

## **PODWODNE OBRAZOWANIE LASEROWE**

Shelby Metoyer, Darek Bogucki

Texas A&M University-Corpus Christi, Corpus Christi, Texas, United States

### **STRESZCZENIE**

Tłumienie światła w oceanie waha się w szerokim zakresie w zależności od środowiska i jest szczególnie istotne w teledetekcji optycznej. Absorpcja światła przez wodę oceaniczną ogranicza zasięg, jaki światło może pokonać, zanim zgaśnie. Złożone interakcje rozpraszania światła i wody oceanicznej często prowadzą do zniekształceń sygnału podczas jego propagacji, co obniża jakość i dokładność pomiarów podwodnych. W związku z tym widoczność podwodna (tj. to, jak dobrze można zobaczyć obiekt z określoną odległością) może być mniejsza niż 1 [m] w mętnych i mętnych środowiskach, takich jak porty. Postępy w laserowych systemach obrazowania umożliwiają bardzo dokładne pomiary w większych zakresach niż było to wcześniej możliwe dzięki czasowemu filtrowaniu modulowanego sygnału laserowego przy częstotliwościach sięgających nawet 1 [GHz]. Tutaj dokonujemy przeglądu procesów wpływających na propagację i widoczność światła podwodnego, systemy obrazowania laserowego, najnowsze postępy w dziedzinie podwodnego obrazowania optycznego oraz zastosowanie takich systemów.

---

### **ARTICLE INFO**

PolHypRes 2021 Vol. 77 Issue 4 pp. 39 – 52

**ISSN:** 1734-7009 **eISSN:** 2084-0535

**DOI:** 10.2478/phr-2021-0020

Strony: 14, rysunki: 5, tabele: 0

**page www of the periodical:** [www.phr.net.pl](http://www.phr.net.pl)

**Publisher**

Polish Hyperbaric Medicine and Technology Society

**Typ artykułu: oryginalny**

**Termin nadesłania: 16.09.2021 r.**

**Termin zatwierdzenia do druku: 27.09.2021 r.**



## WPROWADZENIE – WIDOCZNOŚĆ W TONI WODNEJ

Widoczność w środowisku morskim stanowi duże wyzwanie, zwłaszcza gdy rozpatruje się załogowe operacje nurkowania podwodnego [1]. Stwierdzono, że widzialność podwodna zdefiniowana w pracy Zanevelda i Pegaua [2] jest odwrotnie skorelowana z tłumieniem światła podczas jego przenikania przez wodę i określona jako:  $z = 4.8 = c$ , gdzie  $c$  [m<sup>-1</sup>] jest współczynnikiem tłumienia [1]. W czystej i nieruchomej wodzie widoczność może być ostra na znacznych odległościach. Jednak ocean składa się z wody wypełnionej związkami chemicznymi, cząstkami stałymi i mikroorganizmami, które przyczyniają się do tłumienia światła, co powoduje, że widoczność gwałtownie spada w porównaniu z czystą wodą; od ponad 1000 [m] w czystej wodzie do około 10-50 [m] w czystym oceanie do mniej niż 1 [m] w mętnej wodzie, takiej jaką spotyka się w portach [3].

Systemy obrazowania podwodnego mogą być wykorzystane do istotnego zwiększenia zasięgu, w którym możliwa jest dokładna identyfikacja obiektów przy słabej widoczności [4]. Potrzeba zwiększenia widoczności pod wodą pojawia się w wielu praktycznych zastosowaniach, takich jak np.:

- Operacje nurkowania, które mogą być wspomagane przez bardzo dokładne obrazowanie miejsca pracy przed rozpoczęciem zanurzania się nurków.
- Wysokiej jakości pomiary szczątków in-situ po huraganach mogą pomóc w uzyskaniu dostępu do zniszczeń i zapewnieniu żeglowności wody.
- Oceaniczne platformy wiertnicze mogą skorzystać z wysoce dokładnych pomiarów lokalizacji odwiertów i sprzętu, aby zapewnić sprawne prowadzenie działań.
- Korzyści dla wojska w takich dziedzinach jak wojna minowa i operacje specjalne [1].

Jednakże różne zjawiska utrudniają przepływ światła przez wodę. Zjawiska te powodują zniekształcenie, rozmycie, zmniejszenie kontrastu, ograniczenie odległości, jaką może przebyć światło przed jej wygaszeniem (tj. pochłonięciem), itp.

W celu poprawy podwodnego obrazowania optycznego w mediach rozpraszających opracowano kilka technik, które można zasadniczo podzielić na trzy podstawowe obszary: filtrowanie przestrzenno-czasowe, detekcja wrażliwa na polaryzację oraz time gating. [5].

W niniejszej pracy skupiliśmy swoją uwagę na pierwszej metodzie, w której technika redukcji rozproszenia wstecznego jest archiwizowana poprzez filtrację częstotliwościową impulsu optycznego modulowanego na częstotliwościach mikrofalowych. Schemat detekcji podwodnej zapewnia poprawę o rzędy wielkości w stosunku do obecnie istniejącego podwodnego systemu obrazowania laserowego lub lidarowego. Poniżej przedstawiamy przegląd systemów obrazowania z wykorzystaniem modulowanego lasera w zastosowaniach podwodnych.

## PROCESY WYPLÝWAJĄCE NA PROPAGACJĘ ŚWIATŁA POD WODĄ I WIDOCZNOŚĆ

Każdy aktywny system obrazowania optycznego składa się z nadajnika światła, obiektu i odbiornika optycznego.

Nadajnik oświetla obiekt, a światło zebrane przez odbiornik przenosi informacje o nim. Zasięg, jaki może przebyć światło przed zanikiem, a tym samym zasięg systemu obrazowania wodnego, jest bezpośrednio określany przez wielkość rozproszenia i absorpcji światła [6]. Zazwyczaj przed osiągnięciem zasięgu, przy którym obiekt przestaje być widoczny, kontrast i rozdzielczość, ulegają degradacji [7].

Ogólnie rzecz ujmując, absorpcja zmniejsza ilość odbieranego światła, odbicie lasera od obiektu skutkuje niskim zwrotem (w stosunku do mocy lasera), światło otoczenia zmniejsza kontrast, natomiast rozpraszanie ma wpływ na zmniejszenie kontrastu spowodowane składową rozpraszania wstecznego oraz efekt rozmycia spowodowany składową rozpraszania wyprzedzającego.

Bardziej ilościowy wgląd w efekty absorpcji i rozpraszania można uzyskać analizując teorię transferu promieniowania (RT) opisującą niezależną od czasu propagację wiązki światła.

## MATEMATYCZNY OPIS PROPAGACJI ŚWIATŁA POD WODĄ – TEORIA RT

Teorię RT można wyrazić w polarnym układzie współrzędnych, gdzie wektor jednostkowy  $\hat{\xi}$  wskazuje kierunek lasera z  $(\theta, \phi) \in \Xi$ , gdzie  $\Xi$  jest zbiorem wszystkich kątów biegunowych. Wiązka światła rozchodzi się po kacie brylowym w kierunku wektora jednostkowego  $\Delta\Omega(\hat{\xi})$ . Zestaw równań wywodzących się z równań Maxwella wyrażony w kategoriach wektora Poyntinga prowadzi do równania transferu promieniowania [8] podanego jako:

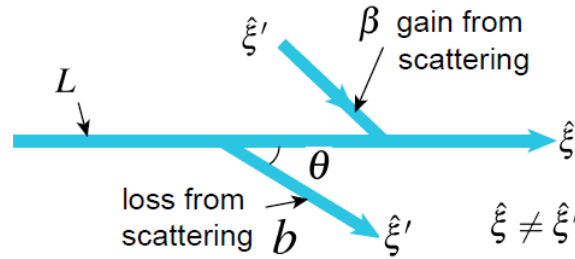
$$\begin{aligned} \cos\theta \frac{dL(z, \hat{\xi}, \lambda)}{dz} = & -c(z, \lambda)L(z, \hat{\xi}, \lambda) \\ & + \int_{\Xi} L(z, \hat{\xi}, \lambda)\beta(z, t, \hat{\xi}' \rightarrow \hat{\xi}, \lambda)d\Omega(\hat{\xi}') \\ & + S(z, \hat{\xi}, \lambda) \\ & [\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}] \quad (1) \end{aligned}$$

Zależność 1 przedstawia standardową postać równania transferu promieniowania (RTE) dla niespolaryzowanego promieniowania monochromatycznego regulującego przestrzenne zachowanie promieniowania  $L = L(\vec{x}, \hat{\xi}, \lambda)$  [ $\text{W m}^{-3} \text{ st}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ ] zapisanego w kategoriach głębokości (z) [9]. Poniżej omówiono istotne cechy równania RTE. Składowa  $S$  [ $\text{W m}^{-3} \text{ st}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ ] jest funkcją źródła, tj. źródła światła, np. laseru.

Wyrażenie  $-cL$  (r. 1) oznacza stratę spowodowaną tłumieniem na dystansie  $L$ . Wreszcie, środkowe wyrażenie  $\int_{\Omega} L\beta d\Omega$  podaje ilość wstecznego rozpraszania objętościowego (Rys. 1).

Podstawową właściwością, która wpływa na pole promieniowania świetlnego,  $L$ , jest współczynnik tłumienia całkowitego [9]:

$$c(z, \lambda) = a(z, \lambda) + b(z, \lambda) \quad (2)$$



Rys. 1 Ilustracja zmian pola promieniowania świetlnego  $L$ . Rozpraszanie  $b$  tłum  $L$  poprzez rozproszenie światła od  $\hat{\xi}$  to  $\hat{\xi}'$  a jednocześnie wzmacnia sygnał poprzez rozpraszanie objętościowe  $\beta(z, t, \hat{\xi}' \rightarrow \hat{\xi}, \lambda)$  gdy światło rozprasza się od  $\hat{\xi}$  to  $\hat{\xi}'$ .

które składa się z absorpcji  $a$  i rozpraszania sprężystego  $b$ . Odległość na jaką światło średnio propaguje zanim zostanie rozproszone, zwana średnią długością ścieżki światła, jest dana przez odwrotność współczynnika tłumienia:

$$\ell \equiv \frac{1}{c} \quad (3)$$

Tłumienie zmniejsza całkowity sygnał wykładniczo podczas przechodzenia przez nierozpraszający ośrodek jednorodny i stanowi najprostsze rozwiązanie dla RTE (rów. 1):

$$I = I_0 e^{-cz} [\text{Wm}^{-1} \text{sr}^{-1}] \quad (4)$$

Jednak dla pełnego opisu absorpcja i rozpraszanie muszą być uwzględnione niezależnie. Zazwyczaj absorpcja jest zmienna przestrzennie i zależy od właściwości ośrodka, przez który porusza się światło [10]. Prawdopodobieństwo, że cząstka nie zostanie pochłonięta wynosi  $1/e$  (63% cząstek zostaje pochłoniętych), co określa długość tłumienia i jest równe  $\ell$  (rów. 3). Funkcja rozpraszania objętościowego (lub  $\beta$ ) zależy od kąta  $\hat{\xi}' \rightarrow \hat{\xi}$  i jest zdefiniowana jako [9]:

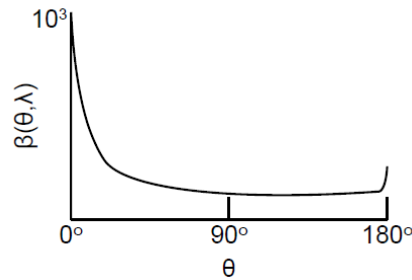
$$\beta(z, \hat{\xi}' \rightarrow \hat{\xi}, \lambda) \equiv \frac{L_*^E(z, \hat{\xi}, \lambda)}{L(z, \hat{\xi}', \lambda) \Delta\Omega(\hat{\xi}')} [\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}] \quad (5)$$

Wartość  $b$  określona przez zależność 5, definiuje rozkład widma rozpraszającego się w objętości, który może być następnie skonceptualizowany jako stosunek rozpraszania elastycznego ( $L_*^E$ ) do napromieniowania padającego ( $L\Delta\Omega$ ).

Jeśli uznamy, że rozpraszanie jest symetryczne kołowo, to rozpraszanie będzie zależeć tylko od kąta  $\theta$  względem kierunku ruchu. Współczynnik rozpraszania składa się z całego rozproszenia w każdym kierunku, wyrażonego w postaci całki:

$$b = 2\pi \int_0^\pi \beta(\theta, \lambda) \sin \theta d\theta \quad (6)$$

Typowe oceaniczne  $\beta$  jest przedstawione na Rys. 2 z podwyższoną wartością  $\beta$  przy bardzo małych lub dużych kątach rozpraszania.



Rys. 2 Schemat typowego rozkładu rozpraszania objętościowego  $\beta(\theta, \lambda)$  w ośrodku rozpraszającym – Uwaga: dominują małe kąty rozpraszania (rozpraszanie do przodu) i wzrost przy  $180^\circ$  (rozpraszanie wsteczne).

Aby zrozumieć efekt zmienności kątowej  $\beta$  i zauważając, że z równania 1 wynika, że  $L(z)$  jest liniowe względem  $\beta d\theta$  możemy rozdzielić udział rozpraszania cząstek  $L(z)$  na kierunki do przodu, do boku i do tyłu względem pierwotnej ścieżki fotonu jako:

$$b_f = 2\pi \int_0^{10^\circ} \beta(\theta, \lambda) \sin \theta d\theta \quad (7)$$

$$b_s = 2\pi \int_{10^\circ}^{170^\circ} \beta(\theta, \lambda) \sin \theta d\theta \quad (8)$$

$$b_b = 2\pi \int_{170^\circ}^{180^\circ} \beta(\theta, \lambda) \sin \theta d\theta \quad (9)$$

Z powyższych równań wynika, że  $b = b_f + b_s + b_b$  (rów. 6-9), gdzie rozpraszanie w przód ( $b_f$ ) to kąty z zakresu  $0^\circ$ - $10^\circ$ , ( $b_s$ ) to kąty z zakresu  $10^\circ$ - $170^\circ$ , a ( $b_b$ ) to kąty z zakresu  $170^\circ$ - $180^\circ$ . Wybór ograniczenia małego kąta do  $10^\circ$  jest nieco arbitralny i podyktowany głównie dostępnymi obserwacjami.

Nasze wnioski byłyby stosunkowo mało wrażliwe na wybór tego kąta i pozostałyby takie same, gdybyśmy wybrali ograniczający mały kąt np.  $1^\circ$ . Prawdopodobieństwo rozproszenia jest proporcjonalne do  $\beta(\theta, \lambda)$  (rów. 6). Zatem, rozpraszanie do przodu ( $< 10^\circ$ ) jest zwykle o rzędy wielkości bardziej prawdopodobne niż rozpraszanie do boku ( $90^\circ$ ) lub do tyłu ( $180^\circ$ ) [11].

Taki podział efektów rozpraszania pozwala na zbadanie wkładu rozpraszania z różnych typów rozpraszania, które mają różny efekt (np. stosunek rozpraszania wstecznego do całkowitego rozpraszania  $b_b=b$  to stosunek rozpraszania do przodu do rozpraszania wstecznego  $b_f=b_b$ ).

Ponadto, możemy również zbadać średnią drogę swobodną, jaką pokona światło zanim zostanie poddane rozproszeniu do przodu, do boku lub do tyłu (np.  $\ell_f = 1/b_f$ ). Aby zrozumieć propagację światła, musimy scharakteryzować kierunek światła i jego natężenie w każdej lokalizacji. To promieniujące pole świetlne może zmieniać się w przestrzeni, czasie i długości fali w oceanie w zależności od składu oceanu, który jest bardzo zróżnicowany (od zawartości soli do mikroorganizmów). Cząstki te przyczyniają się do absorpcji, refrakcji, odbicia, rozproszenia i depolaryzacji (i nie tylko) światła, które wchodzi z nimi w interakcję.

Jeśli nie uwzględnimy polaryzacji lub uznamy, że polaryzacja jest przypadkowa, to absorpcja (rów. 4), rozpraszanie (rów. 6) i rozpraszanie objętościowe (rów. 5) będą pełnym opisem właściwości optycznych ośrodka jednorodnego [3].

Ograniczeniem naszego zrozumienia jest fakt, że istnieje bardzo niewiele rozwiązań RTE o zamkniętej formie. Prowadzi to wielu badaczy do poszukiwania rozwiązań numerycznych [12] lub pomiarów eksperymentalnych [4] w poszukiwaniu charakteru transferu światła przez środowisko morskie.

## WPLYW ABSORPCJI I ROZPRASZANIA POD WODĄ NA OBRAZ OBIEKTU

### EFEKTY ABSORPCJI

Absorpcja fotonów światła przez cząsteczki wody i partykuły znajdujące w wodzie przyczynia się do obniżenia całkowitego poziomu sygnału rejestrowanego w odbiorniku [6]. Efekt absorpcji można do pewnego stopnia złagodzić, dobierając długość fali światła laserowego tak, aby znajdowała się w obszarze niebiesko-zielonym i/lub zwiększając moc lasera. Zaabsorbowane fotony są bezpowrotnie tracone, a więc nie wnoszą wkładu do odbieranego sygnału. Jednakże, propagacja światła przez ocean jest ograniczona przez procesy fizyczne poza absorpcją.

### EFEKTY ROZPRASZANIA WSTECZNEGO

Rozpraszanie wsteczne cząstek [6] występuje, gdy transmitowane światło odbija się od cząstek unoszących się w wodzie: mikroorganizmów, zanieczyszczeń, substancji rozpuszczonych.

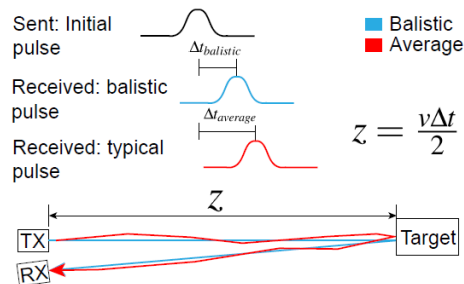
W większości przypadków energia wstecznie rozproszona dociera do detektora nie docierając do obiektu. Zatem światło wstecznie rozproszone przez cząstki nie zawiera informacji o obiekcie i zmniejsza kontrast i rozdzielczość obrazu oraz precyzję pomiaru odległości od obiektu.

#### EFEKTY ROZPRASZANIA DO PRZODU

Rozpraszanie do przodu występuje w wyniku interakcji światła z cząstkami zawieszonymi w wodzie i turbulencjami tła.

Światło rozproszone do przodu zawiera zakodowaną informację o odległości i lokalizacji obiektu ze względu na dłuższą drogę i odchylenie. Efekty rozpraszania do przodu na drodze pojedynczego fotonu zilustrowano na Rys. 3.

W tym przypadku trajektoria światła fotonu w wyniku rozpraszania do przodu zmienia się o mały kąt, zazwyczaj ( $\ll 10^0$ ), w stosunku do jego pierwotnej trajektorii przed rozpoczęciem rozpraszania do przodu.



Rys. 3. Modulowany impuls światła laserowego emitowany i odbierany przez nadajnik (TX) i odbiornik (RX) ma różnicę faz równoważną różnicy czasu ( $\Delta t$ ) (zaznaczonej kolorem niebieskim), dzięki której można obliczyć odległość do obiektu ( $z$ ), biorąc pod uwagę prędkość światła przez ośrodek ( $v$ ). Jednakże, w przypadku występowania wielokrotnego rozpraszania, różnica czasu spowoduje dłuższy czas powrotu (zaznaczony kolorem czerwonym).

W środowisku oceanicznym, część funkcji rozpraszania objętościowego w kierunku do przodu,  $\beta$ , jest napędzana przez oddziaływanie światła z turbulentnymi niejednorodnościami współczynnika załamania wody wg Boguckiego i wsp. [13], powstającymi głównie jako efekt fluktuacji temperatury wody.

Te spowodowane przez turbulencje niejednorodności są bardzo efektywnymi rozpraszaczami światła przy kątach bliższych przodu. W akwatorycznych pomiarach VSF Boguckiego i wsp. [14] udokumentowano, że w zakresie promieni od  $\theta_1 = 10^{-7}$  do  $\theta_2 = 10^{-3}$ , współczynnik rozpraszania  $b_{turb}$  spowodowany wyłącznie przez turbulentne niejednorodności (określony jako:  $b_{turb} = 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} VSF(\theta) \sin(\theta) d\theta$ ), może łatwo osiągnąć wartość  $b_{turb} = 10 \text{ m}^{-1}$ . Tak duża wartość  $b_{turb}$  implikuje, że średnia długość drogi fotonu pomiędzy zdarzeniami rozpraszającymi  $\ell_{turb}$  na turbulentnych niejednorodnościach wynosi około kilku centymetrów, ponieważ  $\ell_{turb} \approx 1/b_{turb}$ . Ta długość ścieżki jest znacznie krótsza od typowej średniej długości ścieżki, co wynika z rozpraszania przez cząstki, i wynosi od kilku do kilkudziesięciu metrów, Mobley [8]. W związku z tym większość fotonów wykrytych przez lidar lub skaner laserowy ulega wielokrotnemu rozpraszaniu w przód z powodu wydarzeń turbulentnych oraz rozpraszaniu w tył, a także pojedynczemu rozpraszaniu w tył na obiekcie lub na cząstkach zawieszonych w wodzie.

Wykorzystując tę wiedzę na temat interakcji światła ze środowiskiem wodnym, możliwe jest zaprojektowanie systemów, które pozwolą wyeliminować redukcję sygnału przez zdarzenia związane z rozpraszaniem elastycznym.

W jaki sposób te fizyczne ograniczenia są pokonywane przez nowoczesne podwodne systemy obrazowania i jak te systemy działają, przedstawiono w poniższych sekcjach.

## LASEROWE SYSTEMY OBRAZOWANIA (LIS) W ZASTOSOWANIACH WODNYCH

Zazwyczaj systemy obrazowania wykorzystują ruchome lustra do kierowania wiązką laserową. Sterowanie wiązką może być jednowymiarowe (z ruchem układu współtworzącym drugi wymiar), jak w drukarce laserowej, lub tylko dwuwymiarowe. Synchronicznie odbierane informacje z systemu LIS są zwykle przechowywane jako obraz obiektu. Minimalna absorpcja wody zachodzi przy długości fali światła rzędu 418 [nm] ze współczynnikiem absorpcji 0:0044 [ $\text{m}^{-1}$ ] [10]. Dlatego światło używane do przechwytywania obrazów podwodnych wykazuje tendencję do niebiesko-zielonego obszaru widma w pobliżu minimum.

Obraz powstały po wyemitowaniu i uchwyceniu światła składa się ze światła bezpośredniego, które zostało odbite od obiektu (światło zawierające prawidłową metryczną funkcję rozpraszania odległości i położenia (rów. 5), które nie oddziaływało z obiektem (zmniejsza kontrast), oraz składowej rozpraszania objętościowego w przód (rozmywa obraz).

Rozmieszczenie LIS (szczególnie w głębokim oceanie) wymaga stabilnej platformy. Okręty podwodne marynarki wojennej są idealnym rozwiązaniem dla tej technologii ze względu na stabilność, możliwość zasilania i prawie nieograniczoną głębokość, jak podaje na przykład MacDonald i wsp. [15], którzy zainstalowali system LSS na okręcie podwodnym US Navy NR-1. Na tej idealnej platformie LIS był w stanie zebrać 40 [m] smug światła, które następnie można było zmozaikować w obraz obejmujący 1 [km<sup>2</sup>] powierzchni. Podczas 11-dniowej misji NR-1 była w stanie zebrać obrazy z dokładnością do centymetra przedstawiające [15]; dwa urządzenia wiertnicze znajdujące się na głębokości 450

i 650 [m], chemosyntetyczne ślimaki rurowe znajdujące się w naturalnych wyciekach ropy naftowej, basenu solankowego otoczonego przez metanotroficzne małże, aktywnego wulkanu błotnego oraz 50 [km] rurociągu. Postęp w zakresie mocy obliczeniowej i akumulatorowej sprawił, że LIS może być rozmieszczony na zwykłych rozmiarów pojazdach typu AUV [16], a nie na okrętach podwodnych o napędzie jądrowym.

Korzyści płynące z dostępności tej technologii dla wszystkich nauk o oceanach, poszukiwań ropy i gazu w oceanach oraz dla wojska mogą być wymierne.

Szczegółowe mapy topografii oceanu na poziomie milimetrowym, takie jak nachylenie dna oceanicznego i nierówności podłoża, mogą być gromadzone do użytku wszystkich zainteresowanych stron [17]. Mapowanie rurociągów naftowych, jak zauważa [15], mogłoby być wykorzystane do ustalenia przebiegu prądów pod rurociągiem, jak również mapy dna do wykorzystania w operacjach wiertniczych.

Inne zastosowania obejmują te związane z operacjami nurkowymi, szczególnie tam, gdzie chodzi o precyzyjne narzędzia i naprawy, gdzie dokładne pomiary i stan terenu prac mogą być krytyczne, takie jak; zakres uszkodzeń, potencjalne zagrożenia i rozmiar armatury.

### LINIOWE SKANERY LASEROWE (LLS)

Aby zniwelować skutki rozpraszania wąskie źródło (np. laser) i odbiornik (np. wychwytuje światło pochodzące z wąskiego kierunku) zmniejszają jednocześnie ilość emitowanego i odbieranego światła rozproszonego [3]. Realizacja tego założenia doprowadziła do opracowania laserowych skanerów liniowych (LLS) do zastosowania w obrazowaniu podwodnym. LLS wykorzystuje

laser o fali ciągłej (CW), który systematycznie i synchronicznie skanuje obszar docelowy. Odbite od niego światło jest wykrywane przez czujnik światła. By pokonać ograniczenia związane z tłumieniem (rów. 4), systemy LLS stosowane pod wodą potrzebują mocnego lasera, by osiągnąć wystarczający zwrot.

### METODY LIDAROWE

Dzięki zastosowaniu metod lidarowych możliwe jest zebranie informacji o odległości od obrazowanego obiektu. Metoda działa poprzez modulację lasera impulsowego w paśmie mikrofalowym i wyodrębnienie modulacji po jej odbiorze.

Wyodrębniona modulacja ze zwróconego światła może być mierzona względem fazy impulsu początkowego, dzięki czemu można określić przesunięcie czasowe i obliczyć odległość (Rys. 3). Jednakże, jeżeli dochodzi do wielokrotnego rozpraszania, różnica czasowa spowoduje błąd w pomiarach odległości (Rys. 3).

System lidarowy może być bardzo przydatny w środowiskach rozpraszających, ponieważ bramkuje on wsteczne rozpraszanie w bliskim polu poprzez synchronizację impulsu źródła światła z otwarciem i zamknięciem bramki elementu detekcyjnego [5]. Jednakże bramkowanie musi być bardzo szybkie, ponieważ efekty rozpraszania są znaczące.

Biorąc pod uwagę, że światło przemieszcza się w oceanie z prędkością 22,5 cm/ns, potrzebne są impulsy nanosekundowe, aby uzyskać zakres dokładności 10 s centymetrów w najbardziej zmętnionej wodzie [3]. W przykładzie opracowanym przez Churnside i wsp. [18] wykorzystano laser o długości fali 532 [nm] o mocy 600 [mJ] i bramkę o zmiennym zasięgu, która mogła obrazować światło od 3 [ns] do 100 [ps] podczas emisji.

Stosując tę metodę możliwe jest wyeliminowanie większości rozpraszania tylnego, co poprawia jakość obrazu i zasięg urządzenia.

Konfiguracja podwodna składa się z wąskiego niebiesko-zielonego lasera o dużej mocy i wąskiego odbiornika, który jest w stanie otworzyć bramkę na poziomie rzędu pikosekund po wyemitowaniu impulsu. Jednakże, jeśli działanie podwodnego systemu LIS odbywa się w wodach przybrzeżnych, gdzie tłumienie ma tendencję do dominacji rozpraszania, wówczas wynikowe obrazowanie będzie słabej jakości z powodu nadmiernego rozmycia i zmniejszenia kontrastu, który maleje. Woda mętna, z dużą koncentracją cząstek stałych i przy stosunkowo mniejszym udziale przepływów turbulentnych w rozpraszaniu do przodu, może prowadzić do zniekształcenia i rozmycia obrazów [19].

### POPRAWA ZASIĘGU DETEKcji LIS – FILTROWANIE PRZESTRZENNE/CZASOWE

Rozwiązaniem poprawiającym zasięg detekcji LIS jest hybrydowy lidar-radar, którego działanie polega na filtrowaniu światła docierającego do odbiornika RX w taki sposób, że otrzymany sygnał możemy rozdzielić na światło bezpośrednio odbite od obiektu (składowa balistyczna) oraz typowe lub odbite od obiektu, ale zakodowane przez rozproszenie w przód, rys. 3.

Hybrydowe podejście lidarowo-radarowe pozwala na wyeliminowanie szumu związanego z wielokrotnym rozpraszaniem do przodu.

Zastosowanie hybrydowego podejścia lidarowo-radarowego zostało po raz pierwszy zrealizowane przez Mullena i Contarino [20], którzy połączyli techniki detekcji i przetwarzania sygnału radaru z optyczną charakterystyką lidar. Technika ta wykorzystywała zmodulowany sygnał połączony z odbiornikiem radarowym (optycznym) do pomiaru różnicy w modulacji światła, aby odpowiednio odrzucić światło, które nie jest minimalnie rozproszone. Jeśli woda jest mętna, rozpraszanie do przodu staje się głównym problemem, który jest korygowany w sposób opisany powyżej. Aby to osiągnąć, laser jest modulowany czasowo na częstotliwości mikrofalowej.

Podstawowa metoda uzyskiwania poprawy w obrazach podwodnych polega na zastosowaniu czasowo modulowanego impulsu laserowego.

Mullen et al. [21] wykazali, że poprzez czasową modulację kształtu fali system LIS był w stanie odfiltrować część rozproszenia słonecznego i rozproszenia w bliskim polu. W metodzie tej zastosowano modulowany laser na częstotliwościach mikrofalowych od 10 [MHz] do 90 [MHz], gdzie rozpraszanie tylne i wielokrotne światło rozproszone do przodu będzie demodulowane w stosunku do światła bezpośrednio odbitego. Cochenour i wsp. [22] wykazali doświadczalnie, że rozkład kątowy rozpraszania do przodu zmniejszył się wraz ze wzrostem częstotliwości modulacji - aż do 1 [GHz]. Spadek

rozpraszania do przodu zwiększa rozdzielczość przestrzenną [7], światło zmodulowane (1GHz) miało spadek ilości światła wielokrotnie rozproszonego w wyniku interferencji destrukcyjnej. Ilustruje to rys. 4, gdzie wyższa częstotliwość modulacji (1 [GHz]) powoduje dekonstruktywną interferencję ze światłem wielokrotnie rozproszonym, podczas gdy niższa częstotliwość modulacji (500 [MHz]) zachowuje swoją częstotliwość modulacji, a interferencja jest konstruktywna dla tej samej różnicy długości drogi. Dlatego światło o wyższej częstotliwości docierające do czujnika, które nadal jest zmodulowane, zawiera więcej światła o rozproszeniu niższego rzędu w porównaniu do światła o niższej częstotliwości modulacji. [23]. Kompromisem wyższej częstotliwości modulacji jest to, że amplituda modulacji gwałtownie spada po 10 długości tłumienia, na które negatywnie wpływa rosnąca modulacja. Jest to spowodowane tym, że modulacje o wyższej częstotliwości są bardziej podatne na rozpraszanie [4].

#### FILTROWANIE PRZESTRZENNE I ORBITALNY MOMENT PĘDU (OAM)

Filtracja przestrzenna pozwala na wyeliminowanie zjawiska rozpraszania wstecznego. Perez i wsp. [24] zauważają, że faza objętościowego rozpraszania wstecznego jest niezależna od ruchu systemu (laser-odbiornik), podczas gdy faza systemu jest od niego zależna. Stwierdzili oni, że poprzez zakodowanie wielu częstotliwości modulacji filtrowanie przestrzenne zmniejszyło bezwzględny sygnał do szumu (w porównaniu do niefiltrowanego) obiektu mierzonego z bliskiej odległości. Cochenour i wsp. [23] stwierdzili, że mierząc orbitalny moment pędu w kanale podwodnym z mętną wodą można było przestrzennie rozróżnić sygnał powrotny od światła wstecznie rozproszonego w okolicach 2 długości tłumienia. Wir optyczny, powstały w wyniku przepuszczenia światła przez dyfrakcyjną spiralną płytkę fazową, został wykorzystany do zwiększenia dokładności detekcji zasięgu w laserowym systemie namierzania przez Jantziego i wsp. [25], dzięki możliwości rozróżnienia przestrzennej relacji pomiędzy światłem koherentnym i niekoherentnym.

#### ZASTOSOWANIA LIS Z FILTRACJĄ CZASOWĄ DO WYKRYWANIA OBIEKTÓW PODWODNYCH I/LUB OAM

Filtrowanie czasowe umożliwia systemowi LIS prowadzenie obserwacji w większej różnorodności miejsc podwodnych ze względu na filtrowanie znacznie zwiększające zasięg i dokładność obrazowania.

W szczególności, metoda ta umożliwia stosowanie LIS w mętnych środowiskach ze względu na możliwość odfiltrowania światła rozproszonego do przodu. Jednakże praktyczne zastosowanie zmodulowanego LIS o wysokiej częstotliwości wymaga modyfikacji konstrukcji fali zmodulowanej.

Rozpoznanie różnic czasowych pomiędzy światłem modulującym wymaga dużej szerokości pasma (większej niż szerokość pasma potrzebna do rozróżnienia światła rozproszonego do przodu). Można to osiągnąć poprzez zastosowanie gaussowskiego ciągu impulsów i wykonanie pomiarów w zakresie częstotliwości, gdzie można wykonać kilka pomiarów poprzez wyśrodkowanie odbiornika o wąskim paśmie wokół każdej częstotliwości harmonicznej. Jak widać na rysunku 5, ciąg impulsów gaussowskich zmodulowanych przy 1 [GHz] wytworzy odpowiedź częstotliwościową szczytową przy częstotliwości modulacji i każdej jej całkowitej wielokrotności aż do częstotliwości Nyquista. W ten sposób LIS może wykonywać pomiary o zmniejszonej szerokości pasma, większym zakresie dynamicznym i czułości [22]. Składowe wysokiej częstotliwości mogą być rozdzielone na częstotliwość pośrednią, gdzie można zastosować digitizery o niskiej częstotliwości próbkowania i wysokiej rozdzielczości.

Szczegółowo opisane przez Cochenour i wsp. [22]: widmo szerokopasmowe może być generowane przy użyciu lasera zmodulowanego, który wytwarza ciąg impulsów gaussowskich wyrażonych jako:

$$P_{opt}(t) = \frac{\bar{P}_{opt}}{\sqrt{2\pi}} \frac{T}{t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[-(t+nT)^2/2\tau^2] \quad (10)$$

gdzie  $\bar{P}_{opt}$  jest średnią transmitowaną mocą optyczną,  $T$  oznacza okres powtarzania impulsu, zaś  $\tau$  jest stałą czasową impulsu gaussowskiego. Transformacja Fouriera z równania 10 daje wynik obserwowany przez detektor przed tłumieniem sygnału:

$$P_{ac}(f) = P_{dc} \times \exp[-(2\pi\tau f)^2] \quad (11)$$

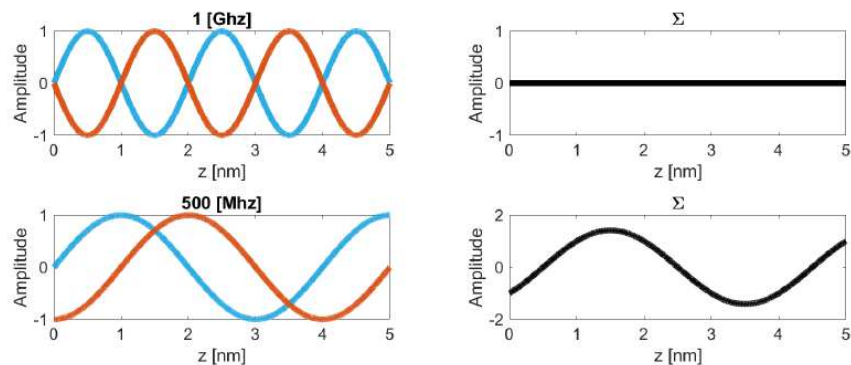
gdzie  $P_{ac}(f)$  jest energią elektryczną o częstotliwości  $f$ , uśrednioną składową prądu stałego  $P_{dc} = \bar{R}_L(\mathcal{R}\bar{P}_{opt})^2$ , gdzie  $R_L$  jest opornością obciążenia, a  $\mathcal{R}$  jest reaktywnością detektora. Po przejściu lasera przez wodę i jego wytłumieniu sygnał zostanie odebrany przez fotodetektor, co wynika z zależności

$$P_{ac}(f, cz) = m(f, cz) \times P_{dc}(cz), \quad (12)$$

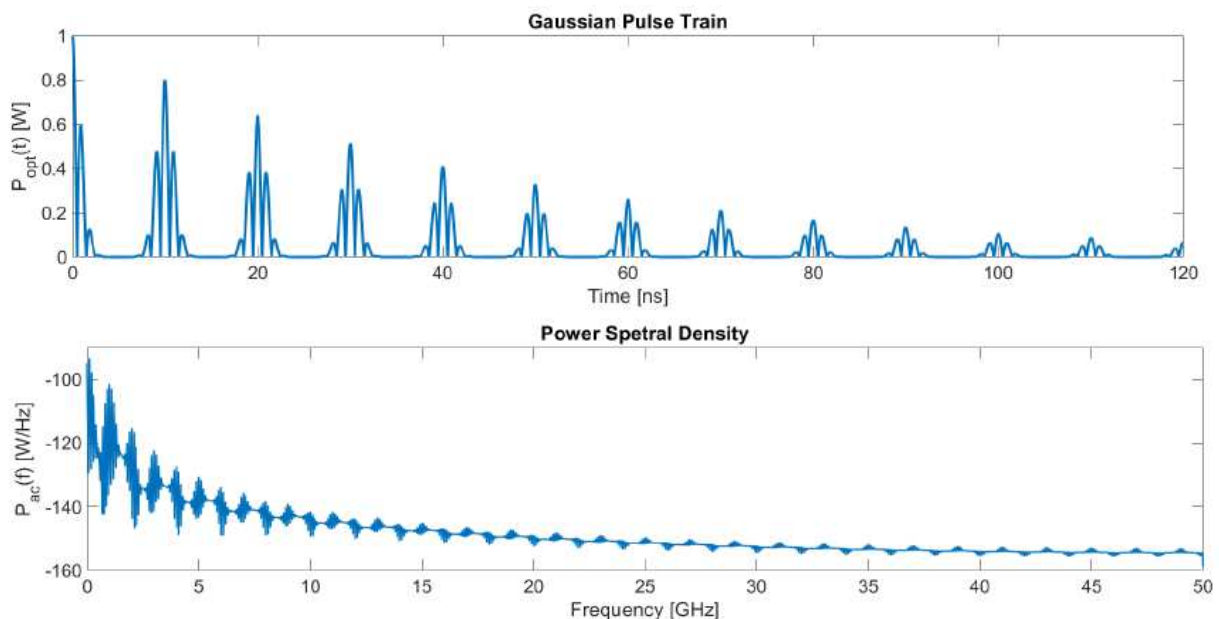
gdzie  $c$  [ $m^{-1}$ ] jest współczynnikiem tłumienia (rów. 4). Składnik  $m(f, cz)$  jest głębokością modulacji, która reprezentuje ułamkową ilość strat mocy ( $0 < m(f, cz) \leq 1$ ) spowodowanych rozpraszaniem do przodu. Z zależności 12 wynika, że straty



mocy powstałe w wyniku absorpcji i rozpraszania są niezależne od częstotliwości, a straty powstałe w wyniku rozpraszania do przodu są zależne od częstotliwości. Dlatego też, poprzez



Rys. 4 Ilustracja oddziaływań falowych spowodowanych różnymi częstotliwościami modulacji 1 [Ghz] i 500 [Mhz]. Do światła balistycznego (niebieskiego) dołącza się światło wielokrotnie rozproszone (czerwone), przy którym następuje oddziaływanie fal.



Rys. 5. Gaussowski ciąg impulsów zmodulowany częstotliwością 1 [GHz]  $P_{opt}(t)$  z impulse co 10 [ns] wykładniczo zanikającym w czasie 120 [ns] z towarzyszeniem widmowej gęstości mocy  $P_{ac}(f)$  [W/MHz].

W równaniach 10 i 11 Cochenour i wsp. [22], techniką zapożyczoną od Głoge i wsp. [26] i Helkey i wsp. [27] był w stanie wygenerować sygnał bogaty w treść częstotliwościową (Rys. 5) bez odbiornika szerokopasmowego przy długości tłumienia  $cz = 0:684$  w czystej wodzie do  $cz = 15:88$  w wodzie mętnej. Jednak w porównaniu z niższymi częstotliwościami modulacji występuje znaczny spadek głębokości modulacji [dB] po  $\sim 10$  długości tłumienia ( $cz$ ) [4].

Jednakże, jak zauważają Cochenour i wsp. [22], istnieje kilka praktycznych problemów do rozwiązania przy wdrażaniu tej techniki podczas obrazowania pod wodą, ponieważ sprzęt najnowszej generacji był używany tylko w warunkach laboratoryjnych. Wykazano jednak, że poprawia ona kontrast poprzez filtrowanie światła rozproszonego do przodu.

## WNIOSKI I PRZYSZŁE BADANIA

- Widzialność pod wodą jest odwrotnie skorelowana z tłumieniem światła  $z \approx 4.8/c$  [1] (tj. 4:8 długości tłumienia). Widoczność gwałtownie spada w środowiskach mętnych.
- Na widoczność pod wodą wpływa tłumienie światła wynikające zarówno z rozproszenia jak i absorpcji. Tłumienie składa się zarówno z rozpraszania jak i absorpcji (rów. 2), co powoduje wykładnicze zmniejszenie sygnału (rów. 4). Rozpraszanie ma również wpływ na rozmycie i zniekształcenie obrazu poprzez funkcję rozpraszania objętościowego (rów. 5).
- Systemy LLS umożliwiają systematyczne skanowanie laserem obszaru docelowego w celu uzyskania obrazu 2D tego obszaru. Metody lidarowe, które modułują laser, umożliwiają ustalenie odległości do obiektu z dużą dokładnością.



- Modulacja lasera na częstotliwościach mikrofalowych umożliwia czasowe filtrowanie światła, które nie jest minimalnie rozproszone [21].
- Wyższe częstotliwości modulacji (do 1 [GHz]) powodują destrukcyjną interferencję światła, która zmniejsza rozkład kątowy światła [4].
- Dzięki pracy Cochenour i wsp. [22] możliwe jest zaprojektowanie modulowanego system LIS, który będzie w stanie dokonać pomiarów z dużą dokładnością w środowiskach mętnych do  $\sim 10$  długości tłumienia (cz) bez znacznego spadku głębokości modulacji.
- Możliwe jest też zastosowanie OAM dla sygnału celem zwiększenia zasięgu detekcji.
- Postępy w technologii komunikacyjnej modulującej fale w zakresie fal milimetrowych (30-300 [GHz]), które nastąpiły w związku z rozwojem infrastruktury 5G, spowodowały obniżenie kosztów niezbędnych komponentów produkowanych masowo. Dzięki temu twórcy tej technologii mogą sięgnąć po dostępne na rynku produkty zamiast po najnowocześniejsze urządzenia, co radykalnie obniża koszt systemu LIS.
- Zamierzamy zaprojektować system, który może zaimplementować opisaną tu technikę, możliwy do wdrożenia w środowisku morskim.

## BIBLIOGRAFIA

1. Zaneveld, J., and W. S. Pegau, 2003a: The prediction of diver visibility and its relation to spectral beam attenuation. Tech. rep., WESTERN ENVIRONMENTAL TECHNOLOGY LAB INC (WET LABS INC) PHILOMATH OR.
2. Zaneveld, J. R. V., and W. S. Pegau, 2003b: Robust underwater visibility parameter. *Optics express*, 11 (23), 2997–3009.
3. Jaffe, J. S., 2014: Underwater optical imaging: the past, the present, and the prospects. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 40 (3), 683–700.
4. Cochenour, B., K. Dunn, A. Laux, and L. Mullen, 2017a: Experimental measurements of the magnitude and phase response of high-frequency modulated light underwater. *Applied optics*, 56 (14), 4019–4024.
5. Dalgleish, F. R., A. K. Vuorenkoski, and B. Ouyang, 2013: Extended-range undersea laser imaging: Current research status and a glimpse at future technologies. *Marine Technology Society Journal*, 47 (5).
6. Stramski, D., E. Boss, D. Bogucki, and K. J. Voss, 2004: The role of seawater constituents in light backscattering in the ocean. *Progress in Oceanography*, 61 (1), 27–56.
7. Luchinin, A., and L. Dolin, 2014: Application of complex-modulated waves of photon density for instrumental vision in turbid media. *Doklady Physics*, Pleiades Publishing, Vol. 59, 170–172.
8. Mobley, C. D., 1994a: Light and water: radiative transfer in natural waters. Academic Press.
9. Mobley, C. D., 1994b: Light and water. Radiative Transfer in Natural Waters. Academic Press.
10. Pope, R. M., and E. S. Fry, 1997: Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water. ii. integrating cavity measurements. *Applied optics*, 36 (33), 8710–8723.
11. Petzold, T. J., 1972: Volume scattering functions for selected ocean waters. Tech. rep., Scripps Institution of Oceanography La Jolla Ca Visibility Lab.
12. Luchinin, A. G., and M. Y. Kirillin, 2016: Temporal and frequency characteristics of a narrow light beam in sea water. *Applied Optics*, 55 (27), 7756–7762.
13. Bogucki, D., J. A. Domaradzki, D. Stramski, and R. Zaneveld, 1998: Comparison of nearforward scattering on turbulence and particles. *Atmos.–Ocean*, 37, 4669–4677.
14. Bogucki, D., J. Domaradzki, C. Anderson, H. Wijesekera, R. Zaneveld, and C. Moore, 2007: Optical measurement of rates of dissipation of temperature variance due to oceanic turbulence. 15 (12), 7224–7230.
15. MacDonald, I. R., J. S. Chu, F. Reilly, M. Blinow, and D. Olivier, 1995: Deep-ocean use of the sm2000 laser line scanner on submarine nr-1 demonstrates system potential for industry and basic science. 'Challenges of Our Changing Global Environment'. Conference Proceedings. OCEANS'95 MTS/IEEE, IEEE, Vol. 1, 555–565.
16. Dalgleish, F., F. Caimi, W. Britton, and C. Andren, 2007: An auvdeployable pulsed laser line scan (pills) imaging sensor. OCEANS 2007, IEEE, 1–5.
17. Wang, C.-C., and D. Tang, 2009: Seafloor roughness measured by a laser line scanner and a conductivity probe. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 34 (4), 459–465.
18. Churnside, J. H., J. J. Wilson, and V. V. Tatarskii, 2001: Airborne lidar for fisheries applications. *Optical Engineering*, 40 (3), 406 – 414, doi:10.1117/1.1348000, URL <https://doi.org/10.1117/1.1348000>.
19. Hou, W., S. Woods, E. Jarosz, W. Goode, and A. Weidemann, 2012: Optical turbulence on underwater image degradation in natural environments. *Applied optics*, 51 (14), 2678–2686.
20. Mullen, L. J., and V. M. Contarino, 2000: Hybrid lidar-radar: seeing through the scatter. *IEEE Microwave magazine*, 1 (3), 42–48.
21. Mullen, L. J., V. M. Contarino, A. Laux, B. M. Concannon, J. P. Davis, M. P. Strand, and B. W. Coles, 1999: Modulated laser line scanner for enhanced underwater imaging. *Airborne and In-Water Underwater Imaging*, SPIE, Vol. 3761, 2–9.
22. Cochenour, B., S. P. O'Connor, and L. J. Mullen, 2013: Suppression of forward-scattered light using high-frequency intensity modulation. *Optical Engineering*, 53 (5), 051 406.
23. Cochenour, B., L. Rodgers, A. Laux, L. Mullen, K. Morgan, J. K. Miller, and E. G. Johnson, 2017b: The detection of objects in a turbid underwater medium using orbital angular momentum (oam). *Ocean Sensing and Monitoring IX*, SPIE, Vol. 10186, 1018603.
24. Perez, P., W. D. Jemison, L. Mullen, and A. Laux, 2012: Techniques to enhance the performance of hybrid lidar-radar ranging systems. 2012 Oceans, IEEE, 1–6.
25. Jantzi, A., W. Jemison, A. Laux, L. Mullen, and B. Cochenour, 2018: Enhanced underwater ranging using an optical vortex. *Optics express*, 26 (3), 2668–2674.
26. Gloge, D., E. Chinnock, and D. Ring, 1972: Direct measurement of the (baseband) frequency response of multimode fibers. *Applied Optics*, 11 (7), 1534–1538.
27. Helkey, R., D. Derickson, A. Mar, J. Wasserbauer, and J. Bowers, 1993: Millimeter-wave signal generation using semiconductor diode lasers. *Microwave and optical technology letters*, 6 (1), 1–5.