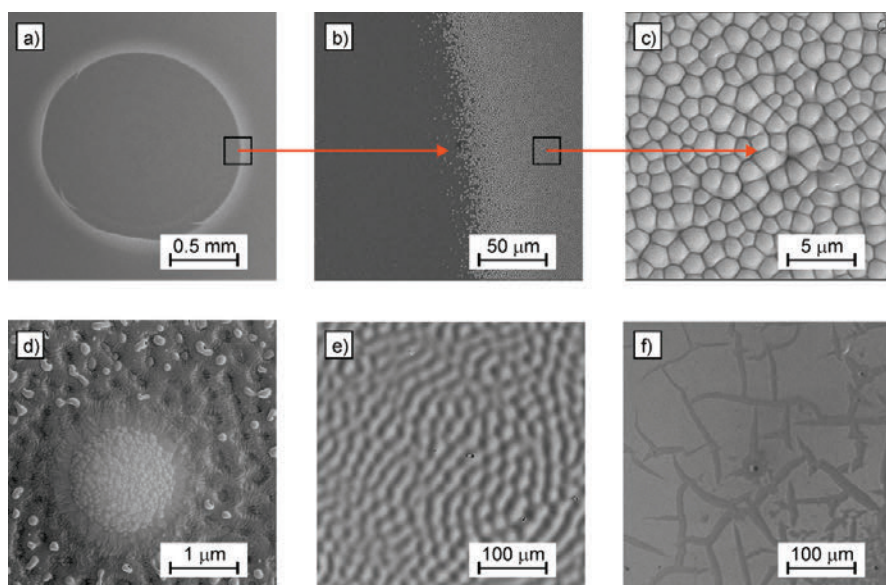
Rys. 33. Przykładowe obrazy mikroskopowe SEM mikro- i nanostruktur wytworzonych w polimerach przez naświetlanie promieniowaniem EUV o fluencji rzędu kilkudziesięciu mJ/cm^2 : (a, b) mikrootwory wytworzone w wyniku naświetlania PVDF przez maskę metaliczną; (c–e) morfologia powierzchni odpowiednio PMMA, PI Kapton HN oraz PTFE – naświetlanie 2 min/10 Hz,

(f) morfologia powierzchni PET – naświetlanie 2 s/ 10 Hz plus płukanie w acetonie

Fig. 33. Examples of SEM images of micro- and nanostructures produced in polymers by irradiation using the EUV beam with the fluence of the order of several tens mJ/cm^2 : (a, b) a pattern produced by irradiation of PVDF through the metallic mask, (c–e) surface morphologies created in PMMA, PI Kapton HN and PTFE polymers irradiated during 2 minutes with 10 Hz repetition rate, (f) surface morphology of PET – 2 s/10 Hz irradiation followed by acetone rinsing

Efekty uszkodzenia powierzchni, a w szczególności ablacji materiału, ze względu na progowość zjawisk oraz zależność od fluencji promieniowania, mogą być wykorzystane do detekcji i określenia parametrów impulsu promieniowania. Należy zwrócić uwagę, że w wielu przypadkach bezpośredni pomiar parametrów wiązki promieniowania jest niemożliwy ze względu na zbyt dużą gęstość mocy czy energii impulsu promieniowania. Występuje to zwłaszcza w przypadku impulsów rentgenowskich lub EUV wytwarzanych za pomocą laserów na swobodnych elektronach (FEL). W takich przypadkach stosuje się detektory w postaci płytki czy folii z określonego materiału, który ulega częściowej ablacji. Pomiar powstałego krateru umożliwia ocenę parametrów impulsu promieniowania wywołującego powstanie takiego krateru. W przypadku laserowo-plazmowego źródła EUV takim detektorem może być, jak widać

z rysunku 34a, płytka szklana ulegająca częściowej ablacji pod wpływem promieniowania o fluencji powyżej 200 mJ/cm^2 . Promieniowanie o fluencji zbliżonej do tej wartości wywołuje silne zmiany morfologii powierzchni. Z kolei zmiany morfologii powierzchni arsenku galu oraz germanu (rys. 34d,e) są wywoływane promieniowaniem o fluencji na poziomie 100 mJ/cm^2 . Największej fluencji promieniowania do wywołania zmian powierzchniowych wymaga krzem. Struktury powierzchniowe przedstawione na rysunku 34f zostały wywołane promieniowaniem o fluencji powyżej 300 mJ/cm^2 . Wypolerowane płytki wykonane z tego typu materiałów są stosowane głównie w charakterze detektorów testowych przy ustawianiu torów optycznych dla promieniowania SXR/EUV o dużej fluencji. Uzyskanie odpowiedniej struktury powierzchni w wyniku naświetlania świadczy o symetrii osiowej wytwarzanej wiązki promieniowania oraz osiągnięciu fluencji promieniowania o wartości z określonego przedziału.



Rys. 34. Przykładowe obrazy mikroskopowe SEM mikro- i nanostruktur wytworzonych w materiałach nieorganicznych przez naświetlanie promieniowaniem EUV o fluencji rzędu kilkuset mJ/cm^2 :

(a–c) ablacja i modyfikacja powierzchni płytki szklanej – naświetlanie 50 impulsów; (d–f) modyfikacja morfologii powierzchni odpowiednio dla GaAs, Ge, Si, naświetlanie – po 10 impulsów

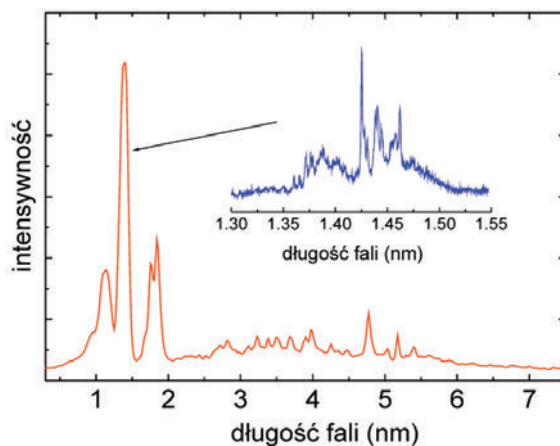
Fig. 34. Examples of SEM images of micro- and nanostructures produced in inorganic materials by irradiation using the EUV beam with the fluence of the order of several tens mJ/cm^2 :

(a–c) ablation and surface modification of the glass plate – irradiated with 50 pulses;

(d–f) surface modification for GaAs, Ge, Si respectively, irradiation with 10 pulses

Przedstawione rozkłady widmowe, wyniki pomiarów fluencji oraz efekty oddziaływania z powierzchnią materiałów dotyczyły promieniowania generowanego impul-

sami laserowymi o czasie trwania 10 ns. Zastosowanie impulsów o czasie trwania 1 ns, jak wcześniej wspomniano, umożliwia wydajną generację promieniowania SXR o długości fali w pobliżu 1 nm. Widmo takiego promieniowania zmierzone w szerokim zakresie widmowym za pomocą spektrografu z transmisyjną siatką dyfrakcyjną 5000 l/mm przedstawiono na rysunku 35. Widmo to ma maksimum o dużej intensywności dla długości fali około 1,4 nm, dwa maksima o mniejszej intensywności dla długości fali odpowiednio 1,1 i 1,8 nm. W zakresie długości fal powyżej 2 nm występuje emisja promieniowania o wielokrotnie mniejszej intensywności, aczkolwiek całkowita energia promieniowania w tym zakresie jest porównywalna z emisją w zakresie 0,5–2 nm. Promieniowanie SXR jest emitowane w postaci setek nierozdzielonych linii widmowych. Nawet zastosowanie spektrografu z kryształem miki, umożliwiającego dokonywanie pomiarów z wysoką rozdzielczością, daje quasi-ciągłe widmo promieniowania. Widmo takie zarejestrowane w przedziale 1,3–1,5 nm dołączono do widma niskiej rozdzielczości na rysunku 35.

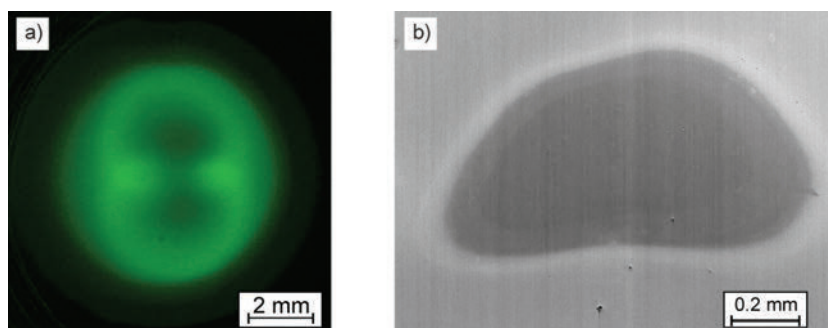


Rys. 35. Widmo promieniowania ksenonu zarejestrowane za pomocą spektrografu z transmisyjną siatką dyfrakcyjną 5000 l/mm wraz z widmem wysokiej rozdzielczości promieniowania w zakresie 1,3–1,5 nm

Fig. 35. Xe plasma spectrum acquired using the spectrograph with the 5000 lines/mm transmission grating together with the high resolution spectrum measured in the 1.3–1.5 nm wavelength range

Promieniowania w tym zakresie widmowym nie można ogniskować, stosując kolektor elipsoidalny wykorzystywany do ogniskowania promieniowania EUV, ani nawet używając kolektora wielozwierciadlanego. Autor zastosował tutaj zatem, zaprojektowany specjalnie w tym celu, kolektor paraboloidalny składający się z dwóch identycznych zwierciadeł paraboloidalnych, przedstawiony na rysunku 10. Odpowiednie ustawianie toru optycznego jest w tym wypadku dwustopniowe. Pierwszy etap polega na ustawieniu jednego ze zwierciadeł tak, aby otrzymać równoległą wiązkę promieniowania. Ze względu na rozciągnięty kształt plazmy nie jest możliwe uzyskanie wiązki

w pełni równoległej. Jeżeli jednak plazma znajdzie się w ognisku zwierciadła, to można uzyskać wiązkę, której przekrój na dystansie rzędu kilkudziesięciu centymetrów nie ulega dużym zmianom. Obraz takiego przekroju dla optymalnego ustawienia zwierciadła względem plazmy, uzyskany w układzie obrazującym ze scyntylatorem Ce:YAG, przedstawiono na rysunku 36a. Wiązka promieniowania o takim przekroju jest następnie ogniskowana za pomocą drugiego ze zwierciadeł. W zależności od potrzeb może być ono ustawione tuż za pierwszym zwierciadłem lub w pewnej od niego



Rys. 36. Wiązka promieniowania SXR w układzie kolektora paraboloidalnego:

a) obraz przekroju wiązki za pierwszym zwierciadłem uzyskany z zastosowaniem scyntylatora Ce:YAG,

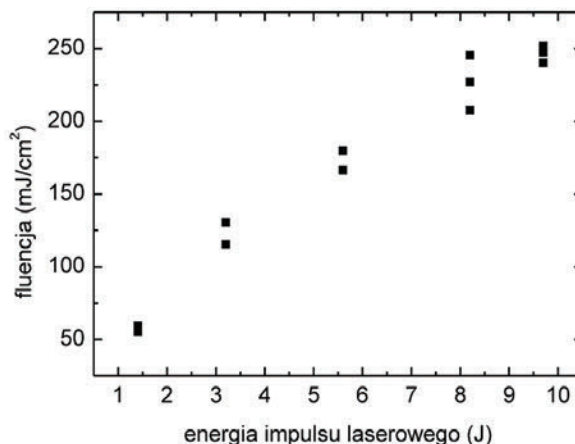
b) obraz SEM śladu oddziaływania zogniskowanej wiązki z powierzchnią Ge

Fig. 36. SXR beam formed by the paraboloidal collector: a) image of the SXR beam cross-section downstream the first mirror acquired using the Ce:YAG scintillator,

b) SEM image of the modified Ge surface irradiated by the focused beam

odległości. W tego typu układzie optycznym, w ognisku drugiego zwierciadła, przy idealnym ustawieniu zwierciadeł powinien powstać obraz plazmy w skali 1:1. Na rysunku 36b przedstawiono obraz SEM śladu powstałego w wyniku oddziaływania zogniskowanej wiązki SXR z powierzchnią Ge. Jego wielkość i kształt w przybliżeniu odpowiadają rozmiarom i formie plazmy laserowej. Należy zwrócić uwagę, że pomimo małej apertury numerycznej układu ogniskującego przekroczony został próg uszkodzenia germanu. Oznacza to, że fluencja promieniowania w ognisku kolektora jest co najmniej na poziomie 100 mJ/cm^2 . Dokładniejsze pomiary fluencji zostały przeprowadzone za pomocą układu detekcyjnego przedstawionego na rysunku 14. Wyniki tych pomiarów dla różnych energii impulsu laserowego przedstawiono na rysunku 37. Można zauważyć, że fluencja osiąga wartości zbliżone do uzyskiwanych dla promieniowania EUV z kolektorem wielozwierciadlanym. Wynika to z trzech podstawowych czynników:

- duża sprawność konwersji promieniowania laserowego w promieniowanie SXR,
- współczynnik odbicia w szerokim zakresie widmowym bliski jedności, wynikający z małych kątów padania promieniowania względem powierzchni,
- powiększenie układu 1:1.



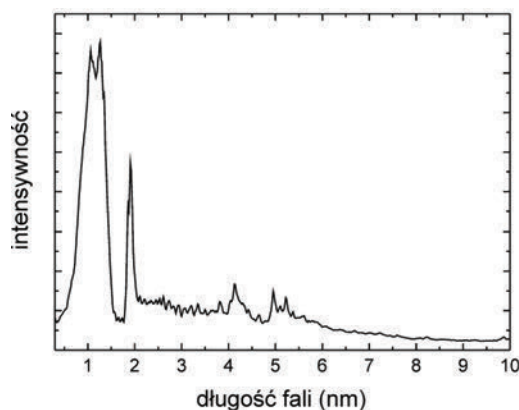
Rys. 37. Wyniki pomiarów fluencji promieniowania SXR w ognisku kolektora paraboloidalnego dla różnych energii impulsu laserowego

Fig. 37. Results of measurements of maximum SXR radiation fluence at the focal plane of the paraboloidal collector for different laser pulse energy

Widać więc, że w każdej konfiguracji laserowo-plazmowych źródeł promieniowania EUV/SXR, w których do wytwarzania plazmy zastosowano system laserowy Nd:YAG 10 J, możliwe jest uzyskanie fluencji o wartości powyżej 200 mJ/cm². Źródła te zostały wykorzystane w badaniach dotyczących plazmy fotojonizacyjnej, powstającej w wyniku oddziaływania intensywnej wiązki promieniowania SXR/EUV z gazem, wstrzykiwanym synchronicznie z impulsem laserowym do obszaru oddziaływania [59, 62].

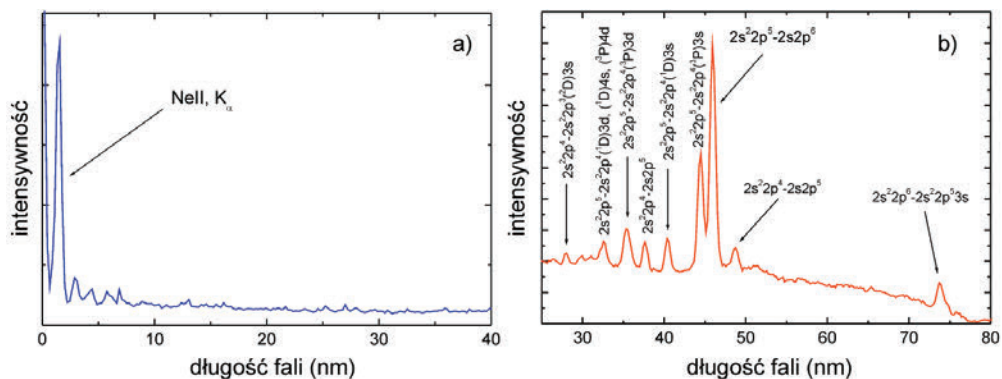
Plazma fotojonizacyjna była też obiektem badań przeprowadzonych przez autora w ośrodku PALS Research Center w Pradze. Znajdujący się tam system laserowy PALS o energii w impulsie do 600 J i czasie trwania 0,3 ns został zastosowany do wytwarzania plazmy laserowej, stanowiącej źródło impulsów rentgenowskich o całkowitej energii przekraczającej 50 J. Widmo tego promieniowania przedstawiono na rysunku 38. Łatwo zauważyć, że pomimo kilkadziesiąt razy większej energii impulsu, w porównaniu z układem Nd:YAG 10 J, widmo emitowanego promieniowania SXR nie odbiega znacząco od widma prezentowanego na rysunku 35. Wynika to z faktu, że geometria układu tarcza–ognisko lasera została tak dobrana, aby zasadnicza część promieniowania była emitowana w zakresie długości fal w pobliżu 1 nm. Dzięki temu promieniowanie to można było efektywnie ogniskować za pomocą kolektora paraboloidalnego. Ten zakres długości fal był też związany z jednym z celów eksperymentu, a mianowicie wytworzenia plazmy fotojonizacyjnej w neonie, zawierającej głównie jony Ne II powstałe wskutek wewnętrznej jonizacji z powłoki K. Widmo promieniowania takiej plazmy przedstawiono na rysunku 39 wraz z widmem emisyjnym plazmy fotojonizacyjnej wytworzonej impulsami SXR źródła SXR bazującego na systemie laserowym Nd:YAG 10 J/1 ns. W przypadku plazmy wytworzonej impulsami SXR

o małej energii nie zarejestrowano emisji linii K_{α} , głównie ze względu na fakt, że energia fotonów emitowanych w maksimum rozkładu widmowego przedstawionego na rysunku 35 jest o kilka eV mniejsza od energii wiązania elektronu na powłoce K w neonie.



Rys. 38. Widmo emisyjne plazmy ksenonowej wytwarzanej impulsami lasera jodowego PALS o energii 600 J

Fig. 38. Emission spectrum of Xe plasma produced using a 600 J pulse of the iodine laser PALS



Rys. 39. Widmo emisyjne plazmy fotojonizacyjnej wytwarzanej w neonie impulsami promieniowania SXR, emitowanymi z plazmy ksenonowej, generowanej w układzie z zastosowaniem systemu:

a) lasera jodowego PALS o energii 600 J, b) lasera Nd:YAG 10 J

Fig. 39. Emission spectrum of the photoionized plasma produced by irradiation of neon with SXR pulses emitted from Xe plasma created using the laser system:

a) PALS with 600 J pulse energy, b) Nd:YAG with 10 J pulse energy

Z kolei dominujący pik w widmie emisyjnym plazmy wytwarzanej w systemie PALS (rys. 38) pochodzi od fotonów o energii przekraczającej energię tego wiązania.

Dzięki temu możliwe jest wytworzenie plazmy fotojonizacyjnej emitującej głównie promieniowanie w linii K_{α} . W ramach eksperymentu przeprowadzonego w ośrodku PALS wykonano też wiele pomiarów widmowych i interferometrycznych plazmy fotojonizacyjnej wytwarzanej impulsami SXR w innych gazach zarówno atomowych, jak i molekularnych [51, 70]. W przeciwieństwie do laserów o małej energii, pracujących z repetycją 10 Hz, stosowanych w źródłach SXR/EUV, system laserowy PALS generuje pojedyncze impulsy. Jest to istotne ograniczenie ze względu na fakt, że nie ma możliwości akumulacji słabych sygnałów. Z drugiej jednak strony, poza możliwością wydajnej generacji promieniowania o energii kwantów w zakresie pojedynczych keV, uzyskuje się dużą energię promieniowania SXR w pojedynczym impulsie. Umożliwia to prowadzenie badań z zakresu oddziaływania intensywnych wiązek promieniowania SXR z materią, nawet bez stosowania optyki ogniskującej, umieszczając naświetlaną próbkę materiału w niewielkiej odległości od plazmy [71–74].

4. PODSUMOWANIE

Wysokotemperaturowa plazma laserowa może być wydajnym źródłem impulsów promieniowania ciągłego bądź liniowego, w szerokim zakresie długości fal, od ułamków do kilkudziesięciu nanometrów. Promieniowanie to jest wytwarzane w wyniku oddziaływania impulsów laserowych dużej mocy z materią w postaci stałej, ciekłej bądź gazowej. Ta ostatnia możliwość jest szczególnie atrakcyjna ze względu na bezproblemową obsługę źródła w trakcie wieloletniej eksploatacji, łatwość wymiany i sterowania parametrami ośrodka do wytwarzania plazmy, dużą sprawność konwersji promieniowania laserowego w promieniowanie SXR/EUV, a co być może najważniejsze, brak emisji mikro- czy nanocząstek materiału tarczy. Osadzanie się tego typu cząstek, powstających w wyniku stosowania innych ośrodków, na powierzchni układów optycznych, prowadzi do szybkiego ich zniszczenia. W szczególności dotyczy to elementów optyki rentgenowskiej, w której przypadku czystość i gładkość powierzchni to parametry krytyczne. Tego typu optyka, a zwłaszcza kolektor promieniowania jest niezbędnym elementem źródła SXR/EUV umożliwiającym wytworzenie wiązki promieniowania o dużej intensywności.

W ramach niniejszej publikacji omówione zostały procesy prowadzące do powstawania plazmy wysokotemperaturowej, procesy atomowe towarzyszące intensywnej emisji promieniowania rentgenowskiego i EUV oraz możliwości wytwarzania plazmy oraz różnego typu plazmowe źródła promieniowania. Przedstawione zostały układy laserowo-plazmowych źródeł SXR/EUV, oparte na oddziaływaniu impulsów laserowych z dwustrumieniową tarczą gazową, opracowane w Instytucie Optoelektroniki WAT. Omówione zostały również różnego typu metody stosowane do pomiaru parametrów promieniowania plazmy w zakresie SXR/EUV oraz diagnostyki wiązki ogniskowanego promieniowania. Przedstawione zostały też niestandardowe metody

detekcji i oceny parametrów promieniowania o dużej fluencji, opracowane przez autora pracy. Podczas omawiania poszczególnych źródeł SXR/EUV zasygnalizowane zostały różnego rodzaju prace, w których wykorzystane zostało dane źródło.

LITERATURA

- [1] KRAUSE M.O., *Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells*, J. Phys. Chem. Ref. Data, 1979, 8, 307–327.
- [2] RUBENSSON J.-E., LÜNING J., EISEBITT S., EBERHARDT W., *It's always a one-step process*, Appl. Phys. A, 1997, 65, 91–96.
- [3] KILLIAN T.C., PATTARD T., POHL T., ROST J.M., *Ultracold neutral plasmas*, Physics Reports, 2007, 449, 77–130.
- [4] HURRICANE O.A., CALLAHAN D.A., CASEY D.T., CELLIERS P.M., CERJAN C., DEWALD E.L., DITTRICH T.R., DOPPNER T., HINKEL D.E., BERZAK HOPKINS L.F., KLINE J.L., LE PAPE S., MA T., MACPHEE A.G., MILOVICH J.L., PAK A., PARK H.-S., PATEL P.K., REMINGTON B.A., SALMONSON J.D., SPRINGER P.T., TOMMASINI R., *Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion*, Nature, 506, 343–348.
- [5] PIKUZ S.A., BRYUNETKIN B.A., IVANENKOV G.V., MINGALEEV A.R., ROMANOVA V.M., SKOBELEV I.YU., FAENOV A.YA., KHAKHALIN S.YA., SHELKOVENKO T.A., *X-pinch plasma as an optical pumping source for X-ray lasers*, Quantum Electronics, 1993, 23, 202–206.
- [6] BARTNIK A., KARPIŃSKI L., IVANENKOV G.V., PIKUZ S.A., SHELKOVENKO T.A., *Compression of hollow gaseous envelopes at a microsecond plasma generator of x radiation*, Quantum Electron., 1993, 23, 975–980.
- [7] HAINES M.G., LEPELL P.D., COVERDALE C.A., JONES B., DEENEY C., APRUZESE J.P., *Ion Viscous Heating in a Magnetohydrodynamically Unstable Z Pinch at Over 2×10^9 Kelvin*, Phys. Rev. Lett., 2006, 96, 075003.
- [8] BAILEY J.E., COHEN D., CHANDLER G.A., CUNEO M.E., FOORD M.E., HEETER R.F., JOBE D., LAKE P., LIEDAHL D.A., MACFARLANE J.J., NASH T.J., NIELSON D., SMELSER R., STYGAR W.A., *Neon photoionization experiments driven by Z-pinch radiation*, J. Quant. Spec. Rad. Trans., 2001, 71, 157–168.
- [9] MANCINI R.C., BAILEY J.E., HAWLEY J.F., KALLMAN T., WITTHOEF T. M., ROSE S.J., TAKABE H., *Accretion disk dynamics, photoionized plasmas, and stellar opacities*, Phys. Plas., 2009, 16, 041001.
- [10] GHANSYAM B. RATHOD, ROBINSON P. PAUL, MILENDRA KUMAR M. SOLANKI, HIREN J. PATEL, BAREJA MILAN N., *Review on Extreme Ultraviolet Lithography*, International Journal of Advanced Research in Computer Science and Software Engineering, 2014, 4, 682–687.
- [11] YOSHIOKA M., TERAMOTO Y., ZINK P., SCHRIEVER G., NIIMI G., CORTHOUT M., *Tin DPP Source Collector Module (SoCoMo): Status of Beta products and HVM developments*, Proc. of SPIE, 2010, Vol. 7636 763610, Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography, edited by Bruno M. La Fontain.
- [12] HUMPHRIES S.. Jr., *Intense pulsed ion beams for fusion applications*, Nuclear Fusion, 1980, 20, 1549–1612.
- [13] WALDRON W.L., ABRAHAM W.J., ARBELAEZ D., FRIEDMAN A., GALVIN J.E., GILSON E.P., GREENWAY W.G., GROTE D.P., JUNG J.-Y., KWAN J.W., LEITNER M., LIDIA S.M., LIPTON T.M., REGINATO L.L., REGIS M.J., ROY P.K., SHARP W.M., STETTLER M.W., TAKAKUWA J.H., VOLMERING J., VYTILA V.K., *The NDCX-II engineering design*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2014, A, 733, 226–232.

- [14] SCHOLZ M., KARPINSKI L., KRAUZ V.I., KUBEŠ P., PADUCH M., SADOWSKI M.J., *Progress in MJ plasma focus research at IPPLM*, Nukleonika, 2012, 57, 183–188.
- [15] BARTNIK A., IVANENKOV G.V., KARPIŃSKI L., MINGALEEV A.R., PIKUZ S.A., ROMANOVA V.M., STĘPNIEWSKI W., SHELKOVENKO T.A., JACH K., *Dynamics of a plasma formed by exploding metal wires and insulator fibres*, Quantum Electronics, 1994, 24, 169–173.
- [16] HARILAL S.S., O'SHAY B., TILLACK M.S., TAO Y., PAGUIO R., NIKROO A., BACK C.A., *Spectral control of emissions from tin doped targets for extreme ultraviolet lithography*, J. Phys. D: Appl. Phys., 2006, 39, 484–487.
- [17] TAO Y., TILLACK M.S., SEQUOIA K.L., BURDT R.A., NAJMABADI F., *Dynamics of laser-produced Sn-based plasmas for a monochromatic 13.5 nm extreme ultraviolet source*, Proc. of SPIE, 2007, Vol. 6703, 67030A, *Ultrafast X-Ray Sources and Detectors*, Ed. by Zenghu Chang, George A. Kyrala, Jean-Claude Kieffer.
- [18] HOFFMAN J.R., BYKANOV A.N., KHODYKIN O.V., ERSHOV A.I., BÖWERING N.R., FOMENKOV I.V., PARTLO W.N., MYERS D.W., *LPP EUV Conversion Efficiency Optimization*, Proc. SPIE, 2005, Vol. 5751, 892–901, *Emerging Lithographic Technologies IX*, edited by R. Scott Mackay.
- [19] AKIYAMA T., OKAZAKI K., NAKAMURA D., TAKAHASHI A., OKADA T., *Imaging Diagnostics of Debris from Double Pulse Laser-Produced Tin Plasma for EUV Light Source*, J. Plasma Fusion Res. Series 8, 2009, 496–499.
- [20] FUJIMOTO J., HORI T., YANAGIDA T., MIZOGUCHI H., *Development of Laser-Produced Tin Plasma-Based EUV Light Source Technology for HVM EUV Lithography*, Physics Research International, 2012, 249495.
- [21] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., PATRON Z., PARYS P., *X-ray emission from laser-irradiated gas puff targets*, Appl. Phys. Lett., 1993, 62, 2778–2780.
- [22] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., DAIDO H., IL WOO CHOI, SUZUKI M., YAMAGAMI S., *Strong extreme ultraviolet emission from a double-stream xenon/helium gas puff target irradiated with a Nd:YAG laser*, Optics Communications, 2000, 184, 161–167.
- [23] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., WACHULAK P.W., *Laser-plasma EUV source dedicated for surface processing of polymers*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A, 2011, 647, 125–131.
- [24] KARZAS W.J., LATTE R., *Electron radiative transitions in a coulomb field*, Astrophys. J. Suppl., 1961, 6, 167–212.
- [25] AZAROFF L.V., *Spektroskopia promieniowania rentgenowskiego*, PWN, Warszawa 1980.
- [26] HUANG Z., *Brightness and coherence of synchrotron radiation and fcls*, Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference, 2013, 16–20, Zhimin Dai, Christine Petit-Jean-Genaz, Volker R.W. Schaa, Chuang Zhang (Eds.).
- [27] CARROLL P.K., KENNEDY E.T., SULLIVAN G.O., *Laser-produced continua for absorption spectroscopy in the VUV and XUV*, Applied Optics, 1980, 19, 1454–1462.
- [28] Fiedorowicz H., Bartnik A., Jarocki R., Szczurek M., Wilhein T., *X-ray emission in the “water window” from a nitrogen gas puff target irradiated with a nanosecond Nd:glass laser pulse*, Applied Physics B: Lasers and Optics, 1998, 67 (3), 391–393.
- [29] KENNEDY E.T., COSTELLO J.T., MOSNIER J.-P., VAN KAMPEN P., *VUV/EUV ionising radiation and atoms and ions:dual laser plasma investigations*, Radiation Physics and Chemistry, 2004, 70, 291–321.
- [30] SHINSUKE FUJIOKA, HIROAKI NISHIMURA, KATSUNOBU NISHIHARA, AKIRA SASAKI, ATSUSHI SUNAHARA, TOMOHARU OKUNO, NOBUYOSHI UEDA, TSUYOSHI ANDO, YEZHENG TAO, YOSHINORI SHIMADA, KAZUHISA HASHIMOTO, MICHITERU YAMAURA, KEISUKE SHIGEMORI, MITSUO NAKAI, KEIJI NAGAI, TAKAYOSHI NORIMATSU, TAKESHI

- NISHIKAWA, NORIAKI MIYANAGA, YASUKAZU IZAWA, KUNIOKI MIMA, *Opacity Effect on Extreme Ultraviolet Radiation from Laser-Produced Tin Plasmas*, Phys. Rev. Lett., 2005, 95, 235004.
- [31] PERRY T.S., SPRINGER P.T., FIELDS D.F., BACH D.R., SERDUKE F.J.D., IGLESIAS C.A., ROGERS F.J., NASH J.K., CHEN M.H., WILSON B.G., GOLDSTEIN W.H., ROZSYNAI B., WARD R.A., KILKENNY J.D., DOYAS R., DA SILVA L.B., BACK C.A., CAUBLE R., DAVIDSON S.J., FOSTER J.M., SMITH C.C., BAR-SHALOM A., LEE R.W., *Absorption experiments on X-ray-heated mid-Z constrained samples*, Phys. Rev. E, 1996, 54, 5617–5631.
- [32] CELLIERS P., DA SILVA L.B., DANE B.B., MROWKA S., NORTON M., HARDER J., HACKEL L., MATTHEWS D.L., FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., MALDONADO J.R., ABATE J.A., *Optimization of X-ray sources for proximity lithography produced by a high average power Nd:glass laser*, Journal of Applied Physics, 1996, 79 (11), 8258–8268.
- [33] HANSSON B.A.M., HEMBERG O., HERTZ H.M., BERGLUND M., CHOI H.-J., JACOBSSON B., JANIN E., MOSESSON S., RYMELL L., THORESEN J., WILNER M., *Characterization of a liquid-xenon-jet laser-plasma extreme-ultraviolet source*, Rev. Sci. Instrum., 2004, 75, 2122–2129.
- [34] JONKERS J., *High power extreme ultra-violet (EUV) light sources for future lithography*, Plasma Sources Sci. Technol., 2006, 15, S8–S16.
- [35] JANSSON P.A.C., HANSSON B.A.M., HEMBERG O., OTENDAL M., HOLMBERG A., DE GROOT J., HERTZ H.M., *Liquid-tin-jet laser-plasma extreme ultraviolet generation*, Appl. Phys. Lett., 2004, 84, 2256–2258.
- [36] MALMQVIST L., RYMELL L., BERGLUND M., HERTZ H.M., *Liquid-jet target for laser-plasma soft X-ray generation*, Rev. Sci. Instrum., 1996, 67, 4150–4153.
- [37] JOHANSSON G.A., HOLMBERG A., HERTZ H.M., BERGLUND M., *Design and performance of a laser-plasma-based compact soft X-ray microscope*, Rev. Sci. Instrum., 2002, 73, 1193–1197.
- [38] MYERS D.W., FOMENKOV I.V., HANSSON B.A.M., KLENE B.C., BRANDT D.C., *EUV Source System Development Update: Advancing Along the Path to HVM*, [in:] *Emerging Lithographic Technologies*, IX, Ed. by R. Scott Mackay, Proceedings of SPIE, 2005, Vol. 5751, 248–259.
- [39] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., PATRON Z., PARYS P., *Generation of nanosecond soft X-ray pulses as a result of interaction of the Nd:glass laser radiation with gas puff targets*, Laser and Particle Beams, 1994, 12(3), 471–483.
- [40] Bartnik A., Dyakin V.M., Parys P., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya., Fiedorowicz H., Khakhalin S.Ya., *Investigation of an X-ray source based on a gas puff heated by laser radiation*, Quantum Electron., 1995, 25, 19–22.
- [41] DUNN J., SMITH R.F., NILSEN J., FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., SHLYAPTSEV V.N., *Picosecond-laser-driven gas puff neonlike argon X-ray laser*, Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics, 2003, 20(1), 203–207.
- [42] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., LI Y., LU P., FILL E., *Demonstration of soft X-ray lasing with neonlike argon and nickel-like xenon ions using a laser-irradiated gas puff target*, Physical Review Letters, 1996, 76(3), 415–418.
- [43] BARTNIK A., DYAKIN V.M., SKOBELEV I.YU., FAENOV A.YA., FIEDOROWICZ H., SZCZUREK M., *Interaction of laser radiation with a dense gas target*, Quantum Electronics, 1997, 27(1), 68–71.
- [44] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., RAKOWSKI R., SZCZUREK M., BIJKERK F., BRUIJN R., FLEDDERUS H., *Soft X-ray emission from a double stream gas puff target irradiated by a nanosecond laser pulse*, Proc. SPIE, 2001, 4424; ECLIM 2000, Milan Kalal, Karel Rohlena, Milan Sinor (Eds.), 406.
- [45] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., JAROCKI R., RAKOWSKI R., SZCZUREK M., *Enhanced X-ray emission in the 1-keV range from a laser-irradiated gas puff target produced using the double-nozzle setup*, Applied Physics B: Lasers and Optics, 2000, 70(2), 305–308.

- [46] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., YAMAGAMI S., SUZUKI M., DAIDO H., *Investigation of an EUV emission from a double stream gas puff target irradiated by a nanosecond laser pulse*, Proc. SPIE, 2001, 4424; ECLIM 2000, Milan Kalal, Karel Rohlena, Milan Sinor, Editors, 410.
- [47] <http://www.cxro.lbl.gov/>
- [48] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., HAVLIKOVA R., PÍNA L., ŠVÉDA L., INNEMAN A., *Response of inorganic materials to laser – plasma EUV radiation focused with a lobster eye collector*, Damage to VUV, EUV and X-ray Optics, Proceedings, 2007, Vol. 6586, Libor Juha, Ryszard H. Sobierajski, Hubertus Wabnitz (Eds.), 65860A.
- [49] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SAWICKA M., SZCZUREK M., *Laser plasma sources of soft X-rays and extreme ultraviolet (EUV) for technology, biomedical and metrology applications*, Proc. SPIE, 2008, 7141, Agnieszka Popiolek-Masajada, Elzbieta Jankowska, Wacław Urbanczyk (Eds.), 714105.
- [50] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., RAKOWSKI R., SZCZUREK M., PÍNA L., ŠVÉDA L., INNEMAN A., *Lobster eye optics for collecting radiation of a laser-plasma soft X-ray source based on a gas puff target*, Advances in X-ray Analysis, 2006, 49, 395–400.
- [51] BARTNIK A., WACHULAK P., FOK T., WĘGRZYŃSKI Ł., FIEDOROWICZ H., PISARCZYK T., CHODUKOWSKI T., KALINOWSKA Z., DUDZAK R., DOSTAL J., KROUSKY E., SKALA J., ULLSCHMIED J., HREBICEK J., MEDRIK T., *Photoionized plasmas induced in neon with extreme ultraviolet and soft X-ray pulses produced using low and high energy laser systems*, Phys. Plasmas, 2015, 22, 043302.
- [52] SKOBELEV I.YU., DYAKIN V.M., FAENOV A.YA., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., BIÉMONT E., QUINET P., NILSEN J., BEHAR E., DORON R., MANDELBAUM P., SCHWOB J.L., *The X-ray emission spectra of multicharged xenon ions in a gas puff laser-produced plasma*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1999, 32(1), 113–122.
- [53] SKOBELEV I.YU., BARTNIK A., BEHAR E., DORON R., DYAKIN V.M., KOSTECKI J., MANDELBAUM P., FAENOV A.Ya., FIEDOROWICZ H., SHWOB J.L., SZCZUREK M., JAROCKI R., *Dielectronic satellites of the He β line of the Si XIII ion in a dense laser plasma*, Quantum Electronics, 1998, 28(8), 677–680.
- [54] BARTNIK A., BIÉMONT E., DYAKIN V.M., FAENOV A.YA., FIEDOROWICZ H., GOLDSTEIN W.H., JAROCKI R., KOSTECKI J., OSTERHELD A.L., PALCHIKOV V.G., QIU Y.B., SKOBELEV I.Yu., SZCZUREK M., ZOU Y., *Measurements of the ground-state ionization energy and wavelengths for the $1snp\ 1P01-1s2\ 1S0$ ($n = 4-10$) lines of O VII*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1997, 30(20), 4453–4462.
- [55] DYAKIN V.M., SKOBELEV I.YU., FAENOV A.YA., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., SZCZUREK M., OSTERHELD A., NILSEN J., *Precision measurements of the wavelengths of spectral lines of multiply charged krypton and argon ions formed in a gas target heated by laser radiation*, Quantum Electronics, 1997, 27(8), 691–695.
- [56] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., RAKOWSKI R., SZCZUREK M., *EUV emission from solids illuminated with a laser-plasma EUV*, Applied Physics B, 2008, 93(4), 737–741.
- [57] TOKUSHIMA T., HARADA Y., WATANABE M., TAKATA Y., ISHIGURO E., HIRAYA A., SHIN S., *Design of a flat field spectrometer for soft X-ray emission spectroscopy*, Surface Review and Letters, 2002, 9, 503–508.
- [58] BARTNIK A., WACHULAK P., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., *Luminescence of He and Ne gases induced by EUV pulses from a laser plasma source*, Radiation Physics and Chemistry, 2013, 93, 9–14.

- [59] BARTNIK A., WACHULAK P., FIEDOROWICZ H., FOK T., JAROCKI R., SZCZUREK M., *Detection of significant differences between absorption spectra of neutral helium and low temperature photoionized helium plasmas*, Physics of Plasmas, 2013, 20, 11, 113302.
- [60] BARTNIK A., FEDOSEJEVS R., WACHULAK P., FIEDOROWICZ H., SERBANESCU C. SAIZ, E.G., RILEY D., TOLEIKIS S., NEELY D., *Photoionized neon plasmas induced by radiation pulses of a laser-plasma EUV source and a free electron laser FLASH*, Laser and Particle Beams, 2013, 31, 2, 195–201.
- [61] Bartnik A., Fiedorowicz H., Wachulak P., *Spectral investigations of photoionized plasmas induced in atomic and molecular gases using nanosecond extreme ultraviolet (EUV) pulses*, Physics of Plasmas, 2014, 21, 073303.
- [62] BARTNIK A., WACHULAK P., FIEDOROWICZ H., FOK T., JAROCKI R., SZCZUREK M., *Extreme ultraviolet-induced photoionized plasmas*, Physica Scripta, 2014, T161, 014061.
- [63] WACHULAK P., TORRISI A., BARTNIK A., ADJEI D., KOSTECKI J., WĘGRZYŃSKI L., JAROCKI R., SZCZUREK M., FIEDOROWICZ H., *Desktop water window microscope using a double-stream gas puff target source*, Applied Physics, B (2015).
- [64] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., RAKOWSKI R., SZCZUREK A., SZCZUREK M., *Micro- and Nanoprocessing of Polymers Using a Laser Plasma Extreme Ultraviolet Source*, Acta Physica Polonica, A, 2010, 117, 384.
- [65] BARTNIK A., LISOWSKI W., SOBCZAK J., WACHULAK P., BUDNER B., KORCZYC B., FIEDOROWICZ H., *Simultaneous treatment of polymer surface by EUV radiation and ionized nitrogen*, Appl. Phys., A, 2012, 109, 39–43.
- [66] WACHULAK P., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., *Sub-70 nm resolution tabletop microscopy at 13.8 nm using a compact laser-plasma EUV source*, Optics Letters, 2010, 35, 2337–2339.
- [67] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., WACHULAK P.W., *Efficient micromachining of poly(vinylidene fluoride) using a laser-plasma EUV source*, Applied Physics A: Materials Science and Processing, 2012, 106, 3, 551–555.
- [68] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., BURDYŃSKA S., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., *Combined effect of EUV irradiation and acetone treatment on PET surface*, Appl. Phys. A, 2011, 103, 173–178.
- [69] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., BILIŃSKI A., CHERNYAYEVA O., SOBCZAK J.W., *Physical and chemical modifications of PET surface using a laser-plasma EUV source*, Appl. Phys. A, 2010, 99, 831.
- [70] BARTNIK A., PISARCZYK T., WACHULAK P., CHODUKOWSKI T., FOK T., WĘGRZYŃSKI L., KALINOWSKA Z., FIEDOROWICZ H., JAROCKI R., SZCZUREK M., KROUSKY E., PFEIFER M., SKALA J., ULLSCHMIED J., DOSTAL J., DUDZAK R., HREBICEK J., MEDRIK T., CIKHARDT J., CIKHARDTOVA B., KLIR D., REZAC K., PINA L., *Photoionized plasmas in laboratory: a connection to astrophysics and planetary sciences*, Proc. SPIE 9510, EUV and X-ray Optics: Synergy between Laboratory and Space, 2015, IV, 95100P, René Hudec; Ladislav Pina (Eds.).
- [71] DAVÍDKOVÁ M., JUHA L., BITTNER M., KOPTYAEV S., HÁJKOVÁ V., KRÁSA J., PFEIFER M., ŠTISOVÁ V., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., MIKOLAJCZYK J., RYC L., PÍNA L., HORVÁTH M., BABÁNKOVÁ D., CIHELKA J., CIVIŠ S., *A high-power laser-driven source of sub-nanosecond soft X-ray pulses for single-shot radiobiology experiments*, Radiation Research, 2007, 168(3), 382–387.
- [72] JUHA L., BITTNER M., CHVOSTOVÁ D., KRÁSA J., KOZLOVÁ M., PFEIFER M., POLAN J., PRÄG A.R., RUS B., STUPKA M., FELDHAUS J., LÉTAL V., OTCENASEK Z., KRZYWINSKI J., NIETUBYC R., PELKA J., ANDREJCZUK A., SOBIERAJSKI R., RYC L., BOODY F.P., FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., MIKOLAJCZYK J., RAKOWSKI R., KUBÁT P., PÍNA L., HORVÁTH M., GRISHAM M.E., VASCHENKO G.O., MENONI C.S., ROCCA J.J., *Short-*

wavelength ablation of molecular solids: Pulse duration and wavelength effects, Journal of Microolithography, Microfabrication and Microsystems, 2005, 4(3), art. No. 033007.

- [73] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., BITTNER M., JUHA L., KRASA J., KUBAT P., MIKOLAJCZYK J., RAKOWSKI R., *Micromachining of organic polymers by direct photo-etching using a laser plasma X-ray source*, Microelectronic Engineering, 2004, 73–74, 336–339.
- [74] JUHA L., KRÁSA J., CEJNAROVÁ A., CHVOSTOVÁ D., VORLÍČEK V., KRZYWINSKI J., SOBIERAJSKI R., ANDREJCZUK A., JUREK M., KLINGER D., FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., PFEIFER M., KUBÁT P., PÍNA L., KRAVÁRIK J., KUBEŠ P., BAKSHAEV Y.L., KOROLEV V.D., CHERNENKO A.S., IVANOV M.I., SCHOLZ M., RYC L., FELDHAUS J., ULLSCHMIED J., BOODY F.P., *Ablation of various materials with intense XUV radiation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003, 507 (1–2), 577–581.

GENERATION AND DETECTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION WITHIN THE WAVELENGTH RANGE 1–100 nm

The work presents various methods of plasma production that can be employed in soft X-ray (SXR) and extreme ultraviolet (EUV) radiation sources of high intensity. Different approaches to generate single SXR pulses with extremely high power and energy, using the world largest discharge or laser facilities, were presented. Other possibilities of generation of SXR and EUV pulses with moderate power and energy, however, with high repetition rate, were also described. The main atomic processes responsible for emission of electromagnetic radiation, either continuous or linear, were indicated. Majority of the work was devoted to laser produced plasmas and to describe different processes associated with emission of ionizing, electromagnetic radiation. Results of works concerning investigations of laser plasma SXR and EUV sources based on so-called gas puff target were presented. Due to a strong absorption of the radiation in the atmosphere, the target was formed in vacuum using a special gas puff system. Various implementations of such systems, with different configurations of the SXR/EUV sources, emitting radiation within 1–100 nm wavelength range, were presented. Some possibilities of the SXR/EUV beam formation, employing dedicated reflective collectors, were described. Different diagnostic methods for measurements of plasma and radiation parameters were elaborated.

*oświetlenie, diody LED, barwa światła,
temperatura barwowa, oddawanie barw,
układy oświetlaczy z diodami LED*

Urszula BŁASZCZAK*, Andrzej ZAJĄC*,
Łukasz GRYKO*

ZASTOSOWANIE DIOD LED DO POPRAWY WARUNKÓW PRACY WZROKOWEJ

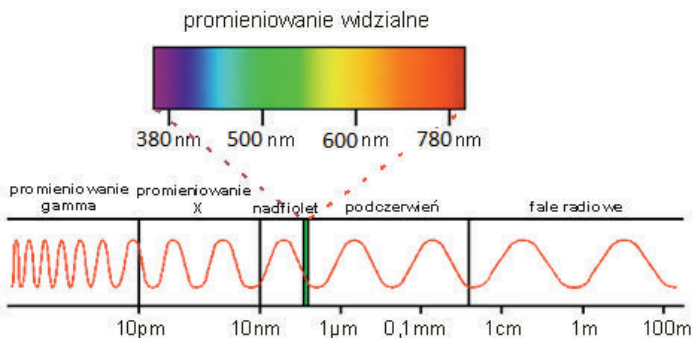
Niniejsze opracowanie jest poświęcone wybranym problemom metrologicznym i aplikacyjnym związanym ze stosowaniem diod elektroluminescencyjnych w technice świetlnej. Przedstawione zostały informacje dotyczące podstaw wytwarzania światła, w szczególności temperaturowej emisji promieniowania oraz działania diod LED. Wymieniono najważniejsze parametry służące do opisu barwy światła, wskazując problemy ze stosowanymi sposobami oceny jego jakości, jakie wynikają z zastosowania nowej technologii w oświetleniu. Z drugiej strony zastosowanie diod elektroluminescencyjnych umożliwia uzyskanie efektów fizjologicznych, niezwiązanych z jakością oświetlenia, w szczególności sterowanie poziomem czujności pracownika przez modyfikację charakterystyki spektralnej światła, a w efekcie jego temperatury barwowej. W tym kontekście przedstawiony został przegląd badań nad możliwością sterowania temperatury barwowej w oświetleniu wnętrz oraz założenia do budowy własnej oprawy przeciwolśnieniowej z regulowaną temperaturą barwową najbliższą. Jako inny przykład zastosowania zestawu diod elektroluminescencyjnych z możliwością regulacji temperatury barwowej opisano koncepcję oświetlacza endoskopowego.

1. WSTĘP

Okolo 80% informacji przyswajanych i przetwarzanych przez mózg dociera do człowieka dzięki układowi wzrokowemu. Ewolucyjnie wzrok przystosował się do warunków związanych z oświetleniem naturalnym – promieniowanie słoneczne, oraz innymi źródłami światła o ciągłym widmie emisji. Pasma widmowe odbierane przez narząd wzroku – zakres VIS – obejmuje przedział spektrum promieniowania zawarty pomiędzy długością fali 380 nm (kraniec widma UV) i długością fali 780 nm (kraniec widma IR). Kryteria dostosowania do warunków percepcji wzrokowej człowieka

* Katedra Elektroenergetyki, Fotoniki i Techniki Świetlnej, Wydział Elektryczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45D, 15-351 Białystok.

spełniają w naturalny sposób źródła żarowe (termiczne). Takie źródła promieniowania charakteryzują się ciągłym widmem emisji, opisywanym prawem Plancka, a ich specyficzne dla różnych źródeł cechy określane są temperaturą barwową. Rozwój technologii źródeł luminescencyjnych (światłówki), a ostatnio szczególnie źródeł półprzewodnikowych (diody elektroluminescencyjne), doprowadził do pojawienia się dyskretnych widmowo emiterów promieniowania, co spowodowało konieczność wprowadzenia nowego podejścia do charakteryzacji źródeł promieniowania stosowanych w oświetleniu oraz opracowania nowych metod analizy warunków oświetlenia, dedykowanych dla dyskretnych widmowo źródeł promieniowania. Skutkiem coraz powszechniejszej dbałości o jakość warunków pracy wzrokowej oraz dążenia do efektywnego wykorzystania wiedzy na temat zjawisk fizycznych na potrzeby człowieka, ale przede wszystkim ogólnoświatowej tendencji w ograniczaniu zużycia energii powstało wiele nowych kierunków badań związanych z wykorzystaniem diod elektroluminescencyjnych (diod LED) w oświetleniu i urządzeniach wykorzystujących światło do uwypuklenia wybranych cech obserwowanego obiektu.



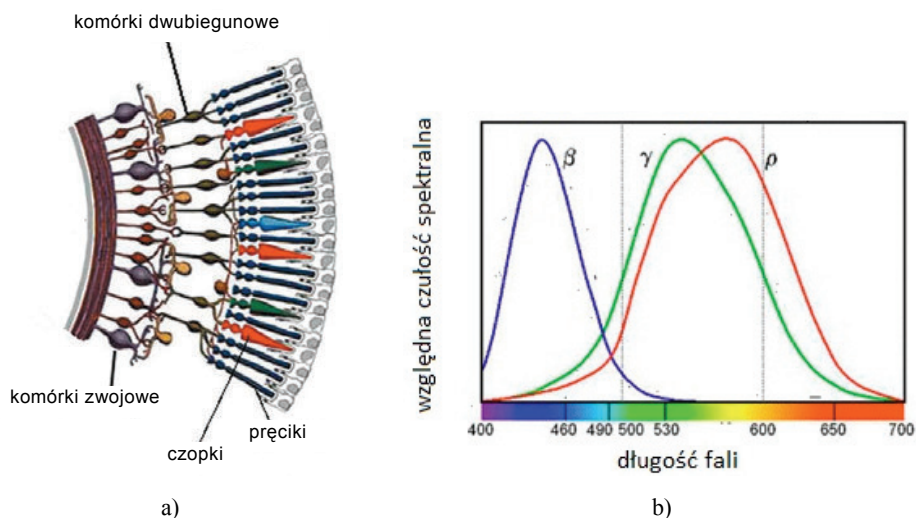
Rys. 1. Widmo promieniowania elektromagnetycznego z zaznaczonymi barwami związanymi z widzeniem barwnym

Fig. 1. Electromagnetic spectra with corresponding colours according to vision

W drugiej połowie dziewiętnastego stulecia, głównie dzięki pracom Jamesa Clerka Maxwella i Heinricha Rudolfa Hertza, okazało się, że tylko niewielki wycinek promieniowania elektromagnetycznego skorelowany jest z zakresem spektralnym czułości oka ludzkiego. Zakres ten – obejmujący długości fal 380–780 nm (rys. 1) – nazywany jest promieniowaniem widzialnym lub światłem. Różne długości fal światła oko ludzkie rejestruje jako różne barwy. Wrażenie barwy jest reakcją mózgu na wymuszenie fotonami o różnych energiach (długościach fali) barwników zawartych w siatkówce oka ludzkiego. Promieniowanie widzialne zawiera się w zakresie długości fal 380–780 nm, co człowiek rozpoznaje jako barwy od fioletu do czerwieni. Barwa światła zmienia się od czerwieni w zakresie długofalowym do fioletu w zakresie krótkofalowym – stąd fale elektromagnetyczne o długościach krótszych niż dolna granica

zakresu widzialnego nazywane są nadfioletem, a fale odpowiadające długościom większym niż górna granica – podczerwienią – nazewnictwo związane jest z historycznym eksperymentem Newtona, który stosował do rozszczepiania promieniowania słonecznego pryzmat stojący na wierzchołku.

Największe długości 620–780 nm oko rozpoznaje jako odcienie czerwieni, 590–620 nm jako barwę pomarańczową, fale o długościach z zakresu 570–590 nm jako kolor żółty, 495–570 nm to dla naszego oka zielenie, podobną szerokość zakresu widmowego ma barwa niebieska, to 450–495 nm [1]. Najmniejsze długości fal światła widzialnego odpowiadają barwie fioletowej 380–450 nm.



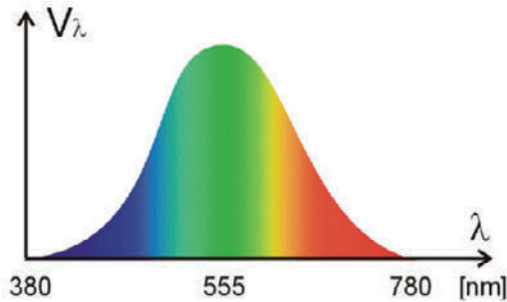
Rys. 2. Budowa siatkówki oka ludzkiego (a) [2]
oraz względna czułość spektralna czopków oka ludzkiego (b)

Fig. 2. Structure the human eye retina (a) [2] and the relative spectral sensitivity of the cones (b)

Rozróżnianie barwy przez człowieka możliwe jest dzięki specyficznej budowie naszego narządu wzroku, a w szczególności siatkówki (rys. 2). Na siatkówce oka rozmieszczone są (z różną gęstością) komórki, które odpowiadają za detekcję promieniowania elektromagnetycznego o różnych długościach fali ze zróżnicowaną czułością. Jest to spowodowane zawartymi w czopkach barwnikami rodopsynowymi: cjanolabe (krzywa β), chlorolabe (krzywa γ), erythrolabe (krzywa ρ) [2].

Podana struktura siatkówki oka ludzkiego jest efektem ewolucyjnego dostosowywania sposobu pracy narządu wzroku do panujących na Ziemi warunków świetlnych wywoływanych przez promieniowanie słoneczne. Normatywna wrażliwość oka ludzkiego na fale o różnych długościach została zdefiniowana przez Międzynarodową Komisję Oświetleniową (CIE) i odpowiada jej krzywa względnej widmowej skuteczności świetlnej oka ludzkiego dla widzenia fotopowego V (rys. 3). Z krzywej tej

– w dużym uproszczeniu – wynika, że oświetlenie oka wiązkami o identycznej mocy, ale przenoszącymi energię na różnych długościach fal, wywoła różne odczucia jasności.



Rys. 3. Krzywa względnej widmowej skuteczności świetlnej oka ludzkiego dla widzenia fotopowego
Fig. 3. Curve of relative spectral luminous efficacy of human eye for photopic vision

Promieniowanie z zakresu widzialnego może być światłem złożonym lub monochromatycznym. Światło złożone jest zestawem (dyskretnym lub ciągłym) wielu długości fal, a raczej wąskich przedziałów długości fal. Do niedawna najczęściej spotykanym przykładem światła złożonego było światło białe, emitowane przez Słońce lub żarówki. Podobny efekt można uzyskać przez zmieszanie promieniowania trzech źródeł: barwy czerwonej, zielonej i niebieskiej [4].

Przeciwieństwem światła złożonego jest światło monochromatyczne, które jest promieniowaniem elektromagnetycznym o jednej ściśle określonej długości fal. Przykładem źródła światła o cechach spektralnych zbliżonych do promieniowania monochromatycznego jest laser emitujący promieniowanie o szerokości widma rzędu setnych części nanometra [5], a w skrajnym przypadku o szerokości spektralnej rzędu pojedynczych Hz (lasery z rezonorem N – pro). Szersze – z szerokością połówkową widma od kilku do kilkudziesięciu nanometrów – widmo emitują diody elektroluminescencyjne.

Światło może być wytwarzane dzięki wykorzystaniu jednego z trzech zjawisk: inkadescencji, wyładowania w gazach lub luminescencji [6]. Źródłami inkadescencyjnymi są wszystkie źródła wykorzystujące termiczną emisję światła. Zjawisko to opisywane jest na podstawie emisji dipolowej w materiałach znajdujących się w stanie równowagi termodynamicznej. Domknięciem tego opisu jest wprowadzenie pojęcia minimalnej porcji energii promieniowania – kwantu promieniowania. Konsekwencją tej idei jest prawo Plancka umożliwiające uniknięcie problemu „katastrofy w ultrafiolecie” [7]. Planck rozpatrywał widma promieniowania emitowane przez rozmaite ciała będące w stanie równowagi termodynamicznej. Wprowadził również pojęcie ciała doskonale czarnego – całkowicie pochłaniającego promieniowanie niezależnie od temperatury tego ciała, kąta padania i widma padającego promieniowania. Ciało do-

skonale czarne nie odbija promieniowania, emituje natomiast promieniowanie o ciągłym rozkładzie spektralnym opisywanym prawem Plancka.

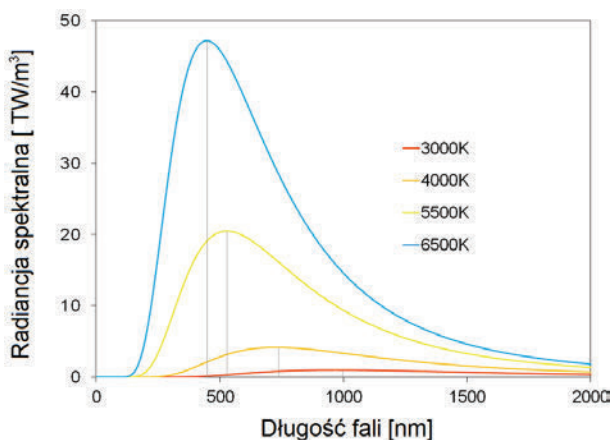
Widmo takie powinno mieć uniwersalny charakter zależny jedynie od temperatury ciała, niezależny zaś od rodzaju materiału, kształtu emitera itp. [8]. Na rysunku 4 pokazano wykresy gęstości spektralnej emisji ciał czarnych w wybranych temperaturach.

Energia emitowana w postaci fal elektromagnetycznych przez ciało doskonale czarne (technicznym modelem takiego ciała jest wnęka z niewielkim otworem) odpowiada rozkładowi spektralnemu opisanemu prawem Plancka i spełniające prawo Stefana–Boltzmann (1) oraz prawo przesunięć Wiena (2) [8]:

$$\rho_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = \sigma T^4 \quad (1)$$

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (2)$$

gdzie: h – stała Plancka ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ J·s), k – stała Boltzmann ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), σ – stała Stefana–Boltzmann ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ W/(m²K⁴)), b – stała Wiena ($b = 2898$ μm·K), λ_{\max} – długość fali, dla której gęstość spektralna emisji ρ_T w danej temperaturze T ma wartość maksymalną.



Rys. 4. Rozkład widmowy promieniowania ciała doskonale czarnego dla różnej temperatury ciała
Fig. 4. Spectral distribution of blackbody radiation for a various blackbody temperature

Jak można zauważyć z analizy wyrażeń 1 oraz 2, strumień emitowanej energii przez ciało jest proporcjonalny do czwartej potęgi jego temperatury bezwzględnej, a położenie maksimum rozkładu spektralnego jest odwrotnie proporcjonalne do wartości temperatury bezwzględnej.

1.1. BARWA ŚWIATŁA

Charakterystyczną cechą światła wytwarzanego na drodze inkadescencji jest ciągłość jego widma, tzn. jest ono zrównoważoną mieszaniną wszystkich częstotliwości promieniowania z danego zakresu spektralnego [9]. Wrażenie czystej, neutralnej bieli jest odbierane indywidualnie przez każdego człowieka, a pomijając cechy osobnicze obserwatora (wiek, stan zdrowia, samopoczucie), jest uzależnione też od „siły” światła – w przypadku słabego oświetlenia jako barwę neutralnie białą odbieramy odcienie cieplejsze, a w miarę wzrostu oświetlenia wrażenie neutralnej bieli przesuwają się w kierunku odcieni chłodniejszych. Ponieważ pojęcie barwy (w tym również bieli) jest zagadnieniem osobniczym, można przyjąć, że istnieje szeroki zakres odcieni bieli – od bieli ciepłej do bieli chłodnej.

Na potrzeby techniki oświetlenia odcienie bieli światła wytwarzanego przez źródło temperaturowe określa się za pomocą parametru o nazwie temperatura barwowa [9]. Istnieje ścisły związek między temperaturą ciała doskonale czarnego a emitowanymi przez to ciało falami elektromagnetycznymi, które w miarę wzrostu temperatury ciała przechodzą z zakresu fal podczerwonych do fal widzialnych, a następnie do fal bliskiego nadfioletu. Temperatura barwowa (oznaczana jako T_C i wyrażona w kelwinach) jest to zatem temperatura ciała doskonale czarnego, w której wysyła ono promieniowanie tej samej chromatyczności, co promieniowanie rozpatrywane. Termin ten jest zarezerwowany dla źródeł, których współrzędne trójchromatyczne leżą na krzywej Plancka (rys. 5). W przypadku źródeł, których punkty chromatyczności leżą poza krzywą emisji ciała doskonale czarnego używa się terminu temperatura barwowa najbliższa (T_{CP} lub CCT, wyrażona w kelwinach). Jest to taka temperatura ciała czarnego, dla której barwa postrzegana jest najbardziej zbliżona do barwy analizowanego światła.

Celem określenia temperatury barwowej najbliższej korzysta się z tzw. linii Judda będących liniami izotemperaturowymi prostopadłymi do stycznej do krzywej promieniowania Plancka w punkcie przecięcia danej linii i krzywej na układzie kolorymetrycznym CIE (rys. 5).

Trójkąt chromatyczności z rysunku 5a stanowi rzut przestrzeni barw na płaszczyznę XOY układu odniesienia. Jest to najczęściej używana postać przestrzeni barw nazywana płaszczyzną jednostkową. Posługiwanie się rzutem prostokątnym, zamiast rzeczywistą przestrzenią barw, tylko pozornie gubi współrzędną barwową z . Można ją określić z zależności

$$z = 1 - x - y \quad (3)$$

Współrzędne trójchromatyczne (x, y, z) powiązane są z wartościami składowych trójchromatycznych barwy (X, Y, Z) przez zależności [4]:

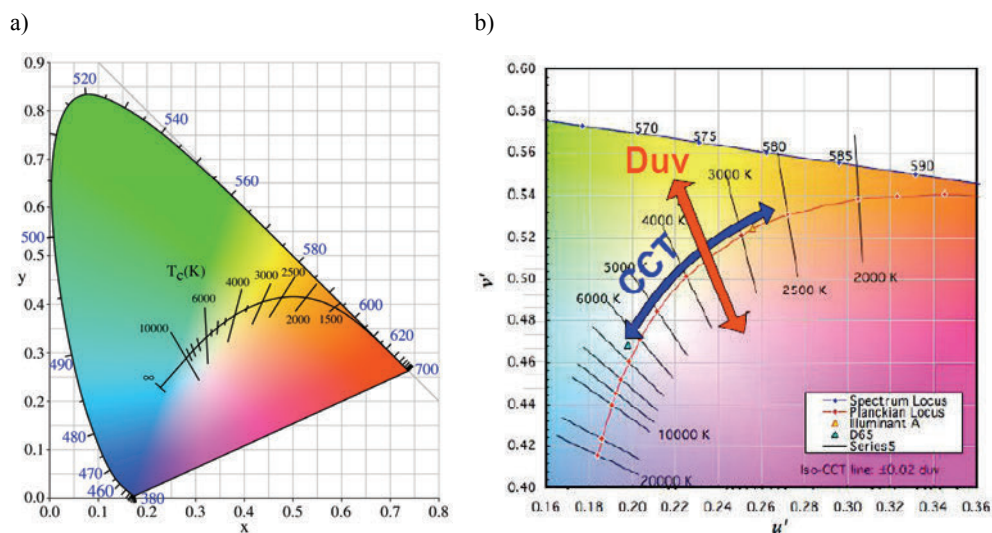
$$x = \frac{X}{X+Y+Z}, \quad y = \frac{Y}{X+Y+Z}, \quad z = \frac{Z}{X+Y+Z} \quad (4)$$

Poszczególne składowe trójkromatyczne opisuje się zależnościami:

$$\begin{aligned}
 X &= k \cdot \sum_{\lambda} \bar{x}(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \\
 Y &= k \cdot \sum_{\lambda} \bar{y}(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \\
 Z &= k \cdot \sum_{\lambda} \bar{z}(\lambda) \cdot \varphi(\lambda)
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

gdzie $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ i $\bar{z}(\lambda)$ to względne składowe trójkromatyczne (rys. 6), $\varphi(\lambda)$ – widmowy rozkład energii promieniowania, k jest współczynnikiem normalizującym [4]:

$$k = \frac{100}{\int_{\lambda} \bar{y}(\lambda) \cdot S(\lambda) d\lambda}$$

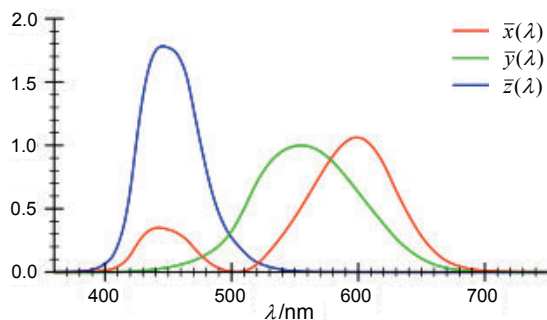


Rys. 5. Trójkąt chromaticzności z zaznaczoną krzywą Plancka oraz liniami Judda (a) oraz fragment diagramu chromaticzności CIE 1960 obrazujący zmiany CCT oraz odsunięcie od krzywej ciała doskonale czarnego (Duv) (b) [10]

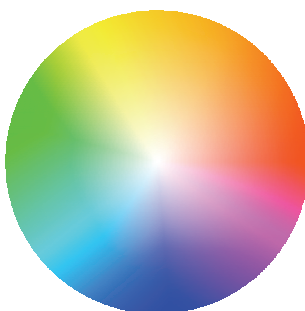
Fig. 5. Chromaticity triangle with Planck curve and Judd lines marked (a) and a part of 1960 CIE chromaticity diagram illustrating the CCT changes and the offset from the black body curve (DUV) (b) [10]

Od wprowadzenia układu XYZ opracowano kilka innych układów kolorymetrycznych między innymi UVW, $U'V'W'$, Lab, Luv [4]. Jednak w obszarach związanych z techniką świetlną wciąż najczęściej stosowany jest układ XYZ – nie bez znaczenia

jest tu fakt, że wszystkie późniejsze systemy kolorymetryczne da się przekształcić na układ XYZ.



Rys. 6. Względne składowe trójchromatyczne
Fig. 6. Relative tristimulus components



Rys. 7. Graficzny model poglądu służący do objaśniania zasad mieszania się i powstawania barw – koło barw. Na rysunku zaznaczono przykładowe zestawienia barw umożliwiające uzyskanie barwy białej

Fig. 7. Graphic model used to explain the principles of mixing and the formation of color – the color wheel. In the figure exemplary list of colors that can lead to white color is indicated


Wiadomo, że wykorzystując fizjologię wzroku, możliwe jest stworzenie iluzji światła białego, wykorzystując zbiór dyskretnych długości fal promieniowania z zakresu VIS [11]. Najpowszechniejszym zestawem barw jest zestaw trzech barw RGB, obejmujący promieniowanie barwy czerwonej (620 nm), zielonej (530 nm) i niebieskiej (450 nm) oraz czterech barw CMYK zawierający cyjan jako efekt addytywnego połączenia zieleni i niebieskiego, magentę będącą addytywnym skutkiem połączenia czerwieni i niebieskiego, żółty stanowiący wynik addytywnej syntezy czerwieni i zielonego oraz czerni. Analizy wskazują, że w skład widma emisji stwarzającej wrażenie światła białego może wchodzić od dwóch barw prostych, czyli długości (częstotliwości) fal elektromagnetycznych z zakresu fal widzialnych. W przypadku najprostszym – tylko dwóch częstotliwości – mowa jest o barwach dopełniających [12], czyli

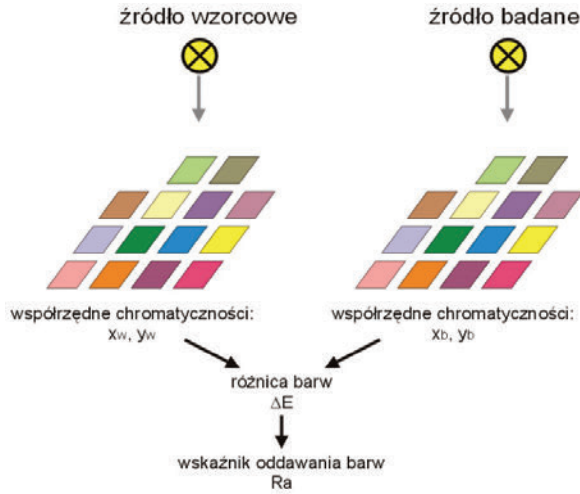
barwach leżących na wspólnej średnicy koła barw – rysunek 7. Ponieważ jednak nie da się całego koła barw zapisać barwami prostymi (pozostaje pewien fragment zwany barwami purpury na granicy fal najkrótszych i najdłuższych), to dla długości fali w okolicach zieleni nie da się dobrać drugiej barwy prostej do pary stanowiącej biel. Dlatego też biel można osiągnąć już po zastosowaniu pary barw prostych [13], ale odpowiednio wybranych, lub od trójki barw prostych [14], gdzie do dowolnej barwy trzeba dobrać dwie pozostałe.

Parametrem opisującym jakość światła białego w kontekście iluminacyjnym, a w szczególności oświetlenia obiektów, umożliwiającą właściwe rozróżnianie ich barwy, jest wskaźnik oddawania barwy R_a (ang. CRI – *Colour Rendering Index*). W metodzie tej określa się zmianę chromatyczności zespołów wybranych próbek barwnych o znanych współczynnikach luminancji po oświetleniu ich źródłem badanym. Punktem odniesienia tych pomiarów są wyniki badań chromatyczności tych samych próbek oświetlonych źródłem referencyjnym. Za źródło odniesienia wybiera się ciało czarne (gdy badane źródło ma temperaturę barwową niższą niż 5000 K) lub promienionowania naturalne (gdy temperatura barwowa testowanego źródła jest wyższa niż 5000 K).

Do wyznaczania wskaźników oddawania barw wybrano z atlasu Munsella 14 próbek wzorcowych i oznaczono je kolejnymi liczbami. Osiem pierwszych ma średnie nasycenie i w przybliżeniu jednakową jasność – służą one do obliczenia ogólnego wskaźnika oddawania barw – R_a . Kolejne 6 próbek (próbki o numerach 9–12 reprezentują barwy o dużym nasyceniu, próbka nr 13 – barwę skóry ludzkiej, nr 14 – zielonego liścia) używa się do wyznaczenia szczegółowych wskaźników oddawania barw. Oznaczenia oraz przybliżony wygląd płytek wzorcowych przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1. Barwy próbek wzorcowych według katalogu Munsella
Table 1. Colours standard samples according to Munsell directory

Lp.	Oznaczenie według notacji Munsella	Barwa przy oświetleniu dziennym
1	7,5 R 6/4	Jasna poszarzała czerwień 
2	5 Y 6/4	Ciemna poszarzała żółć 
3	5 GY 6/8	Intensywny żółto-zielony 
4	2,5 GY 6/8	Średni żółto-zielony 
5	10 BG 6/4	Jasny turkusowy 
6	5 PB 6/8	Jasny niebieski 
7	2,5 P 6/8	Jasny fiolet 
8	10 P 6/8	Jasna purpura 
9	4,5 R 4/13	Intensywny czerwony 
10	5 Y 8/10	Intensywny żółty 
11	4,5 G 5/8	Intensywny zielony 
12	3 PB 3/11	Intensywny niebieski 
13	5 YR 8/4	Barwa skóry ludzkiej 
14	5 GY 4/4	Średni oliwkowy 



Rys. 8. Procedura wyznaczania wskaźników oddawania barw
 Fig. 8. The procedure for determining the color rendering indicators

Obliczenia wskaźnika oddawania barw przez źródło poprzedza doświadczalne wyznaczenie jego rozkładu widmowego i obliczenie na tej podstawie temperatury barwowej najbliższej. Umożliwia to w dalszej części procedury wybór iluminantu odniesienia. Następnie na podstawie obu rozkładów widmowych (źródła badanego i iluminantu) oraz współczynników luminancji próbek oblicza się współrzędne trójchromatyczne odbitego od nich promieniowania iluminantu i testowanego źródła (rys. 8).

Otrzymane wyniki transformuje się na współrzędne w układzie $U^*V^*W^*$ (układ ten cechuje się najwyższą równomiernością spośród wszystkich klasycznych układów kolorymetrycznych) i oblicza różnicę barwy dla każdej z płytek wzorcowych z zależności

$$\Delta E_i = \sqrt{(U_{i,r}^* - U_{i,x}^*)^2 + (V_{i,r}^* - V_{i,x}^*)^2 + (W_{i,r}^* - W_{i,x}^*)^2} \quad (6)$$

gdzie: indeks i oznacza numer próbki, x oznacza, że wielkość dotyczy oświetlenia próbki źródłem badanym, r oznacza, że wielkość dotyczy oświetlenia próbki źródłem referencyjnym.

Na tej podstawie oblicza się oba wskaźniki: szczegółowy i ogólny. Za szczegółowy wskaźnik R_i oddawania barwy każdej z 14 próbek przyjęto

$$R_i = 100 - 4,6 \cdot \Delta E_i \quad (7)$$

której wartość równa 100 odpowiada identyczności źródła badanego z iluminantem odniesieniowym. Za ogólny wskaźnik oddawania barw R_a przyjęto średnią arytmetyczną wartości ośmiu szczegółowych wskaźników odpowiadających próbkom od 1 do 8

$$R_a = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 R_i \quad (8)$$

Geneza tych wskaźników wywodzi się z okresu, gdy w powszechnym użyciu nie było źródeł elektroluminescencyjnych. W przypadku tego typu źródeł charakteryzacja jakości światła za pomocą wskaźników R_a (CRI) nie sprawdza się – źródło, dla którego obliczona wartość wskaźnika ma wysoką wartość często, nie oddaje barw we właściwy sposób. Szczególnym problemem jest wskaźnik R_9 , który w przypadku białych diod elektroluminescencyjnych ma małe wartości. Z tego powodu w literaturze naukowej z zakresu oceny barwy i jakości oddawania barw od pewnego czasu [15] funkcjonuje wskaźnik CQS (ang. *Colour Quality Scale*) – oparty na ocenie 15 próbek o nasyconej barwie, pojawia się również pojęcie „wierność w oddawaniu barwy” (ang. *colour fidelity*), głównie w odniesieniu do źródeł elektroluminescencyjnych [16–22].

Należy oczekiwać, że w niedługiej przyszłości CIE zastąpi wskaźnik CRI innym wskaźnikiem, który pozwoli w bardziej odpowiedni sposób charakteryzować „jakość bieli” źródeł elektroluminescencyjnych. Obecnie trwają intensywne badania w tym zakresie.

1.2. EMISJA ŚWIATŁA W DIODACH ELEKTROLUMINESCENCYJNYCH

Działanie diody elektroluminescencyjnej (LED) opisał w latach dwudziestych XX wieku radziecki technik radiowy Oleg Łosiew [23]. Zauważył on, że diody ostrzowe używane w odbiornikach radiowych emitują światło. W 1935 roku francuski fizyk Georges Destriau odkrył emisję światła w siarczku cynku. Na cześć rosyjskiego fizyka nazywa ten efekt „światłem Łosiewa”. Obecnie to właśnie Georges Destriau jest uznawany za odkrywcę zjawiska elektroluminescencji.

Zjawisko to zachodzi w półprzewodnikowych złączach p-n wówczas, gdy elektrony, przechodząc z wyższego poziomu energetycznego na niższy, zachowują swój pseudopęd. Jest to tzw. przejście proste. Podczas tego przejścia energia elektronu zostaje zamieniona na kwant promieniowania elektromagnetycznego – w wyniku promienistej rekombinacji elektronów i dziur zostaje wyemitowany foton. Przejścia tego rodzaju dominują w półprzewodnikach z układem pasmowym, w którym minimum pasma przewodnictwa i wierzchołkowi pasma walencyjnego odpowiada ta sama wartość pędu.

Półprzewodnikiem cechującym się tego rodzaju przejściami jest arsenek galu (GaAs) i między innymi dzięki tej właściwości głównie on jest wykorzystywany do produkcji źródeł promieniowania (drugim powodem jest bardzo duża sprawność kwantowa – jest to parametr określający udział przejść rekombinacyjnych, w wyniku których generowane są fotony do liczby nośników ładunku przechodzących przez warstwę zaporową złącza p-n, przejścia rekombinowane zachodzą w obszarze czynnym złącza):

$$n_{gw} = \frac{N_{\text{fot}}}{N_{\text{noś}}} = \frac{\frac{P_{\text{prom}}}{hv}}{\frac{I}{e}} \quad (9)$$

gdzie: N_{fot} – całkowita liczba fotonów generowanych wewnątrz obszaru czynnego, $N_{\text{noś}}$ – całkowita liczba nośników wstrzykiwanych do obszaru czynnego złącza; P_{prom} – moc promieniowania generowanego wewnątrz półprzewodnika; h – stała Plancka; ν – częstotliwość generowanego promieniowania; I – prąd elektryczny doprowadzony do diody; e – ładunek elektronu.

W diodzie LED źródłem energii pobudzającej jest prąd elektryczny dostarczony z zewnątrz. Najefektywniejsza elektroluminescencja w półprzewodniku zachodzi w wyniku rekombinacji swobodnych nośników ładunku w złączu p-n, gdy jest ono spolaryzowane w kierunku przewodzenia. Natężenie świecenia zależy od wartości doprowadzonego prądu, przy czym zależność ta jest liniowa w dużym zakresie zmian natężenia prądu. Zjawiska przeszkadzające elektroluminescencji to pochłanianie wewnętrzne i całkowite wewnętrzne odbicie.

Długość fali generowanego promieniowania λ można wyznaczyć z zależności (10):

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad (10)$$

gdzie E_g – szerokość przerwy zabronionej.

W codziennej praktyce, po uwzględnieniu preferencji związanych z określaniem parametrów energetycznych półprzewodników i promieniowania przez fizyków i optyków, spotyka się powszechnie znane wyrażenie (10a):

$$\lambda [\mu\text{m}] = \frac{1,238}{E_g [\text{eV}]} \quad (10a)$$

Wartość energii przerwy zabronionej determinuje energię fotonu powstającego w wyniku rekombinacji elektronu z pasma przewodzenia i dziury z pasma walencyjnego półprzewodnika. W rezultacie mówimy o energii fotonów (w ujęciu fizyki kwantowej), długości fali (w ujęciu teorii optyki falowej), oraz o barwie światła (w ujęciu techniki oświetlenia). Na przykład światło niebieskie powstaje, gdy energia przerwy zabronionej ma wartość z przedziału 2,5–3,0 eV, a światło czerwone, gdy niższą (1,6–2,0 eV). W ten sposób tworzy się światło odbierane przez ludzkie oko jako monochromatyczne (jednokolorowe). LED mają pewną szczególną cechę: każda barwa światła emitowanego przez LED jest ograniczona do wąskiego zakresu długości fali, który odpowiada tylko jednej barwie. Jedynie pełne widmo promieniowania „białego”, nie może być wytworzone bezpośrednio przez strukturę półprzewodnikową. Do celów oświetleniowych białe światło z LED można otrzymać dwojako: przez fluorescencję wymuszoną promieniowaniem LED lub mieszanie barw [24].

Tabela 2. Temperatury barwowe światła emitowanego przez typowe źródła światła [57]
 Table 2. Colour temperatures of the light emitted by a typical light sources [57]

Temperatury barwowe światła [K]	Typowe źródła światła
2000	świeca i lampa naftowa
2700	żarówka wolframowa (wcześniej za wartość typową dla żarówek podawano 2500 K)
2900–3200	lampa halogenowa (żarówka halogenowa)
3000–4000	barwa neutralnie biała
4000–5000	barwa lekko-chłodnobiała
5000–5500	światło typowo dzienne
6000	niebo z białymi chmurami
7000	zachmurzone niebo
8000	mgła
10000	bezchmurne niebo zimą w południe
20000	błękitny nieboskłon w krajach południowych latem w południe

Coraz bardziej popularne stają się rozwiązania oparte na zasadzie fluorescencji [25, 26]. Na diodę LED emitującą promieniowanie w niebieskim zakresie widma nakładana jest cienka warstwa luminoforu. Niebieskie światło pobudza warstwę luminoforu do świecenia na żółto. Z połączenia światła żółtego i niebieskiego powstaje światło białe. Odcień białego światła może się różnić w zależności od grubości warstwy luminoforu. W ten sposób wytwarzane są różne odcienie światła białego – ciepłe, neutralne lub chłodne (tab. 2).

Druga metoda wytwarzania białego światła LED jest oparta na zasadzie mieszania barw [27]. Białe światło jest wytwarzane poprzez połączenie światła o trzech różnych długościach fali – np. czerwonego, zielonego i niebieskiego (RGB). W takim układzie – stosowanym np. w dawnych monitorach telewizyjnych CRT – ułatwia to, w miarę wierne odwzorowanie barw, chociaż istnieją kłopoty z odwzorowaniem np. barwy złotej. Podobnie wygląda problem z monitorami zestawionymi z diod LED o barwach odpowiadających zestawowi RGB. Zachodzi możliwość dostosowania barwy światła za pomocą regulacji udziału poszczególnej składowej RGB. Zależnie od naszych preferencji, dioda może zatem wytwarzać zarówno światło białe, jak i kolorowe. Dzięki trzem barwom RGB, można osiągnąć każdy odcień barw przez zmieszanie pojedynczych barw w różnych proporcjach. W ten sposób oświetlenie LED daje możliwość dowolnego oddziaływania na doznanie barwy u obserwatora. Właściwość ta jest wykorzystywana na przykład w wyświetlaczach LED, gdzie diody używane są do wytwarzania obrazu i podświetlenia tła.

Półprzewodniki w diodach LED są zazwyczaj mieszkanką fosforków i arsenków (pierwiastki z III i V grupy układu okresowego, np.: arsenek galu GaAs, fosforek galu GaP, arseno-fosforek galu GaAsP o odpowiednim domieszkowaniu) [28]. Każdy z materiałów ma różne wartości przerwy energetycznej, charakterystycznej dla danego materiału półprzewodnikowego. Materiał półprzewodnikowy użyty

w LED jest czynnikiem, który determinuje długość fali dominującej, a tym samym barwę światła (tab. 3).

Promieniowanie widzialne emitują diody elektroluminescencyjne z półprzewodników dwu- lub trójskładnikowych GaAsP, w których spełnione są warunki dla prostych przejść rekombinacyjnych. Diody z GaAsP emitują światło czerwone o długości fali $\lambda = 650$ nm. Długość fali emitowanego promieniowania zwiększa się ze wzrostem temperatury złącza. Diody emitują promieniowanie w bardzo wąskim przedziale widma – od kilku nm do kilkudziesięciu nm.

Tabela 3. Materiały półprzewodnikowe używane w diodach elektroluminescencyjnych i odpowiadające im barwy światła

Table 3. Semiconductor materials used in light-emitting diodes and the corresponding color of light

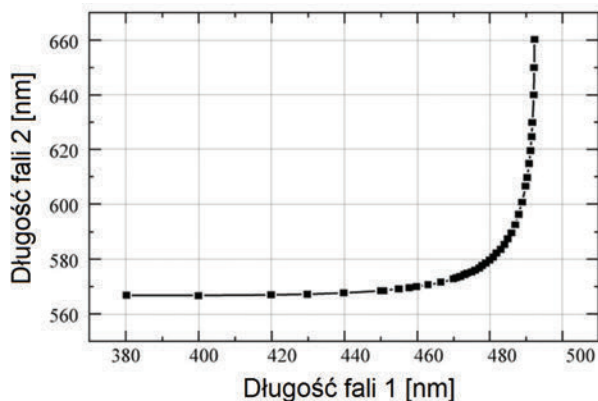
Materiał	Barwa
GaAs	podczerwień
GaP	czerwona, zielona, żółta
GaAs _{1-x} P _x	czerwona, pomarańczowa, żółta
Al _x Ga _{1-x} As	czerwona, podczerwień
GaN	niebieska (biała gdy dioda jest pokryta luminoforem, który wzbudzany przez niebieskie światło diody z azotku galu świeci na żółto, co w efekcie daje barwę białą z widocznym lekkim niebieskim odcieniem)

Dodatkowym efektem może być wykorzystanie możliwości wzbudzania diod LED zarówno w sposób ciągły, jak też impulsowy. Układy zasilania diod LED są specyficznymi układami – jest to źródło prądowe z napięciem polaryzacji rzędu pojedynczych V , z wydajnością prądową do kilku amperów [29]. Analizując charakterystykę prądowo-napięciową LED dostrzegamy, że przy niewielkich zmianach napięcia polaryzacji występują duże zmiany natężenia prądu, a dodatkowo parametry te są zależne dodatkowo od temperatury złącza.

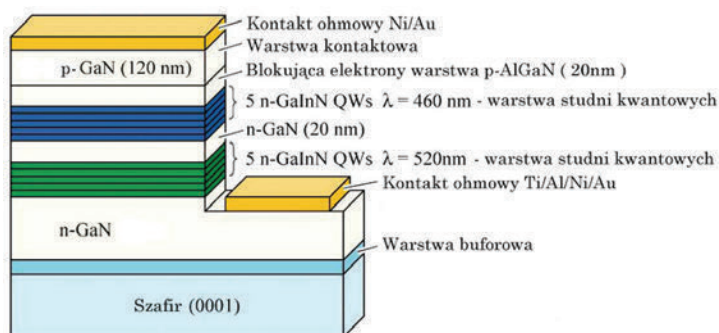
Podstawowe zalety diod elektroluminescencyjnych to [30]: mały pobór mocy, niska wartość napięcia zasilającego, stała regulacja strumienia świetlnego zintegrowana w elektronicznym układzie zasilającym, wysoka skuteczność świetlna (dzięki obecnie dostępnym komponentom obecnie do 130 lm/W), duża sprawność, małe straty energii, małe rozmiary, duża trwałość i duża wartość luminacji (małe rozmiary). Inne atuty LED to: wysoka odporność na cykle przełączania, pełny strumień świetlny natychmiast po włączeniu, praca w szerokim zakresie temperatur (ale ze zmiennymi, typowo dla źródeł półprzewodnikowych parametrami spektralnymi), wysoka odporność na uderzenia i drgania, brak emisji promieniowania UV i podczerwonego, wysoki poziom nasycenia barwy bez filtrowania, brak rtęci.

Możliwe realizacje takiego podwójnego układu to użycie dwóch diod LED: żółtej i niebieskiej. Budowane są też układy wykorzystujące jednoelementowe wielowarstwowe struktury, w których miesza się np. światło niebieskie z przejść międzypa-

smowych studni kwantowych oraz szerokie żółte widmo przejść w parach domieszek donor-akceptor lub też światło z przejść międzypasmowych dwóch zespołów studni kwantowych – żółtych i niebieskich (rys. 10).



Rys. 9. Długości fal barw dopełniających, które zmieszane w odpowiednich proporcjach (różnych dla każdej z par) dają analogiczne wrażenie światła białego jak dla źródła o emisji ciągłej opisanej w normach CIE rozkładem D65 (światło dzienne o temperaturze barwowej ok. 6500 K) [31]
 Fig. 9. The complementary wavelengths which, when mixed in proper relation (different for each pair) give the impression analogous to white light as for a source of continuous emission standards described in the CIE distribution D65 (daylight with color temperature of approx. 6500 K) [31]

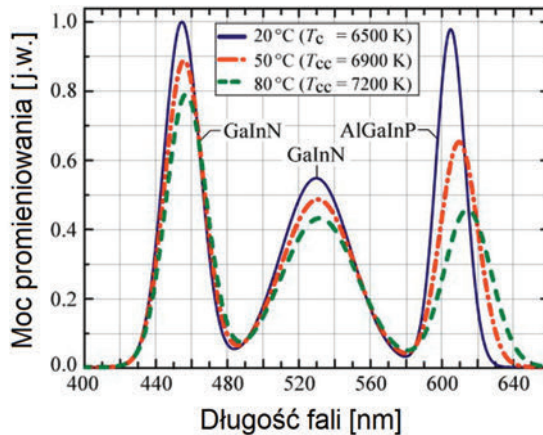


Rys. 10. Struktura monolitycznej dwukolorowej diody z dwoma aktywnymi obszarami świecenia [31]
 Fig. 10. Two-color LED monolithic structure with two active lighting areas [31]

Komercyjnie spotykane są układy wytwarzające światło białe wyłącznie przez LED, bazuje najczęściej na układach dwu-, trzy- lub czteroelementowych [31]. Im więcej długości fal jest mieszanych, tym uzyskiwany jest wyższy indeks oddania barw, co odbywa się kosztem zmniejszonej wydajności świetlnej. Najbardziej wydajne są źródła światła białego na bazie dwóch diod o barwach dopełniających (rys. 9).

Wartość współczynnika oddawania barw jest bardzo czuła na położenie maksimów widm składowych barw. Wymagana jest zatem termiczna stabilizacja poszczególnych składników źródła światła białego. Zarówno intensywność promieniowania w maksimum widma, jego położenie, jak i szerokość widma zależą od temperatury otoczenia i temperatury samego złącza półprzewodnikowego diody (rys. 11). Wszystkie te parametry ulegają zmianie w inny sposób i odmiennie dla różnych kolorów diod, co powoduje m.in. dość istotną zmianę temperatury barwowej źródła.

Taka sytuacja może zostać wyeliminowana przez korekcję intensywności świecenia poszczególnych diod. Można to zrobić na dwa sposoby – albo przez pomiar w czasie rzeczywistym jasności diod i jej odpowiednią korekcję, albo przez pomiar temperatury diod i korekcję intensywności świecenia według znanych jej zależności od temperatury. Ta druga metoda jest prostsza, choć nie bierze z kolei pod uwagę efektów związanych ze spadkiem wydajności diod w funkcji czasu ich eksploatacji.



Rys. 11. Widmo emisji trójkromatycznego diodowego źródła światła białego pracującego w różnych temperaturach [31]

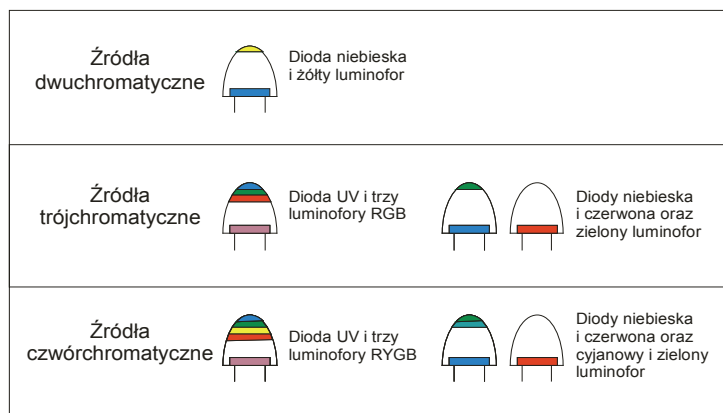
Fig.11. Tristimulus emission spectrum of white light diode sources operating at different temperatures [31]

Budowane są również źródła światła białego wykorzystujące układy 4, a nawet 5 diod (rys. 12) [32]. W takich układach, kosztem ich wydajności, można elastycznie i dokładnie wybierać pożądaną temperaturę barwową z jednoczesnym zachowaniem wysokich parametrów oddania barw.

W źródłach światła białego bazujących na konwersji długości fali promieniowanie emitowane przez diodę LED jest częściowo lub w całości wykorzystywane do optycznego wzbudzenia luminoforu, mieszaniny luminoforów, struktur półprzewodnikowych lub barwników organicznych [33–35]. Podobnie jak podczas wykorzystania samych diod LED wydajność źródeł spada ze wzrostem liczby składników barwy białej, ale

jednocześnie rośnie ich zdolność oddania barw i już w 4-składnikowych źródłach wskaźnik oddawania barw osiąga bardzo wysoką wartość, bliską maksymalnej 100.

Sprawność η konwertera zmieniającego długość fali światła z wartości λ_1 na λ_2 jest zależna od wartości straty energii przy zmianie długości fali absorbowanej na długość fali emitowaną przez konwerter η_{konw} (tzw. przesunięcie Stokesa) [31].



Rys. 12. Najczęściej stosowane układy wykorzystujące nadfioletowe, niebieskie lub czerwone diody i luminofory [31]

Fig. 12. The most commonly used systems using ultra-violet, blue or red LEDs and phosphors [31]

Czym mniejsza różnica w tych długościach fal, tym sprawność konwersji η_{konw} jest większa i od zewnętrznej sprawności kwantowej konwertera η_{zew} , będącej stosunkiem liczby fotonów zaabsorbowanych do liczby fotonów ostatecznie wyemitowanych poza obszar konwertera:

$$\eta = \eta_{konw} \cdot \eta_{zew} \quad (11)$$

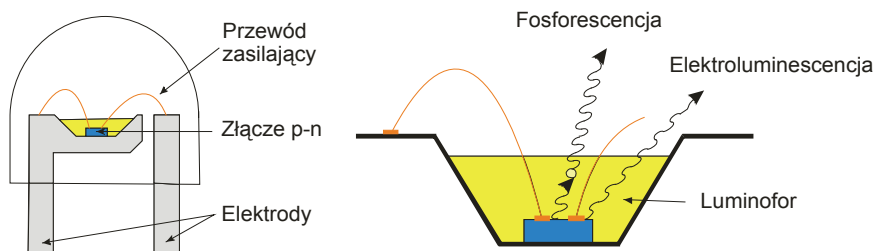
gdzie: $\eta_{konw} = \lambda_1/\lambda_2$, η_{zew} – iloczyn charakterystycznej dla danego materiału kwantowej wydajności emisji w stosunku do absorpcji pomnożonej przez wydajność ostatecznej emisji światła poza obszar konwertera.

Ta ostatnia wartość jest z kolei zależna od rozkładu przestrzennego konwertera, np. luminoforu. Generalnie cienkie warstwy konwertera mają najlepszą sprawność, ponieważ czym grubsza jest warstwa, tym większe znaczenie ma zjawisko reabsorpcji promieniowania.

Tak więc źródła światła białego bazujące na konwersji długości fali, ze względu na fundamentalne mechanizmy kwantowe zmniejszające sprawność tego procesu, mają mniejszą całkowitą wydajność niż źródła na samych LED. Przykładowo, konwersja światła z diody emitującej promieniowanie o długości fali 405 nm na światło o barwie czerwonej 625 nm może mieć maksymalną sprawność $\eta = 65\%$. Dlatego w wysoko

wydajnych źródeł światła lepiej stosować czerwone diody niż czerwone luminofory. Z drugiej strony niskie koszty produkcji oraz większa stabilność temperaturowa źródeł światła białego wykorzystującego konwertery długości fali powoduje, że takie właśnie konstrukcje dominują na rynku.

Najbardziej popularnym rozwiązaniem jest układ niebieskiej diody GaInN/GaN, której promieniowanie jest częściowo absorbowane przez luminofor, emitujący następnie światło z maksimum w obszarze żółtym [36].



Rys. 13. Struktura białej diody LED składającej się z chipu GaInN i żółtego luminoforu otaczającego chip, elektroluminescencja chipu diody i fosforescencja luminoforu zwiększająca pierwotną długość fali emitowanej przez diodę [31]

Fig. 13. The structure of the white LED consisting of a GaInN chip and a yellow phosphor surrounding the chip, electroluminescence diode chip and a phosphor phosphorescence increasing primary wavelength emitted by a diode [31]

Grubość warstwy luminoforu i gęstość jego roztworu w tworzywie stanowiącym obudowę diody determinuje proporcje intensywności pasma emisyjnego diody niebieskiej i luminoforu, przez co ułatwia optymalizowanie wydajności i współczynnika oddania barw takiego źródła. Dodatkowo rozkład przestrzenny luminoforu jest kluczowy dla jednorodności przestrzennej zarówno intensywności, jak i składu widmowego światła emitowanego przez diodę, stąd sposób rozmieszczenia luminoforu w obudowie diody stanowi zagadnienie techniczne o zasadniczym znaczeniu.

Najszerzej wykorzystywanym luminoforem w tym układzie jest domieszkowany cerem syntetyczny granat itrowo-aluminiowy YAG (YAG:Ce) [37]. Granaty to związki chemiczne o budowie $A_3B_5O_{12}$, gdzie A i B to pierwiastki, a O – tlen. YAG to $Y_3Al_5O_{12}$. Co ciekawe, kształt widma emisyjnego domieszki wprowadzonej do YAG-u, a w szczególności położenie jego maksimum może być modyfikowany przez zamianę itru (Y) na gadolin (Gd), a aluminium (Al) na gal (Ga).

Źródła światła białego mogą być produkowane również na podstawie diod ultrafioletowych [38]. W szczególności używając diod świecących w dalekim ultrafiolecie (200 nm) można stosować te same luminofory i mieszaniny luminoforów, których używa się w lampach fluorescencyjnych. W takim przypadku całość uzyskiwanego widma widzialnego pochodzi z emisji luminoforu, co uniezależnia to widmo od konkretnej intensywności i długości fali diody pobudzającej oraz daje bardzo wysokie

wartości współczynnika oddawania barw. Niestety wydajność tych źródeł jest słaba, głównie ze względu na bardzo duże przesunięcie Stokesa.

Innym typem konwerterów są półprzewodniki, w których następuje emisja światła wywołana wcześniej absorpcją energii z pierwotnego źródła diodowego. Według takich konwerterów zbudowane są diody PRS-LED (ang. *Photon-Recycling Semiconductor* – LED) [39]. Emisja w półprzewodniku następuje dzięki przejściom promienistym elektronów pomiędzy pasmem przewodnictwa i pasmem walencyjnym, a zatem barwa otrzymanego światła jest funkcją szerokości przerwy energetycznej. Układy PRS-LED mają dobrą wydajność, ale ze względu na małą szerokość widm emisyjnych półprzewodników stosunkowo niski współczynnik oddania barw.

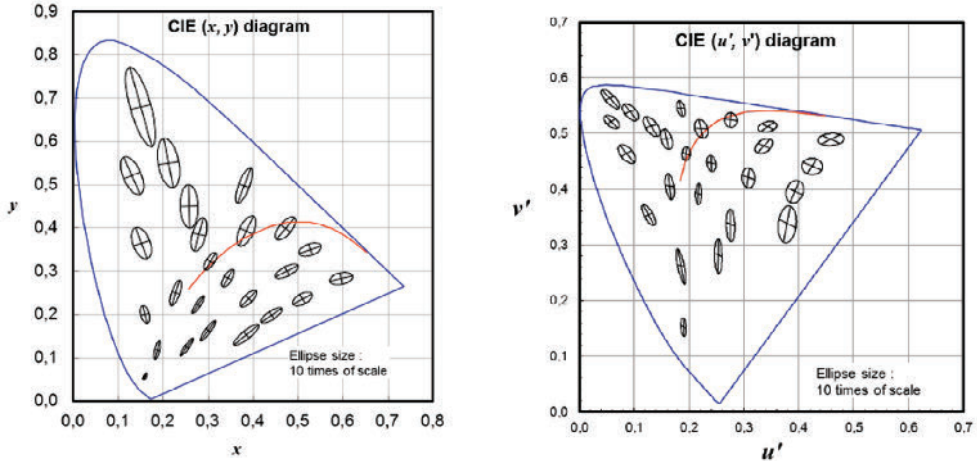
Białe diody można również produkować, używając jako konwerterów barwników organicznych [40]. Największym problemem przy takich rozwiązaniach jest niska żywotność barwników, które pod wpływem absorpcji kolejnych fotonów stopniowo przestają być aktywne optycznie, blakną. Wykazują one niestety małą różnicę pomiędzy długościami fal: absorbowanej i emitowanej, która może wykluczyć powstawanie światła białego.

2. PREFERENCJE UŻYTKOWNIKÓW W OŚWIETLENIU WNĘTRZ

Wieloletnie badania ochotników w różnych warunkach oświetleniowych w testowych pomieszczeniach pozwoliły ocenić, jakie są preferowane przez człowieka wartości temperatury barwowej i temperatury barwowej najbliższej. Wiadomo, że temperatura barwowa światła naturalnego (słonecznego) zmienia się w zakresie od 5000 K do ponad 20 000 K, a nawet 40 000 K, natomiast o świetle i zmierzchu może spadać do około 2000 K. Pomimo braku badań wskazujących zasadność dopasowywania temperatury barwowej oraz wskaźnika oddawania barwy elektrycznych źródeł światła do dynamicznie zmiennego światła dziennego [41], istnieją wskazania – inne niż wizualne – pozwalające wykazać zasadność projektowania oświetlenia o zmiennej CCT [42–48]. Jest to przede wszystkim możliwość wpływania na poziom czujności pracowników, której stymulacja jest tym lepsza im wyższa jest temperatura barwowa zastosowanych źródeł światła [41]. Aktualne normy oświetleniowe, uwzględniając globalne dążenie do jak najwyższej efektywności energetycznej budynków oraz ograniczania zużycia energii, zalecają uwzględnienie światła naturalnego podczas projektowania oświetlenia wewnątrz. Wiadomo, że zakres CCT elektrycznych źródeł światła najlepiej akceptowanych przy integracji ze światłem dziennym obejmuje zakres 3500–4100 K, przy czym badania te prowadzone były dla „klasycznych” źródeł światła, tj. nie obejmowały diod elektroluminescencyjnych. Dostępne i stosowane powszechnie w oświetleniu wewnątrz źródła charakteryzują się temperaturą barwową najbliższą w przedziale 2700–8000 K, można zatem przyjąć, że przy odpowiednim doborze źródeł oraz bardzo złożonym systemie sterowania nimi możliwe jest „śledzenie” temperatury barwowej światła naturalnego. Należy jednak zaznaczyć, iż nie ma

wiarygodnych danych na temat minimalnej zauważalnej przez człowieka różnicy temperatury barwowej dla złożonych rozkładów luminancji.

Różnice w barwie światła wyrażane były dotychczas przez różnice chromatyczności opisywane elipsami MacAdama (ang. *Standard Deviation of Colour Matching* – SDCM). W przypadku bezpośredniej obserwacji dwóch porównywanych bodźców różnice niezauważalne dla oka ludzkiego charakteryzują współrzędne barw mieszczących się w obrębie 1-stopniowej elipsy (rys. 14).



Rys. 14. 1-stopniowe elipsy MacAdama na wykresach chromatyczności CIE [49]
Fig. 14. 1-degree MacAdam ellipses on a CIE chromaticity chart [49]

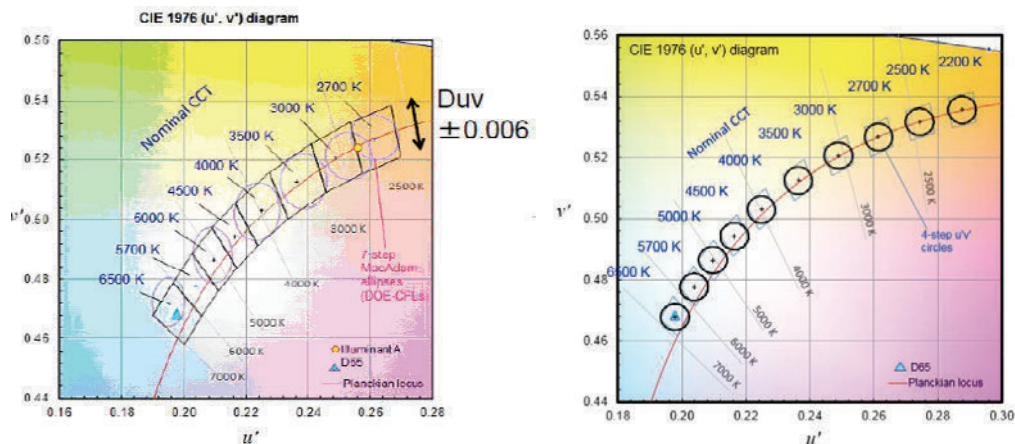
Tabela 4. Wielkość elips MacAdama dla temperatury barwowej 3000 K
Table 4. Volume of the MacAdam ellipses for 3000 K color temperature

SDCM	ΔCCT [K]	Duv
1×	±30	±0,0007
2×	±60	±0,0010
4×	±100	±0,0020
7–8×	±175	±0,0060

Wielkości elips MacAdama dla temperatury barwowej 3000 K zestawiono w tabeli 4. Zgodnie ze standardem przyjętym w przemyśle dopuszczalna zmiana CCT białej diody elektroluminescencyjnej może się mieścić w obrębie elipsy 7-stopniowej, jednak w warunkach złożonego rozkładu luminancji zauważalna różnica w barwie światła jest prawdopodobnie większa (dotychczas nie przeprowadzono takich badań).

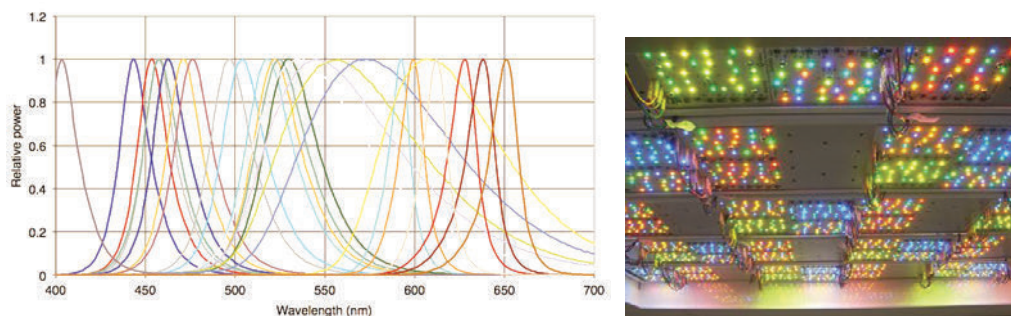
Standaryzacja tolerancji chromatyczności światła emitowanego przez źródła tradycyjne opisywana jest po wykorzystaniu powyższej techniki w normie IEC 60081. Ze względu na fakt, że na podstawie badań MacAdama możliwy był opis jedynie 6 war-

tości temperatury barwowej najbliższej świetlówek, stał się on bezużyteczny dla źródeł LED. Pomimo tego w normie ANSI C78.377-2011, stanowiącej swoisty standard przemysłowy, ustalono 8 wartości temperatury barwowej najbliższej (rys. 15).



Rys. 15. Specyfikacja dla tolerancji chromatyczności źródeł LED według normy ANSI C78.377 (po lewej) oraz propozycja zmian z 2015 roku [10]

Fig. 15. Specification for the LEDs chromaticity tolerance according to ANSI C78.377 (left) and proposal for amendment of the 2015 [10]



Rys. 16. Względne charakterystyki spektralne zestawu LEDów użytych do badań w NIST oraz widok zestawu LEDów systemu oświetleniowego w pomieszczeniu eksperymentalnym [50]

Fig. 16. The relative spectral characteristics of LEDs used in the NIST research and view of LED lighting system in experimental room [50]

Najnowsze wyniki badań przeprowadzonych w NIST wskazują, że dla danej temperatury barwowej najbliższej światła emitowanego przez zestaw diod elektroluminescencyjnych (rys. 16) preferowane położenie punktu chromatyczności barwy światła odpowiada wartości D_{uv} (rys. 5) wynoszącej $-0,015$ [50].

Badania korelacji pomiędzy parametrami systemu oświetlenia a jego wpływem na użytkownika są obecnie szeroko realizowane i wydaje się, że wymagają kontynuacji. Dotychczasowa wiedza na temat tolerancji różnych warunków pracy wzrokowej oparta jest na badaniach prowadzonych dla źródeł żarowych lub fluorescencyjnych. Rozpowszechnienie diod elektroluminescencyjnych wymogło przeprowadzenie analogicznych badań. Wiadomo, że im wyższa jest temperatura barwowa światła, tym wyższy poziom czujności pracownika przebywającego w danych warunkach [51], jednak towarzyszy temu większe nasilenie oślnienia przykrego (jeśli występuje). W 2014 roku wyniki te potwierdzono po przebadaniu grupy ochotników, wykorzystując do badań system zbudowany na bazie źródeł fluorescencyjnych o dwóch temperaturach barwowych 3500 K oraz 5000 K.

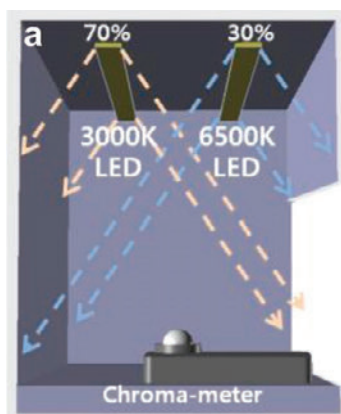
Równolegle, w latach 2013–2015, zespół naukowców z Finalndii przeprowadził badania preferencji użytkowników w warunkach oświetlenia LED-owego oraz porównał je z oświetleniem fluorescencyjnym [20, 51–55]. Do badań wykorzystano oprawę zbudowaną z 480 emiterów 20 różnych rodzajów. System o wskaźniku oddawania barw powyżej 80 zapewniał skokową regulację temperatury barwowej o wartościach 2700 K, 4000 K oraz 6500 K. Badania nie wykazały korelacji między dotychczasowymi metodami opisu barwy światła białego a preferencjami użytkowników, jednak potwierdziło, że również dla oświetlenia LED użytkownicy preferują światło cieplejsze (niższa temperatura barwowa) oraz wyższe wartości natężenia oświetlenia. Jednocześnie zauważono, że „jakość barw” została oceniona porównywalnie dla spektrum skomponowanego z 3 długości fal oraz większej liczby składników.

W 2015 roku opublikowane zostały wyniki badań [56] wskazujące, iż światło dzienne powoduje znacznie niższe oślnienie niż oświetlenie elektryczne przy znacznie lepszym oddziaływaniu na poziom czujności człowieka. Z tego między innymi względu norma dotycząca oświetlenia miejsc pracy we wnętrzach [57] słusznie zaleca, by w celu oszczędności energii, czerpać ją z zasobów światła dziennego. Ponadto wskazuje na możliwość reagowania na zachowania użytkowników oświetlenia, „doskonalenia utrzymania instalacji oświetleniowej i wykorzystywanie w pełni systemu sterowania światłem”. W obliczu tak skonstruowanej normy europejskiej naturalnym kierunkiem obranym w oświetleniu wnętrz jest wykorzystanie diod elektroluminescencyjnych, a także sterowanie temperaturą barwową światła (należy jednak pamiętać o konieczności utrzymania jakości oddawania barwy – nadal definiowanej w normie przez wskaźnik CRI – na bardzo dobrym poziomie).

Diody elektroluminescencyjne zostały wprowadzone do oświetlenia wnętrz jako odpowiedź na dyrektywę EU dotyczącą zmniejszania energochłonności oświetlenia wnętrz i sankcjonującą wycofanie z użytku źródeł inkadescencyjnych. Działanie to zostało podjęte przedwcześnie i nie było poprzedzone badaniami na temat wpływu oświetlenia LED na człowieka czy nawet sprawdzenia, czy aktualnie stosowane wskaźniki są dla tego rodzaju źródła miarodajne. Pomimo wskazywania szkodliwości źródeł elektroluminescencyjnych dla wzroku człowieka [58–60] są one w tej chwili

jedyną alternatywą dla świetlówek, przez co oczywiste się stają badania i prace nad ich aplikacją we wszelakich systemach oświetlenia.

Modelowanie charakterystyki spektralnej zestawu LED-ów od ponad 10 lat [61] stanowi obiekt zainteresowania zarówno naukowców, jak i producentów oświetlenia. Wśród najbardziej aktualnych kierunków badań główny nurt stanowi adaptacyjna regulacja oświetlenia elektrycznego, śledząca zmiany temperatury barwowej światła dziennego. Można to osiągnąć, stosując w oprawie zarówno zestaw białych LED-ów o dwóch temperaturach barwowych – niskiej (np. 3000 K) i wysokiej (np. 6500 K), jak również bardziej złożone komplety emiterów. W pierwszym przypadku wykazano [62] możliwość regulacji temperatury barwowej co 1000 K w zakresie 3000–6000K (rys. 17) dla dwóch wartości natężenia oświetlenia w punkcie (300 luksów i 500 luksów).



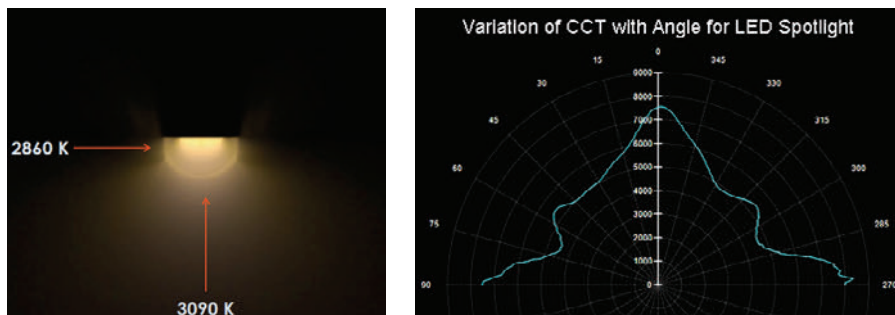
Rys. 17. Schemat ideowy układu zbudowanego na podstawie białych diod elektroluminescencyjnych o temperaturze barwowej 3000 K i 6500 K [62]

Fig. 17. Schematic diagram of the system built on the basis of white light-emitting diodes with color temperature of 3000 K and 6500 K [62]

W drugim przypadku mamy do czynienia ze złożonymi, wieloemiterowymi systemami (wykorzystującymi np. 12 długości fali [63]), które obecnie nie doczekały się praktycznej aplikacji w systemach oświetlenia ogólnego. Takie układy są aktualnie wykorzystywane jako półprzewodnikowe modele iluminatorów, jednak tkwi w nich bardzo duży potencjał praktyczny, zwłaszcza do budowy energooszczędnych systemów umożliwiających stymulowanie czujności pracownika lub budowanie źródeł przestrajalnych do zastosowania w urządzeniach specjalistycznych, np. medycznych [64].

Planując wykorzystanie białych diod elektroluminescencyjnych opartych na emisji światła białego z luminoforu, warto zwrócić uwagę na fakt, że temperatura barwowa takiej diody nie jest stała dla różnych kierunków obserwacji (rys. 18). Innymi słowy, na obecnym etapie technologii wytwarzania diod elektroluminescencyjnych, definiując temperaturę barwową źródła, należy raczej podać jego charakterystykę przestrzenną.

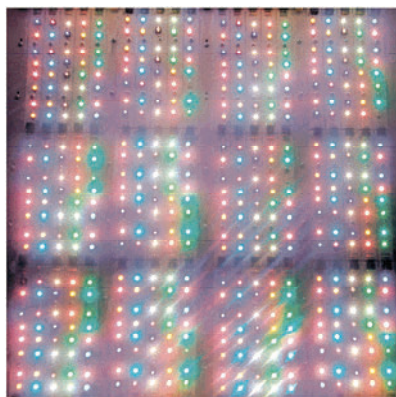
W efekcie zarówno sumaryczne spektrum [65], jak i wskaźnik oddawania barw są wielkościami uzależnionymi od kierunku obserwacji, co przekłada się na trudności w kontroli tych wielkości w komercyjnych projektach, takich jak oprawy oświetleniowe.



Rys. 18. Temperatura barwowa najbliższa białej diody elektroluminescencyjnej

Fig. 18. Correlated colour temperature of white LED

Pomimo tego producenci oświetlenia oferują już możliwość wykorzystania diod elektroluminescencyjnych w hybrydowych (światłówki + LED-y) lub LED-owych systemach o regulowanej temperaturze barwowej. W tym drugim przypadku system może składać się z 2–7 kanałów. System dwukanałowy wykorzystuje diody białe chłodne i ciepłe, do których, dodając kolejne emitery monochromatyczne, uzyskuje się bardziej złożone systemy [66].



Rys. 19. Źródło do badania preferencji wskaźnika oddawania barw [22]

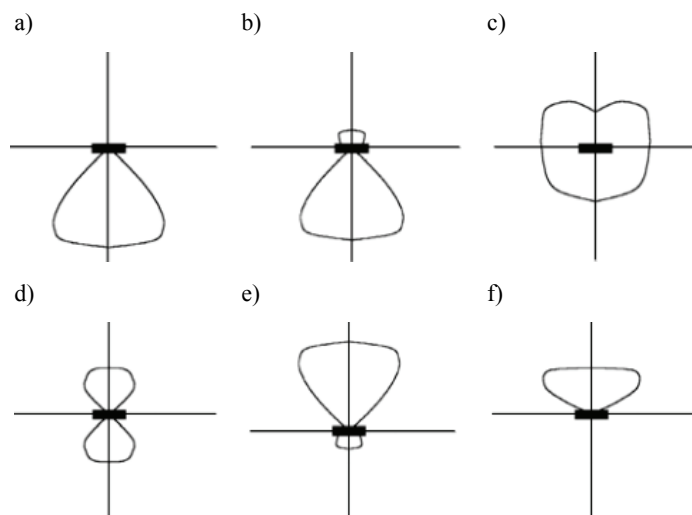
Fig. 19. Source to study the preferences of color rendering index [22]

Budowanie opraw dla emitatorów LED o złożonych systemach sterowania spektrum promieniowania ma ogromny potencjał badawczy, umożliwia bowiem prowadzenie badań niemożliwych do zrealizowania z wykorzystaniem „tradycyjnych” źródeł świa-

tła. Przykładem są badania dotyczące preferencji wskaźnika oddawania barw [22] (niezależnie od przyjętej definicji wskaźnika), zależności ośnienia rozkładu spektralnego i wielu innych wykorzystujących zestaw diod elektroluminescencyjnych (rys. 19). W tym przypadku problemem otwartym i bardzo zaawansowanym jest zapewnienie stałego spektrum w przekroju wiązki, utrzymanie dużych wartości wskaźnika oddawania barw oraz kontrola poziomu ośnienia niezależnie od temperatury barwowej.

3. KONCEPCJA LAMPY LED O REGULOWANEJ TEMPERATURZE BARWOWEJ Z ZABEZPIECZENIEM PRZECIWOLŚNIENIOWYM

Oprawy oświetlania miejsc pracy we wnętrzach służą do oświetlenia ogólnego i miejscowego. Zależnie od konstrukcji oprawy oraz zastosowanych do jej budowy elementów, a także przyjętej techniki ograniczania ośnienia oprawy dzieli się zazwyczaj na dwie grupy: oprawy o małej luminancji na całej ich powierzchni świecącej oraz oprawy ograniczające luminancję w zakresie wybranych kątów obserwacji. Dobór źródła światła, jakie ma być zastosowane w oprawie, warunkuje jej gabaryty oraz parametry kolorymetryczne. Założenia związane z rozkładem przestrzennym strumienia świetlnego oraz przyporządkowanie oprawy do właściwej klasy oświetlenia (określenie udziału strumienia świetlnego w półprzestrzeń górną i dolną – rys. 20) realizowane są przez właściwie zaprojektowany układ świetlnno-optyczny.



Rys. 20. Emisja strumienia świetlnego opraw oświetleniowych: a) bezpośrednia, b) przeważnie bezpośrednia, c, d) mieszana, e) przeważnie pośrednia, f) pośrednia

Fig. 20. Emission of luminous flux from luminaire: a) direct, b) mostly direct, c, d) mixed, e) mostly indirect, f) indirect

Zgodnie z zapisami normy PN-EN 12464-1:2012, podczas projektowania opraw oświetleniowych należy uwzględniać wymagania dotyczące minimalnego kąta ochrony o określonych luminancjach lampy (tab. 2). Wynika z nich, że minimalny kąt ochrony powinien wynosić:

- 30°, jeśli luminancja oprawy przekracza 500 kcd/m²,
- 20°, jeśli luminancja oprawy obejmuje zakres 50–500 kcd/m²,
- 15°, jeśli luminancja oprawy obejmuje zakres 20–50 kcd/m².

Im kąt ochrony jest większy, tym bardziej poprawia się komfort widzenia, ale pogarsza się równomierność oświetlenia powierzchni roboczej. Jednocześnie poziome natężenie oświetlenia osiąga większe wartości i zmniejsza się udział składowej natężenia oświetlenia pionowego.

Jedną z metod oceny olśnienia, opartych na zasadzie ograniczenia wartości granicznych rozkładu luminancji, jest metoda krzywych luminancji granicznych [67], która może być pomocna w procesie projektowania oprawy. Krzywe graniczne wartości luminancji opraw (ang. *Luminance Curve System – LCS*) wyznacza się w dowolnym stopniu olśnienia i różnych założonych wartościach natężenia oświetlenia [68]. Poszczególnym stopniom olśnienia przyporządkowano określone klasy jakości: A-B-C-D-E, gdzie klasa A oznacza najwyższy stopień ograniczenia olśnienia. Za referencyjne wartości natężenia oświetlenia przyjęto 250, 500, 1000 i 2000 lx, dla których to wartości oraz dla poszczególnych klas jakości wyznaczono maksymalne dopuszczalne wartości luminancji opraw w wyodrębnionych strefach.

Wyznaczonym na podstawie metody LCS klasom jakości oświetlenia odpowiadają wartości wskaźnika olśnienia wyznaczanego według (12) [69]

$$UGR = 8 \cdot \log \left(\frac{0,25}{L_t} \sum \frac{L^2 \cdot \omega}{p^2} \right) \quad (12)$$

gdzie: L_t – luminancja tła; L – luminancja świecących części każdej oprawy w kierunku oka obserwatora; ω – kąt bryłowy, w którym oko obserwatora widzi świecące części każdej oprawy; p – wskaźnik położenia każdej oprawy olśniewającej względem kierunku obserwacji.

Tabela 5. Zależność między klasą jakości oświetlenia od A do E i wartością wskaźnika UGR [67]

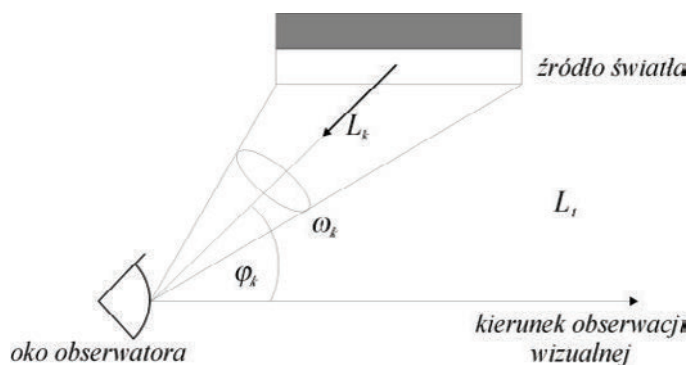
Table 5. The relationship between lighting quality grade A to E and the value of the UGR rating [67]

UGR	15,5	17,0	18,5	20,0	21,5	23,0	24,5	26,0
LCS	A	B	C	D	E	F	G	H

Wyznaczenie wskaźnika olśnienia według metody UGR wymaga znajomości następujących wielkości (rys. 21):

- Luminancja tła L_t , która jest zdefiniowana jako uśredniona luminancja otoczenia widzianego okiem obserwatora, z wyłączeniem luminancji źródeł powodujących olśnienie;
- Luminancja L_k świecącej części każdej z opraw, wyznaczona w kierunku oka obserwatora, która wywołuje u niego zjawisko olśnienia ($k = 1, \dots, n$, n – liczba źródeł wywołujących olśnienie u osoby przebywającej w danym pomieszczeniu);
- Kąt przestrzenny ω_k , w którym zawierają się świecące części każdej z opraw ($k = 1, \dots, n$);
- Wskaźnik Gutha p_k określający korelację między położeniem każdego źródła olśniewającego a poziomem niewygody, jakie ono wywołuje.

Podane zależności są powszechnie uznawane za poprawne dla typowych źródeł stosowanych dotychczas w technice oświetlenia. Wraz z coraz częstszym stosowaniem diod LED w oświetleniu wnętrz zauważono, że ze względu na ich bardzo dużą luminancję i niewielką powierzchnię świecąca, równanie (12) nie odzwierciedla w sposób poprawny reakcji osób przebywających w pomieszczeniu iluminowanym tymi źródłami. Przyjęto, że w przypadku małych źródeł – o polu powierzchni pozornej nie większym niż $0,005 \text{ m}^2$ – oddalonych co najmniej o 5° od kierunku obserwacji, olśnienie wywoływane przez te źródła zdeterminowane jest ich światłością I .



Rys. 21. Ilustracja wielkości niezbędnych do wyznaczenia wskaźnika UGR:

L_k – luminancja źródła w kierunku oka obserwatora, ω_k – kąt bryłowy,
 φ_k – odchylenie środka źródła olśnienia od kierunku obserwacji, L_t – luminancja tła [74]

Fig. 21. Illustration of the quantities necessary to determine the UGR index:

L_k – luminance of the source towards the observer's eye, ω_k – solid angle,
 φ_k – deviation of glare source from the direction of observation, L_t – background luminance [74]

Zapisuje się wówczas zależność (13) [75]:

$$\frac{L^2 \cdot \omega}{p^2} = 200 \cdot \frac{I^2}{r^2 \cdot p^2} \quad (13)$$

Oznacza to, że w przypadku oprawy oświetleniowej, wykorzystującej nieosłonięte półprzewodnikowe źródła światła, konieczne jest analizowanie rozkładu luminancji oprawy, w zależności od jej światłości, a w konsekwencji od wytwarzanego przez nią natężenia oświetlenia. Metoda LCS umożliwia wówczas weryfikację poprawności opracowanego modelu układu świetlnno-optycznego z emiterami LED, OLED i LCD oraz zabezpieczeniem przeciwolśnieniowym. Jeżeli w oprawie wykorzystane są elementy optyczne osłaniające źródło, sposób opisu liczbowego wynika ze sposobu realizacji zamierzonego rozsyłu światłości, np. w przypadku osłon dyfuzyjnych zastosowanie ma równanie (12). W wielu przypadkach sposób opisu olśnienia przykrego wywoływanego przez źródła jest nadal dyskusyjny, czego dowodem są badania wpływu rozmieszczenia źródeł LED na nasilenie odczucia dyskomfortu [76–78], których efektem są propozycje modyfikacji równania (12) w celu urealnienia korelacji pomiędzy wartością wskaźnika UGR a odczuciem dyskomfortu osób przebywających w danych warunkach świetlnych, a także planowane powołanie nowego komitetu technicznego CIE „Discomfort caused by glare from luminaires with a non-uniform source luminance”, względem którego oczekuje się wskazania metodyki i zależności umożliwiających poprawną – w kontekście aktualnego stanu wiedzy – ocenę olśnienia w przypadku wymienionej grupy opraw. Wynika z tego, że z powodu wciąż wielu niewiadomych w kwestii liczbowego opisu olśnienia [79], a także powszechnej akceptacji konieczności efektywnego oświetlania wnętrz z uwzględnieniem maksymalnego wykorzystania światła dziennego [80–86] narzędzie, które miałyby posłużyć do jego oceny, musi być na tyle elastyczne, by móc charakteryzować się łatwością adaptacji do aktualnych zaleceń metodologicznych dotyczących wyznaczania i obliczania wskaźnika olśnienia.

W sytuacji, gdy oprawy oświetleniowe służą do oświetlenia miejsc pracy z monitorami ekranowymi o dużej ($>200 \text{ cd/m}^2$) lub średniej ($\leq 200 \text{ cd/m}^2$) luminancji, należy uwzględnić średnią luminancję opraw lub oświetlanych powierzchni, które mogą być odbijane w płaskich ekranach pracujących pionowo lub odchylanych do 15° . Wartości średniej luminancji opraw oświetleniowych powyżej kąta emisji strumienia świetlnego 65° (licząc od pionowej osi lampy do płaszczyzny sufitu), a zatem w zakresie kąta ochrony oprawy do 25° , nie może przekraczać 3000 cd/m^2 przy pracy biurowej (1500 cd/m^2 przy wyteżonej pracy biurowej) w przypadku ekranów o wysokiej luminancji i odpowiednio 1500 cd/m^2 i 1000 cd/m^2 w przypadku ekranów o średniej luminancji. Należy jednak nadmienić, że o ile według wymagań oświetleniowych zawartych w przepisach dotyczących projektowania oświetlenia we wnętrzach, wskaźnik olśnienia UGR może być wyznaczony właściwie, o tyle oprawy oświetleniowe mogą powodować większe olśnienie pomimo dużych kątów ochrony. Modelowanie sprzętu oświetleniowego zatem, charakteryzującego się wywoływaniem niewielkiego olśnienia, musi być poprzedzone dogłębną analizą konkretnego rozwiązania i jego zastosowania.

Poza luminancją oprawy i rozkładem natężenia oświetlenia, na odbiór wrażeń świetlnych wpływ mają również parametry kolorymetryczne strumienia emitowanego

z oprawy [43]. Wobec dążenia do oświetlania efektywnego energetycznie i jak najbardziej zbliżonego pod względem spektralnym do światła naturalnego, oczywiście jest dążenie, by oświetlenie elektryczne umożliwiała adaptację temperatury barwowej oraz ilości strumienia świetlnego, w zależności od warunków panujących w pomieszczeniu. Norma PN-EN 12464-1:2012 narzuca – zależnie od obszaru aplikacyjnego – minimalne dopuszczalne wartości graniczne wskaźnika oddawania barwy, wskazując jednocześnie, że wykorzystanie światła naturalnego powinno być istotnym źródłem strumienia świetlnego mającego zapewnić wymagane wartości natężenia oświetlenia na powierzchniach roboczych oraz właściwe parametry kolorymetryczne światła. Ze względu na zmienność charakterystyki spektralnej promieniowania słonecznego zachodzi potrzeba regulacji temperatury barwowej opraw stosowanych we wnętrzach. Stosując konwencjonalne źródła światła, jest to co najmniej utrudnione. Wykorzystując dostępne komercyjnie źródła LED, możliwe jest dobranie takich zestawów oraz układów ich zasilania i sterowania, aby zapewnić dopasowywanie temperatury barwowej światła tak, by promieniowanie emitowane z oprawy miało charakterystykę widmową zbliżoną do warunków oświetleniowych wywołanych światłem naturalnym. Zastosowanie takiego rozwiązania umożliwi również zmianę temperatury barwowej oprawy w zależności od wymagań konkretnego stanowiska pracy, a także adaptację całkowitego strumienia oprawy, zależnie od stanu oświetlenia światłem naturalnym w pomieszczeniu.

Jak wcześniej wspomniano (rozdz. 1), we współczesnej technice świetlnej stosuje się 3 sposoby wytwarzania światła białego w diodach LED: połączenie diody niebieskiej z pokryciem luminoforem barwy żółtej, modyfikacja tej metody polegająca na dodaniu diody czerwonej oraz łączenie zestawów diod RGB z układem optycznym umożliwiającym wymieszanie barw. Pierwsza metoda charakteryzuje się niskim kosztem produkcji, ograniczoną możliwością regulacji temperatury barwowej oraz znacznym wpływem temperatury złącza na sprawność, strumień świetlny oraz temperaturę barwową [87, 88]. W ofercie handlowej firmy Philips [89] znajduje się oprawa o regulowanej temperaturze barwowej wykorzystująca 2 typy diod – o temperaturze barwowej 3200 K i 5400 K. Strumień świetlny i temperatura barwowa tej oprawy są regulowane za pomocą potencjometrów, przy czym wartości chwilowe tych wielkości nie są znane, a zmiana temperatury powoduje zmianę strumienia świetlnego.

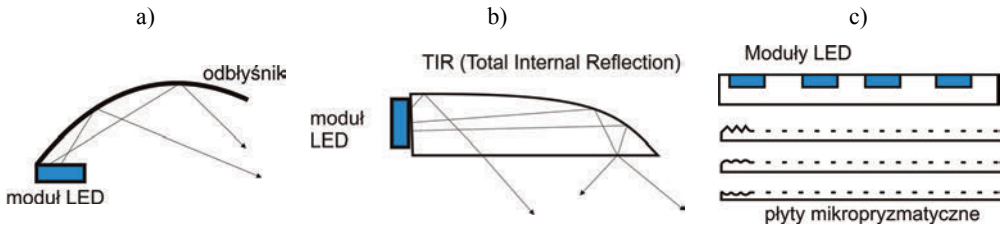
Modyfikacja tej metody przez dodanie diody czerwonej [87, 90], zwana potocznie metodą hybrydową, poprawia wskaźnik oddawania barw oprawy, jednak wiąże się to ze skokowymi zmianami temperatury barwowej (3500 K, 4100 K i 4500 K) oraz skokową zmianą luminancji.

Trzecie rozwiązanie charakteryzuje się wysokimi kosztami produkcji i stosunkowo małą wartością wskaźnika oddawania barw, ale też dużą skutecznością świetlną oraz możliwością płynnej regulacji temperatury barwowej światła aż do uzyskania światła barwnego [87]. Dostępne handlowo oprawy (np. [91]), wykorzystujące tę technikę, cechuje niski wskaźnik oddawania barw wynikający z niewielkiej liczby barw skła-

dowych, słabe wymieszanie barw i brak stabilizacji strumienia świetlnego. Do zalet tej oprawy należy możliwość uzyskania dowolnej barwy leżącej wewnątrz trójkąta barw utworzonego przez składowe lampy. Wynika z tego, że głównymi wadami aktualnie stosowanych rozwiązań są: brak stabilizacji strumienia świetlnego przy regulacji temperatury barwowej, brak kontroli wskaźnika oddawania barw oraz brak pomiaru uzyskanej temperatury barwowej.

Uwzględniając podane aspekty, założono wstępnie 3 możliwe rozwiązania geometrii (rys. 22) oprawy do oświetlenia miejsca pracy wykorzystującej źródła światła typu OLED i LED, których maksimum emisji przypada na wiele różnych długości fali. Będzie to możliwe dzięki opracowaniu algorytmu sterowania oprawą LED o wielu składowych chromatycznych, uwzględniającego wpływ temperatury złącza na parametry kolorymetryczne poszczególnych składowych. Regulacja temperatury barwowej opracowanej oprawy będzie dzięki temu płynna, a zakładany zakres jej zmian wynosi 2500–7000 K. Temperatura barwowa i strumień oprawy będą dostosowywane do aktualnie panujących warunków w pomieszczeniu, dzięki wbudowaniu w oprawie systemu adaptacyjnego w formie pojedynczego detektora z układem filtrów lub matrycy detektorów, które będą służyły do analizy ilości oraz spektrum promieniowania oprawy i otoczenia, a przez sprzężenie zwrotne z układem zasilania, uzależniania strumienia oprawy od stanu oświetlenia pomieszczenia światłem naturalnym, a co za tym idzie korelacji chwilowej proporcji światła naturalnego i elektrycznego w całkowitej ilości strumienia świetlnego. Jednocześnie dopasowywany będzie rozkład spektralny emitowanego przez oprawę promieniowania do chwilowego rozkładu światła naturalnego we wnętrzu.

W wersji przedstawionej na rysunku 22a moduły LED emitują promieniowanie ku górze, po czym odbija się ono od umieszczonego powyżej odbłyśnika. Jego profil warunkuje kształt bryły fotometrycznej oprawy. Kryterium doboru kształtu odbłyśnika jest możliwość otrzymania granicznych wartości luminancji dla zdefiniowanych kątów ochrony oraz w przyjętej klasie jakości oświetlenia przy założonej liczbie i rozmieszczeniu modułów LED oraz właściwe wymieszanie barw.



Rys. 22. Przykładowe geometrie oprawy
Fig. 22. Examples of the luminaire geometry

Alternatywnym sposobem realizacji oprawy może być konstrukcja oparta na wykorzystaniu dedykowanych elementów prowadzących światło (rys. 22b), czyli wyko-

rzystujących prowadzenie promieniowania wewnątrz ośrodka optycznego o wyższym niż otoczenie współczynniku załamania – zastosowanego do prowadzenia promieniowania pochodzącego od źródeł LED. Układ prowadzący światło, o geometrii obrotowej lub cylindrycznej, ma za zadanie ograniczać luminancję zgodnie z wymaganiami normatywnymi i uformować bryłę fotometryczną oprawy. W tej konfiguracji powierzchnia emitująca promieniowanie z modułów LED ustawiona jest pionowo. Obie wersje zaliczają się do grupy opraw oświetlenia pośredniego. Trzecie proponowane rozwiązanie ze względu na emisję promieniowania z diod LED ku dołowi zalicza się do opraw oświetleniowych bezpośrednich. Do uformowania rozkładu przestrzennego strumienia emitowanego przez diody LED wykorzystuje się zaprojektowane do tego celu płyty mikropryzmatyczne lub ich zestawy.

Kontrola temperatury barwowej lampy oraz regulacja jej strumienia będzie się odbywała z wykorzystaniem systemu kolorymetrycznego XYZ. Jest on oparty na fikcyjnych barwach podstawowych X, Y oraz Z. Barwy te wybrano tak, aby spełnione były następujące kryteria [92]:

- trójkąt XYZ zawiera w swoim wnętrzu wszystkie barwy widzialne,
- boki trójkąta leżą blisko krzywej barw czystych,
- strumienie jednostkowe związane z barwami X i Z są równe zeru.

Dzięki takim założeniom układu XYZ obliczanie addytywnej mieszaniny strumieni świetlnych bardzo się upraszcza. Wynika to przede wszystkim z tego, że strumienie jednostkowe składowych X i Z są z założenia równe zeru. Ogólna zależność określająca strumień świetlny mieszaniny przyjmuje dla układu XYZ postać

$$\Phi_F = Y_F \cdot \Phi_Y(E) \quad (14)$$

gdzie: Φ_F – strumień świetlny mieszaniny, Y_F – składowa trójkromatyczna mieszaniny, $\Phi_Y(E)$ – jednostkowy strumień świetlny bieli równoenergetycznej.

Jeśli przyjmując, że jednostkowy strumień świetlny bieli równoenergetycznej $\Phi_Y(E)$ wynosi 1 lumen, to składowa trójkromatyczna mieszaniny Y_F jest liczbowo równa jej strumieniowi świetlnemu Φ_F . Ponadto przy addytywnym mieszanii światła pochodzącego z dwóch źródeł A i B, wypadkowy strumień świetlny Φ_F jest sumą strumieni składowych

$$\Phi_F = \Phi_A + \Phi_B \quad (15)$$

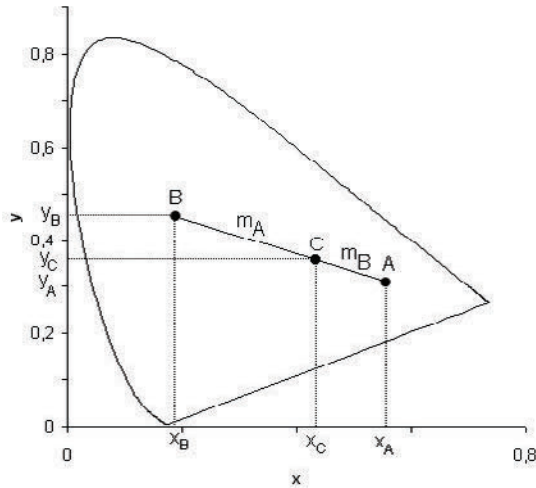
gdzie: Φ_F – strumień świetlny mieszaniny, $\Phi_{A,B}$ – strumienie świetlne składowych źródeł A i B.

Kolejną właściwością układu kolorymetrycznego XYZ jest fakt, że w wyniku addytywnego mieszanii dwóch barw A i B o współrzędnych chromatycznych x_A, y_A oraz x_B, y_B otrzyma się barwę C, o współrzędnych x_C, y_C leżącą na prostej, łączącej obie barwy składowe (rys. 23) [4].

Jeżeli barwy zmieszane są w stosunku ilościowym (odpowiadającym stosunkowi ich strumieni świetlnych) wynoszącym m_A części barwy A i m_B części barwy B, to współrzędne barwy wypadkowej C wyniosą [4]:

$$x_C = \frac{m_A \cdot x_A + m_B \cdot x_B}{m_A + m_B}$$

$$y_C = \frac{m_A \cdot y_A + m_B \cdot y_B}{m_A + m_B}$$
(16)



Rys. 23. Addytywne mieszanie chromatyczności barw A i B
 Fig. 23. Additive mixing of colour A and B chromaticity

Pomimo zalet układu XYZ, dotyczących addytywnego sumowania chromatyczności oraz strumienia świetlnego pochodzącego z różnych źródeł, jego zasadniczą wadą jest znaczna nierównomierność percepcyjna [93]. Skutkuje to tym, że niemożliwe jest porównanie chromatyczności strumieni świetlnych dwóch źródeł na podstawie ich euklidesowej odległości na płaszczyźnie barw. Percepcyjnie równomierny trójchromatyczny model barw CIELAB, oznaczany także jako CIE $L^*a^*b^*$, został opracowany przez CIE w 1976 roku. Układ ten powstał z nieliniowej transformacji układu XYZ, która opisana jest zależnościami:

$$L^* = 116 \sqrt[3]{\frac{Y}{Y_W}} - 16$$

$$a^* = 500 \sqrt[3]{\frac{Y}{Y_W}} \left[\sqrt[3]{\frac{y_W \cdot x}{x_W \cdot y}} - 1 \right]$$

$$b^* = 200 \sqrt[3]{\frac{Y}{Y_W}} \left[1 - \sqrt[3]{\frac{y_W \cdot z}{z_W \cdot y}} \right]$$
(17)

gdzie: y, y_W – składowa trójchromatyczna rozpatrywanego źródła oraz źródła przyjętego jako punkt bieli; x, y, z – współrzędne trójchromatyczne źródła w pierwotnym układzie XYZ; x_W, y_W, z_W – współrzędne trójchromatyczne punktu bieli w układzie XYZ.

W przestrzeni tej współrzędna L^* reprezentuje jasność obiektu, natomiast parametry a^*, b^* składowe wektora barwności. Transformacja ta sprawia, że różnica barw w układzie $L^*a^*b^*$ jest zwykłą odległością euklidesową pomiędzy dwoma punktami w przestrzeni trójwymiarowej:

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta L^*)^2 + (\Delta a^*)^2 + (\Delta b^*)^2} \quad (18)$$

Można przyjąć, że standardowy obserwator zauważa różnicę barw następująco:

$0 < \Delta E < 1$ – różnica niezauważalna,

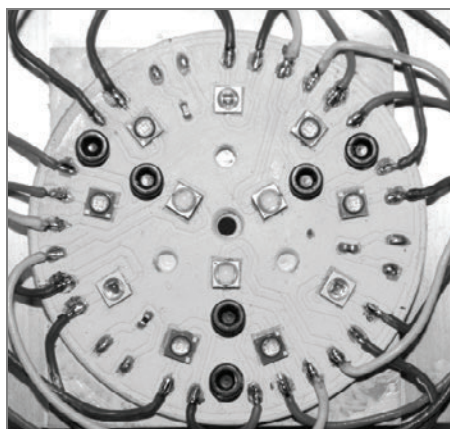
$1 < \Delta E < 2$ – różnicę zauważa jedynie doświadczony obserwator,

$2 < \Delta E < 3,5$ – różnicę zauważa niedoświadczony obserwator,

$3,5 < \Delta E < 5$ – zauważalna wyraźna różnica barw,

$5 < \Delta E$ – obserwator odnosi wrażenie dwóch różnych barw.

W celu wstępnej weryfikacji możliwości płynnego kontrolowania barwy oraz strumienia oprawy zbudowany został układ składający się z trzech bloków funkcyjnych: mikrokontrolera ATmega8 wraz z niezbędnymi do poprawnej pracy elementami peryferyjnymi, niezależnego impulsowego źródła oraz płytki drukowanej o podłożu aluminiowym (MCPCB), na której przylutowano metodą rozplwową cztery łańcuchy diod LED (rys. 24). Każdy z nich: czerwony, zielony, niebieski oraz biały składa się z trzech szeregowo połączonych LED-ów.



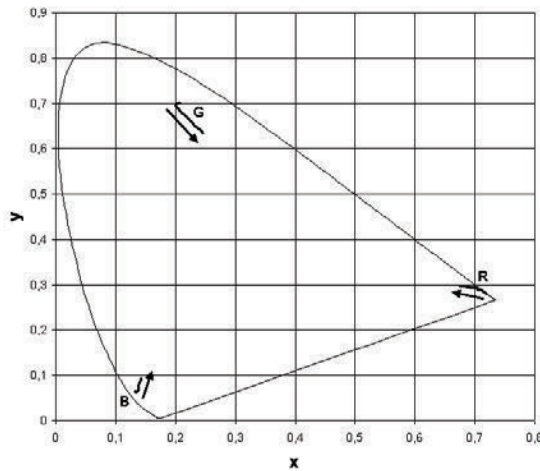
Rys. 24. Moduł MCPCB z przylutowanymi diodami LED [94]

Fig. 24. MCPCB module with soldered LEDs [94]

Algorytm addytywnego mieszania barw został napisany w języku C i zaimplementowany w ośmiobitowym mikrokontrolerze Atmega8. Do poprawnej pracy układ

wymaga informacji na temat punktów chromatyczności poszczególnych LED-ów oraz zależności strumienia świetlnego od prądu zasilania poszczególnych diod. W celu wyznaczenia tych parametrów przeprowadzono wiele pomiarów. Po wyznaczeniu charakterystyk widmowych zastosowanych diod LED obliczono wartości składowych trójkromatycznych diod (wzór (4)) oraz współrzędnych trójkromatycznych (wzór (5)). Pomiarów powtórzono przy zasilaniu diod różnymi wartościami prądu.

Wyznaczone punkty chromatyczności zamieszczono na rysunku 25. Strzałkami zaznaczono kierunek przesunięcia punktów chromatyczności składowych przy wzroście wartości prądu zasilania poszczególnych LED-ów.



Rys.25. Współrzędne trójkromatyczne poszczególnych diod oświetlacza [94]

Fig. 25. Chromaticity coordinates of each LED in the illuminating system [94]

Z wykresu wynika, że współrzędne trójkromatyczne diod zbliżają się do środka trójkąta barw przy wzroście wartości prądu zasilania. Jest to zgodne z wynikami innych pomiarów opisanymi w literaturze [93, 95, 96], które pokazały, że parametry kolorymetryczne diod LED zmieniają się wraz ze zmianami temperatury złącza diody oraz prądu przez nią płynącego. W dalszych obliczeniach, jako współrzędne chromatyczności barw składowych, przyjęto średnie arytmetyczne z otrzymanych wyników. Wartości te zostały zestawione w tabeli 6.

Tabela 6. Współrzędne trójkromatyczne poszczególnych kanałów RGB [94]

Table 6. Tristimulus coordinates of each RGB channel [94]

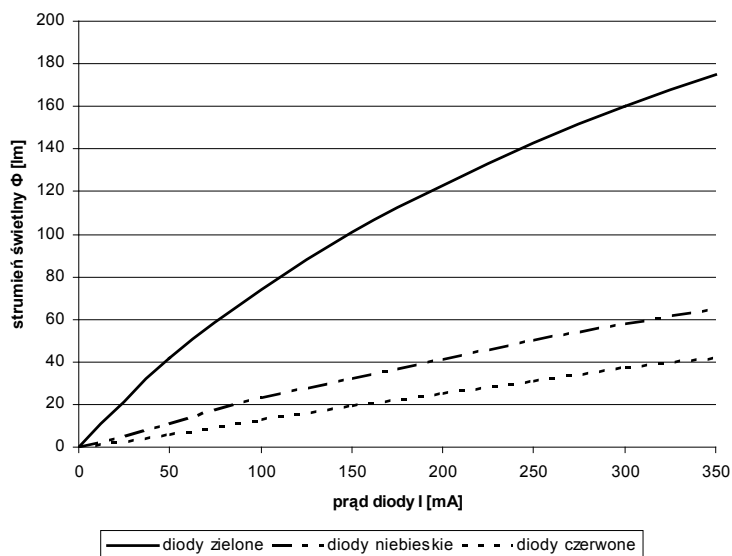
Kanał	Współrzędna chromatyczna x	Współrzędna chromatyczna y
Czerwony (R)	0,7210	0,2790
Zielony (G)	0,2120	0,7250
Niebieski (B)	0,1290	0,0660

W kolejnym kroku wyznaczono strumień świetlny, czego dokonano metodą pośrednią na goniometrze $C - \gamma$, przy różnych prądach zasilania diod. Na podstawie otrzymanych brył fotometrycznych, korzystając z metody sumowania strumieni cząstkowych, obliczono całkowite wartości strumienia świetlnego poszczególnych LED-ów. Uzyskane zależności przedstawiono na rysunku 26.

Analizując otrzymane wyniki można zauważyć, że strumienie świetlne poszczególnych łańcuchów diod LED mają różne wartości. Wynika to z definicji strumienia świetlnego

$$\Phi = K_m \int_{380}^{780} P_e(\lambda) \cdot V(\lambda) d\lambda \quad (19)$$

gdzie: Φ – strumień świetlny, K_m – fotometryczny równoważnik promieniowania, $P_e(\lambda)$ – rozkład spektralny strumienia energetycznego, $V(\lambda)$ – względna widmowa skuteczność świetlna ludzkiego oka.



Rys. 26. Zależność strumienia świetlnego od prądu zasilania LED-ów emitujących światło o różnych barwach [94]

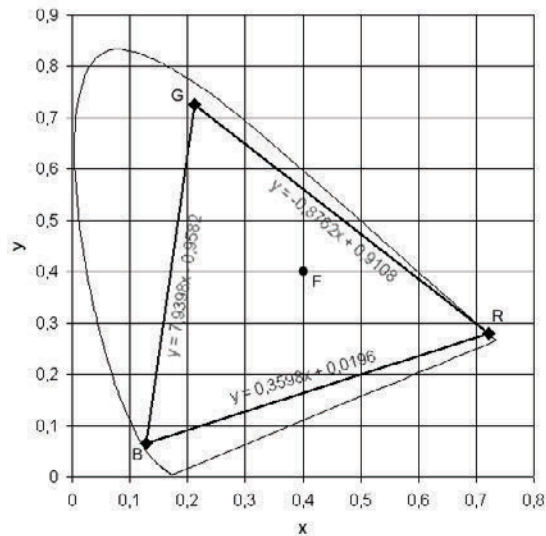
Fig. 26. The dependence of the luminous flux from the power supply of LEDs emitting light of different colors [94]

Z zależności (19) wynika, że największy strumień świetlny Φ będą miały źródła, których rozkład spektralny mocy $P_e(\lambda)$ pokrywa się z krzywą czułości ludzkiego oka $V(\lambda)$ dla widzenia fotopowego w zakresie jej największych wartości, będą to zatem diody zielone. Niezależnie od barwy emitowanego światła zależność strumienia

światłnego diody od jej prądu zasilania jest nieliniowa. Otrzymane relacje aproksymować można krzywymi drugiego rzędu:

$$\begin{aligned}\Phi_R &= -0,0001 \cdot I_R^2 + 0,1337 \cdot I_R - 0,2083 \\ \Phi_G &= -0,0008 \cdot I_G^2 + 0,7733 \cdot I_G + 2,75 \\ \Phi_B &= -0,0001 \cdot I_B^2 + 0,2357 \cdot I_B\end{aligned}\quad (20)$$

gdzie: $\Phi_{R,G,B}$ – strumień świetlny kolejnych łańcuchów diod, $I_{R,G,B}$ – prąd zasilający diody.



Rys. 27. Trójkąt barw możliwych do uzyskania w zaprojektowanym systemie
Fig. 27. The triangle of colors obtainable by designed system

Uzyskane wyniki dotyczące punktów chromatyczności diod LED oraz zależności ich strumienia świetlnego od prądu zasilania zostały na stałe zapisane w pamięci mikrokontrolera. W aktualnej wersji algorytmu mieszania barw użytkownik nie ma możliwości zmiany ich wartości. Parametrami ustawianymi przez użytkownika systemu są współrzędne trójkromatyczne mieszaniny oraz żądana wartość strumienia świetlnego. Po podaniu tych parametrów układ rozpoczyna obliczenia. W pierwszym kroku sprawdzane jest, czy wybrana mieszanina znajduje się wewnątrz trójkąta, którego wierzchołkami są punkty chromatyczności użytych diod LED. W tym celu kontroler wyznacza odcinki prostych łączących punkty R , G , B (rys. 27).

W kolejnych krokach obliczeniowych wyznaczone są jednostkowe strumienie świetlne zgodnie z procedurą opisaną w [94], po czym układ przeprowadza procedurę skalowania strumienia do wartości zadanej przez użytkownika. Uzyskane wartości

rzeczywistych strumieni świetlnych w dalszym kroku umożliwiają wyznaczenie wypełnienia sygnału sterującego poszczególnymi kanałami.

Tabela 7. Współrzędne trójchromatyczne przykładowych mieszanin [94]
Table 7. Tristimulus coordinates of exemplary mixtures [94]

Numer próbki	Wartości zadane		Wartości otrzymane	
	x	y	x	y
1	0,200	0,100	0,1713	0,0708
2	0,300	0,200	0,2597	0,1636
3	0,300	0,300	0,2649	0,2734
4	0,300	0,500	0,2791	0,5664
5	0,400	0,300	0,3626	0,2828
6	0,400	0,400	0,4081	0,4634
7	0,500	0,300	0,4755	0,2882
8	0,500	0,400	0,5097	0,4473

W celu weryfikacji działania układu przeprowadzono testy systemu. Układ miał za zadanie stworzenie wybranych przez użytkownika mieszanin strumieni świetlnych, których charakterystyki spektralne były następnie zmierzone za pomocą spektrometru OL-750. Otrzymane charakterystyki widmowe posłużyły do obliczenia punktów chromatyczności, zgodnie z zależnościami (4) i (5). Współrzędne chromatyczne przykładowych mieszanin strumieni świetlnych zamieszczono w tabeli 7.

Przekształcając współrzędne trójchromatyczne układu XYZ do współrzędnych układu $L^*a^*b^*$ określono różnicę barwy między wartościami zadanymi a uzyskanymi, korzystając z zależności (18). Otrzymane wyniki zostały przedstawione w tabeli 8.

Tabela 8. Różnica barw ΔE pomiędzy zadaną a utworzoną chromatycznością przykładowych barwy [94]
Table 8. Color difference ΔE between the set and created chromaticity of exemplary color [94]

Numer próbki	Różnica barwy ΔE
1	1,2932
2	1,7122
3	1,3788
4	3,6308
5	1,3667
6	2,9899
7	0,8954
8	1,9587

Otrzymane wyniki wskazują, że opracowany algorytm działa poprawnie. Różnica barwy ΔE większości z otrzymanych mieszanin jest mniejsza niż 2, tzn., że różnicę pomiędzy barwą zadaną a uzyskaną zauważy jedynie doświadczony obserwator.

4. PRZESTRAJALNE ŹRÓDŁA Z DIODAMI LED DEDYKOWANE DO CELÓW MEDYCZNYCH

Wykorzystanie diod LED w oświetleniu ogólnym jest zagadnieniem trudnym, co wynika z konieczności uwzględnienia wielu nowych zjawisk, złożoności procedur konstrukcyjnych oraz wielu niewiadomych – począwszy od braku wiedzy na temat reakcji człowieka i jego preferencji, przez brak miarodajnych wskaźników umożliwiających rzetelnie ocenić oświetlenie wykorzystujące diody LED dużej mocy (np. jakość oddawania barw, tętnienie i inne), a kończąc na modelowaniu przestrzennym rozsyłu strumienia światła w sposób efektywny i jednocześnie zapewniający ograniczenie szkodliwych efektów (oślnienie). W przypadku stosowania zestawów emiterów LED w układach przestrzajalnych oświetlaczy wymienione problemy również się pojawiają, jednak w nieco innym zakresie. Szczególnym przykładem są układy oświetlenia dedykowane do specjalistycznych urządzeń medycznych.

Światło i oświetlenie odgrywa w medycynie niezwykle istotną rolę. Dla zapewnienia prawidłowego przeprowadzenia każdej procedury medycznej niezbędne są odpowiednie warunki pracy wzrokowej. Stąd odpowiednio duże wymagania dotyczące jakości oświetlenia w pomieszczeniach, w których wykonywane są zabiegi medyczne: minimalne wartości eksploatacyjnego natężenia oświetlenia od 1000 lx wzwyż, wskaźnik oddawania barw $R_a = 90$ oraz ograniczenie oślnienia na poziomie nie gorszym niż $UGR = 19$ [57]. Niekiedy stawiane są również dodatkowe wymagania, np. oświetlenie bezcieniowe czy specjalny sposób formowania plamy świetlnej w przypadku aplikacji stomatologicznych [97].

Najbardziej rozpowszechnionym źródłem światła w urządzeniach oświetlenia miejscowego (lampy operacyjne, lampy stanowiskowe, oświetlacze itp.) są źródła halogenowe, jednak bardzo szybki rozwój technologii półprzewodników umożliwiającej uzyskiwanie LED-ów o coraz większych mocach, w ostatnich dwóch dekadach sprawił, że źródła te znalazły zastosowanie również w urządzeniach oświetleniowych wykorzystywanych w medycynie.

Z perspektywy wymagań oświetleniowych stawianych w normie PN-EN 12464-1:2012 w przypadku dotychczas najpopularniejszego rozwiązania (zastosowania żarówki halogenowej) producenci zwykle podkreślają doskonałą jakość oddawania barw, co jest ważne podczas obserwacji tkanek w procesie diagnostycznym czy operacji. Jednak nie zawsze duży wskaźnik oddawania barw jest jednoznaczny z optymalnym wykorzystaniem źródła światła, ponieważ rozwój nauki i techniki, w tym technik diagnostycznych, jaki nastąpił w drugiej połowie XX wieku sprawił, że w wielu przypadkach istotny jest nie tylko wysoki wskaźnik oddawania barwy, lecz także zastosowanie bądź źródła o odpowiednio zmodyfikowanym (lub nawet zmiennym w trakcie procedury medycznej) rozkładzie spektralnym, bądź źródła emitującego niewielki zakres długości fal – zastosowanie źródeł quasi-monochromatycznych. Szczególnie

ten aspekt dotyczący wymagań w zakresie źródeł światła dedykowanych do urządzeń endoskopowych jest związany z możliwością aplikacji półprzewodnikowych emiterów promieniowania – źródeł LED oraz laserów półprzewodnikowych. Można więc mówić o rosnącym potencjale aplikacyjnym diod elektroluminescencyjnych, a nawet źródeł laserowych w kompozycji spektrum emisji stosowanego źródła promieniowania w wielu zastosowaniach naukowych i inżynierskich [98–101].

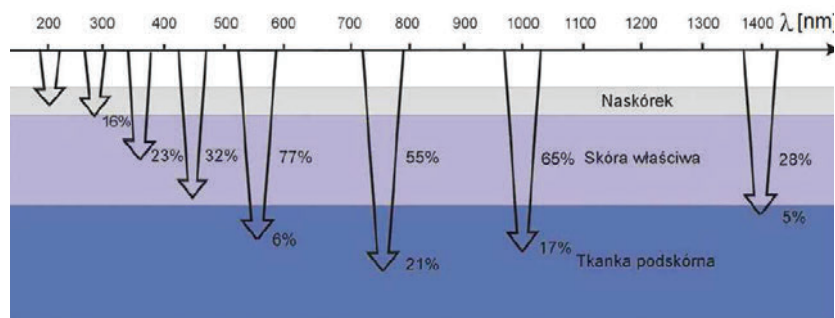
Metody obrazowania optycznego, w tym metody endoskopowe, odgrywają coraz ważniejszą rolę zarówno w diagnostyce medycznej, jak również w chirurgii mało inwazyjnej [8]. Znane od kilkudziesięciu lat rozwiązania techniczne w budowie endoskopów, w szczególności o niewielkich, kilkumilimetrowych średnicach, bazowały na wykorzystaniu włókien optycznych w formie obrazowodów (w obrazowaniu) lub wiązki włókien w układach oświetlaczy (zazwyczaj ze źródłem halogenowym). Pojawiające się komercyjnie kamery – CCD oraz CMOS – o przekątnej matrycy poniżej 5 mm oraz diody LED dużej mocy ułatwiają konstrukcje endoskopów charakteryzujących się wieloma nowatorskimi właściwościami. Kamery CMOS przewyższają aplikacyjnie kamery CCD, umożliwiając szybsze uzyskanie obrazów przy mniejszym poborze mocy zasilającej w bardziej miniaturowej konstrukcji. Miniaturyzacja układu optycznego, duża wydajność kwantowa układu detekcyjnego w warunkach słabszego oświetlenia umożliwiają uzyskanie wysokiej jakości obrazów pola obserwacji. W stosunku do światłowodowych rozwiązań endoskopów kamery CMOS oferują przede wszystkim większe rozdzielczości oraz są relatywnie tańsze, zwłaszcza w kontekście integracji większości funkcji w jednym układzie. Podane cechy czujników CMOS skracają cykl wprowadzania na rynek nowych opracowań przyrządów [101].

4.1. INTERAKCJA PROMIENIOWANIA OPTYCZNEGO Z TKANKAMI

Tkanki są zaliczane do tzw. ośrodków mętnych. Struktury takie charakteryzuje duża wartość współczynnika rozpraszania i niezerowa wartość współczynnika pochłaniania [98]. Należy również zaznaczyć, że tkanki charakteryzują się znaczącą anizotropią, zmiennością osobniczą oraz bardzo złożoną i zmienną geometrią składowych ośrodka. W przypadku promieniowania z zakresu widzialnego, w wyniku znacznej absorpcji (rys. 28) dominującym efektem oddziaływania światła na tkanki jest jego rozpraszanie, a także – w pewnych przypadkach – fosforescencja tkanek wywołana absorpcją i wzbudzeniem promieniowaniem o odpowiednio krótkiej długości fali.

Dzięki interakcji tkanek z promieniowaniem optycznym prawie wszystkie stany chorobowe, które objawiają się zwiększonym metabolizmem oksydacyjnym (np. związane ze stanami zapalnymi) i są zlokalizowane na powierzchni lub blisko pod skórą, mogą być monitorowane w sposób nieinwazyjny przez zastosowanie odpowiednio dobranego układu oświetlającego [98, 99, 101–103]. Oświetlenie tkanek ludzkich promieniowaniem z zakresu krótkich długości fal promieniowania widzialnego – najskuteczniejsze podczas pobudzenia w zakresie UV, ale w praktyce klinicz-

nej stosowane jest zazwyczaj promieniowanie o długości fali około 400 nm; dzięki występowaniu zjawiska autoluminescencji tkanek umożliwia wykrywanie powierzchniowe i podpowierzchniowe zmiany w tkankach – wczesne zmiany nowotworowe i zmiany przednowotworowe. Jeśli do wizualizacji zmian stosowane są fotouczulacze – hematoporfiryny, ALA – mamy do czynienia z diagnostyką PDT. Technika ta wymaga uprzedniego podania środka chemicznego, tzw. fotouczulacza, który spowoduje wystąpienie w rezultacie oświetlenia tkanki promieniowaniem z odpowiednio dobrego zakresu widmowego zjawiska fluorescencji. Przykładowe specyfikacje stosowane w diagnostyce PDT wraz z długościami fal wywołującymi fluorescencję zestawiono w tabeli 9.



Rys. 28. Wnikanie promieniowania w głąb skóry ludzkiej dla promieniowania z zakresu widmowego 200–1400 nm. Na powierzchni skóry strumień promieniowania wynosi 100% [98]

Fig. 28. Penetration of radiation into the human skin for the radiation spectral band 200–1400 nm. The radiation flux on the skin surface is 100% [98]

Tabela 9. Zestawienie wybranych sensybilizatorów stosowanych w diagnostyce i terapii PDT [98]
Table 9. Selected sensitizers used in PDT diagnosis and therapy [98]

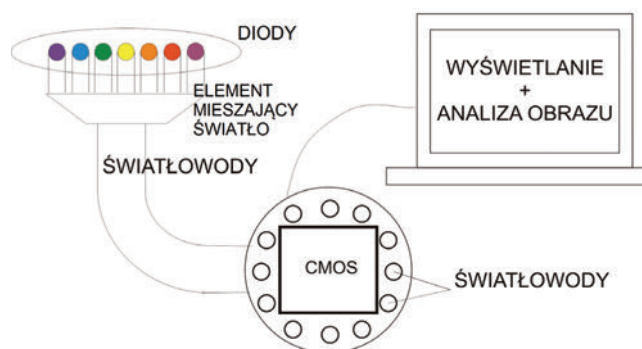
Nazwa związku chemicznego	Długość fali aktywacji w diagnostyce [nm]
Photofrin	405
Benzoporfiryna BPD	688
Monoaspartylochlorek NPe ₆	660
Etiopurynacynaj SnET ₂	442, 660
Ftalocyjanina krzemowa PC ₄	350, 670
Dialaninowa pochodna protoporfiryny PP(Ala) ₂	400, 500, 530, 630

Z drugiej strony oświetlenie tkanek promieniowaniem o długościach fal z zakresu okna optycznego tkanek – 600–1100 nm – umożliwia kontrolowanie głębszych warstw tkanki, co jest spowodowane zwiększoną głębokością wnikania tych długości fal do tkanek ludzkich. Oznacza to, że zaprojektowanie oświetlacza, który charakteryzowałby się rozkładem spektralnym zawierającym wspomniane zakresy spektrum (bądź ich część – zależnie od potrzeb) oraz wybrane długości fal predystynowane do

diagnostyki wybranych schorzeń z użyciem zakładanego fotouczulacza (długości fal wzbudzające do świecenia tkankę poddaną działaniu fotouczulacza) daje znacznie większe możliwości niż zastosowanie oświetlacza ukierunkowanego wyłącznie na wysoki wskaźnik oddawania barw, na co wskazuje oferta handlowo dostępnych urządzeń endoskopowych. Pod tym kątem stosowanie żarówek halogenowych, lamp ksenonowych czy nawet źródeł LED barwy białej można traktować jako rozwiązanie, które nie daje możliwości pełnego wykorzystania znanych technik diagnostycznych, w szczególności tych skupionych na wykrywaniu zmian nowotworowych we wczesnych stadiach.

4.2. KONCEPCJA BUDOWY ENDOSKOPU Z DEDYKOWANYM UKŁADEM OŚWIETLAJĄCYM

Zdecydowana większość urządzeń endoskopowych stosowanych w medycynie wykorzystuje do przenoszenia obrazu obserwowanej tkanki obrazowody, dzięki czemu przy niewielkiej średnicy głowicy można otrzymać zadowalającą jakość tego obrazu. Podstawowa różnica w budowie proponowanego urządzenia względem aktualnie dostępnych polega na zastosowaniu miniaturowej kamery z detektorem CMOS o przekątnej 1/18". Ogólny schemat ideowy urządzenia przedstawiono na rysunku 29.



Rys. 29. Schemat ideowy endoskopu z miniaturową kamerą i oświetlaczem o regulowanym rozkładzie spektralnym [104]

Fig. 29. Schematic diagram of the endoscope with a miniature camera and illuminating system with tunable spectral distribution [104]

Konstrukcja oświetlacza przestrajalnego podporządkowana jest dążeniu do realizacji zmian spektrum promieniowania emitowanego przez ten oświetlacz, zależnie od potrzeb wynikających z procesu diagnostycznego. Źródło promieniowania zatem użyte w oświetlaczu powinno umożliwiać regulację stosowanego w badaniach spektrum emisji. Ze względu na mały pobór energii oraz szeroki zakres dostępnych charakterystyk spektralnych źródła LED wydają się najlepszym rozwiązaniem. Celem

zapewnienia jednorodności strumienia wyjściowego światło emitowane przez diody należy wymieszać w dedykowanym do tego celu elemencie optycznym. Dobierając zestaw diod elektroluminescencyjnych o odpowiednich parametrach, w szczególności rozkładzie spektralnym, można modelować wypadkową charakterystykę spektralną zestawu źródeł, regulować temperaturę barwową najbliższą, a także stwarzać warunki obserwacji odpowiadające wybranej technice obrazowania przez oświetlenie tkanki promieniowaniem o dobranych długościach fali, np. w technice PDT.

Zakładając, że osoba przeprowadzająca diagnostykę obserwuje tkanki na monitorze komputera, połączonego z kamerą w głowicy endoskopu, rozkład spektralny każdego fragmentu obrazu zależy od rozkładu spektralnego promieniowania użytego do iluminacji tkanek $S_{il}(\lambda)$, rozkładu spektralnego współczynnika odbicia tkanki $S_{tissue}(\lambda)$, właściwości układu optycznego endoskopu (np. współczynnika przepuszczania $\tau(\lambda)$) i czułości widmowej matrycy $S_{det}(\lambda)$, a także charakterystyki spektralnej monitora $S_m(\lambda)$ (wynikającej ze sposobu kalibracji). Przyjmując, że tkanka odbija promieniowanie w sposób zbliżony do lambertowskiego, rozkład spektralny każdego fragmentu (piksela) obrazu obserwowanego na monitorze można zapisać jako

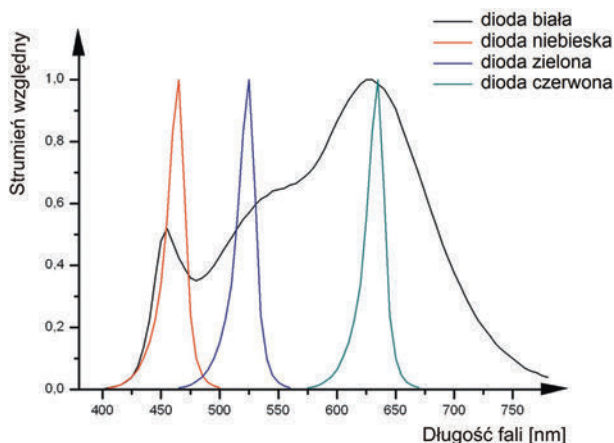
$$S_\lambda = \int_{380}^{780} S_{il}(\lambda) S_{tissue}(\lambda) \tau(\lambda) S_{det}(\lambda) S_m(\lambda) d\lambda \quad (21)$$

Przyjmując, że parametry detektora (matrycy), układu optycznego oraz monitora są niezmiennie, widzialność poszczególnych fragmentów tkanki będzie uzależniona od rozkładu spektralnego oświetlającego ją promieniowania oraz właściwości samej tkanki. W konsekwencji, jeżeli znane są parametry optyczne tkanki zdrowej oraz tkanki ze zmianami patologicznymi, regulując charakterystykę spektralną oświetlacza (dostosowując ją do długości fali aktywacji sensybilizatora) oraz kontrolując warunki odwzorowania, możliwe jest stworzenie takich warunków obserwacji, w których rozpoznawanie zmian chorobowych będzie łatwiejsze niż po zastosowaniu źródeł o wysokim wskaźniku oddawania barwy.

Proponowany oświetlacz (stanowiący integralną część nowatorskiego układu endoskopu z rejestracją obrazu) składa się z zestawu emiterów LED, z których światło jest doprowadzane do głowicy za pomocą odcinków światłowodów. Sumaryczna charakterystyka spektralna oświetlacza zależy od wymagań diagnostycznych i możliwe jest jej zmienianie przez włączanie lub wyłączanie wybranych źródeł oraz sterowanie natężeniem prądu płynącego przez poszczególne źródła. W celu sprawdzenia możliwości konstrukcji oświetlacza, który z jednej strony charakteryzowałby się rozkładem spektralnym zbliżonym do ciała doskonale czarnego, a z drugiej umożliwił użycie długości aktywacji fotouczulacza, przeprowadzono symulację przykładowych możliwych do otrzymania charakterystyk spektralnych.

Najprostszym możliwym rozwiązaniem oświetlacza jest zastosowanie białej diody elektroluminescencyjnej wysokiej mocy i jednego lub kilku źródeł LED barwnych

o wybranych i dopasowanych do zakładanego procesu diagnostycznego długościach fal (rys. 30).



Rys. 30. Zestaw czterech emiterów LED do zastosowania w oświetlaczu do diagnostyki PDT [104]
Fig. 30. A set of four LED sources to be used in the illuminating for the PDT diagnosis [104]

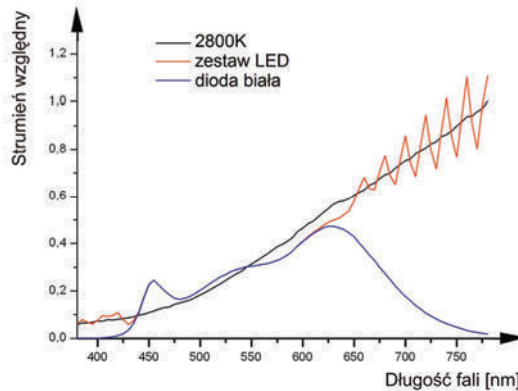
Zestaw źródeł przedstawiony na rysunku 30 może pracować w trybie oświetlacza emitującego światło białe, przy czym wskaźnik oddawania barw takiego oświetlacza będzie stały i związany z parametrami użytych diod. Źródła monochromatyczne mogą być włączane niezależnie – pojedynczo i w dobranych zestawach – zależnie od potrzeb wynikających z zastosowanego fotouczulacza [105, 106] bądź konieczności zmiany kontrastu barwnego. Zaletą takiego rozwiązania jest jego prostota, niskie zużycie energii, a także brak promieniowania nadfioletowego i podczerwonego – w przypadku konieczności identyfikacji składników struktur biologicznych możliwe jest zastosowanie dodatkowo emiterów półprzewodnikowych z zakresu UV. Podstawową wadą jest brak realnej możliwości wpływania na temperaturę barwową najbliższą. Wadę tę można wyeliminować, uzupełniając źródło LED emitujące światło białe zestawem źródeł wąskopasmowych tak, by symulować rozkład spektralny zbliżony do rozkładu Plancka, iluminantu D65 lub innego.

Na rysunku 31 przedstawiona jest przykładowa sumaryczna charakterystyka spektralna zestawu 11 źródeł LED dużej mocy, służącego do realizacji oświetlenia „ogólnego” w układzie endoskopu. W skład zestawu wchodzi biała dioda elektroluminescencyjna o temperaturze barwowej 3000 K oraz źródła emitujące promieniowanie, którego maksimum przypada na długości fal: 385 nm, 405 nm, 420 nm, 660 nm, 680 nm, 700 nm, 720 nm, 740 nm, 760 nm i 780 nm. Szerokość połówkowa rozkładu spektralnego emitowanego przez diody promieniowania wynosiła 20 nm. Otrzymany rozkład spektralny został odniesiony do rozkładu spektralnego źródła o rozkładzie Plancka o temperaturze barwowej 2800 K.

Dla podanego zestawu obliczono błąd średniokwadratowy obrazujący niedopasowanie charakterystyk, korzystając z zależności

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{\lambda_1}^{\lambda_n} (S_{\lambda 2800K} - S_{\lambda LED}) \quad (22)$$

gdzie $S_{\lambda 2800K}$ – rozkład spektralny promieniowania źródła referencyjnego o rozkładzie Plancka o temperaturze 2800 K, $S_{\lambda LED}$ – wypadkowy rozkład spektralny zestawu źródeł elektroluminescencyjnych, n – liczba próbek.



Rys. 31. Porównanie charakterystyki spektralnej zestawu 11 źródeł LED do zastosowania w oświetlaczu endoskopowym ze źródłem Plancka o temperaturze barwowej 2800 K [104]

Fig. 31. Comparison of the spectral characteristics of the set of 11 LEDs to be used in endoscopic illuminator with a 2800 K color temperature Planck source [104]

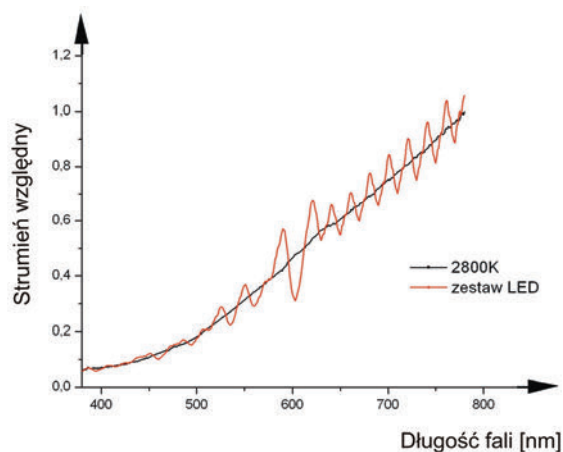
Otrzymano wartość błędu, wynoszącą $MSE = 0,00367$. Największe niedopasowanie występuje dla długości fal około 420 nm oraz powyżej 680 nm.

Kolejny zestaw składał się z 21 źródeł LED dużej mocy. Długości fal, dla których występowało maksimum emisji wynosiły: 385 nm, 405 nm, 420 nm, 435 nm, 450 nm, 470 nm, 485 nm, 505 nm, 525 nm, 550 nm, 570 nm, 590 nm, 620 nm, 640 nm, 660 nm, 680 nm, 700 nm, 720 nm, 740 nm, 760 nm, 780 nm. W zestawie tym nie użyto diody emitującej białe światło. Charakterystyka widmowa opracowanego i wykonanego zestawu diod LED przedstawiona jest na rysunku 32.

Błąd średniokwadratowy niedopasowania charakterystyki wypadkowej oświetlacza wynosi $MSE = 0,00237$. Największe błędy niedopasowania charakterystyk występują w zakresie długości fal powyżej 580 nm. Jakość dopasowania takiego zestawu do rozkładu Plancka można poprawić, stosując większą liczbę źródeł LED. Zwiększenie liczby emiterów wymaga jednak zwiększenia mocy zestawu, nie wprowadzając istotnych różnic w działaniu układu. W tym miejscu należy zaznaczyć, że ocena jakości światła emitowa-

nego przez dobrany zestaw diod wymaga dopracowania. Błąd średniokwadratowy, obrazujący niedopasowanie wypadkowej charakterystyki spektralnej zestawu do zakładanej krzywej, nie niesie informacji o właściwościach światła istotnych dla jakości pracy wzrokowej, w szczególności oddawania barw. Opracowany zestaw oświetlacza do endoskopii obrazowej umożliwia dodatkowo uzyskanie dwu istotnych nowatorskich cech:

- dobierając odpowiedni zestaw emiterów można uzyskać oświetlenie obserwowanej powierzchni tkanki z dobranym zakresem widma – odpowiedni kolor wiązki światła, co pozwala na podnoszenie kontrastu obrazu zmienionej chorobowo tkanki dla wybranych jednostek chorobowych,
- stosując w zestawie emitery z zakresu UV, można wykorzystać zjawisko autofluorescencji tkanek do diagnostyki wczesnych stanów nowotworowych.



Rys. 32. Porównanie charakterystyki spektralnej zestawu 21 źródeł LED do zastosowania w oświetlaczu endoskopowym z żarówką halogenową o temperaturze barwowej 2800 K [104]

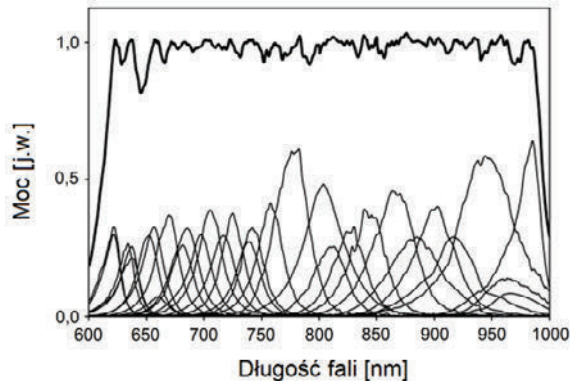
Fig. 32. Comparison of the spectral characteristics of the set of 21 LEDs to be used in endoscopic illuminator with 2800 K color temperature halogen bulb [104]

4.3. OŚWIETLACZ Z DIODAMI LED DO BADAŃ PROCEDUR LEDT (LIGHT EMITTING DIODE THERAPY)

Terapia LEDT jest znana z właściwości leczniczych i przeciwzapalnych i jest stosowana głównie w praktyce klinicznej jako uzupełnienie innych metod leczenia [107]. W przypadku terapii LEDT nie jest już pytaniem czy wywołuje oddziaływanie biologiczne, ale raczej, jakie optymalne parametry widmowe i energetyczne są optymalne dla różnych zastosowań. Różne aplikacje emiterów LED w fototerapii mogą być podzielone w zależności od długości fali promieniowania lub kombinacji stosowanych długości fal [107]. Dlatego wymagane są prace nad optoelektronicznymi systemami

zwiększającymi efektywność terapii i umożliwiającymi bezpośrednio wyznaczanie parametrów zabiegu odpowiedzialnych za jej wydajność.

W pracy [107] przedstawiono układ zapewniający standaryzację i powtarzalność badań wpływu parametrów spektralnych i energetycznych niskoenergetycznego promieniowania diod LED z zakresu okna transmisji tkanek 600–1000 nm na procesy fizjologiczne żywych linii komórkowych poddanych naświetlaniu. Optoelektroniczny układ umożliwia pomiar parametrów energetycznych i spektralnych promieniowania oraz optycznych próbki w trakcie zabiegu leczniczego widma absorpcji ośrodka ciekłego oraz widma odbicia oświetlanego/naświetlanego organu (np. skóry).



Rys. 33. Sumaryczne widmo emisji zestawu wyselekcjonowanych diod LED pracujących w temperaturze 25 °C [107]

Fig. 33. Summary emission spectrum of the set of selected LEDs operating at temperature 25 °C [107]

Jako źródła promieniowania został wykorzystany szerokopasmowy półprzewodnikowy oświetlacz (suma widm poszczególnych emiterów), który jest efektem pojawienia się na rynku emiterów LED (o mocy do kilkuset mW) z zakresu spektralnego światła czerwonego i bardzo bliskiej podczerwieni (rys. 33).

Realizacja w układzie obiektywnej weryfikacji parametrów aplikowanego promieniowania i przeprowadzenie przed wykonaną ekspozycją kontroli parametrów optycznych (pomiar widma absorpcji bądź widma odbicia) ośrodka biologicznego może ułatwić dobór odpowiedniego źródła do konkretnej procedury biostymulacyjnej – *Light Emitting Diode Therapy*.

5. PODSUMOWANIE

Opracowanie i rozwój technologii diod elektroluminescencyjnych dużej mocy pociągnęły za sobą znaczące zmiany w technice świetlnej. Najistotniejszą z nich wydaje

się wysoka energooszczędność w użytkowaniu tych źródeł światła, wynikająca z ich wysokiej sprawności rozumianej jako iloraz strumienia świetlnego do mocy elektrycznej. Wynika to z faktu, że LED-y używane w technice świetlnej nie emitują promieniowania nadfioletowego oraz podczerwonego [108]. Niestety, bardzo szybkiemu (i usankcjonowanemu przez prawo unijne) wyparciu przez tzw. ledówki tradycyjnych źródeł stosowanych w oświetleniu wnętrz, takich jak żarówki, a począwszy od tego roku również żarówki halogenowe, nie towarzyszył równie szybki i dogłębny proces badania tych źródeł pod kątem ich wpływu na użytkownika, w szczególności preferencji w oświetleniu wnętrz.

Jednym z problemów związanych z jakością warunków oświetleniowych, jakie można uzyskać, stosując białe LED-y, jest właściwe oddawanie barwy oświetlanych obiektów. W rozdziale 1 omówiono techniki generacji światła białego w diodach elektroluminescencyjnych oraz przedstawiono dotychczas stosowany sposób oceny ich jakości z perspektywy oddawania barwy. Modyfikacja dotychczasowych metod i procedur jest niezbędna, ale zmiany postępują powoli, również dlatego, że ich przeprowadzenie jest czasochłonne – wymaga zaprojektowania i zbudowania stanowisk badawczych, którymi są pomieszczenia ze starannie opracowanym systemem oświetlenia oraz zebrania i przeszkolenia grupy osób, które mogłyby wziąć udział w takich badaniach. Efektem takich badań są pierwsze doniesienia o preferencjach użytkowników oświetlenia zrealizowanego w technologii LED oraz wstępne propozycje nowych systemów oceny jakości oddawania barwy przez źródła elektroluminescencyjne.

Niezaprzeczną zaletą układów oświetlających zbudowanych z zastosowaniem zestawów diod LED dużej mocy jest względnie proste ideowo sterowanie ich wypadkową charakterystyką spektralną, możliwość dynamicznego kształtowania charakterystyki spektralnej w korelacji z zewnętrznym oświetleniem oraz możliwość wprowadzania procedur poprawiających zaangażowanie pracowników (np. zwiększenie sprawności psychofizycznej pracowników). Należy jednak pamiętać, że same układy zasilania – a szczególnie sterowania zadanymi parametrami świetlnymi – dedykowane dla diod LED dużej mocy są technicznie skomplikowane oraz wymagają implementacji bardzo złożonych procedur sterujących. Potencjał aplikacyjny takich rozwiązań wydaje się jednak nieograniczony pod warunkiem uwzględnienia zmian parametrów światła emitowanego przez zestawy diod LED w funkcji czasu i warunków środowiskowych. Ten trend dosyć wyraźnie zaczyna się rysować wśród naukowców zajmujących się zastosowaniami elementów optoelektronicznych do celów oświetleniowych. Wśród możliwych zastosowań przestrajalnych systemów zbudowanych na bazie diod elektroluminescencyjnych szczególnie interesujące są aplikacje mające na celu poprawę warunków pracy wzrokowej z możliwością wpływania na poziom czujności pracowników oraz aplikacje w diagnostyce i terapii medycznej takich zestawów. W przypadku pierwszej z nich dodatkowym problemem jest efektywne ograniczanie olśnienia wywoływanego przez diody LED (w przypadku wybranych aplikacji np. medyczne lampy operacyjne czy oświetlacze mające zastosowanie w kolorymetrii)

istotna jest wartość współczynnika oddawania barw, z czym zestawy oświetlaczy z diodami LED mają problem – istotną trudnością jest osiągnięcie wskaźnika oddawania barw powyżej 0,90. Jest to o tyle znaczące, że również metodyka określania tego parametru jest na etapie opracowywania.

Przewidywane zalety adaptacyjnych systemów oświetlenia wnętrz z możliwością precyzyjnego wpływania na cykl cyrkadialny człowieka są na tyle atrakcyjne, że oba te problemy są intensywnie badane.

W zastosowaniach medycznych szczególnie cenna jest możliwość budowania nowatorskich, uniwersalnych, przestrajalnych układów oświetlaczy, np. endoskopowych, wykorzystujących zestawy emiterów LED, dzięki którym – obok wysokiego komfortu pracy wizualnej wynikającego z możliwości precyzyjnego dopasowania charakterystyki spektralnej w zakresie widzialnym do dowolnego iluminantu (przy niższym zużyciu energii i braku promieniowania IR) – można dodatkowo stosować takie oświetlacze w diagnostyce technikami PDT – diagnostyka stanów nowotworowych i wczesnych stanów przednowotworowych. Rozwiązania wykorzystujące diody LED mogą wpłynąć również na poprawę efektywności i obniżenie kosztów diagnostyki stanów chorobowych.

Opracowano na podstawie wyników prac realizowanych w ramach III etapu programu wieloletniego „Poprawa bezpieczeństwa i warunków pracy”, finansowanego w latach 2014–2016 finansowanych ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego/Narodowego Centrum Badań i Rozwoju” – PW/BWP/WE/1/2014. Koordynator programu: Centralny Instytut Ochrony Pracy – Państwowy Instytut Badawczy. Wykonawca projektu: Politechnika Białostocka.

LITERATURA

- [1] BRUNO T.J., SVORONOS P.D., *CRC handbook of fundamental spectroscopic correlation charts*, CRC Press, 2005.
- [2] Opracowanie własne na podstawie www.atm.edu.pl
- [3] PACKER O., WILLIAMS D., *Light, the Retinal Image, and Photoreceptors*, The Science of Color, 2nd Ed., Optical Society of America, 2003.
- [4] MIELICKI J., *Zarys wiadomości o barwie*, Fundacja Rozwoju Polskiej Kolorystyki, Łódź 1997.
- [5] NYGA S., FITZAU O., JUNGBLUTH B., HOFFMANN H.D., BANG O., *Gain-switched all-fiber laser with narrow bandwidth*, Optics express, 2013, 21(10), 12302–12308.
- [6] HEMKA L., *Elektryczne źródła światła*, Nowa Elektrotechnika, 2004, (2), 20–24.
- [7] PLANCK M., *On the law of distribution of energy in the normal spectrum*, Annalen der Physik, 1901, 4(553), 1.
- [8] PODBIELSKA H., *Optyka biomedyczna – wybrane zagadnienia*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2011.
- [9] ŻAGAN W., *Podstawy techniki świetlnej*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2014.
- [10] OHNO Y., *Fundamentals of Colorimetry and Practical Color Measurements*, Lamp Performance Testing Training Workshop, April 22–24, Beijing 2015,
- [11] PRIDMORE R.W., *Complementary colors: composition and efficiency in producing various whites*, JOSA, 1978, 68(11), 1490–1495.

- [12] MACADAM D.L., *Photometric relationships between complementary colors*, JOSA, 1938, 28(4), 103–103.
- [13] CHANG C.H., CHEN C.C., WU C.C., CHANG S.Y., HUNG J.Y., CHI Y., *High-color-rendering pure-white phosphorescent organic light-emitting devices employing only two complementary colors*, Organic Electronics, 2010, 11(2), 266–272.
- [14] LIVINGSTONE M., HUBEL D.H., *Vision and art: The biology of seeing*, Vol. 2, Harry N. Abrams, New York.
- [15] DAVIS W., OHNO Y., *Color Quality Scale*, Optical Engineering, 2002, 49(3), 2010.
- [16] SMET K.A.G., SCHANDA J., WHITEHEAD J., LUO R.M., *CRI2012: A proposal for updating the CIE colour rendering index*, Lighting Res. Technol., 2013, 45, 689–709.
- [17] SMET K.A.G., RYCKAERT W.R., POINTER M.R., DECONINCK G., HANSELAER P., *Optimization of colour quality of LED lighting with reference to memory colours*, Lighting Res. Technol., 2012, 44, 7–15.
- [18] RONNIER LUO M., *Opinion: The status quo of changes in colour rendering indices*, Lighting Res. Technol., 2012, 44, 384–385.
- [19] COLOMBO E., *Opinion: Choose a colour rendering metric now*, Lighting Res. Technol., 2013, 45, 520.
- [20] ISLAM M.S., DANGOL R., HYVARINEN M., BHUSAL P., PUOLAKKA M., HALONEN L., *User preferences for LED lighting in terms of light spectrum*, Lighting Res. Technol., 2013, 45, 641–665.
- [21] DANGOL R., ISLAM M., HYVARINEN M., BHUSAL P., PUOLAKKA M., HALONEN L., *Subjective preferences and colour quality metrics of LED light sources*, Lighting Res. Technol., 2013, 45, 666–688.
- [22] SCHANDA J., CSUTI P., SZABO F., BHUSAL P., HALONEN L., *Introduction to a study of preferred colour rendering of light sources*, Lighting Res. Technol., 2015, Vol. 47, 28–35.
- [23] ZHELUDEV N., *The life and times of the LED – a 100-year history*, Nature Photonics, 2007, 1(4), 189–192.
- [24] NARUKAWA Y., *White-light LEDs*. Optics and photonics news, 2004, 15(4), 24–29.
- [25] NISHIDA T., BAN T., KOBAYASHI N., *High-color-rendering light sources consisting of a 350-nm ultraviolet light-emitting diode and three-basal-color phosphors*, Applied physics letters, 2003, 82(22), 3817–3819.
- [26] XIE R.J., HIROSAKI N., *Silicon-based oxynitride and nitride phosphors for white LEDs – A review*. Science and Technology of Advanced Materials, 2007, 8(7), 588–600.
- [27] MUTHU S., SCHUURMANS F.J., PASHLEY M.D., *Red, green, and blue LED based white light generation: issues and control*, Industry Applications Conference, 2002, 37th IAS Annual Meeting. Conference Record of the, IEEE, 2002, Vol. 1, 327–333.
- [28] CRAFORD M.G., *LEDs challenge the incandescents*, Circuits and Devices Magazine, IEEE, 1992, 8(5), 24–29.
- [29] GILEWSKI M., *Wielokanałowy, stałoprądowy układ zasilania zespołów LED dużej mocy*, Przegląd Elektrotechniczny, 2010, 86(10), 193–196.
- [30] STRZAŁKA-GOŁUSZKA K., *Półprzewodnikowe źródła światła-diody LED*, Wiadomości Elektrotechniczne, 75(10), 8–11.
- [31] Na podstawie www.alled.pl, 2007.
- [32] SPEIER I., SALSBUURY M., *Color temperature tunable white light LED system*, [in:] SPIE Optics + Photonics, International Society for Optics and Photonics, 2006, pp. 63371F–63371F.
- [33] BOGNER G., DEBRAY A., HEIDEL G., HOEHN K., MUELLER U., SCHLOTTER P., *White LED*, [in:] Optoelectronics '99-Integrated Optoelectronic Devices (143–150). International Society for Optics and Photonics, 1999.

- [34] D'ANDRADE B.W., FORREST S.R., *White organic light-emitting devices for solid state lighting*, *Advanced Materials*, 2004, 16(18), 1585–1595.
- [35] MUTHU S., SCHUURMANS F.J., PASHLEY M.D., *Red, green, and blue LEDs for white light illumination*, *Selected Topics in Quantum Electronics*, *IEEE Journal of*, 2002, 8(2), 333–338.
- [36] DAMILANO B., DEMOLON P., BRAULT J., HUAULT T., NATALI F., MASSIES J., *Blue-green and white color tuning of monolithic light emitting diodes*, *Journal of Applied Physics*, 2010, 108(7), 073115.
- [37] PAN Y., WU M., SU Q., *Tailored photoluminescence of YAG: Ce phosphor through various methods*, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 2004, 65(5), 845–850.
- [38] SHEU J.K., CHANG S.J., KUO C.H., SU Y.K., WU L.W., LIN Y.C., WU R.K., *White-light emission from near UV InGaN-GaN LED chip precoated with blue/green/red phosphors*, *Photonics Technology Letters*, *IEEE*, 2003, 15(1), 18–20.
- [39] GUO X., GRAFF J., SCHUBERT E.F., *Photon recycling semiconductor light emitting diode*, [in:] *Electron Devices Meeting*, 1999. *IEDM'99. Technical Digest. International* (600–603). *IEEE*, 1999.
- [40] BALDO M.A., O'BRIEN D.F., YOU Y., SHOUSTIKOV A., SIBLEY S., THOMPSON M.E., FORREST S.R., *Highly efficient phosphorescent emission from organic electroluminescent devices*, *Nature*, 1998, 395(6698), 151–154.
- [41] *Lighting Handbook*, 10th Ed., Illuminating Engineering Society, 2011.
- [42] KOSIR M., KRAINER A., DOVJAK M., KRISTL Z., *Automatically controlled daylighting for visual and non-visual effects*, *Lighting Res. Technol.*, 2011, 43, 439–455.
- [43] BELLIA L., BISEGNA F., SPADA G., *Lighting in indoor environments: Visual and non-visual effects of light sources with different spectral power distributions*, *Building and Environment*, 2011, Vol. 46, Issue 10, 1984–1992.
- [44] ANDERSEN M., MARDALJEVIC J., LOCKLEY S.W., *A framework for predicting the non-visual effects of daylight – Part I: photobiologybased model*, *Lighting Res. Technol.*, 2012, 44, 37–53.
- [45] MARDALJEVIC J., ANDERSEN M., ROY N., CHRISTOFFERSEN J., *A framework for predicting the non-visual effects of daylight – Part II: The simulation model*, *Lighting Res. Technol.*, 2014, Vol. 46, 388–406.
- [46] SHEN E., HU J., PATEL M., *Energy and visual comfort analysis of lighting and daylight control strategies*, *Building and Environment*, 2014, 78, 155e170.
- [47] BELLIA L., PEDACE A., BARBATO G., *Indoor artificial lighting: Prediction of the circadian effects of different spectral power distributions*, *Lighting Res. Technol.*, 2014, Vol. 46, 650–66.
- [48] BORISUIT A., LINHART F., SCARTEZZINI J.-L., MUNCH M., *Effects of realistic office daylighting and electric lighting conditions on visual comfort, alertness and mood*, *Lighting Res. Technol.*, 2015, Vol. 47, 192–209.
- [49] CIE TN 001:2014: *Chromaticity Difference Specification for Light Sources*.
- [50] OHNO Y., FEIN M., *Vision Experiment on Acceptable and Preferred White Light Chromaticity for Lighting*, *CIE x029*, 2014, 192–199.
- [51] WEI M., HOUSER K.W., ORLAND B., LANG D.H., RAM N., SLIWINSKI M.J., BOSE M., *Field study of office worker responses to fluorescent light of different CCT and lumen output*, *Journal of Environmental Psychology*, 2014, 39, 62–76.
- [52] ISLAM M.S., DANGOL R., HYVARINEN M., BHUSAL P., PUOLAKKA M., HALONEN L., *User preferences for LED lighting in terms of light spectrum*, *Lighting Res. Technol.*, 2013, 45, 641–665.
- [53] BANIIYA R.R., DANGOL R., BHUSAL P., WILM A., BAUR E., PUOLAKKA M., HALONEN L., *User-acceptance studies for simplified light-emitting diode spectra*, *Lighting Res. Technol.*, 2015, Vol. 47, 177–191.

- [54] ISLAM M.S., DANGOL R., HYVARINEN M., BHUSAL P., PUOLAKKA M., HALONEN L., *User acceptance studies for LED office lighting: Lamp spectrum, spatial brightness and illuminance*, Lighting Res. Technol., 2015, Vol. 47, 54–79.
- [55] DANGOL R., ISLAM M.S., HYVARINEN M., BHUSHAL P., PUOLAKKA M., HALONEN L., *User acceptance studies for LED office lighting: Preference, naturalness and colourfulness*, Lighting Res. Technol., 2015, Vol. 47, 36–53.
- [56] BORISUIT A., LINHART F., SCARTEZZINI J.-L., MUNCH M., *Effects of realistic office daylighting and electric lighting conditions on visual comfort, alertness and mood*, Lighting Res. Technol., 2015, Vol 47, 192–209.
- [57] PN-EN 12464-1:2012.
- [58] JAADANE I., BOULENGUEZ P., CHAHORY S., CARRÉ S., SAVOLDELLI M., JONET L., BEHAR-COHEN F., MARTINSONS C., TORRIGLIA A., *Retinal damage induced by commercial light emitting diodes (LEDs)*, Free Radical Biology and Medicine, July 2015, Vol. 84, 373–384.
- [59] BEHAR-COHEN F., MARTINSONS C., VIÉNOT F., ZISSIS G., BARLIER-SALSI A., CESARINI J.P., ENOUF O., GARCIA M., S PICAUD., ATTIA D., *Light-emitting diodes (LED) for domestic lighting: Any risks for the eye?*, Progress in Retinal and Eye Research, 2011, 30, 239–257.
- [60] CHEN XIE, XIUYI LI, JIANPING TONG, YANGSHUN GU, YE SHEN, *Effects of white light-emitting diode (LED) light exposure with different Correlated Colour Temperatures (CCTs) on human lens epithelial cells in culture*, Photochemistry and Photobiology, 2014, 90, 853–859.
- [61] BROWN S.W, SANTANA C., EPPELDAUER G., *Development of a tunable LED-based colorimetric Source*, Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 2002, Vol. 107, 4.
- [62] KIM I.T. et al., *Precise control of correlated colour temperature tunable luminaire for a suitable luminous environment*, Building and Environment, 2012, 57.
- [63] HU N.C. et al., *Optimal radiant flux selection for multi-channel light-emitting diodes for spectrum tunable lighting*, LR&T, 2014, 46.
- [64] BŁASZCZAK U., GILEWSKI M., GRYKO L., ZAJĄC A., KUKWA W., KUKWA A., *Applications of optical fibers and miniature photonic elements in medical diagnostics*, Proceedings of SPIE, 2014, Vol. 9228.
- [65] TEUPNER A., BERGENEK K., WIRTH R., BENÍTEZ P., MIÑANO J.C., *Color uniformity in spotlights optimized with reflectors and TIR lenses*, OPTICS EXPRESS, Feb. 2015, DOI: 10.1364/OE.23.00A118.
- [66] Lumenetix.com
- [67] BĄK J., *Obliczanie oświetlenia ogólnego wewnątrz*, WNT, Warszawa 1983.
- [68] WOLSKA A., *Zjawisko olśnienia przykrego – ograniczanie i sprawdzanie*, Bezpieczeństwo Pracy Nauka i Praktyka, 1999, 4.
- [69] Publikacja CIE nr 117: *Technical Report: Discomfort Glare in Interior Lighting*, 1995.
- [70] IWATA T., TOKURA M., *Position index for a glare source located below the line of vision*, Lighting Research and Technology, 1997, 29(3), 172–178.
- [71] WONWOO K., HYUNJOO H., JEONG T.K., *The position index of a glare source at the borderline between comfort and discomfort (BCD) in the whole visual field*, Building and Environment, 2009, 44, 1017–1023.
- [72] WONWOO K., JEONG T.K., *A distribution chart of glare sensation over the whole visual field*, Building and Environment, 2010, 45, 922–928.
- [73] WIENOLD J., CHRISTOFFERSEN J., *Evaluation methods and development of a new glare prediction model for daylight environments with the use of CCD cameras*, Energy and Buildings, 2006, 38, 743–757.

- [74] BŁASZCZAK U.J., *Method for evaluating discomfort glare based on the analysis of a digital image of an illuminated interior*, Metrology and Measurement Systems, 2013, Vol. XX, 4, 623–634.
- [75] CIE “Collection on Glare”, 146:2002, 147:2002.
- [76] HIGASHI H., KOGA S., KOTANI T., *The development of evaluation for discomfort glare in LED lighting of indoor work place” the effect of the luminance distribution of luminous parts on subjective evaluation*, Proceedings of CIE, Paris, 2013, 648–662.
- [77] GEERDINCK L.M., VAN GHELUWE J.R., VISSENBERG M.C.J.M., *Discomfort glare perception of non-uniform light sources in an office setting*, Journal of Environmental Psychology, 2014, 39, 5–13.
- [78] TASHIRO T., KAWANOBE S., KIMURA-MINODA T. et al., *Discomfort glare for white LED light sources with different spatial arrangements*, Lighting Research and Technology, 2014, 1–22.
- [79] CLEAR R.D., *Discomfort glare: what do we actually know?*, Lighting Research and Technology, April 2013, Vol. 45, No. 2, 141–158.
- [80] WIENOLD J., CHRISTOFFERSEN J., *Evaluation methods and development of a new glare prediction model for daylight environments with the use of CCD cameras*, Energy and Buildings, 2006, 38, 743–757.
- [81] WONWOO K., JEONG T.K., *The variation of the glare source luminance according to the average luminance of visual field*, Indoor and Build Environment, 2012, 21, 1, 98–108.
- [82] YONG SUK J., SCHILLER M., KENSEK K., *Development of new daylighting glare analysis methodology using absolute glare factor and relative glare factor*, Energy and Buildings, 2013, 64, 113–122.
- [83] HIRNING M.B., ISOARDI G.L., COYNE S. et al., *Post occupancy evaluations relating to discomfort glare: a study of green buildings in Brisbane*, Building and Environment, 2013, 59, 349–357.
- [84] KONIS K., *Predicting visual comfort in side-lit open-plan core zones: results of a field study pairing high dynamic range images with subjective response*, Energy and Buildings, 2014, 77, 67–79.
- [85] HIRNING M.B., ISOARDI G.L., COWLING I., *Discomfort glare in open plan green buildings*, Energy and Buildings, 2014, 70, 427–440.
- [86] VAN DEN WYMELENBERG, *Visual comfort, discomfort glare and occupant fenestration control: developing a research agenda*, Leukos, 2014, 10, 207–221.
- [87] SCHUBERT F.E., *Light-Emitting Diodes*, 2nd Ed., 2006.
- [88] CHAJED S., GESSMANN T., SCHUBERT E.F., *Influence of junction temperature on chromaticity and color-rendering properties of trichromatic white-light sources based on light-emitting diodes*, Journal of Applied Physics, 2005, Vol. 97, Iss. 5.
- [89] Dane katalogowe oprawy Carpe Diem, Philips CN-240CH-08, Nanguang Studio Equipment.
- [90] *Making White Light*, Philips Information Brief, rev. 1, 2011.
- [91] Dane katalogowe oprawy PX174 PxAqua 9P, PXM MODENA RGB LED, LUG Light Factory.
- [92] Felhorski W., Stanioch W., *Kolorymetria trójkromatyczna*, WNT, Warszawa 1973.
- [93] ACKERMANN B., SCHULZ V., MARTINY C., HILGERS A., ZHU X., *Control of LEDs*, Industry Applications Conference, 2006, 2608–2615.
- [94] BUDZYŃSKI Ł., ZAJKOWSKI M., *Modyfikacja parametrów kolorymetrycznych w oprawach oświetleniowych ze źródłami LED*, [in:] *Technika świetlna 2014*, XXIII Krajowa Konferencja Oświetleniowa, Warszawa 2014.
- [95] LOO K.H., LAI Y.M., TAN S.C., TSE C.K., *On the Color Stability of Phosphor-Converted White LEDs Under DC, PWM, and Bilevel Drive*, Power Electronics, IEEE Transactions, 2012, Vol. 27, Iss. 2, 974–984.
- [96] BUDZYŃSKI Ł., *Influence of junction temperature on the spectral power distribution of Light Emitting Diodes*, Young Scientists Towards the Challenges of Modern Technology, 2014.
- [97] Polska Norma PN-EN 12665:2011 *Światło i oświetlenie – Podstawowe terminy oraz kryteria określania wymagań dotyczących oświetlenia*, PKN, Warszawa 2011.

- [98] ZAJĄC A. et al., *Światło w medycynie*, [in:] A. Michalski (red.), *Metrologia w medycynie*, Warszawa 2011, 219–298.
- [99] BROWN S., SANTANA C., EPPELDAUER G.P., *Development of a tunable LED-based colorimetric source*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 2002, 107, 363–371.
- [100] KOHRAKU S., KURAKAWA A., *A fundamental experiment for discrete-wavelength LED solar simulator*, Solar Energy Materials and Solar Energy Cells, 2006, 90, 3364–70.
- [101] BŁASZCZAK U., GILEWSKI M., GRYKO Ł., ZAJĄC A., KUKWA W., KUKWA A., *Applications of optical fibers and miniature photonic elements in medical diagnostics*, Proceedings of SPIE, 2014, Vol. 9228.
- [102] VAN WIJK R., VAN WIJK E.P., WIEGANT F.A., IVES J., *Free radicals and low-level photon emission in human pathogenesis: state of the art*, Indian J. Exp. Biol., 2008, 46, 273.
- [103] NKHEMTHONGCHAROEN N. et al., *Advances in imaging probes and optical microendoscopic imaging techniques for early in vivo cancer assessment*, Adv. Drug Deliv. Rev., 2013.
- [104] BŁASZCZAK U., GRYKO Ł., ZAJĄC A., *Wybrane aspekty projektowania układu oświetlającego dedykowanego do zastosowań medycznych na przykładzie oświetlacza endoskopu*, [in:] *Technika świetlna 2014*, XXIII Krajowa Konferencja Oświetleniowa, Warszawa 2014.
- [105] GRACZYK A., KWAŚNY M., *Hematoporfiryny jako fotosensybilizatory w fotodynamicznej metodzie diagnostyki i terapii nowotworów*, Wiadomości Chemiczne, 1990, 44, nr 147, 147–161.
- [106] JANKIEWICZ Z., SKRIPKO G.A., ZAJĄC A., TARAŻWICZ I.G., *Forsterite laser system for tumours therapy and diagnostics by means HpD method*, Referat nr C-00763, CLEO '94, 8–13.05.1994, Anaheim, Kalifornia, USA.
- [107] GRYKO Ł., *Metoda i urządzenie do wyznaczania wybranych parametrów optycznych tkanek poddanych zabiegowi biostymulacji laserowej*, Rozprawa doktorska, Białystok 2015.
- [108] YEH N., DING T.J., YEH P., *Light-emitting diodes light qualities and their corresponding scientific applications*, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015, 51, 55–61.

APPLICATION OF LIGHT EMITTING DIODES IN IMPROVEMENT OF CONDITIONS OF VISUAL WORK

This paper considers selected issues related to the application of light-emitting diodes in lighting technology. Basics of light emission are presented, especially incandescent radiation emission and LEDs operation. Major parameters used to describe the color of light are listed with indication of problems with their application to assess the light quality that originates from the application of new technology in lighting. On the other hand, the use of light emitting diodes allows to achieve non-visual effects, in particular control the employee alertness level by modifying spectral characteristics of light and consequently its color temperature. In this context review of research on the possibility to control the correlated color temperature in the interiors illumination and assumptions to build antiglare luminaire with adjustable correlated color temperature is presented. The concept of the endoscopic illuminator as an example of the application of set of light-emitting diodes with the possibility of correlated colour temperature tuning is presented.

Łukasz GRYKO*
Andrzej ZAJĄC*

WYKORZYSTANIE DIOD LED W MEDYCYNIE

Praca poświęcona jest wybranym problemom oddziaływania promieniowania diod elektroluminescencyjnych z zakresu UV-VIS-NIR na podstawowe struktury organizmu (komórki, tkanki) oraz ich zastosowaniu w procedurach medycznych i terapeutycznych. Przedstawione zostały półprzewodnikowe źródła LED wykorzystywane do badań i terapii bardzo różnych wskazań medycznych, a także wpływ ich fizycznych parametrów na uzyskiwany efekt biologiczny w przypadku badań *in vitro* i leczniczy w przypadku badań *in vivo*. Przedstawiono też opracowany optoelektroniczny układ diagnostyczny do obiektywizacji naświetlań i badań wpływu niskoenergetycznego promieniowania optycznego na linie komórkowe oraz pomiaru parametrów spektralnych skóry pacjentów i cienkich ośrodków biologicznych.

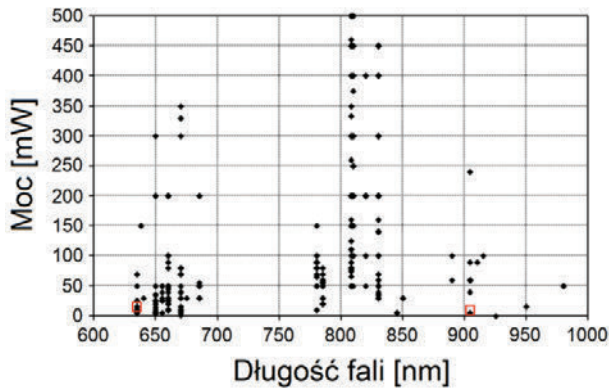
1. WSTĘP

Światło było wykorzystywane do leczenia od tysięcy lat. Wiedza o pozytywnych skutkach oddziaływania promieniowania na organizmy żywe, uzyskiwana głównie na podstawie wielowiekowych obserwacji efektów takiego oddziaływania istnieje od pokoleń [1]. W starożytnym Egipcie, Indiach oraz Chinach za jego pomocą leczono takie choroby, jak łuszczyca, bielactwo oraz krzywicę i psychozy. Za „ojca helioterapii” uważa się greckiego lekarza Herodota, który wskazywał na dobroczynny wpływ światła słonecznego w przywracaniu zdrowia. Wykorzystywano promieniowanie słoneczne (w tym również wydzielone (odfiltrowane) składowe barwne) w celach profilaktycznych, ale również do leczenia określonych zaburzeń u pacjentów [2]. W XVIII oraz XIX wieku Francuzi wykorzystywali światło słoneczne do leczenia gruźlicy, krzywicy, reumatyzmu, paraliżu, szkorbutu i wielu innych chorób. Do dalszego rozwoju fototerapii przyczynił się duński lekarz – Niels Finsen, który, stosując czerwone światło, skutecznie

* Katedra Elektroenergetyki, Fotoniki i Techniki Świetlnej, Wydział Elektryczny, Politechnika Białostocka, ul. Wiejska 45D, 15-351 Białystok.

zapobiegał ropieniu krost występujących u pacjentów z ospą prawdziwą. W 1903 roku otrzymał Nagrodę Nobla za rozwój fototerapii w przypadku gruźlicy skóry (ang. *lupus vulgaris*) z wykorzystaniem promieniowania UV [2–6]. W XIX wieku nastąpił intensywny rozwój fototerapii, stosowanej do leczenia chorób skóry, a wykorzystanie światła słonecznego w zapobieganiu krzywicy uzyskało naukowe wytłumaczenie – synteza witaminy D wymaga kwantów promieniowania. Jednocześnie prowadzono na szeroką skalę badania nad skutecznością wykorzystania promieniowania – głównie słonecznego – jako bodźca stymulującego procesy życiowe ustroju [2, 7].

Wynalezienie lasera w 1960 roku otworzyło nowy rozdział światłolecznictwa – w ostatnich czterech dekadach znacząco rozwinęły się zarówno badania medyczne, jak również powstało wiele urządzeń laserowych stosowanych w biostymulacji i terapii bólu [8]. Rozwój nowych źródeł promieniowania, szczególnie półprzewodnikowych laserów i diod LED dużej mocy, pozornie poprawił stan i zwiększył możliwości technicznych aplikacji tego typu urządzeń w medycynie. Z drugiej jednak strony to „bogactwo” doprowadziło do nowego zjawiska – pojawiły się urządzenia, które dla obniżenia kosztów wytwarzania wyposażono w źródła promieniowania o innych niż opracowane w latach 1960–1980 standardy długości fali promieniowania (rys. 1).



Rys. 1. Zestawienie wartości mocy i długości fali emisji stosowanych emiterów promieniowania w wybranych urządzeniach biostymulacyjnych (diod laserowych i diod LED).

Na rysunku zaznaczono – czerwone kwadraty – typowe parametry lasera He-Ne oraz lasera półprzewodnikowego emitującego promieniowanie o długości fali 905 nm

Fig. 1. A comparison of the power and wavelength of emitters used in the selected biostimulative devices (laser diodes and LEDs). The figure marked – red squares – typical parameters of He-Ne laser and semiconductor laser emitting radiation wavelength of 905 nm

Odkąd zapoczątkowana w latach 80. ubiegłego wieku technologia wytwarzania diod LED dużej mocy osiągnęła stan zaawansowania, umożliwiającą emisję wiązek światła o mocach rzędu pojedynczych W, zastępują one konwencjonalne odpowiedniki i stają się bardzo często powszechnymi źródłami w różnych dziedzinach badań

naukowych, technologii oraz w biologii i medycynie [9]. Dziedziny te obejmują rolnictwo, akwakulturę (hodowlę wybranych rodzajów organizmów wodnych), fototerapię, leczenie (innovacyjne i wydajne diody LED są obecnie wykorzystywane w różnych schorzeniach, od wskazań kosmetycznych do leczenia raka skóry – jako źródło światła w terapii fotodynamicznej), zastosowanie do ochrony środowiska, produkcji biomasy i aktywacji fotokatalizatorów.

Od 2010 roku, patenty dotyczące technologii LED zaczęły wygasać. Aplikacje na bazie diod LED mają więc, obecnie i w najbliższych latach, lepszą perspektywę, gdyż ich koszty produkcji stają się mniejsze.

W praktyce klinicznej optyczne promieniowanie elektromagnetyczne z zakresu widmowego (600–1000) nm jest stosowane w leczeniu lub wspomaganiu leczenia urazów tkanek miękkich [4, 10–16], ran [17–22], przewlekłego bólu [23–28] i wielu innych jednostek chorobowych [29–41]. Zakres widmowy 600–1000 nm obejmuje okno transmisji tkanek, co umożliwia efektywne naświetlanie stosunkowo grubych (nawet do 50 mm) warstw tkanek. Podczas ponadczterdziestoletniej historii, szeroko dyskutowanym tematem dotyczącym fototerapii i jej klinicznych zastosowań są zarówno wymagania związane z parametrami fizykalnymi światła stosowanego w poszczególnych procedurach – parametry spektralne, energetyczne, stan polaryzacji, spójność, tryb ekspozycji – terapii światłem, ale również uzyskiwane efekty terapeutyczne.

Rozwój biostymulacji laserowej zapoczątkowały pionierskie doświadczenia Węgra Endre Mestera, który pod koniec lat 60. XX wieku zapoczątkował prace nad wykorzystaniem światła laserowego w leczeniu trudno gojących się ran i owrzodzeń, wykorzystując nowe, laserowe źródła promieniowania [42–44]. Na przełomie lat 80. i 90. ubiegłego wieku intensyfikacja badań fundamentów i podstaw biostymulacji światłem [45–52] spowodowała ponowne ożywienie jej nowych zastosowań, ale także nastąpił szybki jej rozwój w wielu dziedzinach medycyny [53].

Bioregulacyjny wpływ niskoenergetycznego wąskopasmowego promieniowania wciąż pozostaje w sferze badań i testów zarówno na poziomie organelli komórkowych, komórek oraz tkanek, a także organów i całego organizmu [54–125]. Stwierdzono, że energia zaabsorbowana przez biologiczne fotoakceptory pobudza osłabione komórki do normalizacji ich funkcjonowania, co prowadzi do regeneracji tkanek i następnie pozytywnie wpływa na działanie całego organizmu [37, 45, 46, 48–52, 54, 63, 69, 95, 96, 111–115, 126–161]. Niestety badania prowadzone przez biologów i lekarzy często nie są realizowane w sposób ustandaryzowany, umożliwiający pełną kontrolę i znajomość parametrów fizycznych promieniowania i właściwości optycznych ośrodka biologicznego. Wynikiem takiego podejścia jest wiele nawzajem wykluczających się konkluzji odnośnie do skuteczności danego źródła i parametrów promieniowania bądź metody realizacji zabiegu terapeutycznego.

W niskoenergetycznej terapii laserowej – LLLT – zazwyczaj wykorzystuje się monochromatyczne i w wielu przypadkach spójne (lasery) lub coraz częściej quasi-

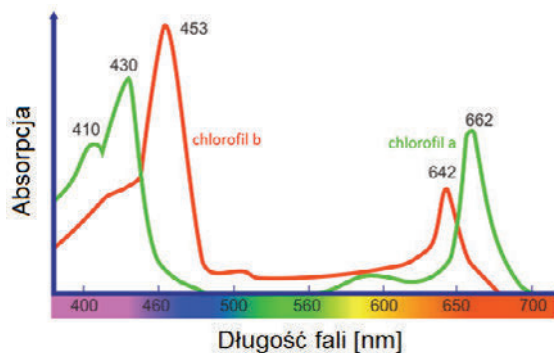
-monochromatyczne i niespójne promieniowanie diod LED z zakresu widma elektromagnetycznego widzialnego oraz bliskiej podczerwieni [162–175].

Dla ujednoczenia nomenklatury i precyzyjnego zdefiniowania parametrów wiązki promieniowania stosowanej w niskoenergetycznej terapii laserowej w kolejnym rozdziale zestawione zostały definicje i typowe parametry wiązek promieniowania stosowanych w szerokim, komercyjnie dostępnym zbiorze różnorodnego sprzętu dedykowanego LLLT.

1.1. CZERWONE I PODCZERWONE PROMIENIOWANIE DIOD LED (630–1000 nm)

Pierwsze nowoczesne diody LED, które zostały opatentowane na początku lat 60. ubiegłego wieku, były to źródła elektroluminescencyjne emitujące promieniowanie czerwone i podczerwone [176]. Aż do końca lat 60. diody te były cały czas bardzo kosztowne i bez większego praktycznego zastosowania. Pierwsze handlowo dostępne diody LED opracowano pod koniec 1962 roku. Holonyak wykorzystał trójskładnikowy półprzewodnik GaAsP, aby uzyskać źródło światła czerwonego o długości fali 655 nm [177]. W późniejszych latach zakres energii fotonów emitowanych przez struktury LED został rozszerzony na zakres obejmujący obszar promieniowania VIS – najpóźniej diody LED z GaN emitujące w zakresie (ok. 400 nm) promieniowania niebieskiego powstały w początku XXI wieku. W kolejnych latach powstały diody emitujące promieniowanie w zakresie UV. Początkowo diody LED nie emitowały wystarczających poziomów natężenia promieniowania, aby były istotne z perspektywy ich biologicznego zastosowania. Należy też podkreślić, że dostępne były pojedyncze długości fal, a dodatkowo ich widmo było szerokie. Szybki wzrost wykorzystania diod LED nastąpił w latach 80., kiedy układ arsenek galu i aluminium (GaAlAs) został opracowany. Ze względu na zwiększoną wydajność i wielowarstwowe heterozłączone struktury LED na bazie GaAlAs osiągały lepszą wydajność (ponaddziesięciokrotnie większą luminancję) w odniesieniu do swoich poprzedników. Tym samym rozpoczęła się era, kiedy naukowcy zaczęli używać diod LED w różnych obszarach badań naukowych zamiast konwencjonalnych źródeł światła [9].

Diody LED emitujące promieniowanie podczerwone i czerwone są powszechnie używane w zastosowaniach biomedycznych, które obejmują gojenie ran [178, 179], fotoodmładzanie [180], leczenie dolegliwości skóry [181]. Są one również szeroko stosowane w rolnictwie, które obejmuje: badania hodowli alg i glonów [182], rolnictwo w przestrzeni kosmicznej [183], hodowlę roślin [184], zwalczanie chorób roślin [185]. Czerwone promieniowanie emiterów LED z dodatkowym niebieskim promieniowaniem emiterów LED to podstawowa kombinacja dla rolnictwa (rys. 2). Wąskie widmo spektralne diod LED, które nakłada się na widmo fotosyntezy roślin, jest cechą, która ułatwia eliminację fal нефunkcyjnych podczas hodowli roślin w pomieszczeniach. Diody LED emitujące promieniowanie z czerwonego pasma widma VIS są też wykorzystywane w badaniach reprodukcji ryb [186].



Rys. 2. Widmo absorpcyjne dwóch typów chlorofilu: typu a i b
 Fig. 2. Absorption spectra of chlorophyll a and chlorophyll b

1.2. DIODY LED EMITUJĄCE PROMIENIOWANIE POMARAŃCZOWE, ŻÓŁTE I ZIELONE (PRZEDZIAŁ WIDMA 500–620 nm)

Diody LED emitujące promieniowanie o długości fali 590–620 nm (pomarańczowe), 570–590 nm (żółte) i 500–570 nm (zielone) stały się dostępne dzięki rozwojowi technologii w latach 70. XX wieku [9]. Pierwsza dioda LED emitująca promieniowanie z żółtego pasma widma VIS została opracowana przez Craforda [187]. Diody osiągnęły tylko nieznaczną poprawę jasności i efektywności w latach 80., gdyż stosowana technologia pozostała praktycznie niezmieniona. W późniejszym okresie wykorzystanie technologii diod laserowych doprowadziło do znacznego rozwoju technologii diod LED. Powodem było zastosowanie do produkcji elektroluminescencyjnych emiterów światła nowych materiałów (np. użycie poczwórnego związku galu, indu, aluminium i fosforu – InGaAlP), zastosowanie heterostruktury w obszarze emisji, nowe rozwiązania związane z geometrią obszaru świecącego, a w późniejszym czasie również aplikacje struktur kryształów fotonicznych. Wybór barwy promieniowania emitowanego przez strukturę InGaAlP na etapie technologicznym jest możliwy dzięki doborowi szerokości pasma zabronionego, przez odpowiednio dobrany skład materiału półprzewodnikowego. Tak więc dioda LED emitująca promieniowanie z zielonego, żółtego, pomarańczowego i czerwonego pasma widma VIS może być produkowana z użyciem tej samej technologii. Źródła światła LED emitujące promieniowanie o trzech barwach podstawowych RGB (czerwonej, zielonej i niebieskiej) stały się dostępne po raz pierwszy po premierze diod LED emitujących promieniowanie niebiesko-zielone, opartych również na poczwórnym związku azotu, indu, galu i aluminium (AlGaInN) – było to na początku lat 90. ubiegłego wieku [9].

W porównaniu do innych zakresów promieniowania widzialnego, przedział spektralny między 500 nm i 600 nm (który zawiera barwy pomarańczową, żółtą i zieloną) ma znacząco mniej zastosowań naukowych [9]. Główne przykłady zastosowań źródeł

LED emitujących promieniowanie z tego zakresu obejmuje produkcję biomasy dla karotenoidów i kwasów tłuszczowych estrów metylowych oraz detekcję chemiczną [9]. Należy jednak pamiętać, że podświetlenie pozostaje najdroższym czynnikiem w produkcji biomasy (glony, algi). I właśnie w ujęciu kosztów diody LED emitujące promieniowanie o barwie zielonej mogą stać się bardziej znaczące w produkcji biomasy karotenoidów bogatej w pigment, jak również w hodowli ryb [188].

1.3. DIODY LED EMITUJĄCE NIEBIESKIE PROMIENIOWANIE (450–500 nm)

Pierwsze diody LED, emitujące promieniowanie o niebieskiej barwie na bazie azotku galu (GaN), opracował Pankove w roku 1971 [189]. Jednak moc promieniowania tych urządzeń była zbyt mała, aby znaleźć dla nich praktyczne zastosowanie. Dopiero w roku 1994 dużej jasności dioda LED o niebieskiej barwie promieniowania została zbudowana przez Nakamurę [190], co zapoczątkowało znaczne wykorzystanie tych emiterów w zastosowaniach naukowych. Obecne diody LED o promieniowaniu jasnyniebieskim są oparte na szerokim paśmie zabronionym półprzewodników galu, azotku i indu (InGaN – 450–500 nm i GaN – 450 nm).

Niebieskie promieniowanie emiterów LED jest obecnie prawdopodobnie najbardziej powszechnie wykorzystywane do celów naukowych [9]. Są one zazwyczaj stosowane w badaniach: biomedycznych, wspomaganie hodowli i reprodukcji ryb [191] oraz zastosowaniach środowiskowych, takich jak wykrywanie, dezynfekcja [192] i aktywacja fotokatalizatora [193].

W medycynie stosowane są m.in. do celów dentystrycznych. Złożone badania dentystryczne [194, 195] wykazały, że promieniowanie o niebieskiej barwie diod LED jest bardziej odpowiednie niż promieniowanie innych źródeł do zadania polimeryzacji monomerów kompozytów dentystrycznych, wymagana gęstość mocy promieniowania diod LED może być niższa i dodatkowo nie ma ich wad. Kompozyty dentystryczne utwardzane światłem lampy halogenowej wykazują tendencję do degradacji wraz z upływem czasu, czego przyczyną jest niewystarczająca konwersja monomerów będących w ich składzie. Dzieje się tak, ponieważ proces polimeryzacji nienasyconych grup metakrylanowych nie zawsze jest kompletny. Monomery mogą być uwalniane z polimerów i penetrować nabłonek jamy ustnej i miękką, skąd mogą przemieszczać się do innych tkanek i narządów, gdzie mogą prowadzić do ich uszkodzenia [196].

1.4. NADFIOLETOWE PROMIENIOWANIE DIOD LED

Znaczący rozwój diod LED emitujących promieniowanie z zakresu spektralnego nadfioletu (UV) rozpoczął się w latach 90., kiedy diody LED UV-A 375–395 nm były popularne jako forma kontroli znaków wodnych stosowanych do zabezpieczania dokumentów i walut. Natomiast w czasie ostatnich pięciu lat technologia LED emitującą

cych promieniowanie w zakresie UV-C 210–270 nm zaczęła się rozwijać się w laboratoriach z wykorzystaniem materiałów, takich jak: azotek glinu (210 nm) [197], azotek boru (215 nm) [198] i diament (235 nm) [199].

Promieniowanie UV 320–350 nm przyczynia się do zmniejszenia wielkości gruczołów łojowych i ilości sebum (łój skóry) [200]. Do leczenia trądziku stosowana jest kombinacja promieniowania fioletowo-niebieskiego (415 nm) i czerwonego (633 nm) diod LED [201]. Skuteczność w wymienionych zastosowaniach sugeruje, że możliwa jest wymiana źródeł światła laserowego na urządzenia wykorzystujące diody LED również w innych zabiegach fototerapii.

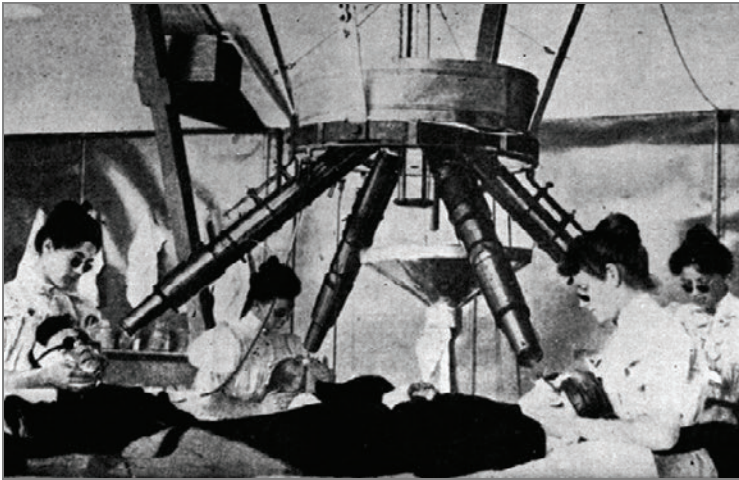
Dostępność diod LED UV, o jeszcze wyższych mocach niż obecnie użytkowane, umożliwi ich stosowanie do dezynfekcji [9]. Oznacza to, że gdy dostępne będą diody LED, wytwarzające promieniowanie UV 250–270 nm o większej mocy, to wówczas będą one powszechnie stosowane do dezynfekcji i sterylizacji ze względu na fotoczułość mikroorganizmów na promieniowanie o długości fali 260 nm, dla której występuje ich pik absorpcyjny.

2. FOTOTERAPIA

Terapia światłem jest jedną z najstarszych metod terapeutycznych stosowanych w leczeniu różnych stanów zdrowotnych. Korzyści światła słonecznego w leczeniu chorób skóry były wykorzystywane przed tysiącami lat w starożytnym Egipcie, Indiach i Chinach. Terapia światłem słonecznym na nowo została później odkryta przez Nielsa Ryberg Finsen, duńskiego lekarza i naukowca, który uzyskał w 1903 roku Nagrodę Nobla w dziedzinie fizjologii lub medycyny w uznaniu za jego wkład w leczenie chorób, w szczególności tocznia pospolitego (rys. 3). Były to narodziny fototerapii obejmującej zastosowanie sztucznego źródła do napromieniowania [202]. Dopiero wiele lat później, korzyści terapeutyczne zostały ponownie odkryte z użyciem innych zakresów widma promieniowania elektromagnetycznego – promieniowania widzialnego i bliskiej podczerwieni. Pod koniec lat 60. XX wieku, Endre Mester, węgierski lekarz, rozpoczął serię eksperymentów poszukiwania rakotwórczego działania promieniowania laserowego, stosując na myszach niskiej mocy laser rubinowy (694 nm) [42]. Ku jego zaskoczeniu promieniowanie laserowe nie spowodowało raka, natomiast uzyskana została poprawa wzrostu włosów, które zostały zgolone na grzbiecie zwierzęcia do celów eksperymentu. To był pierwszy pokaz fotobiostymulacji niskoenergetycznej terapii laserowej, otwierający nową ścieżkę zastosowań dla nauk medycznych.

Ta obserwacja skłoniła E. Mestera do przeprowadzenia innych badań, m.in. wsparcia gojenia ran światłem o barwie czerwonej. Od tamtej pory, wzrosło zainteresowanie leczeniem promieniowaniem koherentnym (laserowym) i niekoherentnym (diod LED). Fototerapia niskoenergetycznym (a poprawnie niskomocowym) promieniowaniem laserowym i diod elektroluminescencyjnych (odpowiednio *Low Level*

Laser Therapy i *Light Emitting Diode Therapy*) jest obecnie stosowana dla wielu tysięcy ludzi na całym świecie każdego dnia w różnych schorzeniach. W ciągu ostatnich 15 lat, dzięki coraz lepszemu zrozumieniu fotobiologii i zwiększonemu zapotrzebowaniu na przeprowadzanie minimalnie inwazyjnych zabiegów doprowadziło do wzrostu zainteresowania optoelektronicznymi urządzeniami z oświetlaczami wykorzystującymi emiterzy LED.



Rys. 3. Fototerapia Finsena. Ze względu na duży koszt oświetlenia węglową lampą łukową, światło z lampy skierowano przez cztery chłodzone wodą soczewki skupiające, co umożliwiło jednoczesną terapię kilku pacjentów. Każdy pacjent miał pielęgniarkę-asystenta do skupienia światła na poszczególnym pojedynczym regionie ciała na okres do 1 godziny [203]

Fig. 3. Finsen phototherapy. Due to the high cost of irradiating with carbon arc lamp, the light from the lamp was directed by four water-cooled focusing lens that enabled the simultaneous treatment of several patients. Each patient had a nurse assistant to focus light on each individual region of the body for up to 1 hour [203]

Fototerapia LEDT (ang. *Light Emitting Diode Therapy*) została dobrze opisana w wielu dziedzinach medycyny. Jest wykorzystywana do [204, 205]:

- przyspieszenia i poprawy gojenia ostrych i przewlekłych ran różnego pochodzenia,
- leczenia zapaleń i rumieni,
- przyspieszenia gojenia uszkodzonych kości,
- tłumienia i zwalczania ostrego i przewlekłego bólu różnego pochodzenia,
- poprawy wyników wszelkich aspektów chirurgii estetycznej i plastycznej, odmłodzenia skóry po uszkodzeniu słonecznym,
- zapobiegania tworzenia blizn,
- tłumienia nadpobudliwych melanocytów w zaburzeniach pigmentacji,

- leczenia chorób układu krążenia, takich jak choroba Raynauda (napadowy skurcz tętnic w obrębie rąk, rzadziej stóp), wrzodów naczyniowych i stopy cukrzycowej.

Ponieważ promieniowania diod elektroluminescencyjnych mają krótką drogę spójności, są quasi-monochromatyczne i nietermiczne, toteż są alternatywą dla terapii laserowej LLLT (ang. *Low Level Laser(Light) Therapy*) i wykazują fotobiostymulujący wpływ na uszkodzone tkanki. Dlatego też przeprowadzane są liczne badania skuteczności oddziaływania źródeł LED w różnych chorobach [56]. Badania nad skutecznością promieniowania diod LED w terapii LLLT wykazują, że mogą one na stałe wymienić niektóre źródła laserowe, a nawet stać się nowym liderem w niskoenergetycznej terapii światłem [56].

Diody LED mogą stanowić efektywną i ekonomicznie uzasadnioną alternatywę dla laserów z następujących powodów:

- obejmują swym zasięgiem spektralnym zakresy: UV, NIR i całe widzialne pasmo, a wiele z tych zakresów częstotliwości nie jest jeszcze dostępnych dla laserów półprzewodnikowych,
- urządzenie z diodami LED jest znacznie bardziej ekonomiczne niż intensywne światło impulsowe lub laserowe, np. naukowcy twierdzą, że efektywności konwersji dla diod LED 450 nm może osiągnąć 70%, w przypadku diod laserowych 450 nm – 30% [206], natomiast dla źródeł termicznych (żarówka halogenowa) około 20%,
- charakteryzują się większą niezawodnością, dłuższą żywotnością (30–50 tysięcy godzin vs. 10–30 tysięcy godzin diod laserowych) [206], jak też mniejszym kosztem niż źródła laserowe,
- medyczne urządzenia LED są znacznie bezpieczniejsze niż tradycyjnie stosowany laser gazowy (helowo-neonowy) – nie potrzebują one zasilania wysokim napięciem.

2.1. MECHANIZMY ODDZIAŁYWANIA PROMIENIOWANIA

Podobnie jak rośliny wykorzystują chlorofil do konwersji światła słonecznego w tkankach roślinnych, promieniowanie diod LED może powodować naturalne wewnątrzkomórkowe reakcje fotobiochemiczne. Fotony emitowane przez źródło światła (np. diodę LED) muszą być absorbowane przez molekularne chromofory lub fotoakceptory organizmu, aby wywołać wpływ na żywy system biologiczny.

Światło, w odpowiednich dawkach i o odpowiednich długościach fali, jest absorbowane przez chromofory, takie jak porfiryny, flawiny i inne jednostki komórek absorbujące światło w mitochondriach i błonach komórkowych. Coraz więcej dowodów wskazuje, że mechanizm fotobiomodulacji przypisuje się aktywacji mitochondrialnych elementów łańcucha oddechowego, skutkującej zainicjowaniem kaskady reakcji komórkowych. Postulowano, że fotoakceptory absorbujące w czerwonym i podczerwonym

zakresie widma promieniowania są enzymami końcowymi łańcucha oddechowego – oksydazy cytochromu c z elementami miedzianymi Cu. Pierwszy pik absorpcji oksydazy cytochromu c jest w czerwonym zakresie widma, a drugi pik w zakresie pasma spektralnego bliskiej podczerwieni. Jest wiele niejasności w całym procesie fotobiostymulacji i nowe drogi sygnałów komórkowych oraz ich mechanizmy są dopiero odkrywane [127, 207, 208]. Jeśli będziemy lepiej modulować tę sygnalizację, być może będziemy w stanie wpływać na życie lub śmierć komórek w wielu patologiach.

Promieniowanie diod LED wydaje się, że ma wpływ na metabolizm komórkowy przez zapoczątkowanie wewnątrzkomórkowych reakcji fotobiochemicznych. Zaobserwowane reakcje obejmują: zwiększenie ATP, modulację reaktywnych form tlenu, indukowanie czynników transkrypcyjnych, zmianę syntezy kolagenu, stymulację angiogenezy i zwiększenie przepływu krwi [209].

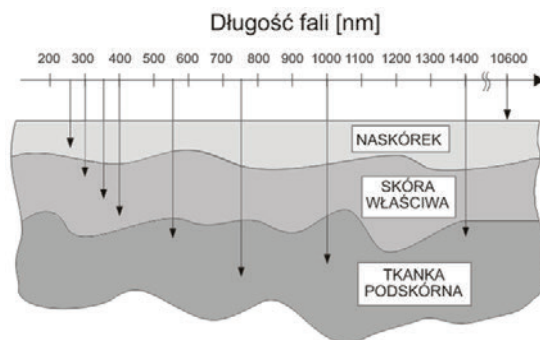
2.2. OPTYMALNE PARAMETRY *LIGHT EMITTING DIODE THERAPY*

W przypadku terapii LEDT nie jest już pytaniem czy wywołuje oddziaływanie biologiczne, ale raczej jakie optymalne parametry świetlne są optymalne dla różnych zastosowań. Działanie biologiczne zależy od parametrów naświetlania, takich jak długość fali, dawka energii, irradiancja (gęstość mocy), czas napromieniania (czas trwania zabiegu), tryb pracy – fala ciągła lub impulsowa [56, 71, 97]. Dodatkowo czynniki kliniczne, takie jak harmonogram zabiegów, czyli okresy między zabiegami i całkowita liczba zabiegów muszą być brane pod uwagę.

2.3. DŁUGOŚĆ FALI

Różnym długościom fali odpowiadają różne chromofory i mogą mieć różne działanie na tkanki. W zależności od typu tkanki, głębokość penetracji promieniowania wynosi mniej niż 1 mm dla fali o długości 400 nm, 0,5–2 mm dla fali 514 nm, 1–6 mm dla fali 630 nm, a maksymalna dla fal długości 700–900 nm (rys. 4) [210].

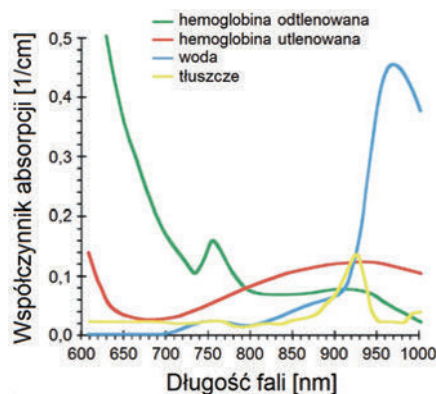
Różne typy komórek i tkanek w organizmie mają swoje unikatowe charakterystyki pochłaniania promieniowania, każdy absorbuje promieniowanie o określonych długościach fal. Dla uzyskania najlepszych efektów, długość fali powinna umożliwić optymalne przenikanie promieniowania do docelowych komórek lub tkanek. Promieniowanie o barwie czerwonej może być z powodzeniem stosowane do głębiej umiejscowionego celu (np. gruczołów łojowych), o barwie niebieskiej może być użyteczne do leczenia chorób skóry zlokalizowanych w naskórku (np. zrogowacenie słoneczne) – terapia fotodynamiczna (PDT). Aby dotrzeć do fibroblastów (najczęstszych komórek tkanki łącznej zwierząt), co jest często celem terapii LEDT, pożądana jest głębsza penetracja promieniowania. Przykładowo wykorzystując promieniowanie o długości fali 660 nm, można osiągnąć taki cel, docierając na głębokość (2–3 mm)



Rys. 4. Różnice w głębokości transmisji energii przez skórę w zależności od długości fali promieniowania [211]

Fig. 4. The differences in depth of the energy transmission through the skin, depending on the radiation wavelength [211]

w skórze właściwej, a zatem do fibroblastów w dolnej warstwie skóry właściwej – warstwie siatkowej. Długość fali promieniowania powinna być także w paśmie wysokiej absorpcji cząsteczek chromoforów lub fotoakceptorów i często określa, co determinuje, które diody LED mogą mieć zastosowanie. Oksydaza cytochromu c, która jest najbardziej prawdopodobnym chromoforem w przypadku LLLT, wykazuje dwa piki w widmie absorpcyjnym – w paśmie promieniowania czerwonego (660 nm) i podczerwieni (850 nm) [212]. Istnieją dwie główne granice długości fali do zastosowań emiterów LED w fototerapii: długość fali 600 nm, poniżej której absorpcja hemoglobiny we krwi (Hb) jest główną przeszkodą dla absorpcji fotonów. Powyżej długości fali równej 1000 nm, woda pochłania większość fotonów, zmniejszając ich dostępności do poszczególnych chromoforów zlokalizowanych na przykład w fibroblastach skóry. Pomędzy tymi dwoma granicami widma jest dolina możliwych zastosowań emiterów LED (rys. 5).

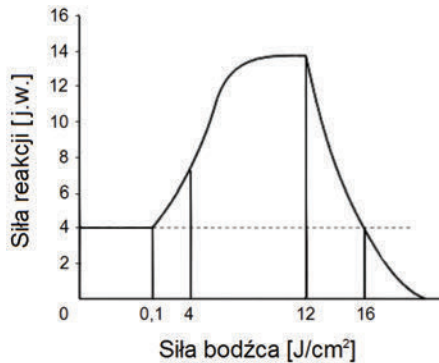


Rys. 5. Główne składniki pochłaniające w tkankach w zakresie widmowym 600–1000 nm [213]

Fig. 5. The main tissue components which absorb radiation in spectral range 600–1000 nm [213]

2.4. GĘSTOŚĆ ENERGII (DAWKA) I GĘSTOŚĆ MOCY (IRRADIANCJA)

Prawo Arndta–Schultza–Oshiro [68] stwierdza, że istnieje tylko wąski zakres parametrów (zmienny dla różnych osobników i komórek oraz stanu fizjologicznego organizmu), dla których rzeczywiście można aktywować odpowiedź komórkową, tj. dawki energii w J/cm^2 (rys. 6). Wyzwaniem jest znaleźć odpowiednie kombinacje czasu trwania leczenia i irradiancji promieniowania diod LED w celu uzyskania optymalnych efektów w docelowej tkance. Zasada wzajemności stwierdza, że dawka równa jest iloczynowi gęstości mocy i czasu ekspozycji. Dlatego też, taki sam efekt ekspozycji powinien wynikać ze skracania czasu trwania zabiegu i zwiększania irradiancji (pod warunkiem, że nie przekroczymy progu destrukcji tkanek). Zasadę wzajemności rutynowo zakładano w eksperymentach fototerapii z użyciem promieniowania laserowego, a także promieniowania diod LED. Jednak dowody naukowe wspierające zasadę wzajemności w terapii promieniowaniem diod LED nie są jasne [214].



Rys. 6. Prawo Arndta–Schultza–Oshiro w odniesieniu do fototerapii [68]
 Fig. 6. The Arndt–Schultz–Ohshiro law of biostimulation [68]

Zasadę wzajemności badano w procesie gojenia ran i pokazano, że zmienne wartości gęstości mocy i czasu ekspozycji, aby osiągnąć określoną stałą dawkę, wpływają na ostateczny wynik terapii promieniowaniem diod LED [110]. W praktyce, jeśli gęstość mocy promieniowania jest mniejsza niż fizjologiczna wartość progowa dla danego celu, to nie wywołuje ona skutków fotostymulujących nawet wtedy, gdy czas naświetlania jest wydłużony. Ponadto efekty fotozahamowania mogą wystąpić przy oddziaływaniach z większymi gęstościami mocy i nawet krótszym czasem ekspozycji. Pewne jest, że minimalny czas ekspozycji do leczenia jest niezbędny – rzędu kilku minut, zamiast tylko kilku sekund – aby umożliwić aktywację procesów komórkowych. Inaczej, reakcja tkanek jest ulotna i przewidywane pozytywne efekty kliniczne nie wystąpią. Idealny czas zabiegu musi być dostosowany w zależności od stanu organizmu (skóry) lub stopnia dysfunkcji obecnego w czasie leczenia.

2.5. TRYB CIĄGŁY (TAKŻE WOLNOZMIENNO KSZTAŁTOWANY) I IMPULSOWY

Interesująca jest hipoteza, że procedury oparte na różnych modelach dostarczania energii tkance w czasie (nawet, gdy sumaryczna dawka poszczególnych modeli jest równa) mogą znacznie zmienić odpowiedź biologiczną wskutek oddziaływania promieniowaniem diod LED – ponieważ energia fotonów nie dociera do celów biologicznych w taki sam sposób [209].

Zarówno tryby pracy ciągłej (CW), jak i impulsowej są dostępne w urządzeniach z diodami LED, które wykorzystywane są w zastosowaniach medycznych. Wpływ trybu CW, jak i impulsowego, a także ich precyzyjnych parametrów (np. czasu trwania impulsu, interwału, bądź różnych ich sekwencji) na odpowiedzi komórkowe nie został w pełni zbadany [215, 216], są jednak dowody, że promieniowanie impulsowe inaczej wpływa na komórki niż promieniowanie ciągłe [217].

W pewnych warunkach, ultrakrótkie impulsy mogą docierać głębiej w obszar organizmu niż promieniowanie CW [218, 219]. Dzieje się tak, ponieważ pierwsza część silnego impulsu może zawierać wystarczającą liczbę fotonów do przeniesienia wszystkich cząsteczek chromoforów w górnej warstwie tkanki do stanu wzbudzonego, co dosłownie otwiera drogę kolejnym fotonom do niżej położonych tkanek. Ponadto zbyt długi impuls może powodować komórkowe wyjałowienie, podczas gdy zbyt krótki może dostarczać energię niewystarczającą do wystąpienia biologicznego efektu. Wyjaśnieniem mogą być teorie selektywnej fototermolizy [216] oraz fotodysocjacji NO [220].

2.6. POZYCJONOWANIE ŹRÓDŁA

Bardzo precyzyjne ustawienie odległości źródła od pola pracy bądź profilowanie kształtu wiązki światła jest obowiązkowe, aby zapewnić optymalne gęstości mocy wiązki na powierzchni oddziaływania tak, aby osiągnąć maksymalne efekty fizjologiczne. Dokładne położenie zapewnia, że właściwa liczba fotonów jest dostarczana do leczonej struktury w celu uniknięcia punktów gorących i zimnych w obszarze leczenia. Jest to szczególnie ważne w fotobiologii, aby wymagana ilość energii była dostarczana do docelowych miejsc w celu wywołania oczekiwanej odpowiedzi komórkowej. Jeśli niewystarczająca liczba fotonów osiągnie cel, spowoduje to brak reakcji komórek. Niektóre urządzenia z emiterami LED wyposażone są nawet w optyczne systemy pozycjonowania, aby umożliwić powtarzalne leczenie ze ściśle określonej odległości.

2.7. CZAS ODCZYTANIA WYNIKÓW ZABIEGÓW

Są pewne przesłanki sugerujące, że odpowiedzi komórkowe po napromieniowaniu światłem są zależne od czasu. Najnowsze badania sugerują, że reakcje takie, jak żywotność ATP (adenozynotrójfosforanu), można zaobserwować bezpośrednio po na-

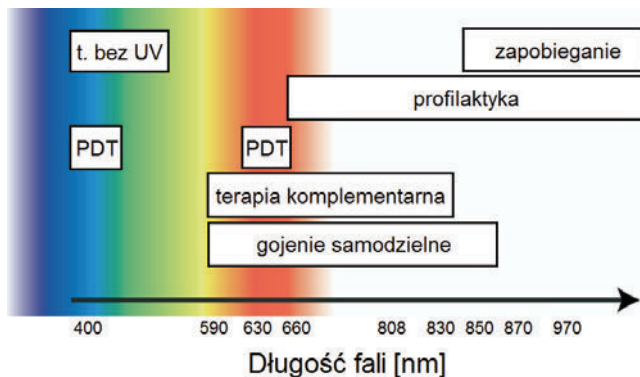
promieniowaniu (1 godzina), podczas gdy inne, takie jak proliferacja komórek, wymagają co najmniej 24 godzin zwłoki czasowej, aby można było zaobserwować efekt [221]. Ważne jest zatem ustalenie odpowiedzi zależnej od czasu, by właściwie ocenić efekty fotobiologiczne zarówno w przypadku terapii *in vitro*, jak i *in vivo*.

2.8. STAN KOMÓREK I TKANEK

Wielkość efektu biostymulującego zależy od stanu fizjologicznego komórek i tkanek w momencie napromieniowywania [222]. Zainfekowane komórki i tkanki reagują szybciej niż zdrowe komórki lub tkanki w odpowiedzi na transfer energii, który występuje między zaabsorbowanymi fotonami i receptyjnymi chromoforami. Na przykład promieniowanie diod LED będzie stymulować proliferację komórkową jedynie wtedy, gdy komórki rosną słabo przed i w czasie naświetlania. Fazy cyklu komórkowego są również rozważane, co może tłumaczyć zmienność w wynikach różnych badań [130, 223].

3. EFEKTY TERAPII Z UŻYCIEM DIOD LED (LED EMITING DIODE THERAPY)

Terapia LEDT jest znana z właściwości leczniczych i przeciwzapalnych; jest stosowana głównie w praktyce klinicznej jako uzupełnienie innych metod leczenia, takich jak nieablacyjne techniki termiczne. Różne aplikacje emiterów LED mogą być podzielone w zależności od długości fali promieniowania lub kombinacji stosowanych długości fal (rys. 7). Terapia LEDT może być stosowana jako samodzielna procedura w wielu wskazaniach. Dokonując przeglądu literatury, trzeba pamiętać, że wyniki z różnych badań mogą być trudne do porównania, bo potencjalne skutki zmienności



Rys. 7. Aktualne i perspektywiczne aplikacje emiterów LED w funkcji długości fali ich promieniowania
Fig. 7. Current and future applications of LEDs as a function of the radiation wavelength

parametrów zabiegu (np. długość fali, dawka, gęstość mocy, impulsowy/CW tryb pracy i czas leczenia) często różnią się pomiędzy badaniami. Ponadto istnieje możliwość, że działania fotobiomodulacyjne są odmienne w różnych liniach komórek i rodzajach pacjentów. Omówione zostaną aktualne aplikacje LEDT.

3.1. ŻÓŁTACZKA NOWORODKÓW

Chociaż fototerapia jest stosowana w leczeniu żółtaczki noworodków od ponad 40 lat, najbardziej skuteczna metoda fototerapii z najmniejszą liczbą efektów ubocznych nie została jeszcze opracowana [224]. Jej skuteczność zależy od długości fali i gęstości mocy emitowanego promieniowania, rozmiaru powierzchni ciała oraz czasu trwania ekspozycji [225, 226].

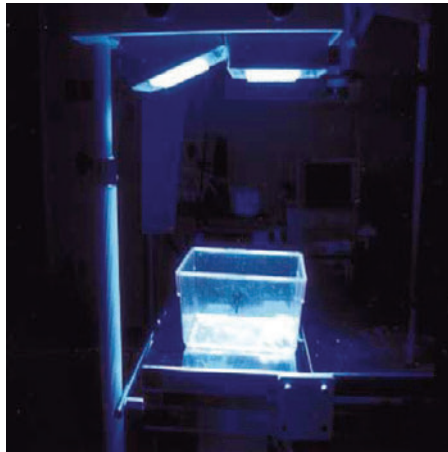
W przypadku ciężkiej lub szybko rosnącej żółtaczki bardzo ważne jest, aby wszcząć intensywną skuteczną fototerapię tak, aby zmniejszyć poziom bilirubiny tak szybko, jak to tylko możliwe, aby zmniejszyć potrzebę transfuzji wymiennej i ryzyko żółtaczki jąder podkorowych mózgu [227]. Jednakże zwykle stosowana fototerapia nie jest dość efektywna, a tym samym zwiększone jest ryzyko neurotoksyczności indukowanej bilirubiny [225].

Obecnie dostępne urządzenia do fototerapii, takie jak świetlówki czy lampy halogenowe, mają wiele wad: produkują duże ilości ciepła i promieniowania UV (istnieje ryzyko oparzenia lub utraty płynów, a nawet uszkodzenia DNA) oraz niestabilny, szeroki rozkład widmowy promieniowania [228, 229]. Dużej mocy diody LED emitujące promieniowanie o barwie niebieskiej (GaN) są badane jako potencjalne źródła światła do fototerapii żółtaczki noworodków [230]. Te emitery wytwarzają wąskie pasmo światła odpowiadające pikowi widma absorpcji bilirubiny [230]. Takie spektralne dopasowanie skutkuje potencjalnie krótszym czasem zabiegu [231].

W pracach [232, 233] przeprowadzono wiele badań skuteczności oddziaływania źródeł LED w porównaniu z konwencjonalną terapią lampą halogenowo-kwarcową. Porównano oddziaływania wąskopasmowych źródeł LED – promieniowanie o barwie niebieskiej i niebiesko-zielonej – i szerokopasmowej konwencjonalnej lampy halogenowej na dużych próbach noworodków z żółtaczką [232]. W pracy [232] podano, że średnie stężenie bilirubiny całkowitej w surowicy, a także czas trwania fototerapii i tempo spadku stężenia bilirubiny nie różniły się statystycznie u noworodków otrzymujących promieniowanie niebieskie wytworzone przez diody LED, promieniowanie niebiesko-zielone diod LED lub konwencjonalną fototerapię. Zespół Changa [233] zbudował urządzenie oparte na 1000 dużej mocy diodach LED (HLBB-L55B firmy Nissitronics Korea Inc.) emitujących promieniowanie o długości fali dominującej 465–470 nm. Urządzenie składało się z dwóch tablic po 500 diod LED (rys. 8). Irradiancja spektralna w polu oddziaływania – w odległości 45 cm od urządzenia z emitarami LED oraz od lampy halogenowej 6600-0084-900 firmy Ohmeda Medical Co. – wynosiła 75 i 23 $\mu\text{W}/\text{cm}^2/\text{nm}$ (istnieje ryzyko oparzenia, gdy zbliży się lampę halo-

genową do dziecka na odległość mniejszą niż zaleca producent). Fotodegradacja bilirubiny dla urządzenia LED wytwarzającego promieniowanie niebieskie była znacząco większa niż w przypadku konwencjonalnej fototerapii zarówno w warunkach *in vitro* ($44 \pm 7\%$ do $35 \pm 2\%$), jak i *in vivo* ($30 \pm 9\%$ do $16 \pm 8\%$) [233]. Szybszy rozpad bilirubiny z wykorzystaniem bardziej efektywnych urządzeń do fototerapii oznacza skrócenie czasu leczenia żółtaczki u noworodków, a ostatecznie poprawę rokowania ciężkiej hiperbilirubinemii noworodkowej [225, 226].

Urządzenia oparte na wykorzystaniu emiterów LED wytwarzających światło o barwie niebieskiej i niebiesko-zielonej mogą skutecznie zastąpić klasyczne źródła w fototerapii żółtaczki noworodków. Diody LED są również energooszczędne, łatwe w sterowaniu, lekkie, wydzielają mniej ciepła i mają dłuższą żywotność. Te unikatowe cechy emiterów LED czynią je bardzo optymalnymi źródłami światła dla urządzeń do fototerapii. Urządzenia z diodami LED mogą generować znacznie większe wartości irradancji spektralnej w porównaniu do poziomu wszystkich obecnie dostępnych konwencjonalnych jednostek fototerapii, znacznie wyższe poziomy gęstości mocy mogą być stosowane klinicznie w przyszłości.



Rys. 8. Prototypowe urządzenie złożone z dwóch zestawów oświetlaczy, każdy z 500 wysokiej mocy emiterami LED wytwarzającymi światło o barwie niebieskiej [233]
Fig. 8. A prototype device consisting of two LED illuminators, each use the 500 high-power LED emitters that produce blue light [233]

3.2. ZMĘCZENIE MIĘŚNI

Zabiegi terapeutyczne promieniowaniem diod elektroluminescencyjnych (ang. *Light Emitting Diode Therapy – LEDT*) stosuje się też w celu minimalizacji zmęczenia mięśni u sportowców, a także u osób zdrowych. Zbadano, czy fototerapia LLLT i LEDT może modulować indukowaną aktywnością zmęczenie mięśni szkieletowych

oraz ochronę przed uszkodzeniem mięśni [234]. Wnioski z systematycznego przeglądu wpływu fototerapii stosowanej przed, w trakcie i po ćwiczeniach to wskazanie do zastosowania czerwonych lub podczerwonych długości fal w fototerapii przed ćwiczeniami, zalecana moc źródeł 50–200 mW oraz dawki 5 i 6 J/punkt. Można stwierdzić, że fototerapia LEDT poprawia wydajność mięśni i przyspieszenie ich regeneracji, głównie wtedy, gdy jest stosowana przed treningiem. Wyniki podane w pracy [235] potwierdzają, że naświetlania promieniowaniem diod LED o długości fali $\lambda = 850$ nm mięśni przed intensywnym treningiem moduluje metabolizm, co ułatwia osiągać lepszą wydajność. Należy podkreślić wniosek, że LEDT minimalizuje zmęczenie mięśni i może zwiększać izometryczny czas wytrzymałości, nawet dwukrotnie [236].

3.3. GOJENIE RAN

Mechanizmy molekularne oddziaływania światło-tkanki są niejasne, a potencjalne skutki promieniowania emiterów LED w gojeniu ran nie są jeszcze dobrze znane. Chociaż już wczesne prace związane z terapią LEDT skoncentrowane były głównie na leczeniu ran. Uważa się, że promieniowanie diod LED o długościach fal z zakresu bliskiej podczerwieni pobudza krążenie przez indukcję uwalniania cykazy guanylanowej i tlenku azotu, który z kolei stymuluje rozszerzanie naczyń i produkcję czynnika wzrostu, co prowadzi do gojenia ran [237].

Wykazano znaczące zwiększenie wzrostu komórek różnorodnych linii komórkowych wskutek terapii widzialnym i podczerwonym promieniowaniem diod LED o różnych długościach fali (mysich fibroblastów, osteoblastów szczura, komórek mięśni szkieletowych szczurów i normalnych ludzkich komórek nabłonka) [238]. Zmniejszenie rozmiarów rany i przyspieszenie ich gojenia wykazano również w wielu próbach *in vivo*, w tym na ropuchach, myszach, szczurach, świnkach morskich i świniach [239, 240]. Przyspieszone gojenie ran (większe ilości epitelializacji) w przypadku przeszczepów skóry wykazano w badaniach na ludziach [241, 242]. Literatura pokazuje również, że terapia LEDT pozytywnie wspiera i przyspiesza gojenie przewlekłych owrzodzeń nóg: cukrzycowych i ciśnieniowych [243]. Zabiegi LEDT są również bardzo przydatne w zmniejszaniu objawów ostrej fazy gojenia ran po ablacyjnym zabiegu laserem CO₂. Przebadano też [244] wpływ czerwonego ($\lambda = 638$ nm), niebieskiego ($\lambda = 456$ nm) i zielonego ($\lambda = 518$ nm) promieniowania diody LED na skuteczność gojenia ran. W badaniu *in vivo* rozmiary rany na skórze były istotnie zmniejszone w 7 dniu po ekspozycji dla światła o barwie zielonej, pokrycie tkanką nabłonka zostało przyspieszone przez światło czerwone i zielone w porównaniu do grupy kontrolnej. Wykazano, że promieniowanie zielone diod LED przyspiesza gojenie ran dzięki indukowaniu migracyjnych i rozrostowych mediatorów, co sugeruje, że nie tylko promieniowanie czerwone diod LED, ale także zielone może być nową koncepcją gojenia ran [244]. W wyniku terapii LEDT mniejszy jest obrzęk, sączenie, strup, ból i rumień, co prowadzi do znacznego przyspieszenia gojenia.

3.4. STANY ZAPALNE

Wolne rodniki są znane jako przyczyna podklinicznego stanu zapalnego. Zapalenie może się zdarzyć na wiele sposobów. Może być wynikiem utleniania enzymów wytwarzanych przez mechanizm obronny organizmu w odpowiedzi na ekspozycję na uraz, taki jak światło słoneczne (fotoszkodzenie) lub środki chemiczne. Terapia LEDT przynosi nową formę leczenia przynoszącą alternatywę dla takich zmian przez przeciwdziałanie mediatorom zapalnych. Wiele ostatnich badań wykazało przeciwwzapalny potencjał promieniowania źródeł LED w przypadku: zapalenia dziąseł [245] czy skóry [246, 247].

3.5. FOTODMŁADZANIE

Możliwą strategią leczenia i zapobiegania klinicznych objawów starzenia się skóry jest przywrócenie niedoboru kolagenu w celu indukcji syntezy nowego kolagenu i redukcji metaloproteinazy macierzy zewnątrzkomórkowej (MMP). Badania *in vitro* wykazały, że korzystanie z różnych źródeł LED wytwarzających promieniowanie z zakresu spektralnego od widzialnego do podczerwieni może wywołać syntezę kolagenu skóry z jednoczesnym zmniejszeniem MMP. Znacznym wzrostem produkcji kolagenu po leczeniu promieniowaniem diod LED wykazano w różnych eksperymentach [248–251]. W badaniach klinicznych zwiększenie produkcji kolagenu z równoczesnym zmniejszeniem MMP–1 zaobserwowano w związku z poprawą wyglądu skóry po uszkodzeniu słonecznym. Aktualnie wykorzystywane są źródła LED o długościach fal 590, 630 i 660 nm do odmładzania skóry.

3.6. FOTOPROFILAKTYKA LUB FOTOZAPOBIEGANIE

Fotoprofilaktyka jest to nowe podejście, które wprowadzone zostało jako użycie promieniowania diod LED w celu zapobiegania objawów skórnych po urazie [209]. Jeśli terapia światłem LED przeprowadzana jest kilkakrotnie przed obrażeniem UV lub przed urazem mechanicznym (zabieg laserem CO₂ lub zabieg operacyjny) to może zapobiec wystąpieniu ich niepożądanych skutków, takich jak: oparzenia słoneczne, hiperpigmentacja pozapalna (PIH) lub przerosłe bliznowacenie.

3.7. ZAPOBIEGANIE OPARZENIU SŁONECZNEMU

Zamiast naprawy obrażeń skóry promieniowaniem UV, widzialne i podczerwone promieniowanie może stanowić ochronę przed nadchodzącym fotoszkodzeniem. Sugerowane jest, że mechanizmy ochronne przed uszkodzeniami skóry wywołanymi UV mogą być aktywowane przez działanie promieniowaniem podczerwonym, co wykazano w wielu badaniach *in vitro* z użyciem pierwotnej hodowli ludzkich fibroblastów [252, 253]. Dlatego leczenie LEDT może stymulować odporność skóry na

uszkodzenia UV. Wyniki badań laboratoryjnych sugerują, że leczenie promieniowaniem emiterów LED o długości fali 660 nm zapewnia wysoką ochronę przed promieniowaniem UV-B indukującym rumień [254]. Indukowanie odporności komórkowej na obrażenia UV może być ewentualnie wyjaśnione przez indukcję stanu naturalnej odporności skóry, bez wad i ograniczeń tradycyjnych filtrów przeciwsłonecznych [255]. Wyniki te stanowią obiecujący krok w kierunku rozszerzania potencjalnych zastosowań terapii LEDT i może być użyteczny w leczeniu pacjentów z anormalnymi reakcjami na działanie światła słonecznego, takich jak wielopostaciowa osutka świetlna lub toczeń rumieniowaty.

3.8. ZAPOBIEGANIE POZAPALNYM PRZEBARWIENIOM (PIH)

PIH jest często spotykanym problemem i stanowi następstwo różnych chorób skórnych, jak również występuje po interwencjach terapeutycznych, zwłaszcza u Azjatów i pacjentów o ciemnej karnacji. Jest możliwe zapobiegawcze i komplementarne podejście za pomocą terapii LEDT do PIH wywołanego termicznym oddziaływaniem promieniowania laserowego. Jak wykazano w pracy [209], stosując terapię LEDT światłem o długości fali 660 nm można zapobiegać lub leczyć PIH. Na podstawie analizy fotograficznej i pomiarów zawartości melaniny u większości pacjentów osiągnięto znaczne zmniejszenie lub brak zmian PIH w obszarach leczonych LEDT (w porównaniu do kontroli). Może to mieć ogromne znaczenie, ponieważ ponad połowa mieszkańców Ziemi (Azjatów i czarnoskórych) jest podatna na takie pozapalne barwnikowe odpowiedzi.

3.9. ZAPOBIEGANIE BLIZNOM

Blizny przerosłe i keloidy (bliznowce) pozostające po zabiegu, urazie lub trądziku charakteryzują się nadmierną proliferacją fibroblastów i odkładaniem się kolagenu [256]. W ostatnim czasie zaproponowano, że interleukinowy szlak sygnalizacyjny IL-6 odgrywa kluczową rolę w tym procesie, a tym samym, że zahamowanie szlaku IL-6 może być obiecującym celem terapeutycznym w profilaktyce blizn [257, 258]. W wyniku terapii LEDT wykazano zmniejszenie poziomów mRNA IL-6 [251], która potencjalnie może mieć działanie zapobiegające powstawaniu anormalnych ran. Wykazano, że znaczną poprawę w stosunku do grupy kontrolnej w wyglądzie i zarysu blizn uzyskano w wyniku terapii LEDT [259].

3.10. FOTOPRZYGOTOWANIE

Fotoprzygotowanie jest kolejną nową koncepcją wykorzystania promieniowania diod LED. Oparta jest na zwiększeniu dostawy przez zasadniczo jednolitą penetrację danego związku w skórze, w wyniku bardziej aktywnej konwersji czynników miej-

scowych (np. kwasu α -linolenowego (ALA) do protoporfiryny IX (PpIX)) docelowej tkanki [260]. Fotoprzgotowanie promieniowaniem podczerwonym zwiększa temperaturę skóry, co może prowadzić do zwiększenia wymiarów porów (ich średnicy) i poprawy przenikania do danej jednostki włosowo-łojowej. Na przykład skuteczność terapii fotodynamicznej (PDT) promieniowaniem diod LED i kwasem aminolewulinowym (ALA-PDT) jest zależne od absorpcji ALA i pozostaje jednym z głównych wyzwań PDT. Wykazano, że zwiększenie temperatury ciała w ciągu 15 minut promieniowaniem podczerwonym (emitery LED emitujące długość fali 970 nm w trybie ciągłym CW, irradiancja 50 mW/cm², dawka 45 J/cm²) w leczeniu trądziku torbielowatego pacjenta metodą ALA-PDT znacznie zmniejszyło liczbę pęcherzowych uszkodzeń w porównaniu z drugim bokiem nieogrzewanym promieniowaniem podczerwonym [260].

3.11. FOTOREGULACJA

Głównym celem tej aplikacji jest synergistyczna optymalizacja dowolnej trajektorii bioaktywnego związku, co ostatecznie reguluje właściwą ekspresję genów z jednoczesną regulacją w dół niepożądaną ekspresji genów przez komórkowe szlaki sygnałowe komórek [209]. W branży estetyki jest ona stosowana w takich domowych zastosowaniach, jak: odmładzanie skóry, leczenie trądziku zapalnego, przebarwień, skóry tłustej, nadmiernego pocenia się, egzemy itp.

3.12. FOTOTERAPIA BEZ UV

Fototerapia promieniowaniem UV jest stosowana od dziesięcioleci w leczeniu powszechnie występujących chorób skóry [261]. Istnieją jednak działania niepożądane związane z oddziaływaniem promieniowaniem UV, a także kilka przeciwwskazań, w tym stosowanie u dzieci i młodych dorosłych oraz pacjentów otrzymujących leki immunosupresyjne. Podstawowe efekторы (komórki, które działają w odpowiedzi na bodziec) fototerapii promieniowaniem UV w leczeniu różnych schorzeń skóry pokrywają się z efektorami pobudzonymi niebieskim i podczerwonym promieniowaniem źródeł LED, w tym produkcja singletowego tlenu i modulacja interleukin [262, 263]. Daje to unikatową możliwość zastosowania promieniowania diod LED bez skutków ubocznych w chorobach skóry. Podejście to zostało nazwane fototerapią bez UV (UV-free). Wykazano, że światło widzialne (400–500 nm) może być z powodzeniem stosowane w leczeniu pacjentów z atopowym zapaleniem skóry [264]. Również rogowacenie mieszkowe może reagować na terapię promieniowaniem diod LED z zakresu widma widzialnego i podczerwieni. Te obiecujące wyniki wprowadzają wiele nowych możliwości zastosowania promieniowania emitatorów LED.

3.13. TERAPIA FOTODYNAMICZNA (PDT)

PDT to forma leczenia, w której wykorzystuje się nietoksyczne związki światłoczułe wchłaniane przez chore komórki, które po ekspozycji promieniowaniem z zakresu widmowego odpowiadającego ich spektralnej absorpcji (zazwyczaj promieniowanie z zakresu 560–850 nm) w rezultacie przemiany wzbudzonej promieniowaniem tlenu cząsteczkowego w tlen singletonowy stają się toksyczne dla komórek nowotworowych. Właściwie dobrane – widmo dopasowane do pasma Soreta fotouczulacza, oraz parametry energetyczne pozwalające na dokonanie naświetlania z dozą na poziomie 50–200 J/cm² w akceptowalnym przez pacjenta czasie (do 30 min) – źródło światła dla PDT ma więc bezpośredni wpływ na skuteczność leczenia. Emitery LED wysokiej mocy mogą sprostać temu wyzwaniu i mogą być wykorzystywane jako źródła światła dla terapii fotodynamicznej.

Zastosowanie podwójnej długości fali (czerwonego i niebieskiego promieniowania diod LED) rozszerza zastosowania PDT do leczenia trądziku i innych schorzeń gruczołów łojowych [265]. Długości fali z zakresu promieniowania czerwonego (630 nm) dociera do gruczołów łojowych i druga fala z zakresu promieniowania niebieskiego (405 nm) fotowycięła resztki protoporfiryny IX (PpIX) w naskórku, redukując występującą po leczeniu nadwrażliwość. Sposób, w jaki dostarczane są fotony światła wydaje się kluczowym czynnikiem do uzyskania bardziej efektywnej PDT. Stąd gęstość mocy staje się jednym z ważniejszych kryteriów, w przeciwieństwie do całkowitej dawki. Także obecnie sugerowane jest, aby unikać efektów termicznych, które są zazwyczaj spotykane w przypadku impulsowych oddziaływań laserowych. Technologia LED wyraźnie przynosi kilka korzyści, które mogą zwiększyć skuteczność klinicznej PDT: narastającą fotoaktywację fotosensybilizatorów, szeroki jednolity rozkład gęstości mocy w przekroju wiązki, zmniejszenie bólu i wiele dostępnych długości fal promieniowania.

Terapia fotodynamiczna może służyć w leczeniu, które uzupełnia inne terapie odmładzające skórę lub może być stosowana zamiast środków chemicznych stosowanych w celu zwiększenia produkcji kolagenu.

3.14. INNE POTENCJALNE ZASTOSOWANIA

Szybko pojawiające się obszary zastosowania terapii światłem obejmują m.in. leczenie cellulitu [266–268] i wypadanie włosów. Oba przypadki są bardzo rozpowszechnione, ale brak jest sprecyzowanych parametrów ich leczenia. Czynniki genetyczne, hormonalne i naczyniowe są najczęściej stwierdzane jako ich przyczyny. Badania wykazały, że cellulit pozytywnie reaguje na antycellulitowy żel w połączeniu z ekspozycją czerwonym lub podczerwonym promieniowaniem diod LED [269]. Leczenie oparte na naświetlaniu promieniowaniem emiterów LED prowadzi też do odrastania włosów i ich zwiększonej wytrzymałości na rozciąganie [270]. Efekty te są

skutkiem rozszerzania naczyń krwionośnych i zwiększenia ukrwienia mieszków włosowych.

3.15. PODSUMOWANIE ZASTOSOWAŃ PROMIENIOWANIA EMITERÓW LED

Skuteczność terapii LEDT promieniowaniem o różnych długościach fali wykazano w wielu badaniach, uzyskując wysoki poziom satysfakcji z wyników leczenia.

Podczerwone promieniowanie diod LED może przenikać przez skórę między 5 a 10 mm i jest stosowane do leczenia ran (obserwowane jest zwiększenie zamknięcia rany i uziarnianie, a także zmniejszenie bólu, obrzęku i infekcji) [271], owrzodzeń, twardziny skórnej i wykazano skuteczność nawet w leczeniu cellulitu [266–268]. W 2013 roku, Lev-tov [272] stwierdził, że oddziaływania LEDT spowodowały istotne statystycznie zmniejszenie proliferacji fibroblastów w porównaniu do kontroli, bez zmniejszenia żywotności komórek, co może okazać się korzystne w leczeniu blizn i gojeniu ran. Leczenie podczerwonym promieniowaniem emiterów LED jest często stosowane w terapii skojarzonej z innymi urządzeniami świetlnymi, np. leczenie skojarzone za pomocą podczerwonego promieniowania diod LED i światła widzialnego okazały się skuteczne w leczeniu pacjentów z twardziną skóry [267], co może okazać się korzystne w przyszłości podczas leczenia dysmorfizmu (wad wrodzonych), przykurczów i ograniczonego ruchu.

Światło czerwone diod LED wykazuje najgłębszą penetrację w tkankach z zakresu widzialnego i dlatego są używane do oddziaływania na struktury skórne, takie jak części przylegających narządów i fibroblasty [210]. Badano ich zastosowanie dla szerokiej gamy dysfunkcji, jak: gojenie ran, fotouszkodzenia, rak skóry niebędący czerniakiem [274], rak podstawnokomórkowy skóry [275], rogowacenie słoneczne [276], zmiany przedrakowe, brodawki i profilaktyka zapalenia śluzówki jamy ustnej u pacjentów z rakiem [277, 278], trądzik pospolity [279], ziarniniak obrączkowy i obumieranie tłuszczowe, poprawa wyglądu blizn [280], rumień spowodowany oddziaływaniem UV [254].

Promieniowanie źródeł LED o barwie żółtej wnika w skórę na głębokość między 0,5 i 2 mm. Większość zastosowań promieniowania o długości fali 590 nm dotyczy: fotostarzenia (przedwczesnego starzenia się skóry) [250, 281, 282], popromiennego zapalenia skóry [283] oraz leczenia wspomagającego dla zabiegu laserowego. Pacjenci, którzy zostali poddani terapii LEDT, zgłosili zmiękczenie skóry i redukcję zmarszczek. Niedawno wykazano również zmniejszenie wskutek LEDT intensywności i czasu trwania rumieni po częściowej wymianie naskórka laserem [284].

Maksymalna penetracja niebieskiego promieniowania emiterów LED (400–470 nm) osiąga do 1 mm [209]. Zwykle stosowane jest promieniowanie diod LED o długości fali 415 nm, które jest najbardziej przydatne do leczenia powierzchownych chorób, takich jak rogowacenie słoneczne czy trądzik pospolity [285–288], a nawet schorzeń grubszych, jak łuszczyca [289]. Wypróbowano też oddziaływanie niebieskim promie-

niowaniem diod LED w połączeniu z fotouczulaczem (kwasem aminolewulinowym) w leczeniu pacjentów z trądzikiem, lecz występowały większe efekty uboczne, a wyniki nie były klinicznie znaczące w porównaniu z leczeniem samym niebieskim promieniowaniem źródeł LED [290].

Wyniki wielu badań wskazują, że ekspozycja pacjenta na kombinację różnych długości fal promieniowania diod LED jest bardziej skuteczna niż monoterapia [201, 292–297]. Ten efekt synergiczny badano na różnych chorobach skóry, zwłaszcza w: fotostarzeniu (640 nm i 830 nm) [292], uszkodzeniu słonecznym skóry (633 nm i 830 nm) [293], trądziku (415 nm i 640 nm [201] oraz 415 nm i 830 nm) [294], a także łuszczycy (633 nm i 830 nm) [298].

Podsumowanie parametrów różnych długości fal światła diod LED oraz ich zastosowań klinicznych przedstawiono w tabeli 1.

Tabela 1. Parametry światła diod LED o różnych długościach fal i ich zastosowania kliniczne [291]

Table 1. Parameters of the LED light at different wavelengths and their clinical applications [291]

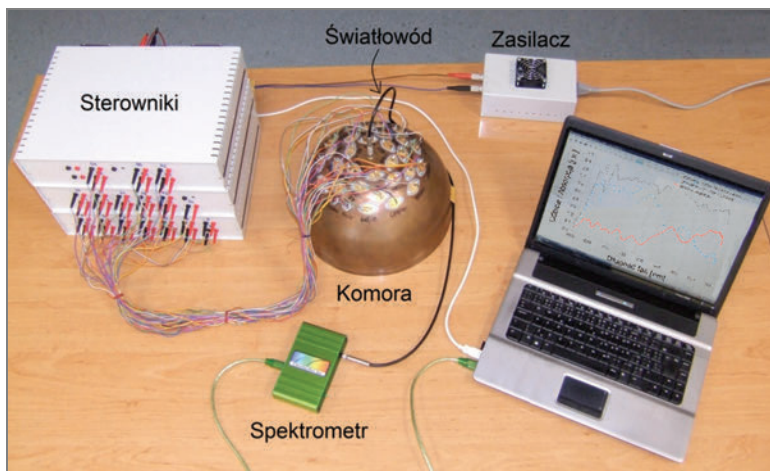
Zakres widma	Niebieski	Żółty	Czerwony	Podczerwień	Skojarzone
Długość fali [nm]	400–470	570–590	630–700	800–1200	zmiennie
Głębokość penetracji promieniowania emiterów LED [mm]	<1	0,5–2	2–3	5–10	zmiennie
Najgłębszy cel	naskórek	brodawkowata skóra właściwa	części przylegających narządów	części przylegających narządów, skóra właściwa siatkowa	zmiennie
Wykorzystanie w terapii	trądzik	fotostarzenie	regeneracja pooperacyjna	gojenie ran	trądzik
	leczenie skojarzone	regeneracja polaserowa	Regeneracja polaserowa	wrzody	fotoodmładzanie
		gojenie ran	odmładzanie skóry	fotoodmładzanie	regeneracja pozabiegowa
		popromienne zapalenie skóry	terapia fotodynamiczna	leczenie skojarzone	redukcja melaniny w skórze
			terapia fotodynamiczna z fotouczulaczem		
			ochrona przed oparzeniem słonecznym		
			zapalenie błony śluzowej		

4. OBIEKTYWIZACJA ZABIEGÓW LEDT

Liczne eksperymenty i badania prowadzone przez biologów i lekarzy często nie są realizowane w sposób ustandaryzowany, umożliwiającą pełną kontrolę i znajomość parametrów fizycznych promieniowania i właściwości optycznych ośrodka biologicznego [56, 66, 223]. Wynikiem takiego podejścia jest wiele nawzajem wykluczających się konkluzji odnośnie do skuteczności danego źródła, wybranych parametrów promieniowania bądź metody realizacji zabiegu terapeutycznego [56, 66, 223].

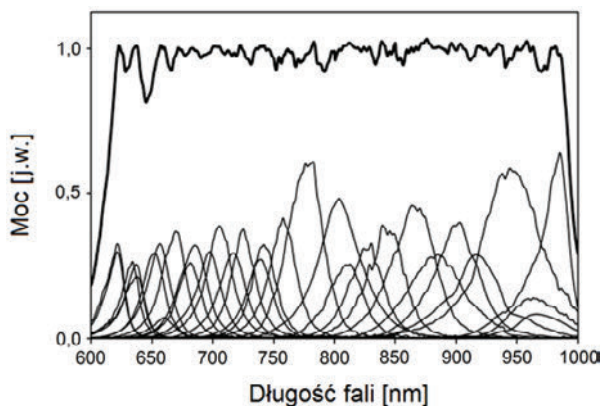
Układy do pomiaru i algorytmy do wyznaczania parametrów optycznych ośrodków biologicznych nie zapewniają możliwości efektywnego, przedzabiegowego ustalenia parametrów ekspozycji promieniowaniem oraz ich kontroli w jego trakcie. Ponadto biomedyczne procedury wykorzystywane do aplikacji w badaniach i naświetlaniach biostymulacyjnych nie gwarantują bezdyskusyjnych rozstrzygnięć o skuteczności danego źródła w tym rodzaju światłolecznictwa. Dlatego też wymagane są prace nad optoelektronicznymi systemami zwiększającymi efektywność terapii i umożliwiającymi bezpośrednio wyznaczanie parametrów zabiegu odpowiedzialnych za jej wydajność.

W pracy [299] przedstawiono układ (rys. 9) zapewniający standaryzację i powtarzalność badań wpływu parametrów spektralnych i energetycznych niskoenergetycznego promieniowania diod LED z zakresu okna transmisji tkanek 600–1000 nm na procesy fizjologiczne żywych linii komórkowych poddanych naświetlaniu. Optoelektroniczny układ umożliwia pomiar parametrów energetycznych i spektralnych promieniowania oraz optycznych próbki w trakcie zabiegu leczniczego.



Rys. 9. Zdjęcie układu pomiarowego umożliwiającego pomiar widma absorpcji ośrodka biologicznego oraz naświetlanie linii komórkowych promieniowaniem diod LED

Fig. 9. Picture of measurement set to measuring the absorption spectrum of the biological medium and irradiation cell lines with LEDs radiation

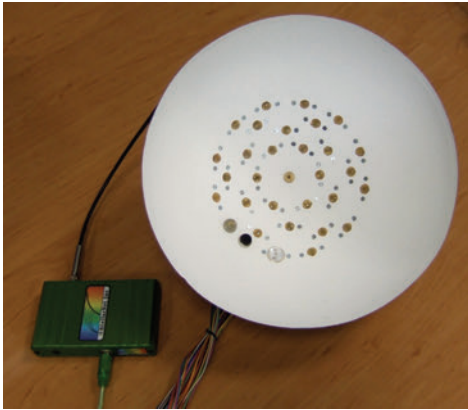


Rys. 10. Sumaryczne widmo emisji zestawu wyselekcjonowanych diod LED pracujących w temperaturze 25 °C

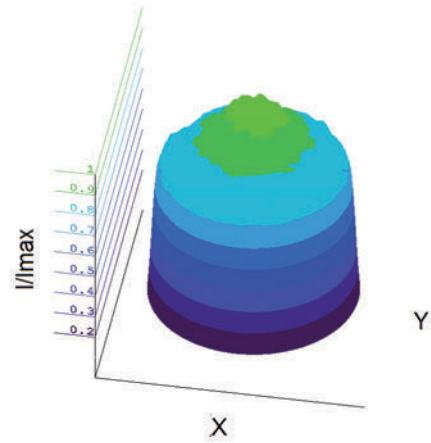
Fig. 10. Summary emission spectrum of the set of selected LEDs operating at temperature 25 °C

Rozwiązanie szerokopasmowego półprzewodnikowego oświetlacza jest efektem pojawienia się na rynku emiterów LED (o mocy do kilkuset mW) z zakresu spektralnego światła czerwonego i bardzo bliskiej podczerwieni. Oświetlacz wykorzystujący diody LED w połączeniu z opracowanym półsferycznym aplikatorem zwiększającym sprawność dozowania energii próbkom umożliwia zapewnienie w polu pracy o powierzchni 700 cm² (średnicy 300 mm) prawie równomiernego (o niewielkiej zmienności) rozkładu natężenia napromieniowania (maks. do 20 mW/cm²) oraz rozkładu irradancji spektralnej E_λ do 60 $\mu\text{W}/(\text{nm}\cdot\text{cm}^2)$ (rys. 10) [300–302]. Natomiast włączenie pojedynczego emitera zapewnia możliwość dostrojenia spektralnej linii promieniowania do maksimum(ów) pasma absorpcyjnego wybranego chromoforu – biologicznego absorbera. Taka procedura powinna zapewnić wzrost skuteczności aplikacji energii ośrodkom biologicznym.

Komorę do naświetlań komórek w procedurach LEDT wykonano w postaci półsfery Koblentza (rys. 11) o wysokorefleksyjnym pokryciu dyfuzyjnym. Diody LED dużej mocy o szerokim kącie świecenia ($2\theta = 90^\circ$ i 130°) zamocowano bezpośrednio na mechanicznej osłonie obszaru ekspozycji [303, 304]. Wszystkie źródła zamocowano na półsferze pod kątem nie większym niż 30° względem normalnej do podstawy w celu zachowania niskiej nierównomierności jej napromieniowania. Dzięki procesowi wielokrotnych odbić promieniowania diod LED w półsferycznym aplikatorze uzyskany został 4-krotny wzrost intensywności napromieniowania podstawy w porównaniu do bezpośredniego jej naświetlania. Osiągnięto też ponad siedmiokrotne zwiększenie ilości energii pochłoniętej przez ciekłą próbkę w porównaniu do bezpośredniego jej naświetlania – jednokrotnego przejścia promieniowania przez ośrodek. Nierównomierność rozkładu irradancji podstawy komory pomiarowej w opracowanym zestawie wynosi 12% (rys. 12).

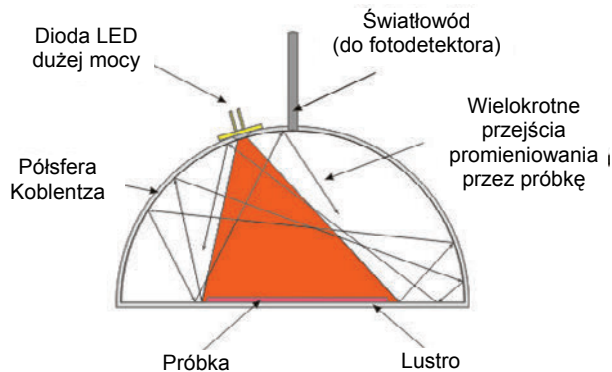


Rys. 11. Zdjęcie komory pomiarowej
Fig. 11 Picture of measuring chamber



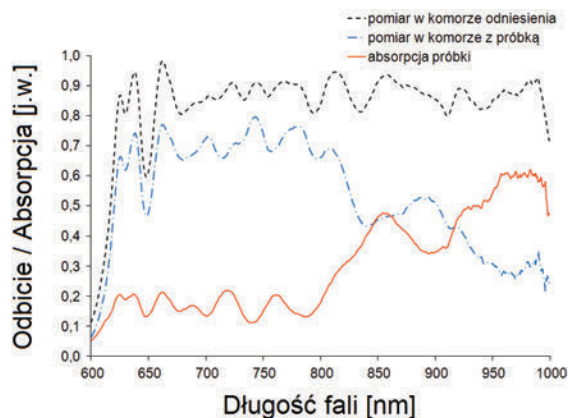
Rys. 12. Rozkład irradancji podstawy komory
Fig. 12. Irradiance distribution of the chamber base

Układ detekcyjny złożony z komory pomiarowej i podstawy pełniących rolę układu całkującego i fotodetektorów w połączeniu z szerokopasmowym LED-owym oświetlaczem umożliwia badanie widma absorpcji lub odbicia ośrodka biologicznego w dowolnym momencie zabiegu (rys. 13) [305].



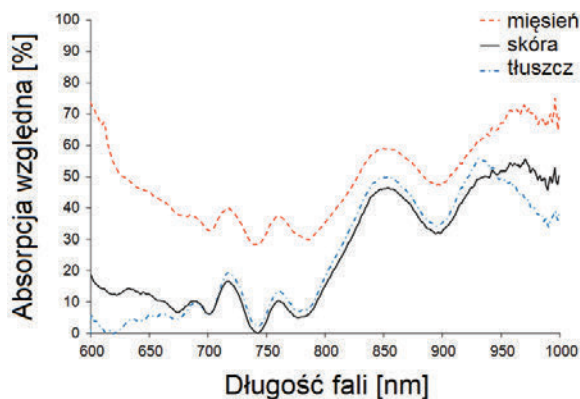
Rys. 13. Schemat komory pomiarowej z możliwością realizacji pomiaru widma absorpcji ośrodka biologicznego
Fig. 13. Scheme of the measuring chamber with possibility of measuring the absorption spectrum of the biological center

Kontrola parametrów optycznych ośrodka wdrażana jest przez analizę spektralnej irradancji promieniowania odbitego w układzie odniesienia oraz w układzie z badaną próbką. Detekcja sygnału optycznego realizowana jest dla promieniowania padającego na detektor umieszczony *vis-a-vis* próbki.



Rys. 14. Zmierzone w układzie widma promieniowania odbitego w komorze odniesienia i w komorze z próbką biologiczną oraz obliczone bezwzględne widmo promieniowania zaabsorbowanego przez próbkę

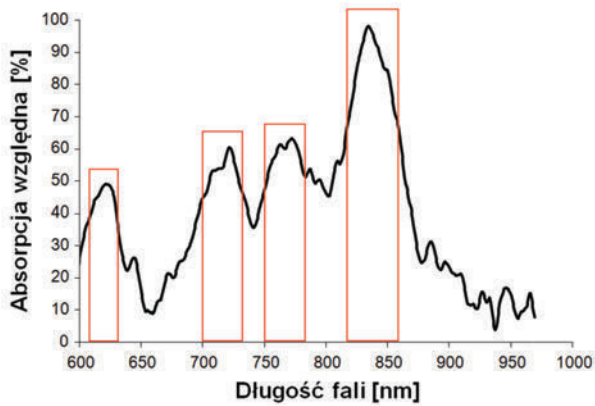
Fig. 14. Measured spectra of radiation reflected in the reference chamber and in the chamber with the biological sample and the calculated absolute spectrum of radiation absorbed by the sample



Rys. 15. Widma absorpcji względnej próbek o grubości 3 mm: mięśnia, skóry i tłuszczu wieprzowego

Fig. 15. Relative absorption spectra of samples with thickness of 3 mm: muscle, skin and fat pork

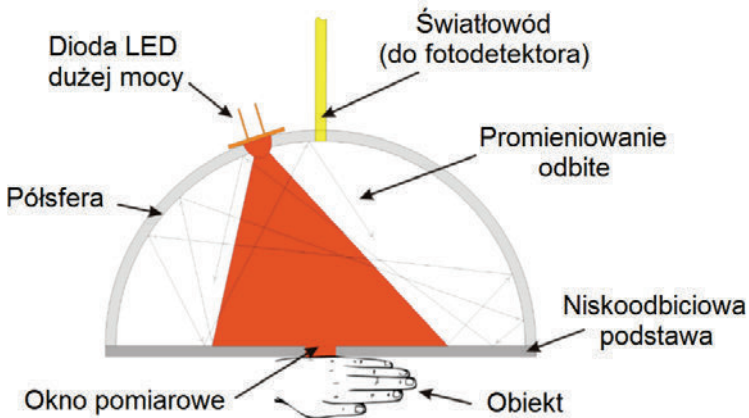
Określenie widma absorpcji badanego ośrodka biologicznego jest przeprowadzane przez operację obliczenia różnicy dwóch pomiarów wykonanych scalonym spektrometrem – widma promieniowania odbitego w komorze odniesienia oraz w komorze z próbką badaną (rys. 14 i 15).



Rys. 16. Zmierzone widmo absorpcji względnej komórek HUVEC przyklejonych adhezyjnie do dna naczynia. Na rysunku czerwonymi prostokątami oznaczono przedziały spektrum promieniowania, dla których znane są z literatury wartości absorpcji chromoforów tkankowych

Fig. 16. Measured relative absorption spectrum of HUVEC cells adhesively applied to the bottom of the vessel. By red rectangles were indicated spectrum ranges of radiation, which are known from the literature as absorption ranges of the tissue chromophores

Dokonano pomiaru absorpcji monowarstwy komórek HUVEC, które charakteryzują się występowaniem czterech pasm absorpcyjnych: 610–635 nm, 700–735 nm, 750–785 nm i 815–860 nm [299] (rys. 16). Jeżeli można bezpośrednio powiązać skuteczność terapii ze spektrum absorpcji, to długości fal z podanych zakresów mogą być najbardziej efektywne w przypadku oddziaływań biostymulacyjnych.

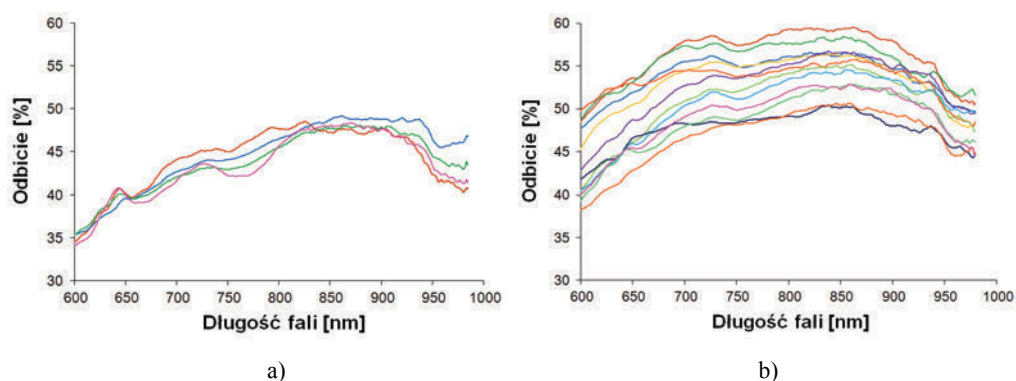


Rys. 17. Schemat komory pomiarowej z możliwością realizacji pomiaru widma odbicia skóry żywego człowieka

Fig. 17. Scheme of the measuring chamber with possibility of measuring the reflectance spectrum of living human skin

Opracowany układ w wyniku nieznacznych modyfikacji – wykonania w centrum podstawy komory otworu o średnicy 20 mm pełniącego rolę okienka pomiarowego – umożliwi pomiar widma promieniowania odbitego od powierzchni skóry człowieka (rys. 17). Badania przeprowadzono przez przyłożenie do okienka pomiarowego części ręki – górnej części przedramienia. Wyniki badań spektralnego rozkładu promieniowania odbitego od skóry odniesiono do rozkładu promieniowania odbitego od referencyjnej powierzchni pokrytej siarczanem baru – materiał wykorzystywany do pokrywania komercyjnych sfer całkujących.

Pomiary widma odbicia skóry przeprowadzono dla ochotników o jaśniejszej karnacji (Polakach) i o karnacji ciemniejszej (Portugalczykach). Charakterystyczne wyniki badań przedstawiono na rysunku 18.



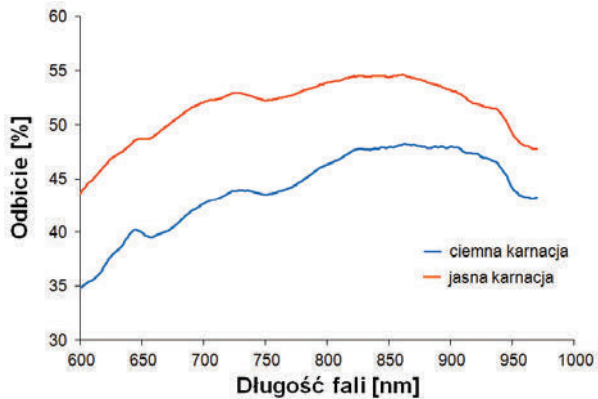
Rys. 18. Charakterystyczne względne widma promieniowania odbitego od zewnętrznej powierzchni przedramienia ochotników o ciemnej karnacji – Portugalczyków (a) i ochotników o jasnej karnacji – Polaków (b)

Fig. 18. The characteristic relative skin reflectance spectra of the forearm of dark skin volunteers – Portuguese (a) and light skin volunteers – Poles (b)

W przypadku większej zawartości melaniny w skórze (ciemniejszej karnacji) znacząco wzrasta ilość pochłoniętej energii w całym zakresie widmowym, obniżając odbicie – średnio o 15–25% (rys. 19). Najistotniejsze różnice w odbiciu występują dla promieniowania z zakresu widzialnego i pomiędzy poszczególnymi osobnikami osiągają 50%. Stosowanie więc tych samych parametrów zabiegowych (jak to jest realizowane w gabinetach lekarskich i terapeutycznych) dla pacjentów o zmiennych osobniczo właściwościach optycznych organizmu ze względu na karnację skóry i stan psychofizyczny jest nieuzasadnione i jest rażąco nieprawidłowością mającą zasadniczy wpływ na ilość dostarczonej energii, jej przestrzenny i spektralny rozkład, co w efekcie wpływa na skuteczność terapii.

Realizacja w układzie obiektywnej weryfikacji parametrów aplikowanego promieniowania i przeprowadzenie przed wykonaną ekspozycją kontroli parametrów optycz-

nych (pomiar widma absorpcji bądź widma odbicia) ośrodka biologicznego może umożliwić dobór odpowiedniego źródła do konkretnej procedury biostymulacyjnej.



Rys. 19. Uśrednione względne widma promieniowania odbitego od zewnętrznej powierzchni przedramienia ochotników o jasnej i ciemnej karnacji
 Fig. 19. The averaged skin reflectance spectra of the forearm of light and dark skin volunteers

W zakresie materiału biologicznego spełnienie powtarzalności eksperymentu uzyskuje się przez badania na liniach komórkowych hodowanych i naświetlanych w ustandaryzowanych warunkach. Próbkę takie nie wykazują zmiennych osobniczych cech. Dzięki zrealizowanemu układowi możliwe było przeprowadzenie badań laboratoryjnych na liniach komórkowych. Podjęto badania [306–309], w których ocenie poddano wpływ parametrów promieniowania z zakresu spektralnego okna transmisji tkanek na biologię linii komórek śródbłonka naczyniowego pobranych z krwi pępowinowej (HUVEC). Komórki śródbłonka naczyniowego odpowiedzialne są za procesy regeneracyjne tkanek oraz rozwój nowych naczyń krwionośnych. Badania zrealizowano we współpracy z Katedrą i Zakładem Laseroterapii i Fizjoterapii oraz Katedrą Patofizjologii Collegium Medicum w Bydgoszczy, UMK w Toruniu.

Wykonano wiele testów mających na celu zdefiniowanie wybranych mechanizmów oddziaływania światło–komórki. Ocenie poddano wpływ zmiennych fizycznych parametrów promieniowania: długości fali, szerokości widmowej – promieniowanie laserowe i LED, wielkości dawki, natężenia napromieniowania, a także liczby i harmonogramu naświetlań na biologiczną odpowiedź komórek HUVEC – szybkość proliferacji komórek oraz ekspresję genów czynnika wzrostu VEGF-A [306–309]. Uzyskano mierzalne efekty, wiążące stosowane promieniowanie o znanych parametrach spektralnych i energetycznych z szybkością proliferacji komórek oraz oznaczanymi czynnikami biochemicznymi komórek. Za spektakularne należy uznać, że nawet dla monowarstwy komórkowej stosowane w badaniach podobne efekty można uzyskać zarówno dla oświetlania komórek promieniowaniem laserowym, jak też promie-

niowaniem niespójnym (diod LED). Potwierdzone zostało przypuszczenie, że długość fali promieniowania ma istotny wpływ na procesy biochemiczne zachodzące w komórkach.

5. PODSUMOWANIE

Żyjemy obecnie w ekscytujących czasach, w których możemy oddziaływać na złożone reakcje subkomórkowe za pomocą fotonów emitowanych przez specjalnie skonfigurowane źródła wykorzystujące emityry LED. Oparte na zasadach fotobiologii badania naukowe i kliniczne przeprowadzone do tej pory wykazały obiecujące wyniki. Uzyskujemy doskonałe rezultaty w różnych chorobach skóry i innych organów. Przyszłość wydaje się nieograniczona w terapii LEDT, obecnie już stosowana jest w innowacyjnych metodach, takich jak fotozapobieganie, fotopreparacja i użytkowana w domu fotoregulacja. Istnieje też wiele wyzwań na przyszłość. Przyszłe badania powinny skupić się na badaniu określonych szlaków sygnałowych komórek zaangażowanych w celu lepszego zrozumienia mechanizmów oddziaływania światło-tkanka, poszukiwaniu progu aktywacji komórkowej docelowych chromoforów, a także badaniu skuteczności w leczeniu różnych schorzeń zarówno jako pojedyncza aplikacja lub komplementarne leczenie.

Fotobiostymulacja promieniowaniem diod elektroluminescencyjnych to najnowsza dziedzina nietermicznej terapii światłem. Optymalna fototerapia z najmniejszą liczbą efektów ubocznych w wielu przypadkach klinicznych nie została jeszcze opracowana. Głównymi czynnikami determinującymi skuteczność terapii są: długość fali i gęstość mocy. Promieniowanie monochromatycznych diod LED jest bardziej skuteczne niż szerokopasmowych źródeł światła z powodu wysokiego natężenia promieniowania w wąskim paśmie spektralnym – o długości fali odpowiadającej szczytowej wartości absorpcji chromoforów. Poza tym, diody LED nie emitują promieniowania ultrafioletowego oraz podczerwonego, przez co zmniejszają one potencjalne ryzyko uszkodzenia DNA lub utraty płynów [9]. Potwierdzone zostało, że zmiana natężenia napromieniowania odpowiada zmianie wielkości odpowiedzi biologicznej osłabionych komórek i tkanek [307]. Zespoły badawcze powinny przeprowadzać zarówno badania *in vitro*, jak i *in vivo*, gdyż nie zawsze wyniki *in vitro* odzwierciedlają skuteczność zabiegu *in vivo* z powodu czynników zakłócających, w tym słabej penetracji promieniowania niebieskiego w skórze.

Dawka promieniowania stosowana w fototerapii jest iloczynem natężenia napromieniowania, pola powierzchni poddanej oddziaływaniu i czasu trwania ekspozycji. Natężenie napromieniowania zależy nie tylko od mocy źródła promieniowania, ale również od geometrii wiązki światła – kąta rozbieżności wiązki i odległości ekspozowanej powierzchni od źródła. Źródła LED mogą dostarczać znacznie większe dawki promieniowania niż inne oświetlacze, które generują większe natężenia promieniowa-

nia. Wynika to z fotometrycznego prawa odwrotności kwadratów. Emitery LED mogą być umieszczone bardzo blisko skóry (metoda kontaktowa (dodatkowo zmniejszona jest wielkość odbicia wynikająca z różnicy współczynników załamania ośrodków granicznych, odległość pojedynczych mm) ze względu na mniejsze wytwarzanie ciepła, w przeciwieństwie do lamp fluorescencyjnych i halogenowych wymagających ekspozycji z kilkudziesięciu cm [228, 229, 233]. Ponadto istnieje możliwość dowolnego formowania wielkości i profilu oświetlacza LED przez kształtowanie rozmieszczenia poszczególnych emiterów LED, co prowadzi do bardziej efektywnej i wygodnej fototerapii oraz uchyla konieczność stosowania osłon na oczy (np. okularów z odpowiednimi filtrami). Dlatego urządzenia wykorzystujące diody LED mogą znacząco poprawić skuteczność i bezpieczeństwo fototerapii [310].

Diody LED mają wiele zalet, które nie występują w tradycyjnych urządzeniach, takie jak: waga, niewielkie rozmiary, wysoka efektywność energetyczna, niski poziom napięcia zasilającego, bardzo długa żywotność, możliwość skupienia promieniowania przez układy soczewkowe, dowolna orientacja przestrzenna, brak elementów szklanych. Te cechy sprawiają, że urządzenia oparte na źródłach promieniowania LED są idealne dla fototerapii przeprowadzanej nawet w domu czy wymagającej transportu. Ponadto diody zasilane są zwykle prądem stałym, przez co wykazują brak migotania, które może być odpowiedzialne za niepożądane objawy w postaci bólu głowy, nudności i zawrotów głowy, co występuje w przypadku stosowania tradycyjnych świetlówek [311], a tym samym zwiększa komfort pracy personelu terapeutycznego i samego pacjenta.

Być może istnieje punkt nasycenia irradiancji spektralnej stosowanej w fototerapii (m.in. fotodegradacji bilirubiny) [233]. Badania z wykorzystaniem źródła z zakresu 425–475 nm wykazały zależność dawka–odpowiedź – silniejsza odpowiedź wraz ze wzrostem irradiancji spektralnej [233]. Jednak szybkość spadku poziomu bilirubiny stopniowo zmniejszała się wraz ze wzrostem natężenia promieniowania, aż do nasycenia dla irradiancji 30–40 $\mu\text{W}/\text{cm}^2/\text{nm}$, wzrost natężenia napromieniowania nie powodował wzrostu skuteczności. Dla optymalnych irradiancji uzyskano spadek stężenia bilirubiny o 40% do 50% w ciągu 24 godzin. Wymagane są jednak dalsze badania do wyjaśnienia tego spostrzeżenia.

Badania z użyciem konwencjonalnych źródeł światła wykonane przed erą dużej mocy diod LED mogą (i powinny) być powtórzone i zweryfikowane z nową generacją emiterów LED, ponieważ takie badania mają przynieść dodatkowe odkrycia [9]. Na przykład dermatologiczne badania z lat 70. i 80. XX wieku [312, 313], które wykorzystywały źródła, takie jak lampy żarowe UV-A zawierające mieszaniny argonu, rtęci i metalo-halogenki czekają na powtórzenie i zweryfikowanie z wykorzystaniem nowej generacji diod LED UV dużej mocy.

Promieniowanie źródeł LED jest bezpieczniejsze niż światło słoneczne czy promieniowanie konwencjonalnych lamp, a niskoenergetyczna terapia LEDT umożliwia leczenie pacjentów bez bólu i skutków ubocznych. Do tej pory żadne skutki uboczne wskutek terapii LEDT nie zostały zgłoszone w opublikowanej literaturze, jest ona

zatem uważana za bezpieczne, nietermiczne, nietoksyczne i nieinwazyjne leczenie. Należy jednak zachować ostrożność, szczególnie u pacjentów z padaczką, także ze światłowstrętem szczególnie w przypadku oddziaływań impulsowych.

Źródła LED umożliwiają regulację składu widma do budowy zintegrowanych sond obejmujących kombinacje długości fal optymalnych do leczenia konkretnych schorzeń. Sondy mogą być zestawione w postaci płaskich bądź profilowanych tablic o odpowiednich rozmiarach i kształtach do leczenia małych i dużych powierzchni. Badania z wykorzystaniem pełnego spektrum długości fal powinny zostać przeprowadzone w celu określenia najskuteczniejszych parametrów pojedynczych emiterów bądź kombinacji dwóch lub więcej źródeł LED.

LITERATURA

- [1] SZYMAŃSKA J., *Badania wpływu promieniowania laserowego o różnych parametrach spektralnych i energetycznych na proliferację komórek śródbłonki naczyniowego i wydzielanie czynników angiogennych*, rozprawa doktorska, UMK Collegium Medicum, 2014.
- [2] ZWOLIŃSKA J., WERES A., MAGOŃ G., SKALSKA-IZDEBSKA R., *Wykorzystanie biostymulacji laserowej i światła VIP w leczeniu chorób narządów ruchu*, Przegląd Medyczny Uniwersytetu Rzeszowskiego, 2007, 3, 275–288.
- [3] GLINKOWSKI W., POKORA L., *Lasery w terapii. Laser Instruments*, Centrum Techniki Laserowej, Warszawa 1993.
- [4] KUŹDŹAŁ A., WALASZEK R., *Zastosowanie widzialnego polichromatycznego światła spolaryzowanego (V.I.P. Light) w rehabilitacji*. (Część 3) I. Charakterystyka właściwości fizycznych światła VIP oraz mechanizm oddziaływania biofizycznego, Fizjoterapia, 2001, 9(4), 48–53.
- [5] HOCKBERGER P.E., *A history of ultraviolet photobiology for humans, animals and microorganisms*, Photochem. Photobiol., 2002, 76(6), 561–796.
- [6] ROELANDTS R., *A new light on Niels Finsen, a century after his Nobel Prize*, Photodermatol. Photoimmunol. Photomed., 2005, 21(3), 115–117.
- [7] BLOCH H., *Solartheology, Heliotherapy, phototherapy, and biologic effects: a historical overview*, J. Natl. Med. Assoc., 1990, 82(7), 517–521.
- [8] FIEDOR P., *Zarys klinicznych zastosowań laserów*, D.W. Ankar, Warszawa 1995.
- [9] YEH N., DING T.J., YEH P., *Light-emitting diodes' light qualities and their corresponding scientific applications*, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015, 51, 55–61.
- [10] SOBANKO J.F., ALSTER T.S., *Efficacy of Low-Level Laser Therapy for Chronic Cutaneous Ulceration in Humans: A Review and Discussion*, Dermatologic Surgery, 2008, 34(8), 991–1000.
- [11] LUCAS C., COENEN C.H.M., DE HAAN R.J., *The effect of low level laser therapy (LLLT) on stage III decubitus ulcers (pressure sores), A prospective randomised single blind, multicentre pilot study*, Lasers in Medical Science, 2000, 15(2), 94–10.
- [12] KOZANOGLU E., BASARAN S., PAYDAS S., SARPEL T., *Efficacy of pneumatic compression and low-level laser therapy in the treatment of postmastectomy lymphoedema: a randomized controlled trial*, Clinical Rehabilitation, 2009, 23(2), 117–124.
- [13] DE ALMEIDA P., LOPES-MARTINS R.A., DE MARCHI T., TOMAZONI S.S., ALBERTINI R., CORRÊA J.C. i in., *Red (660 nm) and infrared (830 nm) low-level laser therapy in skeletal muscle fatigue in humans: what is better?* Lasers Med. Sci., 2012, 27, 453–458. DOI: 10.1007/s10103-011-0957-3.
- [14] LEAL-JUNIOR E.C., LOPES-MARTINS R.A., FRIGO L., DE MARCHI T., ROSSI R.P., DE GODOI V. et al., *Effects of low-level laser therapy (LLLT) in the development of exercise-*

- induced skeletal muscle fatigue and changes in biochemical markers related to postexercise recovery*, *J. Orthop. Sports Phys. Ther.*, 2010, 40, 524–532.
- [15] MARCOS R.L., ARNOLD G., MAGNET V., RAHOUADJ R., MAGDALOU J., LOPES-MARTINS R.Á., *Biomechanical and biochemical protective effect of low-level laser therapy for Achilles tendinitis*, *J. Mech. Behav. Biomed. Mater.*, 2014, 29, 272–285. DOI: 10.1016/j.jmbbm.2013.08.028.
- [16] FERRARESI C., HAMBLIN M.R., PARIZOTTO N.A., *Low-level laser (light) therapy (LLLT) on muscle tissue: performance, fatigue and repair benefited by the power of light*, *Photonics Lasers Med.*, 2012, 1(4), 267–286.
- [17] LUCAS C., CRIENS-POUBLON L. J., COCKRELL C. T., DE HAAN R.J., *Wound healing in cell studies and animal model experiments by Low Level Laser Therapy, were clinical studies justified? A systematic review*, *Lasers in Medical Science*, 2002, 17(2), 110–134.
- [18] HOPKINS J.T., MC LODA T.A., SEEGMILLER J.G., BAXTER G.D., *Low-level laser therapy facilitates superficial wound healing in humans: a triple-blind, sham-controlled study*, *Journal of Athletic Training*, 2004, 39(3), 223.
- [19] POSTEN W., WRONE D.A., DOVER J.S., ARNDT K.A., SILAPUNT S., ALAM M., *Low-Level Laser Therapy for Wound Healing: Mechanism and Efficacy*, *Dermatologic Surgery*, 2005, 31(3), 334–340.
- [20] COLOMBO F., NETO ADE A., SOUSA A.P., MARCHIONNI A.M., PINHEIRO A.L., REIS S.R., *Effect of low-level laser therapy (λ660 nm) on angiogenesis in wound healing: a immunohistochemical study in a rodent model*, *Braz. Dent. J.*, 2013, 24(4), 308–312. DOI: 10.1590/0103-6440201301867.
- [21] HOPKINS J.T., MC LODA T.A., SEEGMILLERT J.G., *Low-Level Laser Therapy Facilitates Superficial Wound Healing in Humans: a Triple-Blind Sham-Controlled Study*, *Journal of Athletic Training*, 2004, 39(3), 223–229.
- [22] KIM H., CHOI K., KWEON O.K., KIM W.H., *Enhanced wound healing effect of canine adipose-derived mesenchymal stem cells with low-level laser therapy in athymic mice*, *J. Dermatol. Sci.*, 2012, 68(3), 149–156. DOI: 10.1016/j.jdermsci.2012.09.013.
- [23] LJUNGGREN E.A., BJORDAL J.M., TUNER J., CHOW R.T., COUPPE C., *A systematic review of low level laser therapy with location-specific doses for pain from chronic joint disorders*, *Australian Journal of Physiotherapy*, 2003, 49(2), 107.
- [24] CHOW R.T., JOHNSON M.I., LOPES-MARTINS R.A., BJORDAL J.M., *Efficacy of low-level laser therapy in the management of neck pain: a systematic review and meta-analysis of randomised placebo or active-treatment controlled trials*, *The Lancet*, 2009, 374(9705), 1897–1908.
- [25] PYSZORA A., ADAMCZYK A., *Zastosowanie niskoenergetycznego promieniowania laserowego w leczeniu bólu*, *Polska Medycyna Paliatywna*, 2005, 4(3), 127–132.
- [26] BJORDAL J.M., JOHNSON M.I., IVERSEN V., AIMBIRE F., LOPES-MARTINS R.A.B., *Low-level laser therapy in acute pain: a systematic review of possible mechanisms of action and clinical effects in randomized placebo-controlled trials*, *Photomedicine and Laser Therapy*, 2006, 24(2), 158–168.
- [27] GROSS A.R., DZIENGO S., BOERS O., GOLDSMITH C.H., GRAHAM N., LILGE L., *Low Level Laser Therapy (LLLT) for Neck Pain: a Systematic Review and Meta-Regression*, *Open Orthop. J.*, 2013, 20(7), 396–419. DOI: 10.2174/1874325001307010396.
- [28] HSIEH Y.L., CHOU L.W., CHANG P.L., YANG C.C., KAO M.J., HONG C.Z., *Low-level laser therapy alleviates neuropathic pain and promotes function recovery in rats with chronic constriction injury: possible involvements in hypoxia-inducible factor 1α (HIF-1α)*, *J. Comp. Neurol.*, 2012, 520(13), 2903–2916. DOI: 10.1002/cne.23072.
- [29] BJORDAL J.M., LOPES-MARTINS R.A.B., JOENSEN J., IVERSEN V.V., *The anti-inflammatory mechanism of low level laser therapy and its relevance for clinical use in physiotherapy*, *Physical Therapy Reviews*, 2010, 15(4), 286–293.

- [30] AZIZ-JALALI M.H., TABAIE S.M., DJAVID G.E., *Comparison of red and infrared low-level laser therapy in the treatment of acne vulgaris*, Indian Journal of Dermatology, 2012, 57(2), 128.
- [31] VECCHIO D., PAM Z., PAM N., HAMBLIN M.R., *Low-Level Laser (Light) Therapy (LLLT) in Skin: Stimulating, Healing, Restoring*, Semin. Cutan. Med. Surg., 2013, 32, 41–52.
- [32] BJORDAL J.M., LOPES-MARTINS R.A.B., JOENSEN J., IVERSEN V.V., *The anti-inflammatory mechanism of low level laser therapy and its relevance for clinical use in physiotherapy*, Physical Therapy Reviews, 2010, 15(4), 286–293.
- [33] AZIZ-JALALI M.H., TABAIE S.M., DJAVID G.E., *Comparison of red and infrared low-level laser therapy in the treatment of acne vulgaris*, Indian Journal of Dermatology, 2012, 57(2), 128.
- [34] IHSAN F.M., *Low-level laser therapy accelerates collateral circulation and enhances microcirculation*, Photomedicine and Laser Therapy, 2005, 23(3), 289–294.
- [35] GERSCHMAN J.A., RUBEN J., GEBART-EAGLEMONT J., *Low level laser therapy for dentinal tooth hypersensitivity*, Australian Dental Journal, 1994, 39(6), 353–357.
- [36] DERKACZ A., PROTASIEWICZ M., POREBA R., ABRAMSKI K., BERES-PAWLIK E., *Naświetlanie tętnic wieńcowych niskoenergetycznym promieniowaniem laserowym podczas zabiegu angioplastyki. Doświadczenia własne*, Acta Bio-Optica et Informatica Medica, Inżynieria Biomedyczna, 2007, 13(1), 71–73.
- [37] DERKACZ A., PROTASIEWICZ M., KIPSHIDZE N., BIALY D., POREBA R., BERES-PAWLIK E., MAZUREK A., *Endoluminal phototherapy for prevention of restenosis: preliminary results at 6-month follow-up*, Photomedicine and Laser Surgery, 2005, 23,6, 536–542.
- [38] BERES-PAWLIK E., DERKACZ A., *Intravascular low-power laser illumination through special fiber diffusers*, Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences, 2011, 59(4), 441–443.
- [39] VECCHIO D., PAM Z., PAM N., HAMBLIN M.R., *Low-Level Laser (Light) Therapy (LLLT) in Skin: Stimulating, Healing, Restoring*, Semin. Cutan. Med. Surg., 2013, 32, 41–52.
- [40] WALSH L.J., *The current status of laser applications in dentistry*, Australian Dental Journal, 2003, 48(3), 146–155.
- [41] MESTER A.R., *Modalities of low power laser application*, Laser applications in medicine and surgery, Laser Bologna '92, Third World Congress, 1992.
- [42] MESTER E., SZENDE B., GÄRTNER P., *The effect of laser beams on the growth of hair in mice*, Radiobiologia, Radiotherapia, 1968, 9(5), 621.
- [43] MESTER E., *The stimulating effect of low power laser rays on biological systems*, Laser Rev., 1968, 1, 3.
- [44] MESTER E., SPIRY T., SZENDE B., TOTA J.G., *Effect of laser rays on wound healing*, The American Journal of Surgery, 1971, 122(4), 532–535.
- [45] SMITH K.C., *The photobiological basis of low level laser radiation therapy*, Laser Therapy, 1991, 3(1), 19–24.
- [46] SCHINDL A., SCHINDL M., PERNERSTORFER-SCHÖN H., SCHINDL L., *Low-intensity laser therapy: a review*, Journal of Investigative Medicine: the official publication of the American Federation for Clinical Research, 2000, 48(5), 312.
- [47] BASFORD J.R., *Low-energy laser therapy: Controversies and new research findings*, Lasers in Surgery and Medicine, 1989, 9(1), 1–5.
- [48] KARU T., *Primary and secondary mechanisms of action of visible to near-IR radiation on cells*, Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 1999, 49(1), 1–17.
- [49] KARU T., *Photobiology of low-power laser effects*, Health Phys., 1989, 56(5), 691–704.
- [50] KARU T., *Photobiological fundamentals of low-power laser therapy*, IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, 23(10), 1703–1717.
- [51] KARU T.I., *Molecular mechanism of the therapeutic effect of low-intensity laser radiation*, Lasers Life Sci., 1988, 2(1), 53–74.

- [52] KARU T., PYATIBRAT L., KALEND G., *Irradiation with He-Ne laser increases ATP level in cells cultivated in vitro*, Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 1995, 27(3), 219–223.
- [53] FIEDOR P., *Zarys klinicznych zastosowań laserów*, D. W. Ankar, Warszawa 1995.
- [54] MESTER E., *The stimulating effect of low power laser rays on biological systems*, Laser Rev., 1968, 1, 3.
- [55] MESTER E., SPIRY T., SZENDE B., TOTA J.G., *Effect of laser rays on wound healing*, The American Journal of Surgery, 1971, 122(4), 532–535.
- [56] SMITH K.C., *Laser and LED photobiology*, Laser Therapy, 2010, 19(2), 72–78.
- [57] BAXTER D., *Low intensity laser therapy*, [in:] S. Kitchen, S. Bazin, *Electrotherapy: Evidence-Based Practice*, W.B. Saunders, London 2003.
- [58] GRYKO Ł., ZAJĄC A., SZYMAŃSKA J., *Nowe emitory i detektory w urządzeniach do terapii LLLT*, Przegląd Elektrotechniczny, 2012, 88, 32–35.
- [59] VECCHIO D., PAM Z., PAM N., HAMBLIN M.R., *Low-Level Laser (Light) Therapy (LLLT) in Skin: Stimulating, Healing, Restoring*, Semin. Cutan. Med. Surg., 2013, 32, 41–52.
- [60] YOUSEFI-NOORAIE R., SCHONSTEIN E., HEIDARI K., RASHIDIAN A., PENNICK V., AKBARI-KAMRANI M., JONAIIDI A., *Low level laser therapy for nonspecific low-back pain*, Cochrane Database Syst. Rev., 2008, 2.
- [61] ANTIPA C., MOLDOVAN C., *The treatment with low energy laser in medicine*, Le Journal de Physique IV, 1994, 4(C4), C4-193.
- [62] PENG Q., JUZENIENE A., CHEN J., SVAASAND L.O., WARLOE T., GIERCKSKY K.E., MOAN J., *Lasers in medicine*, Reports on Progress in Physics, 2008, 71(5), 056701.
- [63] CONLAN M.J., RAPLEY J.W., COBB C.M., *Biostimulation of wound healing by low-energy laser irradiation. A review*, Journal of Clinical Periodontology, 1996, 23(5), 492–496.
- [64] LUBART R., EICHLER M., LAVI R., FRIEDMAN H., SHAINBERG A., *Low-energy laser irradiation promotes cellular redox activity*, Photomedicine and Laser Therapy, 2005, 23(1), 3–9.
- [65] KARU T.I., *Effects of visible radiation on cultured cells*, Photochemistry and Photobiology, 1990, 52(6), 1089–1098.
- [66] SMITH K.C., *Low-Level Laser or Led Therapy is Phototherapy*, <http://www.photobiology.info/LLLTis.html>, 03/29/2013.
- [67] GALLO J.A., WIJTING Y., *Low Level Laser Therapy: Clinical Mentoring Series*, Gulf Breeze: FL, CIAO Publishing, 2006.
- [68] OHSHIRO T., CALDERHEAD R.G., WALKER J.B., *Low level laser therapy: A practical introduction*, John Wiley & Sons, Chichester–New York, 1988.
- [69] SOMMER P., FRANKE R.P., *LILAB – a new system for low intensity laser activated biostimulation*, Biomed. Tech., 1993, 38, 168–171.
- [70] ROSNER M., SOLOMON A., ASSIA E., BELKIN M., CAPLAN M., COHEN S., SCHWARTZ M., *Dose and temporal parameters in delaying injured optic nerve degeneration by low-energy laser irradiation*, Lasers in Surgery and Medicine, 1993, 13(6), 611–617.
- [71] JENKINS P.A., CARROLL J.D., *How to report low-level laser therapy (LLLT)/photomedicine dose and beam parameters in clinical and laboratory studies*, Photomedicine and Laser Surgery, 2011, 29(12), 785–787.
- [72] MESTER E., MESTER A.F., MESTER A., *The biomedical effects of laser application*, Lasers in Surgery and Medicine, 1985, 5(1), 31–39.
- [73] KOVÁCS L., *Stimulatory Effect of Laser on the Physiological Healing Process of Portio Surface*, Lasers in Surgery and Medicine, 1981, 1(3), 241–252.
- [74] MESTER E., *Biostimulative effect of laser beams*, 1980 European Conference on Optical Systems and Applications, International Society for Optics and Photonics, 1981, 196–199.
- [75] WALSH L.J., GOHARKHAY K., VERHEYEN P., MORTIZ A., *Low level lasertherapy*, Australian Dental Journal, 1997, 42(6), 414.

- [76] WALSH L.J., *The current status of laser applications in dentistry*, Australian Dental Journal, 2003, 48(3), 146–155.
- [77] LUBART R., BREITBART H., *Biostimulative effects of low-energy lasers and their implications for medicine*, Drug Development Research, 2000, 50(3–4), 471–475.
- [78] SCHINDL A., MERWALD H., SCHINDL L., KAUN C., WOJTA J., *Direct stimulatory effect of low-intensity 670 nm laser irradiation on human endothelial cell proliferation*, British Journal of Dermatology, 2003, 148(2), 334–336.
- [79] MESTER A.R., *Modalities of low power laser application*, Laser applications in medicine and surgery, Laser Bologna '92, Third World Congress, 1992.
- [80] VINCK E.M., CAGNIE B.J., CORNELISSEN M.J., DECLERCQ H.A., CAMBIER D.C., *Increased fibroblast proliferation induced by light emitting diode and low power laser irradiation*, Lasers in Medical Science, 2003, 18(2), 95–99.
- [81] UEDA Y., SHIMIZU N., *Pulse irradiation of low-power laser stimulates bone nodule formation*, Journal of Oral Science, 2001, 43(1), 55–60.
- [82] UEDA Y., SHIMIZU N., *Effects of pulse frequency of low-level laser therapy (LLLT) on bone nodule formation in rat calvarial cells*, Journal of Clinical Laser Medicine and Surgery, 2003, 21(5), 271–277.
- [83] RIBEIRO M.S., DA SILVA D.D.F.T., DE ARAÚJO C.E.N., DE OLIVEIRA S.F., PELEGRINI C.M.R., ZORN T.M.T., ZECELL D.M., *Effects of low-intensity polarized visible laser radiation on skin burns: a light microscopy study*, Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery, 2004, 22(1), 59–66.
- [84] PINHEIRO A.L., CAVALCANTI E.T., PINHEIRO T.I., ALVES M.J., MIRANDA E.R., DE QUEVEDO A.S., MANZI C.T., VIEIRA A.L., ROLIM A.B., *Low-level laser therapy is an important tool to treat disorders of the maxillofacial region*, Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery, 1998, 16(4), 223–226.
- [85] MENDEZ T.M., PINHEIRO A.L., PACHECO M.T., NASCIMENTO P.M., RAMALHO L.M., *Dose and wavelength of laser light have influence on the repair of cutaneous wounds*, Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery, 2004, 22(1), 19–25.
- [86] HAWKINS D., HOURELD N., ABRAHAMSE H., *Low level laser therapy (LLLT) as an effective therapeutic modality for delayed wound healing*, Annals of the New York Academy of Sciences, 2005, 1056(1), 486–493.
- [87] STEIN A., BENAYAHU D., MALTZ L., ORON U., *Low-level laser irradiation promotes proliferation and differentiation of human osteoblasts in vitro*, Photomedicine and Laser Therapy, 2005, 23(2), 161–166.
- [88] SHAKOURI S.K., SOLEIMANPOUR J., SALEKZAMANI Y., OSKUIE M.R., *Effect of low-level laser therapy on the fracture healing process*, Lasers in Medical Science, 2010, 25(1), 73–77.
- [89] HOURELD N.N., ABRAHAMSE H., *Laser light influences cellular viability and proliferation in diabetic-wounded fibroblast cells in a dose-and wavelength-dependent manner*, Lasers in Medical Science, 2008, 23(1), 11–18.
- [90] SIMUNOVIC Z., *Low level laser therapy with trigger points technique: a clinical study on 243 patients*, Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery, 1996, 14(4), 163–167.
- [91] TARADAJ J., FRANEK A., POLAK A., KRÓL P., *Krytyczne poglądy na leczenie owrzodzeń żylnych przy użyciu niskoenergetycznego lasera*, Przegląd Dermatologiczny, 2002, 89(3), 231–235.
- [92] AY S., DOĞAN Ş. K., EVCİK D., *Is low-level laser therapy effective in acute or chronic low back pain?*, Clinical Rheumatology, 2010, 29(8), 905–910.
- [93] LUCAS C., CRIENS-POUBLON L.J., COCKRELL C.T., DE HAAN R.J., *Wound healing in cell studies and animal model experiments by Low Level Laser Therapy, were clinical studies justified? A systematic review*, Lasers in Medical Science, 2002, 17(2), 110–134.
- [94] TUNÉR J., HODE L., *It is all in the parameters: a critical analysis of some well-known negative studies on low-level laser therapy*, Journal of Clinical Laser Medicine and Surgery, 1998, 16(5), 245–248.

- [95] BROSSEAU L., ROBINSON V., WELLS G., DEBIE R., GAM A., HARMAN K., TUGWELL P., *Low level laser therapy (Classes I, II and III) for treating rheumatoid arthritis*, Cochrane Database Syst. Rev., 2005, 4.
- [96] Cigna Medical Coverage Policy – Subject Low Level Laser Therapy, Cigna 2010-07-15, Retrieved 2010-08-06.
- [97] HUANG Y.Y., CHEN A.C.H., CARROLL J.D., HAMBLIN M.R., *Biphasic dose response in low level lighththerapy*, Dose-Response, 2009, 7(4), 358–383.
- [98] HUANG Y.Y., SHARMA S.K., CARROLL J., HAMBLIN M.R., *Biphasic dose response in low level light therapy-an update*, Dose-Response, 2011, 9(4), 602–618.
- [99] DEMIDOVA-RICE T.N., SALOMATINA E.V., YAROSLAVSKY A.N., HERMAN I.M., HAMBLIN M.R., *Low-level light stimulates excisional wound healing in mice*, Lasers in Surgery and Medicine, 2007, 39(9), 706–715.
- [100] PYSZORA A., ADAMCZYK A., *Zastosowanie niskoenergetycznego promieniowania laserowego w leczeniu bólu*, Polska Medycyna Paliatywna, 2005, 4(3), 127–132.
- [101] BJORDAL J.M., JOHNSON M.I., IVERSEN V., AIMBIRE F., LOPES-MARTINS R.A.B., *Low-level laser therapy in acute pain: a systematic review of possible mechanisms of action and clinical effects in randomized placebo-controlled trials*, Photomedicine and Laser Therapy, 2006, 24(2), 158–168.
- [102] BJORDAL J.M., COUPPE C., LJUNGGREN A.E., *Low level laser therapy for tendinopathy. Evidence of a dose–response pattern*, Physical Therapy Reviews, 2001, 6(2), 91–99.
- [103] BJORDAL J.M., LOPES-MARTINS R.A., JOENSEN J., COUPPE C., LJUNGGREN A.E., STERGIOULAS A., JOHNSON M.I., *A systematic review with procedural assessments and meta-analysis of low level laser therapy in lateral elbow tendinopathy (tennis elbow)*, BMC Musculoskeletal Disorders, 2008, 9(1), 75.
- [104] HOPKINS J.T., MCLODA T.A., SEEGMILLER J.G., BAXTER G.D., *Low-level laser therapy facilitates superficial wound healing in humans: a triple-blind, sham-controlled study*, Journal of Athletic training, 2004, 39(3), 223.
- [105] BROSSEAU L., ROBINSON V., WELLS G., DEBIE R., GAM A., HARMAN K., TUGWELL P., *Low level laser therapy (Classes I, II and III) for treating rheumatoid arthritis*, Cochrane Database Syst. Rev., 2005, 4
- [106] IHSAN F.M., *Low-level laser therapy accelerates collateral circulation and enhances microcirculation*, Photomedicine and Laser Therapy, 2005, 23(3), 289–294.
- [107] GERSCHMAN J.A., RUBEN J., GEBART-EAGLEMONT J., *Low level laser therapy for dentinal tooth hypersensitivity*, Australian Dental Journal, 1994, 39(6), 353–357.
- [108] LIRANI-GALVÃO A.P., JORGETTI V., DA SILVA O.L., *Comparative study of how low-level laser therapy and low-intensity pulsed ultrasound affect bone repair in rats*, Photomedicine and Laser Therapy, 2006, 24(6), 735–740.
- [109] ORON U., YAAKOBI T., ORON A., HAYAM G., GEPSTEIN L., RUBIN O., HAIM S.B., *Attenuation of infarct size in rats and dogs after myocardial infarction by low-energy laser irradiation*, Lasers in Surgery and Medicine, 2001, 28(3), 204–211.
- [110] LANZAFAME R.J., STADLER I., KURTZ A.F., CONNELLY R., BRONDON P., OLSON D., *Reciprocity of exposure time and irradiance on energy density during photoradiation on wound healing in a murine pressure ulcer model*, Lasers in Surgery and Medicine, 2007, 39(6), 534–542.
- [111] MIKA T., *Kilka uwag na temat niskoenergetycznej terapii laserowej*, Balneologia Polska, 1995, 37(3–4), 59–62.
- [112] ROCHKIND S., DRORY V., ALON M., NISSAN M., OUAKNINE G.E., *Laser phototherapy (780 nm), a new modality in treatment of long-term incomplete peripheral nerve injury: a randomized double-blind placebo-controlled study*, Photomedicine and Laser Surgery, 2007, 25(5), 436–442.

- [113] BOULNOIS J.L., *Photophysical processes in recent medical laser developments: a review*, Lasers in Medical Science, 1986, 1(1), 47–66.
- [114] KARU T.I., PYATIBRAT L.V., MOSKVIN S.V., ANDREEV S., LETOKHOV V.S., *Elementary processes in cells after light absorption do not depend on the degree of polarization: implications for the mechanisms of laser phototherapy*, Photomedicine and Laser Surgery, 2008, 26(2), 77–82.
- [115] KARU T.I., KALENDI G.S., LETOKHOV V.S., LOBKO V.V., *Biostimulation of HeLa cells by low intensity visible light*, II Nuovo Cimento D, 1982, 1(6), 828–840.
- [116] KARU T.I., TIPHLOVA O.A., LETOKHOV V.S., LOBKO V.V., *Stimulation of E. coli growth by laser and incoherent red light*, II Nuovo Cimento D, 1983, 2(4), 1138–1144.
- [117] BERTOLONI G., SACCHETTO R., BARO E., CECCHERELLI F., JORI G., *Biochemical and morphological changes in Escherichia coli irradiated by coherent and non-coherent 632.8 nm light*, Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 1993, 18(2), 191–196.
- [118] SOBANKO J.F., ALSTER T.S., *Efficacy of Low-Level Laser Therapy for Chronic Cutaneous Ulceration in Humans: A Review and Discussion*, Dermatologic Surgery, 2008, 34(8), 991–1000.
- [119] LUCAS C., COENEN C.H.M., DE HAAN R.J., *The effect of low level laser therapy (LLLT) on stage III decubitus ulcers (pressure sores), A prospective randomised single blind, multicentre pilot study*, Lasers in Medical Science, 2000, 15(2), 94–10.
- [120] KOZANOGLU E., BASARAN S., PAYDAS S., SARPEL T., *Efficacy of pneumatic compression and low-level laser therapy in the treatment of postmastectomy lymphoedema: a randomized controlled trial*, Clinical Rehabilitation, 2009, 23(2), 117–124.
- [121] BJORDAL J.M., LOPES-MARTINS R.A.B., JOENSEN J., IVERSEN V.V., *The anti-inflammatory mechanism of low level laser therapy and its relevance for clinical use in physiotherapy*, Physical Therapy Reviews, 2010, 15(4), 286–293.
- [122] AZIZ-JALALI M.H., TABAIE S.M., DJAVID G.E., *Comparison of red and infrared low-level laser therapy in the treatment of acne vulgaris*, Indian Journal of Dermatology, 2012, 57(2), 128.
- [123] VECCHIO D., PAM Z., PAM N., HAMBLIN M.R., *Low-Level Laser (Light) Therapy (LLLT) in Skin: Stimulating, Healing, Restoring*, Semin. Cutan. Med. Surg., 2013, 32, 41–52.
- [124] TUNER J., HODE L., *Laser Therapy: Clinical Practice and Scientific Background*, Prima Books, Grangesberg 2002.
- [125] MOSHKOVSKA T., MAYBERRY J., *It is time to test low level laser therapy in Great Britain*, Postgraduate Medical Journal, 2005, 81(957), 436–441.
- [126] HAMBLIN M.R., DEMIDOVA T.N., *Mechanisms of low level light therapy*, Biomedical Optics, International Society for Optics and Photonics, 2006, 614001–6140012.
- [127] SCHROEDER P., POHL C., CALLES C., MARKS C., WILD S., KRUTMANN J., *Cellular response to infrared radiation involves retrograde mitochondrial signaling*, Free Radical Biology and Medicine, 2007, 43(1), 128–135.
- [128] BOLOGNANI L., FANTIN A.M., FRANCHINI A., VOLPI N., VENTURELLI T., CONTI A.M., *Effects of low-power 632 nm radiation (HeNe laser) on a human cell line: influence on adenyl nucleotides and cytoskeletal structures*, Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 1994, 26(3), 257–264.
- [129] SROKA R., SCHAFFER M., FUCHS C., PONGRATZ T., SCHRADER-REICHARD U., BUSCH M., BAUMGARTNER R., *Effects on the mitosis of normal and tumor cells induced by light treatment of different wavelengths*, Lasers in Surgery and Medicine, 1999, 25(3), 263–271.
- [130] PŁACHTA A., *Medyczne zastosowania promieniowania laserowego w niskoenergetycznej terapii laserowej*, praca dyplomowa, UJ., Kraków 2006.
- [131] KARU T.I., KOLYAKOV S.F., *Exact action spectra for cellular responses relevant to phototherapy*, Photomedicine and Laser Therapy, 2005, 23(4), 355–361.

- [132] BARAŃSKA J., *Współzależności między szlakami przekazywania sygnałów w komórce – rola białek G w tych procesach*, Post. Hig. Med. Dośw., 1999, 53, 133–146.
- [133] GILMAN A.G., *G proteins: transducers of receptor-generated signals*, Annual Review of Biochemistry, 1987, 56(1), 615–649.
- [134] RODBELL M., *The role of GTP-binding proteins in signal transduction: from the sublimely simple to the conceptually complex*, Current Topics in Cellular Regulation, 1992, 32, 1.
- [135] KARU T.I., *Multiple roles of cytochrome c oxidase in mammalian cells under action of red and IR-A radiation*, IUBMB Life, 2010, 62(8), 607–610.
- [136] KARU T.I., *Mitochondrial Signaling in Mammalian Cells Activated by Red and Near-IR Radiation*, Photochemistry and Photobiology, 2008, 84(5), 1091–1099.
- [137] GAO X., XING D., *Molecular mechanisms of cell proliferation induced by low power laser irradiation*, J. Biomed. Sci., 2009, 16(4), 1–16.
- [138] CHEN C.H., HUNG H.S., HSU S.H., *Low-energy laser irradiation increases endothelial cell proliferation, migration, and eNOS gene expression possibly via PI3K signal pathway*, Lasers in Surgery and Medicine, 2008, 40(1), 46–54.
- [139] PASTORE M., GRECO S., PASSARELLA D., *Specific helium-neon laser sensitivity of the purified cytochrome c oxidase*, International Journal of Radiation Biology, 2000, 76(6), 863–870, 2000.
- [140] KATO M., SHINIZAWA K., YOSHIKAWA S., *Cytochrome oxidase is a possible photoreceptor in mitochondria*, Photobiology and Photobiophysics, 1981, 2(4–5), 263–269.
- [141] COOPER C.E., SPRINGETT R., *Measurement of cytochrome oxidase and mitochondrial energetics by near-infrared spectroscopy*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series B: Biological Sciences, 1997, 352(1354), 669–676.
- [142] OSTUNI A., PASSARELLA S., QUAGLIARIELLO E., *Photomodulation of glutamate dehydrogenase properties by red light*, Journal of Photochemistry and Photobiology. B – Biology, 1993, 20(2–3), 101–111.
- [143] LUBART R., SINYAKOV M., FRIEDMANN H., GROSSMAN N., SOLODIEV I., ZURGIL N., BELOTSKY S., *Photobiostimulation by visible light: Involvement of hydroperoxide*, Trends in Photochemistry and Photobiology, 1999, 6, 169–174.
- [144] PASSARELLA S., CASAMASSIMA E., MOLINARI S., PASTORE D., QUAGLIARIELLO E., CATALANO I.M., CINGOLANI A., *Increase of proton electrochemical potential and ATP synthesis in rat liver mitochondria irradiated in vitro by helium-neon laser*, FEBS Letters, 1984, 175(1), 95–99.
- [145] KIM C.S., JUNG J., *Inactivation of the respiratory chain in plant mitochondria by visible light: the primary target for photodamage and endogenous photosensitizing chromophores*, Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology, 1995, 29(2), 135–139.
- [146] WILDEN L., KARTHEIN R., *Import of radiation phenomena of electrons and therapeutic low-level laser in regard to the mitochondrial energy transfer*, Journal of Clinical Laser Medicine and Surgery, 1998, 16(3), 159–165.
- [147] KARU T., *Photobiology of Low-Power Laser Therapy*, Harwood Acad. Publ., Chur, London, Paris 1989.
- [148] KARU T., *Interactions of monochromatic visible light nad near infrared radiation with cells: currently discussed mechanisms*, Proc. SPIE, 1995, 2391, 576–586.
- [149] KARU T., ANDREICHUK T., RYABYKH T., *Changes in oxidative metabolism of murine spleen following laser and superluminous diode (660–950 nm) irradiation: effects of cellular composition and radiation parameters*, Lasers in Surgery & Medicine, 1993, 13(4), 453–462.
- [150] URUNO A., SUGAWARA A., KANATSUKA H., ARIMA S., TANIYAMA Y., KUDO M., ITO S., *Hepatocyte growth factor stimulates nitric oxide production through endothelial nitric oxide synthase activation by the phosphoinositide 3-kinase/Akt pathway and possibly by mitogen-activated protein kinase kinase in vascular endothelial cells*, Hypertension Research: Official Journal of the Japanese Society of Hypertension, 2004, 27(11), 887.

- [151] HASHIMOTO A., MIYAKODA G., HIROSE Y., MORI T., *Activation of endothelial nitric oxide synthase by cilostazol via a cAMP/protein kinase A-and phosphatidylinositol 3-kinase/Akt-dependent mechanism*, *Atherosclerosis*, 2006, 189(2), 350–357.
- [152] CALLAGHAN G.A., RIORDAN C., GILMORE W.S., MCINTYRE I.A., ALLEN J.M., HANNIGAN B.M., *Reactive oxygen species inducible by low-intensity laser irradiation alter DNA synthesis in the haemopoietic cell line U937*, *Lasers in Surgery and Medicine*, 1996, 19(2), 201–206.
- [153] VACCA R.A., MARRA E., QUAGLIARIELLO E., GRECO M., *Activation of mitochondrial DNA replication by He-Ne laser irradiation*, *Biochemical and Biophysical Research Communications*, 1993, 195(2), 704–709.
- [154] SROKA R., SCHAFFER M., FUCHS C., PONGRATZ T., SCHRADER-REICHARD U., BUSCH M., SCHAFFER P.M., DUHMKE E., BAUMGARTNER R., *Effect on mitosis of normal and tumor cells induced by light treatment of different wavelength*, *Lasers Surg. Med.*, 1999, 25, 263–271.
- [155] GRECO M., GUIDA G., PERLINO E., MARRA E., QUAGLIARIELLO E., *Increase in RNA and protein synthesis by mitochondria irradiated with helium-neon laser*, *Biochemical and Biophysical Research Communications*, 1989, 163(3), 1428–1434.
- [156] KARU T.I., PYATIBRAT L.V., KOLYAKOV S.F., AFANASYEVA N.I., *Absorption measurements of a cell monolayer relevant to phototherapy: Reduction of cytochrome c oxidase under near IR radiation*, *Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology*, 2005, 81(2), 98–106.
- [157] KARU T., PYATIBRAT L., *Gene expression under laser and light-emitting diodes radiation for modulation of cell adhesion: Possible applications for biotechnology*, *IUBMB Life*, 2011, 63(9), 747–753.
- [158] SAUER H., WARTENBERG M., HESCHELER J., *Reactive oxygen species as intracellular messengers during cell growth and differentiation*, *Cellular Physiology and Biochemistry*, 2001, 11(4), 173–186.
- [159] GROSSMAN N., SCHNEID N., REUVENI H., HALEVY S., LUBART R., *780 nm low power diode laser irradiation stimulates proliferation of keratinocyte cultures: involvement of reactive oxygen species*, *Lasers in Surgery and Medicine*, 1998, 22(4), 212–218.
- [160] DERKACZ A., PROTASIEWICZ M., PORĘBA R., ABRAMSKI K., BEREŚ-PAWLIK E., *Naświetlanie tętnic wieńcowych niskoenerygetycznym promieniowaniem laserowym podczas zabiegu angioplastyki. Doświadczenia własne*, *Acta Bio-Optica et Informatica Medica, Inżynieria Biomedyczna*, 2007, 13(1), 71–73.
- [161] BERES-PAWLIK E., DERKACZ A., *Intravascular low-power laser illumination through special fiber diffusers*, *Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences*, 2011, 59(4), 441–443.
- [162] MAINMAN T., *Stimulated optical radiation in ruby*, *Nature*, 1960, 187, 493.
- [163] Praca zbiorowa, *Mediko-biologiczkie aspekty promieniowania laserowego izluczenia niepowrzediajuszczzej intensiwnosti*, Wyd. Naukowa Dumka, Kijów 1988.
- [164] DE ALMEIDA P., LOPES-MARTINS R.A., DE MARCHI T., TOMAZONI S.S., ALBERTINI R., CORRÊA J.C. et al., *Red (660 nm) and infrared (830 nm) low-level laser therapy in skeletal muscle fatigue in humans: what is better?*, *Lasers Med. Sci.*, 2012, 27, 453–458. DOI: 10.1007/s10103-011-0957-3.
- [165] LEAL JUNIOR E.C., LOPES-MARTINS R.A., FRIGO L., DE MARCHI T., ROSSI R.P., DE GODOI V. et al., *Effects of low-level laser therapy (LLLT) in the development of exercise-induced skeletal muscle fatigue and changes in biochemical markers related to postexercise recovery*, *J. Orthop. Sports Phys. Ther.*, 2010, 40, 524–532.
- [166] MARCOS R.L., ARNOLD G., MAGNET V., RAHOUADJ R., MAGDALOU J., LOPES-MARTINS R.Á., *Biomechanical and biochemical protective effect of low-level laser therapy for Achilles tendinitis*, *J. Mech. Behav. Biomed. Mater.*, 2014, 29, 272–285. DOI: 10.1016/j.jmbbm.2013.08.028.
- [167] FERRARESI C., HAMBLIN M.R., PARIZOTTO N.A., *Low-level laser (light) therapy (LLLT) on muscle tissue: performance, fatigue and repair benefited by the power of light*, *Photonics Lasers Med.*, 2012, 1(4), 267–286.

- [168] COLOMBO F., NETO ADE A., SOUSA A.P., MARCHIONNI A.M., PINHEIRO A.L., REIS S.R., *Effect of low-level laser therapy (λ660 nm) on angiogenesis in wound healing: a immunohistochemical study in a rodent model*, Braz. Dent. J., 2013, 24(4), 308–312. DOI: 10.1590/0103-6440201301867.
- [169] HOPKINS J.T., MC LODAT T.A., SEEGMILLERT J.G., *Low-Level Laser Therapy Facilitates Superficial Wound Healing in Humans: a Triple-Blind Sham-Controlled Study*, Journal of Athletic Training, 2004, 39(3), 223–229.
- [170] KIM H., CHOI K., KWEON O.K., KIM W.H., *Enhanced wound healing effect of canine adipose-derived mesenchymal stem cells with low-level laser therapy in athymic mice*, J. Dermatol. Sci., 2012, 68(3), 149–156. DOI: 10.1016/j.jdermsci.2012.09.013.
- [171] GROSS A.R., DZIENGO S., BOERS O., GOLDSMITH C.H., GRAHAM N., LILGE L. et al., *Low Level Laser Therapy (LLL) for Neck Pain: a Systematic Review and Meta-Regression*, Open Orthop. J., 2013, 20(7), 396–419. DOI: 10.2174/1874325001307010396.
- [172] HSIEH Y.L., CHOU L.W., CHANG P.L., YANG C.C., KAO M.J., HONG C.Z., *Low-level laser therapy alleviates neuropathic pain and promotes function recovery in rats with chronic constriction injury: possible involvements in hypoxia-inducible factor 1α (HIF-1α)*, J. Comp. Neurol., 2012, 520(13), 2903–2916. DOI: 10.1002/cne.23072.
- [173] TAKAHASHI H., OKUNI I., USHIGOME N., HARADA T., TSURUOKA H., OHSHIRO T. et al., *Low level laser therapy for patients with cervical disk hernia*, Laser Ther., 2012, 21(3), 193–197. DOI: 10.5978/islsm.12-OR-10.
- [174] NAGATA M.J., SANTINONI C.S., POLA N.M., DE CAMPOS N., MESSORA M.R., BOMFIM S.R. et al., *One marrow aspirate combined with low-level laser therapy: a new therapeutic approach to enhance bone healing*, J. Photochem. Photobiol. B, 2013, 121, 6–14. DOI: 10.1016/j.jphotobiol.2013.01.013.
- [175] GALLETTI G., BOLOGNANI L., USSIA G., *Laser application in medicine i surgery*, Word Congres – International Society for Laser Applications in Medicine, Bologna 1992.
- [176] SCHUBERT E.F., GESSMANN T., KIM J.K., *Light emitting diodes*, John Wiley and Sons, Inc., 2005.
- [177] HOLONYAK N., Jr., BEVACQUA S.F., *Coherent (visible) light emission from Ga (As1-xPx) junctions*, Applied Physics Letters, 1962, 1(4), 82–83.
- [178] ADAMSKAYA N., DUNGEL P., MITTERMAYR R., HARTINGER J., FEICHTINGER G., WASSERMANN K., VAN GRIENSVEN M., *Light therapy by blue LED improves wound healing in an excision model in rats*, Injury, 2011, 42(9), 917–921.
- [179] DE SOUSA A.P.C., PARAGUASSÚ G.M., SILVEIRA N.T.T., DE SOUZA J., CANGUSSÚ M.C.T., DOS SANTOS J.N., PINHEIRO A.L.B., *Laser and LED phototherapies on angiogenesis*, Lasers in Medical Science, 2013, 28(3), 981–987.
- [180] TRELLES M.A., MORDON S., CALDERHEAD R.G., *Facial rejuvenation and light: our personal experience*, Lasers in Medical Science, 2007, 22(2), 93–99.
- [181] AZIZ-JALALI M.H., TABAIE S.M., DJAVID G.E., *Comparison of red and infrared low-level laser therapy in the treatment of acne vulgaris*, Indian Journal of Dermatology, 2012, 57(2), 128.
- [182] SCHULZE P.S., BARREIRA L.A., PEREIRA H.G., PERALES J.A., VARELA J.C., *Light emitting diodes (LEDs) applied to microalgal production*, Trends in Biotechnology, 2014, 32(8), 422–430.
- [183] GOINS G.D., YORIO N.C., SANWO M.M., BROWN C.S., *Photomorphogenesis, photosynthesis, and seed yield of wheat plants grown under red light-emitting diodes (LEDs) with and without supplemental blue lighting*, Journal of Experimental Botany, 1997, 48(7), 1407–1413.
- [184] DUONG T.N., TAKAMURA T., WATANABE H., TANAKA M., *Light emitting diodes (LEDs) as a radiation source for micropropagation of strawberry*, Transplant production in the 21st century, 2000, 114–118.
- [185] SCHUERGER A.C., BROWN C.S., *Spectral quality affects disease development of three pathogens on hydroponically grown plants*, Hort Science, 1997, 32(1), 96–100.

- [186] BAPARY M.A.J., AMIN M.N., TAKEUCHI Y., TAKEMURA A., *The stimulatory effects of long wavelengths of light on the ovarian development in the tropical damselfish, Chrysiptera cyanea*, *Aquaculture*, 2011, 314(1), 188–192.
- [187] PERRY T.S., *M. George Craford [biography]*, *Spectrum*, IEEE, 1995, 32(2), 52–55.
- [188] SHIN H.S., LEE J., CHOI C.Y., *Effects of LED light spectra on the growth of the yellowtail clownfish Amphiprion clarkii*, *Fisheries Science*, 2012, 78(3), 549–556.
- [189] PANKOVE J.I., MILLER E.A., BERKEYHEISER J.E., *GaN electroluminescent diodes*, [in:] *Electron Devices Meeting*, 1971 International, 1971, Vol. 17, 78–78.
- [190] NAKAMURA S., MUKAI T., SENOH M., *Candela-class high-brightness InGaN/AlGaIn double-heterostructure blue-light-emitting diodes*, *Applied Physics Letters*, 1994, 64(13), 1687–1689.
- [191] YEH N., YEH P., SHIH N., BYADGI O., CHENG T.C., *Applications of light-emitting diodes in researches conducted in aquatic environment*, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2014, 32, 611–618.
- [192] WÜRTELE M.A., KOLBE T., LIPSZ M., KÜLBERG A., WEYERS M., KNEISSL M., JEKEL M., *Application of GaN-based ultraviolet-C light emitting diodes-UV LEDs – for water disinfection*, *Water Research*, 2011, 45(3), 1481–1489.
- [193] KHAN U., BENABDERRAZIK N., BOURDELAIS A.J., BADEN D.G., REIN K., GARDINALI P.R., O'SHEA K.E., *UV and solar TiO₂ photocatalysis of brevetoxins (PbTx)*, *Toxicol*, 2010, 55(5), 1008–1016.
- [194] FUJIBAYASHI K., ISHIMARU K., TAKAHASHI N., KOHNO A., *Newly developed curing unit using blue light-emitting diodes*, *Dentistry in Japan*, 1998, 34, 49–53.
- [195] MILLS R.W., JANDT K.D., ASHWORTH S.H., *Restorative Dentistry: Dental composite depth of cure with halogen and blue light emitting diode technology*, *British Dental Journal*, 1999, 186(8), 388–391.
- [196] PAWŁOWSKA E., LOBA K., BŁASIAK J., SZCZEPAŃSKA J., *Właściwości i ryzyko stosowania metakrylanu bisfenolu A i dimetakrylanu uretanu–podstawowych monomerów kompozytów stomatologicznych*, *Dent. Med. Probl.*, 2009, 46(4), 477–485.
- [197] TANIYASU Y., KASU M., MAKIMOTO T., *An aluminium nitride light-emitting diode with a wavelength of 210 nanometres*, *Nature*, 2006, 441(7091), 325–328.
- [198] KUBOTA Y., WATANABE K., TSUDA O., TANIGUCHI T., *Deep ultraviolet light-emitting hexagonal boron nitride synthesized at atmospheric pressure*, *Science*, 2007, 317(5840), 932–934.
- [199] KOIZUMI S., WATANABE K., HASEGAWA M., KANDA H., *Ultraviolet emission from a diamond pn junction*, *Science*, 2001, 292(5523), 1899–1901.
- [200] YORK N.R., JACOB H.T., *UVA1 phototherapy: a review of mechanism and therapeutic application*, *International Journal of Dermatology*, 2010, 49(6), 623–630.
- [201] LEE S.Y., YOU C.E., PARK M.Y., *Blue and red light combination LED phototherapy for acne vulgaris in patients with skin phototype IV*, *Lasers in Surgery and Medicine*, 2007, 39(2), 180–188.
- [202] ROELANDTS R., *A new light on Niels Finsen, a century after his Nobel Prize*, *Photodermatol. Photoimmunol. Photomed.*, 2005, 21, 115–117.
- [203] BIE V., *Remarks on finsen's phototherapy*, *British Medical Journal*, 1899, 2(2022), 825.
- [204] CALDERHEAD R.G., OMI T., *Light-Emitting Diode Phototherapy*, [in:] *Handbook of Lasers in Dermatology*, Springer, London 2014, 307–327.
- [205] CALDERHEAD R.G., *Light-emitting diode phototherapy in dermatological practice*, [in:] *Lasers in Dermatology and Medicine*, Springer, London 2012, 231–265.
- [206] WIERERER J.J. JR., TSAO Y., SIZOV D.S., *Comparison between blue lasers and light-emitting diodes for future solid-state lighting*, *Laser Photonics Review*, 2013, 7, 6, 963–993.
- [207] DARLEY-USMAR V., *The powerhouse takes control of the cell; the role of mitochondria in signal transduction*, *Free Radic. Biol. Med.*, 2004, 15, 753–754.

- [208] SINGH K.K., KULAWIEC M., STILL I. et al., *Inter-genomic cross talk between mitochondria and the nucleus plays an important role in tumorigenesis*, *Gene*, 2005, 18, 140–146.
- [209] BAROLET D.B., *Light-emitting diodes (LEDs) in dermatology*, *Semin. Cutan. Med. Surg.*, 2008, 27, 227–238.
- [210] SIMPSON C.R., KOHL M., ESSENPREIS M. et al., *Near infrared optical properties of ex-vivo human skin and subcutaneous tissues measured using the Monte Carlo inversion technique*, *Phys. Med. Biol.*, 1998, 43, 2465–2478.
- [211] DANHOF G., *Biological effects of the laser beam*, [in:] Z. Simunovic, *Lasers in Medicine and Dentistry: Basic Science and Up-to-Date Clinical Application of Low-Energy Level Laser Therapy-LLLT*, Vitagraf, Rijeka, Croácia, 2000, 127–152.
- [212] KARU T.I., PYATIBRAT L.V., AFANASYEVA N.I., *Cellular effects of low power laser therapy can be mediated by nitric oxide*, *Lasers Surg. Med.*, 2005, 36, 307–314.
- [213] TARONI P., PIFFERI A., TORRICELLI A., COMELLI D., CUBEDDU R., *In vivo absorption and scattering spectroscopy of biological tissues*, *Photochemical & Photobiological Sciences*, 2003, 2(2), 124–129.
- [214] SOMMER A.P., PINHEIRO A.L., MESTER A.R. et al., *Bioestimulatory windows in low-intensity laser activation: lasers, scanners, and NASA's light-emitting diode array system*, *J. Clin. Laser Med. Surg.*, 2001, 19, 29–33.
- [215] AL-WATBAN F.A., *The comparison of effects between pulsed and CW lasers on wound healing*, *J. Clin. Laser Med. Surg.*, 2004, 22, 15–18.
- [216] BAROLET D., BOUCHER A., BJERRING P., *In vivo human dermal collagen production following LED-based therapy: The importance of treatment parameters*, *Lasers Surg. Med.*, 2005, 17, 76.
- [217] CALDERHEAD R.G., *The photobiological basics behind light-emitting diode (LED) phototherapy*, *Laser Therapy*, 2007, 16, 97–108.
- [218] POGUE B.W., LILGE L., PATTERSON M.S. et al., *Absorbed photodynamic dose from pulsed versus continuous wave light examined with tissue-simulating dosimeters*, *Appl. Opt.*, 1997, 36, 7257–7269.
- [219] STERENBORG H.J., VAN GEMERT M.J., *Photodynamic therapy with pulsed light sources: A theoretical analysis*, *Phys. Med. Biol.*, 1996, 41, 835–849.
- [220] TRIMMER B.A., APRILLE J.R., DUDZINSKI D.M. et al., *Nitric oxide and the control of firefly flashing*, *Science*, 2001, 29, 2486–2488.
- [221] HAWKINS D.H., ABRAHAMSE H., *Time-dependent responses of wounded human skin fibroblasts following phototherapy*, *J. Photochem. Photobiol. B*, 2007, 25, 147–155.
- [222] KARU T.I., PYATIBRAT L.V., KALENDU G.S., *Photobiological modulation of cell attachment via cytochrome c oxidase*, *Photochem. Photobiol. Sci.*, 2004, 3, 211–216.
- [223] SMITH K.C., *Laser (and LED) therapy is phototherapy*, *Photomedicine and Laser Therapy*, 2005, 23(1), 78–80.
- [224] HANSEN T.W., *Phototherapy for neonatal jaundice-still in need of fine tuning*, *Acta Paediatr.*, 2000, 89, 770–772.
- [225] MAISELS M.J., *Phototherapy-traditional and nontraditional*, *J. Perinatol.*, 2001, 21, Suppl. 1, S93–S97.
- [226] MAISELS M.J., *Why use homeopathic doses of phototherapy?*, *Pediatrics*, 1996, 98, 283–287.
- [227] HANSEN T.W., *Acute management of extreme neonatal jaundice-the potential benefits of intensified phototherapy and interruption of enterohepatic circulation*, *Acta Paediatr.*, 1997, 86, 843–846.
- [228] MCDONAGH A.F., *Phototherapy: from ancient Egypt to the new millennium*, *J. Perinatol.*, 2001, 21, Suppl 1, S7–S12.
- [229] CHRISTENSEN T., REITAN J.B., KINN G., *Single-strand breaks in the DNA of human cells exposed to visible light from phototherapy lamps in the presence and absence of bilirubin*, *J. Photochem. Photobiol. B*, 1990, 7, 337–346.

- [230] VREMAN H.J., WONG R.J., STEVENSON D.K., ROUTE R.K., READER S.D., FEJER M.M., GALE R., SEIDMAN D.S., *Light-emitting diodes: A novel light source for phototherapy*, *Pediatr. Res.*, 1998, 44, 804–809.
- [231] ENNEVER J., *Blue light, green light, white light, more light: Treatment of neonatal jaundice*, *Clin. Perinatol.*, 1990, 17, 467–481.
- [232] COLINDRES J.V., ROUNTREE C., DESTARAC M.A., CUI Y., VALDEZ M.P., CASTELLANOS M.H., ODEN M., *Prospective randomized controlled study comparing low-cost LED and conventional phototherapy for treatment of neonatal hyperbilirubinemia*, *Journal of Tropical Pediatrics*, 2011.
- [233] CHANG Y.S., HWANG J.H., KWON H.N., CHOI C.W., KO S.Y., PARK W.S., LEE M., *In vitro and in vivo efficacy of new blue light emitting diode phototherapy compared to conventional halogen quartz phototherapy for neonatal jaundice*, *Journal of Korean Medical Science*, 2005, 20(1), 61–64.
- [234] LEAL-JUNIOR E.C.P., VANIN A.A., MIRANDA E.F., DE CARVALHO P.D.T.C., DAL CORSO S., BJORDAL J.M., *Effect of phototherapy (low-level laser therapy and light-emitting diode therapy) on exercise performance and markers of exercise recovery: a systematic review with meta-analysis*, *Lasers in Medical Science*, 2013, 30(2), 925–939.
- [235] FERRARESI C., BELTRAME T., FABRIZZI F., NASCIMENTO E.S.P.D., KARSTEN M., FRANCISCO C.D.O., PARIZOTTO N.A., *Muscular pre-conditioning using light-emitting diode therapy (LEDT) for high-intensity exercise: a randomized double-blind placebo-controlled trial with a single elite runner*, *Physiotherapy Theory and Practice*, 2015, (0), 1–8.
- [236] MIRANDA E.F., LEAL-JUNIOR E.C.P., MARCHETTI P.H., DAL CORSO S., *Acute effects of light emitting diodes therapy (LEDT) in muscle function during isometric exercise in patients with chronic obstructive pulmonary disease: preliminary results of a randomized controlled trial*, *Lasers in Medical Science*, 2014, 29(1), 359–365.
- [237] BURKE T., *Nitric oxide and its role in health and diabetes*, *Diabetes in Control. com Newsletter*, 2002, 76, Part 4.
- [238] WHELAN H.T., SMITS R.L., JR., BUCHMAN E.V. et al., *Effect of NASA lightemitting diode irradiation on wound healing*, *J. Clin. Laser Med. Surg.*, 2001, 19, 305–314.
- [239] BIBIKOVA A., ORON U., *Regeneration in denervated toad (Bufo viridis) gastrocnemius muscle and the promotion of the process by low energy laser irradiation*, *Anat. Rec.*, 1995, 241, 123–128.
- [240] AL-WATBAN F.A., *Laser acceleration of open skin wound closure in rats and its dosimetric dependence*, *Lasers Life Sci.*, 1997, 7, 237–247.
- [241] CONLAN M.J., RAPLEY J.W., COBB C.M., *Biostimulation of wound healing by low-energy laser irradiation*, *J. Clin. Periodontol.*, 1996, 23, 492–496.
- [242] MILLER M., TRUHE T., *Lasers in dentistry: An overview*, *Am. Dent. Assoc.*, 1993, 124, 32–35.
- [243] WHELAN H.T., BUCHMANN E.V., WHELAN N.T. et al., *NASA light emitting diode medical applications: From deep space to deep sea*, *Space Technology and Applications International Forum*, 2001, 35–45.
- [244] FUSHIMI T., INUI S., NAKAJIMA T., OGASAWARA M., HOSOKAWA K., ITAMI S., *Green light emitting diodes accelerate wound healing: characterization of the effect and its molecular basis in vitro and in vivo*, *Wound Repair and Regeneration*, 2012, 20(2), 226–235.
- [245] LIM W., LEE S., KIM I. et al., *The anti-inflammatory mechanism of 635 nm light-emitting-diode irradiation compared with existing COX inhibitors*, *Lasers Surg. Med.*, 2007, 39, 614–621.
- [246] KHOURY J.G., GOLDMAN M.P., *Use of light-emitting diode photomodulation to reduce erythema and discomfort after intense pulsed light treatment of photodamage*, *J. Cosmet. Dermatol.*, 2008, 7, 30–34.

- [247] DELAND M.M., WEISS R.A., MCDANIEL D.H. et al., *Treatment of radiation-induced dermatitis with light-emitting diode (LED) photomodulation*, *Lasers Surg. Med.*, 2007, 39, 164–168.
- [248] MCDANIEL D.H., WEISS R.A., GERONEMUS R. et al., *Light-tissue interactions I: Photothermolysis vs photomodulation laboratory findings*, *Lasers Surg. Med.*, 2002, 14, 25 (abstr.).
- [249] MEIRELLES G.C., SANTOS J.N., CHAGAS P.O. et al., *A comparative study of the effects of laser photobiomodulation on the healing of third-degree burns: A histological study in rats*, *Photomed. Laser Surg.*, 2008, 26, 159–166.
- [250] WEISS R.A., MCDANIEL D.H., GERONEMUS R. et al., *Clinical trial of a novel non-thermal LED array for reversal of photoaging: Clinical, histologic, and surface profilometric results*, *Lasers Surg. Med.*, 2005, 36, 85–91.
- [251] LEE S.Y., PARK K.H., CHOI J.W. et al., *A prospective, randomized, placebo-controlled, double-blinded, and split-face clinical study on LED phototherapy for skin rejuvenation: Clinical, profilometric, histologic, ultrastructural, and biochemical evaluations and comparison of three different treatment settings*, *J. Photochem. Photobiol. B*, 2007, 27, 51–67.
- [252] MENEZES S., COULOMB B., LEBRETON C. et al., *Non-coherent near infrared radiation protects normal human dermal fibroblasts from solar ultraviolet toxicity*, *J. Invest. Dermatol.*, 1998, 111, 629–633.
- [253] FRANK S., OLIVER L., LEBRETON-DE COSTER C. et al., *Infrared radiation affects the mitochondrial pathway of apoptosis in human fibroblasts*, *J. Invest. Dermatol.*, 2004, 123, 823–831.
- [254] BAROLET D., BOUCHER A., *LED Photoprevention: Reduced MED response following multiple LED exposures*, *Lasers Surg. Med.*, 2008, 40, 106–112.
- [255] FRANK S., MENEZES S., LEBRETON-DE COSTER C. et al., *Infrared radiation induces the p53 signaling pathway: Role in infrared prevention of ultraviolet B toxicity*, *Exp. Dermatol.*, 2006, 15, 130–137.
- [256] UITTO J., KOUBA D., *Cytokine modulation of extracellular matrix gene expression: Relevance to fibrotic skin diseases*, *J. Dermatol. Sci.*, 2000, 24, S60–69.
- [257] UITTO J., *IL-6 signaling pathway in keloids: a target for pharmacologic intervention?* *J. Invest. Dermatol.*, 2007, 127, 6–8.
- [258] GHAZIZADEH M., TOSA M., SHIMIZU H. et al., *Functional implications of the IL-6 signaling pathway in keloid pathogenesis*, *J. Invest. Dermatol.*, 2007, 127, 98–110.
- [259] BAROLET D., BOUCHER A., *LED therapy for the prevention of post-surgical hypertrophic scars and keloids*, *Lasers Surg. Med.*, 2008, 20, 97.
- [260] BAROLET D., BOUCHER A., *Pre-PDT use of radiant IR LED exposure as skin preparation to enhance cystic acne treatment outcome*, *Lasers Surg. Med.*, 2008, 20, 73.
- [261] KRUTMANN J., HÖNIGSMANN H., ELMETS C.A. et al., *Dermatological Phototherapy and Photodiagnostic Methods*, Springer, New York 2001.
- [262] MORITA A., WERFEL T., STEGE H. et al., *Evidence that singlet oxygen-induced human T helper cell apoptosis is the basic mechanism of ultraviolet-A radiation phototherapy*, *J. Exp. Med.*, 1997, 17, 1763–1768.
- [263] KRAMER M., SACHSENMAIER C., HERRLICH P. et al., *UV irradiation-induced interleukin-1 and basic fibroblast growth factor synthesis and release mediate part of the UV response*, *J. Biol. Chem.*, 1993, 268, 6734–6741.
- [264] KRUTMANN J., MEDVE-KOENIGS K., RUZICKA T. et al., *Ultraviolet-free phototherapy*, *Photodermatol. Photoimmunol. Photomed.*, 2005, 21, 59–61.
- [265] BAROLET D., BOUCHER A., *Dual wavelength high power LEDs enhance PDT acne treatment*, *Lasers Surg.*, 2007, 19, 37.
- [266] HORWITZ L.R., BURKE T.J., CARNEGIE D., *Augmentation of wound healing using monochromatic infrared energy: exploration of a new technology for wound management*, *Adv. Wound Care.*, 1999, 12, 35–40.

- [267] VON FELBERT V., KERNLAND-LANG K., HOFFMANN G., WIENERT V., SIMON D., HUNZIKER T., *Irradiation with water-filtered infrared A plus visible light improves cutaneous scleroderma lesions in a series of cases*, *Dermatology*, 2011, 222, 347–357.
- [268] PAOLILLO F.R., BORGHI-SILVA A., PARIZOTTO N.A. et al., *New treatment of cellulite with infrared-LED illumination applied during high-intensity treadmill training*, *J. Cosmet. Laser Ther.*, 2011, 13, 166–171.
- [269] SASAKI G.H., OBERG K., TUCKER B. et al., *The effectiveness and safety of topical PhotoActiv phosphatidylcholine-based anti-cellulite gel and LED (red and near-infrared) light on Grade II–III thigh cellulite: A randomized, double-blinded study*, *J. Cosmet. Laser Ther.*, 2007, 9, 87–96.
- [270] SATINO J.L., MARKOU M., *Hair regrowth and increased hair tensile strength using the HairMax LeserComb for Low-level laser therapy*, *Int. J. Cosm. Surg. and Aesthetic Dermatol.*, 2003, 5, 113–117.
- [271] HUNTER S., LANGEMO D., HANSON D. et al., *The use of monochromatic infrared energy in wound management*, *Adv. Skin Wound Care*, 2007, 20, 265–266.
- [272] LEV-TOV H., BRODY N., SIEGEL D., JAGDEO J., *Inhibition of fibroblast proliferation in vitro using low-level infrared light-emitting diodes*, *Dermatol. Surg.*, 2013, 39(3 Pt 1), 422–425.
- [273] SIMPSON C.R., KOHL M., ESSENPREIS M. et al., *Near infrared optical properties of ex-vivo human skin and subcutaneous tissues measured using the Monte Carlo inversion technique*, *Phys. Med. Biol.*, 1998, 43, 2465–2478.
- [274] CALZAVARA-PINTON P.G., VENTURINI M., SALA R. et al., *Methylaminolaevulinate-based photodynamic therapy of Bowen's disease and squamous cell carcinoma*, *Br. J. Dermatol.*, 2008, 159, 137–144.
- [275] BAAS P., SAARNAK A.E., OPPELAAR H. et al., *Photodynamic therapy with meta-tetrahydroxy-phenylchlorin for basal cell carcinoma: a phase I/II study*, *Br. J. Dermatol.*, 2001, 145, 75–78.
- [276] WEIGELL S.R., HEYDENREICH J., FABRICIUS S. et al., *Continuous ultra-low-intensity artificial daylight is not as effective as red LED light in photodynamic therapy of multiple actinic keratosis*, *Photodermatol. Photoimmunol. Photomed.*, 2011, 27, 280–285.
- [277] WHELAN H.T., CONNELLY J.F., HODGSON B.D. et al., *NASA light-emitting diodes for the prevention of oral mucositis in pediatric bone marrow transplant patients*, *J. Clin. Laser Med. Surg.*, 2002, 20, 319–324.
- [278] CORTI L., CHIARON-SILENI V., AVERSA S. et al., *Treatment of chemotherapy-induced oral mucositis with light-emitting diode*, *Photomed. Laser Surg.*, 2006, 24, 207–213.
- [279] CALZAVARA-PINTON P.G., ROSSI M.T., ARONSON E. et al., *A retrospective analysis of real-life practice of off-label photodynamic therapy using methyl aminolevulinate (MAL-PDT) in 20 Italian dermatology departments. Part 1: inflammatory and aesthetic indications*, *Photochem. Photobiol. Sci.*, 2013, 12, 148–157.
- [280] SAKAMOTO F.H., IZIKSON L., TANNOUS Z. et al., *Surgical scar remodeling after photodynamic therapy using aminolaevulinic acid or its methylester: a retrospective, blinded study of patients with field cancerization*, *Br. J. Dermatol.*, 2012, 166, 413–416.
- [281] WEISS R.A., MCDANIEL D.H., GERONEMUS R.G. et al., *Clinical experience with light-emitting diode (LED) photomodulation*, *Dermatol. Surg.*, 2005, 31(9 Pt 2), 1199–1205.
- [282] WEISS R.A., WEISS M.A., GERONEMUS R.G., MCDANIEL D.H., *A novel non-thermal non-ablative full panel LED photomodulation device for reversal of photoaging: digital microscopic and clinical results in various skin types*, *J. Drugs Dermatol.*, 2004, 3, 605–610.
- [283] DELAND M.M., WEISS R.A., MCDANIEL D.H., GERONEMUS R.G., *Treatment of radiation-induced dermatitis with light-emitting diode (LED) photomodulation*, *Lasers Surg. Med.*, 2007, 39, 164–168.
- [284] ALSTER T.S., WANITPHAKDEEDECHA R., *Improvement of postfractional laser erythema with light-emitting diode photomodulation*, *Dermatol. Surg.*, 2009, 25, 813–315.

- [285] MORTON C.A., SCHOLEFIELD R.D., WHITEHURST C., BIRCH J., *An open study to determine the efficacy of blue light in the treatment of mild to moderate acne*, J. Dermatol. Treat., 2005, 16, 219–223.
- [286] TREMBLAY J.F., SIRE D.J., LOWE N.J., MOY R.L., *Light-emitting diode 415 nm in the treatment of inflammatory acne: an open-label, multicentric, pilot investigation*, J. Gosmet. Laser Ther., 2006, 8, 31–33.
- [287] GOLD M.H., SENSING W., BIRON J.A., *Clinical efficacy of home-use blue-light therapy for mild-to-moderate acne*, J. Gosmet. Laser Ther., 2011, 13, 308–314.
- [288] WHEELAND R.G., DHAWAN S., *Evaluation of self-treatment of mild-to-moderate facial acne with a blue light treatment system*, J. Drugs Dermatol., 2011, 10, 596–602.
- [289] WEINSTABL A., HOFF-LESCH S., MERK H.F., VON FELBERT V., *Prospective randomized study on the efficacy of blue light in the treatment of psoriasis vulgaris*, Dermatology, 2011, 223, 251–259.
- [290] AKARAPHANTH R., KANJANAWANITCHKUL W., GRITTIYARANGSAN P., *Efficacy of ALA-PDT vs. blue light in the treatment of acne*, Photodermatol. Photoimmunol. Photomed., 2007, 23, 186–190.
- [291] OPEL D.R., HAGSTROM E., PACE A.K., SISTO K., HIRANO-ALI S.A., DESAI S., SWAN J., *Light-emitting Diodes: A Brief Review and Clinical Experience*, The Journal of Clinical and Aesthetic Dermatology, 2015, 8(6), 36.
- [292] LEE S.Y., PARK K.H., CHOI J.W. et al., *A prospective, randomized, placebo-controlled, double-blinded, and split-face clinical study on LED phototherapy for skin rejuvenation: clinical, profilometric, histologic, ultrastructural, and biochemical evaluations and comparison of three different treatment settings*, J. Photochem. PhotoMol. B., 2007, 88, 51–67.
- [293] GOLDBERG D.J., AMIN S.A., RUSSELL B.A. et al., *Combined 633 nm and 830 nm LED treatment of photoaging skin*, J. Drugs Dermatol., 2006, 5, 748–753.
- [294] SADICK N., *A study to determine the efficacy of a novel handheld light-emitting diode device in the treatment of photoaged skin*, J. Gosmet. Dermatol., 2008, 7, 263–267.
- [295] BAEZ F., REILLY L.R., *The use of light-emitting diode therapy in the treatment of photoaged skin*, J. Gosmet. Dermatol., 2007, 6, 189–194.
- [296] RUSSELL B.A., KELLETT N., REILLY L.R., *A study to determine the efficacy of combination LED light therapy (633 nm and 830 nm) in facial skin rejuvenation*, J. Gosmet. Laser Ther., 2005, 7(3–4), 196–200.
- [297] GOLDBERG D.J., RUSSELL B.A., *Combination blue (415 nm) and red (633 nm) LED phototherapy in the treatment of mild to severe acne vulgaris*, J. Gosmet. Laser Ther., 2006, 8, 71–75.
- [298] ABLON G., *Combination 830-nm and 633-nm light-emitting diode phototherapy shows promise in the treatment of recalcitrant psoriasis: preliminary findings*, Photomed. Laser Surg., 2010, 28, 141–146.
- [299] GRYKO Ł., *Metoda i urządzenie do wyznaczenia wybranych parametrów optycznych tkanek poddanych zabiegowi biostymulacji laserowej*, rozprawa doktorska, Białystok 2015.
- [300] GRYKO Ł., GILEWSKI M., SZYMAŃSKA J., ZAJĄC A., ROSC D., *The concept of the set to objectification of LLLT exposure*, Proc. SPIE 8703, Laser Technology 2012: Applications of Lasers, 870302, 2013.
- [301] GRYKO Ł., ZAJĄC A., GILEWSKI M., SZYMAŃSKA J., GÓRALCZYK K., *Optoelectronic Set to Objectification Irradiation of Cell Cultures in Low Level Light Therapy Procedures*, Programmable Devices and Embedded Systems, 2013, 12(1), 354–359.
- [302] GRYKO Ł., ZAJĄC A., GILEWSKI M., SZYMAŃSKA J., GÓRALCZYK K., *Therapeutic and diagnostic set for irradiation the cell lines in low level laser therapy*, Proc. SPIE 9228, 92280I, 2014.
- [303] GRYKO Ł., ZAJĄC A., *Analiza rozkładu gęstości mocy w komorze pomiarowej do obiektywizacji zabiegu biostymulacji laserowej*, Poznań University of Technology Academic Journals, Electrical Engineering, 2013, 76, 151–160.

- [304] GRYKO Ł., ZAJĄC A., *Układ optyczny do równomiernego naświetlania monowarstw komórek promieniowaniem z zakresu okna transmisji tkanek*, Przegląd Elektrotechniczny, 2013, 89(9), 232–235.
- [305] GRYKO Ł., ZAJĄC A., GILEWSKI M., *Optoelectronic set for measuring the absorption spectrum of the thin biological media*, Proc. SPIE 8903, 89031C-89031C, 2013.
- [306] SZYMAŃSKA J., GRYKO Ł., GÓRALCZYK K., ZAJĄC A., GILEWSKI M., *Zastosowanie półprzewodnikowego oświetlacza do obiektywnego naświetlania żywych linii komórkowych HUVEC w procedurach LLLT*, Elektronika – Konstrukcje, Technologie, Zastosowania, 2013, 6, 65–68.
- [307] SZYMAŃSKA J., GÓRALCZYK K., KLAWE J.J., ŁUKOWICZ M., MICHALSKA M., GÓRALCZYK B., ZALEWSKI P., NEWTON J.L., GRYKO Ł., ZAJĄC A., ROŚĆ D., *Phototherapy with low-level laser influences the proliferation of endothelial cells and vascular endothelial growth factor and transforming growth factor-beta secretion*, Journal of Physiology and Pharmacology, 2013, 64(3), 387–391.
- [308] GÓRALCZYK K., SZYMAŃSKA J., ŁUKOWICZ M., DRELA E., KOTZBACH R., DUBIEL M., ROŚĆ D., *Effect of LLLT on endothelial cells culture*, Lasers in Medical Science, 2015, 30(1), 273–278.
- [309] GÓRALCZYK K., SZYMAŃSKA J., LINKOWSKA K., RUSZKOWSKA-CIASTEK B., GRYKO Ł., ZAJĄC A., ROŚĆ D., *Effect of low level laser irradiation on VEGF gene expression in cultured endothelial cells*, Folia Medica Copernicana, 2014, 2(2), 61–65.
- [310] CUI H.Z., LI Z.J., FAN X.H., *The development of light emitting diode therapy in biology and medicine*, Laser. Technology, 2006, 30, 638–656.
- [311] SANDSTRÖM M., LYSKOV E., BERGLUND A., MEDVEDEV S., MILD K.H., *Neurophysiological effects of flickering light in patients with perceived electrical hypersensitivity*, Journal of Occupational and Environmental Medicine, 1997, 39(1), 15–22.
- [312] MILLS O.H., KLIGMAN A.M., *Ultraviolet phototherapy and photochemotherapy of acne vulgaris*, Archives of dermatology, 1978, 114(2), 221–223.
- [313] MUTZHAS M.F., HÖLZLE E., HOFMANN C., PLEWIG G., *A new apparatus with high radiation energy between 320–460 nm: physical description and dermatological applications*, Journal of Investigative Dermatology, 1981, 76(1), 42–47.

APPLICATIONS OF LEDs LIGHT IN MEDICINE

This paper is devoted to selected problems of interaction of UV-VIS-NIR range LEDs radiation with elementary structures of the organism (cells, tissues) and its application in medical and treatment procedures. The impact of physical parameters of LEDs light on obtained biological effects in *in vitro* tests and therapeutic effects in *in vivo* research is discussed. The developed optoelectronic diagnostic set for objective irradiation and for studies on the effect of low-energy optical radiation to cell lines as well as for measurements of spectral parameters of patients' skin and thin biological media are also presented.

*lasery obszaru 2 μm , średnia podczerwień,
lasery domieszkowane jonami erbu, tulu, holmu*

Jacek KWIATKOWSKI*

LASERY GENERUJĄCE PROMIENIOWANIE W OBSZARZE ŚREDNIEJ PODCZERWIENI DO ZASTOSOWAŃ W MEDYCYNIE, WOJSKU ORAZ W METROLOGII

Urządzenia laserowe generujące promieniowanie o długościach fal z zakresu średniej podczerwieni należą do źródeł promieniowania laserowego z jednego z najatrakcyjniejszych obszarów prac badawczych w technice laserowej przełomu XX i XXI wieku. Zakres widmowy średniej podczerwieni ze względu na oddziaływanie promieniowania laserowego o długościach fal powyżej 1,5 μm na wzrok oraz tkanki ludzkie, właściwości propagacyjne w atmosferze oraz możliwości aplikacyjne ma szczególne znaczenie i liczne zastosowania zarówno w życiu cywilnym, jak i technice wojskowej. Przeogromny obszar zastosowania urządzeń laserowych z prezentowanego zakresu widmowego obejmuje między innymi badania materiałowe, chemiczne, medyczne, technologie bezpieczeństwa, monitoringu środowiska, zdalne pomiary odległości, wilgotności oraz zawartości składników atmosfery, jak również wykrywanie zanieczyszczeń i skażeń znajdujących się w powietrzu. Niniejsze opracowanie przedstawia zagadnienia związane z opracowywaniem urządzeń laserowych zakresu średniej podczerwieni. Przedstawiono i scharakteryzowano domieszki czynne osnów laserowych oraz najpopularniejsze ośrodki czynne wykorzystywane do budowy laserów generujących promieniowanie z obszaru 2 μm z podkreśleniem zjawisk i efektów występujących w tego typu konstrukcjach.

1. WSTĘP

Theodore Maiman, konstruując w roku 1960 pierwszy działający laser na świetle, z pewnością nie zdawał sobie sprawy z przełomowego znaczenia swojego dzieła. Skonstruowanie lasera otworzyło świat nauki, przemysłu, łączności na zupełnie nowe technologie. Różne typy laserów są obecnie stosowane w wielu dziedzinach gospodarki oraz w życiu codziennym. Od momentu powstania pierwszych urządzeń laserowych nieprzerwanie trwają intensywne prace nad opracowywaniem różnych typów

* Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa.

laserów oraz ich możliwości aplikacyjnych w wielu sektorach gospodarki, w zastosowaniach militarnych oraz do celów cywilnych.

W najprostszych słowach możemy powiedzieć, że laserem, którego nazwa powstała jako akronim angielskiej nazwy *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, nazywamy generator promieniowania elektromagnetycznego, w którym wykorzystywane jest zjawisko wymuszonej emisji promieniowania. Obecnie urządzenia laserowe generują promieniowanie elektromagnetyczne w zakresie długości fal od kilkudziesięciu nanometrów do kilkudziesięciu mikrometrów.

Właściwości promieniowania laserowego znacząco różnią się od właściwości fizycznych promieniowania optycznego emitowanego przez inne, klasyczne źródła światła typu żarówka, promienniki nadfioletu czy podczerwieni. Promieniowanie laserowe charakteryzuje się dużą spójnością zarówno czasową, jak i przestrzenną oraz monochromatycznością, czyli promieniowaniem o bardzo małej szerokości linii emisyjnej, co jest równoważne z bardzo dużą mocą generowaną w wybranym, wąskim obszarze widma. Ponadto promieniowanie laserowe charakteryzuje się wiązką światła o bardzo małym kącie rozbieżności. Wszystkie te cechy powodują, iż promieniowanie laserowe może być transmitowane na bardzo duże odległości, rzędu kilometrów. Zakres odległości, na jakie może być przenoszona energia promieniowania laserowego, zależy jednak od wielu czynników, które zostaną w skrócie przedstawione w dalszej części pracy. Wiązki laserowe dzięki specjalnie zaprojektowanym układom optycznym mogą być skupiane do bardzo małych średnic, co umożliwiłoby uzyskiwanie bardzo wysokich gęstości mocy, niemożliwych do osiągnięcia z wykorzystaniem innych źródeł promieniowania.

W zastosowaniach przemysłowych urządzenia laserowe stosuje się głównie do takich procesów, jak: cięcie, spawanie, laserowa obróbka powierzchni, precyzyjne drażnienie otworów o różnych średnicach, litografia czy znakowanie wyrobów. W telekomunikacji oraz urządzeniach transmisji danych lasery stanowią podstawowe wyposażenie systemów nadawczych. Powszechne i szerokie jest również wykorzystanie urządzeń laserowych w medycynie. Stosuje się je w takich dziedzinach, jak: chirurgia, dermatologia, okulistyka, stomatologia, ginekologia, urologia. W medycynie lasery są stosowane zarówno w diagnostyce różnych schorzeń, jak i w terapii. Bardzo dużą popularność zdobywają obecnie także lasery wykorzystywane w kosmetologii oraz chirurgii estetycznej. Lasery stanowią niezbędne wyposażenie wielu laboratoriów naukowych prowadzących badania w wielu dziedzinach. Niejednokrotnie nie zdajemy sobie sprawy, że lasery to także elementy składowe wielu urządzeń biurowych oraz codziennego użytku, takich jak: drukarki laserowe, nagrywarki czy popularne odtwarzacze CD, DVD i Blu-ray. Powszechność, stosunkowo niskie ceny urządzeń laserowych oraz zalety promieniowania laserowego zostały także dostrzeżone przez przemysł rozrywkowy i artystów. Obecnie, różnego rodzaju pokazy i wizualizacje z wykorzystaniem urządzeń laserowych stają się powszechną formą prezentacji na masowych imprezach zarówno w przestrzeni zamkniętej, jak i otwartej (np. projekcje laserowe na ścianach budynków lub ekranów wodnych).

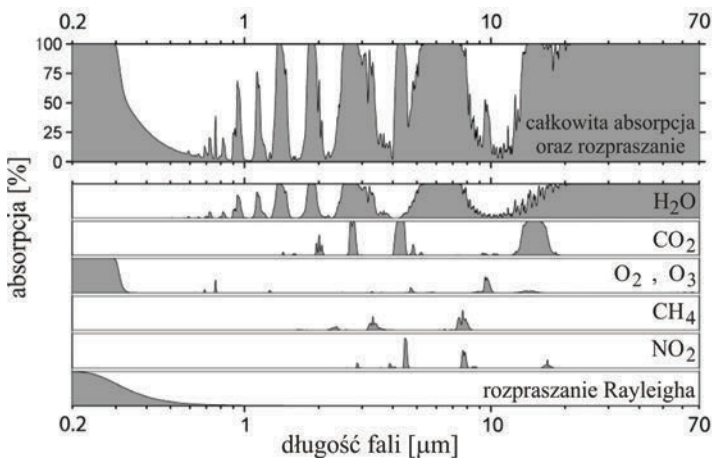
2. ZAKRES WIDMOWY PROMIENIOWANIA ELEKTROMAGNETYCZNEGO W PODCZERWIENI

Zakres widma fal elektromagnetycznych rozciągający się od granicy promieniowania widzialnego o długościach fal około 780 nm a pasmem terahercowym o długościach fal około 30 μm (wg innego podziału aż do granicy promieniowania radiowego o długościach fal ok. 1 mm) nazywamy pasmem promieniowania podczerwonego (IR – *Infrared Radiation*). Ze względu na szerokość tego pasma został on dodatkowo podzielony na trzy podzakresy, to jest bliską (NIR – *Near Infrared*), średnią (MIR – *Mid Infrared*) oraz daleką podczerwień (FIR – *Far Infrared*). Granice tego podziału nie są jednakże ściśle i jednoznacznie określone, a wielu autorów w swoich publikacjach stosuje znane tylko sobie umowne granice podziału bez podawania konkretnych wartości. Dość często umownymi granicami podziału są m.in. długości fal: 2,5 μm oraz 20 μm [1], ale również 1,4 μm oraz 3 μm [2]. Jak więc widać, zakresy te znacząco się od siebie mogą różnić. Na potrzeby niniejszej publikacji przyjęto podział zastosowany przez H.L. Hackfortha [3], według którego za granicę między bliską i średnią podczerwienią przyjmuje się długość fali 1,4 μm , a między średnią i daleką podczerwienią 5,6 μm .

Obszar średniej podczerwieni obejmujący w związku z przyjętym kryterium zakres promieniowania optycznego w zakresie 1,4–5,6 μm jest jednym z najaktywniejszych obszarów prac badawczych w technice laserowej przełomu XX i XXI wieku. Zainteresowanie tym obszarem wynika między innymi z tego, że współczesne technologie bezpieczeństwa i monitoringu środowiska operują w tym zakresie ze względu na występowanie w nim linii widmowych charakterystycznych dla wielu związków organicznych i biologicznych. W urządzeniach sondujących skład atmosfery w celu wykrycia i rozpoznania skażeń, oceny jej składu, pomiaru wilgotności, zawartości ditlenku węgla czy węglowodorów niezbędne jest stosowanie impulsowych wiązek laserowych o długościach fal dostrojonych do konkretnych linii absorpcyjnych molekuł. Technologie laserowe bliskiej i średniej podczerwieni są bardzo istotne z perspektywy potencjalnych aplikacji. Zakres ten ma szczególne znaczenie i liczne zastosowania zarówno w życiu cywilnym, jak i technice wojskowej ze względu na oddziaływanie promieniowania o długościach fal powyżej 1,4 μm na wzrok ludzki. Jest to tak zwany zakres bezpieczny dla wzroku (*eye-safe spectral region*). Promieniowanie laserowe o długościach fal poniżej 1,4 μm (np. wykorzystywane do tej pory w dalmierzach, lidarach, ladarach wykonanych na podstawie ośrodków laserowych domieszkowanych nodymen [4, 5]), stwarza zagrożenie nieodwracalnego uszkodzenia narządu wzroku, gdyż wnikać do wnętrza oka może spowodować trwałe uszkodzenie siatkówki. Od wielu lat poszukuje się więc innych, „bezpieczniejszych” źródeł promieniowania elektromagnetycznego. Układami takimi są źródła promieniowania

laserowego pracujące w zakresie widmowym powyżej $1,4 \mu\text{m}$. Ze względu na silną absorpcję promieniowania laserowego o długościach fal $\lambda > 1,4 \mu\text{m}$ przez tkanki, promieniowanie z tego zakresu widmowego, wnikając do wnętrza oka, jest niemal całkowicie absorbowane w rogówce oraz płynie fizjologicznym soczewki ocznej, nie docierając do siatkówki oka. Nie możemy jednak mówić, że promieniowanie z zakresu widmowego powyżej $\lambda > 1,4 \mu\text{m}$ jest całkowicie bezpieczne i nie może spowodować żadnego uszkodzenia narządu wzroku. W związku z krótszą drogą wnikania promieniowania elektromagnetycznego o długościach fal powyżej $1,4 \mu\text{m}$ w tkanki ciała ludzkiego, dla przedstawionego zakresu widmowego dopuszczalne są wyższe wartości napromienienia rogówki niż w przypadku promieniowania laserowego o krótszych długościach fal.

Opracowując źródła laserowe do konkretnych zastosowań w obszarze średniej podczerwieni, należy wziąć pod uwagę możliwości propagacji promieniowania laserowego w wolnej przestrzeni, które zależą od bardzo wielu czynników. Do najważniejszych z nich zaliczyć należy zmienne warunki atmosferyczne takie, jak: śnieg, deszcz, mgła czy poziom zanieczyszczeń lotnych występujących na danym obszarze, oraz ukształtowanie terenu. Wykres absorpcji atmosfery w funkcji długości fali przedstawiono na rys. 1. Selektywne tłumienie promieniowania laserowego przez atmosferę związane jest w głównej mierze z jej składem chemicznym. Wydaje się, że dobór odpowiedniej długości fali promieniowania laserowego staje się więc najważniejszym warunkiem efektywnej propagacji takiego promieniowania w atmosferze. Gwałtowny



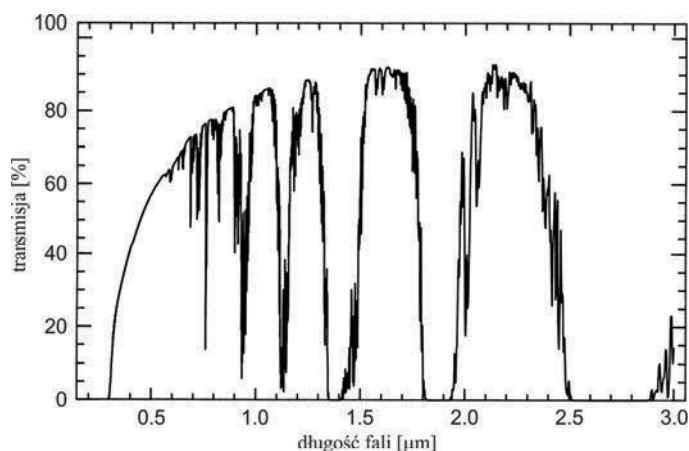
Rys. 1. Wykres absorpcji atmosfery w zakresie $0,2\text{--}70 \mu\text{m}$ [6]

Fig. 1. Absorption spectra for major natural greenhouse gases in the earth's atmosphere in the range of $0.2\text{--}70 \mu\text{m}$ [6]

zanik transmisji promieniowania przez atmosferę do wartości zerowej w zakresie najkrótszych długości fal jest w głównej mierze spowodowany rozpraszaniem Rayleigha oraz

silną absorpcją promieniowania o długości fali poniżej 350 nm w warstwie tlenu O_2 i ozonu O_3 . Wąskie pasmo absorpcji tlenu występuje także na długości fali około $0,76 \mu\text{m}$. Z kolei cząsteczki ditlenku węgla CO_2 silnie absorbują promieniowanie w zakresach widmowych $2,01 \mu\text{m}$ i $2,06 \mu\text{m}$ oraz nieznacznie fale o długości około $1,6 \mu\text{m}$. Pozostałe spadki transmisji promieniowania w atmosferze są spowodowane głównie absorpcją cząsteczek wody H_2O . Ponadto w paśmie widmowym $1,5\text{--}1,6 \mu\text{m}$ znajdują się charakterystyczne linie absorpcyjne związków chemicznych ważnych pod kątem ochrony środowiska, między innymi związków zawierających wiązania C-H, w tym metanu (CH_4). Dla fali o $\lambda > 14 \mu\text{m}$ atmosfera jest niemal całkowicie nieprzezroczysta, dzięki czemu stanowi ona swego rodzaju płaszcz ochronny Ziemi przed promieniowaniem podczerwonym.

Wykres transmisji atmosfery w obszarze do $3 \mu\text{m}$ przedstawiono na rysunku 2. Na schemacie tym widoczne są pewne charakterystyczne pasma wysokiej transmisji promieniowania optycznego i w związku z tym należy dążyć do opracowywania wydajnych konstrukcji urządzeń laserowych generujących promieniowanie o żądanych długościach fal mających zastosowania w dalekosiężnej transmisji promieniowania optycznego w wolnej przestrzeni.

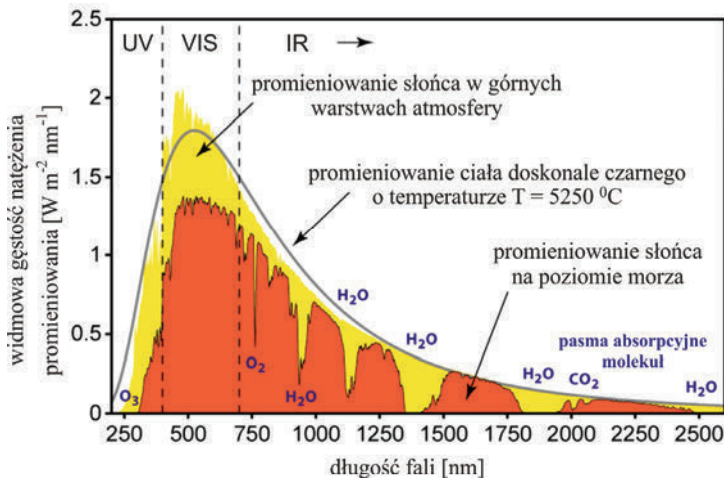


Rys. 2. Transmisja atmosfery dla promieniowania o długości fali w zakresie $0,2\text{--}3 \mu\text{m}$ [7]

Fig. 2. Atmospheric transmittance for the wavelengths in the range of $0,2\text{--}3 \mu\text{m}$ [7]

Nieodzownymi elementami urządzeń nadawczych dalekosiężnej transmisji w wolnej przestrzeni są sprzężone z nimi układy detekcji promieniowania laserowego. Na możliwości prawidłowej identyfikacji czy oceny ilościowej i jakościowej powracającego do źródła generacji sygnału promieniowania nadajników laserowych duży wpływ ma natężenie promieniowania słońca. Szczególnie duże znaczenie ma to w przypadku promieniowania laserowego z zakresu widzialnego, gdyż natężenie promieniowania słońca jest źródłem dodatkowych zakłóceń podczas przesyłania informa-

cji w wolnej przestrzeni, zwłaszcza w upalne dni. Widmo promieniowania słońca ma kształt bardzo zbliżony do widma promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 5250 °C. Wykres widmowej gęstości natężenia promieniowania słońca w funkcji długości fali przedstawiono na rys. 3. Wpływ promieniowania słońca na detekcję długości fal w zakresie powyżej 1,5 μm, czyli w zakresie widmowym „bezpiecznym dla wzroku”, jest już dużo mniejszy niż w przypadku długości fal zakresu widzialnego i dodatkowo zmniejsza się on wraz ze zwiększeniem długości fali generowanego promieniowania.



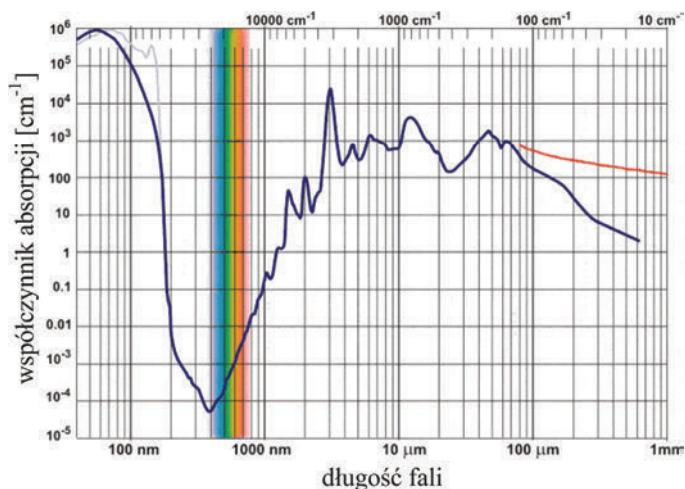
Rys. 3. Widmo promieniowania słońca i ciała doskonale czarnego o temperaturze $T = 5250\text{ °C}$ w funkcji długości fali [8]

Fig. 3. Spectral intensity distribution of solar radiation and blackbody radiation at temperature of $T = 5250\text{ °C}$ vs. wavelength [8]

Medyczne zastosowania laserów w głównej mierze związane są z oddziaływaniem promieniowania elektromagnetycznego o odpowiedniej długości fali z tkankami biologicznymi. Na rysunku 4 przedstawiono wykres współczynnika absorpcji skóry ludzkiej dla promieniowania elektromagnetycznego w zakresie od nadfioletu do podczerwieni. W związku z tym, że tkanka człowieka w głównej mierze składa się z wody, to głębokość wnikania promieniowania elektromagnetycznego w głąb skóry bardzo silnie zależy od wartości współczynnika absorpcji.

Wynika z tego, że promieniowanie podczerwone długofalowe wnika na małą głębokość, promieniowanie zaś zarówno bliskiej podczerwieni, jak i promieniowanie widzialne przenika niemal do tkanki podskórnej. Promieniowanie nadfioletowe zostaje pochłonięte głównie w naskórku, może ono jednak przenikać również do skóry właściwej. Zgodnie z prawem Grotthusa i Drapera stwierdzającego, że przemiany fotochemiczne wywołuje tylko ta część promieniowania świetlnego, która ulega po-

chłonięciu przez reagujący układ (na przebieg reakcji nie ma wpływu promieniowanie odbite), działanie biologiczne promieni podczerwonych polega w głównej mierze na ich wpływie cieplnym na tkanki. Tkanki ludzkie dobrze pochłaniają promieniowanie podczerwone, ulegając ogrzaniu w stopniu zależnym od ich pojemności cieplnej. Powstałe w nich ciepło zostaje z prądem krwi przeniesione w głąb ustroju. Padające na skórę promieniowanie podczerwone zostaje od niej odbite w około 30%, reszta zaś przenika w głąb skóry. Zdolność przenikania zależy właśnie od długości fali. Promienie krótkofalowe wnika w głąb tkanek na głębokość kilkudziesięciu mm, ulegając jednak pochłonięciu głównie w warstwie do głębokości 10 mm. Promienie średniej i dalekiej podczerwieni wykazują ograniczoną zdolność przenikania w głąb skóry i osiągają głębokość zaledwie 0,5–3 mm. Stąd potrzeba wykorzystania promieniowania laserowego zakresu średniej podczerwieni w medycynie, a zwłaszcza w chirurgii. Zwrócić można uwagę na pik absorpcji promieniowania w obszarze widmowym 3 μm , które jest w stanie wygenerować, np. laser domieszkowany jonami erbu.



Rys. 4. Absorpcja promieniowania elektromagnetycznego w tkance ludzkiej w funkcji długości fali [9]

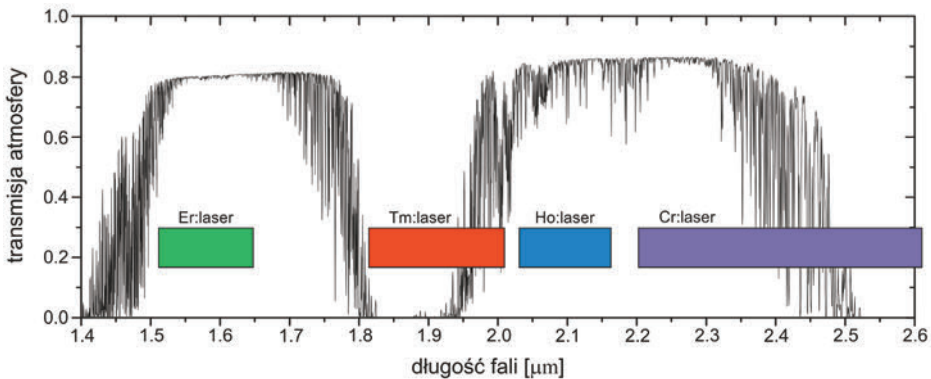
Fig. 4. Absorption of electromagnetic radiation in human tissue vs. wavelength [9]

3. KONSTRUKCJE LASERÓW W ZAKRESIE ŚREDNIEJ PODCZERWIENI

3.1. WPROWADZENIE

W obszarze średniej podczerwieni nie są powszechnie dostępne wydajne oraz w miarę tanie półprzewodnikowe źródła promieniowania laserowego. Trzeba jednak zazna-

czyć, że w ostatnich latach został położony dość duży nacisk na potrzebę opracowywania układów półprzewodnikowych generujących promieniowanie o długościach fal z obszaru 1,5 μm czy 1,9 μm [10, 11]. Rozpatrując widmo promieniowania laserowego z zakresu 1,5–2,4 μm , należy zwrócić uwagę, że pasmo to (pomijając obszar 1,8–2 μm) ma bardzo dobre właściwości propagacyjne w atmosferze. W terenie zurbanizowanym, dla długości fal poniżej 1,8 μm oraz powyżej 2 μm (rys. 5), transmisja atmosfery jest bardzo duża i wynosi ponad 80%, natomiast pochłanianie przez cząsteczki O-H oraz w wybranych ośrodkach biologicznych przez zanieczyszczenia atmosfery jest bardzo silne.



Rys. 5. Charakterystyka transmisji atmosfery w terenie zurbanizowanym w zależności od długości fali oraz zakresy widmowe generacji różnych laserów stałych w obszarze 1,4–2,6 μm

Fig. 5. Atmospheric transmittance in urban area and generation spectral bands of various solid-state lasers for the wavelengths in the range of 1.4–2.6 μm

Cechy te umożliwiają więc zastosowanie impulsowych źródeł promieniowania laserowego generujących w obszarach widmowych 1,5–1,7 μm oraz 2–2,3 μm zarówno do wydajnej komunikacji w wolnej przestrzeni, jak i budowy urządzeń do zdalnego wykrywania oraz pomiaru stężenia różnych związków chemicznych czy identyfikacji, rozpoznania oraz oceny składu atmosfery, a także znajdujących się w niej zanieczyszczeń, wykorzystując do tego celu propagację promieniowania laserowego przez atmosferę na bardzo duże odległości (m.in. dalmierze laserowe, układy typu LIDAR).

Jak widać, zastosowanie promieniowania laserowego z zakresu średniej podczerwieni jest bardzo szerokie, a opracowanie wydajnych układów laserowych pracujących w tym zakresie widmowym otwiera możliwości aplikacyjne na jeszcze większą skalę.

Prace naukowo-badawcze prowadzone przez przemysł oraz w różnych ośrodkach naukowych na całym świecie, związane z opracowaniem laserów generujących promieniowanie z zakresu „bezpiecznego dla wzroku”, ukierunkowane są między innymi na:

- a) wytworzenie trwałych oraz wydajnych struktur półprzewodnikowych [12–14],
- b) zastosowanie generatorów parametrycznych OPO (pokrywających cały przedstawiony wcześniej zakres) do przetwarzania generowanej częstotliwości (kryształ

- nieliniowe KTP, BBO, nieliniowe struktury periodyczne wykonane z niobianu litu – (PPLN) [15–20],
- c) zastosowanie nowych ośrodków aktywnych w laserach stałych domieszkowanych jonami erbu, tulu, holmu czy chromu pompowanych diodami laserowymi, lampami wyładowczymi, laserami światłowodowymi oraz innymi laserami stałymi (rys. 5) [21, 22],
 - d) wykorzystanie różnych metod modulacji dobroci rezonatorów laserowych (np. modulatory SESAM, układy wykorzystujące pasywne i aktywne modulatory dobroci rezonatora, mikrolasery),
 - e) układy wykorzystujące efekt przesunięcia Ramana [23–28],
 - f) lasery i wzmacniacze światłowodowe [29–31].

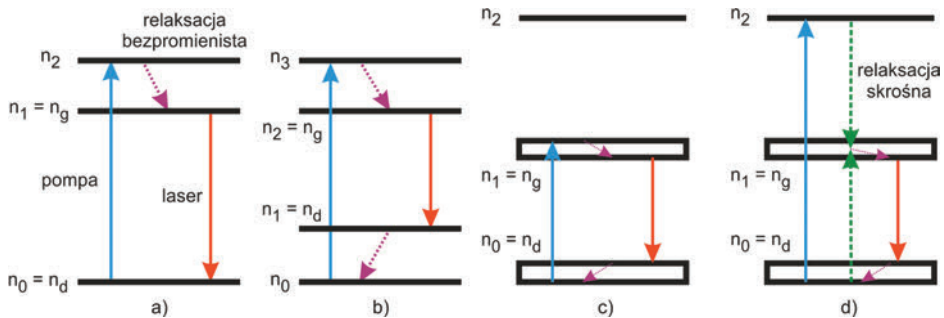
Prace związane między innymi z zastosowaniem generatorów parametrycznych OPO, jak i światłowodowych układów laserowych były i są nadal prowadzone w Instytucie Optoelektroniki WAT z dużymi sukcesami [32–35]. Uwaga nasza w ostatnich latach została także skoncentrowana na zastosowaniu do tego celu laserów objętościowych na ośrodkach domieszkowanych jonami erbu (Er^{3+}), tulu (Tm^{3+}) oraz holmu (Ho^{3+}) i takie konstrukcje będą przedmiotem analizy w niniejszym opracowaniu.

Lasery ciała stałego, zbudowane na bazie objętościowych ośrodków aktywnych, charakteryzują się przede wszystkim dość prostą konstrukcją, co niejako przekłada się na mały jednostkowy koszt urządzenia końcowego, a także na jego niezwykle prosty serwis. Dodatkową zaletą objętościowych układów laserowych jest możliwość generowania przez nie promieniowania impulsowego o dużej wyjściowej mocy średniej oraz energii generowanych impulsów sięgającej nawet setek mJ.

3.2. WPROWADZENIE DO SCHEMATU POMPOWANIA QUASI-TRÓJPOZIOMOWYCH UKŁADÓW LASEROWYCH

Warunkiem koniecznym uzyskania akcji laserowej w ośrodku laserowym jest uzyskanie inwersji obsadzeń między dwoma poziomami energetycznymi (górnym i dolnym poziomem laserowym). Stanem takim określamy sytuację, w której w procesie pompowania optycznego ośrodka czynnego zaburzamy boltzmanowski rozkład jonów w ośrodku. Jeżeli ośrodek czynny z czasowo określonym rozkładem poziomów energetycznych oświetlimy promieniowaniem pompy, to w wyniku absorpcji tego promieniowania część jonów zmieni swoją energię i zostanie przeniesiona do wyższych poziomów energetycznych. Jeżeli obsadzenie jednego ze stanów wzbudzonych przekroczy obsadzenie stanu niższego, to między tymi poziomami energetycznymi uzyskamy inwersję obsadzeń. W rzeczywistości mamy do czynienia z układami mającymi wiele poziomów energetycznych, wśród których występują także poziomy charakterystyczne się możliwością „spuławkowania” przebywających na nich jonów przez dość długi czas rzędu milisekund. Poziomy energetyczne o takich właściwościach nazywamy metastabilnymi. Dzięki takim poziomom energetycznym uzyskanie inwersji obsadzeń jest zdecydowanie łatwiejsze.

W przypadku trójpoziomowych układów laserowych (rys. 6a) pompowanie optyczne przenosi jony ośrodka czynnego z poziomu podstawowego n_0 (w tym przypadku również dolnego poziomu laserowego n_d) na poziom n_2 . Ze względu na krótki czas życia nośników na tym poziomie, bardzo szybko w sposób bezpromienisty przechodzą one na poziom n_1 (jednocześnie górny poziom laserowy n_g). Przy odpowiednio dużej mocy pompy i ze względu na metastabilność poziomu energetycznego n_1 można łatwo uzyskać inwersję obsadzeń między poziomami n_1 a n_0 i w ten sposób stworzyć warunki do wzmocnienia promieniowania, które po przekroczeniu strat rezonatora wywoła generację laserową.



Rys. 6. Schemat poziomów energetycznych różnych ośrodków laserowych:

- a) trójpoziomowy układ laserowy, b) czteropoziomowy układ laserowy,
c) quasi-trójpoziomowy układ laserowy (pompowany rezonansowo na górny poziom laserowy),
d) quasi-trójpoziomowy układ laserowy (pompowanie pośrednie)

Fig. 6. Energy level diagrams of different laser systems:

- a) a three-level laser energy diagram, b) a four-level laser energy diagram,
c) a quasi-three-level laser energy diagram (resonantly pumped into upper laser level),
d) a quasi-three-level laser energy diagram (pumping with the use of additional laser level)

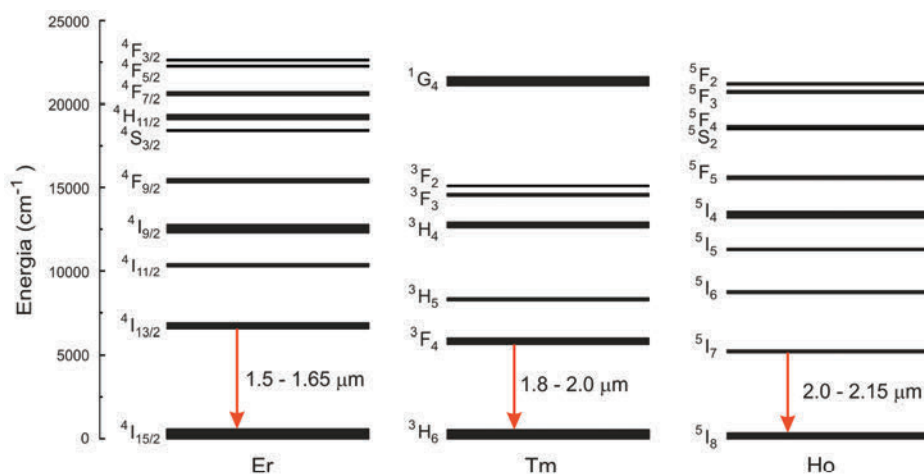
Jeszcze łatwiej uzyskać akcję laserową w układach czteropoziomowych (rys. 6b). W tym przypadku uzyskanie inwersji obsadzeń między poziomami n_g i n_d jest prostsze ze względu na mniejsze obsadzenie dolnego poziomu laserowego n_1 , który nie jest poziomem metastabilnym, jak np. poziom n_2 i z którego cząstki bezpromieniste i bardzo szybko wracają do stanu podstawowego n_0 . Z tego też względu w czteropoziomowym układzie laserowym uzyskanie inwersji obsadzeń następuje dla dużo mniejszej energii pompy.

Lasery będące przedmiotem niniejszego opracowania należą do grupy laserów quasi-trójpoziomowych (QTP), w których ze względu na szerokość dolnego poziomu laserowego oraz jego częściowe obsadzenie występują straty reabsorpcyjne. Mechanizmy pompowania ośrodków QTP mogą być różnorodne. Ze względu na dość znaczne szerokości górnych pasm energetycznych oraz dolnego poziomu laserowego w najprostszym przypadku wykorzystuje się bezpośrednie pompowanie na górny poziom laserowy (rys. 6c). Z sytuacją taką mamy do czynienia w przypadku laserów domieszkowanych jonami erbu generujących promieniowanie o długościach fal w obszarze $1,6 \mu\text{m}$ pompowanych rezonansowo wiązkami laserowymi na długości fali $1,5 \mu\text{m}$ oraz w przypadku laserów hol-

mowych pompowanych na górny poziom laserowy promieniowaniem o długości fali z obszaru $1,9 \mu\text{m}$. Z nieco odmienną sytuacją mamy do czynienia w przypadku pompowania pośredniego w pasmo absorpcji znacznie oddalone od pasma generacji, jak np. w przypadku laserów domieszkowanych jonami tulu, pompowanych diodami półprzewodnikowymi generującymi promieniowanie o długościach fal w obszarze 795 nm (rys. 6d). W takiej sytuacji zachodzi wiele niekorzystnych zjawisk, jak np. efekty nieliniowej rekombinacji (typu up-konwersji czy absorpcji ze stanów wzbudzonych), które obserwujemy już dla niezbyt wysokich poziomów obsadzeń górnego poziomu laserowego.

3.3. DOMIESZKI CZYNNNE LASERÓW GENERUJĄCYCH W OBSZARZE ŚREDNIEJ PODCZERWIENI

Jony pierwiastków ziem rzadkich charakteryzują się wieloma pożądanymi cechami w zastosowaniach laserowych. Jako aktywatory osnów kryształów laserowych emitują one oraz absorbują promieniowanie we względnie wąskim zakresie spektralnym. Ponadto długości fali promieniowania odpowiadające przejściom absorpcyjnym oraz emisyjnym są stosunkowo nieczułe na rodzaj zastosowanej osnowy. Charakteryzują się one także relatywnie długimi czasami życia poziomów metastabilnych oraz cechują się dużą sprawnością kwantową. Na rysunku 7 przedstawiono schemat poziomów energetycznych wybranych jonów aktywatorów wykorzystywanych do budowy laserów generujących promieniowanie w obszarze $1,5\sim 2,2 \mu\text{m}$ oraz odpowiadającym tym ośrodkom czynnym typowym przejściom emisyjnym



Rys. 7. Schemat poziomów energetycznych wybranych jonów aktywatorów laserów generujących promieniowanie w obszarze średniej podczerwieni

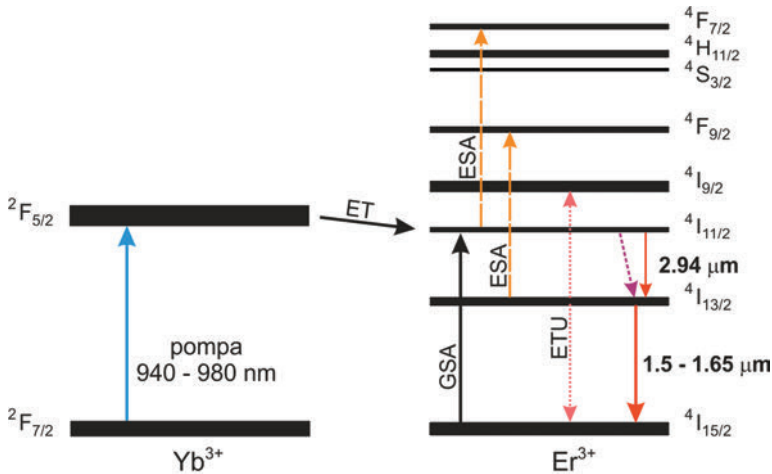
Fig. 7. Energy level diagram of selected trivalent rare earth (RE) ions doped lasers generating in the mid-infrared wavelength range

3.4. LASERY DOMIESZKOWANE JONAMI ERBU

3.4.1. LASERY KODOMIESZKOWANE POMPOWANE LAMPAMI LUB DIODAMI LASEROWYMI

Generację promieniowania o długościach fal w paśmie 1,5–1,65 μm można uzyskać, wykorzystując do tego celu ośrodki laserowe domieszkowane trójwartościowymi jonami erbu Er^{3+} . Ze względu na możliwość uzyskania energii impulsów sięgających dziesiątek mJ, spełniają one wymagania stawiane nadajnikom układów LIDAR-owych oraz innym urządzeniom do zastosowań militarnych bądź opracowywanym na potrzeby wojska.

Możliwości stosowania wydajnych, impulsowych laserów, zbudowanych na podstawie ośrodków czynnych $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ generujących promieniowanie o długościach fal 1064 nm, wykorzystywanych do niedawna w urządzeniach do zdalnych pomiarów odległości i zdalnego wykrywania substancji, są obecnie bardzo ograniczone, a w niektórych przypadkach ze względu na niebezpieczeństwo uszkodzenia wzroku wręcz zakazane. Jak było to już wspomniane wcześniej, promieniowanie o długości fali z zakresu poniżej 1,4 μm stwarza zagrożenie nieodwracalnego uszkodzenia narządu wzroku. Poszukuje się w związku z tym innych, „bezpieczniejszych” źródeł promieniowania elektromagnetycznego, które mogą być wykorzystywane w takich urządzeniach.



Rys. 8. Uproszczony schemat poziomów energetycznych jonów Er i Yb w szkle
 Fig. 8. Simplified energy level diagrams of Er and Yb rare earth ions in glass

Lasery domieszkowane jonami erbu oraz iterbu mogą być pompowane lampami oraz diodami półprzewodnikowymi. Trójwartościowe jony sensybilizatora Yb w takich układach stosowane są do podwyższenia sprawności pompowania jonów Er. W obecnych czasach w dalmierzach laserowych często wykorzystywane są nadajniki laserowe wykonane na bazie ośrodków aktywnych ze szkła domieszkowanego

trójwartościowymi jonami erbu. Bardzo szerokie pasmo pochłaniania jonów iterbu umożliwia użycie pomp diodowych z szerokiego zakresu widmowego, sięgającego 940–980 nm. Bardzo niewielka zależność absorpcji jonów erbu od długości fali generacji diod pompujących powoduje, że nie jest konieczne stosowanie w tego typu laserach stabilizacji temperatury diod laserowych. Schemat poziomów energetycznych układu laserowego wykorzystującego promieniowanie pompy diodowej i generacji na długości fali powyżej 1,5 μm w szklach domieszkowanych jonami erbu i iterbu przedstawiono na rys. 8.

Wykorzystanie pompy diodowej powoduje wzbudzenie poziomu $^2F_{5/2}$ iterbu, z którego na skutek transferu energii (ET – *Energy Transfer*) jest bezpośrednio pobudzany poziom $^4I_{11/2}$ erbu. W przypadku wykorzystania promieniowania pompującego o długości fali 975 nm może także występować wzbudzenie jonów erbu bezpośrednio ze stanu podstawowego (GSA – *Ground State Absorption*). Ponieważ iterb w okolicy 975 nm ma znacznie większy przekrój czynny na absorpcję niż erb, transfer energii odgrywa przeważającą rolę w pobudzaniu poziomu $^4I_{11/2}$. Ze względu na krótszy czas życia jonów erbu w stanie $^4I_{11/2}$ w porównaniu z czasem życia na poziomie laserowym $^4I_{13/2}$, relaksując bezpromieniście na niższy poziom, stwarzają warunki do uzyskania inwersji obsadzeń między poziomami $^4I_{13/2}$ a $^4I_{15/2}$. Niestety ze względu na złożoną strukturę poziomów energetycznych erbu, po wzbudzeniu stanu $^4I_{11/2}$, zachodzą także inne procesy przekazywania energii. Jednym z nich jest absorpcja ze stanów wzbudzonych (ESA – *Excited State Absorption*), czyli transfer energii dezaktywujący poziom wzbudzony, zmniejszając jego efektywny czas życia. Szczególnie niekorzystny jest w tym przypadku transfer energii z poziomu $^4I_{13/2}$ na poziom $^4F_{9/2}$. Dużo mniejsze znaczenie odgrywa proces ESA z poziomu $^4I_{11/2}$ na $^4F_{7/2}$. Zaletą laserów erbowych jest także możliwość generacji promieniowania z obszaru widmowego $\sim 2,94 \mu\text{m}$ [36]. Lasery tego typu wykorzystuje się między innymi w chirurgii. Do tego celu wykorzystuje się osnowy wysoko domieszkowane jonami erbu (kilkanaście – kilkadziesiąt procent) oraz generację na przejściu $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$. W przypadku silnie domieszkowanych ośrodków erbowych występuje także proces up-konwersji (ETU – *Energy Transfer Upconversion*) polegający na równoczesnym (bez strat energii) zajściu dwóch przejść między poziomami $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ oraz $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$, zmniejszając efektywny czas życia poziomu $^4I_{13/2}$.

Lasery na szkle erbowym mają jednak wiele wad, które trudno wyeliminować nawet podczas pompowania diodowego [37, 38]. Należą do nich między innymi:

- a) mała sprawność (rzędu 1% przy pompowaniu lampowym i do 3% przy pompowaniu diodowym) wynikająca z dużego defektu kwantowego oraz słabego dopasowania widma lampy do widma absorpcji jonów Er^{3+} (sprawność pompowania poprawia się przez stosowanie sensybilizatorów w postaci jonów Yb^{3+} lub Cr^{3+}),
- b) ograniczenia wnoszone przez właściwości termiczne szkła: mały współczynnik przewodności cieplnej, mała wytrzymałość na naprężenia, które powodują, że

lasery na szkłe erbowym pracują z małą repetycją (najczęściej 1 Hz, maksymalnie do kilkunastu Hz),

- c) brak skutecznie działających modulatorów pasywnych, których parametry porównywalne byłyby np. z kryształem $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, który jest doskonałym modulatorem w laserach $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$.

Zastosowanie diod laserowych zamiast lamp wyładowczych jako elementów pompujących w laserach domieszkowanych jonami erbu, poza zwiększeniem sprawności generacji układów laserowych, umożliwiło zmniejszenie poboru mocy zasilającej, a także zwiększenie częstotliwości generacji impulsów wyjściowych bez stosowania aktywnego chłodzenia, zwiększyło niezawodność oraz wydłużyło czas bezawaryjnej pracy układów oraz znacznie zmniejszyło wymiary nadajników laserowych, co jest parametrem bardzo istotnym ze względu na potencjalne zastosowania praktyczne. Jak do tej pory najwydajniejsze lasery $\text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}:\text{szkło}$ umożliwiają generację impulsów o energiach dochodzących do 50 mJ z czasem trwania około 30 ns [39, 40].

3.4.2. LASERY ZBUDOWANE NA BAZIE OŚRODKÓW KRYSTALICZNYCH

Jedną z istotnych wad laserów ciała stałego zbudowanych na bazie objętościowych, szklanych ośrodków aktywnych domieszkowanych jonami erbu jest mała moc średnia generowanego promieniowania wynikająca z niezbyt dobrych parametrów termomechanicznych szkieł, jak również niskiego domieszkowania ośrodków. W praktyce skutkuje to tym, iż lasery zbudowane na podstawie materiałów aktywnych tego typu nie są w stanie pracować w trybie ciągłym, a lasery impulsowe pracują z repetycją nie większą niż kilka Hz. W celu wyeliminowania wad laserów opracowanych na bazie szklanych ośrodków laserowych domieszkowanych jonami erbu trwają poszukiwania nowych, lepszych ośrodków laserowych generujących na długościach fal powyżej 1,5 μm . Jeszcze do niedawna wydawało się, że alternatywą dla dotychczas stosowanych w dalmierzach laserowych nadajników pozostaną generatory parametryczne. Zwrócono jednak uwagę na lasery zbudowane na bazie ośrodków $\text{Er}, \text{Yb}:\text{kryształ}$, charakteryzujące się dużo lepszymi parametrami termomechanicznymi niż szkła. Typowe wartości współczynnika przewodności cieplnej kryształów, jak również parametr określający ich odporność na szok termiczny, są przynajmniej o rząd wielkości większe.

Przegląd materiałów krystalicznych kodomieszkowanych jonami erbu i iterbu został zaprezentowany między innymi przez J. Hellströma [41]. Autor w swojej pracy przedstawił wpływ maksymalnej energii fononów osnowy krystalicznej na czasy życia poziomów energetycznych jonów Er^{3+} , biorących udział w procesie wymiany energii pomiędzy promieniowaniem pompy i promieniowaniem generowanym. Celem przeprowadzonego porównania było znalezienie optymalnej osnowy dla jonów Er i Yb, dla której czas życia poziomu ${}^4\text{I}_{11/2}$ jonu Er jest możliwie najkrótszy (co wpływa na maksymalizację sprawności procesu transferu energii promieniowania pobudzającego z jonów Yb do jonów Er), natomiast czas życia poziomu ${}^4\text{I}_{13/2}$ jonu Er jest możliwie

najdłuższy (co zwiększa zdolność danego materiału laserowego do gromadzenia energii, a tym samym zmniejsza wymagania odnośnie do mocy diod pompujących).

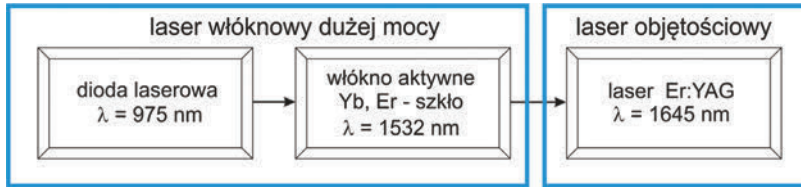
Jak do tej pory badania nad impulsowymi laserami ciała stałego, opartymi na krystalicznych, objętościowych kodomieszkowanych jonami Er i Yb ośrodkach aktywnych, nie były zbyt intensywne. Zazwyczaj do budowy układów laserów tego typu wykorzystywano głównie kryształy Er,Yb:YVO₄, Er,Yb:YAG jako, że technologia hodowli kryształów YVO₄ i YAG jest dobrze opanowana, a ich parametry fizyczne są zadowalające. Dodatkowo lasery, zbudowane na bazie tych kryształów w odróżnieniu od kryształów charakteryzujących się wyższymi wartościami energii fononów osnowy sieci krystalicznej (jak np. borany), charakteryzują się zdecydowanie mniejszą progową wartością natężenia promieniowania pompy ze względu na istotnie dłuższy czas życia górnego poziomu laserowego. Jak do tej pory jedną z najwyższych energii generowanych impulsów uzyskała grupa Georgiou [42]. Laser zbudowany na podstawie kryształu Er,Yb:YAG, pompowany był poprzecznie w trybie quasi-ciągłym diodami emitującymi promieniowanie o długości fali 960 nm. Z zastosowaniem pasywnego modulatora dobroci Co:MALO laser generował impulsy promieniowania o maksymalnej energii 1,7 mJ i czasie trwania 340 ns. Wykorzystując aktywny modulator dobroci, energię wyjściową zwiększono do wartości 12 mJ z czasem trwania impulsów o wartości 41 ns [43]. W obu przypadkach laser generował promieniowanie o długości fali 1,64 μm. W przypadku laserów impulsowych, zbudowanych na bazie kryształu Er,Yb:YVO₄, parametry generowanego promieniowania były znacznie gorsze od uzyskanych dla układów bazujących na kryształach Er,Yb:YAG i osiągały wartości około 200 μJ z czasem trwania impulsów około 60 ns [44, 45]. W tym przypadku laser generował promieniowanie o długości fali około 1,603 μm.

Na podstawie tych danych można stwierdzić, że impulsowe lasery ciała stałego oparte na krystalicznych ośrodkach aktywnych kodomieszkowanych jonami erbu i iterbu nie charakteryzują się zauważalnie lepszymi parametrami generowanego promieniowania niż stosowane do tej pory układy laserów bazujących na ośrodkach Er,Yb:szkło.

3.4.3. LASERY HYBRYDOWE ZBUDOWANE NA BAZIE OŚRODKÓW DOMIESZKOWANYCH JONAMI ERBU

Zaangażowanie świata naukowego w rozwój technologii półprzewodnikowych diod pompujących dużej mocy generujących promieniowanie laserowe o różnych długościach fal dopasowanych do pasm absorpcji wielu ośrodków czynnych o wystarczająco dobrych parametrach przestrzenno-widmowych promieniowania, aby mogły być one wykorzystane do sprawnego pompowania quasi-trójpoziomowych ośrodków czynnych, znacznie poszerzyło zakres zastosowań takich układów i uprościło konstrukcję samych laserów. Dodatkowo rozwój techniki światłowodowej oraz koncepcja lasera hybrydowego, która stanowi nowość naukową i techniczną w obszarze techniki laserowej pierwszej dekady XXI wieku, powoduje możliwość stosowania krystalicz-

nych ośrodków aktywnych domieszkowanych tylko i wyłącznie jonami erbu. Lasery hybrydowe są obecnie obiektem prac czołowych laboratoriów naukowych na całym świecie, a ich idea polega na zastosowaniu w jednym układzie włóknowego lasera dużej mocy, który służy jako wydajna pompa dla lasera objętościowego (rys. 9).

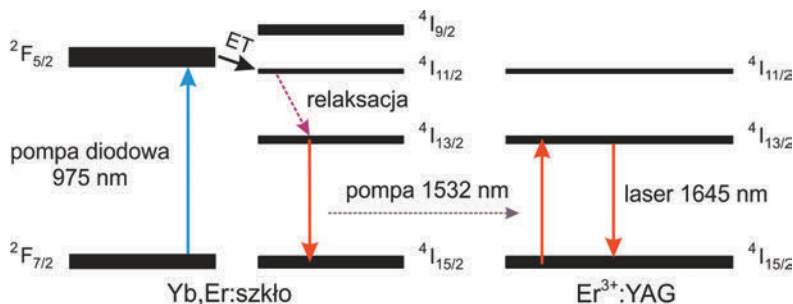


Rys. 9. Schemat ideowy lasera hybrydowego Er:YAG
Fig. 9. Schematic diagram of a hybrid Er:YAG laser

Lasery takie łączą w sobie wiele zalet i w znacznym stopniu eliminują wady laserów objętościowych i włóknowych stosowanych oddzielnie. Zastosowanie włókien laserowych umożliwia bardzo znaczne obniżenie efektów termooptycznych oraz wykorzystanie dużej mocy pompy diodowej, a także uzyskanie znakomitej jakości wiązki wyjściowej z lasera włóknowego. Laser włóknowy charakteryzuje się ponadto dużym stosunkiem powierzchni bocznej do objętości, dzięki czemu lasery te do mocy wyjściowej około 100 W często nie muszą być aktywnie chłodzone. Spójność przestrzenna generowanego przez laser światłowodowy promieniowania uzależniona jest od geometrii światłowodu i nie ulega pogorszeniu nawet przy dużych obciążeniach cieplnych (w odróżnieniu od laserów opartych na objętościowych ośrodkach aktywnych). Możliwe jest więc zbudowanie lasera włóknowego, generującego promieniowanie o długości fali 1532 nm z mocą kilkudziesięciu watów i parametrem M^2 bliskim jedności. Zastosowanie lasera włóknowego o takich parametrach energetyczno-przestrzennych do pompowania lasera objętościowego umożliwia uzyskiwanie dużych gęstości mocy pompowania w całej objętości ośrodka laserowego, co jest szczególnie istotne w przypadku wydajnej generacji w ośrodkach quasi-trójpoziomowych (np. kryształ $\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$). Z drugiej strony do uzyskania wydajnej generacji impulsowej konieczne jest zastosowanie możliwie najkrótszego rezonatora oraz duża powierzchnia wiązki na elementach lasera ze względu na progi uszkodzenia ośrodka. Cechy te spełnia laser objętościowy o krótkiej bazie – drugi składnik lasera hybrydowego. Ze względu na bardzo mały defekt kwantowy (np. laser światłowodowy – 1532 nm → ośrodek czynny Er:YAG – 1645 nm; $\eta(1532 \rightarrow 1645) = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_g} = 1 - \frac{1532 \text{ nm}}{1645 \text{ nm}} =$

6,87%), który minimalizuje soczewkowanie termiczne, jak również termicznie wymuszoną dwójłomność, wzbudzenie lasera objętościowego może zachodzić z bardzo dużą sprawnością. Potencjalnie więc, lasery hybrydowe mogą generować promieniowanie o dużej mocy wyjściowej, zachowując bardzo dobrą jakość wiązki. Istotną zaletą im-

pulsowych laserów hybrydowych jest to, iż w odróżnieniu od laserów włóknowych są w stanie generować impulsy o energii rzędu mJ. Uproszczony schemat poziomów energetycznych lasera hybrydowego Er:YAG został zaprezentowany na rys. 10.



Rys. 10. Schemat poziomów energetycznych hybrydowego lasera Er:YAG pompowanego laserem włóknowym Er,Yb:szkło

Fig. 10. Energy level diagram of a hybrid Er:YAG laser pumped by a fiber Er,Yb:glass laser

W laserach hybrydowych Er:YAG jako ośrodek aktywny lasera objętościowego wykorzystywany jest kryształ YAG-u domieszkowany jonami erbu. Koncentracja domieszki Er^{3+} w osnowie powinna wynosić około 0,25–0,5% (koncentracje powyżej kilkudziesięciu procent stosowane są przy generacji na długości fali 2,94 μm). Do pompowania tego lasera wykorzystywany jest laser włóknowy zbudowany na bazie światłowodu dwupłaszczyzowego z rdzeniem szklanym domieszkowanym jonami erbu i iterbu, generujący na długości fali 1,532 μm (jony Yb spełniają rolę sensybilizatora).

W diodowo pobudzonym laserze domieszkowanym jednocześnie jonami erbu oraz iterbu promieniowanie wyjściowe jest generowane przez laser bezpośrednio pompowany promieniowaniem diod laserowych. W takim generatorze ze względu na duży defekt kwantowy $\eta(975 \rightarrow 1645) = 40\%$ wydziela się ciepło, które indukuje naprężenia i deformacje ośrodka laserowego, które z kolei są źródłem dwójłomności i aberracji termicznych. Laser taki może generować wiązki o dobrej jakości optycznej tylko w przypadku stosunkowo małej energii generacji. Problem ten można rozwiązać właśnie w laserze hybrydowym, stosując pośredni laser włóknowy, w którym wydzielana jest główna ilość ciepła wynikająca ze strat stokesowskich ($\eta(975 \rightarrow 1532) = 36,4\%$). W laserze hybrydowym Er:YAG, laser włóknowy Er,Yb:szkło wykorzystywany jest jako konwerter znacznych mocy pompy diodowej na promieniowanie o długości fali pokrywającej się z pasmem pompowania lasera objętościowego Er:YAG, charakteryzując się jednocześnie znakomitą jakością wiązki (M^2 bliskie 1). Dzięki takiemu rozwiązaniu uzyskuje się łatwość pompowania wzdłużnego lasera objętościowego Er:YAG oraz minimalizację defektu kwantowego do bardzo niewielkiego poziomu (poniżej 7%), a więc zmniejszenie efektów termooptycznych i możliwość generacji

lasera nawet w reżimie generacji ciągłej. Bez tego rozwiązania ze względu na quasi-trójpoziomową strukturę poziomów energetycznych oraz występowanie różnych zjawisk termooptycznych praca laserów objętościowych Er:YAG w reżimie generacji ciągłej nie była możliwa. Ponadto ze względu na niewielkie efekty termiczne oraz spójność przestrzenną wiązki pompującej, laser objętościowy może generować z dużą sprawnością wiązki światła o doskonałej jakości optycznej i bardzo dużej mocy średniej. Większość ciepła w laserze hybrydowym wytwarzana jest we włóknie, którego konstrukcja (duży stosunek powierzchni do objętości obszaru generacji) powoduje znaczne obniżenie efektów termooptycznych. Zastosowanie lasera włóknowego do pompowania lasera objętościowego umożliwia uzyskiwanie dużych gęstości mocy pompowania w całej objętości ośrodka laserowego, co jest szczególnie istotne w przypadku wydajnej generacji w ośrodkach quasi-trójpoziomowych.

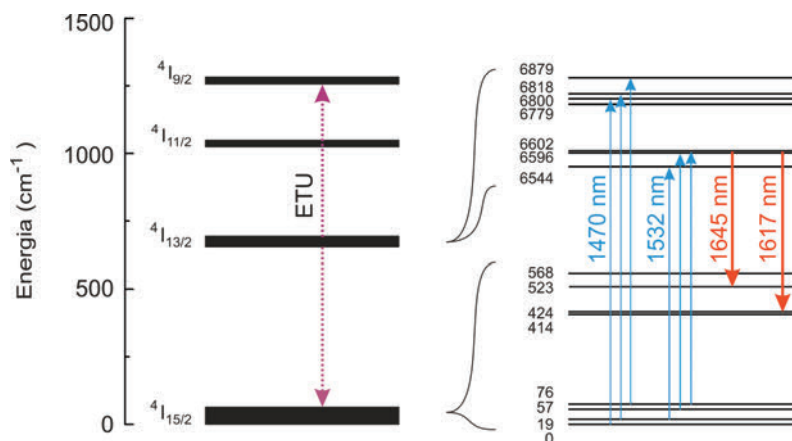
Parametry spektroskopowe najczęściej stosowanych ośrodków laserowych domieszkowanych jonami erbu zaprezentowano w tab. 1. Spośród przedstawionych ośrodków na szczególną uwagę zasługuje kryształ granatu itrowo-glinowego. Schemat poziomów energetycznych jonów Er w osnowie YAG został zaprezentowany na rys. 11. Kryształ Er:YAG wyróżnia się znakomitymi parametrami spektroskopowymi, które umożliwiają generację promieniowania o długości fali powyżej $\sim 1,6 \mu\text{m}$ przy bezpośrednim pobudzeniu górnego poziomu laserowego (tzw. pompowanie rezonansowe, przejście pomiędzy pasmem $^4I_{15/2}$ a pasmem $^4I_{13/2}$).

Tabela 1. Podstawowe parametry ośrodków czynnych domieszkowanych jonami erbu [46]
Table 1. Basic spectroscopic data of erbium doped laser active media [46]

Kryształ	Er:YAG	Er:YAP	Er:YLF
Czas życia górnego poziomu laserowego $^4I_{13/2}$ [ms]	7,61	7,2	11,9
Długość fali generacji λ_{gen} [nm]	1617, 1645	1624, 1643	1615
Emisyjny przekrój czynny $\sigma_e(\lambda_{\text{gen}})$ [10^{-21} cm^2]	5,3, 4,4	3,0, 2,0	4,2 (E c)
Długość fali pompy λ_p [nm]	1475, 1532	1489, 1514	1493, 1529
Absorpcyjny przekrój czynny $\sigma_a(\lambda_p)$ [10^{-20} cm^2]	1,7, 2,3	1,1, 1,15	1,3 (E c), 0,7 (E c)

Bardzo mały defekt kwantowy w przypadku pompowania promieniowaniem o długości fali 1532 nm przekłada się na redukcję ilości wydzielanego w nim ciepła oraz dużą całkowitą sprawność laserów zbudowanych z jego wykorzystaniem. Nieco większy defekt kwantowy powstaje w przypadku pompowania promieniowaniem o długości fali 1470 nm. Dodatkowo wyjątkowy układ podpoziomów energetycznych jonów erbu w kryształach YAG-u umożliwia również pracę laserów Er³⁺:YAG ze względnie małymi stratami reabsorbcyjnymi w przypadku pracy w podwyższonych

temperaturach ze względu na umiarkowane termiczne obsadzenie dolnego poziomu laserowego.



Rys. 11. Schemat poziomów energetycznych w kryształach Er³⁺:YAG
 Fig. 11. Energy level diagram of the Er³⁺:YAG laser crystal

Pomimo tych bezdyskusyjnych zalet, kryształ Er:YAG ma również pewne wady, z których najbardziej znaczącą z perspektywy konstrukcji laserów impulsowych jest występowanie efektu up-konwersji [47]. Przyczynia się to do skrócenia czasu życia górnego poziomu laserowego oraz do zwiększenia obciążenia cieplnego kryształu aktywnego. Problem ten jest częściowo zredukowany przez stosowanie małych koncentracji jonów erbu w kryształach (0,25–0,5%) [48], które to rozwiązanie minimalizuje związane z tym skutki uboczne, utrudniając jednak efektywne pompowanie. Mała koncentracja domieszki wymusza bowiem stosowanie relatywnie długich kryształów (kilka cm), w celu utrzymania sprawności absorpcyjnej na dość dobrym poziomie (>70%). W przypadku wzdłużnego pompowania ośrodka aktywnego, przekłada się to na konieczność zapewnienia wiązek promieniowania pompującego o bardzo dobrej jakości.

Jedne z najwyższych wartości mocy ciągłej zostały uzyskane przez grupę pod kierownictwem J.W. Kima, uzyskując na bazie kryształu Er:YAG, pompowanego rezonansowo laserem światłowodowym o długości fali 1532 nm 60 W na długości fali 1645 nm oraz 31 W na długości fali 1617 nm ze sprawnością różniczkową odpowiednio 80% i 47% [49]. W przypadku pracy impulsowej z zastosowaniem elektrooptycznego modulatora dobroci uzyskano generację promieniowania o energii impulsów równej 30 mJ i czasie trwania około ~20 ns przy częstotliwości repetycji równej 20 Hz. Prace nad tego typu laserami były także prowadzone w Instytucie Optoelektroniki WAT. W reżimie modulacji dobroci rezonatora dla częstotliwości 500 Hz uzyskano impulsy o energiach sięgających 4 mJ z czasem trwania 37 ns, co przekładało się na ich moc szczytową sięgającą 110 kW [50].

Obecnie trwają również intensywne prace z wykorzystaniem pasywnych modulatorów dobroci. Uzyskane energie generowanych impulsów nie są oczywiście tak wysokie jak w układach wykorzystujących elektrooptyczne modulatory dobroci ze względu na dużo większą częstotliwość repetycji [51].

Wymienione osiągnięcia potwierdziły dojrzałość konstrukcji rezonansowo pompowanych laserów objętościowych, a także możliwość ich wykorzystania w wielu aplikacjach, jednak opracowane rozwiązania charakteryzowały się wciąż dość dużą złożonością konstrukcji, niemile widzianą zwłaszcza w przypadku aplikacji militarnych oraz wymagających mobilności i niewielkich gabarytów.

3.4.4. LASERY ERBOWE POMPOWANE DIODAMI PÓLPRZEWODNIKOWYMI

Producenci przyrządów półprzewodnikowych dość szybko zorientowali się, że rezonansowo pompowane lasery erbowe są bardzo obiecującą technologią, a także, że następnym krokiem w ich rozwoju zapewne będzie rezonansowe pompowanie z wykorzystaniem półprzewodnikowych diod laserowych. Mniej więcej w połowie pierwszej dekady XXI wieku zaprezentowane zostały pierwsze raporty z prac nad pompowanymi diodowo laserami Er:YAG (np. [52, 53]). Zawarte w nich wyniki potwierdziły, że parametry diod półprzewodnikowych wykonanych z fosforu indu (InP), generujące promieniowanie o długościach fal 1532 nm, są na tyle dobre, że mogą być stosowane do pobudzania laserów erbowych. Pierwsze diody charakteryzowały się dość szeroką linią emisji (~10 nm), co znalazło swoje odzwierciedlenie w relatywnie małej sprawności różniczkowej laserów nimi pompowanych. Pomimo tych wad możliwe stało się jednak zbudowanie lasera Er:YAG, który generowałby impulsy promieniowania o bardzo dużej energii, sięgającej 40 mJ (częstotliwość powtarzania 10 Hz, praca w modzie zbliżonym do TEM₀₀) [54]. W zaproponowanej konstrukcji wykorzystano cylindryczny pręt kryształu Er:YAG o długości 60 mm, średnicy 2 mm i koncentracji aktywatora 0,5% at. Jako pompy użyto dwóch diod półprzewodnikowych o mocy 120 W każda, generujących promieniowanie o długości fali około 1470 nm ($\Delta\lambda \sim 8$ nm). Wiązka pompująca kształtowana była przez *lens duct* i prowadzona w pręcie z wykorzystaniem zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia.

Jasność spektralna diod z fosforu indu przez wprowadzenie do struktury ich złącza objętościowych siatek Bragga została dość szybko poprawiona. Zastosowanie siatek Bragga skutkowało zawężeniem linii emisji diod do około 1 nm oraz zmniejszeniem ich temperaturowego dryftu długości fali generacji w porównaniu do diod półprzewodnikowych o pierwotnej konstrukcji. Intensywne prace nad laserami erbowymi pompowanymi diodami półprzewodnikowymi zaowocowały wieloma modelami analitycznymi tego zagadnienia, jak również ciekawymi rozwiązaniami konstrukcyjnymi, osiągając całkowitą moc wyjściową CW o wartościach kilkunastu W ze sprawnością różniczkową generacji powyżej >60% [55–57]. Energie generowanych impulsów w trybie modulacji dobroci rezonatora często przekraczały wartości kilkunastu mJ [58, 59]. Ciekawym pomysłem okazało się także zastosowanie kryształów aktywnych

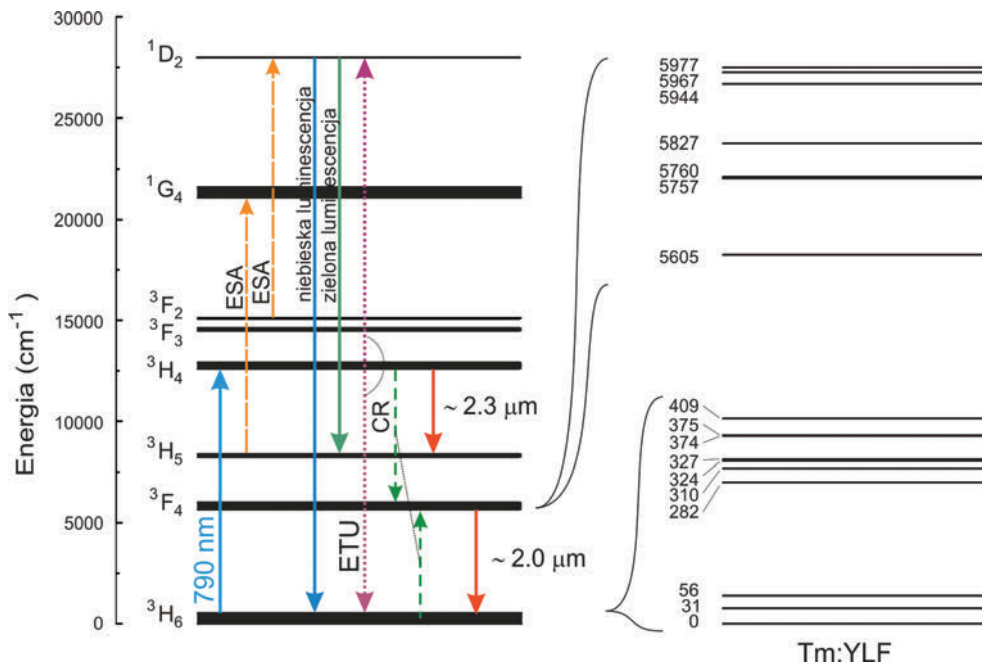
o geometrii „włókna krystalicznego” (o średnicy pręta 1,2 mm) wraz z wykorzystaniem zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia do prowadzenia promieniowania pompy w ośrodku aktywnym. Technologia ta umożliwiała względnie jednorodne i intensywne wzbudzenie ośrodków aktywnych o długościach dochodzących do kilkudziesięciu mm, z wykorzystaniem diod półprzewodnikowych o małej jasności przestrzennej. Model teoretyczny soczewki termooptycznej, jaka występuje w ośrodkach aktywnych o wspomnianej geometrii, został przedstawiony między innymi przez M. Eichhorna [60]. Wyniki prac optymalizacyjnych systemu zbudowanego z wykorzystaniem zaproponowanej koncepcji zostały przedstawione w roku 2013. W trybie generacji swobodnej przy pompowaniu quasi-ciągłym (QCW – *Quasi Continuous Wave*) uzyskano impulsy o energiach dochodzących do 45 mJ. W trybie modulacji dobroci rezonatora wygenerowano impulsy o energiach około 24 mJ, czasie trwania 91 ns, z częstotliwością powtarzania 100 Hz z bardzo dobrym parametrem jakości wiązki M^2 na poziomie bliskim jedności [61]. W 2014 roku opublikowane zostało doniesienie autorstwa C. Larat z laboratoriów Thalesa [62]. Opracowano tam impulsowy, pompowany diodowo ($\lambda = 1475$ nm) układ generator zadający-wzmacniacz, tzw. MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*). Sam oscylator generował impulsy promieniowania bezpiecznego dla wzroku o energii 55 mJ z częstotliwością powtarzania 30 Hz, przy pompowaniu quasi-ciągłym impulsami o energii 1,3 J. Całkowita sprawność optyczna omawianego urządzenia była niższa niż 4%. Przełożyło się to na słabą jakość generowanej wiązki ($M^2 = 2,24$). W dalszej kolejności promieniowanie wygenerowane przez oscylator wzmacniane było w kaskadzie dwóch wzmacniaczy mocy. Kaskada wzmacniaczy umożliwiła zwiększenie energii impulsów do wartości około 120 mJ. Obciążenie cieplne kryształów wykorzystywanych do wzmacniania promieniowania spowodowało niestety dalsze pogorszenie jakości generowanej wiązki laserowej ($M^2 = 3,38$). Koncepcja zastosowania w jednym układzie generatora oraz wzmacniacza generowanego promieniowania okazała się jednak na tyle obiecująca, że konstrukcje tego typu stosowane są obecnie nie tylko do układów opartych na ośrodkach erbowych, ale także do laserów holmowych.

3.5. LASERY DOMIESZKOWANE JONAMI TULU

Pompowane diodami półprzewodnikowymi lasery zbudowane na kryształach domieszkowanych jonami Tm^{3+} ze względu na szerokie pasmo emisyjne umożliwiają dostrojenie długości fali do określonych zastosowań. Mogą one pracować na jednym z dwóch przejść laserowych zaznaczonych kolorem czerwonym na rys. 12. Najpopularniejsza konfiguracja umożliwia wydajną generację promieniowania z zakresu 1,9–2,0 μm (${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$).

Proces wzbudzenia górnego poziomu laserowego w ośrodkach domieszkowanych jonami Tm jest dwustopniowy. W wyniku absorpcji jednego kwantu promieniowania pompującego wzbudzany zostaje poziom ${}^3\text{H}_4$. W wyniku relaksacji skrośnej (CR – *Cross*

Relaxation) następuje przejście wzbudzonego jonu z poziomu 3H_4 do poziomu 3F_4 , któremu jednocześnie towarzyszy wzbudzenie sąsiedniego drugiego jonu Tm z poziomu podstawowego do poziomu 3F_4 . Proces ten ułatwia uzyskanie wysokich sprawności generacji, przyczyniając się do zwiększenia populacji górnego poziomu laserowego. Innymi słowy, jeden kwant promieniowania pompującego z obszaru 0,78–0,8 μm może generować dwa kwanty promieniowania laserowego na długości fali około 2 μm . Po zapewnieniu właściwej koncentracji domieszki tulu i dobraniu odpowiednich parametrów promieniowania pompującego sprawność tego procesu



Rys. 12. Uproszczony schemat poziomów energetycznych jonów Tm^{3+} oraz struktura poziomów 3F_4 oraz 3H_6 w ośrodku Tm:YLF

Fig. 12. Simplified energy level diagram of Tm^{3+} rare earth ions and detailed 3F_4 and 3H_6 levels diagram in Tm:YLF laser crystal

może dochodzić do $2 \times \lambda_p / \lambda_{\text{gen}} = 80\%$. Oznacza to m.in., że defekt kwantowy, a więc i sprawność konwersji na ciepło w laserze tulowym, może wynosić około 20%, a więc mniej niż w klasycznych laserach neodymowych. Dodatkową, niewątpliwą zaletą ośrodków domieszkowanych jonami tulu jest względnie szerokie pasmo poziomu 3H_4 odpowiadające za absorpcję promieniowania w pobliżu 790 nm. Możliwe jest więc wykorzystanie jako źródeł pompujących relatywnie tanich, komercyjnie dostępnych diod AlGaAs dużej mocy, których technologia jest bardzo dobrze opracowana. Laser

tulowy należy jednak do grupy laserów quasi-trójpoziomowych, czego istotną wadą jest bliska odległość dolnego poziomu laserowego od pasma podstawowego ($100\text{--}500\text{ cm}^{-1}$, czyli około 3 kT w temperaturze pokojowej), co powoduje bardzo znaczną zależność parametrów generacji od temperatury ośrodka oraz występowanie dodatkowych strat reabsorpcyjnych ze względu na częściowe obsadzenie dolnego poziomu laserowego.

Na rysunku 12 przedstawiono także najważniejsze procesy fotonowe, które mogą zachodzić w ośrodku czynnym domieszkowanym jonami tulu oraz subtelną strukturę dwóch najniższych poziomów energetycznych ośrodka Tm:YLF. Strzałki przerywane pokazują absorpcję ze stanów wzbudzonych, która powoduje spadek sprawności generacji oraz jest źródłem dodatkowych niekorzystnych efektów termicznych. W ośrodkach domieszkowanych jonami tulu można także zaobserwować przejścia odpowiadające niebieskiej oraz zielonej luminescencji. Odpowiednie przejścia zaznaczono kolorem niebieskim oraz zielonym. Za obsadzenie poziomów energetycznych (1D_2 oraz 1G_4), biorących udział w tych procesach, odpowiadają zjawiska transferu energii między sąsiadującymi jonami ETU oraz wspomniana wcześniej absorpcja ze stanów wzbudzonych ESA.

Obecnie zdecydowanym konkurentem laserów objętościowych na kryształach domieszkowanych jonami tulu stały się lasery włóknowe, których rozwój trwa nieprzerwanie od lat 90. XX wieku. O ile ich dominująca pozycja jako wysoko wydajnych źródeł mocy ciągłej wydaje się niekwestionowana [63–65] (przekroczono poziom dziesiątek kW), to w przypadku źródeł impulsowych tulowe lasery objętościowe ujawniają swoją zdecydowaną przewagę. Ze względu na długie czasy życia poziomu wzbudzonego (kilka ms w zależności od zastosowanej osnowy) możliwe jest w laserach tulowych uzyskanie relatywnie dużych energii, co najmniej o rząd wyższych w porównaniu do energii uzyskiwanych w laserach neodymowych o tych samych mocach pompy. Należy jednak dodać, że progi uszkodzenia powierzchni elementów optycznych dla promieniowania o długości fali w pobliżu $\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ są dużo niższe w porównaniu z promieniowaniem laserowym na długości fali $1\text{ }\mu\text{m}$. Fakt ten bardzo istotnie komplikuje budowę wydajnego lasera impulsowego i stanowi pewne ograniczenie w uzyskaniu maksymalnych parametrów generacji impulsowej.

Opracowane w początkowym okresie rozwoju techniki laserowej lasery tulowe wzbudzone lampami wyładowczymi mogły generować jedynie z niedużą częstością pompowania (do 20–30 Hz) impulsy generacji swobodnej o czasie trwania rzędu części ms [66]. Zastosowanie pompowania diodowego zasadniczo zmieniło sytuację. Do fundamentalnych zalet wykorzystywania diod laserowych jako promieniowania pompującego laserowych ośrodków stałych możemy zaliczyć między innymi:

- możliwość skupienia/dopasowania promieniowania pompy w kryształach laserowym do małej objętości, co prowadzi do dużego wzmocnienia w ośrodku,
- dopasowanie widma emisji diody do widma absorpcji kryształu, co prowadzi do zmniejszenia obciążenia termicznego w ośrodku, a w rezultacie do lepszej jakości wiązki wyjściowej,

- amplitudowa i spektralna stabilność pracy diody laserowej skutkuje stabilną pracą lasera objętościowego,
- niskie napięcie zasilania diod laserowych sprawia, że układ staje się bardziej bezpieczny i kompaktowy,
- długa żywotność diod laserowych stwarza możliwość ciągłej i nieprzerwanej pracy jako pomp laserów na ciele stałym.

Prace nad pompowanymi diodami laserami tulowymi prowadzone są na świecie od końca lat 80. XX wieku (patrz m.in. [67, 68]). Możliwa stała się budowa jednoczesnościowych mikrochipów tulowych oraz laserów pracy ciągłej o znacznych mocach, uzyskując m.in. w roku 1988 ponad 100 W mocy wyjściowej w reżimie generacji swobodnej [69]. Spośród możliwych do zastosowania ośrodków czynnych domieszkowanych talem za najbardziej wydajne należy uznać Tm:YAG, Tm:YAP, Tm:YLF, Tm:YVO₄. Wartości wybranych parametrów typowych ośrodków domieszkowanych jonami tulu przedstawiono w tab. 2.

Tabela 2. Podstawowe parametry ośrodków czynnych domieszkowanych jonami tulu [70–74]
Table 2. Basic spectroscopic data of thulium doped laser active media [70–74]

Kryształ	Tm:YAG	Tm:YAP	Tm:YLF	Tm:YVO ₄
Czas życia górnego poziomu laserowego ³ F ₄ [ms]	12,3	4,4	14	1,2
Długość fali generacji λ_{gen} [nm]	2011	1936/1988	1890/1910/1940	1804
Emisyjny przekrój czynny $\sigma_e(\lambda_{gen})$ [10^{-20} cm ²]	0,22	0,55	0,33	0,3
Długość fali pompy λ_p [nm]	785	795	792	797
Absorpcyjny przekrój czynny $\sigma_a(\lambda_p)$ [10^{-20} cm ²]	0,65	0,91	0,35	2,3
Współczynnik załamania n	1,8	1,92 @ 1940 nm	1,44 @ 1910 nm	1,91/2,1
Współczynnik termoptyczny dn/dT [$10^{-6}/K$]	7,8	8,5 (a) 8,1 (b) 12,8 (c)	-2 (a) -4,3 (c)	~15 (e) ~24 (o)
Przewodność cieplna K_c [W/(cm·K)]	0,13	~0,11	0,072 (a) 0,058 (c)	0,05

Jednym z najchętniej wykorzystywanych ośrodków czynnych domieszkowanych jonami tulu jest kryształ Tm:YLF. Ośrodek ten należy do rodziny jednoosiowych kryształów dwójłomnych o klasie symetrii C_{4h}⁶ (tetragonalny układ krystalograficzny). Względnie małe wartości współczynnika załamania, temperatura topnienia około 850 °C, oraz ujemne wartości współczynników termoptycznych dn/dT (co wydaje się jego jedną z największych zalet) sprawiają, że w laserach dużej mocy powstająca soczewka termiczna o ujemnej mocy optycznej jest w stanie skompensować odkształcenia czoł pręta spowodowane poprzecznym profilem temperatury i dodatnią wartością

rozszerzalności liniowej dl/dT . W porównaniu z kryształem itrowo-glinowym (YAG), fluorek itrowo-litowy ma mniejszą przewodność cieplną, lecz wykazuje znacznie mniejsze aberracje termiczne (spowodowane niewielką wartością ujemnego dn/dT), dzięki czemu możliwe jest uzyskanie wyjściowej wiązki laserowej o bardzo dobrej jakości przestrzennej i małym parametrze M^2 . Bardzo dużą zaletą tego kryształu jest także długi czas życia górnego poziomu laserowego, co jest szczególnie użyteczne w przypadku pompowanych diodowo laserów impulsowych o dużych energiach. Kryształ Tm:YLF charakteryzuje się znacznym rozszczepieniem poziomów laserowych, spowodowanych działaniem potencjału sieci krystalicznej. Ponadto absorpcja, jak i emisja są silnie anizotropowe. W laserach domieszkowanych jonami tulu w wyniku relaksacji skrośnej sprawność kwantowa generacji może teoretycznie osiągać wartość ~ 2 . Jest jednak ona zależna od poziomu domieszkowania kryształu. Mackenzie [75] wykazał, że optymalny poziom domieszkowania jonami tulu w osnowie YLF, dla którego sprawność kwantowa osiąga wartości rzędu 1,9 zawiera się w przedziale 3–3,5%.

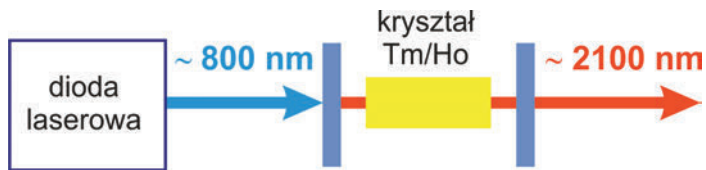
W grupie laserów objętościowych rekordowe wartości mocy ciągłej uzyskane w kryształach Tm:YAG przekraczają 100 W na długości fali 2,01 μm [69, 76]. Rozpatrując układy laserowe oparte na kryształach Tm:YLF, moce wyjściowe dochodzą do wartości 150 W [77–80]. W IOE WAT opracowano laser Tm:YLF pompowany diodami laserowymi o energiach impulsów dochodzących do 10,5 mJ z czasem trwania 22 ns, osiągający niemal 0,5 MW mocy szczytowej. Uzyskano także możliwość przestrajania długości fali wyjściowej w zakresie 1845–1935 nm [81, 82]. Drugie przejście laserowe z poziomu 3F_4 na 3H_5 umożliwia generację w ośrodku Tm:YLF w zakresie długości fali 2,2–2,4 μm . Przejście to jest jednak znacznie rzadziej stosowane i wymaga kryształów o mniejszej domieszce jonu aktywnego (<2%) minimalizującego procesy relaksacji skrośnej, które w tym przypadku są zjawiskami niekorzystnymi prowadzącymi do depopulacji górnego poziomu laserowego. Udało się zademonstrować przestrajalną generację w zakresie 2,2–2,46 μm z maksymalną mocą wyjściową wynoszącą 200 mW [83].

3.6. LASERY DOMIESZKOWANE JONAMI HOLMU

3.6.1. LASERY DOMIESZKOWANE JONAMI TULU ORAZ HOLMU

Opracowane w początkowym okresie rozwoju techniki laserowej lasery generujące promieniowanie w obszarze powyżej 2 μm koncentrowały się na kryształach kodomieszkowanych jonami Tm, Ho oraz Er lub Cr i były wzbudzane lampami wyładowczymi. Stosowanie różnych domieszek konieczne było dla zapewnienia odpowiedniego przekazu energii od lampy do docelowych jonów holmu. Lasery te mogły generować impulsy generacji swobodnej o czasie trwania rzędu części ms jedynie z niedużą częstotliwością powtarzania (do 20–30 Hz). Uzyskanie reżimu pracy CW w przypadku laserów pompowanych lampami nie było możliwe ze względu na zło-

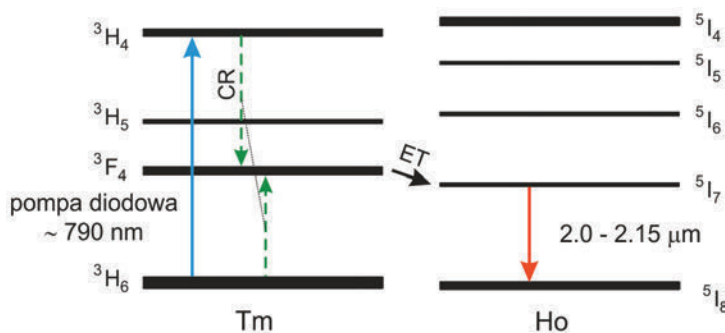
żoną strukturę poziomów energetycznych oraz bardzo znaczne ograniczenia termooptyczne. Od początku lat 90. XX wieku stały się dostępne na rynku wydajne diody laserowe generujące w obszarze $\lambda = 795 \text{ nm}$, o widmie emisji dopasowanym do widma absorpcji ośrodków domieszkowanych jonami tulu. Zastosowanie pompowania diodowego do ośrodków tulowych zasadniczo zmieniło sytuację oraz ułatwiło efektywniejsze przekazanie energii pompującej do ośrodków kodomieszkowanych jednocześnie jonami tulu i holmu. Dodatkowe domieszki ośrodków laserowych stosowane w przypadku pompowania lampowego w tym przypadku okazały się zbędne. Koncepcja taka doprowadziła do znacznej redukcji obciążenia termicznego opracowywanych układów laserowych. Głowica lasera oraz elementy pompy diodowej mogły być oddzielone od siebie w celu zapewnienia lepszego odprowadzania ciepła od poszczególnych elementów składowych układu, co nie było możliwe w przypadku dostarczania energii do ośrodka za pomocą lampy wyładowczej. Główną zaletą tego systemu w stosunku do pompowania lampowego okazała się dużo większa sprawność, jaką można było uzyskać, w pełni dopasowując widmo emisji diod laserowych do widma absorpcji ośrodka aktywnego. Dopasowanie widmowe emisji diod laserowych do pasma absorpcji ośrodka czynnego w znacznym stopniu poprawiało wydajność systemu, nawet jeśli energia dostarczana przez diody była mniejsza od całkowitej energii dostarczanej przez lampę. Wynikało to z tego, że jedynie tylko pewna część promieniowania wytwarzanego przez lampę była wykorzystywana w ośrodku laserowym do procesu generacji światła. Pozostała część energii lampy w głównej mierze przekształcana była w ciepło. Poglądowy schemat laserów zbudowanych na podstawie kryształów domieszkowanych jonami tulu i holmu, pompowanych półprzewodnikowymi diodami laserowymi, przedstawiono na rys. 13.



Rys. 13. Poglądowy schemat laserów pompowanych diodami półprzewodnikowymi na podstawie kryształu domieszkowanego jednocześnie jonami Tm i Ho

Fig. 13. Schematic diagram of a diode pumped Tm and Ho rare earth ions co-doped laser

Mimo zalet zastosowania półprzewodnikowych diod laserowych do pompowania ośrodków czynnych domieszkowanych jonami tulu i holmu, wydajność pracy wysoko energetycznych laserów jest niestety ograniczona ze względu na skomplikowane procesy transferu energii między jonami. Uproszczony schemat poziomów energetycznych jonów Tm oraz Ho wraz z podstawowymi procesami przekazywania energii między różnymi poziomami energetycznymi przedstawiono na rys. 14.



Rys. 14. Procesy transferu energii w kryształcie domieszkowanym jonami Tm i Ho pompowanym diodami laserowymi generującymi promieniowanie o długości fali $\lambda \approx 790$ nm

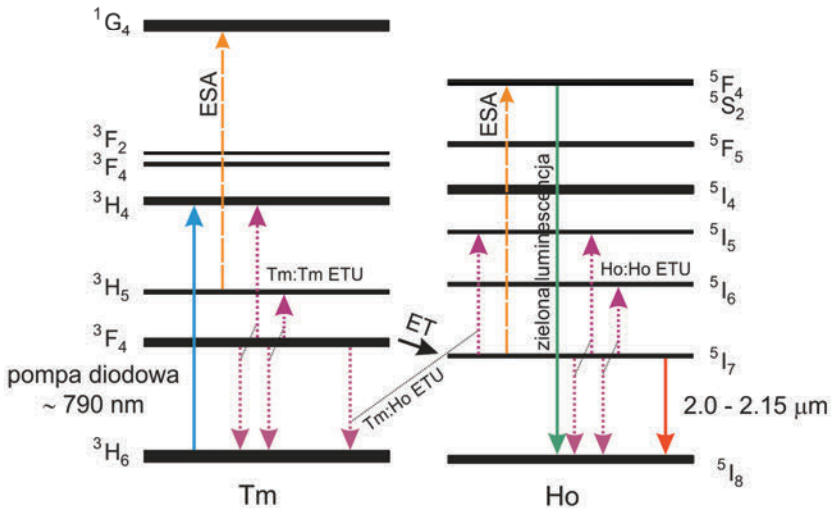
Fig. 14. Energy transfer processes in a Tm and Ho co-doped laser crystal pumped by diode lasers at $\lambda \approx 790$ nm

W kodomieszkowanych jonami tulu i holmu laserowych ośrodkach czynnych, jony Tm pełnią rolę sensybilizatora i są konieczne do absorpcji promieniowania o długości fali generacji pompy diodowej w obszarze 790 nm. Jon tulu, pochłaniając energię promieniowania pompy, przekazuje ją jonowi holmu, który jest odpowiedzialny za akcję laserową. Foton pompy o odpowiedniej długości fali wzbudza jon tulu z poziomu podstawowego 3H_6 do poziomu 3H_4 , po czym następuje relaksacja na poziom 3F_4 , ale utrata energii podczas tego przejścia wzbudza inny jon tulu z poziomu podstawowego na poziom 3F_4 . Innymi słowy, pojedynczy kwant promieniowania pompującego wzbudza dwa jony tulu. Jony Tm, znajdując się na wzbudzonym, pośrednim poziomie 3F_4 , mogą więc przez transfer energii przekazać swoją energię jonom Ho, wzbudzając je do poziomu 5I_7 [70]. Wysoka koncentracja jonów Tm wraz z odpowiednim stężeniem jonów Ho jest niezbędna do wydajnego procesu transferu energii. W efekcie tych procesów powstają dwa wzbudzone jony holmu, które mogą wygenerować fotony w procesie emisji wymuszonej na długości fali powyżej 2 μm . Końcowym poziomem przejścia laserowego jest górny podpoziom Starka poziomu 5I_8 , obsadzony termicznie. Oznacza to, że laser ten jest quasi-trójpoziomowym układem, a nawet niewielka zmiana jego temperatury może mieć znaczny wpływ na jego działanie.

W procesie transferu energii z jonów tulu do jonów holmu istnieje jednak wiele więcej mechanizmów przekazywania energii, które częściowo przedstawiono na rys. 15 [84]. Dodatkowe procesy wynikające z tego faktu są uważane jednak za pasożytnicze i szkodliwe w przypadku budowy laserów o dużych mocach i energiach wyjściowych.

Poziom 5I_7 w jonie holmu przed przejściem do poziomu podstawowego może zostać opróżniony na dwa sposoby. Pierwszy z nich to transfer energii związany z up-konwersją, na rys. 15 oznaczony liniami kropkowanymi, w którym jon tulu przekazuje swoją energię z poziomu 3F_4 , wzbudzając holm do poziomu 5I_5 (*Tm:Ho ETU*).

Drugim jest absorpcja ze stanów wzbudzonych (ESA), na rys. 15 oznaczona liniami przerywanymi, w której foton pompy może także wzbudzać już wzbudzony jon holmu do podpoziomu 5F_4 poziomu 5S_2 . Jony wzbudzone do tego rozszczepionego poziomu, relaksując do poziomu podstawowego, mogą emitować zielone promieniowanie. Promieniowanie pompujące może także (jednak w dużo mniejszym zakresie) wzbudzać jon tulu z poziomu 3H_5 do poziomu 1G_4 . Transfer energii związany z mechanizmem up-konwersji jest także obecny między samymi jonami holmu ($Ho:Ho$ ETU), jednak w tym przypadku ma on niewielki wpływ na generację. Dodatkowo w materiałach domieszkowanych holmem i tulem istnieją inne procesy (zarówno ESA, jak i up-konwersja) prowadzące do emisji przez kryształ laserowy promieniowania widzialnego, lecz są one słabe i są bardzo często pomijane w analizach. Wiele z tych procesów zostaje szczególnie uwidocznione podczas pracy lasera z dużą energią zgromadzoną. Dominujący wpływ ma jednak proces up-konwersji Tm:Ho ETU, powodując zmniejszanie obsadzenia górnego poziomu laserowego, co skutkuje zmniejszeniem inwersji obsadzeń. Konsekwencją niesprzyjających procesów jest skrócenie czasu życia górnego poziomu laserowego 5I_7 , a to może prowadzić do znacznego obciążenia termicznego, co w rezultacie wywołuje aberracje wiązki laserowej, a w ostateczności może doprowadzić do uszkodzenia ośrodka laserowego. Architektura opierająca się na ośrodku domieszkowanym jednocześnie jonami tulu i holmu w głównej mierze ograniczona jest podstawowymi właściwościami osnowy. Ograniczenia te można jednak częściowo zminimalizować, poszukując optymalnej koncentracji domieszek jonów oraz składu osnowy, jak również ograniczając układ do pracy quasi-



Rys. 15. Dodatkowe, pasożytnicze procesy w układach laserowych opartych na ośrodkach laserowych domieszkowanych jonami Tm i Ho

Fig. 15. Additional, adverse energy transfer processes in Tm and Ho co-doped laser crystals

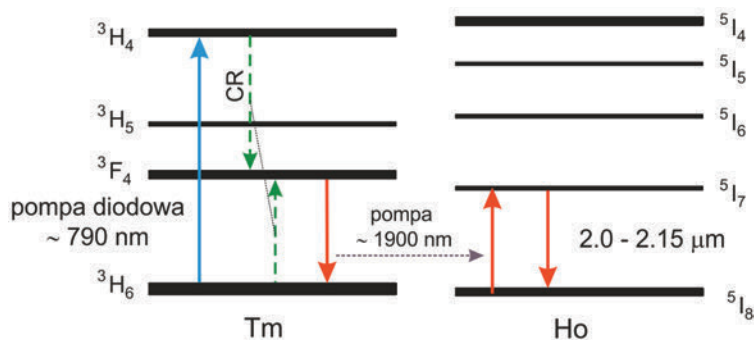
-ciągłej QCW, aby zmniejszyć obciążenie termiczne kryształu [85]. Biorąc pod uwagę wszystkie wcześniej wymienione cechy, lasery tego typu w technice pompowania diodowego cechuje nieduża sprawność generacji CW. Alternatywnym rozwiązaniem tego problemu stało się zastosowanie dwóch oddzielnych kryształów, z których jeden jest domieszkowany jonami tulu, natomiast drugi jonami holmu.

3.6.2. LASER HOLMOWY POMPOWANY OBJĘTOŚCIOWYM LASEREM TULOWYM

Schemat „podwójnego” lasera objętościowego z rozdzielonymi ośrodkami aktywnymi domieszkowanymi jonami tulu oraz holmu okazał się znacznie sprawniejszy w porównaniu z laserem kodomieszkowanym. W konstrukcjach laserów „podwójnych”, które zaczęły pojawiać się na przełomie XX i XXI w., jeżeli chodzi o lasery holmowe, zastosowano rozdzielone pompowanie diodowe lasera na ośrodku tulowym, którego wiązka wyjściowa (o długości fali ok. $1,9 \mu\text{m}$) wzbudzała oddzielny ośrodek domieszkowany holmem. Ideowy schemat takiego rozwiązania przedstawiono na rys. 16. Dzięki fizycznemu rozdzielению jonów Tm i Ho, w konstrukcjach takich nie pojawiają się pasożytnicze procesy przedstawione wcześniej, a w szczególności mechanizm przekazywania energii pomiędzy jonami Tm i Ho (*Tm:Ho ETU*), który z nich wszystkich miał dominujący wpływ na efektywność pracy lasera.



Rys. 16. Ideowy schemat lasera holmowego pompowanego wiązką lasera tulowego
Fig. 16. Schematic diagram of a holmium doped laser pumped by a thulium doped laser



Rys. 17. Schemat ideowy przekazywania energii z ośrodka domieszkowanego jonami Tm pompowanego diodą laserową do kryształu domieszkowanego jonami Ho
Fig. 17. Energy level diagram of the energy transfer between the diode pumped thulium doped laser and the holmium ions doped laser

Prace nad tego typu konstrukcjami rozpoczęto od budowy laserów z wykorzystaniem wewnątrzrezonatorowego pompowania ośrodków holmowych, korzystając z objętościowych ośrodków domieszkowanych jonami tulu [86–88]. Ze względu na ograniczenia termooptyczne, moce ciągle uzyskane z takich konstrukcji dochodziły do kilku watów, ponadto realizacja generacji impulsowej metodą przełączania dobroci okazała się praktycznie niemożliwa. Uproszczony proces przekazywania energii z lasera tulowego do ośrodka domieszkowanego jonami holmu przedstawiono na rys. 17.

Dostarczenie energii za pomocą półprzewodnikowej diody laserowej do ośrodka domieszkowanego jonami Tm wzbudza jony tulu do poziomu 3H_4 . Wzbudzone jony Tm, przekazując połowę energii w procesie relaksacji skrośnej jonom znajdującym się na poziomie 3H_6 , powodują gromadzenie się jonów na „górnym poziomie laserowym” 3F_4 . Ta część procesu przebiega identycznie z przykładem dotyczącym ośrodków czynnych kodomieszkowanych jonami tulu i holmu. Jednak w tym przypadku nie mogą pojawić się dodatkowe, opisywane wcześniej, procesy przekazywania energii między jonami Tm i Ho, które są fizycznie odizolowane od siebie. Dostarczenie energii jonom Ho jest możliwe jedynie w procesie optycznym. Odpowiednia konstrukcja rezonatora lasera tulowego może usprawnić przekazywanie zmagazynowanej energii w procesie emisji wymuszonej, emitując światło laserowe o długości fali $\sim 1,9 \mu\text{m}$. Jest to długość fali odpowiadająca energii przejścia Ho z dolnego poziomu laserowego 5I_8 do metastabilnego, górnego poziomu laserowego 5I_7 . Absorpcja tego promieniowania w ośrodku aktywnym powoduje wzbudzenie jonów Ho do wyższego poziomu energetycznego. Poziom ten może być wykorzystany do wzmacniania lub generowania światła laserowego o długości fali $\sim 2 \mu\text{m}$. Koncentracja jonów Ho może być dobrana optymalnie pod względem gromadzenia energii tak, aby uniknąć efektów up-konwersji Ho:Ho ETU. Efekt taki uzyskać można w kryształach o małej koncentracji jonów. W przypadku gdy efekty Ho:Ho ETU są obecne, w wyniku przejścia wzbudzonego wcześniej jonu Ho z górnego poziomu laserowego 5I_7 do poziomu podstawowego 5I_8 przekazywana jest energia do innego wzbudzonego jonu Ho znajdującego się w jego pobliżu, którego przejście ze stanu wzbudzonego 5I_7 do poziomu 5I_5 powoduje dodatkowe zmniejszenie obsadzenia górnego poziomu laserowego. Jest to proces szczególnie szkodliwy, gdyż jednocześnie dwa jony znajdujące się na górnym poziomie laserowym przechodzą do innego stanu, zmniejszając w ten sposób podwójnie inwersję obsadzeń. Istnieje również mechanizm odwrotny o charakterze zbliżonym do efektu relaksacji skrośnej występującego w jonach tulu. Jon wzbudzony uprzednio w procesie up-konwersji do poziomu 5I_5 może przekazać część energii innemu jonowi znajdującemu się na poziomie podstawowym, wzbudzając go do górnego poziomu laserowego. Efektem końcowym tego procesu są dwa wzbudzone jony do poziomu 5I_7 . Podsumowując, proces up-konwersji zmniejsza inwersję obsadzeń, natomiast w relaksacji skrośnej może skompensować skutki tego procesu. Sprawność tych procesów zależy od struktury

poziomów energetycznych jonów w osnowie. Niestety, w przypadku kryształów domieszkowanych jonami holmu poziom 5I_5 może być bardzo szybko opróżniany również przez przejścia bezpromieniste do niższego poziomu 5I_6 , a w kolejnym etapie 5I_7 . Z tego powodu prawdopodobieństwo wystąpienia procesu relaksacji skrośnej jest małe i są małe szanse na odwrócenie negatywnego procesu wynikającego z procesu ETU. Mechanizm up-konwersji obejmuje dwa położone blisko siebie jony Ho, które znajdują się na poziomie 5I_7 i najczęściej występuje, gdy obsadzenie tego poziomu jest wysokie, a więc w przypadkach, gdy energia zgromadzona w ośrodku czynnym jest duża, jak np. podczas pracy lasera w reżimie przełączania dobroci rezonatora. Up-konwersja ogranicza energię zgromadzoną w laserach holmowych, obniżając energie generowanych impulsów oraz sprawność lasera.

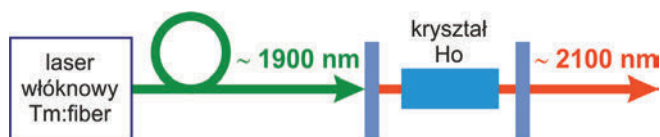
Pod kątem energetycznym najważniejsze okazuje się jednak to, że proces up-konwersji Tm:Ho ETU nie może wystąpić, co czyni ten system bardziej przystosowanym do magazynowania większych ilości energii na górnym poziomie laserowym jonów holmu. Dodatkową zaletą tego schematu pompowania jest to, że większość ciepła jest wytwarzana w ośrodku domieszkowanym jonami tulu, a znacznie mniej w kryształach domieszkowanych holmem. Straty ciepłone w ośrodku holmowym wynikają głównie z defektu kwantowego pomiędzy długością fali pompy wynoszącą $1,9 \mu\text{m}$ a generowanym promieniowaniem na długości fali $2 \mu\text{m}$, który jest jednak bardzo niewielki. Konsekwencją niskiego obciążenia termicznego staje się stabilna, dobrej jakości wiązka lasera o długości fali w obszarze $2 \mu\text{m}$ bez zniekształceń wynikających z efektów termooptycznych. Efekty termiczne występujące w ośrodku domieszkowanym jonami tulu mogą powodować spadek jakości wiązki pompującej ($\lambda \approx 1,9 \mu\text{m}$), jednakże nie ma to znacznego wpływu na jakość wiązki wyjściowej lasera holmowego. W praktyce wymagane jest jedynie, aby znaczna część dostarczanej energii do kryształu domieszkowanego Ho była absorbowana na niewielkiej długości sięgającej maksymalnie kilku cm. Dodatkowo, wykorzystując fakt, że mamy fizycznie oddzielony ośrodek domieszkowany Tm od domieszkowanego Ho, można zaprojektować układ w taki sposób, aby generowane ciepło usuwane było w sposób możliwie najbardziej efektywny.

Ośrodki laserowe domieszkowane jonami holmu w zależności od swojego pasma absorpcji mogą być pompowane różnymi laserami tulowymi. Promieniowanie o długościach fal powyżej $2 \mu\text{m}$ uzyskano między innymi z następujących konstrukcji:

- | | | | |
|-----------|-------------------------------|------------------------|-------------------------------------------------------|
| a) Tm:YLF | $\lambda_p = 1914 \text{ nm}$ | – Ho:LuAG | $\lambda_{\text{gen}} = 2130/2101 \text{ nm}$ [89], |
| b) Tm:YAP | $\lambda_p = 1937 \text{ nm}$ | – Ho:YAP | $\lambda_{\text{gen}} = 2118 \text{ nm}$ [90], |
| c) Tm:YLF | $\lambda_p = 1910 \text{ nm}$ | – Ho:YAP | $\lambda_{\text{gen}} = 2118 \text{ nm}$ [91], |
| d) Tm:YLF | $\lambda_p = 1910 \text{ nm}$ | – Ho:YAG | $\lambda_{\text{gen}} = 2090 \text{ nm}$ [88], |
| e) Tm:YAP | $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ | – Ho:YVO ₄ | $\lambda_{\text{gen}} = 2053 \text{ nm}$ [92–94], |
| f) Tm:YAP | $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ | – Ho LuVO ₄ | $\lambda_{\text{gen}} = 2058.43 \text{ nm}$ [95, 96]. |

3.6.3. LASER HOLMOWY POMPOWANY ŚWIATŁOWODOWYM LASEREM TULOWYM

W pierwszych latach XXI wieku narodziła się koncepcja laserów hybrydowych, której istota polega na zastosowaniu w jednym układzie dwóch laserów, z których pierwszy służy do wygenerowania wiązki pompującej dla drugiego, przy czym z reguły laser pompujący realizowany jest w technice włóknowej, drugi zaś jest laserem objętościowym. Obecnie, gdy technika światłowodowa rozwinęła się w znacznym stopniu, konstrukcja przedstawiona na rys. 18, w której ośrodek czynny domieszkowany jonami Ho pompowany jest za pomocą włóknowego lasera tulowego, jest rozwiązaniem bardzo często stosowanym. Biorąc pod uwagę gotowe komercyjnie lasery światłowodowe, konstrukcja taka wydaje się znacznie prostsza w porównaniu z omawianymi wcześniej systemami. Skuteczne odprowadzanie ciepła w laserach światłowodowych powoduje obniżenie efektów termooptycznych dzięki czemu można lepiej w szerokim zakresie mocy dopasować wiązkę pompy do modu rezonatora objętościowego. Objętościowy laser holmowy ze względu na potencjalnie mały defekt kwantowy i ograniczoną dyfrakcyjnie wiązkę pompującą cechuje bardzo wysoka sprawność i niski próg generacji. Jest to szczególnie istotne, gdy konieczne jest spełnienie dodatkowych wymagań, np. generacji impulsowej, możliwości przestrajania widma lub generacji jednoczesotliwościowej.



Rys. 18. Ideowy schemat lasera hybrydowego opartego na ośrodku czynnym domieszkowanym jonami Ho, pompowany tulowym laserem włóknowym

Fig. 18. Schematic diagram of a hybrid holmium laser pumped by a thulium fiber laser

Zastosowanie konstrukcji lasera włóknowego, zamiast lasera objętościowego jako wydajnej pompy do laserów holmowych wynika w głównej mierze z zalet konstrukcji lasera światłowodowego, do których należy:

- wysoka sprawność generacji i niski próg wzbudzenia,
- możliwość pracy lasera zarówno w trybie CW, jak i QCW z regulacją czasu trwania impulsów,
- dobra jakość wiązki przy wysokiej generowanej mocy ciągłej (parametr M^2 bliski 1),
- skuteczne odprowadzenie ciepła,
- zwarty i niezawodny układ,
- łatwy i wygodny sposób sterowania mocą wyjściową,
- dostępność laserów włóknowych o bardzo dużej mocy ciągłej (ponad 100 W) generujących promieniowanie o długości fali z obszaru $1,9 \mu\text{m}$ silnie absorbowanej przez jony holmu.

Istnieje kilka możliwych połączeń konstrukcyjnych, na bazie których możliwa jest realizacja lasera hybrydowego opartego na ośrodkach domieszkowanych jonami holmu. Lasery włóknowe domieszkowane jonami tulu dzięki specjalnie zaprojektowanym siatkom Bragga, są w stanie generować promieniowanie laserowe o bardzo dużej mocy i ściśle określonej szerokości widmowej oraz długości fali dopasowanej do pasma absorpcji jonów holmu w żądanej osnowie. Dzięki stale opracowywanym nowym ośrodkom laserowym, domieszkowanym jonami holmu, widmo generacji zostaje przesunięte do zakresu powyżej 2 μm . Szeroki wybór ośrodków holmowych umożliwia uzyskanie widma generacji lasera o ściśle wymaganej długości fali. Do komplementarnych par laserów wchodzących w skład konstrukcji hybrydowej należą między innymi:

- a) Tm:fiber $\lambda_p = 1908 \text{ nm}$ – Ho:YAG $\lambda_{\text{gen}} = 2090 \text{ nm}$ [97],
- b) Tm:fiber $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ – Ho:YAP $\lambda_{\text{gen}} = 2118 \text{ nm}$ [98, 99],
- c) Tm:fiber $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ – Ho:YLF $\lambda_{\text{gen}} = 2064/2050 \text{ nm}$ [100],
- d) Tm:fiber $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ – Ho:LLF $\lambda_{\text{gen}} = 2068/2053 \text{ nm}$ [101],
- e) Tm:fiber $\lambda_p = 1907 \text{ nm}$ – Ho:LuYAG $\lambda_{\text{gen}} = 2124/2093 \text{ nm}$ [102],
- f) Tm:fiber $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ – Ho:Lu₂O₃ $\lambda_{\text{gen}} = 2120 \text{ nm}$ [103],
- g) Tm:fiber $\lambda_p = 1938 \text{ nm}$ – Ho: KY₃F₁₀ $\lambda_{\text{gen}} = 2040/2060,5 \text{ nm}$ [104, 105],
- h) Tm:fiber $\lambda_p = 1933 \text{ nm}$ – Ho:YAG $\lambda_{\text{gen}} = 2092/2124 \text{ nm}$ [106],
- i) Tm:fiber $\lambda_p = 1940 \text{ nm}$ – Ho:YVO₄ $\lambda_{\text{gen}} = 2052,4 \text{ nm}$ [107].

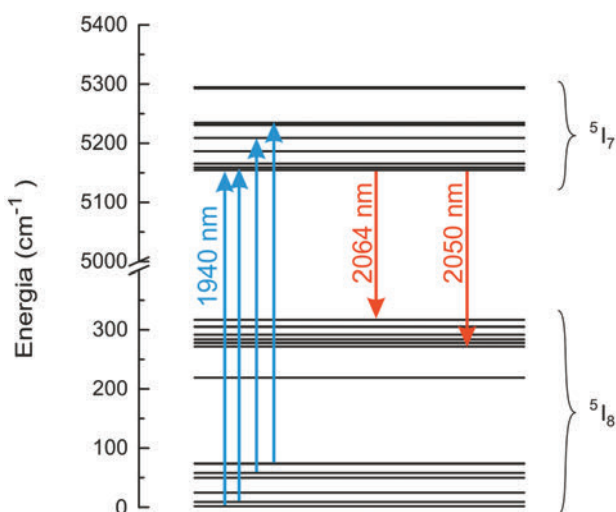
Podstawowe parametry najczęściej stosowanych ośrodków laserowych domieszkowanych jonami holmu przedstawiono w tabeli 3.

Table 3. Podstawowe parametry ośrodków czynnych domieszkowanych jonami holmu [84, 92, 107–116]

Table 3. Basic spectroscopic data of holmium doped laser active media [84, 92, 107–116]

Kryształ	Ho:YAG	YAP	YLF	YVO ₄	LLF
Czas życia górnego poziomu laserowego 5I_7 [ms]	8,4	8,1	14,5	4,3	14,8
Długość fali generacji λ_{gen} [nm]	2090	2118	2051/2063	2053	2053/2066
Emisyjny przekrój czynny $\sigma_e(\lambda_{\text{gen}})$ [10^{-20} cm^2]	1,13	0,82 (E c)	1,55 (π) 0,83 (σ)	1,8 @ 2008 nm (σ) 2,6 @ 2040 nm (π)	1,58 @ 2053 nm (π) 1,200 @ 2066 nm (π)
Długość fali pompy λ_p [nm]	1908	1910	1940 (π), 1945 (σ)	1940	1940
Absorpcyjny przekrój czynny $\sigma_a(\lambda_p)$ [10^{-20} cm^2]	0,03	0,73 dla 1916 nm	1,00 (π) 0,58 (σ)	1,35 (π) 0,9 (σ)	0,54
Współczynnik załamania n	1,82 @ 1064 nm	1,94	$n_e = 1,46$ $n_o = 1,44$	$n_o = 1,94$, $n_e = 2,15$ @ 1550 nm	1,47
Współczynnik termooptyczny dn/dT [$10^{-6}/\text{K}$]	7,3	8,3 (E c)	-6,6 (π) -4,6 (σ)	11,37 (E c) 4,43 (E \perp c)	-6,0 (π) -3,6 (σ)

W celu uzyskania wysokich energii podczas pracy lasera z modulacją dobroci rezonatora atrakcyjnym kryształem jest Ho:YLF. Kryształ ten ma długi czas życia górnego poziomu laserowego, duże absorpcyjne i emisyjne przekroje czynne, znaczną odporność na ogniskowanie termiczne występujące przy dużych mocach pompujących, dość szeroką linię absorpcji na długości fali 1,94 μm oraz widmo emisyjne w obszarze 2,05 μm , co skutkuje bardzo niewielkim defektem kwantowym ($\sim 6\%$). Jednakże ze względu na quasi-trzypoziomowy charakter ośrodka Ho:YLF, w celu uzyskania wysokich sprawności generacji niezbędne jest zastosowanie wydajnego chłodzenia. Schemat najniższych poziomów energetycznych kryształu Ho:YLF przedstawiono na rys. 19.



Rys. 19. Schemat najniższych poziomów energetycznych kryształu Ho:YLF

Fig. 19. Energy level diagram of the lowest levels in Ho:YLF laser crystal

Do osiągnięcia wzmocnienia na długości fali 2064 nm w temperaturze pokojowej należy wzbudzić do górnego poziomu laserowego około 22% jonów holmu (obliczone w temperaturze 300 K obsadzenie termiczne dolnego poziomu laserowego zgodnie z rozkładem Boltzmanna wynosi 21,84%). Przed włączeniem promieniowania pompy jony holmu znajdują się na poziomie podstawowym 5I_8 . W wyniku absorpcji promieniowania pompy ($\lambda_p = 1,94 \mu\text{m}$) zostają one wzbudzone do górnego poziomu laserowego 5I_7 . Energia fotonu pompy jest bliska różnicy energii pomiędzy tymi stanami. Górny poziom laserowy jest metastabilnym stanem z długim czasem życia około 14 ms. Wzbudzony jon może przejść do dolnego poziomu laserowego, oddając jednocześnie energię w postaci fali elektromagnetycznej o długości fali 2050 nm lub 2064 nm. W wyniku przejść fononowych powrót do stanu podstawowego trwa bardzo

krótko i jest rzędu pikosekund. Od tego momentu jon ten może znów zostać wzbudzony przez foton pompy. Dzięki szybkiej termalizacji możemy sprawnie wzbudzać jony do górnego poziomu laserowego (5I_7), uzyskując wzmocnienie nawet dla małych koncentracji jonów holmu.

Badania związane z opracowywaniem hybrydowych konstrukcji laserów holmowych są prowadzone w Instytucie Optoelektroniki WAT od kilku lat z dużymi sukcesami. Udało się między innymi uruchomić laser Ho:YAG generujący promieniowanie o długości fali 2,09 μm o mocy ciągłej, przekraczając 13 W ze sprawnością różniczkową 73%. W przypadku generacji impulsowej z zastosowaniem akustooptycznego modulatora dobroci uzyskano impulsy o energiach do 2,2 mJ (moc szczytowa 250 kW) z częstotliwością repetycji 4 kHz [97]. W innej konstrukcji lasera opracowanego na bazie kryształu Ho:YAG z zastosowaniem filtra Lyota uzyskano przestrajanie długości fali w zakresie 2,070–2,135 μm [117].

Parametry spektroskopowe oraz materiałowe kryształu Ho:YLF sprawiają, że ośrodek ten znakomicie nadaje się do budowy układów laserowych dużej mocy zarówno w układach generatora, jak i wzmacniacza optycznego MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*). W przypadku konstrukcji bazującej na ośrodkach Ho:YLF uzyskano generację promieniowania o długości fali 2050/2064 nm o mocy ciągłej 40 W ze sprawnością przekraczającą 50%. W reżimie pracy impulsowej uzyskano energie impulsów o wartości 13,7 mJ z czasem trwania 21 ns, osiągając ponad 650 kW mocy szczytowej [100]. Badania przeprowadzono także z zastosowaniem promieniowania pompującego liniowo spolaryzowanego. Dla mocy pompy optycznej o wartości ponad 30 W uzyskano moc wyjściową lasera przekraczającą 14 W ze sprawnością różniczkową ponad 53%. W trybie pracy impulsowej z zastosowaniem aktywnej modulacji dobroci rezonatora uzyskano energie impulsów o wartości 5,7 mJ z czasem trwania poniżej 11 ns [118]. Opracowano także nowatorski, kompaktowy układ generatora oraz dwustopniowego wzmacniacza optycznego z wykorzystaniem dwóch kryształów Ho:YLF ustawionych prostopadle do siebie pod względem osi optycznych [119]. Wzmocnieniu poddano zarówno promieniowanie CW, jak również generowane w trybie impulsowym. W układzie generatora dla transmisji zwierciadła wyjściowego o wartości 20% uzyskano maksymalną moc wyjściową 24,5 W ze sprawnością różniczkową 35,4% odniesioną do mocy padającej. Największą wartość sprawności różniczkowej w stosunku do mocy zaabsorbowanej zmierzono dla transmisji zwierciadła wyjściowego 40% i wynosiła ona 81,6%. Dla takiego też zwierciadła wykonano badania w układzie generator – wzmacniacz. Wartość mocy wyjściowej w trybie CW wykorzystując układ wzmacniacza została zwiększona od wartości 20,8 W do wartości 30,5 W. Parametr jakości wzmocnionej wiązki laserowej M^2 wynosił nie więcej niż 1,1. W przypadku generacji impulsowej impulsy zostały wzmocnione od wartości 10,5 mJ do wartości 18,5 mJ bez zmiany czasu trwania generowanych impulsów, które wynosiły około 22 ns, co dawało moc szczytową impulsów na poziomie ponad 840 kW.

3.6.4. LASERY HOLMOWE POMPOWANE DIODAMI PÓLPRZEWODNIKOWYMI

Jony holmu wyróżniają się bogatym widmem możliwych do wykorzystania długości fal promieniowania pompującego i warunkiem uzyskania wysokiej sprawności generacji laserów domieszkowanych jonami holmu jest zapewnienie efektywnego przekazania energii od lasera pompującego, generującego promieniowanie w obszarze silnej absorpcji ośrodków holmowych. Intensywny rozwój techniki półprzewodnikowej zaowocował wytworzeniem diod laserowych generujących promieniowanie o długościach fal powyżej 1,9 μm , czyli pokrywających się z pasmem absorpcji jonów holmu. Jeszcze do niedawna wydawało się, że parametry diod laserowych generujących promieniowanie w tym zakresie nie umożliwią wykorzystania ich jako efektywnej pompy ośrodków holmowych. Sytuacja ta zmienia się jednak bardzo szybko i powstaje wiele układów laserów holmowych pompowanych laserami półprzewodnikowymi o coraz to lepszych parametrach wyjściowych i mocach sięgających nawet kilkudziesięciu watów [120–122]. Badania w tym zakresie są prowadzone cały czas i najnowsze doniesienia dowodzą, że w niedalekiej przyszłości układy tego typu mogą stanowić poważną konkurencję w stosunku do innych konstrukcji bazujących na ośrodkach domieszkowanych jonami holmu.

4. PODSUMOWANIE

Zastosowanie laserów generujących promieniowanie z zakresu średniej podczerwieni jest bardzo szerokie. Rozpatrując różne typy laserów, wydaje się, że rozwiązania konstrukcyjne laserów hybrydowych ze względu na wysoki poziom niezawodności, dużą odporność na szoki mechaniczne i zmiany temperatury oraz modułowość konstrukcji powinny bez większych problemów spełniać także wymagania stawiane urządzeniom wojskowym. Lasery takie mogą być dobrym przykładem technologii podwójnego zastosowania. Szczególnie zainteresowane tymi źródłami promieniowania są ośrodki naukowe zajmujące się badaniami na rzecz obronności i bezpieczeństwa. Impulsowe lasery generujące w obszarze widmowym (1,6–2,15 μm) mogą być także bezpośrednio zastosowane do budowy różnicowych lidarów, dopplerowskich mierników prędkości wiatru, określania pułapu chmur itp. Ponadto lasery takie mogą być także wykorzystane do terapii medycznej oraz jako koherentne źródła pompujące dla pracujących w średniej podczerwieni generatorów parametrycznych (MIR-OPO). Nowe kryształy laserowe domieszkowane jonami erbu, tulu oraz holmu są opracowywane w różnych ośrodkach naukowych na całym świecie i przypuszczać należy, że w niedalekiej przyszłości lasery zbudowane na ich bazie charakteryzować się będą coraz to lepszymi parametrami technicznymi, dzięki czemu mogłyby one z powodzeniem opanować zarówno nowe dziedziny nauki, jak i przemysłu.

LITERATURA

- [1] <http://pl.wikipedia.org/wiki/Podczerwień>
- [2] *Bezpieczeństwo urządzeń laserowych. Część 1: Klasyfikacja sprzętu, wymagania i przewodnik użytkownika*, PN-EN 60825-1: 2005.
- [3] HACKFORTH H.L., *Promieniowanie podczerwone*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1963.
- [4] KANE T.J., ZHOU B., BYER R.L., *Potential for coherent Doppler wind velocity lidar using neodymium lasers*, Appl. Opt., 1984, 23(15), 2477–2481.
- [5] KAVAYA M.J., HENDERSON S.W., MAGEE J.R., HALE C.P., MILTON HUFFAKER R., *Remote wind profiling with a solid-state Nd:YAG coherent lidar system*, Opt. Lett., 1989, 14(15), 776–778.
- [6] FLEAGLE R.G., BUSINGER J.A., *An Introduction to Atmospheric Physics*, Academic Press, New York 1963.
- [7] BERK A., BERNSTEIN L.S., ROBERTSON D.C., *MODTRAN: a moderate resolution model for LOWTRAN7*, GL-phys. Lab., Hanscom AFB, MA 38, 1989.
- [8] ROHDE R.A., *Global Warming Art project*, <http://www.globalwarmingart.com/>
- [9] SCHOLLE K., LAMRINI S., KOOPMANN P., FUHRBERG P., *2 μm Laser Sources and Their Possible Applications*, Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics, Bishnu Pal (Ed.), ISBN: 978-953-7619-82-4, InTech 2010.
- [10] <http://www.dilas.com/>
- [11] <http://www.qpclasers.com>
- [12] <http://www.qphotonics.com>
- [13] <http://www.oclaro.com>
- [14] <http://www.lasercomponents.com>
- [15] DAS S., GANGOPADHYAY S., GHOSH C., BHAR G.C., *Singly-resonant optical parametric oscillator based on KTA crystal*, Pramana- Journal of Physics, 2005, 64(1), 67–74.
- [16] TIHONEN M., PASISKEVICIUS V., LAURELL F., *Spectral and spatial limiting in an idler-resonant PPKTP optical parametric oscillator*, Opt. Commun., 2005, 250(1–3), 207–211,
- [17] HUANG Y.J., TANG C.Y., HUANG Y.P., CHO C.Y., SU K.W., CHEN Y.F., *Efficient high-pulse-energy eye-safe laser generated by an intracavity Nd:YLF/KTP optical parametric oscillator: role of thermally induced polarization switching*, Laser Phys. Lett., 2012, 9(10), 709–715.
- [18] ŽENDZIAN W., JABCZYŃSKI J.K., KWIATKOWSKI J., KOPCZYŃSKI K., *300-kW eye-safe intracavity OPO transmitter*, Proc. SPIE, 2008, 6952, 69520U.
- [19] ŽENDZIAN W., JABCZYŃSKI J.K., WACHULAK P., KWIATKOWSKI J., *High repetition rate, intracavity-pumped KTP OPO at 1572 nm*, Appl. Phys. B, 2005, 80(3), 329–332.
- [20] ŽENDZIAN W., JABCZYŃSKI J.K., KWIATKOWSKI J., *High-peak-power intracavity OPO transmitter at 1572 nm*, Proc. SPIE, 2006, 6216, 62160T.
- [21] LOTEM H., KALISKY Y., KAGAN J., SAGIE D., *A 2 μm Holmium Laser*, IEEE J. Quantum Electron., 1988, 24(6), 1193–1200.
- [22] ALCOCK A., MA P., POOLE P., CHEPUROV S., CZAJKOWSKI A., BERNARD J., MADEJ A., FRASER J., MITCHELL I., SOROKINA I., SOROKIN E., *Ultrashort pulse Cr⁴⁺:YAG laser for high precision infrared frequency interval measurements*, Opt. Express, 2005, 13(22), 8837–8844.
- [23] ZHANG H., LI P., WANG Q., CHEN X., ZHANG X., CHANG J., TAO X., *High-power dual-wavelength eye-safe ceramic Nd:YAG/SrWO₄ Raman laser operating at 1501 and 1526 nm*, Appl. Opt., 2014, 53(31), 189–194.
- [24] SPULER S.M., MAYOR S.D., *Raman shifter optimized for lidar at a 1.5 μm wavelength*, Appl. Opt., 2007, 46, 2990–2995.

- [25] ŻENDZIAN W., JABCZYŃSKI J.K., KWIATKOWSKI J., *Intracavity optical parametric oscillator at 1572-nm wavelength pumped by passively Q-switched diode-pumped Nd:YAG laser*, Appl. Phys. B, 2003, 76, 355–358.
- [26] CHANG Y.T., SU K.W., CHANG H.L., CHEN Y.F., *Compact efficient Q-switched eye-safe laser at 1525 nm with a double-end diffusion-bonded Nd:YVO₄ crystal as a self-Raman medium*, Opt. Express, 2009, 17(6), 4330–4335.
- [27] DU C., XIE X., ZHANG Y., HUANG G., YU Y., WANG D., *YVO₄/Nd:YVO₄/YVO₄ self-Raman laser at 1.764 nm*, Appl. Phys. B, 2013, 116(3), 569–574.
- [28] NIKOLOV S., WETENKAMP L., *Single-frequency diode-pumped erbium lasers at 1.55 and 1.64 μm*, Electron. Lett., 1995, 31, 731–733.
- [29] GAO C., ZHU S., ZHAO W., CAO Z., YANG Y., *Eye-safe, high-energy, single-mode all-fiber laser with widely tunable repetition rate*, Chin. Opt. Lett., 2009, 7, 611–613.
- [30] ŚWIDERSKI J., MACIEJEWSKA M., PICHOLA W., KWIATKOWSKI J., MAMAJEK M., *Eye-safe, pulsed, kW-peak power, high repetition rate, all-fiber MOPA source*, Proc. SPIE, 2012, 8433, 84331E.
- [31] MICHALSKA M., ŚWIDERSKI J., ŻENDZIAN W., *All-fiber laser transmitter, operating in the eye-safe spectral region – first stage*, Proc. SPIE, 2013, 8702, 870202-1.
- [32] ŻENDZIAN W., JABCZYŃSKI J.K., KWIATKOWSKI J., *Intracavity optical parametric oscillator pumped by passively Q-switched Nd:YLF laser*, Opto-Electron. Rev., 2009, 17(1), 45–52.
- [33] ŻENDZIAN W., JABCZYŃSKI J.K., KWIATKOWSKI J., WACHULAK P., *Eye-safe intracavity pumped KTP OPO*, Proc. SPIE, 2005, 5958, 595822.
- [34] ŚWIDERSKI J., MICHALSKA M., KIELECK C., EICHHORN M., MAZE G., *High power supercontinuum generation in fluoride fibers pumped by 2 μm pulses*, IEEE Photon. Technol. Lett. 2014, 26(2), 6658843, 150–153.
- [35] MICHALSKA M., ŚWIDERSKI J., *Highly efficient, kW peak power, 1.55 μm all-fiber MOPA system with a diffraction-limited laser output beam*, Appl. Phys. B, 2014, 117, 841–846.
- [36] SKORCZAKOWSKI M., ŚWIDERSKI J., PICHOLA W., NYGA P., ZAJĄC A., MACIEJEWSKA M., GALECKI L., KASPRZAK J., GROSS S., HEINRICH A., BRAGAGNA T., *Mid-infrared Q-switched Er:YAG laser for medical applications*, Laser Phys. Lett., 2010, 7(7), 498–504.
- [37] LEVOSHKIN A., PETROV A., MONTAGE J.E., *High-efficiency diode-pumped Q-switched Yb:Er:glass laser*, Opt. Commun., 2000, 185, 399–405.
- [38] WU R., MYERS J.D., MYERS M.J., WIŚNEWSKI T., *50 Hz Diode Pumped Er:Glass Eye-Safe Laser*, Advanced Solid State Lasers OSA Trends in Optics and Photonics 1999, paper TuB18.
- [39] GEORGIU E., MUSSET O., BOQUILLON J.-P., DENKER B., SVERCHKOV S.E., *50 mJ/30 ns FTIR Q-switched diode-pumped Er:Yb:glass 1.54 μm laser*, Opt. Commun., 2001, 198(1–3), 147–153.
- [40] WAN P., LIU J., *Compact pulsed high-energy Er:glass laser*, Proc. SPIE, 2012, 8235, Solid State Lasers XXI: Technology and Devices, 82351Y.
- [41] HELLSTRÖM J., *Novel materials for Yb and Er-Yb doped micro chip lasers*, Doctoral Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm 2006.
- [42] GEORGIU E., KIRIAKIDI F., MUSSET O., BOQUILLON J.-P., *1.65-μm Er:Yb:YAG diode-pumped laser delivering 80-mJ pulse energy*, Opt. Eng., 2005, 44(6), 064202.
- [43] GEORGIU E., MUSSET O., BOQUILLON J.-P., *Diode-pumped Er:Yb:YAG 1.65-micron laser with FTIR Q-switching*, CLEO/Europe. 2005, Conference, 2005, p. 67.
- [44] TSANG Y.H., BINKS D.J., *Record performance from a Q-switched Er³⁺:Yb³⁺:YVO₄ laser*, Appl. Phys. B, 2009, 96(1), 11–17.
- [45] WANG M., ZHU L., ZHOU J., CHEN W., FAN D., *Performance of an actively Q-switched Er³⁺:Yb³⁺:YVO₄ laser*, Laser Phys. Lett., 2013, 10(8) 085806.
- [46] EICHHORN M., *Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare-earth ions*, Appl. Phys. B, 2008, 93, 269–316.

- [47] ISKANDAROV M.O., NIKITICHEV A.A., STEPANOV A.I., *Quasi-two-level $Er^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ laser for the 1.6- μm range*, J. Opt. Technol., 2001, 68(12), 885–888.
- [48] KIM J.W., MACKENZIE J.I., CLARKSON W.A., *Influence of energy-transfer-upconversion on threshold pump power in quasi-three-level solid-state lasers*, Opt. Expr., 2009, 17, 1940–11943.
- [49] KIM J.W., SHEN D.Y., SAHU J.K., CLARKSON W.A., *Fiber-Laser-Pumped Er:YAG Lasers*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2009, 15(2), 361–371.
- [50] ŽENDZIAN W., GALECKI L., JABCZYŃSKI J.K., KWIATKOWSKI J., GORAJEK Ł., JELINKOVA H., SULC J., NEMEC M., *Resonantly Pumped, High Peak Power Er:YAG Laser*, Laser Phys., 2010, 20(2), 70–473.
- [51] TEREKHOV Y.V., MARTYSHKIN D.V., FEDOROV V.V., MOSKALEV I.S., MIROV S.B., *A fiber pumped Er:YAG laser passively Q-switched by Co:ZnS and Cr:ZnSe crystals*, Laser Phys., 2014, 24, 025003.
- [52] GARBUZOV D., KUDRYASHOV I., DUBINSKII M., *110 W (0.9 J) pulsed power from resonantly diode-laser-pumped 1.6- μm Er:YAG laser*, Appl. Phys. Lett., 2005, 87, 121101.
- [53] GARBUZOV D., KUDRYASHOV I., DUBINSKII M., *Resonantly diode laser pumped 1.6- μm -erbium-doped yttrium aluminum garnet solid-state laser*, Appl. Phys. Lett., 2005, 86, 131115.
- [54] SETZLER S.D., FRANCIS M.P., YOUNG Y.E., KONVES J.R., CHICKLIS E.P., *Resonantly Pumped Eyesafe Erbium Lasers*, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 2005, 11, 645–657.
- [55] EICHHORN M., *High-power resonantly diode-pumped CW Er^{3+} :YAG laser*, Appl. Phys. B, 2008, 93, 773–778.
- [56] CHANG N.W.H., SIMAKOV N., HOSKEN D.J., MUNCH J., OTTAWAY D.J., VEITCH P.J., *Resonantly diode-pumped continuous-wave and Q-switched Er:YAG laser at 1645 nm*, Opt. Express, 2010, 18(13), 3673–13678.
- [57] ZHU L., WANG M., ZHOU J., CHEN W., *Efficient 1645 nm continuous-wave and Q-switched Er:YAG laser pumped by 1532 nm narrow-band laser diode*, Opt. Express, 2011, 19(27), 6810–6815.
- [58] KUDRYASHOV I., KATSNELSON A., *Q-switched resonantly diode-pumped Er:YAG laser*, Solid State Lasers XIX: Technology and Devices, Proc. of SPIE, 2010, 7578, 75781D-1.
- [59] KUDRYASHOV I., KATSNELSON A., *1645 nm Q-switched Er:YAG laser with in-band diode pumping*, Laser Technology for Defense and Security VI, Laser Technology for Defense and Security VI, Proc. SPIE, 2010, 7686, 76860B.
- [60] EICHHORN M., *Thermal lens effects in an Er^{3+} :YAG laser with crystalline fiber geometry*, Appl. Phys. B, 2008, 94, 451–457.
- [61] GALECKI L., EICHHORN M., ŽENDZIAN W., *Pulsed 1.645 μm Er^{3+} :YAG laser with increased average output power and diffraction limited beam quality*, Laser Phys. Lett., 2013, 10, 105813.
- [62] LARAT C., SCHWARZ M., LALLIER E., DURAND E., *120 mJ Q-switched Er:YAG laser at 1645 nm*, Opt. Express, 2014, 22(5), 4861–4866.
- [63] IPG Photonics, <http://www.ipgphotonics.com/>
- [64] WU J., YAO Z., ZONG I., JIANG S., *Highly Efficient High Power Thulium Doped Germanate Glass Fiber Laser*, Opt. Lett., 2007, 32, 638–640.
- [65] LANCASTER D.G., SABELLA A., HEMMING A. et al. *Power-scalable thulium and holmium fibre lasers pumped by 793 nm diode lasers*, Advanced Solid-State Photonics 2007, OSA, Washington 2007, Technical Digest, paper WE5.
- [66] ŽENDZIAN W., JANKIEWICZ Z., JABCZYŃSKI J.K., SKÓRCZAKOWSKI M., ZAJĄC A., *The Optimization of Output Characteristics of Flash Lamp Pumped Cr:Tm:Ho:YAG Laser*, Proceedings of the 12th International Congress LASER, 1995, 316–323.
- [67] ELDER I.F., PAYNE M.J.P., *Lasing in diode-pumped Tm:YAP, Tm,Ho:YAP and Tm,Ho:YLF*, Opt. Commun., 1998, 145, 329–339.
- [68] HUBER G., DUCZYŃSKI E.W., PETERMANN K., *Laser Pumping of Ho-, Tm-, Er-Doped Garnet Lasers at Room Temperature*, IEEE J. Quantum Electron., 1988, 24(6), 920–923.

- [69] HONEA E.C., BEACH R.J., SUTTON S.B., SPETH J.A., MITCHELL S.C., SKIDMORE J.A., EMANUEL M.A., PAYNE S.A. *115-W Tm:YAG Diode-Pumped Solid-State Laser*, IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(9), 1592–1600.
- [70] RUSTAD G., STENERSEN K., *Modeling of laser-pumped Tm and Ho lasers accounting for upconversion and ground-state depletion*, IEEE J. Quantum Electron., 1996, 32(9), 1645–1656.
- [71] PAYNE S.A., CHASE L.L., SMITH L.K., KWAY W.L., KRUPKE W.F., *Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺*, IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28(11), 2619–2630.
- [72] BURY Y.O.A., SUGAK D.Y., UBIZSKII S.B., IZHININ I.I., VAKIV M.M., SOLSKII I.M., *The comparative analysis and optimization of the free-running Tm³⁺:YAP and Tm³⁺:YAG microlasers*, Appl. Phys. B, 2007, 88(3), 433–442.
- [73] BERNHARDI E.H., FORBES A., BOLLIG C., ESSER M.J.D., *Estimation of thermal fracture limits in quasi-continuous-wave end-pumped lasers through a time-dependent analytical model*, Opt. Express, 2008, 16(15), 11115–11123.
- [74] SCHELLHORN M., HIRTH A., *Modeling of intracavity-pumped quasi-three-level lasers*, IEEE J. Quantum Electron., 2002, 38(11), 1455–1464.
- [75] MACKENZIE J.I., SO S., SHEPHERD D.P., CLARKSON W.A., *Comparison of Lasing Performance for Diode-Pumped Tm:YLF of Various Doping Concentrations*, Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (OSA 2005), paper MF48.
- [76] LAI K.S., PHUA P.B., WU R.F., LIM Y.L., LAU E., TOH S.W., TOH B.T., CHNG A., *120-W continuous-wave diode-pumped Tm:YAG laser*, Opt. Lett., 2000, 25, 1591–1593.
- [77] SO S., MACKENZIE J.I., SHEPHERD D.P., CLARKSON W.A., BETTERTON J.G., GORTON E.K., *A power scaling strategy for longitudinally diode pumped Tm YLF lasers*, Appl. Phys. B, 2006, 84, 389–393.
- [78] SCHELLHORN M., NGCOBO S., BOLLIG C., *High-power diode-pumped Tm:YLF slab laser*, Appl. Phys. B, 2009, 94, 195–198.
- [79] SHEN Y.J., YAO B.Q., QIAN C.P., DUAN X.M., DAI T.Y., WANG Y.Z., *108-W diode-end-pumped slab Tm:YLF laser with high beam quality*, Appl. Phys. B, 2015, 118(4), 555–559.
- [80] DUAN X.M., CAI Y.X., DING Y., DA T.Y.I., ZHAO K., *High power slab Tm: YLF laser wavelength-selected by volume Bragg grating and etalon*, Opt. Quant. Electron., 2014, 46(12), 589–1594.
- [81] JABCZYŃSKI J.K., GORAJEK Ł., ŻENDZIAN W., KWIATKOWSKI J., JELINKOVA H., SULC J., NEMEC M., *High repetition rate, high peak power, diode pumped Tm:YLF laser*, Laser Phys. Lett., 2009, 6(2), 109–112.
- [82] GORAJEK Ł., JABCZYŃSKI J.K., ŻENDZIAN W., KWIATKOWSKI J., JELINKOVA H., SULC J., NEMEC M., *High repetition rate, tunable, Q-switched diode pumped Tm:YLF laser*, Opto-Electron. Rev., 2009, 17(4), 309–317.
- [83] PINTO J.F., ESTEROWITZ L., ROSENBLATT G.H., *Tm³⁺:YLF laser continuously tunable between 2.20 and 2.46 μm*, Opt. Lett., 1994, 19, 883–885.
- [84] FAN T.Y., HUBER G., BYER R.L., MITZSCHERLICH P., *Spectroscopy and diode laser-pumped operation of Tm, Ho:YAG*, IEEE J. Quantum Electron., 1988, 24(6), 924–933.
- [85] CHEN S., YU J., PETROS M., BAI Y., TRIEU B., KAVAYA M., SINGH U., *One- Joule Double-Pulsed Ho:Tm:LuLF Master-Oscillator-Power-Amplifier (MOPA)*, Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (OSA 2005), paper MD6.
- [86] BOLLIG C., HAYWARD R.A., CLARKSON W.A., HANNA D.C., *2-W Ho:YAG intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YAG laser*, Opt. Lett., 1998, 23, 757–1759.
- [87] SCHELLHORN M., HIRTH A., KIELECK C., *Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YLF laser*, Opt. Lett., 2003, 28, 1933–1935.
- [88] BUDNI P.A., IBACH C.R., SETZLER S.D., GUSTAFSON E.J., CASTRO R.T., CHICKLIS E.P., *50-mJ, Q-switched, 2.09-μm holmium laser resonantly pumped by a diode-pumped 1.9-μm thulium laser*, Opt. Lett., 2003, 28, 1016–1018.

- [89] TANG Y.L., XU L., WANG M.J., YANG Y., XU X.D., XU J.Q., *High-power gain-switched Ho:LuAG rod laser*, Laser Phys. Lett., 2011, 8(2), 120–124.
- [90] YANG X.T., MA X.Z., LI W.H., *Continuous-wave operation of a room-temperature Ho:YAP laser pumped by a Tm:YAP laser*, Optik, 2014, 125(15), 3943–3945.
- [91] DUAN X.M., YAO B.Q., LI G., WANG T.H., YANG X.T., WANG Y.Z., ZHAO G.J., DONG Q., *High efficient continuous wave operation of a Ho:YAP laser at room temperature*, Laser Phys. Lett., 2009, 6(4), 279–281.
- [92] WANG J., YAO B.Q., CUI Z., ZHANG Y.J., JU Y.L., DU Y.Q., *High efficiency actively Q-switched Ho: YVO₄ laser pumped at room temperature*, Laser Phys. Lett., 2014, 11(8) 085003.
- [93] LI G., YAO B.Q., MENG P.B., JU Y.L., WANG Y.Z., *High-efficiency resonantly pumped room temperature Ho:YVO₄ laser*, Opt. Lett., 2011, 36(15), 2934–2936.
- [94] HAN L., YAO B., DUAN X., LI S., DAI T., JU Y., WANG Y., *Experimental study of continuous-wave and Q-switched laser performances of Ho:YVO₄ crystal*, Chin. Opt. Lett., 2014, 12(8), 081401.
- [95] CUI Z., YAO B.Q., DUAN X.M., XU S., DU Y.Q., YUAN J.H., DAI T.Y., JU Y.L., *Output characteristics of actively Q-switched Ho:LuVO₄ laser at room temperature*, Opt. Express, 2015, 23(10), 13482–13487.
- [96] YAO B.Q., CUI Z., DUAN X.M., DU Y.Q., HAN L., SHEN Y.J., *Resonantly pumped room temperature Ho:LuVO₄ laser*, Opt. Lett., 2014, 39(21), 6328–6330.
- [97] KWIATKOWSKI J., JABCZYŃSKI J.K., ŻENDZIAN W., GORAJEK L., KASKOW M., *High repetition rate, Q-switched Ho:YAG laser resonantly pumped by a 20 W linearly polarized Tm: fiber laser*, Appl. Phys. B, 2014, 114, 395–399.
- [98] YANG X.T., MA X.Z., LI W.H., *Evaluation of the Performance of an Ho:YAP Laser Resonantly Pumped by a Thulium Fiber Laser*, J. Russ. Laser Res., 2014, 35(3), 219–223.
- [99] LIU Y., MA X.Z., LI W.H., *Q-switched Ho:YAP laser with a volume bragg grating pumped by a Tm-doped silicon fiber laser*, Laser Phys., 2012, 22(1), 64–67.
- [100] KWIATKOWSKI J., *Highly efficient high power CW and Q-switched Ho:YLF laser*, Opto-Electron. Rev., 2015, 23(2), 165–171.
- [101] SCHELLHORN M., *A comparison of resonantly pumped Ho:YLF and Ho:LLF lasers in CW and Q-switched operation under identical pump conditions*, Appl Phys B, 2011, 103(4), 777–788.
- [102] CHEN H., SHEN D.Y., XU X.D., ZHAO T., YANG X.F., ZHOU D.H., XU J., *High-power 2.1 μm Ho:Lu_{1.5}Y_{1.5}Al₃O₁₂ laser in-band pumped by a Tm fiber laser*, Laser Phys. Lett., 2012, 9(1), 26–29.
- [103] KOOPMANN P., LAMRINI S., SCHOLLE K., SCHAFFER M., FUHRBERG P., HUBER G., *Multi-watt laser operation and laser parameters of Ho-doped Lu₂O₃ at 2.12 μm*, Opt. Mater. Express, 2011, 1, 1447–1456.
- [104] SCHELLHORN M., PARISI D., EICHHORN M., TONELLI M., *Continuous-wave and Q-switched operation of a resonantly pumped Ho³⁺:KY₃F₁₀ laser*, Opt. Lett., 2014, 39(5), 1193–1196.
- [105] SCHELLHORN M., PARISI D., VERONESI S., BOLOGNESI G., EICHHORN M., TONELLI M., *In-band pumped Ho³⁺:KY₃F₁₀ 2 μm laser*, Opt. Lett., 2013, 38(4), 504–506.
- [106] ZHAO T., WANGAND F., SHEN D.Y., *High-power Ho:YAG laser wing-pumped by a Tm: fiber laser at 1933 nm*, Appl. Opt., 2015, 54(7), 1594–1597.
- [107] DING Y., YAO B.Q., JU Y.L., LI Y.Y., DUAN X.M., HE W.J., *High power Q-switched Ho: YVO₄ laser resonantly pumped by a Tm-fiber-laser*, Laser Phys., 2015, 25(1), 015002.
- [108] WALSH B.M., BARNES N.P., BARTOLO B.DI, *Branching ratios, cross sections, and radiative lifetimes of rare earth ions in solids: application to Tm³⁺ and Ho³⁺ ions in LiYF₄*, J. Appl. Phys., 1998, 83(5), 2772–2787.
- [109] YAO B.Q., DUAN X.M., ZHENG L.L., JU Y.L., WANG Y.Z., ZHAO G.J., DONG Q., *Continuous-wave and Q-switched operation of a resonantly pumped Ho:YAlO₃ laser*, Opt. Express, 2008, 16(19), 4668–4674.

- [110] WALSH B.M., BARNES N., PETROS M., YU J., SINGH U.N., *Spectroscopy and modeling of solid state lanthanide lasers: application to trivalent Tm^{3+} and Ho^{3+} in $YLiF_4$ and $LuLiF_4$* , J. Appl. Phys., 2004, 95(7), 3255–3271.
- [111] SCHELLHORN M., EICHHORN M., *High-energy Ho:LLF MOPA laser system using a top-hat pump profile for the amplifier stage*, Appl. Phys. B, 2012, 109, 351–357.
- [112] LISIECKI R., RYBA-ROMANOWSKI W., ŁUKASIEWICZ T., MOND M., PETERMANN K., *Assessment of Laser Potential of $YVO_4:Yb, Ho$ and $YVO_4:Yb, Tm$* , Laser Phys., 2005, 15(2), 306–312.
- [113] DING Y., YAO B.Q., JU Y.L., LI Y.Y., DUAN X.M., HE W.J., *High power Q-switched Ho:YVO₄ laser resonantly pumped by a Tm-fiber-laser*, Laser Phys., 2015, 25(1), 015002.
- [114] RYBA-ROMANOWSKI W., SOLARZ P., DOMINIAK-DZIK G., LISIECKI R., ŁUKASIEWICZ T., *Relaxation of Excited States and Up-Conversion Phenomena in Rare Earth-Doped YVO_4 Crystals Grown by the Czochralski Method*, Laser Phys., 2004, 14(2), 250–257.
- [115] FLEISCHMAN Z.D., MERKLE L.D., NEWBURGH G.A., DUBINSKII M., *Spectroscopic analysis of efficient laser material $Ho^{3+}:YVO_4$* , Opt. Mater. Express, 2013, 3(8), 1176–1186.
- [116] GOŁĄB S., SOLARZ P., DOMINIAK-DZIK G., ŁUKASIEWICZ T., ŚWIRKOWICZ M., RYBA-ROMANOWSKI W., *Spectroscopy of $YVO_4:Ho^{3+}$ crystals*, Appl. Phys. B, 2002, 74(3), 237–241.
- [117] KWIATKOWSKI J., GORAJEK L., JABCZYNSKI J.K., ZENDZIAN W., JELINKOVA H., SULC J., NEMEC M., KORANDA P., *Resonantly pumped tunable Ho:YAG laser*, Laser Phys. Lett., 2009, 6(7), 531–534.
- [118] KWIATKOWSKI J., ZENDZIAN W., JABCZYNSKI J.K., SWIDERSKI J., *Continuous-wave and high repetition rate Q-switched operation of Ho:YLF laser in-band pumped by a linearly polarized Tm:fiber laser*, Opt. Laser Technol. 2014, 63, 66–69.
- [119] KWIATKOWSKI J., JABCZYNSKI J.K., ZENDZIAN W., *An efficient continuous-wave and Q-switched single-pass two-stage Ho:YLF MOPA system*, Opt. Laser Technol. 2015, 67, 93–97.
- [120] LAMRINI S., KOOPMANN P., SCHÄFER M., SCHOLLE K., FUHRBERG P., *Efficient high-power Ho:YAG laser directly in-band pumped by a GaSb-based laser diode stack at 1.9 μm* , Appl Phys B, 2012, 106, 315–319.
- [121] NEWBURGH G.A., WORD-DANIELS A., MICHAEL A., MERKLE L.D., IKESUE A., DUBINSKII M., *Resonantly diode-pumped $Ho^{3+}:Y_2O_3$ ceramic 2.1 μm laser*, Opt. Express, 2011, 19, 3604–3611.
- [122] LAMRINI S., KOOPMANN P., SCHOLLE K., FUHRBERG P., *Q-switched Ho:Lu₂O₃ laser at 2.12 μm* , Opt. Lett., 2013, 38(11), 1948–1950.

LASERS GENERATING IN THE MID-INFRARED RANGE FOR USE IN MEDICINE, THE MILITARY AND METROLOGY

Lasers generating radiation in the mid-infrared wavelength range are laser sources from one of the most fascinating research areas in laser technology over the XX and XXI centuries. Due to the influence of laser radiation at wavelengths of above 1.5 microns on the eye and human tissues, the propagation properties in the air and applications possibility, mid-infrared lasers are very important both in civilian life and military technology. A huge range of applications include e.g. materials processing, chemical, medical, security technologies, environment protection as devices for atmosphere parameters monitoring (detection of chemical and biological contamination, determining of atmosphere composition, measurement of moisture, carbon dioxide and hydrocarbon content) and so on. The paper presents issues related to the laser sources operating in the mid-infrared range. The most popular laser crystal hosts and trivalent rare earth ions used in 2 microns laser generation are presented and characterized. Positive and negative phenomena and effects occurring in mid-infrared lasers are highlighted.

*mikroskopia rentgenowska,
„okno wodne”, promieniowanie SXR,
źródła laserowo-plazmowe, tarcza gazowa*

Przemysław Wojciech WACHULAK*

MIKROSKOPIA W ZAKRESIE MIĘKKIEGO PROMIENIOWANIA RENTGENOWSKIEGO SXR – KONSTRUKCJA, OPTYMALIZACJA I PRZYKŁADOWE APLIKACJE

Nanotechnologia zajmuje się badaniami nad właściwościami materii w skali nanometrowej, gdzie $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$. W tej skali materia wykazuje często odmienne właściwości niż w skali makroskopowej. Badanie zjawisk w skali nanometrowej jest jednak możliwe dzięki wykorzystaniu odpowiednich technik i narzędzi, które są w stanie manipulować i obserwować rezultaty owych manipulacji w tak małej skali.

Jednym ze sposobów na obserwację w skali nanometrowej jest przesunięcie limitu dyfrakcyjnego przyrządów optycznych przez wykorzystanie promieniowania elektromagnetycznego o mniejszej długości fali. Promieniowanie z zakresu miękkiego promieniowania rentgenowskiego (ang. *Soft X-ray* – SXR), o długości fali w zakresie 0,1–10 nm, umożliwia obserwację szczegółów 10–100 razy mniejszych, niż z wykorzystaniem promieniowania z zakresu widzialnego. Dodatkowo, promieniowanie z tego zakresu ma często odmienne właściwości niż dobrze nam znane promieniowanie widzialne, co umożliwia budowę mikroskopów ułatwiających uzyskanie dodatkowej informacji o samych obiektach, której nie można otrzymać wprost z użyciem standardowych metod mikroskopii w zakresie widzialnym.

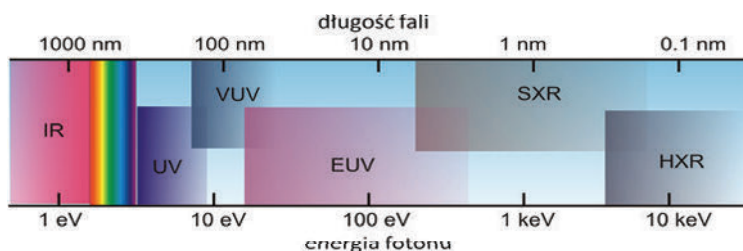
W rozdziale przedstawiona zostanie konstrukcja mikroskopu na zakres SXR, zbudowanego na bazie źródła laserowo-plazmowego, o rozdzielczości przestrzennej sięgającej 60 nm. Zaprezentowane zostaną szczegóły jego konstrukcji, a także przykładowe aplikacje w inżynierii materiałowej, biologii i nanotechnologii. Przedstawione będą także pomiary parametrów źródła, rozdzielczości obrazów oraz jakości obrazów mikroskopowych na bazie dobrze znanej metody pomiaru stosunku sygnału do szumu.

Mikroskopia w zakresie SXR, pomimo iż jest technologicznie wymagająca, ciągle bazuje na fotonach, jako nośnikach informacji, jest przez to ciągle najbliższa człowiekowi, ma pewne zalety w porównaniu z dobrze znaną mikroskopią SEM, TEM czy też AFM oraz ma szansę w przyszłości stać się jednym z bardzo przydatnych narzędzi potrzebnych w rozwoju nauki i techniki.

* Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna ul. Gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa.

1. WSTĘP I WPROWADZENIE

Promieniowanie elektromagnetyczne z zakresu ok. 10–120 nm to tzw. skrajny nadfiolet (ang. *Extreme Ultraviolet* – EUV). Promieniowanie o jeszcze krótszej długości fali, od około 0,1–10 nm (zakresy te nie są dokładnie sprecyzowane) nazywa się miękkim promieniowaniem rentgenowskim (ang. *Soft X-Rays* – SXR), co przedstawiono schematycznie na rys. 1. Energia kwantów takiego promieniowania powoduje jonizację dowolnego atomu z poziomu walencyjnego. Skutkuje to silną absorpcją w dowolnym materiale oraz brakiem możliwości propagacji w atmosferze, co oznacza, że z promieniowaniem EUV i SXR nie spotykamy się w warunkach ziemskich. Występuje ono natomiast powszechnie w przestrzeni kosmicznej. Promieniowanie takie może być wytwarzane w laboratoriach badawczych, jednak jego diagnostyka i wykorzystanie możliwe jest jedynie w odpowiednich komorach próżniowych.



Rys. 1. Zakres widmowy promieniowania elektromagnetycznego
Fig. 1. Electromagnetic radiation spectral range

Źródła promieniowania EUV i SXR bazują na wysokoenergetycznych wiązkach elektronowych lub plazmie wysokotemperaturowej. W przypadku wiązek elektronowych, które są przyspieszane w synchrotronach lub laserach na swobodnych elektronach (FEL) do energii rzędu GeV, wykorzystywany jest efekt emisji promieniowania w wyniku zakrzywienia toru cząstki naładowanej w polu magnetycznym. W plazmie mamy do czynienia z chaotycznym ruchem elektronów o energiach rzędu kilkudziesięciu do kilkuset eV, które, oddziałując z jonami wieloładunkowymi, wywołują wiele procesów atomowych, prowadzących do emisji promieniowania liniowego, rekombinacyjnego oraz tzw. bremsstrahlung. Najsilniejsze jest promieniowanie liniowe związane z przejściami radiacyjnymi w jonach wieloładunkowych, które są obecne w plazmie wysokotemperaturowej powstającej w wyniku silnopiędowych wyładowań elektrycznych prowadzących do kompresji plazmy o niskiej temperaturze i gęstości (z-pinch, plasma focus, capillary discharge) lub w wyniku oddziaływania impulsów promieniowania laserowego o dużej gęstości mocy (10^{11} – 10^{12} W/cm²). Innym sposobem generacji promieniowania EUV i SXR jest wykorzystanie ultrakrótkich impulsów laserowych. W tym przypadku, w wyniku oddziaływania z materią, powstają wysokie

harmoniczne częstotliwości podstawowej, emitowane współosiowo z promieniowaniem laserowym.

Promieniowanie EUV i SXR ze względu na swoje unikatowe właściwości może być wykorzystywane do pomiarów fizycznych, nanoobrazowania, a także w mikro- i nanotechnologii. Pomiarów fizycznych prowadzi się głównie z wykorzystaniem synchrotronów, m.in. do pomiarów gęstości stanów w strukturach wielowarstwowych metodą fluorescencji rentgenowskiej (XRF), rezonansowego rozpraszania nieelastycznego (RIXS), pomiarów struktury wiązań chemicznych metodą NEXAFS (ang. *Near Edge X-Ray Absorption Fine Structure*). Promieniowanie synchrotronowe w zakresie EUV i SXR wykorzystywane jest również do pomiarów przekrojów czynnych substancji na fotjonizację czy wzbudzenia fotonowego. W ostatnich latach podobne badania prowadzone są również z wykorzystaniem laserów na swobodnych elektronach, umożliwiającymi pomiary dynamiczne szybkozmiennych zjawisk w czasie. Lasery tego typu umożliwiają również nanoobrazowanie dyfrakcyjne oraz holograficzne obiektów biologicznych czy struktur magnetycznych, a także mikroskopię typu *full field* z wykorzystaniem odbiciowej i dyfrakcyjnej optyki EUV i SXR.

Ze względu na ograniczony dostęp do synchrotronów, a zwłaszcza laserów na swobodnych elektronach, podejmowane są również próby zastosowania do tego typu badań kompaktowych plazmowych źródeł promieniowania EUV i SXR. Źródła plazmowe ponadto łączą pewne cechy promieniowania synchrotronowego i FEL, tzn. można uzyskać ciągłe promieniowanie w szerokim zakresie widmowym, emitowane w pojedynczych impulsach o dużej intensywności. Jest to wykorzystywane np. w badaniach dotyczących plazmy fotjonizacyjnej, WDM (ang. *Warm Dense Matter*) czy astrofizyki laboratoryjnej. Kolejną ich zaletą jest fakt, iż umożliwiają zastosowanie ich w technologii, gdzie wykorzystanie w tym przypadku synchrotronów czy FEL jest niemożliwe.

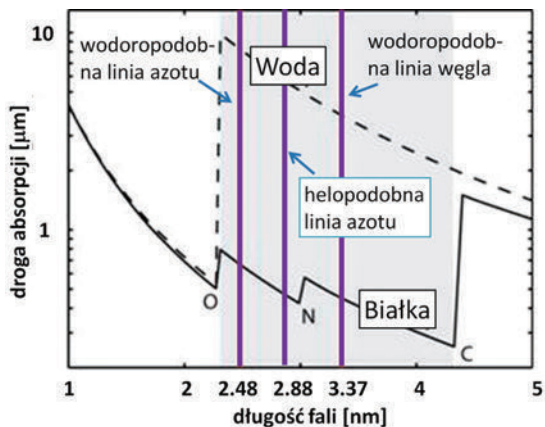
W Instytucie Optoelektroniki, Wojskowej Akademii Technicznej, opracowano laserowo-plazmowe źródło promieniowania EUV na bazie impulsowego lasera Nd:YAG i impulsowej tarczy gazowej, którego różne implementacje zastosowano m.in. w mikroskopii EUV i SXR, radiografii, tomografii, do badań radiobiologicznych, pomiarów fluorescencji EUV, mikroobróbki i modyfikacji warstwy wierzchniej polimerów oraz wytwarzania i badania plazmy fotjonizacyjnej.

Zgodnie z kryterium Reyleigha obrazowanie w zakresie krótkich długości fal, do jakich należy zaliczyć miękkie promieniowanie rentgenowskie, umożliwia uzyskanie lepszej rozdzielczości przestrzennej ($\delta_{\text{Ray}} \sim \lambda/\text{NA}$), na którą długość fali (λ) wpływa wprost proporcjonalnie, natomiast apertura numeryczna (NA) wpływa odwrotnie proporcjonalnie:

$$\delta_{\text{Ray}} = \frac{k\lambda}{\text{NA}} \quad (1)$$

gdzie k jest stałą wynikającą z typu/kształtu apertury oraz spójności promieniowania, $k \in \langle 0,3-1 \rangle$.

Wykorzystanie promieniowania rentgenowskiego SXR w zakresie długości fal od 2,2 do 4,4 nm do zobrazowania z nanometrową rozdzielczością jest szczególnie korzystne ze względu na silną różnicę w absorpcji między wodorem, tlenem i węglem w tym zakresie widma elektromagnetycznego [1]. Węgiel silnie absorbuje promieniowanie z tego zakresu, natomiast woda dobrze transmituje to promieniowanie, stąd też zakres tych długości fal nazywany jest „oknem wodnym” (ang. *water window*) [2]. Tak duża różnica w absorpcji pozwala na uzyskanie dużego kontrastu optycznego w zakresie „okna wodnego” między składnikami komórek, które są zbudowane z tych właśnie pierwiastków. Na rysunku 2 przedstawiono zależność drogi absorpcji w funkcji długości fali, w zakresie „okna wodnego” (szary zakres), pomiędzy krawędziami absorpcji tlenu i węgla.



Rys. 2. Zależność drogi absorpcji w funkcji długości fali w zakresie promieniowania SXR.

Szare pole przedstawia zakres widmowy „okna wodnego”;

wyszczególniono trzy silne linie emisji w tym zakresie pochodzące od przejść wodoro- i helopodobnych w azocie i węgla, które często są wykorzystywane jako źródła promieniowania w mikroskopii SXR. Źródło ¹

Fig. 2. Absorption length as a function of the wavelength in the soft X-ray spectral range.

Gray area depicts “water window” spectral range. Three most common spectral lines are shown: hydrogen-like and helium-like transitions in nitrogen and hydrogen-like transition in carbon.

Those lines are most commonly used for SXR microscopy

W zakresie SXR w pobliżu krawędzi absorpcji tlenu, na długości fali $\sim 2,3$ nm, droga absorpcji wody jest na poziomie $9 \mu\text{m}$, co sprawia, iż możliwa jest w tym zakresie obserwacja materiałów biologicznych o grubości próbek rzędu dziesiątek mikrometrów, bez konieczności wykonywania przekrojów obserwowanych próbek. Droga absorpcji materiałów biologicznych opartych na węglu sięga natomiast nieco powyżej 600 nm , co daje kontrast optyczny rzędu $15\times$. W pobliżu krawędzi węgla kontrast ten

¹ <http://www-old.biox.kth.se/research/xraymicroscopy/xrm.htm>

niestety spada do około $10\times$, aczkolwiek jest to ciągle wartość wysoka pod kątem uzyskania obrazów mikroskopowych o wysokiej jakości.

Celem przedstawionego rozdziału jest przybliżenie Czytelnikowi konstrukcji pierwszego na świecie mikroskopu SXR z nanometrową rozdzielczością przestrzenną na zakres „okna wodnego”, opartego na laserowo-plazmowym źródle promieniowania SXR z podwójną tarczą gazową, który umożliwia obserwację próbek z rozdzielczością przestrzenną dochodzącą do kilkudziesięciu nanometrów, superlatywną w porównaniu z mikroskopami na zakres widzialny promieniowania elektromagnetycznego. Po krótkim wstępie i wprowadzeniu, w którym przybliżone zostały definicje promieniowania z zakresu EUV i SXR oraz szczególnie zakres promieniowania z tzw. okna wodnego, przedstawione zostaną w wielkim skrócie niektóre przykłady eksperymentów związanych z obrazowaniem w zakresie SXR. W podrozdziale trzecim wyjaśniona zostanie zasada działania głównego komponentu – źródła promieniowania SXR, jakim jest podwójna tarcza gazowa. W podrozdziale czwartym Czytelnik będzie mógł zapoznać się z zasadą działania źródła opartego na takiej tarczy oraz z typowymi pomiarami, jakie powinny być wykonane w opracowywaniu takiego źródła, czyli pomiarem energii impulsów, pomiarem rozmiaru plazmy laserowej oraz widma emisji promieniowania z tarczy gazowej. W podrozdziale piątym przedstawiona zostanie konstrukcja mikroskopu na zakres „okna wodnego” z wyszczególnieniem najważniejszych jego komponentów, takich jak kondensator i obiektyw, a także pomiary dotyczące rozkładu przestrzennego wiązki za kondensorem, ważnego w ujęciu optymalizacji mikroskopu na zakres SXR. W kolejnym podrozdziale przedstawione zostaną rezultaty obrazowania obiektów testowych oraz pomiar rozdzielczości przestrzennej mikroskopu. W podrozdziale siódmym opisane zostaną typowe aplikacje opracowanego mikroskopu, takie jak obserwacje nanostruktur czy też obiektów biologicznych. W podrozdziale ósmym przedstawiono optymalizację mikroskopu przez pomiar stosunku sygnału do szumu w obrazach mikroskopowych, która jest wprost proporcjonalna do jakości obrazów mikroskopowych. Rozdział zamknie podsumowanie i zakończenie oraz podziękowania.

2. POPRZEDNIE PRACE DOTYCZĄCE MIKROSKOPII W ZAKRESIE EUV I SXR

Nie jest możliwe odniesienie się do wszystkich eksperymentów związanych z mikroskopią w zakresie krótkofalowym, takim jak promieniowanie ze wspomnianych zakresów EUV i SXR. Celem autora jest zatem przybliżenie Czytelnikowi różnorodności możliwych technik, źródeł i aplikacji budowanych na całym świecie konstrukcji mikroskopów.

Promieniowanie z zakresu EUV zastosowane zostało do budowy urządzenia do inspekcji masek litograficznych w przemyśle półprzewodnikowym [3, 4], czy też

w konstrukcji mikroskopu ciemnego pola dla przemysłu półprzewodnikowego [5]. Z użyciem lasera rekombinacyjnego w zakresie EUV, na długości fali $\lambda = 18,2$ nm zobrazowano obiekty z połówkową rozdzielczością przestrzenną około 700 nm [6]. Rozdzielczość przestrzenna mikroskopów od tego czasu poprawiła się znacząco, ze względu na nowe konstrukcje źródeł promieniowania o bardziej zwartych rozmiarach, takich jak źródła wyższych harmonicznych lasera Ti: szafir [7], laserów EUV/SXR [8] i źródeł niespójnego promieniowania krótkofalowego, takich jak źródła laserowo-plazmowe [9]. Źródła te zostały z powodzeniem użyte w różnych eksperymentach dotyczących obrazowania, udowadniając swoją przydatność. Wykorzystując promieniowanie z lasera EUV typu „capillary discharge”, uzyskano obrazy z rozdzielczością przestrzenną około 120–150 nm [10]. Laser EUV bazujący na tarczy kadmowej, emitujący promieniowanie $\lambda = 13,2$ nm z jonów niklopodobnych, umożliwił zobrazowanie obiektów z rozdzielczością około 40 nm [11]. Również badania przeprowadzone w Instytucie Optoelektroniki WAT, wykorzystujące quasi-monochromatyczną emisję z laserowo-plazmowego źródła promieniowania bazującego na podwójnej tarczy gazowej [12], wykazały możliwość obrazowania z rozdzielczością połówkową około 50 nm [13, 14]. Jednakże ten zakres promieniowania charakteryzuje się bardzo silną absorpcją w bardzo cienkich warstwach materiału, co powoduje, iż nie nadaje się np. do zastosowań biologicznych.

Wysoką rozdzielczość przestrzenną rzędu 75 nm uzyskano za pomocą lasera SXR w pobliżu zakresu „okna wodnego”, na długości fali $\lambda = 4,48$ nm, który był pobudzany z użyciem lasera klasy NOVA [15]. Quasi-monochromatyczna emisja z niespójnego źródła SXR, opartego na tarczy w postaci strugi ciekłego azotu, na krótszej długości fali $\lambda = 2,88$ nm, w zakresie „okna wodnego” wykorzystana została do eksperymentów z obrazowaniem z rozdzielczością przestrzenną około 50 nm [16]. Wcześniej wspomniane źródło oparte na ciekłym azocie, na długości fali $\lambda = 2,48$ nm, wykorzystano również w układzie mikroskopu transmisyjnego typu „full field”, charakteryzującego się rozdzielczością 60 nm, przy repetycji impulsów 100 Hz, przy ekspozycji krótszej niż 5 min na różnych próbkach, wstępnie tak wysuszonych, jak i nawodnionych [17] oraz z rozdzielczością przestrzenną 40 nm z repetycją źródła wynoszącą 1 kHz [18]. Podobne źródło użyte zostało także w demonstracji mikroskopii SXR i obrazowaniu zamrożonych próbek z czasem ekspozycji sięgającym 10 sekund i rozdzielczości ok. 40 nm, przy repetycji źródła 2 kHz [19]. Ekspozycje sięgające około minuty potrzebne były do rejestracji obrazów mikroskopowych w zakresie SXR z rozdzielczością ~ 40 nm, również stosując laserowo-plazmowe źródło, jednakże zajmujące kilka stołów optycznych, co uniemożliwia przyszłą komercjalizację takich systemów [20]. Z użyciem laserowo-plazmowego źródła promieniowania opartego na argonowo/helowej podwójnej tarczy gazowej i optyki Woltery typu I jako obiektów zademonstrowano obrazowanie próbek testowych i biologicznych z rozdzielczością ~ 1 μm [21]. Po zmianie tarczy gazowej na azotowo-helową, emitującą monochromatyczne promieniowanie, rozdzielczość poprawiła się i wynosiła

850 nm [22]. Mimo wad, takich jak dość niski współczynnik odbicia tej zwierciadlanej optyki, aberracje sferyczne, ograniczone pole widzenia, praca głównie przyosiowa oraz małe powiększenie, optyka ta ma ogromną zaletę, jaką jest brak aberracji chromatycznych, co umożliwia jej zastosowanie w różnych zakresach spektralnych. Z użyciem źródła synchrotronowego emitującego promieniowanie na długości fali 2,4 nm obrazowano zamrożone, uwodnione próbki biologiczne w warunkach normalnych, w których zaobserwowano struktury o rozmiarach około 35 nm [23]. Obserwowano również komórki myszy 3T3, badając morfologię komórkową z rozdzielczością lepszą niż 50 nm w trybie transmisyjnym, który, notabene, jest najczęściej stosowany w zakresie EUV i SXR [24]. Próbki grubości do 10 μm były obserwowane z zastosowaniem źródeł synchrotronowych w temperaturze próbki około 100 K [25].

Oprócz linii helo- i wodoropodobnych azotu, dla których emisja z plazmy jest na długościach fali odpowiednio 2,88 nm i 2,48 nm, najczęściej stosowane są również tarcze oparte na atomach węgla, np. tarcze etanolowe w postaci strugi. Emisja dla tych tarcz jest na długości fali 3,37 nm. Źródło laserowo-plazmowe oparte na etanolowej tarczy w postaci strugi w połączeniu z płytką strefową Fresnela jako obiektyw umożliwiło akwizycję obrazów z rozdzielczością wynoszącą 60 nm [26], następnie poprawioną na ~ 50 nm [27].

W zakresie „okna wodnego” przeprowadzono również eksperymenty z obrazowania tomograficznego, wykorzystując próbki w postaci np. diatomów, gdzie zarejestrowano serię 53 obrazów w zakresie kątowym 180° z rozdzielczością przestrzenną około 140 nm [28]. Natomiast wykorzystując obiektyw zwierciadlany Schwarzschilda, z powiększeniem $32\times$ i aperturą numeryczną $NA = 0,2$, zarejestrowano obrazy z rozdzielczością lepszą niż 0,5 μm [29].

Przedstawione eksperymenty wykonano z użyciem różnych źródeł, włączając w to zdecydowanie najlepsze źródła synchrotronowe oraz lasery na swobodnych elektronach, z których użyciem zademonstrowano najlepsze rezultaty. Niestety ich wadą jest to, iż są to instalacje bardzo drogie, trudne w użyciu, nie są „przyjazne” dla użytkownika, oraz mają ograniczony czas przeznaczony na pojedynczy eksperyment (*beam-time*), przez co dostęp do nich jest ograniczony. Część z przedstawionych prac dotyczy eksperymentów, w których użyto źródeł kompaktowych. Źródła te są prostsze konstrukcyjnie, łatwiejsze w użyciu; często wystarczy jedna osoba do obsługi takiego źródła, są to źródła zazwyczaj impulsowe oraz umożliwiają wykonywanie eksperymentów podobnych do synchrotronowych. Jednakże odznaczają się gorszymi parametrami, takimi jak jasność, monochromatyczność, nie mają dokładnej, w niektórych źródłach tylko zgrubną, przestrajalności długości fali emitowanego promieniowania. Mimo to są to źródła, które umożliwią transfer technologii do przemysłu w przyszłości w odróżnieniu od źródeł wielkoskalowych.

Z tych powodów w tym rozdziale skupiono się na opisie układu mikroskopowego, w którym użyto właśnie źródła kompaktowego.

3. PODWÓJNA TARCZA GAZOWA

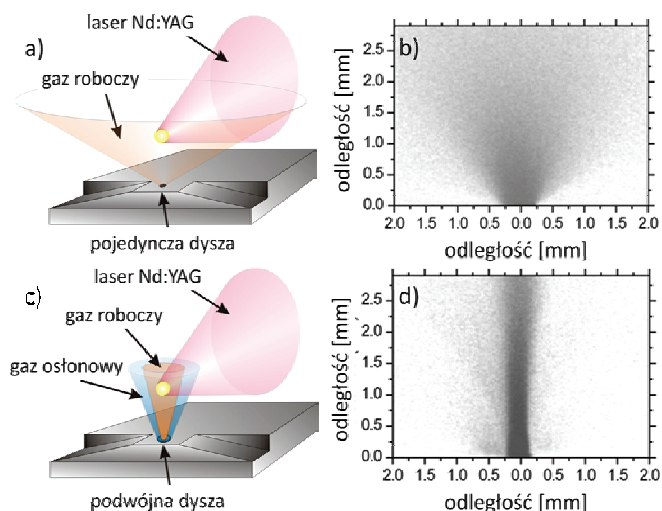
Mikroskopia krótkofalowa, w tym mikroskopia na zakres SXR, wymaga zastosowania wydajnego źródła promieniowania. Są to zazwyczaj źródła synchrotronowe [30], ze względu na wysoką jasność i liczbę fotonów, jednakże wykorzystywane są niejednokrotnie inne źródła promieniowania krótkofalowego, takie jak lasery typu capillary discharge [31], źródła wyładowcze [32], źródła laserowo-plazmowe na tarczy w postaci cieczy, tzw. *liquid jet* [33].

W prezentowanym w tym rozdziale przykładowym mikroskopie SXR na zakres „okna wodnego”, opracowanym w Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej, jest to źródło laserowo-plazmowe bazujące na podwójnej tarczy gazowej [34]. Tarcza gazowa ma niewątpliwie ogromną zaletę, jaką jest brak emisji zanieczyszczeń z takiej tarczy (ang. *debris*), które powstają wskutek ablacji tarczy w postaci ciała stałego. Dodatkowo taka tarcza jest „powtarzalna”, co oznacza, iż w tarczach impulsowych każda kolejna tarcza, wytworzona dla kolejnego impulsu laserowego, który ją oświetla, jest prawie identyczna z poprzednią. Nie jest to prawdą dla tarcz na ciele stałym, wskutek wytwarzania kraterów po kolejnych impulsach laserowych. W porównaniu z tarczami w postaci strug, tarcza gazowa jest bardzo prosta konstrukcyjnie i w zasadzie bezawaryjna, nie powoduje na przykład zasklepiania się dysz, wskutek krystalizacji materiału tarczy rozpuszczonego w roztworze cieczy, jak to się dzieje dla tarczy cynowej. Tarcza na ciekłym azocie wymaga głębokiego chłodzenia elementów dostarczających gaz do komory. Dodatkowo, wszystkie tarcze ciekłe wymagają układu wychwytywania pozostałości tej tarczy w celu zapobiegania parowania cieczy w komorze próżniowej. Tarcza gazowa, ze względu na wcześniej wspomniane zalety, a także wysoką sprawność konwersji energii promieniowania laserowego do zakresu EUV [35] i SXR [36], została do tej pory użyta w wielu eksperymentach, włączając w to mikroskopię EUV [37, 38], mikroskopię SXR [21, 22], rentgenografię impulsową [39, 40], w tym czasoworozdzielczą [41], fotojonizację [42] oraz tomografię [43, 44].

W typowym źródle laserowo-plazmowym, opartym na tarczy gazowej, promieniowanie powstaje również na skutek oddziaływania impulsów laserowych z materiałem tarczy, jest to jednak tarcza w postaci gazu, który bardzo szybko ulega rozprężaniu i dysypacji w komorze, co schematycznie przedstawiono na rys. 3a. Rozwiązanie z pojedynczą tarczą gazową ma również wadę, którą jest niewystarczająca gęstość tarczy w odpowiedniej odległości od wylotu dyszy, wymagana do efektywnej generacji promieniowania krótkofalowego.

Pomiary gęstości tarczy metodą rentgenografii impulsowej, opublikowane w [45], wykazały, iż gradient gęstości tarczy gazowej jest na tyle silny, iż uniemożliwia uzyskanie odpowiedniej gęstości tarczy gazowej z dala (powyżej 1,5 mm) od wylotu dyszy (rys. 3b). Ogniskowanie promieniowania laserowego na takiej odległości prowa-

dzi w tym przypadku do zmniejszenia sprawności generacji promieniowania z zakresu SXR. Problem ten rozwiązuje podwójna tarcza gazowa, schematycznie przedstawiona na (rys. 3c), która powstaje na skutek wstrzyknięcia pod wysokim ciśnieniem (ok. 10 barów) gazu roboczego (w tym przypadku jest to azot) oraz dodatkowo gazu o małej liczbie atomowej Z , tzw. gazu osłonowego lub buforowego (hel – 8 barów) przez dysze zasilane impulsowo i sterowane za pomocą elektromagnetycznych zaworów. Gaz osłonowy odpowiedzialny jest za kształtowanie tarczy gazowej i wypływu gazu roboczego oraz utrzymanie odpowiedniej gęstości tarczy w ognisku laserowym. Rentgenogram dwustrumieniowej tarczy gazowej o znacznie zmniejszonym gradientie gęstości w kierunku wylotu dyszy przedstawiono na rys. 3d. Schematyczne przedstawienie przekroju podwójnej tarczy gazowej, wraz z gazami roboczym i osłonowym oraz kierunek i ognisko wiązki lasera pobudzającego, pompującego tarczę gazową (rys. 4). Średnica dyszy wewnętrznej wynosiła 0,4 mm, natomiast zewnętrznej, w postaci pierścienia – 0,7–1,5 mm.

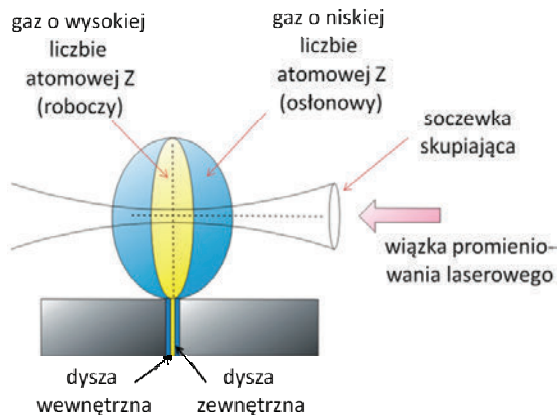


Rys. 3. Schematyczne przedstawienie różnic powstających z użyciem pojedynczej tarczy gazowej (a, b) i podwójnej tarczy gazowej (c, d). Pojedyncza tarcza gazowa charakteryzuje się dużym gradientem gęstości w kierunku osi dyszy, co można zaobserwować na rentgenogramie impulsowym (b), natomiast podwójna tarcza gazowa (c) ma znacznie mniejszy gradient gęstości, rentgenogram (d).

Rentgenogramy impulsowe (b, d) zaczerpnięto z pracy [45]

Fig. 3. Schematic depiction of differences while using a single (a, b) and double stream (c, d) gas puff target. Single stream gas puff target has a strong density gradient in the direction of a nozzle axis, which can be seen in the radiogram (b), however, the double stream gas puff target (c) has much smaller density gradient (d). This provides a proper and optimal density for focusing of the laser beam a few millimeters from the nozzle aperture, to avoid the nozzle ablation during plasma formation.

Radiograms (b, d) are from [45]



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie podwójnej tarczy gazowej. Wiązka lasera o wysokiej energii skupiana przez soczewkę skupiającą na wylocie koncentrycznych dysz.

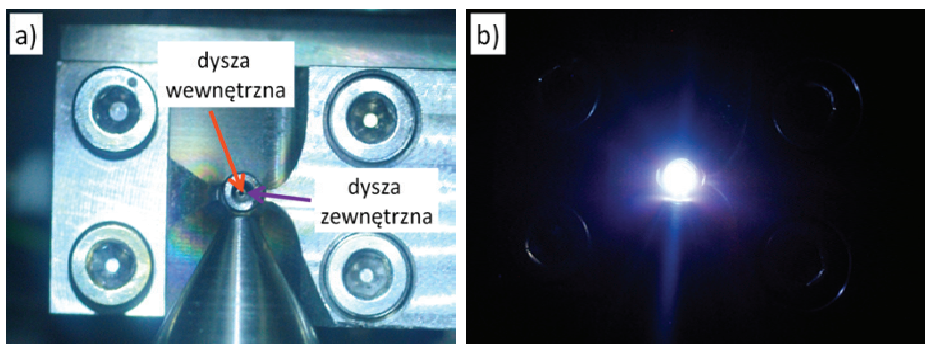
Wpływ gazu jest zsynchronizowany z czasem generacji impulsu laserowego.

Gaz osłonowy kształtuje wpływ gazu roboczego

Fig. 4. Double stream gas puff target. Laser beam with high energy is focused using a lens near the exit of the concentric nozzles.

The gas flow is synchronized with arrival of the laser pulse. The outer gas shapes flow of the inner gas – responsible for radiation emission in a particular wavelength range

Dysza zaworu jest zasilana gazami za pomocą niezależnych elektromagnetycznych zaworów sterowanych za pomocą dedykowanego kontrolera. Sterowanie następuje w sposób zsynchronizowany z impulsem laserowym. Zdjęcie zaworu elektromagnetycznego oraz dysz przedstawiono na rys. 5a, natomiast poglądowe zdjęcie plazmy laserowej wytworzonej poprzez skupienie wiązki laserowej na tarczy gazowej na rys. 5b.



Rys. 5. Zdjęcie przedstawiające wylot dyszy

użytej do wytworzenia podwójnej tarczy gazowej (a) oraz zdjęcie w zakresie widzialnym

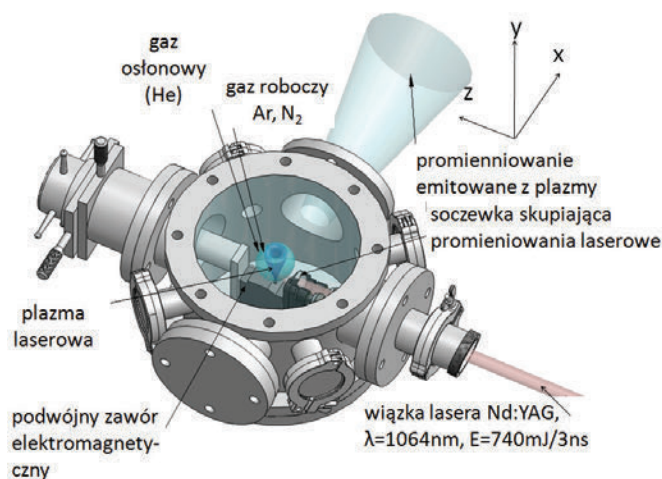
plazmy laserowej powstałej wskutek oddziaływania tarczy gazowej z impulsami laserowymi (b)

Fig. 5. A photograph showing the nozzle exit (a) and a photo of plasma (in the visible spectral range), formed during interactions of a laser pulse with the gas puff target (b)

4. ŹRÓDŁO PROMIENIOWANIA SXR OPARTE NA TARCZY GAZOWEJ

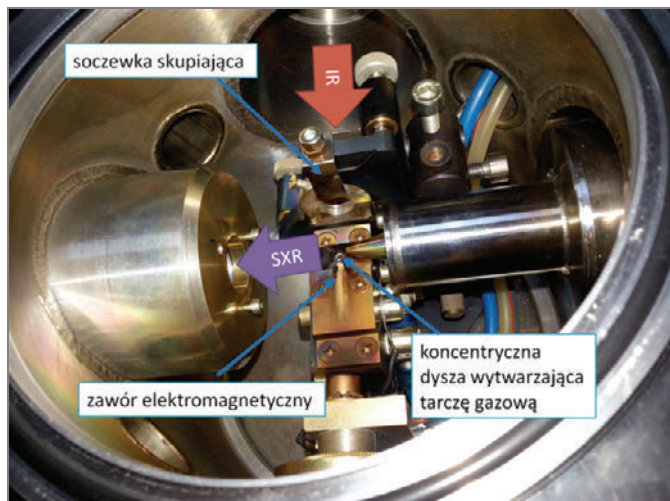
W celu wytworzenia wysokoenergetycznej plazmy konieczne jest zogniskowanie promieniowania laserowego na tarczy gazowej. Wytworzenie plazmy następuje po oświetleniu podwójnej tarczy gazowej promieniowaniem laserowym; w tym przypadku wykorzystano laser na ciele stałym Nd:YAG z modulacją dobroci (tzw. *Q-switching*). Laser emituje promieniowanie na długości fali $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, czasie trwania impulsu $\tau = 4 \text{ ns}$, energii w impulsie $E = 0,74 \text{ J}$ oraz częstotliwością repetycji 10 Hz. Promieniowanie z lasera Nd:YAG zostaje skupione za pomocą soczewki sferycznej podwójnie wypukłej, o ogniskowej 25 mm, na dwustrumieniowej tarczy gazowej. W efekcie tego w komorze próżniowej powstaje plazma o średnicy rzędu kilkuset mikronów, silnie emitująca promieniowanie z szerokiego zakresu spektralnego, włącznie z promieniowaniem z zakresu SXR. Schematycznie źródło laserowo-plazmowe oparte na podwójnej tarczy gazowej przedstawiono na rys. 6.

Najważniejsze elementy źródła to soczewka skupiająca promieniowanie z lasera Nd:YAG, zawór elektromagnetyczny dwukanałowy oraz dysza kształtująca wpływ obu gazów He i N₂. Zdjęcie typowego źródła laserowo-plazmowego opartego na dwustrumieniowej tarczy gazowej z zaznaczonymi elementami źródła przedstawiono na rys. 7. Zaznaczono także kierunki promieniowania z lasera emitującego impulsy promieniowania podczerwonego IR (Nd:YAG) oraz kierunek i aperturę wejściową układu mikroskopu (po lewej stronie).



Rys. 6. Schematyczne przedstawienie źródła laserowo-plazmowego opartego na podwójnej tarczy gazowej

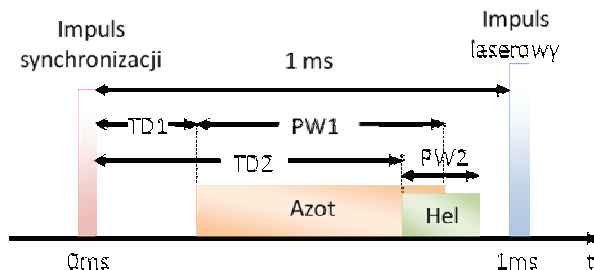
Fig. 6. Laser plasma source based on a double stream gas puff target



Rys. 7. Zdjęcie wnętrza komory źródła promieniowania SXR z zakresu tzw. okna wodnego z zaznaczonymi elementami

Fig. 7. A photograph showing inside of the SXR source chamber with major components

Do poprawnej pracy źródła wymagane jest ustawienie odpowiednich czasów otwarcia zaworów elektromagnetycznych, pozycji dyszy względem ogniska promieniowania IR skupionego za pomocą soczewki w komorze źródła, a także ciśnien wspomnianych wcześniej gazów. Optymalne wartości parametrów zostały dobrane tak, aby liczba fotonów, zmierzonych zgodnie z procedurą opisaną w paragrafie 4.1.1, osiągała wartość maksymalną. Ciśnienie azotu ustawiono na 8 barów, natomiast ciśnienie helu na 6 barów. Zmniejszenie gradientu gazu roboczego w kierunku wylotu dysz powoduje, iż wraz ze zwiększaniem odległości od wylotu dyszy ciśnienie gazu nie maleje znacząco, co umożliwia skupianie wiązki lasera IR nawet kilka milimetrów od wylotu dyszy. To sprawia, iż plazma, wytwarzana z każdym impulsem lasera, nie uszkadza samej dyszy i nie powoduje jej degradacji. Dzięki temu warunkowi sam zawór i dysza mogą pracować nieprzerwanie przez setki tysięcy impulsów laserowych bez widocznych uszkodzeń. Czasy otwarcia dysz, przedstawione schematycznie dla źródła laserowo-plazmowego opartego na tarczy gazowej, przedstawiono na rys. 8. Czasy oznaczone jako TD (ang. *Time Delay*) określają opóźnienie między impulsem synchronizującym, generowanym na 1 ms przed impulsem laserowym przez zasilacz lasera pompującego Nd:YAG, a momentem otwarcia zaworu, natomiast PW (ang. *Pulse Width*) określa czas, na jaki dany zawór został otwarty. Optymalne czasy dla źródła laserowo-plazmowego, które ma silną emisję w zakresie „okna wodnego” oraz optymalne ciśnienia gazów przedstawiono w tabeli 1. Wszystkie wymienione parametry czasowe muszą mieścić się w czasie 1 ms, ponieważ taki jest czas między impulsem synchronizacji a momentem generacji impulsu laserowego.



Rys. 8. Schematyczne przedstawienie czasów otwarcia i zamknięcia dysz zaworu elektromagnetycznego, sterujących wypływem gazu roboczego i osłonowego
 Fig. 8. Timing diagram for opening and closing of the nozzles, driving the flow of the inner and outer gases

Tabela 1. Parametry pracy źródła laserowo-plazmowego bazującego na podwójnej tarczy gazowej, użytego w eksperymencie mikroskopii SXR z użyciem dyfrakcyjnej optyki Fresnela
 Table 1. Working parameters for the laser-plasma double stream gas puff target source

Sekcja zaworu	TD [μ s]	PW [μ s]	Ciśnienie [bar]
Gaz roboczy – azot	400	350	8
Gaz osłonowy – hel	500	250	6

4.1. POMIARY PARAMETRÓW ŹRÓDŁA LASEROWO-PLAZMOWEGO

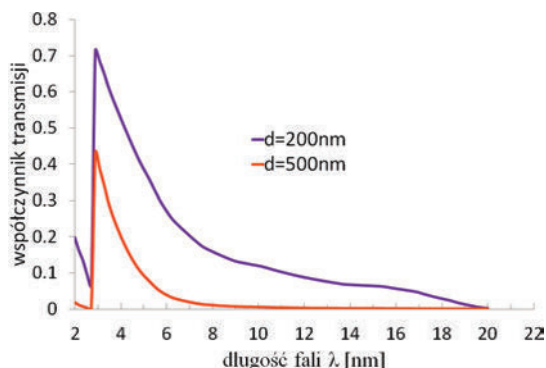
W podrozdziale przedstawiono sposób pomiaru najważniejszych parametrów źródła laserowo-plazmowego opartego na dwustrumieniowej tarczy gazowej, takich jak liczba fotonów, rozmiar plazmy laserowej oraz widmo promieniowania emitowanego z plazmy.

4.1.1. POMIARY ENERGII IMPULSÓW SXR

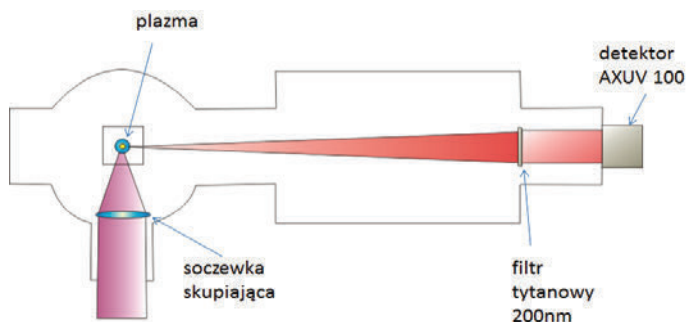
Ze względu na to, iż plazma laserowa emituje w bardzo szerokim zakresie spektralnym, włączając w to zakres podczerwieni, widzialny, UV, EUV i SXR, aby zmierzyć liczbę fotonów w zadanym zakresie, należy spektralnie zawęzić emisję promieniowania z plazmy do określonego zakresu.

Zazwyczaj używa się w tym celu filtrów cienkowarstwowych (folii) wykonanych z metalu lub polimeru, które, w zależności od użytego materiału, charakteryzują się określonym zakresem transmisji. W przedstawionym w rozdziale mikroskopie konieczne było zastosowanie filtra w postaci folii tytanowej. Wynikało to z potrzeby filtrowania powstałego w źródle laserowo-plazmowym szerokopasmowego promieniowania do zakresu „okna wodnego”. Folia tytanowa została wybrana nieprzypadkowo, ponieważ jej transmisja w okolicach długości fal z zakresu „okna wodnego” ($\lambda = 2,3\text{--}4,4$ nm), szczególnie przy krawędzi absorpcji tytanu $\lambda \sim 2,7$ nm, przekracza 40%, co przedstawiono na rys. 9. Jednocześnie poza tym zakresem transmisja jest zde-

cydowanie mniejsza, co ułatwia wyeliminowanie fotonów odpowiadających innym długościom fali. Charakterystyki transmisyjne folii tytanowych dla grubości 200 i 500 nm zostały wyznaczone na podstawie danych².



Rys. 9. Transmisja folii tytanowych o różnych grubościach, na podstawie danych³
Fig. 9. Thin titanium foil transmission curves for various foil thickness



Rys. 10. Schemat układu do pomiaru energii impulsów laserowo-plazmowego źródła promieniowania SXR. Do pomiaru energii wykorzystano detektor AXUV 100.

Schemat na podstawie [46]

Fig. 10. Scheme for the energy measurements of pulses emitted from laser-plasma SXR source. The measurements were performed using AXUV 100 detector.

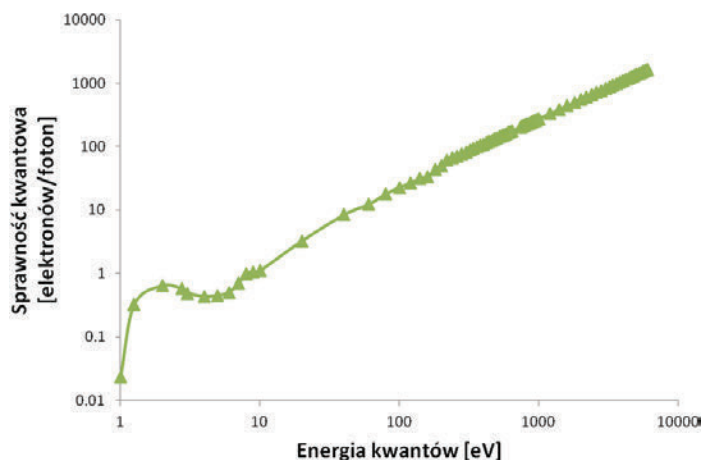
Scheme adopted from [46]

Pomiaru liczby fotonów dokonano dla grubości filtru wynoszącej 200 nm ze względu na zbyt silną absorpcję filtru grubości 500 nm. Schemat układu do pomiaru energii impulsów laserowo-plazmowego źródła promieniowania SXR, w którym jako

² Center for X-ray Optics, CXRO: www.cxro.lbl.gov

³ Tamże.

detektora użyto fotodiode krzemową AXUV 100, firmy International Radiation Detectors, Inc., USA, przedstawiono na rys. 10. Pomiar liczby fotonów wykonuje się metodą pośrednią, wyznaczając liczbę fotonów ze zmierzonego na oscyloskopie przebiegu napięcia na detektorze AXUV 100. Promieniowanie wytworzone z plazmy pada na filtr tytanowy grubości 200 nm, a następnie na detektor AXUV 100.



Rys. 11. Sprawność kwantowa σ_e detektora AXUV 100 w funkcji energii kwantu⁴
 Fig. 11. Quantum efficiency σ_e of the AXUV 100 detector vs. photon energy

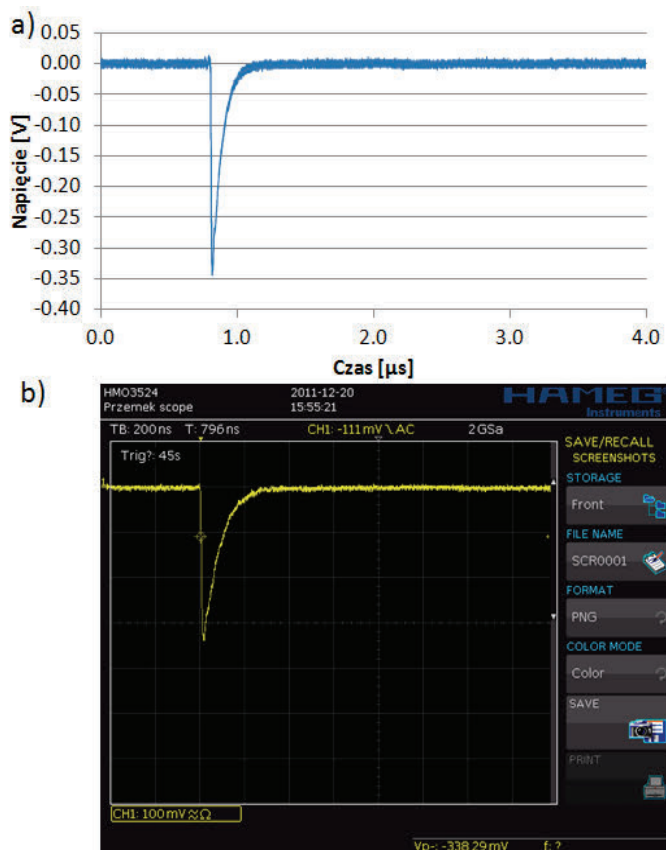
Jeśli na detektor krzemowy padnie foton o energii większej niż 1,1 eV (długość fali 1100 nm), powyżej przerwy energetycznej, nastąpi przejście elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Natomiast promieniowanie o energii fotonu około 3,7 eV jest konieczne, aby wygenerować pojedynczą parę elektron-dziura w krzemie. Dlatego też podczas detekcji promieniowania z zakresu EUV i SXR jeden foton jest w stanie wygenerować wiele par nośników. Nośniki te zostają odseparowane przez istniejące na złączu p-n detektora pole elektryczne, natomiast prąd płynący przez złącze i obwód zewnętrzny jest proporcjonalny do liczby wygenerowanych par. Stąd sprawność kwantowa (liczba elektronów w obwodzie zewnętrznym na padający foton) może być znacznie większa niż jeden i skaluje się w pewnym zakresie liniowo wraz z energią padającego fotonu (rys. 11).

Typowy, poglądowy przebieg napięcia na detektorze przedstawiono na rys. 12. Na podstawie tego przebiegu można wyznaczyć liczbę fotonów, stosując zależność

$$N = \frac{1}{R \cdot q_e \cdot \sigma_e} \int_0^{t'} U(t) dt \quad (2)$$

⁴ Wyznaczone na podstawie danych katalogowych ze strony producenta: <http://www.ird-inc.com>

gdzie R jest rezystancją obciążenia detektora $R = 50 \Omega$, q_e jest to ładunek elektronu, σ_e jest to sprawność kwantowa detektora (rys. 11), natomiast t' jest to czas, dla którego sygnał z detektora $U(t) \rightarrow 0$.



Rys. 12. Poglądowy przebieg napięcia na detektorze AXUV 100, przedstawiający sygnał elektryczny generowany wskutek detekcji impulsu SXR. Sygnał użyty do późniejszego całkowania i obliczenia ładunku elektrycznego zgromadzonego w pojemności elektrycznej detektora (a) oraz przebieg z oscyloskopu (b)

Fig. 12. An example of the pulse temporal profile from AXUV 100 detector, showing the electrical signal produced during detection of the SXR pulse. This signal is later numerically integrated and the electric charge which is stored in the capacitance of the detector, is being calculated (a) oscilloscope trace (b)

Wzór (2) określa liczbę fotonów zmierzoną przez detektor. Znając odległość detektora od źródła, rozmiar detektora (AXUV 100 – $10 \times 10 \text{ mm}^2$), transmisję filtra tytanowego T na emitowanej przez źródło długości fali, a także zakładając izotropową emisję z plazmy laserowej, co jest dobrym przybliżeniem w tym przypadku, możemy

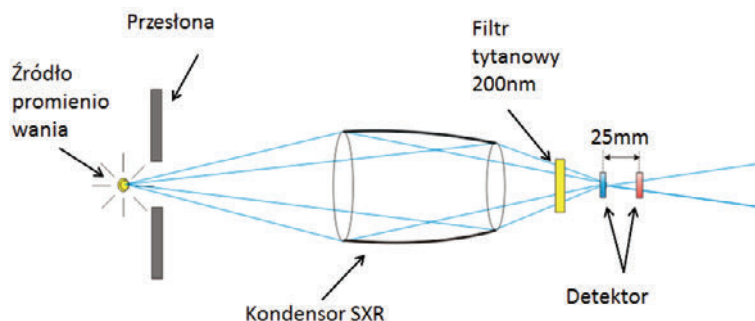
obliczyć całkowitą liczbę fotonów emitowanych przez źródło w kąt bryłowy 4π , korzystając z zależności:

$$N_{4\pi} = 4\pi \frac{N}{\Omega_d T} \quad (3)$$

gdzie Ω_d jest to kąt bryłowy detektora.

Dla przykładu dla plazmy argonowej zmierzona w ten sposób liczba fotonów padających na detektor wyniosła $3,1 \cdot 10^7$ fotonów na impuls SXR, zakładając emisję źródła na linii głównej $\lambda = 3,1$ nm oraz sprawność kwantową detektora AXUV 100 $\sigma_e = 110,2$ e⁻/kwant. Po uwzględnieniu faktu, iż detektor ma powierzchnię 1 cm², natomiast oddalony był od źródła na odległość 54 cm, a także, iż transmisja filtru tytanowego (200 nm) na zadanej długości fali wynosi 68%, możemy określić liczbę fotonów emitowanych w kąt bryłowy 4π , która wynosi $1,6 \cdot 10^{12}$ fotonów/impuls SXR.

Oprócz obliczenia liczby fotonów emitowanych ze źródła ważne jest także określenie liczby fotonów w ognisku kondensora, o którym dokładniej będzie mowa w paragrafie 5, ponieważ to właśnie te fotony, rozproszone następnie od próbki, będą odpowiedzialne za powstawanie obrazu. Pomiar liczby fotonów został wykonany na podstawie schematu przedstawionego na rys. 13.



Rys. 13. Schemat do pomiaru liczby fotonów w ognisku oraz płaszczyźnie oddalonej od ogniska o 25 mm. Schemat na podstawie [46]

Fig. 13. Scheme employed to measure the number of photons in the focal plane and in the plane displaced from the focal point by 25 mm. Scheme adopted from [46]

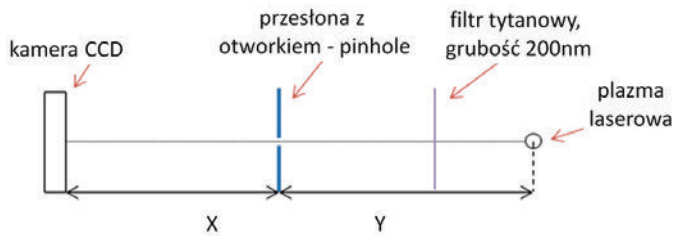
Na rysunku 13 detektor został umieszczony w dwóch pozycjach ze względu na to, że w ognisku detektor wchodzi w lekkie nasycenie, konieczne było przesunięcie detektora względem ogniska. Odległość ta została tak dobrana, aby rozmiar plamki na detektorze był mniejszy od samego detektora. W tym konkretnym przypadku detektor odsunięto od ogniska o około 25 mm, co spowodowało, że wielkość plamki na detektorze ma średnicę około 4,9 mm, przy wielkości detektora 10×10 mm². W przypadku,

jeśli detektor byłby nasycony, można dodatkowo oddalić detektor od ogniska i przeliczyć liczbę fotonów w ognisku, znając rozmiar plamki z geometrycznego reytacji kondensora w stosunku do rozmiaru samego detektora. Jest to pomiar mniej dokładny, jednakże umożliwia zmierzenie sygnałów zbyt silnych do pomiaru w poprzednich położeniach. Zmierzona w ten sposób liczba fotonów w ognisku kondensora tym razem dla plazmy azotowej i dla emisji na jednej długości fali, $\lambda = 2,88 \text{ nm}$, wyniosła $(7,9 \pm 0,2) \cdot 10^9$ fotonów/impuls, co odpowiada energii $561 \pm 17 \text{ nJ}$ na impuls. Błąd pomiaru oszacowano jako odchylenie standardowe 12 niezależnych pomiarów energii/liczby fotonów [47].

4.1.2. POMIARY ROZMIARÓW PLAZMY LASEROWEJ

W celu zobrazowania w zakresie EUV i SXR rozkładu przestrzennego badanej plazmy jednym ze sposobów, używanych najczęściej, jest zastosowanie układu kamery otworkowej (ang. *pinhole camera*). W pewnej odległości od plazmy umieszczony jest otworek, w tym przypadku o średnicy około $30 \mu\text{m}$ – przesłona z pinholem, który pełni funkcję bezogniskowego elementu obrazującego. Uzyskany obraz zależy wprost proporcjonalnie od powiększenia M , a to natomiast jest zależne od stosunku odległości między detektorem a przesłoną z otworkiem (X) i odległości między przesłoną a źródłem (Y):

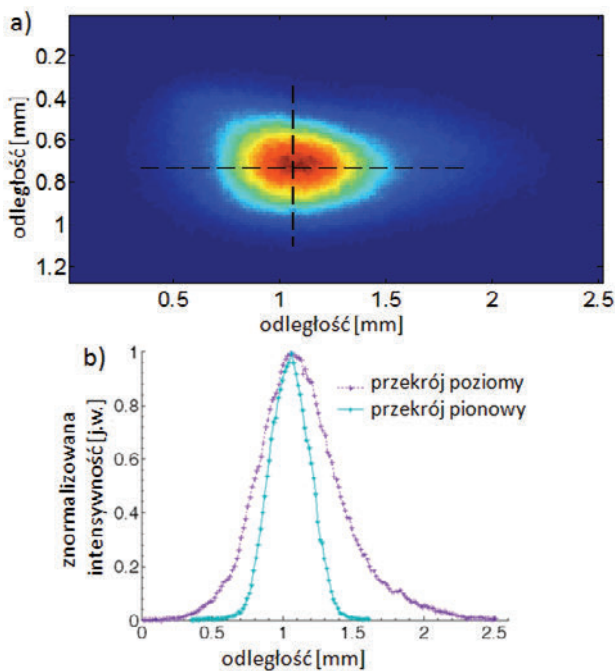
$$M = X / Y. \quad (4)$$



Rys. 14. Kamera pinholowa (otworkowa) użyta do pomiaru rozkładu przestrzennego plazmy laserowej. Schemat zmodyfikowano według [46]

Fig. 14. A pinhole camera used to measure the spatial distribution of the plasma. Scheme modified based on [46]

Zależność powiększenia od wspomnianych odległości przedstawia wzór (4). Schemat optyczny układu do pomiaru rozkładu przestrzennego plazmy laserowej znajduje się na rys. 14. W celu preselekcji widmowej i zarejestrowania rozkładu przestrzennego plazmy w zakładanym zakresie widmowym dodatkowo między źródłem a przesłoną można umieścić filtr cienkowarstwowy, w tym przypadku znajduje się tam folia tytanowa grubości 200 nm, pełniąca funkcję filtra promieniowania na zakres SXR.



Rys. 15. Rozkład przestrzenny azotowej plazmy laserowej uzyskany za pomocą kamery otworkowej (a) oraz przekroje pionowy i poziomy (b), zmierzone w miejscach zaznaczonych liniami przerywanymi (rys. a). Plazma laserowa jest asymetryczna, wydłużona w kierunku padania wiązki laserowej

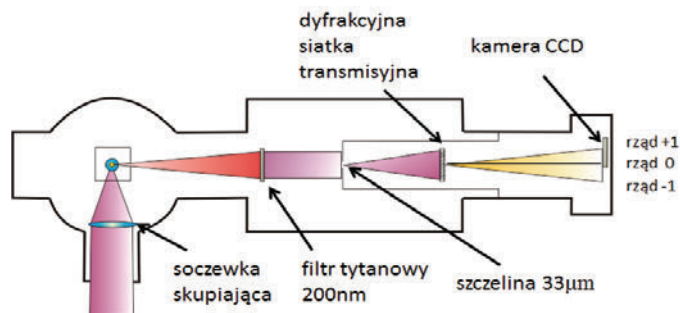
Fig. 15. Spatial distribution of the nitrogen plasma obtained using a pinhole camera (a) and horizontal and vertical profiles (b), measured in locations indicated with dashed lines in Fig. a). Laser plasma is asymmetric and elongated in the direction of the laser beam

Rozkład przestrzenny plazmy azotowej emitującej promieniowanie SXR z zakresu „okna wodnego” przedstawiono na rys. 15a, ortogonalne przekroje zaś – na rys. 15b. Rozkład ten zmierzono za pomocą kamery otworkowej o powiększeniu $M = 0,86\times$ wykorzystującej otworek o średnicy $32\ \mu\text{m}$, zmierzony dyfrakcyjnie z użyciem lasera helowo-neonowego He-Ne, emitującego na długości fali $\lambda = 632\ \text{nm}$. W pomiarze rozkładu przestrzennego użyto filtru tytanowy o grubości $200\ \text{nm}$. Wielkość plazmy oszacowano z rozkładu przestrzennego i z przekroji na połowie ich wysokości (FWHM). Wyniosła ona $0,31\times 0,47\ \text{mm}^2$.

4.1.3. POMIARY SPEKTRALNE

Pomiary spektralne laserowo-plazmowego źródła azotowego wykonano w układzie spektroskopu transmisyjnego (ang. *Transmission Grating Spectrometer* – TGS) przedstawionego na rys. 16. W pomiarach użyto dyfrakcyjną siatkę transmisyjną wykonaną w cienkiej folii ze złota. Siatkę umieszczono w odległości od źródła wynoszącej $\sim 77\ \text{cm}$. Okres siatki transmisyjnej wynosił $200\ \text{nm}$ ($5000\ \text{linii/mm}$). Przed siatką,

w odległości ok. 4 mm, ustawiono szczelinę szerokości 33 μm , której celem jest ograniczenie kątowe rozmiaru źródła i poprawa rozdzielczości spektralnej spektrometru TGS. Uzyskane widmo promieniowania w postaci prążków jest rejestrowane przez kamerę CCD umieszczoną w odległości 425 mm od siatki. Rozdzielczość spektralna spektrometru, oszacowana przez pomiar szerokości linii emisji odpowiadającej pojedynczemu przejściu w helopodobnych jonach azotu – $\Delta\lambda$, wynosiła $\lambda/\Delta\lambda \sim 70$ na długości fali $\lambda = 2,88 \text{ nm}$.



Rys. 16. Schemat układu do pomiarów spektralnych źródła.

Schemat zmodyfikowano na podstawie [46]

Fig. 16. Scheme employed for SXR source spectral measurements.

Scheme modified based on [46]

Kalibrację spektrometru przeprowadza się najczęściej, identyfikując charakterystyczne linie emisyjne dla danego pierwiastka, najlepiej kilka linii w całym zakresie spektralnym, dla których przygotowuje się charakterystykę kalibracyjną spektrometru, dopasowując analitycznie lub numerycznie równanie opisujące odległość (wyrażoną w liczbie pikseli kamery CCD) x jako funkcję długości fali λ , $x = f(\lambda)$. Można też użyć dobrze znanego analitycznego równania dla „cienkiej” optycznej siatki wyrażonego wzorem:

$$d \sin \theta = m\lambda \quad (5)$$

gdzie d jest to okres siatki dyfrakcyjnej, natomiast m – rząd dyfrakcyjny. Biorąc pod uwagę, iż:

$$\frac{x}{z} = \tan \theta \quad (6)$$

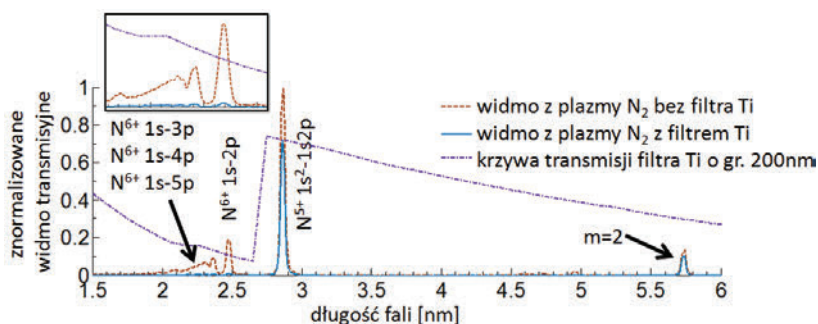
gdzie z – odległość między siatką dyfrakcyjną a kamerą CCD, możemy wyznaczyć analitycznie równanie kalibracyjne spektrometru:

$$x(\lambda) = z \tan \left[\arcsin \left(\frac{m\lambda}{d} \right) \right] \quad (7)$$

Przy małych kątach ugięcia (przybliżenie przyosiowe) $\theta \rightarrow 0$ równanie (7) możemy uprościć do

$$x(\lambda) = \frac{m\lambda z}{d} \quad (8)$$

Na rysunku 17 przedstawiono skalibrowane widmo emitowane z plazmy azotowej w zakresie spektralnym 1,5–6 nm długości fali. Zmierzone widmo jest quasi-monochromatyczne z dominującymi liniami: $N^{5+}:1s^2-1s2p$ – linia helopodobna $\lambda = 28,787 \text{ \AA}$ i wodoropodobna $N^{6+}:1s-2p$ $\lambda = 24,779 \text{ \AA}$ – linia kreskowana, zgodnie z danymi przedstawionymi w pracy [48]. Należy zwrócić uwagę, iż linia wodoropodobna, jak wynika z pomiarów spektralnych, jest linią o dużo mniejszej intensywności, około 20% energii linii helopodobnej. Dodatkowo okazało się również, iż jest ona w paśmie absorpcji filtra tytanowego, a więc krawędź L- α tytanu na długości fali około 2,7 nm (linia fioletowa), pozwala skutecznie wyfiltrować linię wodoropodobną oraz dodatkowe linie $N^{6+}:1s-(3-5)p$, w rezultacie mamy widmo składające się z pojedynczej linii widmowej na długości fali 2,88 nm, które oświetla próbkę w mikroskopie na zakres „okna wodnego”.



Rys. 17. Widmo emisji azotowej plazmy laserowej w zakresie „okna wodnego” SXR – linia brązowa; krzywa transmisyjna filtra tytanowego grubości 200 nm – linia fioletowa; krawędź absorpcyjna filtra umożliwia selektywną transmisję linii helopodobnej plazmy azotowej N^{5+} – linia niebieska

Fig. 17. Nitrogen plasma emission spectrum in the SXR “water window” spectral range – brown line. Ti filter transmission curve – violet line. Absorption edge of the filter allows for selective transmission of the helium-like line from the nitrogen plasma – blue line

Monochromatyzacja promieniowania w układzie mikroskopu wykorzystującego jako obiektyw soczewkę Fresnela ma ogromne znaczenie. Ogniskowa soczewki Fresnela bardzo silnie zależy od długości fali promieniowania, co przedstawia równanie

$$f \approx \lambda^{-1} \quad (9)$$

wyprowadzone w podrozdziale 5.2, obliczając zatem pochodną ogniskowej po długości fali, mamy

$$\left| \frac{df}{d\lambda} \right| = \frac{1}{\lambda^2}. \quad (10)$$

Wynika stąd, iż niewielka zmiana długości fali silnie zmienia długość ogniskowej soczewki Fresnela, o której mowa będzie w dalszej części rozdziału, a która została użyta w tej konstrukcji mikroskopu SXR jako obiektyw, wpływając również na zmianę warunków obrazowania i odległości pomiędzy płaszczyznami sprzężonymi optycznie w układzie obrazującym. Powoduje to, iż w widmie złożonym z kilku linii emisyjnych każda z nich wytwarza swój obraz w płaszczyźnie detektora, natomiast tylko dla jednej z linii widmowych warunek obrazowania

$$x^{-1} + y^{-1} = f^{-1} \quad (11)$$

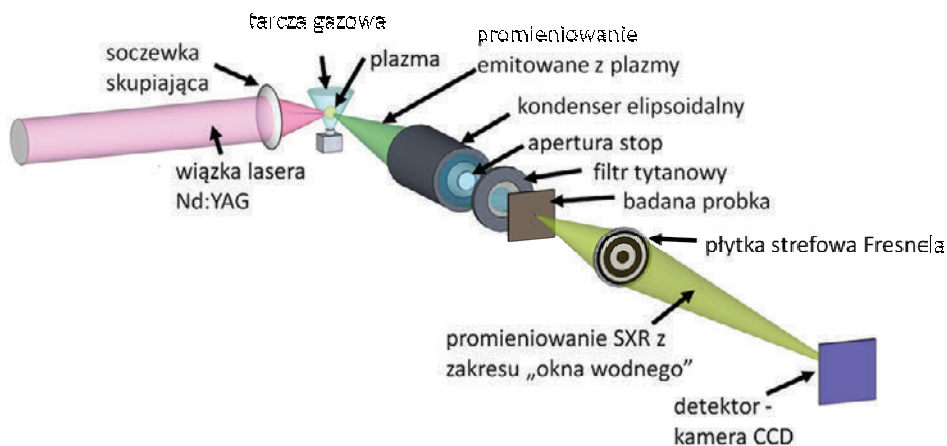
może być spełniony. Każda z tych linii widmowych wytworzy ostry obraz obiektu, jednakże dla różnych odległości pomiędzy płaszczyznami sprzężonymi optycznie. Zatem wypadkowy obraz, np. oświetlonej jednorodnie krawędzi, będzie rozmyty, co pogorszy wypadkową rozdzielczość przestrzenną. Podobne rozważania zostały wcześniej brane pod uwagę podczas konstrukcji mikroskopu EUV i opublikowane w [14], jednakże nie będą omawiane szerzej w tym rozdziale.

5. KONSTRUKCJA MIKROSKOPU NA ZAKRES SXR

Układ eksperymentalny mikroskopu na zakres SXR, zbudowany w Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej, pracuje w zakresie „okna wodnego”. Jego schemat został przedstawiony na rys. 18. Mikroskop, który jest opisany szczegółowo w [47], składa się z następujących głównych elementów, jakimi są: źródło laserowo-plazmowe z tarczą gazową (opisane dokładniej w paragrafie 4), kondensator SXR, filtr cienkowarstwowy, uchwyt badanej próbki, obiektyw oraz kamera CCD jako detektor.

Pierwszym elementem, który napotyka promieniowanie emitowane z plazmy laserowej jest kondensator elipsoidalny pokryty warstwą niklu, opisany szczegółowo w [46, 47]. Następnie promieniowanie zostaje skupione przez kondensator elipsoidalny w punkcie odpowiadającym jego płaszczyźnie ogniskowej, w którym umieszczono badaną próbkę. Zanim promieniowanie z plazmy zostanie skupione, wcześniej transmitowane jest przez cienkowarstwowy filtr metaliczny – filtr tytanowy wspomniany wcześniej przy pomiarach spektralnych, którego zadaniem jest monochromatyzacja promieniowania z plazmy azotowej przez wycięcie linii emisyjnych na długościach fali 2,7 nm i krótszych oraz dłuższych niż około 18 nm. W wyniku tego badana próbka oświetlona zostaje jedynie przez monochromatyczne promieniowanie z linii helopodobnej na długości fali $\lambda = 2,88$ nm. Część promieniowania z plazmy azotowej,

która propaguje się przez środkową, otwartą część kondensora, jest na tyle silna, iż spowodowałaby wysycenie detektora. Dlatego też promieniowanie SXR na osi optycznej zostało wytłumione za pomocą apertury stop wykonanej z cienkiej folii aluminiowej o grubości kilkuset mikronów i średnicy 3,25 mm, umiejscowionej centralnie zaraz za kondensorem.



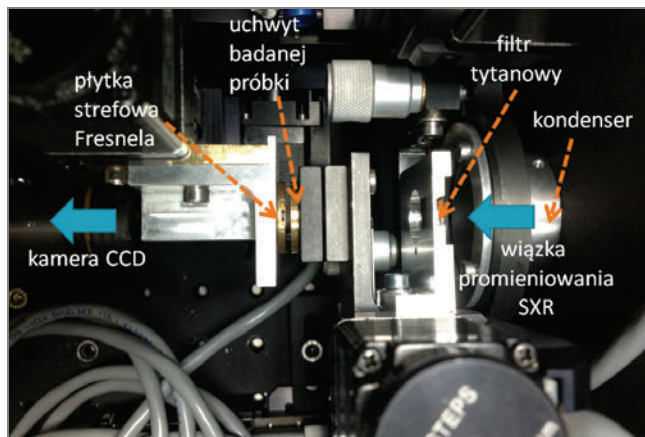
Rys. 18. Schemat eksperymentalnego układu mikroskopu na zakres SXR „okna wodnego” z zaznaczonymi najważniejszymi elementami

Fig. 18. Scheme of the experimental SXR microscope for the “water window” spectral range with major components indicated

Badana próbka, która została oświetlona promieniowaniem skupionym za pomocą kondensora i którego rozkład intensywnościowy przedstawiony został w paragrafie 5.3, rozprasza część tego promieniowania. Promieniowanie rozproszone przez obiekt, który zaburza jego rozkład amplitudowo-fazowy (w przypadku próbek testowych absorpcyjnych – jest to raczej zaburzenie czysto amplitudowe), trafia w kolejnym kroku (ok. 10 pikosekund (ps) później) na obiektyw w postaci płytki strefowej Fresnela. Soczewka ta, dzięki swojej osiowo-symetrycznej strukturze o odpowiednio dobranych szerokościach kolejnych stref opisanych równaniem [49]:

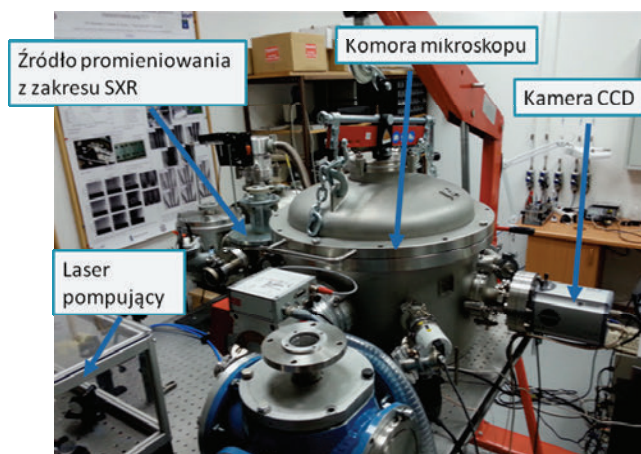
$$r_n = \sqrt{n\lambda f + \frac{n^2 \lambda^2}{4}} \quad (12)$$

gdzie r_n jest to promień kolejnej strefy Fresnela, n jest to numer strefy, f – ogniskowa soczewki jest w stanie utworzyć obraz obiektu umiejscowionego w jednej z płaszczyzn sprzężonych optycznie na drugiej płaszczyźnie, których odległości x i y są opisane równaniem (11).



Rys. 19. Zdjęcie przedstawiające konstrukcję mikroskopu na zakres SXR z zaznaczonymi elementami kształtowania wiązki SXR i obrazującymi

Fig. 19. A photograph showing SXR microscope with beam shaping and imaging elements in place



Rys. 20. Zdjęcie mikroskopu SXR na zakres „okna wodnego” z zaznaczonymi najważniejszymi komponentami

Fig. 20. A photograph showing the SXR microscope for “water window” spectral range with major components indicated

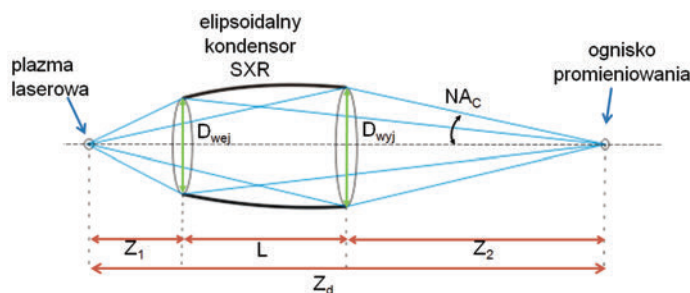
W rezultacie na odległości około 56 cm od soczewki Fresnela powstaje obraz obiektu na detektorze z powiększeniem geometrycznym wynoszącym około 220 \times . Detektorem, użytym w tym eksperymencie, jest kamera CCD firmy Andor, model DO 934N BN. W układzie, w celu zdalnego sterowania poszczególnymi elementami optycznymi oraz pozycją badanej próbki, zastosowano silniki krokowe firmy Standa, model 8MT173-20-400. Charakteryzują się one przesuwem w zakresie do 20 mm z dokład-

nością pozycjonowania $1,25 \mu\text{m}$. W trakcie pracy mikroskopu kamerę CCD wychłodzono do temperatury około $-20 \text{ }^\circ\text{C}$. Miało to na celu zmniejszenie wewnętrznych szumów własnych matrycy CCD i poprawę stosunku sygnału do szumu w rejestrowanych obrazach.

Sam mikroskop na zakres „okna wodnego” mieści się na pojedynczym stole optycznym o wymiarach $120 \times 180 \text{ cm}^2$. Na stole tym mieści się głowica lasera w osłonie wraz z optyką sterującą kierunkiem wiązki laserowej (wymiary ok. $100 \times 80 \text{ cm}^2$). Komora źródła ma średnicę około 30 cm , komora mikroskopu zaś – 60 cm . Zdjęcie mikroskopu, wykonane w Laboratorium Nanoobrazowania Promieniowaniem EUV i SXR, Instytutu Optoelektroniki WAT, przedstawione zostało na rys. 20. Zdjęcie to przedstawia zaznaczone poszczególne komponenty mikroskopu, takie jak komora źródła i komora mikroskopu, zewnętrznie dołączona kamera CCD oraz laser pompujący. Do uzyskania próżni w komorze mikroskopu użyto trzech pomp typu scroll, które są w stanie odpompować układ do ciśnienia około $0,1 \text{ mbar}$. Jest to etap pompowania wstępnego. Następnie uruchomiona zostaje pompa turbomolekularna, która obniża dodatkowo ciśnienie w komorze mikroskopu SXR do zakresu 10^{-5} mbar .

5.1. KONDENSOR SXR

Elipsoidalny kondensator zwierciadlany na zakres SXR w układzie mikroskopu jest odpowiedzialny za skupianie wytworzonego przez źródło SXR promieniowania na powierzchni próbki, co jest równorzędne z oświetlaczem w klasycznym mikroskopie na zakres widzialny. Kondensator jest osiowo-symetrycznym zwierciadłem elipsoidalnym, pokrytym na swej wewnętrznej powierzchni cienką warstwą niklu. Dzięki temu możliwe jest odbicie promieniowania SXR pod niewielkim kątem. W badaniach wykorzystano kondensator zaprojektowany oraz wykonany przez firmę Rigaku Innovative Technologies, Czechy. Został on umocowany na stolikach przesuwnych, wyposażonych w silniki krokowe umożliwiające płynną regulację położenia w trzech kierunkach oraz regulację kąta pochyłu kondensora w dwóch kierunkach, konieczną do optymalnego ustawienia pozycji kondensora, o czym będzie mowa dokładniej w podrozdziale 5.3 oraz 5.4.



Rys. 21. Schemat kondensora SXR z zaznaczonymi parametrami

Fig. 21. Scheme of the condenser optic

Zastosowanie tego typu mocowania wynikało z konieczności precyzyjnego zjustowania kolektora ze źródłem. Kondensator ma dwa ogniska, w pierwszym z nich znajduje się plazma, w drugim następuje skupienie promieniowania SXR emitowanego z plazmy na powierzchni badanej próbki. Odległość między dwoma ogniskami kondensatora wynosiła $z_d = 270$ mm, odległość źródła laserowo-plazmowego SXR od krawędzi optyki $z_1 = 60$ mm, odległość ogniska kondensatora od krawędzi optyki $z_2 = 140$ mm, długość kondensatora $L = 70$ mm, średnica wejściowa 11,7 mm, średnica zaś wyjściowa kondensatora wynosi 14 mm.

Maksymalna energia fotonów, efektywnie odbijana przez powierzchnię wewnętrzną kondensatora, to 800 eV, która odpowiada krytycznej długości fali $\lambda = 1,5$ nm. Zastosowany kondensator charakteryzuje się wejściowym kątem bryłowym wynoszącym około 7,8 msr, przy kącie padania około 3° i aperturą numeryczną wyjściową $NA_c = 0,09$, zdefiniowaną równaniem:

$$NA_c = \sin \left[\arctan \left(\frac{D_{\text{wyj}}}{2z_2} \right) \right] \quad (13)$$

Zdjęcie kondensatora przedstawiono na rys. 22.



Rys. 22. Zdjęcie kondensatora wykorzystanego w układzie laboratoryjnym mikroskopu na zakres „okna wodnego”
Fig. 22. A photograph of the “water window” condenser used for SXR microscope

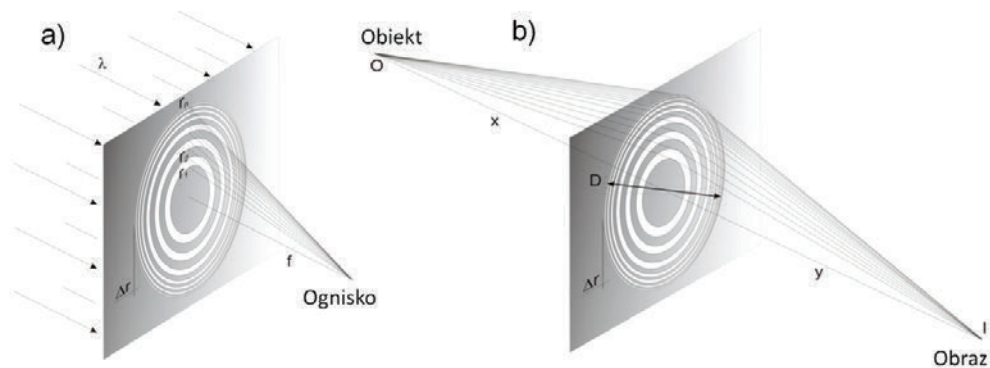
W tej konfiguracji (rys. 21) kondensator pracuje w trybie powiększenia. Średnica plamki w płaszczyźnie ogniskowej kondensatora wynosi około 1 mm. Powoduje to równomierne oświetlenie znacznego obszaru próbki tak, iż w polu widzenia mikroskopu nie ma znaczących niejednorodności oświetlenia.

5.2. WYSOKOROZDZIELCZY OBIEKTYW SXR – PŁYTKA STREFOWA FRESNELA

W konstrukcji mikroskopu, jako obiektyw użyto dyfrakcyjną optykę na zakres miękkiego promieniowania rentgenowskiego w postaci płytki strefowej Fresnela. W tym podrozdziale nazwa „płytki strefowej Fresnela” i „soczewka Fresnela” będą stosowane zamiennie. Od czasu, kiedy mikroplątki strefowe zostały zaproponowane [50], zostały użyte w wielu eksperymentach, w różnych zakresach spektralnych, od

zakresu EUV do twardego promieniowania rentgenowskiego oraz z użyciem różnych technik obrazowania, takich jak: mikroskopia jasnego i ciemnego pola, skanin-gowa czy też ptychografia [51–54]. To właśnie z użyciem płytek strefowych zaden-monstrowano rekord świata w rozdzielczości w mikroskopii na zakres SXR po użyciu promieniowania synchrotronowego, wynoszący 9 nm dla pierwszego ogniska płytki strefowej [55].

Płytką strefową Fresnela jest to struktura w postaci koncentrycznych, naprzemiennie transmitujących i absorbujących (lub też zmieniających fazę promieniowania) okręgów, tzw. stref o odpowiednio dobranych promieniach. Okręgi te mają tę właściwość, iż oświetlone falą płaską powodują, iż, oddalając się od osi symetrii takiej struktury, dyfrakcja na kolejnych strefach Fresnela ugina promienie o coraz większy kąt ugięcia tak, że promienie te przecinają się w jednym punkcie na osi optycznej płytki strefowej, będącej jednocześnie jej osią symetrii. Przedstawiono to schematycznie na rys. 23a.



Rys. 23. Schemat właściwości skupiania promieniowania elektromagnetycznego przez strukturę płytki strefowej Fresnela (a) oraz właściwość obrazowania punktu w płaszczyźnie obiektowej O w punkt leżący w płaszczyźnie obrazowej I (b)

Fig. 23. Focusing (a) and imaging (b) property of the Fresnel zone plate lens.

Imaging of the object point O into an image point I

Ponadto jeśli pęk promieni, odpowiadający w przybliżeniu falowemu fali sferycznej pochodzącej z punktu umieszczonego w płaszczyźnie przedmiotowej O pada na taką strukturę, powoduje ona również ugięcie poszczególnych promieni w taki sposób, iż przetną się one teoretycznie w jednym punkcie I w płaszczyźnie obrazowej, tworząc obraz punktu O. Ta właśnie właściwość soczewek Fresnela pozwala na obrazowanie i na użycie takich struktur w celu wytworzenia silnie powiększonych obrazów obiektów w mikroskopii SXR i EUV.

Z właściwości skupiania promieniowania elektromagnetycznego przez soczewkę Fresnela można wyprowadzić jej najważniejsze parametry. Przy padaniu fali płaskiej

na soczewkę, aby w jej ognisku natężenie pola elektrycznego fali świetlnej było wysokie, musi nastąpić konstruktywna interferencja fal pochodzących od sąsiednich stref. Przesunięcie fazowe tych fal zatem musi być równe $n\pi$ (wielokrotności liczby π), co odpowiada fizycznie wielokrotności połowy długości fali. Można to zapisać następującym równaniem:

$$f^2 + r_n^2 = \left(f + \frac{n\lambda}{2} \right)^2 \quad (14)$$

z którego możemy wyprowadzić bezpośrednio równanie na promień kolejnej strefy, przedstawione w podrozdziale 5. Jednakże, zakładając, iż długość fali padającej na soczewkę jest niewielka, ze względu na fakt, iż jest to promieniowanie z zakresu EUV i SXR, $\lambda^2 \rightarrow 0$, równanie to często jest upraszczane do postaci

$$r_n = \sqrt{n\lambda f} \quad (15)$$

Ważnym parametrem definiującym rozdzielczość przestrzenną płytki strefowej Fresnela jest tzw. szerokość ostatniej strefy, oznaczana Δr , która jest różnicą pomiędzy promieniami ostatnich zewnętrznych sąsiadujących ze sobą stref

$$\Delta r = r_n - r_{n-1} \quad (16)$$

Biorąc pod uwagę poprzednie równanie oraz fakt, iż średnica soczewki wynosi $D = 2 \Delta r$, można wyznaczyć jej ogniskową

$$f = \frac{D\Delta r}{\lambda} \quad (17)$$

oraz aperturę numeryczną

$$NA = n_0 \sin \Theta \sim \frac{D}{2f} = \frac{\lambda}{2\Delta r} \quad (18)$$

Ogniskowa definiuje, na jakiej odległości od płytki nastąpi skupienie wiązki padającej na płytkę strefową, apertura numeryczna zaś jest sinusem kąta połówkowego akceptacji dla płytki strefowej, przy założeniu współczynnika załamania próżni równego jedności $n_0 = 1$. Kąt połówkowy akceptacji mierzony jest od osi optycznej soczewki do promienia ugiętego przez soczewkę pod maksymalnym kątem, który jest zdefiniowany przez szerokość ostatniej strefy płytki Fresnela.

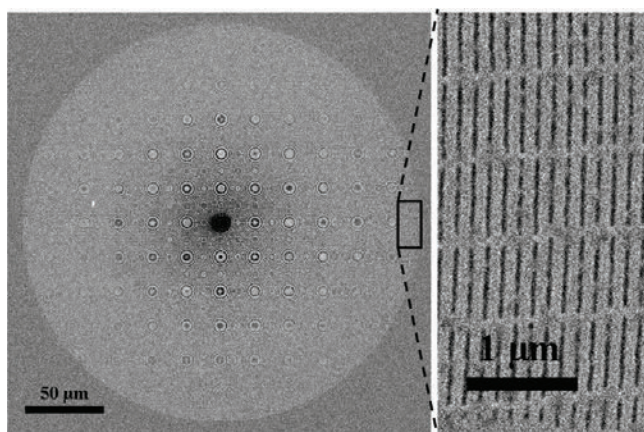
Rozdzielczość przestrzenna Rayleigha płytki strefowej Fresnela wyraża się wzorem (1), gdzie k dla oświetlenia niespójnego $k = 0.61$ [56]. Podstawiając zatem równanie na aperturę numeryczną, mamy

$$\delta_{\text{Ray}} = 2k\Delta r = 1,22\Delta r \quad (19)$$

Ważnym parametrem płytek strefowych jest również głębia ostrości (ang. *Depth of Focus* – DOF). Wyraża się ona wzorem

$$DOF = \pm \frac{\lambda}{2NA^2} = \frac{2(\Delta r)^2}{\lambda} \quad (20)$$

Głębina ostrości jest parametrem, który definiuje, na jakiej odległości od ogniska intensywność spada o ok. 20% [57]. Określa też poniekąd dokładność, z jaką należy ustawić odległość przedmiotową (odległość pomiędzy soczewką i obiektem), aby uzyskać obraz na detektorze z maksymalną możliwą do uzyskania rozdzielczością przestrzenną. Ważnym równaniem dla soczewek Fresnela jest również klasyczny warunek obrazowania, przytoczony w podrozdziale 4.1.3.



Rys. 24. Zdjęcie wykonane skaningowym mikroskopem elektronowym soczewki Fresnela użytej do budowy mikroskopu na zakres „okna wodnego”

Fig. 24. SEM micrograph of the Fresnel zone plate – objective in the SXR microscope

Płytkę strefowa, zastosowana w opisywanym mikroskopie SXR na zakres „okna wodnego”, wykonana została w 450 nm grubości membranie z azotku krzemu, w której, na głębokość ok. 400 nm, wydrążone wiązką elektronów zostały koncentryczne okręgi (strefy), powodujące ugięcie padającej fali płaskiej o długości fali 2,88 nm do jednego punktu na osi – ogniska. Średnica soczewki wynosi 0,25 mm, szerokość zaś ostatniej – zewnętrznej strefy, decydująca o rozdzielczości przestrzennej, wynosi 30 nm. Obraz uzyskany za pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego takiej soczewki przedstawiono na rys. 24. Powiększenie pokazuje kształt stref o okresie około 150 nm. Nie są to najmniejsze (ostatnie) strefy, gdyż okres ostatniej strefy soczewki wynosi 60 nm.

Sprawność dyfrakcyjna soczewki powinna być jak największa. Możliwe jest wykonanie soczewki w cieniłej warstwie materiału, tak aby sprawność dyfrakcyjna so-

czewki w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym wyniosła ok. 20%, co przedstawiono na rys. 25 dla różnych materiałów (PMMA, nikiel, złoto, german i krzem). Sprawność dyfrakcyjną takich soczewek można w prosty sposób wyliczyć, znając współczynnik załamania materiału soczewki

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (21)$$

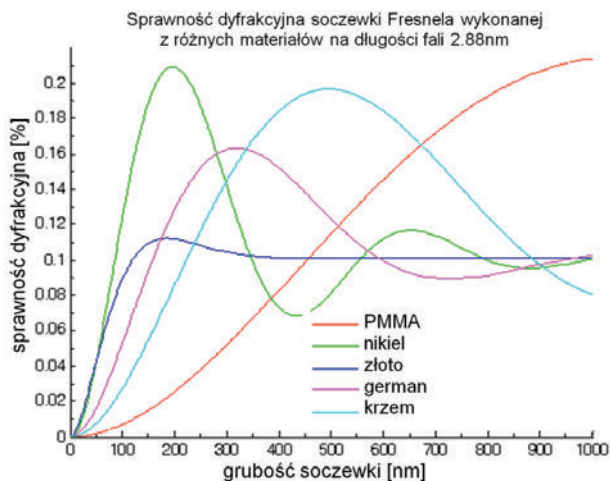
gdzie δ – współczynnik refrakcji, natomiast β – współczynnik absorpcji. Grubość materiału soczewki t wpływa na fazę pola elektromagnetycznego w trakcie propagacji fali w materiale soczewki, co można opisać wzorem

$$\phi = 2\pi t \delta / \lambda \quad (22)$$

oraz na współczynnik sprawności dyfrakcyjnej, zgodnie z [58]

$$\eta_m = \frac{1}{m^2 \pi^2} (1 + e^{-2\phi\beta/\delta} - 2e^{-\phi\beta/\delta} \cos\phi) \quad (23)$$

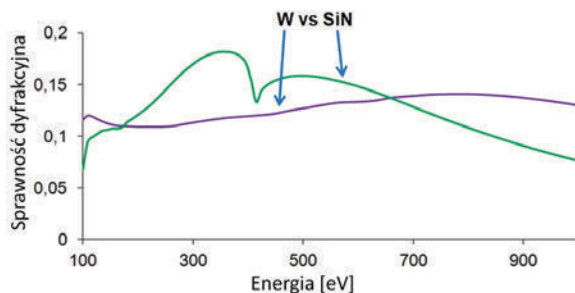
gdzie m jest to rozpatrywany rząd dyfrakcyjny, w tym przypadku $m = 1$.



Rys. 25. Sprawność dyfrakcyjna w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym dla soczewki Fresnela wykonanej z różnych materiałów w funkcji grubości soczewki
 Fig. 25. Diffraction efficiency in the first diffraction order for the Fresnel zone plates fabricated from different materials and as a function of the lens thickness

Jednak technologia wykonania takich soczewek (rys. 25) jest dość kosztowna (szczególnie metalicznych), dlatego alternatywą mogą być płytki strefowe z wolframu lub właśnie z wytrzymałego azotku krzemu. Warstwa azotku krzemu o grubości około 400 nm ma sprawność dyfrakcyjną na poziomie 14–15% na długości fali 2,88 nm (z plazmy azotowej), czyli dla energii pojedynczego fotonu równej 430 eV. Jest to mniej

niż maksimum sprawności dyfrakcyjnej, przedstawionej na rys. 26 dla azotku krzemu SiN, wynoszącej około 18% dla energii około 360–370 eV, jednakże, wykorzystując fotony o tej energii, generowane z plazmy wytworzonej w gazie zawierającym atomy węgla, np. CH₄, propan, etan, butan etc., narażamy się niestety na możliwość pokrywania optyki cienkimi warstwami węgla uwalnianego w płazmie w trakcie rozrywania wiązań molekularnych w gazie. Taka cienka warstwa węgla (kilka do kilkunastu nanometrów) w zakresie okna wodnego niestety może całkowicie zniszczyć optykę używaną do skupiania wiązki i wytwarzania powiększonego obrazu obiektu na kamerze CCD.



Rys. 26. Sprawność dyfrakcyjna soczewki Fresnela dla azotku krzemu SiN i wolframu W w zależności od energii padających fotonów⁵

Fig. 26. Diffraction efficiency of the Fresnel zone plate, fabricated from silicon nitride SiN and tungsten W, as a function of the incident photon energy

Korzystając z równań opisujących parametry użytej w mikroskopie płytki strefowej, można wyznaczyć parametry tej płytki takie, jak: ogniskowa $f = 2,6$ mm, głębia ostrości $\text{DOF} \pm 625$ nm, apertura numeryczna soczewki $\text{NA}_o = 0,048$ oraz rozdzielczość Rayleigha $\delta_{\text{Ray}} = 36,6$ nm.

Zwrócić uwagę należy również na fakt, iż apertury numeryczne kondensora (NA_c i NA_o) są prawie identyczne. Dopasowanie to powoduje z jednej strony, iż układ jest optymalny pod względem energetycznym, ponieważ fotony nie są tracone wskutek niedopasowania kąтового obu optyk. Ponadto zapewnienie dopasowania apertur numerycznych powoduje, iż próbka obrazowana jest promieniowaniem niespójnym przestrzennie, co wyjaśnia dokładniej praca [56].

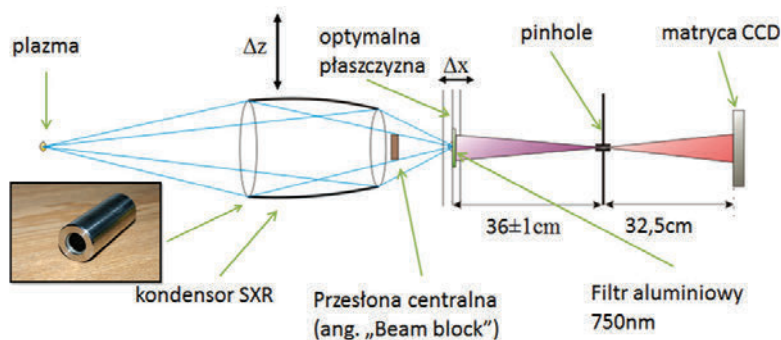
5.3. POMIARY ROZKŁADU PRZESTRZENNEGO WIĄZKI SXR ZA KONDENSOREM – OPTYMALIZACJA POŁOŻENIA KONDENSORA

Prawidłowe działanie mikroskopu na zakres „okna wodnego” wymaga zoptymalizowania pozycji kondensora, w której wiązka promieniowania SXR odbita od niego

⁵ Wykres zmodyfikowany na podstawie danych z firmy Zoneplates Ltd., Wielka Brytania.

jest jednorodna intensywnościowo, jej rozkład zaś jest osiowo-symetryczny. W celu znalezienia optymalnej pozycji kondensora niezbędne było wykorzystanie folii aluminiowej (Al), która częściowo transmituje promieniowanie z zakresu skrajnego nadfioletu $\lambda = 18\text{--}70\text{ nm}$, dodatkowo rozpraszając część promieniowania z tego zakresu.

Schemat układu pomiarowego do optymalizacji położenia kondensora przedstawiono na rys. 27. Promieniowanie odbite od powierzchni kondensora pada na cienką folię Al i jest częściowo rozpraszane, następnie promieniowanie rozproszone jest obrazowane za pomocą wcześniej omawianej kamery otworkowej, z otworkiem o średnicy $32\ \mu\text{m}$, na powierzchni detektora w postaci kamery CCD. W tym przypadku właśnie promieniowanie EUV odpowiedzialne jest za tworzenie obrazu rozproszonego na folii i zostało wykorzystane do justowania optyki kondensora, natomiast nic nie stoi na przeszkodzie, aby zastosować promieniowanie z zakresu innych długości fal, np. SXR, ze względu na wykorzystanie w układzie mikroskopowym optyki zwierciadlanej. Parametry optyki zwierciadlanej, takie jak np. ogniskowa, nie zależą od długości fali (pomijalna dyspersja w optyce zwierciadlanej). W przedstawionym eksperymencie nie użyto natomiast promieniowania z zakresu widzialnego ze względu na fakt, iż trudno jest wytworzyć źródło takiego promieniowania odpowiadające rozmiarom rzeczywistej plazmy laserowej.



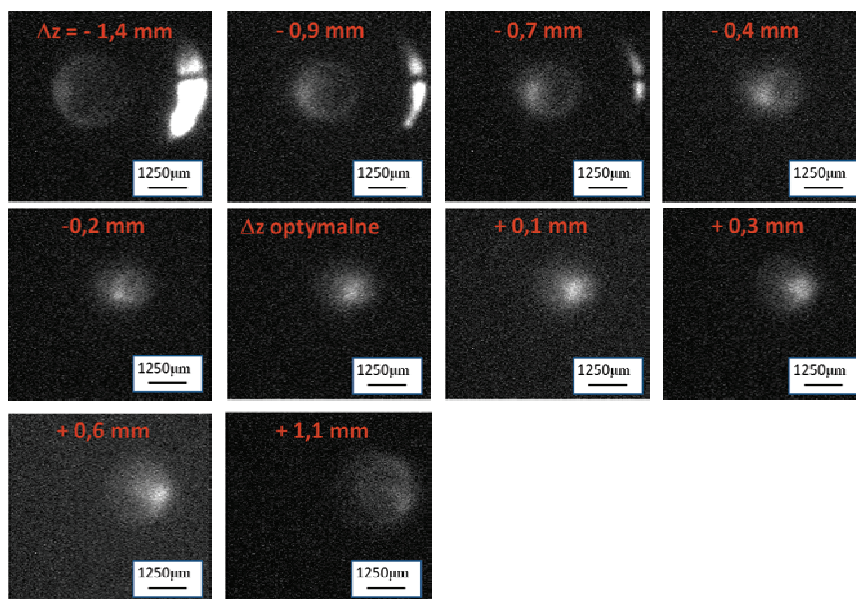
Rys. 27. Schemat układu do badania rozkładu przestrzennego wiązki SXR za kondensorem i do optymalizacji jego położenia

Fig. 27. Scheme employed for spatial distribution measurements of the SXR beam emerging from the SXR condenser and for the optimization of condenser position

Znalezienie optymalnej pozycji kondensora sprowadza się do zmiany jego pozycji z użyciem silników krokowych sterowanych zdalnie za pomocą oprogramowania komputerowego. Regulacja położenia była wykonana w trzech kierunkach x , y , z . Ze względu na ograniczoną objętość tego rozdziału, przedstawione zostaną wyniki pomiarów dla optymalizacji położenia w dwóch kierunkach, tj. x i z . Pierwszym krokiem było ustawienie kondensora odpowiednio na środku względem położenia źródła laserowo-plazmowego opartego na podwójnej tarczy gazowej (kierunek z). Kolejnym krokiem było odszukanie optymalnej odległości od źródła. Jest to szczególnie istotne,

ponieważ ważne jest skupienie odpowiednio dużej liczby fotonów pochodzących ze źródła (kierunek x).

Na rysunku 28 znajdują się przykładowe obrazy otrzymane w wyniku optymalizowania położenia kondensora w kierunku z , ze skokiem Δz oznaczonym na rys. 27. Wartości dodatnie oznaczają przesunięcie kondensora do góry, ujemne – na dół. Z uzyskanych obrazów widać, iż wraz z przesunięciem optyki zwierciadlanej przesuwa się ognisko pochodzące od źródła, a także zmienia się kształt oraz rozmiar ogniska.



Rys. 28. Rozkład przestrzenny wiązki za kondensorem SXR dla jego optymalnej pozycji w funkcji odległości Δz

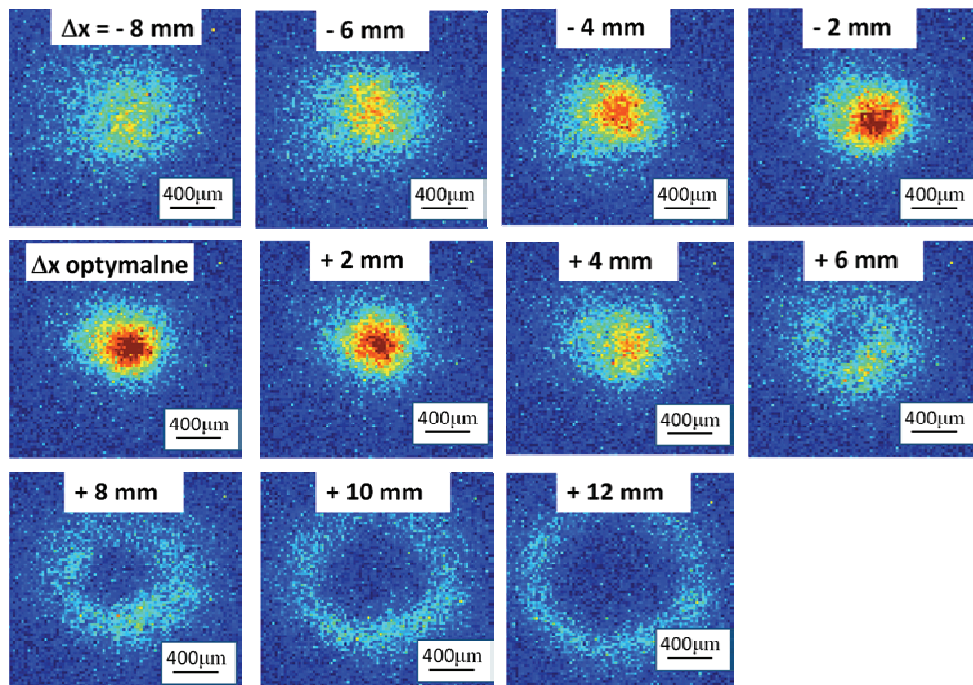
Fig. 28. Spatial distribution of the beam downstream the SXR condenser for its optimal position as a function of displacement Δz

Można również zauważyć, że przy odległościach dużo większych od optymalnych na obrazach widoczne są rozbłyski będące wynikiem pozaosiowego ustawienia kondensora względem osi optycznej układu. Na podstawie uzyskanych pomiarów widać jak istotne jest optymalne ustawienie kondensora.

Optymalizacja położenia kondensora w mikroskopie SXR sprowadza się do znalezienia najmniejszego i jednorodnego ogniska. Optymalizując położenie kondensora, zmienne jest położenie kondensora w kierunku z dla optymalnej odległości w kierunku x .

Pomiar rozkładu przestrzennego wiązki SXR za kondensorem został wykonany także według schematu przedstawionego na rys. 27; w układzie tym, wykorzystano kamerę pinholową oraz detektor – kamerę CCD iKon-M DO934, firmy Andor. Kamera ta ma wysoką rozdzielczość wynoszącą 1024×1024 pikseli przy rozmiarze detekto-

ra wynoszącym $13,3 \times 13,3 \text{ mm}^2$, co odpowiada wielkości pojedynczego piksela równej około $13 \times 13 \text{ }\mu\text{m}^2$. Jednak w pomiarach w celu zwiększenia poziomu sygnału ustawiono w dedykowanym do kamery oprogramowaniu tryb całkowania po pikselach (ang. *binning*) 2×2 . Będzie o tym mowa dokładniej w podrozdziale 8.4. Oznacza to, że każdy piksel na uzyskanym obrazie będzie się składał z czterech pikseli. Rzeczywisty wymiar każdego piksela wynosi wtedy $26 \times 26 \text{ }\mu\text{m}^2$. Dodatkowo w celu obniżenia poziomu szumów termicznych, kamerę schłodzono do temperatury $-20 \text{ }^\circ\text{C}$.



Rys. 29. Rozkład przestrzennej wiązki za kondensorem SXR dla jego optymalnej pozycji $\Delta z = 0 \text{ mm}$ w funkcji odległości Δx (przeogniskowanie)

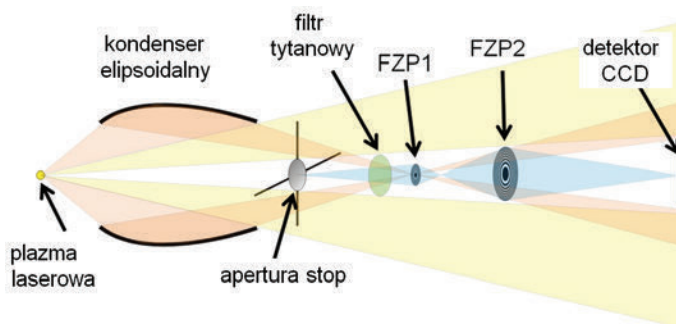
Fig. 29. Spatial distribution of the beam downstream the condenser for its optimal position $\Delta z = 0$ as a function of the Δx (along the optical axis)

Pomiar rozkładu przestrzennego wiązki SXR za kondensorem został wykonany dla optymalnej pozycji kondensora Δz . Dla ustalonych wartości położenia w kierunku z dokonano zmian położenia w kierunku x . Dla pomiarów rozkładu wiązki za kondensorem dla optymalnego położenia w kierunku z zmiana położenia w kierunku x wynosiła od -8 do $+12 \text{ mm}$ względem położenia optymalnego, 36 cm od pinhoła kamery otwarkowej. Obrazy uzyskane dla optymalnego położenia kondensora w kierunku z ($\Delta z = 0 \text{ mm}$) znajdują się na rys. 29, wartości ujemne oznaczają przesunięcie optyki w kierunku kamery CCD, natomiast dodatnie w kierunku źródła.

Jak można zauważyć, w układzie służącym do pomiaru optymalnego położenia kondensora, konieczne było zastosowanie przesłony centralnej (ang. *Beam Block*), w celu zasłonięcia plazmy. W przeciwnym wypadku intensywność promieniowania pochodzącego bezpośrednio od plazmy byłaby zdecydowanie większa od intensywności promieniowania rozproszonego od folii Al. W efekcie spowodowałoby to, że kamera pinholowa zarejestruje obraz plazmy, a nie obraz rozkładu intensywności promieniowania za kondensorem, uzyskany przez rozproszenie wiązki SXR na folii Al.

5.4. TELESKOP SXR DO OPTIMALIZACJI MIKROSKOPU SXR

Kondensator w mikroskopie SXR można również wyjustować (ustawić jego właściwą pozycję) przez użycie układu teleskopu SXR, przedstawionego na rys. 30 i opisaną dokładniej w [59].



Rys. 30. Schemat układu do pomiaru rozkładu przestrzennego wiązki SXR za kondensorem, wykorzystujący dwie soczewki Fresnela w formie teleskopu.

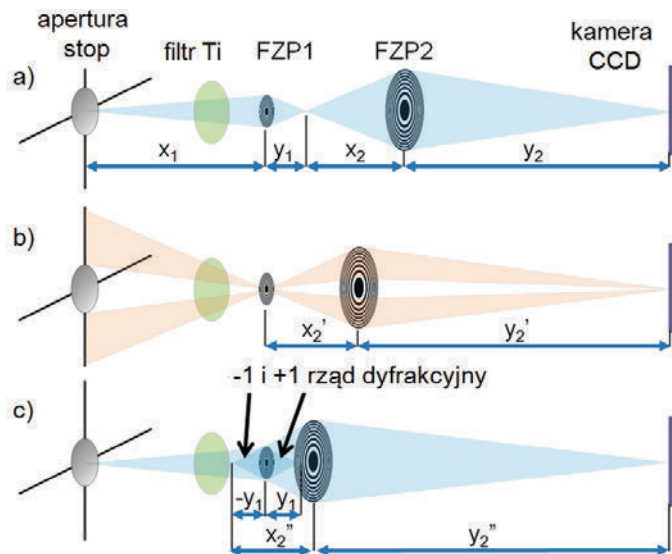
Soczewka – płytka strefowa Fresnela FZP1 wytwarza pomniejszony obraz rozkładu przestrzennego wiązki w płaszczyźnie obrazowej, następnie soczewka FZP2 obrazuje rozkład na detektorze w postaci kamery CCD

Fig. 30. Scheme used for spatial distribution measurements of the SXR beam downstream the condenser, employing two zone plates in the telescope configuration. FZP1 produces image of the distribution in its imaging plane, while FZP2 images that distribution on the CCD camera

W układzie tym użyto dwóch płytek strefowych FZP1 i FZP2. Rozkład intensywności promieniowania za kondensorem obrazowany jest najpierw za pomocą pierwszej płytki strefowej FZP1, umieszczonej zamiast badanej próbki w klasycznym układzie mikroskopu SXR, przedstawionym poprzednio na rys. 18. Obraz rozkładu promieniowania z kondensora znajduje się w płaszczyźnie przedmiotowej drugiej soczewki FZP2, która obrazuje go na detektor w postaci kamery CCD. FZP1 jest to soczewka wykonana w azotku krzemu grubości ~ 450 nm. Jej średnica wynosi $50 \mu\text{m}$, szerokość zaś ostatniej strefy – 30 nm. FZP2 jest to soczewka poprzednio użyta jako obiektyw mi-

kroskopu na zakres „okna wodnego”, tj. dla przypomnienia: średnica – 250 μm , szerokość zaś ostatniej strefy – 30 nm.

Apertury numeryczne obu soczewek są jednakowe $NA = 0,048$, co jest optymalnym rozwiązaniem w ujęciu transmisji takiego układu dwóch soczewek Fresnela. W układzie dwóch soczewek Fresnela możliwe są trzy konfiguracje/trzy tryby obrazowania, w zależności od odległości pomiędzy soczewkami. Przedstawiono to schematycznie na rys. 31.

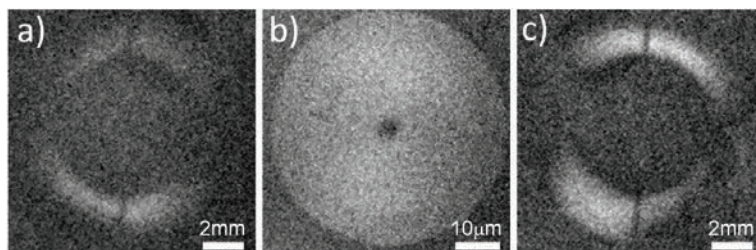


Rys. 31. Trzy tryby obrazowania możliwe do uzyskania w układzie dwóch płytek strefowych Fresnela: układ formujący rzeczywisty, prosty obraz rozkładu przestrzennego intensywności za kondensorem (a); układ do obrazowania z dużym powiększeniem geometrycznym wykorzystujący FZP2 jako obiektyw, FZP1 zaś jest w tym przypadku badanym obiektem (b); układ formujący urojony, odwrócony obraz rozkładu przestrzennego intensywności za kondensorem (c)

Fig. 31. Three imaging modes are possible to obtain with two zone plates: real image is formed (a), high geometrical magnification using FZP2 as the objective and FZP1 as the object (b) and imaginary image formation (c)

W pierwszej konfiguracji na rys. 31a, tak jak wspomniano, obraz rozkładu promieniowania z kondensora, wytworzony przed FZP1, znajduje się w płaszczyźnie przedmiotowej drugiej soczewki FZP2, która obrazuje go na detektor w postaci kamery CCD. Odległość pomiędzy soczewkami w tym przypadku jest największa i wynosi $ZP_{sep} = 3,14$ mm. Obraz powstały na detektorze przedstawiono na rys. 32a. Jeśli odległość pomiędzy soczewkami FZP1 i FZP2 zostanie zmniejszona, $ZP_{sep} = 2,62$ mm, wtedy soczewka FZP1 umieszczona zostanie w płaszczyźnie przedmiotowej soczewki

Fresnela FZP2, co spowoduje, iż FZP2 wytworzy na detektorze obraz FZP1. Przedstawiono to schematycznie na rys. 31b, natomiast poglądowy (o ograniczonej rozdzielczości przestrzennej) rezultat takiego obrazowania na rys. 32b.



Rys. 32. Rezultaty obrazowania otrzymane w trzech trybach z użyciem układu dwóch soczewek Fresnela. Obraz rzeczywisty rozkładu przestrzennego intensywności za kondensorem (a) przed optymalizacją, dla odległości pomiędzy soczewkami $ZP_{sep} = 3,14$ mm. Obraz mikrosoczewki FZP1 uzyskany z dużym powiększeniem przez obiektyw FZP2, średnica soczewki wynosi $50 \mu\text{m}$, dla odległości między soczewkami $ZP_{sep} = 2,62$ mm (b). Obraz urojony rozkładu przestrzennego intensywności za kondensorem (c) przed optymalizacją, dla odległości pomiędzy soczewkami $ZP_{sep} = 2,09$ mm. Obrazy uzyskano przy całkowaniu przestrzennym matrycy 4×4 piksele oraz ekspozycji wynoszącej 20 impulsów SXR

Fig. 32. Imaging results for three modes of imaging. Real image of the spatial distribution of light downstream the condenser (a), before the optimization, for separation between the zone plates $ZP_{sep} = 3.14$ mm. Image of the FZP1 with high magnification, obtained using FZP2 objective, FZP1 diameter equals $50 \mu\text{m}$, $ZP_{sep} = 2.62$ mm (b). Imaginary image of the intensity distribution downstream the condenser (c) before optimization procedure, for $ZP_{sep} = 2.09$ mm. Images obtained for 4×4 CCD pixel binning and exposure of 20 SXR pulses

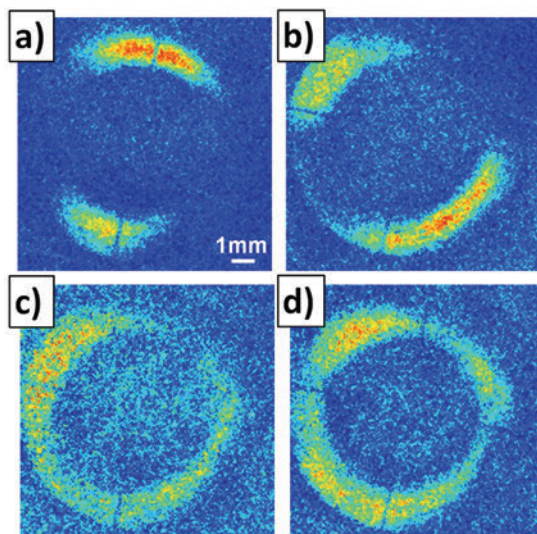
Zmniejszając odległość pomiędzy soczewkami do $ZP_{sep} = 2,09$ mm spowoduje, iż ponownie powstanie obraz rozkładu intensywności promieniowania SXR za kondensorem, jednak tym razem będzie to obraz urojony. Wynika to z tego, iż w pierwszym trybie FZP2 obrazowała rozkład amplitudowo-fazowy wytworzony przez +1 rząd dyfrakcyjny FZP1, natomiast w tym przypadku FZP2 obrazuje rozkład z FZP1 wytworzony przez -1 rząd dyfrakcyjny, co schematycznie przedstawione zostało na rys. 31c. Jak poprzednio, rezultat takiego obrazowania rozkładu przestrzennego promieniowania za kondensorem jest przedstawiony na rys. 32c. Można zauważyć symetrię pomiędzy obrazami a i c, która wynika z prostego faktu, iż FZP1 w drugim przypadku nie odwraca obrazu rozkładu intensywności za kondensorem, a jedynie FZP2, końcowy zatem obraz na detektorze będzie odwrócony w stosunku do rzeczywistego rozkładu intensywności promieniowania za kondensorem SXR.

Dokładne dane experimentalne takie, jak odległości przedmiotowe i obrazowe, powiększenie układu optycznego oraz odległości pomiędzy soczewkami przedstawione zostały w tabeli 2. W tabeli przedstawiono również parametry obu soczewek użytych do budowy teleskopu Fresnela.

Tabela 2. Parametry układu teleskopu Fresnela w trzech trybach obrazowania, pracującego na długości fali 2,88 nm
 Table 2. Fresnel telescope parameters in three modes at the wavelength of 2.88 nm

Tryb obrazowania	FZP 1 $D = 50 \mu\text{m}$, $\Delta r = 30 \text{ nm}$, $f = 520,8 \mu\text{m}$, $NA = 0,048$		FZP 2 $D = 250 \mu\text{m}$, $\Delta r = 30 \text{ nm}$, $f = 2,6 \text{ mm}$, $NA = 0,048$		Powiększenie całkowite	ZP_{sep}
	Odległość przedmiotowa	Odległość obrazowa	Odległość przedmiotowa	Odległość obrazowa		
	[mm]					
1. Powstawanie obrazu rzeczywistego rozkładu intensywności za kondensorem	$x_1 = 140$	$y_1 = 522,78$	$x_2 = 2,62$	$y_2 = 570,86$	0,815	3,14
2. Obrazowanie FZP1	$x_1 = 140$	$y_1 = 522,78$	$x'_2 = 2,62$	$y'_2 = 571,38$	218,4	2,62
3. Powstawanie obrazu urojonego rozkładu intensywności za kondensorem	$x_1 = 140$	$y_1 = 522,78$	$x''_2 = 2,62$	$y''_2 = 571,91$	0,816	2,09

W trakcie pomiarów dotyczących optymalizacji położenia kondensora został wstępnie wyjustowany z użyciem promieniowania z diody laserowej. Promieniowanie to (z zakresu widzialnego) zostało skupione za pomocą soczewki sferycznej i utworzyło źródło quasi-punktowe, które miało za zadanie zasymulować plazmę wytworzoną promieniowaniem lasera Nd:YAG. Kondensator został wyjustowany w taki sposób, aby symetrycznie oświetlić badaną próbkę. Ze względu na dyspersję soczewki skupiającej w źródle, która wyjustowana została na długość fali lasera Nd:YAG 1064 nm, następuje przesunięcie pomiędzy pozycją, w której plazma wytwarzana jest przez laser, a pozycją skupionego promieniowania z diody laserowej. To przesunięcie, wynoszące około 0,3 mm, wpływa również na wyjustowanie samego kondensora, czyli na rozkłady intensywnościowe promieniowania SXR odbitego od kondensora. Możemy to zauważyć na rys. 33a, który przedstawia kondensator wyjustowany na światło diody laserowej, pracujący w normalnych warunkach na długości fali 2,88 nm. Widać, iż pierwotnie wyjustowany kondensator, zapewniający osiowo-symetryczne oświetlenie badanej próbki, jest teraz silnie rozjustowany, oświetlając badaną próbkę tylko częściowo i niesymetrycznie. Na pozostałych rysunkach (b–d) możemy zaobserwować poszczególne etapy justowania optyki kondensora, która umieszczona została w układzie trzech silników krokowych sterowanych zdalnie oraz manualnie justowanym pochyle w dwóch płaszczyznach. Na rysunku 33d przedstawiono kondensator wyjustowany w taki sposób, aby oświetlenie badanej próbki było możliwie osiowo-symetryczne i jednorodne. Przedstawione rysunki (a–d) zostały otrzymane przy ekspozycji kilku impulsów ze źródła SXR i całkowaniu kamery CCD 4×4 pixele.



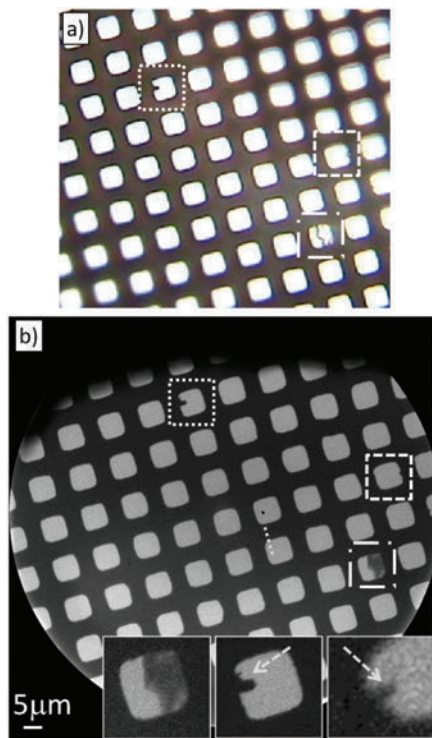
Rys. 33. Obrazy rozkładów przestrzennych intensywności za kondensorem, uzyskane w układzie teleskopu SXR Fresnela. Najbardziej radialnie symetryczny rozkład (d) jest optymalny w ujęciu mikroskopii SXR, natomiast rozkłady uzyskane w trakcie optymalizacji położenia kondensora przedstawiono na rysunkach (a–c). Obrazy uzyskano przy całkowaniu przestrzennym matrycy 4×4 piksele oraz ekspozycji wynoszącej 20 impulsów SXR

Fig. 33. Spatial distribution of the SXR radiation downstream the condenser, obtained with Fresnel telescope. Highest radial symmetry distribution is (d), which is optimal for SXR microscopy. Distributions obtained during optimization are (a–c). Images obtained for 4×4 CCD pixel binning and exposure of 20 SXR pulses

Zazwyczaj do obrazowania w zakresie SXR stosuje się osiowo-symetryczne lub „stożkowe” oświetlenie próbki (ang. *annular illumination*), które zapewnia, iż wszystkie radialne częstości przestrzenne będą przenoszone przez obiektyw i znajdą się w obrazie obiektu na detektorze. Jednakże, w niektórych przypadkach, czy też dla niektórych próbek, uwypuklenie niektórych częstości przestrzennych, a co za tym idzie poprawa rozdzielczości przestrzennej w zadanym kierunku, może mieć ogromne znaczenie praktyczne [60].

6. OBSERWACJA OBIEKTÓW TESTOWYCH, POMIAR ROZDZIELCZOŚCI PRZESTRZENNEJ MIKROSKOPU SXR

Jako obiekt testowy do kalibracji i pomiaru rozdzielczości przestrzennej użyto siateczki miedzianej o okresie 12,5 μm . Porównanie obrazów obiektu testowego – siateczki miedzianej, uzyskanej za pomocą mikroskopu SXR i mikroskopu pracującego w zakresie widzialnym widma elektromagnetycznego przedstawiono na rys. 34.



Rys. 34. Obraz obiektu testowego w postaci siateczki miedzianej o okresie 2000 na cal ($\sim 12,5 \mu\text{m}$). Obraz wykonany z użyciem mikroskopu na zakres widzialny, obiektyw 40 \times , apertura numeryczna 0,7 (a) oraz obraz SXR w zakresie „okna wodnego” (b) wykonany przy ekspozycji wynoszącej 100 impulsów SXR, czas ekspozycji 10 sekund, pole widzenia FOV $\sim 120 \times 120 \mu\text{m}^2$

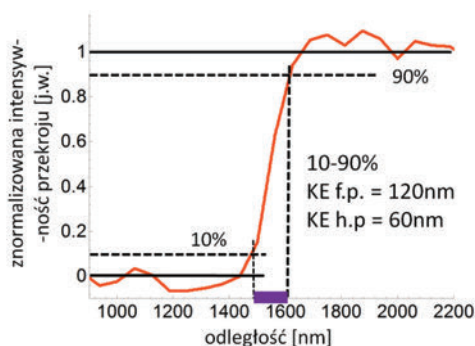
Fig. 34. Image of the Cu-mesh test object (2000/inch – $12.5 \mu\text{m}$ period).

Visible light microscope image (a), 40 \times objective, NA = 0.7. SXR image (b) for 100 SXR pulses exposure (10 sec exposure time), field of view FOV $\sim 120 \times 120 \mu\text{m}^2$.

Grid is uniform, however has some imperfections as small as 200 nm, which can be seen in the inset images. Detector temperature $-20 \text{ }^\circ\text{C}$

Obraz mikroskopowy na rys. 34a uzyskano za pomocą obiektywu o aperturze numerycznej NA = 0,7, dla którego limit dyfrakcyjny rozdzielczości wynosi około 420 nm, natomiast obraz na rys. 34b uzyskano na długości fali 2,88 nm w zakresie „okna wodnego” z użyciem kamery GE 2048 2048 BI firmy greateyes GmbH, Niemcy. Pole widzenia obrazu SXR siateczki wynosi $120 \times 120 \mu\text{m}^2$. Porównanie dwóch obrazów, przedstawione na rys. 34, potwierdza dużo wyższą rozdzielczość przestrzenną mikroskopu SXR. Otwór w siateczce to kwadrat o boku $7,5 \mu\text{m}$. Rejestracja obrazu wymagała ekspozycji wynoszącej 100 impulsów SXR w czasie 10 sekund. Niektóre niedoskonałości w otworze siateczki o wymiarach $\sim 200 \text{ nm}$ są widoczne tylko w obrazie SXR, co potwierdzają obrazki na dole rys. 34b.

Pomiar rozdzielczości mikroskopu SXR można wykonać na wiele sposobów. Jednym z nich jest skanowanie ogniska obiektywu mikroskopu za pomocą bardzo ostrej krawędzi, w celu określenia funkcji poszerzenia linii (ang. *Line Spread Function* – LSF), z której, przy określonych założeniach, można następnie określić funkcję rozmycia punktu (ang. *Point Spread Function* – PSF). PSF definiuje rozdzielczość przestrzenną możliwą do uzyskania dla danego obiektywu. Inna metoda polega na określeniu funkcji przenoszenia modulacji (ang. *Modulation Transfer Function* – MTF) przez obrazowanie wielu obiektów periodycznych (siatek) o różnych okresach modulacji i wykreśleniu widzialności takich siatek w funkcji częstości przestrzennych [49]. Kolejną metodą jest obrazowanie ostrej krawędzi w obiekcie, a następnie zmierzenie odległości, na której znormalizowana intensywność w obrazie krawędzi zmienia się w przedziale 10–90%. Przedstawiono to na rys. 35.



Rys. 35. Pomiar rozdzielczości przestrzennej mikroskopu na zakres „okna wodnego” za pomocą dobrze znanej metody ostrzowej (ang. *knife edge*). Obraz przedstawia znormalizowany profil intensywności zmierzony przy przejściu przez ostrą krawędź obrazu SXR (zaznaczony na rys. 34b linią przerywaną)

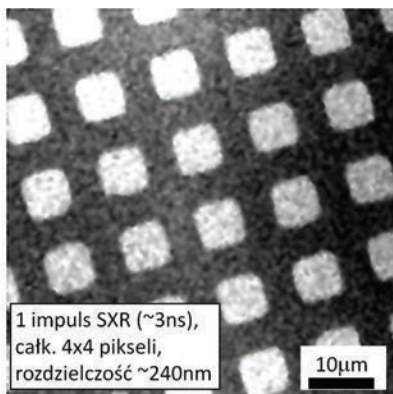
Fig. 35. Spatial resolution measurement using a knife edge method.

Image shows normalized intensity profile obtained from the image of a sharp edge (marked in Fig. 34b with dotted line). The distance on which the intensity changes from 10–90% defines Rayleigh resolution (period of the grating) equal to 120 nm, while the half-pitch resolution, which describes the smallest possible feature to be observed is equal to 60 nm

Odległość ta definiuje rozdzielczość przestrzenną Rayleigha i jest dwa razy większa od tzw. rozdzielczości połówkowej, odpowiadającej połowie okresu obrazowanej siatki, dla której widzialność spada do wartości 26,5% wartości maksymalnej na krzywej MTF [49]. Z pomiarów określono rozdzielczość Rayleigha, która wyniosła 120 nm i rozdzielczość połówkową, definiującą najmniejszy możliwy do zaobserwowania obiekt, równą 60 nm [47].

W zależności od liczby impulsów SXR, wykorzystanych do akwizycji obrazów, jakość obrazów i ilość szumu w obrazach ulega zmianie. Mikroskop SXR oparty na źródle laserowo-plazmowym z podwójną tarczą gazową umożliwia uzyskanie obrazu

z wykorzystaniem pojedynczego impulsu SXR, tzw. *single shot*, jednakże liczba fotonów jest zbyt mała, aby uzyskać obraz o dużym stosunku sygnału do szumu (ang. *Signal to Noise Ratio* – SNR). Aby móc zobrazować obiekt z wykorzystaniem pojedynczego impulsu, należy scałkować sygnał z detektora CCD z obszaru 4×4 piksele, o czym dokładniej będzie mowa w podrozdziale 8.4. Rozdzielczość przestrzenna pogorszy się do około 250 nm, co widać na obrazku siateczki TEM 2000 na rys. 36, jednakże rozdzielczość czasowa wynosi około 3 ns, co odpowiada długości impulsu SXR. Zmierzony stosunek sygnału do szumu w tym obrazie wyniósł około 13,6 dB. Metoda ta pozwala na obrazowanie szybkozmiennych, ale powtarzalnych zjawisk, takich jak np. oscylacje.



Rys. 36. Obraz siateczki miedzianej zarejestrowany przy ekspozycji wynoszącej jeden impuls SXR o czasie trwania wynoszącym 3 ns, z rozdzielczością przestrzenną około 240 nm. Obraz powstał wskutek całkowania matrycy CCD 4×4 piksele, w celu poprawy stosunku sygnału do szumu SNR. Obrazowanie z użyciem tak krótkiego czasu ekspozycji umożliwia obserwację procesów szybkozmiennych w czasie. Temperatura detektora –20 °C, częstotliwość odczytu kamery 50 kHz

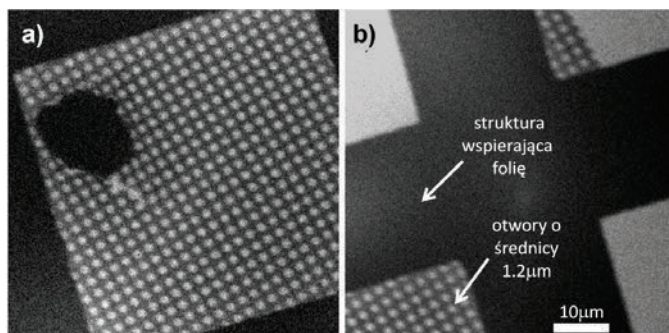
Fig. 36. SXR image of the mesh obtained with a single, 3 ns long SXR pulse, with spatial resolution of 240 nm. Image was obtained by 4×4 CCD camera pixels binning for improving SNR. Such “single shot” imaging allows for observation of rapidly changing phenomena. Detector temperature –20 °C, CCD readout rate 50 kHz

7. APLIKACJE MIKROSKOPU SXR

Obrazowanie z użyciem mikroskopu na zakres „okna wodnego”, wyposażonego w soczewkę Fresnela, wykazuje przydatność mikroskopu SXR w różnych dziedzinach nauki, takich jak biologia, nanotechnologia czy też inżynieria materiałowa. W tym podrozdziale przedstawione zostaną niektóre możliwe aplikacje mikroskopu SXR w różnych dziedzinach nauki i technologii.

7.1. OBSERWACJA NANOSTRUKTUR

Omawiany mikroskop SXR posłużył za narzędzie do obrazowania nanostruktur. Obrazy z mikroskopu SXR, omówione w dalszej części pracy, zarejestrowane zostały kamerą i-Kon M, model DO-934N, firmy Andor, z polem widzenia $60 \times 60 \mu\text{m}^2$. Pierwszą z obserwowanych nanostruktur była cienka folia węglowa z mikrootworkami. Średnica otworków wynosiła, zgodnie z danymi producenta (SPI Supplies, USA), 1,2 mikrona. Dla poprawy kontrastu optycznego na strukturę, wykonaną w folii węglowej grubości około 10 nm, naniesiono dodatkowo warstwę złota grubości 70 nm za pomocą standardowej napyłarki SEM.



Rys. 37. Obraz mikroskopowy uzyskany w zakresie „okna wodnego” przedstawiający częściowo uszkodzoną membranę węglową (a) grubości 15 nm, pokrytą dodatkowo warstwą złota grubości 60 nm, podtrzymywaną na siateczce metalowej (b), z otworami o średnicy 1,2 μm .

Parametry akwizycji: ekspozycja – 50 impulsów SXR, czas ekspozycji 5 sekund, temperatura detektora -20°C , częstotliwość odczytu kamery 2,5 MHz

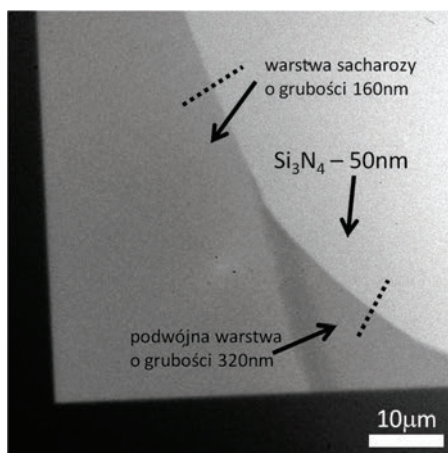
Fig. 37. SXR microscopy image depicting partially damaged carbon membrane (a) 15 nm thick, additionally coated with 60 nm of gold, supported on a metal grid (b), with holes 1.2 μm in diameter.

Acquisition parameters: 50 SXR pulses, 5 sec exposure time, detector temperature -20°C , CCD readout rate 2.5 MHz

Na obrazie uzyskanym w zakresie „okna wodnego” struktura periodyczna mikro-siateczki jest bardzo dobrze widoczna. Jednorodność oświetlenia próbki w tym przypadku jest dobra. Obraz został przeogniskowany, jednakże niewykluczone jest uzyskanie obrazu o jeszcze wyższej rozdzielczości. Do rejestracji obrazów mikro-siateczek, przedstawionych na rysunku 37, użyto 20 impulsów SXR (ekspozycja ok. 10 s) oraz również schłodzono kamerę do temperatury -20°C . Na krawędziach struktury podtrzymującej mikro-siateczkę da się zauważyć częściowo przesłonięte otwory mikro-siatki, których rozmiary sięgają kilkuset nanometrów lub mniej. Na rysunku 37a przedstawiono strukturę siateczki, która jest bardzo jednorodna. Oczywiście, ze względu na mocowanie i przechowywanie mikro-siatki w powietrzu zdarzają się obszary mikro-siatki z zanieczyszczoną (rys. 37a) lub zniszczoną (rys. 37b) mikrostrukturą.

Dosyć duże zanieczyszczenie na siatce w postaci pyłku o rozmiarach 12–15 mikronów jest bardzo dobrze widoczne na rys. 37a.

Na rysunku 37b przedstawiono węzeł siatki podtrzymującej mikrostrukturę w postaci krzyża. W dwóch jego rogach widać częściową strukturę mikrosiateczki, w dwóch pozostałych widać uszkodzenie polegające na całkowitym zniszczeniu mikrostruktury. Dodatkowo można zaobserwować, iż siatka mikrostruktury jest bardziej transmisyjna niż siatka podtrzymująca, co bezpośrednio wynika z różnicy w ich grubościach. Dla przypomnienia siatka mikrostruktury ma grubość 70 nm, natomiast struktura podtrzymująca, około 10 μm .



Rys. 38. Obraz mikroskopowy uzyskany w zakresie „okna wodnego”, przedstawiający membranę z azotku krzemu Si_3N_4 grubości 50 nm, z naniesioną na nią pojedynczą (grubość 160 nm) i podwójną (320 nm) warstwą sacharozy. Grubość warstwy została zmierzona bezpośrednio z pomiarów transmisji promieniowania na długości fali 2,88 nm w obszarach zaznaczonych liniami przerywanymi

Fig. 38. SXR „water window” image depicting a 50 nm thick silicon nitride Si_3N_4 membrane, with a single (160 nm thick) and double (320 nm thick) saccharose layer. The layer thickness was directly measured from transmission measurements at 2.88 nm wavelength in the regions indicated with dashed lines. Acquisition parameters: 200 SXR pulses, 20 sec exposure time, detector temperature $-20\text{ }^\circ\text{C}$, CCD readout rate 2.5 MHz

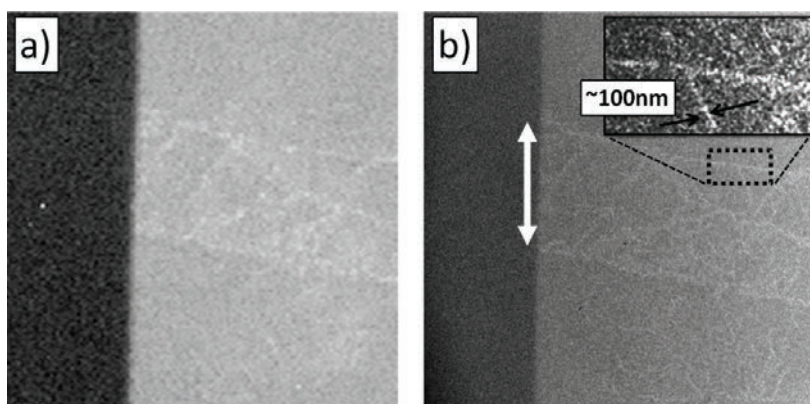
Innym przykładem nanostruktury jest membrana z azotku krzemu grubości około 50 nm, która została użyta jako podłoże dla cienkiej warstwy sacharozy ($\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$), co widać na rys. 38. Z obrazu SXR zmierzono transmisję pojedynczej warstwy, w miejscu zaznaczonym linią przerywaną na górze obrazu. Wyniosła ona 71,8%, co odpowiada grubości ~ 160 nm, zgodnie z danymi zawartymi w bazie Center for X-ray Optics⁶. Oczekiwana wartość transmisji podwójnej warstwy sacharozy wynosi w tym

⁶ Center for X-ray Optics, CXRO database: <http://www.cxro.lbl.gov/>

przypadku 51,6%, podczas gdy zmierzona wartość podwójnej warstwy (w miejscu zaznaczonym przerywaną linią na dole obrazu) wyniosła 52,3%, wskazując na poprawność i dość dobrą dokładność pomiarów grubości cienkich warstw organicznych z obrazów transmisyjnych w zakresie SXR.

Obraz uzyskano przy 200 impulsach SXR użytych do akwizycji, czas akwizycji 20 sekund, temperatura detektora CCD $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$, częstotliwość zaś odczytu kamery 2,5 MHz. Takie cienkie, organiczne warstwy, ze względu na obecność atomów węgla w swojej strukturze, wykazują się dość dużą absorpcją i silnym kontrastem w zakresie „okna wodnego”, umożliwiając bezpośredni pomiar absorpcyjny grubości tych warstw w zakresie SXR.

Kolejnym przykładem zastosowania opisywanego w tym rozdziale mikroskopu SXR może być obrazowanie mikropęknięć w cienkiej warstwie złota. W tym przypadku nieco grubsza membrana z azotku krzemu, grubości 100 nm, została pokryta dodatkowo warstwą złota, również grubości 100 nm, nałożonego za pomocą standardowej próżniowej napyłarki⁷.



Rys. 39. Obrazy mikroskopowe przedstawiające membranę z azotku krzemu Si_3N_4 o grubości 100 nm z warstwą złota grubości 100 nm,

w której są mikropęknięcia zarejestrowane za pomocą mikroskopu na zakres widzialny (a) (obiektyw 40 \times , NA = 0,7) i obraz uzyskany w zakresie „okna wodnego” (b)

Fig. 39. SXR „water window” images depicting a 100 nm thick silicon nitride Si_3N_4 membrane, with 100 nm layer of gold with microcracks. Image obtained with a visible light microscope (a) (40 \times objective, NA = 0.7) and “water window” image (b). Transmittance of the gold layer at 2.88 nm wavelength equals to ~6.6%. SXR image was obtained with 500 SXR pulses, source repetition rate 10 Hz. The detector temperature was $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, CCD readout rate 2.5 MHz. The width of the white arrow was 18.8 μm . Small inset in Fig. b) shows magnified and contrast enhanced single microcrack with the width approaching 100 nm

⁷ Próbki te przygotowane zostały w ramach współpracy z naukowcami z Czeskiego Uniwersytetu Technicznego (CTU, Praga, Republika Czeska, prof. Jiri Limpouch, dr Alexandr Jancarek, mgr Muhammad Fahad Nawaz).

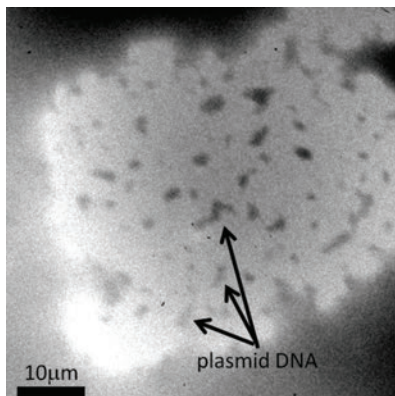
W trakcie procesu napyłania, wskutek stresu w cienkiej warstwie złota, powstały mikro- i nanopęknięcia obserwowane później za pomocą mikroskopu na zakres widzialny, z użyciem obiektywu o aperturze numerycznej wynoszącej $NA = 0,7$ i powiększeniu obiektywu $40\times$ – rys. 39a. Dla porównania wykonano również obrazowanie tego samego obszaru próbki z użyciem mikroskopu na zakres „okna wodnego” (rys. 39b). Szacowana transmisja warstwy złota na długości fali $2,88$ nm wynosi $6,6\%$. Pomimo iż transmisja całej próbki na tej długości fali jest bardzo mała, co ogranicza w sposób znaczący liczbę fotonów docierających do detektora, mikroskop SXR jest w stanie zobrazować tę próbkę z rozdzielczością przestrzenną, lepszą niż limit dyfrakcyjny mikroskopu na zakres widzialny, tj. $0,61 \lambda/NA \sim 480$ nm. Można to zaobserwować na rys. 39b.

Obraz w zakresie SXR uzyskano przy ekspozycji wynoszącej 500 impulsów SXR i częstotliwości powtarzania źródła SXR wynoszącej 10 Hz. Temperatura detektora CCD wynosiła $T = -20$ °C, zaś częstotliwość odczytu kamery $2,5$ MHz. Długość białej strzałki na rys. 39b wynosi $18,8$ μm . Pęknięcia w warstwie złota, ze względu na limit dyfrakcyjny w mikroskopie na zakres widzialny, są również widoczne na obrazie rys. 39a, jednakże ich szerokość na tym obrazie wynosi około 500 nm. Mały obrazek, umieszczony na rys. 39b, o zwiększonym kontraście pokazuje dla porównania jedno rozgałęzienie mikropęknięć z rozdzielczością przestrzenną dużo wyższą i nieosiągalną w mikroskopii na zakres widzialny. Zmierzona szerokość mikropęknięcia wynosi ~ 100 nm.

7.2. OBSERWACJA OBIEKTÓW BIOLOGICZNYCH

Ze względu na różnicę w absorpcji pomiędzy węglem a wodą w zakresie „okna wodnego” długości fali z tego zakresu znakomicie nadają się do obrazowania materiałów biologicznych. Przykładowo omówione zostały dwa obrazy z mikroskopu SXR, przedstawiające próbki biologiczne zobrazowane za pomocą przedstawionego mikroskopu SXR na długości fali $2,88$ nm.

Pierwszym przykładem jest obraz plazmidu DNA pBR322 DNA (4361bp), firmy Inspiralis, Wielka Brytania. Plazmid ten został naniesiony na cienką membranę z azotku krzemu grubości 50 nm, która służyła za ekwiwalent szkiełka mikroskopowego w klasycznym mikroskopie na zakres widzialny. Plazmid naniesiono na membranę z roztworu, zawierającego 100 ng/ μl plazmidu, a następnie osuszono w atmosferze azotu przez 20 minut. Obraz w zakresie SXR agregacji plazmidu na powierzchni membrany przedstawiono na rys. 40. Agregacje te, pomimo niewielkiej grubości rzędu kilkuset nanometrów, są bardzo dobrze widoczne i ich wielkość zawiera się w przedziale od kilkuset nanometrów do kilku mikrometrów. Obraz ten uzyskano dla ekspozycji wynoszącej 500 impulsów SXR zarejestrowanych w ciągu 50 sekund przy schłodzonym detektorze do temperatury -20 °C.



Rys. 40. Obraz mikroskopowy uzyskany w zakresie „okna wodnego” przedstawiający skrecony plazmid DNA pBR322

Fig. 40. SXR “water window” images depicting pBR322 plasmid DNA.

Plasmid was deposited on top of 50 nm silicon nitride membrane from 100 ng/μl solution.

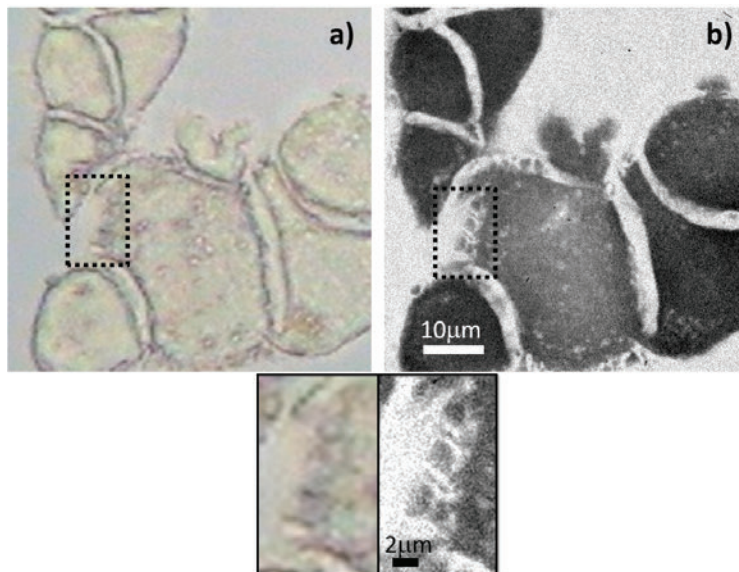
SXR image was obtained with 500 SXR pulses, source repetition rate 10 Hz.

Field of view was FOV ~60×60 μm².

The detector temperature was –20 °C, CCD readout rate 2.5 MHz

Kolejnym przykładem możliwości zastosowania mikroskopu SXR jest obserwacja komórek biologicznych. Obrazy zgrupowanych i pojedynczych komórek przedstawiono odpowiednio na rys. 41 i rys. 42. Próbkami⁸ były zwierzęce fibroblasty CT 26 pochodzące z raka jelita grubego *Mus musculus* (strain BALB/c). Obrazy zgrupowanych komórek wraz z ich wewnętrzną strukturą są widoczne dzięki kontrastowi fazy w obrazach z mikroskopu na zakres widzialny oraz jako modulacja transmisji dla promieniowania z zakresu SXR w obrazach z mikroskopu SXR. Niektóre komórki na rys. 41b mają zbyt wysoką absorpcję, aby można było zobaczyć ich wewnętrzną strukturę. Obrazy poniżej pokazują bezpośrednie porównanie niewielkich obszarów w obu obrazach z mikroskopów z zakresu widzialnego i SXR. Obrazy z mikroskopu SXR charakteryzują się dużo lepszą rozdzielczością przestrzenną i zwiększonym kontrastem absorpcyjnym. Obrazy w zakresie „okna wodnego” uzyskano dla akwizycji wynoszącej 600 impulsów SXR, czas ekspozycji 1 minuta, temperatura detektora –20 °C, częstotliwość odczytu kamery 50 kHz.

⁸ Próbkki biologiczne zostały przygotowane we współpracy z wydziałem Bioinżynierii Czeskiego Uniwersytetu Technicznego w Pradze (prof. Miroslava Vrbowa, mgr Sarka Vondrova, mgr Jana Turnova).



Rys. 41. Obrazy zgrupowanych, odwodnionych komórek fibroblastów CT26 otrzymanych z raka jelita grubego *Mus musculus* (strain BALB/c) umieszczonych na powierzchni membrany z azotku krzemu grubości 100 nm, uzyskane za pomocą mikroskopu na zakres widzialny (obiektyw 40×, NA = 0,7) (a) i w zakresie SXR (b)

Fig. 41. Visible light microscopy image (40× objective, NA = 0.7) (a) and, for comparison, the SXR image (b) of aggregated dehydrated CT 26 fibroblasts, derived from colon carcinoma *Mus musculus* (strain BALB/c) placed on top of 100 nm thick silicon nitride membrane. The images show aggregated cells with internal structure visible due to a phase contrast in visible light microscope images and as modulation in the transmittance of the SXR light through the sample in the SXR images. Some cells in image (b) are too opaque to recognize the internal structure. Images below show direct comparison of small areas and smallest features in the visible light microscope image and the SXR image.

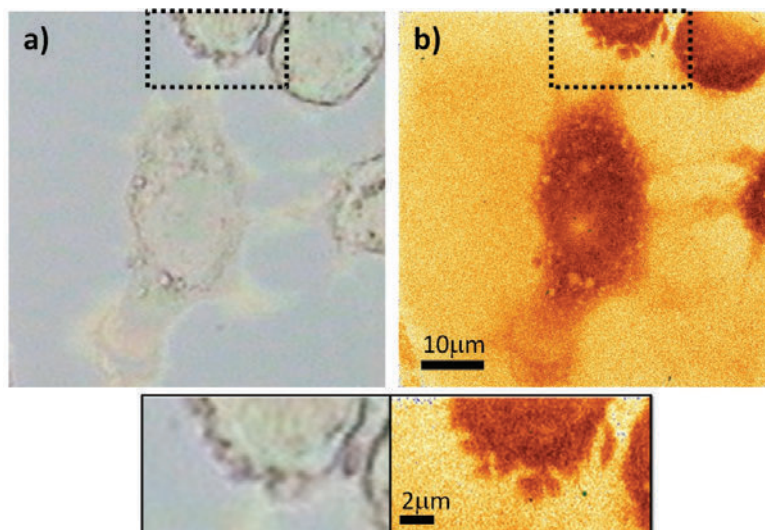
The SXR images show enhanced spatial resolution and high absorption contrast.

SXR image was obtained with 600 SXR pulses, exposure time of 1 minute.

The detector temperature was -20°C , CCD readout rate 50 kHz

Odwodnienie komórek uzyskano przez wielokrotnie, naprzemiennie wykonywane płukanie w wodzie destylowanej i etanolu. Komórki naniesiono na cienką membranę z azotku krzemu grubości 100 nm, rozmiarze membrany $1 \times 1 \text{ mm}^2$, zamontowanej na ramce o rozmiarach $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Początkowo komórki te hodowano w modyfikowanej pożywce Dulbecco (Sigma Aldrich) zawierającej 10% płodowej surowicy bydlęcej (Gibco) oraz 1% gentamycyny (Sandoz). Kropla objętości 10–20 μl , zawierająca zawiesinę komórek w roztworze, została naniesiona na membranę. W zawieszynie zawarte było około 1×10^6 komórek na mililitr roztworu. Membranę z naniesionymi komórkami inkubowano przez 24 h w temperaturze 37°C i atmosferze zawierającej 5% CO_2 . W trakcie przygotowania próbek zostały one płukane w PBS (Sigma Aldrich)

przez 5 min. Następnie komórki zostały odwodnione przez serię naprzemiennych płukania w wodzie destylowanej i etanolu.



Rys. 42. Obrazy pojedynczych, odseparowanych i odwodnionych komórek fibroblastów CT26 otrzymanych z raka jelita grubego *Mus musculus* (strain BALB/c):

a) – mikroskop na zakres widzialny, b) – mikroskop SXR oraz porównanie niewielkich obszarów w obu obrazach z mikroskopów z zakresu widzialnego i SXR. Obrazy z mikroskopu SXR charakteryzują się dużo lepszą rozdzielczością przestrzenną i zwiększonym kontrastem absorpcyjnym. Najmniejsze widzialne struktury mają rozmiary poniżej 100 nm. Parametry akwizycji jak na rys. 41

Fig. 42. Images of single, separated and dehydrated CT 26 fibroblasts, derived from colon carcinoma *Mus musculus* (strain BALB/c): a) – visible light microscope, b) – SXR microscope and comparison of small areas and smallest features in the visible light microscope image and the SXR image.

The SXR images show enhanced spatial resolution and high absorption contrast. The smallest features are below 100 nm. Acquisition parameters as in Fig. 41

Komórki obserwowane za pomocą mikroskopu pracującego w zakresie widzialnym, przedstawione na rys. 41a i rys. 42a zostały bezpośrednio porównane z obrazami uzyskanymi w zakresie „okna wodnego” – rys. 41b i rys. 42b. Komórki mają średnicę około 20–30 μm . Wewnętrzna struktura komórek jest widoczna przez kontrast fazowy w mikroskopii w zakresie widzialnym oraz jako modulacja transmisji promieniowania z zakresu SXR przechodzącego przez próbkę w obrazach SXR. Struktury wewnętrzne i zewnętrzne komórek, o rozmiarach ~ 200 nm, są bardzo dobrze widoczne.

Akwizycja obrazów wymagała 600 impulsów SXR – 1 minuta ekspozycji. Temperatura detektora CCD wynosiła $T = -20$ $^{\circ}\text{C}$, zaś częstotliwość odczytu kamery 50 kHz. Obrazy w zakresie widzialnym uzyskano za pomocą obiektywu o powiększeniu 40 \times oraz aperturze numerycznej $NA = 0,7$. Poniżej pełnowymiarowych obrazów komórek

są przedstawione powiększone wycinki, na których można zaobserwować bezpośrednio porównanie tych samych małych obszarów próbki zaznaczonych linią przerywaną. Obrazy te przedstawiają najmniejsze widzialne struktury możliwe do zaobserwowania z użyciem mikroskopu na zakres widzialny i na zakres „okna wodnego”. Obrazy SXR cechują się superlatywną rozdzielczością przestrzenną, ze względu na zastosowanie promieniowania o dużo mniejszej długości fali niż promieniowanie z zakresu widzialnego. Umożliwia to uzyskanie rozdzielczości przestrzennej przekraczającej możliwości klasycznej mikroskopii na zakres widzialny.

8. OPTIMALIZACJA PARAMETRÓW MIKROSKOPU PRZEZ POMIAR SNR

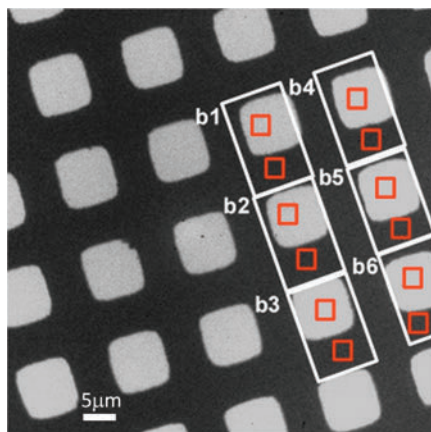
Do optymalizacji mikroskopu na zakres SXR zaimplementowano metodę pomiaru stosunku sygnału do szumu (SNR). Pomiaru te zostały dokładnie opisane w publikacji [61]. Pomiar stosunku sygnału do szumu jest dobrze znaną metodą optymalizacji i szacowania jakości obrazów, wykorzystywaną często w przetwarzaniu obrazów cyfrowych. SNR można mierzyć na kilka różnych sposobów. W obrazowaniu medycznym (MRI, PET, SPECT) stosuje się najczęściej metodę SNR, w której odejmuje się dwa obrazy tego samego obiektu, natomiast z wynikowego obrazu oblicza się odchylenie standardowe szumu [62, 63]. W mikroskopii elektronicznej często stosowane są techniki korelacji do pomiaru SNR [64]. Sposobem na poprawę SNR w uzyskiwanych obrazach, co poprawia ich jakość, są często metody oparte na zastosowaniu cyfrowych filtrów i uśrednianiu przestrzennym, filtry medianowe czy też analiza oparta na szybkiej transformacji Fouriera (FFT), które umożliwiają zmniejszenie szumu w obrazach cyfrowych [65, 66]. Do optymalizacji mikroskopu na zakres „okna wodnego” zastosowano jednak metodę opartą na pomiarze SNR na podstawie pojedynczego obrazu [67]. W tym celu użyto dobrze znaną zależność, którą można znaleźć w [68]

$$\text{SNR} = 20 \log_{10}(\bar{S} / \sigma_N) \quad (24)$$

gdzie \bar{S} jest to średnia wartość sygnału zmierzona z obrazu SXR, natomiast σ_N jest to odchylenie standardowe szumu w uzyskanym obrazie. Ta zależność jest odpowiednia, ponieważ podczas obserwacji obiektu nie mamy do wykorzystania obrazu odniesienia (idealnego wzorca obiektu), z którym można by korelować uzyskany obraz i w ten sposób określać jego jakość.

W celu uzyskania wartości SNR dla różnych parametrów akwizycji, pomiary wykonano w 6 różnych miejscach na obrazie SXR obiektu testowego w postaci siateczki, która użyta była do pomiarów w poprzednich podrozdziałach. Dokładne miejsca pomiaru sygnału i szumu są przedstawione na rys. 43. Pary punktów pomiarowych b1–b6 mają po dwa obszary pomiarowe: w środku otworu siateczki zmierzono sygnał (średnią liczbę

fotonów), w miejscu zaś gdzie jest widoczna siatka, zmierzono odchylenie standardowe szumu.



Rys. 43. Obraz siateczki miedzianej użytej jako obiekt testowy do pomiaru stosunku sygnału do szumu SNR w obszarach zaznaczonych prostokątami b1–b6, w których zmierzono średnią wartość sygnału (w otworach siateczki) i odchylenie standardowe szumu (w siateczce)

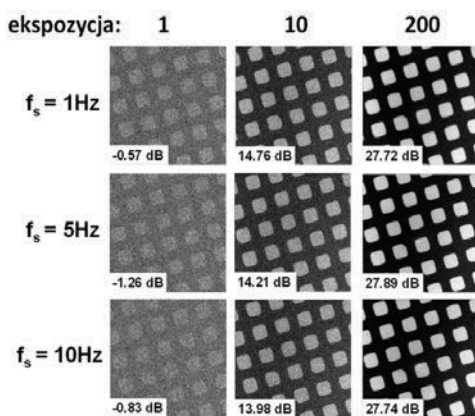
Fig. 43. SXR image of the copper mesh used as a test object for the SNR measurements in regions indicated b1–b6. Average value of the signal was measured in the mesh hole, while the standard deviation of the noise in the mesh bar

Oba obszary zaznaczono za pomocą kwadratowych markerów. Dla wszystkich pomiarów SNR przy różnych parametrach pole powierzchni zaznaczonych obszarów nie ulegało zmianie i wynosiło zawsze $1,2 \times 1,2 \mu\text{m}^2$. W celu uniknięcia błędów związanych z niejednorodnym oświetleniem badanego obiektu położenie punktów pomiarowych zostało dobrane tak, aby obszar oświetlenia był jak najbardziej jednorodny. Intensywność sygnału zdefiniowana jest przez liczbę fotonów zarejestrowanych podczas ekspozycji. Jeśli zwiększymy ich liczbę, wartość \bar{S} zwiększy się. W idealnym przypadku wartość szumu, a co za tym idzie i jego odchylenie standardowe powinny dążyć do zera ($\sigma_N \rightarrow 0$), jednakże dość mały współczynnik sprawności dyfrakcyjnej w pierwszym rzędzie dla zastosowanej soczewki Fresnela, wynoszący około 17%, powoduje, iż nieco energii jest również w obszarze, gdzie mierzony jest szum.

8.1. OPTIMALIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI REPETYCJI ŹRÓDŁA

Ekspozycja i częstotliwość repetycji źródła SXR mikroskopu mają wpływ na jakość uzyskiwanych obrazów. Pierwszy eksperyment związany z optymalizacją mikroskopu SXR przez poprawę jakości obrazów zdefiniowanej pomiarami SNR dotyczył pomiarów współczynnika SNR dla różnej wartości ekspozycji (impulsów SXR) oraz dla różnych

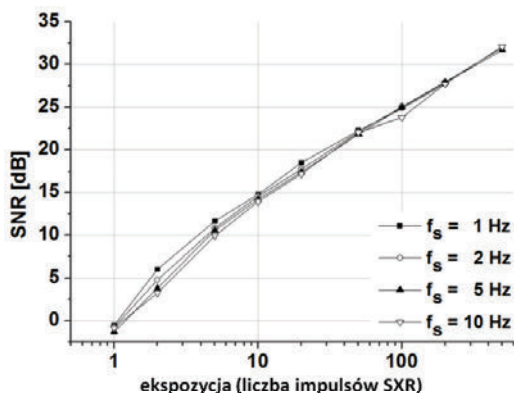
wartości częstotliwości powtarzania impulsów źródła SXR f_s . Ekspozycja zmieniona została w zakresie 1–500 impulsów SXR, natomiast częstotliwość repetycji źródła w zakresie 1–10 Hz. Temperatura detektora CCD została ustalona na $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, zaś częstotliwość odczytu (ang. *Readout Rate*) kamery CCD – 2,5 MHz. Na rysunku 44 przedstawiono przykład 9 typowych obrazów siateczki testowej otrzymanych za pomocą mikroskopu SXR dla repetycji źródła SXR, wynoszącej 1, 5 i 10 Hz (wiersze), jako funkcji ekspozycji – liczby impulsów SXR użytej do rejestracji obrazu SXR 1, 10 i 200 (kolumny). Obrazy te przedstawiają, zgodnie z oczekiwaniami, poprawę jakości obrazów – wzrost SNR, w funkcji zwiększania liczby impulsów SXR. Największe wartości współczynników SNR zarejestrowano dla najwyższych ekspozycji. Krzywe przedstawiające poprawę SNR w funkcji ekspozycji dla różnych wartości repetycji źródła SXR przedstawiono na rys. 45.



Rys. 44. Typowe obrazy siateczki uzyskane dla różnej ekspozycji i różnych wartości częstotliwości pracy źródła promieniowania SXR wraz ze zmierzoną wartością SNR

Fig. 44. Typical images of the mesh for different exposures and repetition rates of the SXR source with SNR values indicated

Jak można zaobserwować, powyżej około 100 impulsów SXR wartość SNR nie zmienia się przy zmianie częstości powtarzania źródła SXR. Jest to spowodowane faktem, iż dla długości toru optycznego mikroskopu, wynoszącej około 96 cm oraz przy ciśnieniu rezydualnym $2,2 \times 10^{-2}$ mbar, zmierzonym przy największej repetycji źródła SXR wynoszącej 10 Hz, transmisja szczątkowego azotu w komorze w temperaturze pokojowej wynosi aż 93,3%. Tak duża transmisja sprawia, iż reabsorpcja promieniowania SXR w tym gazie, przy tak małym ciśnieniu, jest niewielka i preferuje się w tym przypadku zwiększenie repetycji źródła, w celu skrócenia czasu ekspozycji i zmniejszenia szumów generowanych przez kamerę CCD. Dla małych ekspozycji (2–10 impulsów SXR) preferuje się jednak używanie małych repetycji, ponieważ wartości SNR mogą być wtedy większe o około 3 dB w stosunku do pomiarów wykonanych dla większych repetycji źródła SXR.



Rys. 45. Wykres SNR w funkcji ekspozycji dla różnych wartości częstotliwości pracy źródła promieniowania SXR

Fig. 45. SNR plot for different exposures and repetition rates of the SXR source

Wartości błędów SNR, zmierzone na podstawie wspomnianych wcześniej 6 pomiarów, zostały wyznaczone jako $\pm\sigma_{\text{SNR}}$, gdzie σ_{SNR} jest to odchylenie standardowe pomiarów SNR. Błędy pomiarowe nie zostały przedstawione na wykresie w celu poprawy widoczności samych krzywych, zostały natomiast przedstawione w tabeli 3. Jak można zaobserwować, w większości przypadków błąd pomiaru SNR ($2\sigma_{\text{SNR}}$) nie przekracza kilku procent wartości SNR.

Tabela 3. Pomiary SNR dla różnych ekspozycji oraz przy zmianie częstotliwości repetycji źródła SXR
Table 3. SNR measurements for various exposures and repetition rates of the SXR source

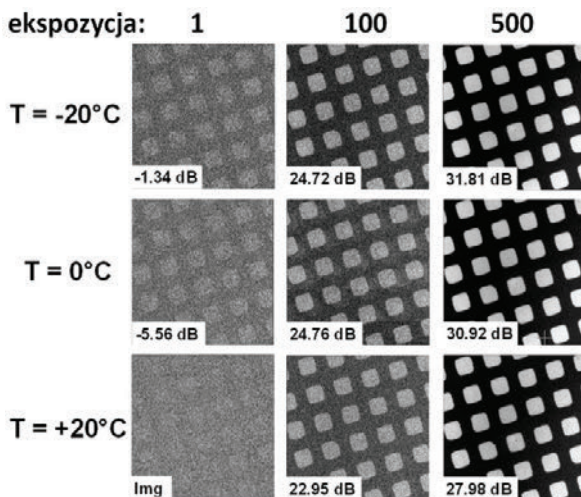
Liczba impulsów SXR	SNR [dB] $f_s = 1$ Hz	SNR [dB] $f_s = 2$ Hz	SNR [dB] $f_s = 5$ Hz	SNR [dB] $f_s = 10$ Hz
1	-0,57 ± 1,40	-0,75 ± 0,77	-1,26 ± 0,70	-0,83 ± 1,36
2	6,00 ± 0,44	4,77 ± 0,62	3,77 ± 0,73	3,27 ± 0,70
5	11,65 ± 0,57	10,86 ± 0,68	10,61 ± 0,67	9,96 ± 0,63
10	14,76 ± 0,57	14,58 ± 0,80	14,21 ± 0,73	13,98 ± 0,62
20	18,48 ± 0,44	17,71 ± 0,38	17,41 ± 0,36	17,20 ± 0,42
50	22,22 ± 0,36	22,09 ± 0,29	21,82 ± 0,77	22,04 ± 0,58
100	24,86 ± 0,43	25,07 ± 0,55	25,00 ± 0,41	23,80 ± 2,02
200	27,72 ± 0,43	27,93 ± 0,46	27,89 ± 0,55	27,74 ± 0,70
500	-	31,92 ± 0,70	31,70 ± 0,44	32,06 ± 0,50

8.2. WPŁYW TEMPERATURY DETEKTORA NA JAKOŚĆ OBRAZÓW SXR

Z perspektywy optymalizacji mikroskopu SXR ważne jest również badanie wpływu temperatury matrycy kamery CCD na jakość obrazów SXR. W celu zoptymalizowania zmieniano wartość ekspozycji w zakresie 1–500 impulsów SXR

w funkcji temperatury matrycy od -20 do 20 °C, dla ustalonej częstotliwości powtórzenia źródła SXR równej 10 Hz oraz dla częstotliwości odczytu kamery CCD $2,5$ MHz.

Kamera CCD charakteryzuje się swoim wewnętrznym szumem, tzw. *dark current*, który jest generowany przez temperaturowe wzbudzenie nośników do pasma przewodnictwa i gromadzenie ich w studniach potencjału pikseli kamery CCD. Powoduje to, iż „sygnał” jest generowany pomimo braku oświetlenia kamery. Szum ten jest aktywowany termicznie, wobec czego bardzo silnie zależy od temperatury matrycy kamery CCD.

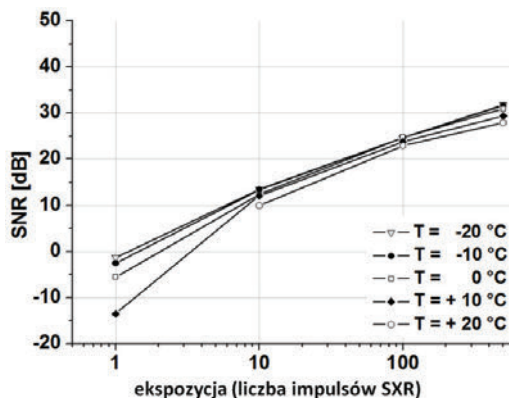


Rys. 46. Typowe obrazy siateczki uzyskane dla różnej ekspozycji i różnych wartości temperatury detektora – kamery CCD wraz ze zmierzoną wartością SNR, z zastosowaniem metody odjęcia „tła”, czyli szumów kamery CCD zarejestrowanych w formie obrazu

Fig. 46. Typical SXR images of the mesh for different exposures and temperatures of the detector with SNR values indicated. The images were acquired with background removed

Jednym ze sposobów na ograniczenie wpływu tego rodzaju szumu jest zmniejszenie temperatury samej matrycy [69]. Na rysunku 46 przedstawiono dziewięć typowych obrazów SXR uzyskanych w tym eksperymencie, dla temperatury -20 °C, 0 °C i $+20$ °C (rzędy), w funkcji liczby impulsów SXR użytych do akwizycji: 1, 100 i 500 (kolumny).

Porównanie obrazów pokazuje znów poprawę SNR wraz ze zwiększaniem ekspozycji. Podobny trend jest bardzo dobrze widoczny podczas zmniejszania temperatury kamery CCD, przede wszystkim dla małych ekspozycji. Wykresy SNR dla różnych temperatur detektora i dla różnych ekspozycji przedstawiono na rys. 47, natomiast dane pomiarowe z błędem oszacowania SNR zamieszczone są w tabeli 4.



Rys. 47. Wykres SNR w funkcji ekspozycji dla różnych wartości temperatury detektora – kamery CCD, po odjęciu „tła”

Fig. 47. SNR plot for different exposures and temperatures of the detector with background removed

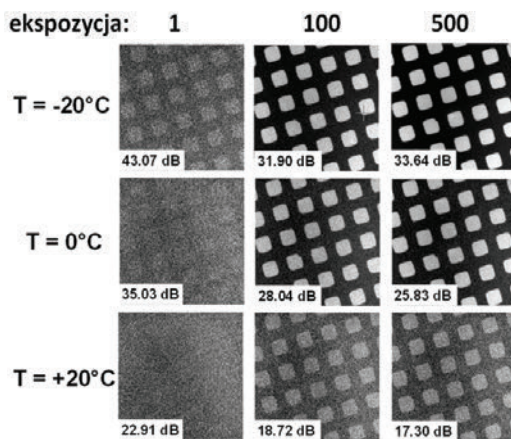
Tabela 4. Tabełaryczne pomiary SNR dla różnych ekspozycji oraz dla różnej temperatury detektora CCD, zmierzone z obrazów SXR po odjęciu oraz bez procedury odjęcia „tła”

Table 4. Summarized SNR measurements for different exposures and temperatures of the detector, measured from the SXR images with and without background removed

Po odjęciu tła					
Liczba impulsów SXR	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = +10\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = +20\text{ }^{\circ}\text{C}$
1	$-1,34 \pm 0,55$	$-2,54 \pm 1,23$	$-5,56 \pm 1,28$	$-13,57 \pm 2,00$	–
10	$13,51 \pm 0,47$	$13,43 \pm 0,35$	$12,39 \pm 0,51$	$12,08 \pm 0,59$	$10,00 \pm 0,59$
100	$24,72 \pm 0,58$	$24,68 \pm 0,58$	$24,76 \pm 0,56$	$23,82 \pm 0,34$	$22,95 \pm 0,50$
500	$31,81 \pm 0,39$	$31,60 \pm 0,16$	$30,92 \pm 0,46$	$29,34 \pm 0,34$	$27,98 \pm 0,34$
Bez odjęcia tła					
Liczba impulsów SXR	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = +10\text{ }^{\circ}\text{C}$	SNR [dB] $T_{\text{CCD}} = +20\text{ }^{\circ}\text{C}$
1	$43,07 \pm 0,38$	$40,76 \pm 0,33$	$35,03 \pm 0,34$	$28,09 \pm 0,31$	$22,91 \pm 0,18$
10	$36,75 \pm 0,66$	$36,51 \pm 0,72$	$34,00 \pm 0,33$	$28,23 \pm 0,30$	$23,26 \pm 0,23$
100	$31,90 \pm 0,48$	$31,32 \pm 0,44$	$28,04 \pm 0,27$	$22,22 \pm 0,22$	$18,72 \pm 0,25$
500	$33,64 \pm 0,35$	$31,02 \pm 0,34$	$25,83 \pm 0,40$	$19,52 \pm 0,29$	$17,30 \pm 0,21$

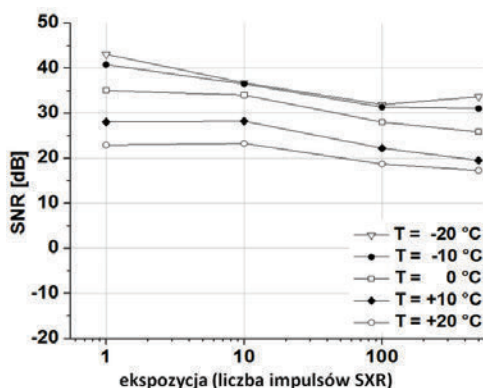
Wartość SNR poprawia się znacząco podczas zwiększania ekspozycji, natomiast niewiele po zmniejszeniu temperatury kamery CCD. Przykładowo: zmieniając ekspozycję z 10 do 100 impulsów SXR, poprawa SNR wynosi 12,4 dB, natomiast zmieniając temperaturę matrycy od -20 do $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, zmiana SNR wynosi około 2–4 dB dla ekspozycji powyżej 10 impulsów SXR. Jest to spowodowane faktem, iż tło kamery CCD (obraz z kamery uzyskany w tych samych warunkach ekspozycji, jednakże przy

braku fotonów – przy wyłączonym źródle) zostało odjęte od rzeczywistego obrazu SXR przed przeprowadzeniem powyższej analizy. W rezultacie większość szumów kamery CCD została odjęta, a zatem skutkuje to znaczącą poprawą jakości obrazów, co można zaobserwować na przedstawionych wykresach.



Rys. 48. Typowe obrazy siateczki uzyskane dla różnej ekspozycji i dla różnych wartości temperatury detektora – kamery CCD wraz ze zmierzoną wartością SNR, bez odjęcia „tła”, czyli szumów kamery CCD zarejestrowanych w formie obrazu. Znaczne pogorszenie jakości obrazów widoczne jest dla dużych ekspozycji i wysokiej temperatury detektora

Fig. 48. Typical SXR images of the mesh for different exposures and temperatures of the detector, with SNR values indicated, without background removed. The quality of images is drastically reduced for long exposures and high detector temperature



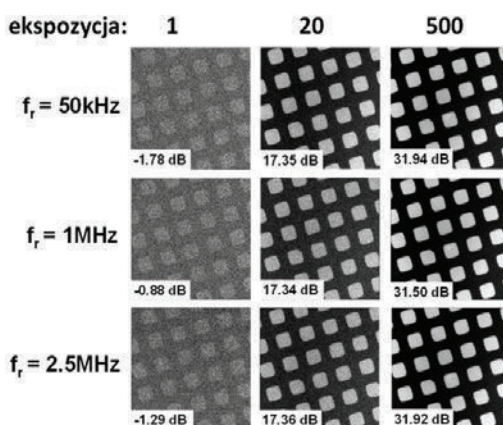
Rys. 49. Wykres SNR w funkcji ekspozycji dla różnych wartości temperatury detektora – kamery CCD, bez odjęcia „tła” kamery CCD. Krzywe SNR wykazują odmienny trend niż w przypadku, gdy „tło” zostało odjęte od obrazów SXR podlegających analizie metodą pomiaru SNR

Fig. 49. SNR plot for different exposures and temperatures of the detector without background removed

W przypadku kiedy nie odejmiemy tzw. tła kamery CCD od obrazów SXR oraz przeprowadzimy analizę SNR, temperaturowy szum kamery CCD wpływa znacząco na pomiary SNR i powoduje, iż rozrzut pomiarów SNR dla każdej z ekspozycji jest dużo większy, co przedstawiono w tabeli 4 oraz na rys. 48 i 49.

8.3. OPTIMALIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI ODCZYTU KAMERY CCD

SNR może być optymalizowany również w funkcji częstotliwości odczytu kamery CCD f_r dla różnych wartości ekspozycji. Demonstrujące to pomiary przeprowadzono przy schłodzonym do temperatury $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ detektorze oraz dla ustalonej i niezmiennej wartości częstotliwości powtarzania źródła SXR, wynoszącej 10 Hz.



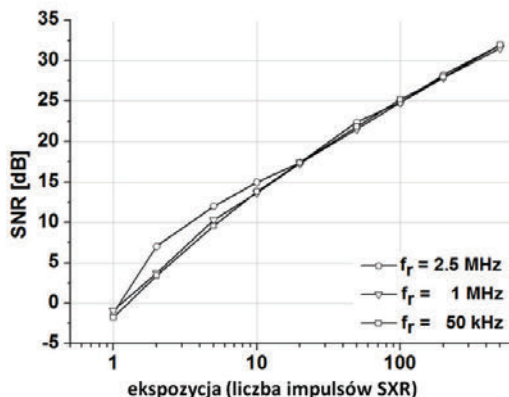
Rys. 50. Typowe obrazy siateczki uzyskane dla różnej ekspozycji i dla różnych wartości częstotliwości odczytu kamery CCD wraz ze zmierzoną wartością SNR

Fig. 50. Typical images of the mesh for different exposures and readout rates of the CCD camera with SNR values indicated

Na rysunku 50 przedstawiono serię dziewięciu typowych obrazów obiektu testowego, uzyskanych z użyciem mikroskopu SXR dla częstotliwości odczytu kamery CCD wynoszących 50 kHz, 1 MHz i 2,5 MHz (rzędy), jako funkcję ekspozycji wynoszącej 1, 100 i 500 impulsów SXR (kolumny). Wykres pokazuje, tak jak poprzednio, zwiększenie wartości SNR, a zatem poprawę jakości uzyskiwanych obrazów, wraz ze zwiększającą się ekspozycją, co przedstawiono na rys. 51. Dane pomiarowe i błędy oszacowania ponownie przedstawione są w tabeli 5.

Jak można zaobserwować, wartości SNR nie zmieniają się w znaczący sposób w funkcji częstotliwości odczytu kamery CCD dla poszczególnych ekspozycji, oprócz ekspozycji 2–10 impulsów SXR i częstotliwości odczytu kamery wynoszącej 2,5 MHz. Dla tych warunków krzywa SNR odbiega nieznacznie od ogólnego trendu. Anomalia ta jest zapewne spowodowana charakterystyką użytej w eksperymencie

kamery CCD – Andor iKon-M, DO934N-BN, nie musi zatem odnosić się generalnie do innych detektorów. Jednakże, jeśli używany jest akurat wspomniany detektor oraz specyfika eksperymentu wymaga użycia niskich ekspozycji w zakresie 2–10 impulsów SXR dla częstotliwości odczytu kamery 2,5 MHz, wtedy jakość obrazów, reprezentowana przez SNR, może poprawić się o ponad 5 dB.



Rys. 51. Wykres SNR w funkcji ekspozycji dla różnych wartości częstotliwości odczytu kamery CCD

Fig. 51. SNR plots for different exposures and readout rates of the CCD camera

Tabela 5. Pomiary SNR dla różnej ekspozycji oraz dla różnych częstotliwości odczytu kamery CCD

Table 5. SNR measurements for different exposures and readout rates of the CCD camera

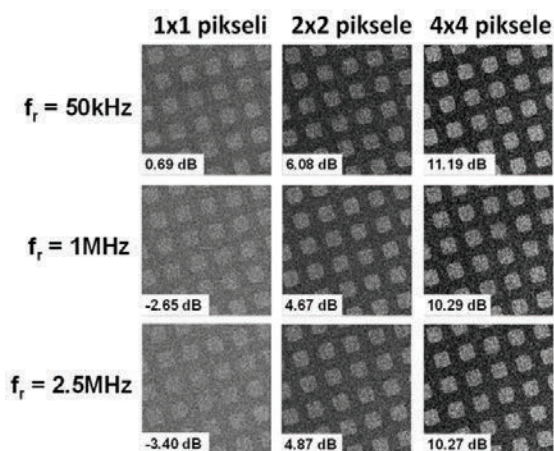
Liczba impulsów SXR	SNR [dB] $f_r = 50$ kHz	SNR [dB] $f_r = 1$ MHz	SNR [dB] $f_r = 2,5$ MHz
1	-1,78 ± 0,89	-0,88 ± 0,69	-1,29 ± 1,30
2	3,41 ± 0,77	3,70 ± 0,81	7,05 ± 1,26
5	9,53 ± 0,53	10,31 ± 0,88	12,00 ± 0,73
10	13,76 ± 0,36	13,63 ± 0,35	14,96 ± 0,32
20	17,35 ± 0,36	17,34 ± 0,34	17,36 ± 0,51
50	21,79 ± 0,50	21,52 ± 0,37	22,39 ± 0,65
100	25,19 ± 0,45	24,79 ± 0,34	24,81 ± 0,48
200	27,95 ± 0,54	27,86 ± 0,49	28,22 ± 0,49
500	31,94 ± 0,33	31,50 ± 0,39	31,92 ± 0,56

8.4. POPRAWA SNR PRZEZ CAŁKOWANIE PRZESTRZENNE

Kolejnym ważnym sposobem optymalizacji akwizycji obrazów z mikroskopu SXR jest pomiar SNR przy czasach ekspozycji dla pojedynczego impulsu SXR. Dla źródła

SXR, opartego na podwójnej tarczy gazowej, pojedynczy impuls SXR trwa około ~ 3 ns. Pomiary demonstrujące ten sposób optymalizacji przeprowadzono dla trzech różnych częstotliwości odczytu kamery CCD, wynoszących odpowiednio 50 kHz, 1 MHz i 2,5 MHz oraz przy różnych współczynnikach całkowania pikseli matrycy kamery CCD, w temperaturze detektora wynoszącej $T = -20$ °C i przy czasie otwarcia elektronicznej przesłony kamery wynoszącym 2 ms, zamiast, typowo, kilku – kilkudziesięciu sekund dla dłuższych ekspozycji, omawianych poprzednio. To całkowanie przestrzenne matrycy, zwane z ang. *binning*, umożliwia znaczną poprawę współczynnika SNR, jednakże kosztem rozdzielczości przestrzennej obrazów z mikroskopu SXR.

Trzy różne współczynniki całkowania (binning factors) zostały użyte, tj. pełna ramka (1×1 lub brak całkowania), 2×2 – całkowanie z 4 pikseli oraz 4×4 – całkowanie z 16 pikseli. Ze względu na fakt, iż odchylenie standardowe energii w każdym impulsie ze źródła SXR wynosi ok. 10%, ten eksperyment został powtórzony osiem razy, aby zminimalizować efekt rozrzutu energii pojedynczych impulsów SXR na pomiary SNR.



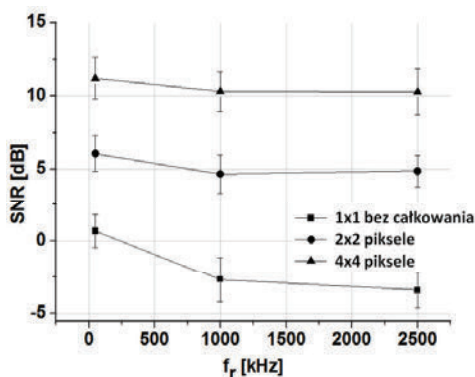
Rys. 52. Typowe obrazy siateczki uzyskane dla ekspozycji wynoszącej 1 impuls SXR (czas trwania 3 ns) i przy różnym współczynniku całkowania matrycy kamery CCD (1×1) – obraz o pełnej rozdzielczości 1024×1024 piksele, (2×2) – całkowanie 4 pikseli obrazu, obraz wynikowy ma rozmiar 512×512 pikseli i (4×4) – całkowanie 16 pikseli, obraz wynikowy ma rozmiar 256×256 pikseli. Procedura całkowania przestrzennego ma za zadanie poprawę współczynnika SNR. Obrazy uzyskano również w funkcji częstotliwości odczytu kamery CCD. Na obrazach zaznaczono zmierzoną wartość SNR

Fig. 52. Typical images of the mesh for single SXR pulse exposure (duration 3 ns) and for various CCD pixels binning factors: (1×1) – full resolution image 1024×1024 pixels, (2×2) – spatial integration (binning) of 4 pixels, image size 512×512 pixels and (4×4) – 16 pixels binning, resulting image has 256×256 pixels resolution.

Spatial integration improves significantly SNR. Images are also obtained for various CCD readout rate. SNR values are indicated

Na rysunku 52 przedstawiono typowe obrazy uzyskane dla różnych parametrów, natomiast na rys. 53 odpowiednio wykresy SNR dla różnych warunków akwizycji.

Teoretycznie, całkowanie po pikselach matrycy $N \times N$ poprawia SNR o wartość N . W przedstawionych pomiarach można zaobserwować, iż jest to prawdziwe dla całkowania 2×2 i 4×4 , natomiast dla pełnej ramki (1×1) wartość SNR jest nieco mniejsza niż się spodziewano z wyliczeń teoretycznych.



Rys. 53. Wykres SNR w funkcji częstotliwości odczytu kamery CCD dla trzech różnych współczynników całkowania matrycy kamery CCD
Fig. 53. SNR plots for different CCD readout rates for three CCD binning factors

Dla wyższych wartości współczynnika całkowania, pomimo iż rozdzielczość przestrzenna obrazów jest zredukowana, większa wartość współczynnika SNR umożliwia w mikroskopie SXR akwizycję obrazu w trybie pojedynczego impulsu SXR (tzw. *single shot*), który może być używany do zgrubnego justowania próbki w układzie i do przeogniskowywania. Jest to tzw. tryb *movie mode*, wykorzystujący pojedynczy impuls SXR do ekspozycji, przy repetycji źródła SXR do 2 Hz. Jest to możliwe wyłącznie dzięki zastosowaniu odpowiedniego źródła w mikroskopie SXR, które ma dużą sprawność konwersji energii lasera na promieniowanie w zakresie „okna wodnego”; zmierzona wartość wynosiła $\sim 1\%$. Jak można się spodziewać, największy współczynnik SNR można uzyskać dla całkowania matrycy 4×4 , przy najniższej częstotliwości odczytu kamery CCD wynoszącej 50 kHz. Dla tych warunków SNR wynosił ~ 11 dB. Częstotliwości odczytu kamery, wynoszące 1 i 2,5 MHz, nie różnią się natomiast znacząco wartościami pomiarów SNR dla współczynników całkowania 2×2 i 4×4 .

Można zauważyć, iż przy ekspozycjach wynoszących jeden impuls SXR należy używać najmniejszej z możliwych częstotliwości odczytu kamery CCD oraz największego z możliwych współczynnika całkowania matrycy. Należy jednakże pamiętać, iż poprawę SNR uzyskuje się kosztem znacznej degradacji rozdzielczości przestrzennej, o współczynnik N , wskutek powiększenia efektywnego piksela obrazu SXR, co jest zaprezentowane w tabeli 6.

Tabela 6. Optymalizacja akwizycji dla pomiarów z wykorzystaniem pojedynczego impulsu SXR
 Table 6. Optimization of acquisition parameters for single SXR pulse exposure

Rozmiar całkowania	Rozmiar obrazu [piksele]	Rozmiar piksela obrazu [nm ²]	SNR [dB] $f_r = 50 \text{ kHz}$	SNR [dB] $f_r = 1 \text{ MHz}$	SNR [dB] $f_r = 2,5 \text{ MHz}$
1×1	1024×1024	60×60	0,69 ± 1,15	-2,65 ± 1,54	-3,40 ± 1,20
2×2	512×512	120×120	6,08 ± 1,24	4,67 ± 1,32	4,87 ± 1,08
4×4	256×256	240×240	11,19 ± 1,43	10,29 ± 1,36	10,27 ± 1,58

9. PODSUMOWANIE I ZAKOŃCZENIE

W przedstawionym rozdziale zaprezentowano mikroskop na zakres „okna wodnego”, oparty na źródle laserowo-plazmowym, o rozdzielczości przestrzennej rzędu kilkudziesięciu nanometrów, w odróżnieniu od kilkusetnanometrowej rozdzielczości przestrzennej tradycyjnych mikroskopów pracujących w zakresie widzialnym. Zaprezentowano szczegółowo źródło promieniowania użyte do budowy prezentowanego mikroskopu oraz najważniejsze pomiary charakteryzujące źródło i optymalizacyjne. Następnie zaprezentowano konstrukcję układu optycznego mikroskopu z wyszczególnieniem jego poszczególnych elementów, takich jak kondensator i obiektyw, oraz pomiary optymalizacyjne położenia kondensatora. W kolejnym podrozdziale przedstawiono rezultaty obrazowania obiektów testowych wraz z pomiarem rozdzielczości przestrzennej mikroskopu. Przedstawiono również typowe aplikacje takiego mikroskopu do obserwacji nanostruktur i próbek biologicznych, demonstrując przydatność opracowanego, pierwszego w Polsce układu mikroskopu na zakres „okna wodnego”, do zastosowań w różnych dziedzinach nauki i techniki. Przedstawione obrazy SXR w zakresie „okna wodnego” demonstrują możliwość obrazowania z naturalnym kontrastem, jaki wykazuje materia grubości kilkuset nanometrów w zakresie spektralnym „okna wodnego”, z rozdzielczością dużo lepszą niż 100 nm. W zakończeniu rozdziału omówiono procedurę optymalizacyjną mikroskopu opartą na pomiarach stosunku sygnału do szumu SNR, która polegała na optymalizacji parametrów akwizycji mikroskopu SXR. Pomiary wskazywały, iż jakość obrazów SXR jest zależna od kilku czynników/parametrów. Przedstawiony został algorytm potrzebny do wykonania optymalizacji jakości obrazów, natomiast wyniki eksperymentalne pokazują możliwość uzyskania obrazów z najwyższym możliwym współczynnikiem stosunku sygnału do szumu SNR.

Podsumowując, przedstawiono rezultaty opracowania i wykorzystania mikroskopu na zakres „okna wodnego” z wykorzystaniem źródła laserowo-plazmowego opartego na podwójnej tarczy gazowej. Przedstawiona konstrukcja jest jedynym mikroskopem tego typu w Polsce, natomiast pod względem zastosowania laserowo-plazmowego źródła na podwójnej tarczy gazowej – jest to jedyna taka konstrukcja na świecie. Ma dodatkowo dużo lepsze parametry niż podobne konstrukcje na świecie. Przykładem

może być praca z grupy Klausa Manna [70] z 2014 roku, w której przedstawiono mikroskop na zakres „okna wodnego” pracujący z pojedynczą tarczą gazową. W mikroskopie, który został przedstawiony w tym rozdziale, czasy ekspozycji wynoszą kilkadziesiąt sekund, dla rozdzielczości przestrzennej ok. 60 nm, w pracy zaś konkurencyjnej grupy czas ekspozycji wynosi 2 godziny dla rozdzielczości ok. 100 nm. Sprawia to, iż konstrukcja ta działa, ale jest niepraktyczna i nie pozwoli na komercjalizację w przyszłości.

10. PODZIĘKOWANIA

Autor chciałby serdecznie podziękować współpracownikom z Zespołu Oddziaływania Promieniowania Laserowego z Materią, Instytutu Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej (dr A. Bartnik, mgr Ł. Węgrzyński, mgr T. Fok, dr R. Jarocki, dr J. Kosteki, dr M. Szczurek, mgr A. Torrissi, mgr D. Adjei i prof. H. Fiedorowicz) za pomoc i możliwość współpracy i realizacji eksperymentów w tej grupie. Szczególne podziękowania należą się także dla mgr. M. Skorupki, dla współpracowników z Wydziału Nauk Nuklearnych i Inżynierii Fizycznej, Czeskiego Uniwersytetu w Pradze (dr A. Jancarek i mgr M. F. Nawaz), Wydziału Inżynierii Biomedycznej, Czeskiego Uniwersytetu w Pradze (mgr S. Vondrova, mgr J. Turnova, prof. M. Vrbova) oraz dla dra. Martina Regehly z greateyes GmbH, Niemcy, za użyczenie kamery CCD GE 2048 2048 BI użytej w eksperymentach przedstawionych w tym rozdziale.

Przedstawiona praca została sfinansowana ze środków Narodowego Centrum Nauki, praca nr DEC-2011/03/D/ST2/00296, Narodowego Centrum Badań i Rozwoju, program LIDER nr LIDER/004/410/L-4/12/NCBR/2013, LASERLAB-EUROPE III – numer grantu 284464 wraz z dofinansowaniem z Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego, a także z akcji COST Action MP0601, European Economic Area (EEA) grants.

BIBLIOGRAFIA

- [1] MICHETTE A.G., *Optical systems for soft X-rays*, Plenum Press, New York, USA, 1986.
- [2] DA SILVA L.B., TREBES J.E., BALHORN R., MROWKA S., ANDERSON E., ATTWOOD D.T., BARBEE JR., BRASE T.W. J., CORZETT M., GRAY J., KOCH J.A., LEE C., KERN D., LONDON R.A., MACGOWAN B.J., MATHEWS D.L., *X-ray laser microscopy of rat sperm nuclei*, Science, 1992, 258, 269.
- [3] BRIZUELA F., WANG Y., BREWER C.A., PEDACI F., CHAO W., ANDERSON E.H., LIU Y., GOLDBERG K.A., NAULLEAU P., WACHULAK P., MARCONI M.C., ATTWOOD D.T., ROCCA J.J., MENONI C.S., *Microscopy of extreme ultraviolet lithography masks with 13,2 nm tabletop laser illumination*, Optics Letters, 2009, 34, 3, 271.
- [4] BLEINER D., STAUB F., BALMER J.E., *EUV microscopy using a lab-scale X-ray laser source*, Proc. SPIE 8140, X-ray Lasers and Coherent X-ray Sources: Development and Applications IX, 814014 (2011); DOI: 10.1117/12.893319.

- [5] JUSCHKIN L., MARYASOV A., HERBERT S., ARETZ A., BERGMANN K., LEBERT R., *EUV Dark-Field Microscopy for Defect Inspection*, AIP Conf. Proc., 2011, 1365, 265.
- [6] DICICCO D.S., KIM D., ROSSER R., SUCKEWER S., *First stage in the development of a soft-X-ray reflection imaging microscope in the Schwarzschild configuration using a soft-X-ray laser at 18,2 nm*, Optics Letters, 1992, 17, 2, 157.
- [7] WIELAND M., SPIELMANN C., KLEINEBERG U., WESTERWALBESLOH T., HEINZMANN U., WILHEIN T., *Toward time-resolved soft X-ray microscopy using pulsed fs-high-harmonic radiation*, Ultramicroscopy, 2005, 102, 93.
- [8] KISHIMOTO M., TANAKA M., TAI R., SUKEGAWA K., KADO M., HASEGAWA N., TANG H., KAWACHI T., LU P., NAGASHIMA K., DAIDO H., KATO Y., NAGAI K., TAKENAKA H., *Development of soft X-ray microscopy system using X-ray laser in JAERI Kansai*, Journal de Physique, IV, 2003, 104, 141.
- [9] ARTIOUKOV I.A., VINOGRADOV A.V., ASADCHIKOV V.E., KASYANOV Y.S., SEROV R.V., FEDORENKO A.I., KONDRATENKO V.V., YULIN S.A., *Schwarzschild soft-X-ray microscope for imaging of nonradiating objects*, Optics Letters, 1995, 20, 2451.
- [10] VASCHENKO G., BRIZUELA F., BREWER C., GRISHAM M., MANCINI H., MENONI C.S., MARCONI M.C., ROCCA J.J., CHAO W., LIDDLE J.A., ANDERSON E.H., ATTWOOD D.T., VINOGRADOV A.V., ARTIOUKOV I.A., PERSHYN Y.P., KONDRATENKO V.V., *Nanoimaging with a compact extreme-ultraviolet laser*, Optics Letters, 2005, 30, 16, 2095.
- [11] VASCHENKO G., BREWER C., BRIZUELA F., WANG Y., LAROTONDA M.A., LUTHER B.M., MARCONI M.C., ROCCA J.J., MENONI C.S., *Sub-38 nm resolution tabletop microscopy with 13 nm wavelength laser light*, Optics Letters, 2006, 31, 9, 1214.
- [12] WACHULAK P.W., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., FEIGL T., JAROCKI R., KOSTECKI J., RAKOWSKI R., RUDAWSKI P., SAWICKA M., SZCZUREK M., SZCZUREK A., ZAWADZKI Z., *A compact, quasi-monochromatic laser-plasma EUV source based on a double-stream gas-puff target at 13,8 nm wavelength*, Applied Physics B, 2010, 100, 3, 461–469.
- [13] WACHULAK P.W., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., *Sub-70 nm resolution tabletop microscopy at 13,8 nm using a compact laser–plasma EUV source*, Optics Letters, 2010, 35, 14, 2337–2339.
- [14] WACHULAK P.W., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., KOSTECKI J., *A 50 nm spatial resolution EUV imaging–resolution dependence on object thickness and illumination bandwidth*, Optics Express, 2011, 19, 10, 9541–9550.
- [15] DA SILVA L.B., TREBES J.E., MROWKA S., BARBEE T.W. JR., BRASE J., KOCH J.A., LONDON R.A., MACGOWAN B.J., MATTHEWS D.L., MINYARD D., STONE G., YORKEY T., ANDERSON E., ATTWOOD D.T., KERN D., *Demonstration of X-ray microscopy with an X-ray laser operating near the carbon K edge*, Optics Letters, 1992, 17, 754.
- [16] KIM K.W., KWON Y., NAM K.Y., LIM J.H., KIM K.G., CHON K.S., KIM B.H., KIM D.E., KIM J.G., AHN B.N., SHIN H.J., RAH S., KIM K.H., CHAE J.S., GWEON D.G., KANG D.W., KANG S.H., MIN J.Y., CHOI K.S., YOON S.E., KIM E.A., NAMBA Y., YOON K.H., *Compact soft X-ray transmission microscopy with sub-50 nm spatial resolution*, Physics in Medicine and Biology, 2006, 51, N99–N107.
- [17] TAKMAN P.A.C., STOLLBERG H., JOHANSSON G.A., HOLMBERG A., LINDBLOM M., HERTZ H.M., *High-resolution compact X-ray microscopy*, Journal of Microscopy, 2007, 226, 2, 175–181.
- [18] BENK M., BERGMANN K., SCHÄFER D., WILHEIN T., *Compact soft X-ray microscope using a gas-discharge light source*, Optics Letters, 2008, 33, 20, 2359.
- [19] MARTZ D.H., SELIN M., VON HOFSTEN O., FOGELQVIST E., HOLMBERG A., VOGT U., LEGALL H., BLOBEL G., SEIM C., STIEL H., HERTZ H.M., *High average brightness water window source for short-exposure cryomicroscopy*, Optics Letters, 2012, 37, 21, 4425.

- [20] LEGALL H., STIEL H., BLOBEL G., SEIM C., BAUMANN J., YULIN S., ESSER D., HOEFER M., WIESEMANN U., WIRTZ M., SCHNEIDER G., REHBEIN S., HERTZ H.M., *A compact Laboratory Transmission X-ray Microscope for the water window*, J. Phys.: Conf. Ser. 463, 2013, 012013.
- [21] WACHULAK P.W., BARTNIK A., SKORUPKA M., KOSTECKI J., JAROCKI R., SZCZUREK M., WĘGRZYŃSKI Ł., FOK T., FIEDOROWICZ H., *Water-window microscopy using a compact, laser-plasma SXR source based on a double stream gas-puff target*, Applied Physics B, 2013, 111, 2, 239–247, DOI: 10.1007/s00340-012-5324-y.
- [22] WACHULAK P.W., BARTNIK A., WĘGRZYŃSKI Ł., KOSTECKI J., JAROCKI R., FOK T., SZCZUREK M., FIEDOROWICZ H., *Sub 1- μm resolution “water-window” microscopy using a compact, laser-plasma SXR source based on a double stream gas-puff target*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2013, 311, 42–46.
- [23] SCHNEIDER G., *Cryo X-ray microscopy with high spatial resolution in amplitude and phase contrast*, Ultramicroscopy, 1998, 75, 85–104.
- [24] MEYER-ILSE W., HAMAMOTO D., NAIR A., LELIÈVRE S.A., DENBEAUX G., JOHNSON L., PEARSON A.L., YAGER D., LEGROS M.A., LARABELL C.A., *High resolution protein localization using soft X-ray microscopy*, Journal of Microscopy, 2001, 201, 3, 395–403.
- [25] MASER J., OSANNA A., WANG Y., JACOBSEN C., KIRZ J., SPECTOR S., WINN B., TENNANT D., *Soft X-ray microscopy with a cryo scanning transmission X-ray microscope: I. Instrumentation, imaging and spectroscopy*, Journal of Microscopy, 2000, 197, 1, 68–79.
- [26] BERGLUND M., RYMELL L., PEUKER M., WILHEIN T., HERTZ H.M., *Compact water-window transmission X-ray microscopy*, Journal of Microscopy, 2000, 197, 3, 268.
- [27] JOHANSSON G.A., HOLMBERG A., HERTZ H.M., BERGLUND M., *Design and performance of a laser-plasma-based compact soft X-ray microscope*, Review of Scientific Instruments, 2002, 73, 3, 1193.
- [28] BERTILSON M., VON HOFSTEN O., VOGT U., HOLMBERG A., HERTZ H.M., *High-resolution computed tomography with a compact soft X-ray microscope*, Optics Express, 2009, 17, 13, 11057.
- [29] MURAKAMI K., OSHINO T., NAKAMURA H., OHTANI M., NAGATA H., *Schwarzschild microscope for carbon K α radiation*, Applied Optics, 1993, 32, 34, 7057.
- [30] SAKDINAWAT A., ATTWOOD D., *Nanoscale X-ray imaging*, Nature Photonics, 2010, 4, 840–848, DOI: 10.1038/nphoton.2010.267.
- [31] BREWER C.A., BRIZUELA F., WACHULAK P., MARTZ D.H., CHAO W., ANDERSON E.H., ATTWOOD D.T., VINOGRADOV A.V., ARTYUKOV I.A., PONOMAREKO A.G., KONDRATENKO V.V., MARCONI M.C., ROCCA J.J., MENONI C.S., *Single-shot extreme ultraviolet laser imaging of nanostructures with wavelength resolution*, Optics Letters, 2008, 33, 5, 518–520, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.33.000518>
- [32] BENK M., BERGMANN K., SCHÄFER D., WILHEIN T., *Compact soft X-ray microscope using a gas-discharge light source*, Optics Letters, 2008, 33, 20, 2359.
- [33] LEGALL H., BLOBEL G., STIEL H., SANDNER W., SEIM C., TAKMAN P., MARTZ D.H., SELIN M., VOGT U., HERTZ H.M., ESSER D., SIPMA H., LUTTMANN J., HÖFER M., HOFFMANN H.D., YULIN S., FEIGL T., REHBEIN S., GUTTMANN P., SCHNEIDER G., WIESEMANN U., WIRTZ M., DIETE W., *Compact X-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source*, Optics Express, 2012, 20, 16, 18362–18369, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.20.018362>
- [34] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., JAROCKI R., RAKOWSKI R., SZCZUREK M., *Enhanced X-ray emission in the 1-keV range from a laser-irradiated gas puff target produced using the double-nozzle setup*, Appl. Phys. B, 2000, 70, 305–308.
- [35] RAKOWSKI R., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., DE GAUFRIDY DE DORTAN F., JAROCKI R., KOSTECKI J., MIKOŁAJCZYK J., RYĆ L., SZCZUREK M., WACHULAK P., *Characterization*

- and optimization of the laser-produced plasma EUV source at 13,5 nm based on a double-stream Xe/He gas puff target, *Applied Physics B*, 2010, 101, 4, 773–789.
- [36] WACHULAK P.W., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., RUDAWSKI P., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., “Water window” compact, table-top laser plasma soft X-ray sources based on a gas puff target, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 2010, 268, 10, 1692–1700.
- [37] WACHULAK P.W., BARTNIK A., BARANOWSKA-KORCZYC A., PÁNEK D., BRŮŽA P., KOSTECKI J., WĘGRZYŃSKI Ł., JAROCKI R., SZCZUREK M., FRONC K., ELBAUM D., FIEDOROWICZ H., *Study of crystalline thin films and nanofibers by means of the laser-plasma EUV-source based microscopy*, *Radiation Physics and Chemistry*, 2013, 93, 54–58.
- [38] WACHULAK P.W., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., PANEK D., BRŮŽA P., *Imaging of nanostructures with sub-100 nm spatial resolution using a desktop EUV microscope*, *Appl. Phys. B*, 2012, 109, 105–111.
- [39] WACHULAK P.W., WĘGRZYŃSKI Ł., BARTNIK A., FOK T., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., FIEDOROWICZ H., *Characterization of a dual-gas multi-jet gas puff target for high-order harmonic generation using EUV shadowgraphy*, *Laser and Particle Beams*, 2013, 31, 2, 219–227.
- [40] WACHULAK P.W., BARTNIK A., JAROCKI R., FIEDOROWICZ H., *Characterization of multi-jet gas puff targets for high-order harmonic generation using EUV shadowgraphy*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2012, 285, 15, 102–106.
- [41] WACHULAK P.W., BARTNIK A., WĘGRZYŃSKI Ł., FOK T., KOSTECKI J., SZCZUREK M., JAROCKI R., FIEDOROWICZ H., *Characterization of pulsed capillary channel gas puff target using EUV shadowgraphy*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2015, 345, 15–21.
- [42] BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., WACHULAK P., *Spectral investigations of photoionized plasmas induced in atomic and molecular gases using nanosecond extreme ultraviolet (EUV) pulses*, *Physics of Plasmas*, 2014, 21, 073303.
- [43] WACHULAK P.W., WĘGRZYŃSKI Ł., ZÁPRAŽNÝ Z., BARTNIK A., FOK T., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., KORYTÁR D., FIEDOROWICZ H., *Extreme ultraviolet tomography using a compact laser–plasma source for 3D reconstruction of low density objects*, *Optics Letters*, 2014, 39, 3, 532–535.
- [44] WACHULAK P.W., WĘGRZYŃSKI Ł., ZÁPRAŽNÝ Z., BARTNIK A., FOK T., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., KORYTÁR D., FIEDOROWICZ H., *Extreme ultraviolet tomography of multi-jet gas puff target for high-order harmonic generation*, *Appl. Phys. B*, 2014, 117, 1, 253–263.
- [45] FIEDOROWICZ H., BARTNIK A., JAROCKI R., RAKOWSKI R., SZCZUREK M., *Enhanced X-ray emission in the 1-keV range from a laser-irradiated gas puff target produced using the double-nozzle setup*, *Applied Physics B*, 2000, 70, 305–308.
- [46] SKORUPKA M., *Mikroskopia w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego*, praca magisterska, promotor: P. Wachulak, Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, 2012.
- [47] WACHULAK P.W., TORRISI A., BARTNIK A., ADJEI D., KOSTECKI J., WĘGRZYŃSKI Ł., JAROCKI R., SZCZUREK M., FIEDOROWICZ H., *Desktop water window microscope using a double-stream gas puff target source*, *Applied Physics B*, 2015, 118, 573–578.
- [48] KELLY R.L., *Atomic and ionic spectrum lines below 2000 Angstroms; hydrogen through krypton*, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 16, 1987, Suppl. 1, 82.
- [49] ATTWOOD D., *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*, Cambridge University, Cambridge, England, 1999.
- [50] BAEZ A., *Fresnel Zone Plate for Optical Image Formation Using Extreme Ultraviolet and Soft X Radiation*, *Journal of the Optical Society of America*, 1961, 51, 4, 405–412, <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.51.000405>

- [51] LEGALL H., BLOBEL G., STIEL H., SANDNER W., SEIM C., TAKMAN P., MARTZ D.H., SELIN M., VOGT U., HERTZ H.M., ESSER D., SIPMA H., LUTTMANN J., HÖFER M., HOFFMANN H.D., YULIN S., FEIGL T., REHBEIN S., GUTTMANN P., SCHNEIDER G., WIESEMANN U., WIRTZ M., DIETE W., *Compact X-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source*, Optics Express, 2012, 20, 16, 18362–18369, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.20.018362>
- [52] BREWER C.A., BRIZUELA F., WACHULAK P., MARTZ D.H., CHAO W., ANDERSON E.H., ATTWOOD D.T., VINOGRADOV A.V., ARTYUKOV I.A., PONOMAREKO A.G., KONDRATENKO V.V., MARCONI M.C., ROCCA J.J., MENONI C.S., *Single-shot extreme ultraviolet laser imaging of nanostructures with wavelength resolution*, Optics Letters, 2008, 33, 5, 518–520, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.33.000518>
- [53] WACHULAK P.W., BARTNIK A., FIEDOROWICZ H., KOSTECKI J., *A 50 nm spatial resolution EUV imaging–resolution dependence on object thickness and illumination bandwidth*, Optics Express, 2011, 10, 10, 9541.
- [54] WILKE R.N., PRIEBE M., BARTELS M., GIEWEKEMEYER K., DIAZ A., KARVINEN P., SALDITT T., *Hard X-ray imaging of bacterial cells: nano-diffraction and ptychographic reconstruction*, Optics Express, 2012, 20, 17, 19232–54, DOI: 10.1364/OE.20.019232.
- [55] VILA-COMAMALA J., JEFIMOV K., RAABE J., PILVI T., FINK R.H., SENONER M., MAAßDORF A., RITALA M., DAVID Ch., *Advanced thin film technology for ultrahigh resolution X-ray microscopy*, Ultramicroscopy, 2009, 109, 1360–1364.
- [56] HECK J.M., ATTWOOD D.T., MEYER-ILSE W., ANDERSON E.H., *Resolution determination in X-ray microscopy: an analysis of the effects of partial coherence and illumination spectrum*, J. X-Ray Sci. Technol., 1998, 8, 95.
- [57] BORN M., WOLF E., *Principles of Optics*, 7th expanded edition, Cambridge University Press, 1999, 491.
- [58] KIRZ J., *Phase zone plates for x rays and the extreme UV*, Journal of the Optical Society of America, 1974, 64, 3, 301–309.
- [59] WACHULAK P.W., TORRISI A., BARTNIK A., WĘGRZYŃSKI Ł., FOK T., JAROCKI R., KOSTECKI J., SZCZUREK M., FIEDOROWICZ H., *Fresnel zone plate telescope for condenser alignment in water-window microscope*, Journal of Optics, 2015, 17, 5, 055606, DOI: 10.1088/2040-8978/17/5/055606.
- [60] GOLDBERG K.A., MOCHI I., REKAWA S.B., SMITH N.S., MACDOUGALL J.B., NAULLEAU P.P., *An EUV Fresnel zoneplate mask-imaging microscope for lithography generations reaching 8 nm*, SPIE, March 2011, 7969–34.
- [61] TORRISI A., WACHULAK P., NAWAZ M.F., BARTNIK A., WĘGRZYŃSKI Ł., JANCAREK A., FIEDOROWICZ H., *Characterization and optimization of images acquired by a compact of X-ray microscope based on a double stream gas-puff target source*, Journal of Instrumentation (wysłany 2015).
- [62] WELVAERT M., ROSSEEL Y., *On the Definition of Signal-To-Noise Ratio and Contrast-To-Noise Ratio for fMRI Data*, PLoS ONE 8, e77089 (2013), DOI: 0.1371/journal.pone.0077089
- [63] SIJBERS J., SCHEUNDERS P., BONNET N., VAN DYCK D., RAMAN E., *Quantification and improvement of the signal-to-noise ratio in a magnetic resonance image acquisition procedure*, Magn. Reson. Imaging, 1996, 14, 10, 115, 1157–1163, DOI: 10.1016/S0730-725X(96)00219-6.
- [64] SIM K.S., NIA M.E., TSO C.P., *Image noise cross-correlation for signal-to-noise ratio estimation in scanning electron microscope images*, Scanning, 2011, 33, 2, 82–93, DOI: 10.1002/sca.20223.
- [65] SERŠIĆ D., SOVIĆ A., MENONI C.S., *Restoration of soft X-ray laser images of nanostructures*, Opt. Express., 2014, 22, 11, 13846–59, DOI: 10.1364/OE.22.013846.
- [66] HUANG X., MIAO H., STEINBRENER J., NELSON J., SHAPIRO D., *Signal-to-noise and radiation exposure considerations in conventional and diffraction X-ray microscopy*, Opt. Express., 2009, 17, 16, 13541–53, DOI: 10.1364/OE.17.013541.

- [67] THONG J.T.L., SIM K.S., PHANG J.C.H., *Single-image signal-to-noise ratio estimation*, Scanning, 2001, 23, 328–336, DOI: 10.1002/sca.4950230506.
- [68] MARTURI N., DEMBÉLÉ S., PIAT N., The 8th International Workshop on MicroFactories, IWMF'12, Tampere, Finland, sur CD ROM, 2012, 1–6.
- [69] WIDENHORN R., BLOUKE M.M., WEBER A., REST A., BODEGOMÁ E., *Temperature dependence of dark current in a CCD*, Proc. SPIE, 2002, 4669, 193.
- [70] MÜLLER M., MEY T., NIEMEYER J., MANN K., *Table-top soft x-ray microscope using laser induced plasma from a pulsed gas jet*, Optics Express, 2014, 22, 19, 23489, DOI: 10.1364/OE.22.023489.

SOFT X-RAY MICROSCOPY – DESIGN, OPTIMIZATION AND APPLICATIONS

Nanotechnology is the study of the properties of matter at the nanometer scale, where $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$. The matter exhibits often different properties on this scale, comparing to the macroscopic scale. Study of the phenomena in the nanometer scale is possible, however, through the use of appropriate techniques and tools that are able to manipulate and observe the results of these manipulations in such a small scale.

One way to observe nanometer scale features is to shift the diffraction limit of the optical devices by the use of electromagnetic radiation of shorter wavelength. The radiation from the soft X-ray range (SXR), having a wavelength in the range of 0.1–10 nm, permits observation of the detail from 10 to 100 times smaller than by irradiation of visible light. Additionally, the radiation in this area often has different properties than well-known visible light, which allows the construction of microscope enabling to obtain additional information about the same object which cannot be accessed directly using standard microscopy in the visible spectrum.

This chapter will present the design of one of such microscope for the SXR range, built on the basis of the laser-plasma source, capable of achieving a spatial resolution of up to 60 nm. The details of its construction, as well as sample applications in materials science, biology and nanotechnology, will be presented. Also measurements of parameters of the source, image resolution and the quality of microscopic images will be shown.

Microscopy in the SXR range, despite the fact that it is technologically demanding, is still based on photons as information carriers, thereby still the closest to man. It has some advantages compared to well-known SEM, TEM, or AFM microscopy, and it has the potential in near future to become one of the very useful tools needed in the development of science and technology.



Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w księgarni
plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław
budynek D-1 PWr., tel. 71 320 29 35
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową
zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-929-4