



Laserowe wykrywanie obiektów podwodnych

JACEK WOJTANOWSKI, MAREK ZYGMUNT, ANDRZEJ GAWLIKOWSKI,
ANDRZEJ MŁODZIANKO, WIESŁAW PIOTROWSKI

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

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki analiz związanych z możliwością zastosowania promieniowania laserowego do zdalnej detekcji prowadzonej w środowisku wody morskiej. W ramach projektu badawczego, realizowanego w Instytucie Optoelektroniki WAT, opracowano układ dwubarwnego dalmierza laserowego, który posłuży do wykonania badań i weryfikacji przyjętych modeli teoretycznych. Uwzględniono przy tym zarówno analityczne wyznaczenie mocy sygnału tła jak i mocy użytecznego sygnału echa. Omówiono wiele zjawisk związanych z propagacją promieniowania laserowego w wodzie morskiej a także wpływ jej najważniejszych własności optycznych na możliwości prowadzenia podwodnej teledetekcji. Dla założonej realizacji sprzętowej przedstawiono obliczenia związane z wyznaczeniem stosunku sygnał-szum dla różnych warunków prowadzonej teledetekcji oraz dokonano określenia maksymalnych zasięgów skutecznej pracy dalmierza laserowego do pomiarów podwodnych.

Słowa kluczowe: teledetekcja podwodna, lidar, propagacja, woda morska, teledetekcja laserowa
Symbole UKD: 621.375.826

1. Wprowadzenie

Szeroko stosowane w badaniach środowiska wodnego metody akustyczne czy też magnetometryczne nie rozwiązują wszystkich problemów, zwłaszcza aplikacyjnych. Gwałtowny rozwój techniki laserowej stwarza możliwości jej wykorzystania również na morzu do skutecznego poszukiwania i lokalizacji obiektów podwodnych. Ogromną zaletą promieniowania laserowego jest możliwość przenikania przez granice ośrodków o różnej gęstości, co w rezultacie pozwala na penetrację środowiska wodnego z powietrza. Zasadniczym celem niniejszej pracy, oprócz usystematyzowania zjawisk fizycznych mających wpływ na możliwości lasero-

wej teledetekcji podwodnej, było przeprowadzenie analizy ilościowej dotyczącej konkretnej aplikacji sprzętowej dalmierza podwodnego. Analiza ta umożliwiła sformułowanie wniosków dotyczących skutecznych zasięgów urządzenia oraz wpływu poszczególnych zjawisk fizycznych, a także parametrów konstrukcyjnych na ich wielkość.

2. Charakterystyka propagacji promieniowania elektromagnetycznego w wodzie morskiej

Zjawiskiem charakteryzującym własności wody morskiej w aspekcie propagacji promieniowania laserowego, a stąd mającym zasadniczy wpływ na możliwości lokalizowania obiektów podwodnych, jest ekstynkcja, czyli osłabianie promieniowania wynikające z jego rozpraszania oraz pochłaniania. W ujęciu ilościowym opisuje się je współczynnikiem ekstynkcji $c(\lambda)$ [m^{-1}], będącym sumą dwóch składowych [1, 2]:

$$c(\lambda) = a(\lambda) + b(\lambda), \quad (1)$$

gdzie: $a(\lambda)$ — współczynnik absorpcji [m^{-1}];
 $b(\lambda)$ — współczynnik rozpraszania [m^{-1}].

Współczynnik ekstynkcji ma bezpośredni wpływ na charakterystyki zasięgowe propagującej się fali elektromagnetycznej [3] i określa eksponentyjny spadek natężenia promieniowania wraz z pokonywaną odległością, co opisuje zależność:

$$I(R) = I(0) \cdot \exp(-c(\lambda) \cdot R), \quad (1a)$$

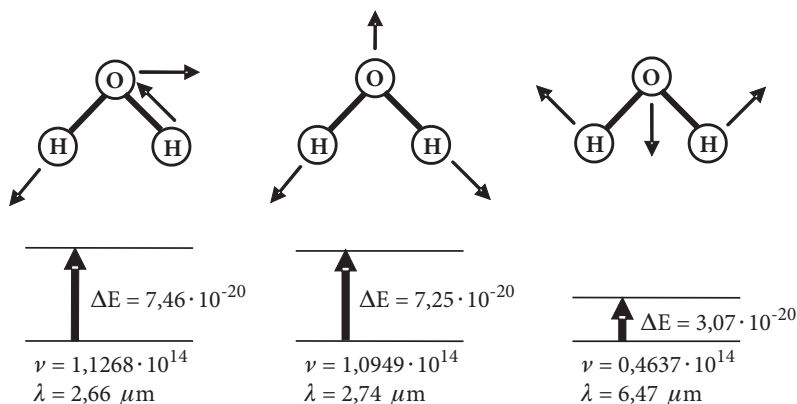
gdzie: $I(R)$ — natężenie fali w odległości R ;
 $I(0)$ — natężenie początkowe.

Współczynniki ekstynkcji $c(\lambda)$, absorpcji $a(\lambda)$ i rozpraszania $b(\lambda)$ dla wody morskiej zaliczane są do grupy rzeczywistych (pierwotnych) właściwości optycznych, gdyż nie zależą od zewnętrznych warunków oświetlenia, lecz jedynie od własności samej wody, tzn. jej składu chemicznego, zawartości domieszek, zawiesin, etc. [4, 5]. Wartości tych współczynników zależą od długości fali propagującego się promieniowania.

2.1. Absorpcja wody jako składowa ekstynkcji

Własności absorpcyjne czystej chemicznie wody wynikają w pierwszym przybliżeniu z charakterystyk drgań podstawowej cząsteczki wody H_2O . Cząstka wody

może drgać na wiele sposobów, gdyż jej fragmenty (np. wiązania OH) mogą ulegać kilku rodzajom drgań własnych w określony sposób, z określoną częstością własną, podobnie jak sprzężone oscylatory mechaniczne. Występują oczywiście wibracje będące kombinacją modów podstawowych. Podtrzymywanie każdego ze sposobów tych drgań w molekułe wymaga energii. Znane są trzy główne sposoby normalnych drgań molekuły H₂O, pokazane schematycznie na rysunku 1.



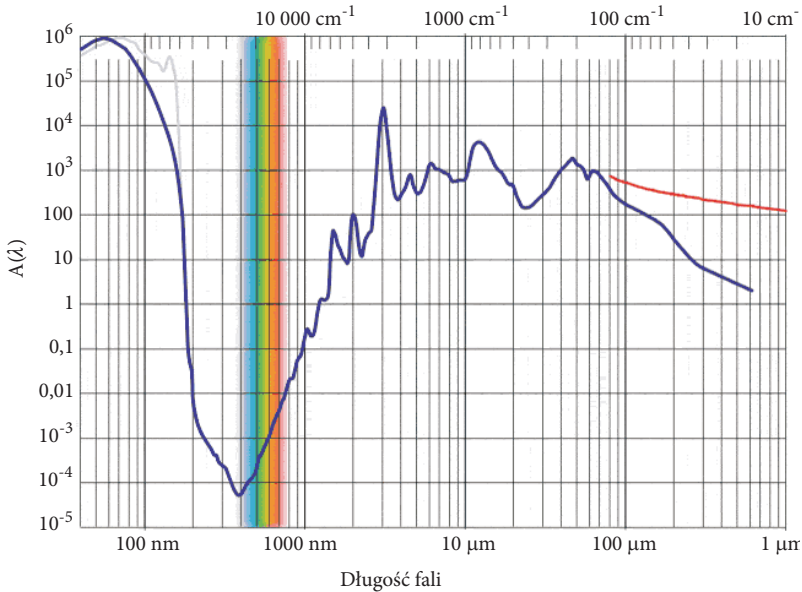
Rys. 1. Cząsteczka wody, schemat drgań normalnych i odpowiadające im przejścia energetyczne [10]

W rzeczywistości okazuje się jednak, że molekuły wody pochłaniają także światło o wielu innych długościach fal (rys. 2). Pochłanianie krótszych fal odpowiada kombinacjom drgań normalnych i wzbudzanych wyższych harmonicznych drgań molekuły (tzw. overtónów). W wodzie morskiej widmo oscylacyjno-rotacyjne molekuł ulega dalszemu skomplikowaniu. Sposoby oscylacji zależą tu również od siły wiązań wodorowych pomiędzy molekułami, od sił wiązań agregatów jonowych itp. Pojawia się wiele nowych pasm absorpcyjnych w widmie (w porównaniu np. z widmem pary wodnej). Woda morska w swym składzie zawiera szereg domieszek, które również wykazują znaczący wpływ na parametry absorpcyjne wody. Przyjmuje się, że w wodzie morskiej następuje addytywne sumowanie się absorpcji światła powodowanej przez poszczególne składniki.

Pozwala to rozpatrywać współczynnik absorpcji wody morskiej jako prostą sumę absorpcji cząstkowych [5]:

$$A = a_w + a_y + a_p + a_s, \quad (2)$$

gdzie: a_w — współczynnik absorpcji dla czystej wody;
 a_y — współczynnik absorpcji dla substancji żółtych;
 a_p — współczynnik absorpcji dla cząstek zawiesin;
 a_s — współczynnik absorpcji dla jonów soli morskiej.



Rys. 2. Kształt widma współczynnika absorpcji dla czystej wody [8]

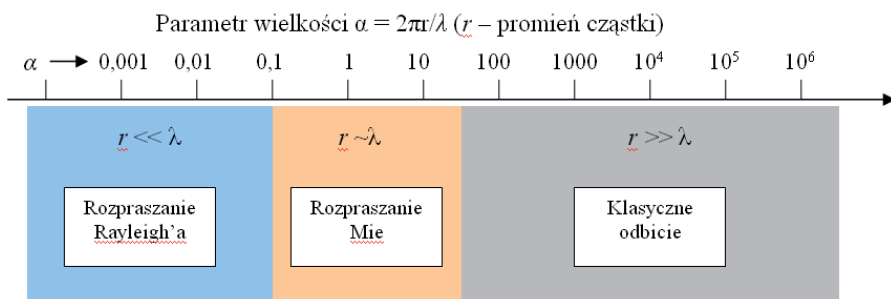
1.2. Rozpraszanie w wodzie jako druga składowa ekstynkcji

Na zmniejszanie się natężenia propagującej się w wodzie wiązki laserowej ma wpływ nie tylko absorpcja, lecz także zjawisko rozpraszania. W przypadku analizy współczynnika absorpcji wody morskiej należy brać pod uwagę pasma energetyczne przyporządkowane wszystkim jej składnikom, natomiast ilościowe rozpatrywanie zjawiska rozpraszania koncentruje się na analizie rozmiarów geometrycznych (rozkład wielkości) oraz wartości współczynników załamania wszystkich cząstek obecnych w wodzie. Zawiesiny o istotnym znaczeniu z punktu widzenia optyki, to te o rozmiarach od 0,01 μm do centymetrów, drobniejsze uznać można za materię rozpuszczoną [11]. Jak wiadomo, woda nie składa się z jednakowych cząstek, którym można by przyporządkować jednakowe rozmiary geometryczne. Oprócz molekuł wody występuje w niej również wiele domieszek. Domieszki te także nie wnoszą cząstek o identycznych rozmiarach geometrycznych — mamy więc do czynienia z pewnymi rozkładami wielkości. O typie rozpraszania, jakie zachodzi w danym przypadku, decyduje wielkość centrów rozpraszających w odniesieniu do długości fali promieniowania, co w sposób ilościowy ujmuje tzw. bezwymiarowy parametr wielkości α wyrażony zależnością [2, 3]

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (3)$$

gdzie: r — promień cząstki rozpraszającej;
 λ — długość fali promieniowania.

Zakres występowania poszczególnych typów rozpraszania przedstawia rysunek 3. W ośrodkach skondensowanych, takich jak woda morska, nie należy stosować teorii Rayleigha wprost. Zastosowanie znajduje tu molekularna teoria fluktuacji Smoluchowskiego-Einsteina, która zakłada, że „obiettami” rozpraszającymi są fluktuacje (np. termiczne) gęstości tego ośrodka. Rozpraszanie oparte na tym modelu wykazuje wiele cech zbliżonych do rozpraszania rayleighowskiego, a więc symetrię rozpraszania i odwrotną proporcjonalność jego natężenia do czwartej potęgi długości fali.



Rys. 3. Zakres występowania poszczególnych typów rozpraszania

Oprócz rozmiarów geometrycznych, własności rozpraszające dowolnej cząstki zdeterminowane są również jej zespolonym współczynnikiem załamania. Względny współczynnik załamania obiektów rozpraszających występujących w wodzie morskiej mieści się zazwyczaj w przedziale 1-1,26 (względem wody morskiej, której bezwzględny współczynnik załamania wynosi ok. 1,33-1,34) [6]. Rozpraszanie fali elektromagnetycznej przez pewną objętość medium rozpraszającego w sposób ilościowy w ogólności ujmuje tzw. objętościowa funkcja rozpraszania $\beta(\theta)$ [$\text{sr}^{-1}\text{m}^{-1}$], która opisuje rozkład kątowy natężenia promieniowania rozproszonego.

TABELA 1

Wartości względnych współczynników załamania cząstek mineralnych powszechnie występujących w wodach morskich [12]

Minerał	Współczynnik załamania (wzgl. wody)
skaleń	1,160,02
ił	1,180,02
mika	1,200,03
amfibol	1,240,01
kwarc	1,15-1,16
kalcyt	1,24
opal	1,08

Warto więc przyjrzyć się postaciom analitycznym teźże funkcji wyprowadzonej w oparciu o teorie rozpraszania, które zostały omówione [10].

Teoria Rayleigha:

$$\beta(\theta) = N \frac{8\pi^4}{\lambda^4} \alpha_e^2 (1 + \cos^2(\theta)), \quad (4)$$

gdzie: N — koncentracja cząstek rozpraszających [m^{-3}];
 λ — długość fali promieniowania [m];
 α_e — polaryzowalność pojedynczej cząstki [m^3].

Teoria Smoluchowskiego-Einsteina:

$$\beta(\theta) = \frac{2\pi^2}{\lambda^4} k_B T n^2 \frac{1}{k_p} \left(\frac{\partial n}{\partial p} \right)_T^2 \frac{6 + 6\delta}{6 - 7\delta} \left(1 + \frac{1 - \delta}{1 + \delta} \cos^2(\theta) \right), \quad (5)$$

gdzie: k_B — stała Boltzmanna ($k_B = 1,38065 \cdot 10^{-23}$ [J K^{-1}]);
 k_p — współczynnik ściśliwości izotermicznej [Pa^{-1}];
 n — współczynnik załamania;
 T — temperatura [K];
 p — ciśnienie [Pa];
 δ — wskaźnik depolaryzacji promieniowania padającego.

Teoria Mie:

$$\beta(\theta) = \frac{N}{2k^2} (i_1(\theta) + i_2(\theta)), \quad (6)$$

gdzie: k — wektor falowy [m^{-1}];
 i_1, i_2 — bezwymiarowe funkcje natężeniowe dla dwóch składowych polaryzacji:

$$i_1(\theta) = \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \left\{ A_l \frac{dP_l^{(1)}(\cos(\theta))}{d(\cos(\theta))} + B_l \left[\cos(\theta) \frac{dP_l^{(1)}(\cos(\theta))}{d(\cos(\theta))} - \sin^2(\theta) \frac{d^2 P_l^{(1)}(\cos(\theta))}{d(\cos(\theta))^2} \right] \right\} \right|^2,$$

$$i_2(\theta) = \left| \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} \left\{ B_l \frac{dP_l^{(1)}(\cos(\theta))}{d(\cos(\theta))} + A_l \left[\cos(\theta) \frac{dP_l^{(1)}(\cos(\theta))}{d(\cos(\theta))} - \sin^2(\theta) \frac{d^2 P_l^{(1)}(\cos(\theta))}{d(\cos(\theta))^2} \right] \right\} \right|^2,$$

przy czym: A_l, B_l — współczynniki Mie zależne od n i parametru wielkości ($2\pi r/\lambda$);
 $P_l^{(1)}$ — wielomian Legendra L -tego rzędu, pierwszego rodzaju.

Analizując wzory (4) i (5), dostrzegamy analogie pomiędzy rozpraszaniem wynikającym z formalizmu teorii Rayleigha oraz Smoluchowskiego-Einsteina zarówno w odniesieniu do geometrii ($1+c\cdot\cos^2(\theta)$), jak i zależności spektralnej ($\sim\lambda^{-4}$). Teoria Mie daje bardziej skomplikowane rozwiązanie, lecz jednocześnie wykazuje większą uniwersalność zastosowań. W toni morskiej występuje zwykle jednocześnie rozpraszanie molekularne, do którego opisu zastosowanie znajduje teoria Smoluchowskiego-Einsteina oraz rozpraszanie na zawiesinach morskich, gdzie ze względu na większe rozmiary centrów rozpraszających stosuje się teorię Mie. Obserwowana funkcja rozpraszania charakteryzuje więc efekt wypadkowy tych dwóch procesów. Funkcje rozpraszania obowiązujące dla zbioru identycznych cząstek rozpraszających o koncentracji $N [m^{-3}]$ można uogólnić do postaci obowiązującej dla zbioru niejednakowych cząstek rozpraszających, opisanych pewnym rozkładem wielkości $N(r)$. W tym przypadku należy dokonać odpowiedniego sumowania (całkowania), uwzględniając wszystkie wielkości cząstek i ich wkład do wypadkowej funkcji rozpraszania (wzór 7):

$$\beta(\theta) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r)\beta_1(r, \theta)dr, \quad (7)$$

gdzie: $\beta_1(r, \theta)$ — funkcja rozpraszania dla pojedynczej cząstki o promieniu r ;
 $N(r)$ — rozkład wielkości zbioru cząstek rozpraszających;
 r_{\min}, r_{\max} — promienie graniczne w rozpatrywanym zbiorze cząstek.

W powyższej zależności w miejsce funkcji rozpraszania dla pojedynczej cząstki można wstawić zależność opisaną wzorem (6), przyjmując $N = 1$. Warto też mieć na uwadze, że cząstki opisane rozkładem wielkości $N(r)$ mogą różnić się nie tylko rozmiarami geometrycznymi, lecz także zespolonym współczynnikiem refrakcji n , co formalnie można ująć w równaniu (7) i zapisać:

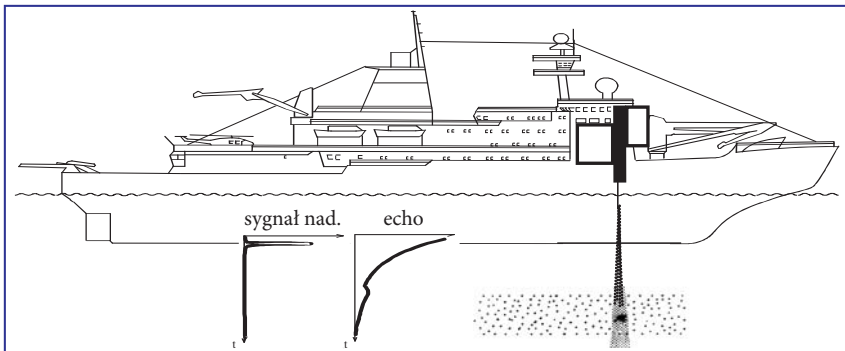
$$\beta(\theta) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} N(r)\beta_1(r, n(r), \theta)dr. \quad (8)$$

Powracając do elementarnej zależności opisanej wzorem (1), należy znaleźć powiązanie pomiędzy dyskutowaną do tej pory objętościową funkcją rozpraszania $\beta(\theta)$ a objętościowym współczynnikiem rozpraszania b . Z definicji i w zgodności z jego wymową fizyczną, współczynnik ten jest całką z funkcji rozpraszania po wszystkich kierunkach. Wobec izotropowości rozpraszania wokół osi wiązki (tj. niezależności funkcji β od kąta azymutalnego Φ) można zapisać:

$$b = \int_{4\pi} \beta(\theta)d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \beta(\theta)\sin(\theta)d\theta. \quad (9)$$

2. Zjawiska towarzyszące przejściu wiązki laserowej pomiędzy środowiskiem atmosferycznym i wodnym oraz ich wpływ na wartości mocy rejestrowanej w torze detekcji

W analizowanym rozwiązaniu konstrukcyjnym zarówno układ generacji promieniowania laserowego, jak i jego detekcji w postaci sygnału echa docelowo znajduje się ponad powierzchnią wody, tak więc mamy do czynienia z dwukrotnym przejściem analizowanego sygnału optycznego przez granicę powietrze–woda (rys. 4). Procesy odbicia i załamania światła na granicy dwóch ośrodków opisują teorie Fresnela i Snella. W szerokim zakresie widmowym współczynnik załamania wody morskiej wykazuje znaczną dyspersję, tzn. zmienia się wraz z długością fali, oscylując pomiędzy wartościami od 1,1 do 1,5. W przedziale widma odpowiadającemu światłu widzialnemu oraz jego sąsiedztwu (co odpowiada stosowanym długościom fali) przyjmuje jednak wartości zbliżone do 1,33 i mało zmienia się z długością fali [7, 10].



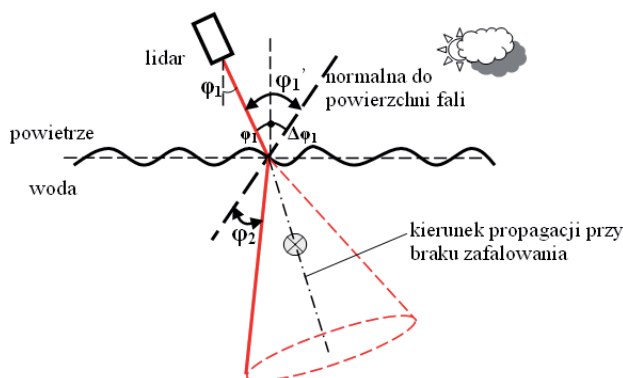
Rys. 4. Schemat układu pomiarowego z dalmierzem i idea pomiaru sygnału echa

Wpływ zasolenia i temperatury wody morskiej na jego wartość jest także niewielki. Prawo Snella opisuje jedynie kierunek radiacji załamanych promieni światła na granicy ośrodków. Zależności energetyczne, czyli osłabienie mocy promieniowania przy przejściu przez granicę ośrodków opisują natomiast wzory Fresnela. W odniesieniu do promieniowania niespolaryzowanego współczynnik transmisji T wynosi:

$$T = \frac{1}{2}(T_{//} + T_{\perp}) = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\operatorname{tg}^2(\phi_1 - \phi_2)}{\operatorname{tg}^2(\phi_1 + \phi_2)} + \frac{\sin^2(\phi_1 - \phi_2)}{\sin^2(\phi_1 + \phi_2)} \right), \quad (10)$$

gdzie: T — współczynnik transmisji dla promieniowania niespolaryzowanego.

Na rysunku 5 przedstawiono zjawisko przechodzenia promieniowania elektromagnetycznego pomiędzy wodą i atmosferą, uwzględniając zafalowanie powierzchni morza. Widać, że kierunek propagacji fali laserowej w wodzie nie zależy tylko od wartości kąta ϕ_1 (ustawionego na lidarze), lecz także od kąta nachylenia, jaki w miejscu padania płamki laserowej tworzy powierzchnia zafalowanej wody $\Delta\phi_1$. Stożek, który wykreślony został czerwoną przerywaną linią, obrazuje z kolei możliwy zakres kątowy, a co za tym idzie — przestrzenny, propagacji lasera w wodzie przy założonym zafalowaniu, którego kąt nie przekracza $\Delta\phi_1$. Jeżeli jednak o $\Delta\phi_1$ założymy, że jest to maksymalny kąt nachylenia powierzchni morza wynikający z jej zafalowania, to kąt padania zawsze mieści się w przedziale $(\phi_1 - \Delta\phi_1; \phi_1 + \Delta\phi_1)$, a co za tym idzie, kąt załamania w wodzie mieści się w przedziale $(\arcsin[\frac{1}{1,33}\sin(\phi_1 - \Delta\phi_1)]; \arcsin[\frac{1}{1,33}\sin(\phi_1 + \Delta\phi_1)])$.



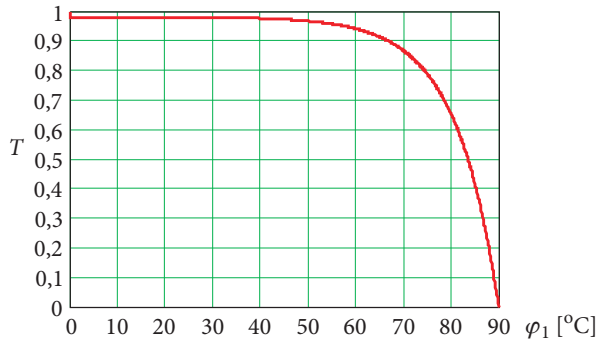
Rys. 5. Geometria propagacji przy przejściu przez sfalowaną powierzchnię morza

Rysunek 6 ilustruje zmiany współczynnika transmisji przy przejściu promieniowania z powietrza do niezafalowanej tafli wody w funkcji kąta padania. Przy niewielkich kątach padania osłabienie promieniowania wskutek przejścia przez granicę ośrodków jest w przybliżeniu stałe i wynosi 0,02. Po przekroczeniu wartości kąta padania 50° współczynnik transmisji zaczyna monotonicznie maleć do zera. Przy powrotnym przejściu wiązki, tzn. z wody do powietrza jej osłabienie jest zdeterminowane tym samym współczynnikiem transmisji, co wynika z parzystości funkcji składowych, a mianowicie:

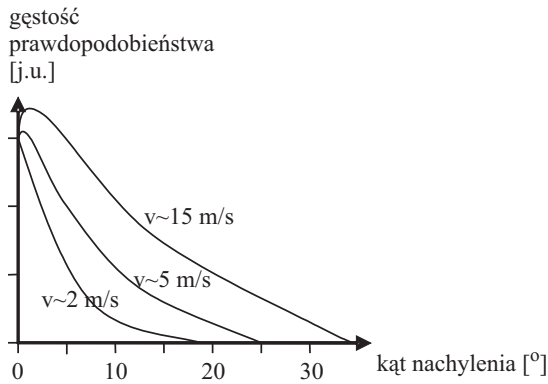
$$\sin^2(\phi_1 - \phi_2) = \sin^2(\phi_2 - \phi_1) \quad \text{oraz} \quad \text{tg}^2(\phi_1 - \phi_2) = \text{tg}^2(\phi_2 - \phi_1),$$

a także ze stacjonarnością powierzchni morza z punktu widzenia wiązki świetlnej.

Na rysunku 7 przedstawiono poglądowo kształt rozkładu nachylenia zafalowanej powierzchni morskiej [9]. Możemy zatem z dużym prawdopodobieństwem przyjąć, że przy umiarkowanych wiatrach nachylenie powierzchni wody nie przekracza 25° .



Rys. 6. Współczynnik transmisji przy przejściu promieniowania elektromagnetycznego pomiędzy powietrzem i wodą morską w funkcji kąta padania



Rys. 7. Rozkłady gęstości prawdopodobieństwa nachyleń sfalowanej powierzchni morza od strony nawierzchni przy różnych prędkościach wiatru

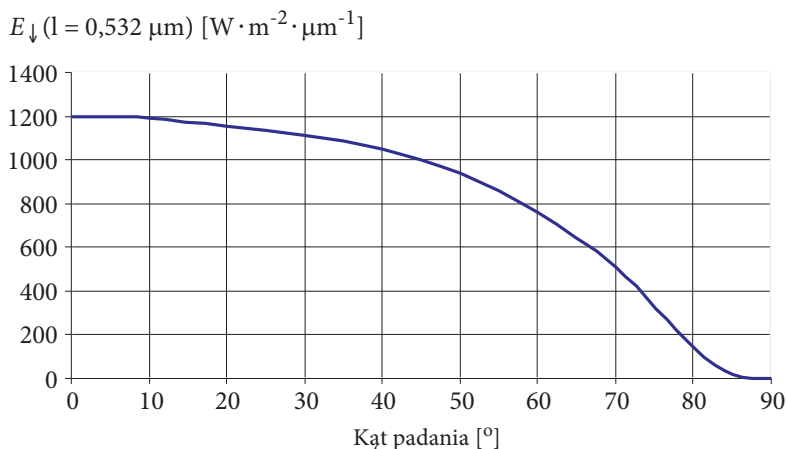
3. Analiza pozostałych czynników mających wpływ na zakres stosowności promieniowania laserowego do lokalizowania obiektów podwodnych dla założonej realizacji sprzętowej (analiza mocy sygnału tła)

Podwodna teledetekcja laserowa realizowana przy pomocy układów generacji i detekcji umieszczonych ponad poziomem wody to technika pomiarowa, której skuteczność uzależniona jest od wielu czynników, wynikających zarówno z charakterystyk wody morskiej, jak i aktualnych warunków atmosferycznych. Propagacji pomiarowej wiązki laserowej w toni morskiej towarzyszy wiele zjawisk fizycznych, które utrudniają proces pomiarowy. Intensywność tych zjawisk uzależniona jest od typu morza, pory roku, czystości wody, etc. Oczywisty jest również fakt, że warunki panujące ponad powierzchnią wody, czyli w atmosferze, mają wpływ na jakość prowadzonych pomiarów. Współczynnik ekstynkcji atmosferycznej osiąga wartości

pomijalnie małe w porównaniu ze współczynnikiem ekstynkcji wody morskiej, toteż wpływ atmosfery na osłabianie mocy propagującej się wiązki w omawianej realizacji nie jest znaczący. Istotne są jednak aktualne warunki oświetleniowe panujące w atmosferze. Nie wpływając w żaden sposób na jakość propagacji lasera, są one źródłem sygnału tła, który podobnie jak użyteczny sygnał echa, trafia do toru odbiorczego dalmierza. Przy widocznym, niezakrytym chmurami słońcu, do powierzchni morza docierają bezpośrednio promienie słoneczne, osłabione częściowo w atmosferze. W wyniku częściowego rozpraszania pojawia się jednak również znaczna domieszka światła dyfundującego ze wszystkich kierunków nieboskłonu. Widmo słoneczne $F_S(\lambda)$ wykazuje szereg lokalnych minimów (linii absorpcyjnych), wynikających z selektywnej absorpcji promieniowania słonecznego przez składniki atmosfery słonecznej, nazywanych prążkami Fraunhofera. Po wejściu promieni słonecznych w realną atmosferę ziemską następuje ich osłabienie na skutek złożonego oddziaływania ze składnikami powietrza atmosferycznego. W efekcie końcowym do powierzchni morza dociera promieniowanie słoneczne scharakteryzowane pewnym rozkładem widmowym. Oprócz bezpośredniego promieniowania słonecznego, jak już wspomniano, dociera również promieniowanie rozproszone, a także promieniowanie odbite od chmur. Całkowite oświetlenie odgórne powierzchni morza jest więc sumą oświetleń od promieni skierowanych oraz od tzw. światła dyfuzyjnego [10]:

$$E_{\downarrow}(\lambda) = E_{\downarrow}^S(\lambda) + E_{\downarrow}^D(\lambda) \quad [\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}], \quad (11)$$

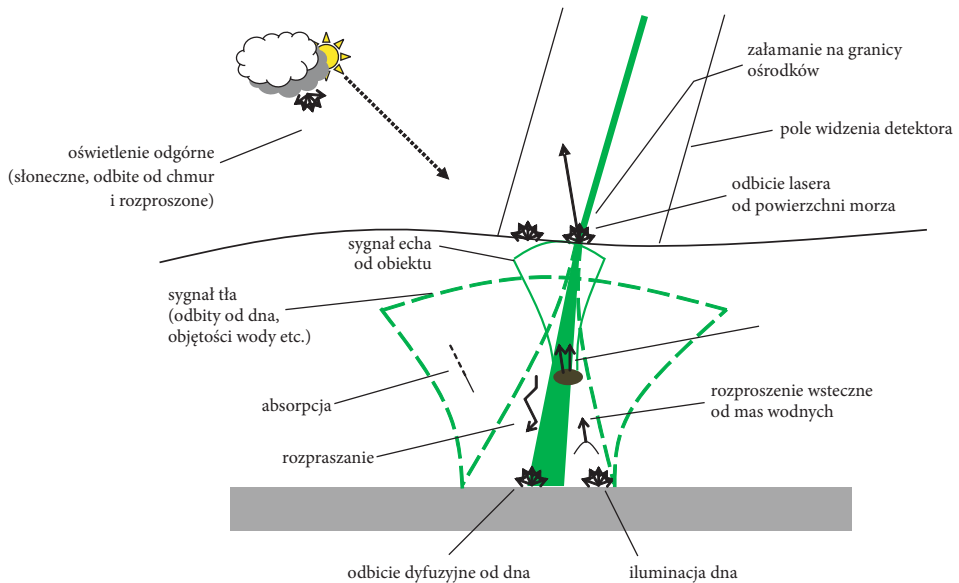
gdzie: E_{\downarrow} — oświetlenie odgórne powierzchni morza;
 E_{\downarrow}^S — oświetlenie promieni skierowanych;
 E_{\downarrow}^D — oświetlenie dyfuzyjne.



Rys. 8. Charakterystyka natężenia promieniowania słonecznego padającego na powierzchnię morza dla $\lambda = 0,532 \mu\text{m}$ przy dobrej widoczności (23 km)

Promieniowanie to odbija się od powierzchni wody i rejestrowane jest w torze detekcji jako składowa tła. W jego skład wchodzi również promieniowanie wychodzące z morza $E_{\uparrow}^{\text{wychodzące}}$, wynikające z rozpraszania w toni morskiej. Zależy ono głównie od jej temperatury i emisyjności, jest jednak pomijalnie małe w stosunku do oświetlenia odgórnego.

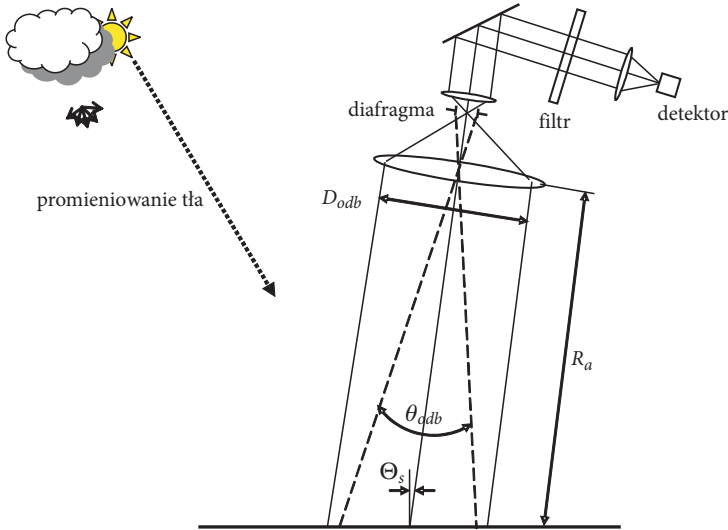
Zjawiska fizyczne towarzyszące procesowi pomiarowemu schematycznie zaprezentowano na rysunku 9. Największy wpływ na poziom sygnału tła ma oświetlenie odgórne E_{\downarrow} .



Rys. 9. Zjawiska fizyczne towarzyszące podwodnej teledetekcji laserowej

Warunki oświetleniowe zmieniają się w miarę przemieszczania się słońca po nieboskłonie, co przedstawiono na rysunku 8. Dla szerokości geograficznych Polski słońce nigdy nie znajduje się w zenicie i przykładowo dla Zatoki Gdańskiej (szerokość geograficzna $\varphi \sim 55^\circ\text{N}$) kąt padania promieni słonecznych na powierzchnię wody (w stosunku do normalnej) będzie się zmieniał w granicach od 90° do 31° latem i od 90° do 78° zimą. W sytuacji niekorzystnej (duże nasłonecznienie) należy się więc spodziewać w torze detekcyjnym poziomu sygnału tła wynikającego z odbicia od powierzchni wody promieniowania o natężeniu przekraczającym 1000 W/m^2 (rys. 8).

Na rysunku 10 przedstawiono poglądowy schemat toru detekcyjnego zastosowanego w urządzeniu. Głównym źródłem sygnału tła jest odbite od powierzchni morza odgórne oświetlenie atmosferyczne, pochodzące od bezpośredniego, względnie odbitego (rozproszonego) promieniowania słońca.



Rys. 10. Schemat układu optycznego w torze detekcji

Dążąc do wyznaczenia wartości mocy rejestrowanej w torze detekcji, należy wprowadzić tzw. luminancję energetyczną źródła promieniowania tła L_λ [$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$] (a ściślej spektralną luminancję energetyczną źródła promieniowania tła). W omawianym przypadku źródłem promieniowania tła jest fragment powierzchni morza „widziany” przez detektor i oświetlony promieniowaniem odgórnym atmosfery (zaniedbujemy pomijalnie małe promieniowanie oddolne wody), tak więc przy odbiciu lambertowskim mamy:

$$L_\lambda = \frac{E_\downarrow(\lambda) \cdot \rho_w}{\pi}, \quad (12)$$

gdzie: ρ_w — współczynnik odbicia od powierzchni wody.

Powracając do geometrii systemu detekcji (rys. 10), moc promieniowania tła docierającą do detektora możemy wyrazić następującą zależnością [5]:

$$P_B = L_\lambda A_S \cos \Theta_S \Omega_{fov} \Delta\lambda \eta_{FI} \eta_{OPT} \exp(-\gamma R_a), \quad (13)$$

gdzie: P_B — moc promieniowania tła padająca na detektor [W];
 L_λ — spektralna luminancja energetyczna (patrz wz. 21) [$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1}$];
 A_S — pole powierzchni morza widziane przez detektor [m^2];
 Θ_S — kąt pomiędzy normalną do powierzchni morza a osią układu [°];
 Ω_{fov} — kąt bryłowy pola widzenia odbiornika optycznego [sr];
 $\Delta\lambda$ — szerokość widmowa filtru interferencyjnego [μm];

η_{OPT} — współczynnik transmisji elementów optycznych;
 η_{FI} — współczynnik transmisji filtru interferencyjnego;
 γ — współczynnik ekstynkcji atmosfery [km^{-1}];
 R_a — odległość od powierzchni wody [km].

Uwzględniając relacje geometryczne toru detekcji, otrzymujemy:

$$P_B = \frac{\pi}{16} E_{\downarrow} \rho_w \theta_{odb}^2 D_{odb}^2 \Delta\lambda \eta_{FI} \eta_{OPT} \exp(-\gamma R_a). \quad (14)$$

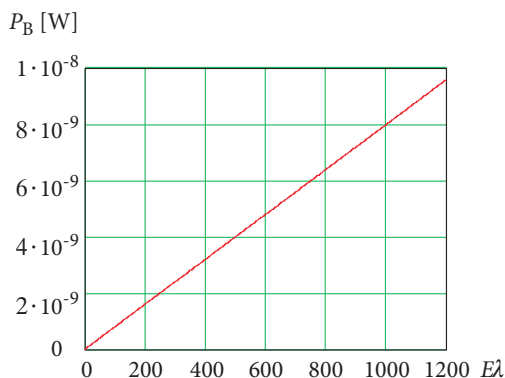
Wykorzystując omówione pojęcia oraz wielkości, jesteśmy w stanie oszacować wartość mocy promieniowania tła docierającego do detektora. W tym celu posłużymy się wartościami zestawionymi w tabeli 2. Zasadniczym parametrem mającym wpływ na moc tła jest wartość oświetlenia odgórnego. Jak wykazano, może ona przekraczać $1000 \text{ Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. Na rysunku 11 przedstawiono charakter zmian wielkości mocy tła w zależności od wartości oświetlenia odgórnego. Otrzymana charakterystyka pozwala stwierdzić, że moc sygnału stanowiącego niepożądane tło na detektorze w układzie odbiorczym lidara może osiągać wartości rzędu 10 nW.

W praktyce, uwzględniając np. nielambertowskie odbijanie promieni słonecznych od powierzchni sfalowanej wody, a także inne niekorzystne zjawiska, moc rejestrowana w torze detekcji może przekraczać 10 nW.

TABELA 2

Wartości parametrów przyjęte do obliczeń mocy promieniowania tła

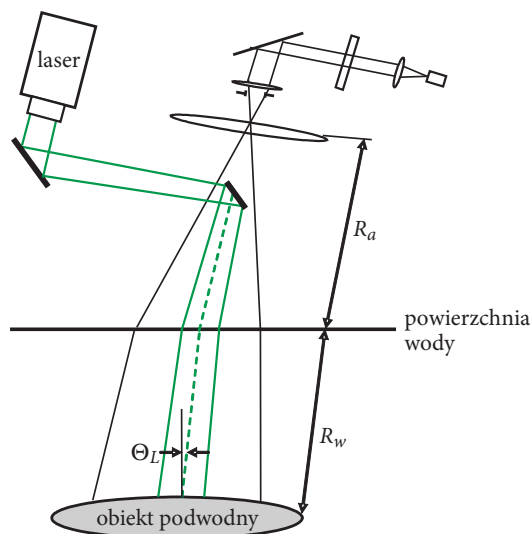
Parametr	Wartość
oświetlenie odgórne	$E_{\downarrow} = 0-1200 \text{ [Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}]$
współczynnik prostopadłego odbicia od powierzchni wody	$\rho_w = 0,02$
średnica optyki odbiorczej	$D_{odb} = 0,1 \text{ [m]}$
kąt płaski pola widzenia układu optyki odbiorczej	$\theta_{odb} = 0,005 \text{ [rad]}$
szerokość spektralna filtru interferencyjnego	$\Delta\lambda = 0,012 \text{ [\mu m]}$
współczynnik transmisji filtru interferencyjnego	$\eta_{FI} = 0,8$
sprawność układu optyki odbiorczej	$\eta_{OPT} = 0,85$
współczynnik ekstynkcji atmosfery	$\gamma = 0,5 \text{ [km}^{-1}]$
odległość do powierzchni wody	$R_a = 0,005 \text{ [km]}$



Rys. 11. Zmiana wartości mocy sygnału tła na detektorze dla różnych wartości oświetlenia odgórnego powierzchni morza

4. Wyznaczanie maksymalnego użytecznego zasięgu dla urządzenia przy reprezentatywnych warunkach pomiarowych oraz założonym minimalnym stosunku sygnał/szum

O możliwości wykrycia obiektu podwodnego decyduje rejestrowany w torze detekcyjnym poziom mocy sygnału „echa” odbitego od obiektu. W celu jej oszacowania wykorzystany zostanie schemat funkcjonalny urządzenia, przedstawiony na rysunku 12. Zakładamy, że wielkość plamki laserowej na obiekcie (A_L) jest mniejsza od rozmiarów tego obiektu oraz że jego powierzchnia odbija promienio-



Rys. 12. Schemat toru optycznego dalmierza z uwzględnieniem układu nadawczego

wanie elektromagnetyczne zgodnie z prawem J. H. Lamberta. Wówczas natężenie napromienienia obiektu podwodnego przedstawia się następującą zależnością:

$$E_L = \frac{4P_{NAD} \rho_{gr} \cos(\Theta_L) \exp(-\gamma_{atm} R_a - cR_w)}{\pi \theta_B^2 (R_a + R_w)^2}, \quad (15)$$

gdzie: P_{NAD} — całkowita moc sygnału nadajnika [W];
 γ_{atm} — współczynnik ekstynkcji atmosfery [m^{-1}];
 c — współczynnik ekstynkcji wody morskiej [m^{-1}];
 R_a — odległość od optyki ukł. generacji do powierzchni morza [m];
 R_w — odległość od powierzchni morza do obiektu [m];
 ρ_{gr} — współczynnik transmisji granicy pomiędzy ośrodkami;
 Θ_L — kąt padania promieniowania na obiekt [$^\circ$];
 θ_B — kąt rozbieżności wiązki laserowej [rad].

Emitancja M_L obiektu oświetlonego wiązką świetlną, którego napromienienie wynosi E_L wyraża się następującą ogólną zależnością:

$$M_L = E_L \rho, \quad (16)$$

gdzie: ρ — współczynnik odbicia od obiektu.

Zgodnie z przedstawionymi we wcześniejszym paragrafie zależnościami opisującymi odbicie lambertowskie, możemy stwierdzić, że luminancja energetyczna obiektu L_L [$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$] opisuje się zatem zależnością:

$$L_L = \frac{4P_{NAD} \rho_{gr} \rho \cos(\Theta_L) \exp(-\gamma_{atm} R_a - cR_w)}{\pi^2 \theta_B^2 (R_a + R_w)^2}. \quad (17)$$

Na podstawie znajomości luminancji energetycznej pochodzącej od powierzchni badanego obiektu, jesteśmy w stanie wyznaczyć wartość mocy użytecznego sygnału echa padającego na detektor. Należy uwzględnić zmniejszenie mocy wiązki wywołane propagacją powrotną od obiektu badanego do układu detekcji, biorąc również pod uwagę ponowne przejście przez granicę woda–atmosfera. Moc sygnału echa P_{SYG} padającego na detektor opisywana jest więc zależnością:

$$P_{SYG} = L_L A_L \rho_{gr} \cos(\Theta_L) \Omega_{fov} \eta_{OPT} \eta_{FI} \exp(-cR_w - \gamma_{atm} R_a). \quad (18)$$

Uwzględniając, że kąt bryłowy pola widzenia układu detekcji Ω_{fov} określa wzór:

$$\Omega_{fov} = \frac{\pi D_{ODB}^2}{4R^2}. \quad (19)$$

oraz zakładając, że kąt Θ_s osiąga wartości bliskie zero można zapisać:

$$P_{SYG} = \frac{P_{NAD} \rho_{gr}^2 \rho D_{ODB}^2 \eta_{OPT} \eta_{FI} \exp(-2\gamma_{atm} R_a - 2cR_w)}{4(R_a + R_w)^2}. \quad (20)$$

Powyższa zależność pozwala na analizę ilościową poziomów mocy uzyskiwanej na detektorze, a pochodzącej od użytecznego z punktu widzenia techniki dalmierczej sygnału echa. Do obliczeń przyjęto rzeczywiste parametry konstrukcyjne układu, których wartości zestawiono w tabeli 3.

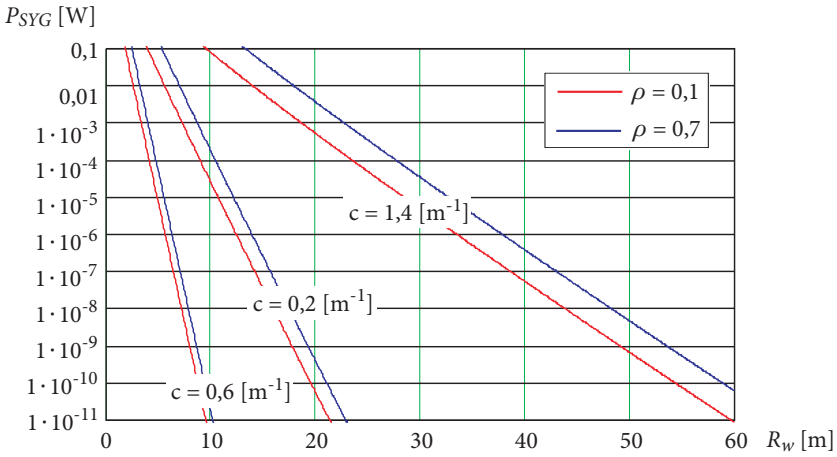
TABELA 3

Wartości parametrów przyjęte do obliczeń mocy promieniowania echa

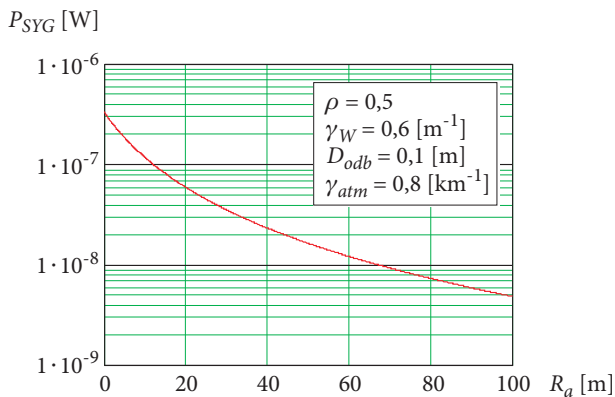
Parametr	Wartość
moc impulsu nadajnika	$P_{NAD} = 6 \cdot 10^6$ [W]
współczynnik transmisji przejścia przez granicę ośrodków	$\rho_{gr} = 0,98$
współczynnik odbicia od obiektu	$\rho = 0,1-0,7$
średnica optyki odbiorczej	$D_{odb} = 0,1$ [m]
współczynnik transmisji filtru interferencyjnego	$\eta_{FI} = 0,8$
sprawność układu optyki odbiorczej	$\eta_{OPT} = 0,85$
współczynnik ekstynkcji atmosfery	$\gamma_{atm} = 0,8$ [km ⁻¹]
współczynnik ekstynkcji wody morskiej	$c = 0,2-1,4$ [m ⁻¹]
odległość do powierzchni wody	$R_a = 0,005$ [km]
głębokość optyczna zanurzenia obiektu (patrz rys. 19)	$R_w = 1-70$ [m]

Na rysunku 13 zaprezentowano charakterystyki zasięgowe mocy detekowanego sygnału echa w funkcji odległości badanego obiektu od powierzchni wody. Analizując relacje pomiędzy krzywymi zasięgowymi, wnioskujemy, że największe znaczenie w odniesieniu do maksymalnego zasięgu skutecznego działania podwodnego dalmierza laserowego ma przejrzystość wody morskiej jako ośrodka propagacji fali laserowej, wyrażona współczynnikiem ekstynkcji c . Mniejszy wpływ na wspomniane zasięgi ma współczynnik odbicia od obiektu podwodnego. Porównując rysunki 11 i 13, widzimy, że poziom mocy sygnału echa osiąga porównywalne wartości z poziomem mocy tła, tzn. wartości rzędu 10^{-9} W przy zanurzeniach obiektu podwodnego w granicach 10 m dla wód zanieczyszczonych, 20 m dla wód średniej czystości oraz nawet do 50 m dla wód czystych.

Warto również przeanalizować wpływ innych parametrów występujących w równaniu (20) na poziom mocy sygnału echa. Pomijamy te parametry, od któ-

Rys. 13. Zależność mocy sygnału echa od głębokości R_w

rych wartość mocy sygnału echa zależy w sposób liniowy, tzn. P_{NAD} , η_{OPT} oraz η_{FI} , ze względu na oczywistą proporcjonalność ich relacji z wartością P_{SYG} . Pomijamy również analizę zależności od wartości średnicy odbiorczej D_{odb} ze względu na niewymagającą dyskusji relację kwadratową. Zajmiemy się parametrami opisującymi wielkości związane z wysokością umiejscowienia przyrządu ponad lustrem wody (w atmosferze) R_a . Jak wynika z porównania rysunków 13 i 14, wysokość umiejscowienia układu detekcji ponad lustrem wody ma znacznie mniejszy wpływ na wartość mocy sygnału echa niż zanurzenie detekowanego obiektu podwodnego. Wniosek ten staje się oczywisty, gdy odniesiemy go do współczynnika ekstynkcji atmosfery, który osiąga wartości o trzy rzędy wielkości mniejsze niż współczynnik ekstynkcji wody morskiej.

Rys. 14. Zależność mocy sygnału echa od wysokości układu nad lustrem wody R_a (głębokość zanurzenia detekowanego obiektu 15 m)

O realnych możliwościach wykrycia obiektu podwodnego decyduje rodzaj zastosowanego układu detektora, a ściślej jego czułość określana jako minimalna moc sygnału, przy której stosunek sygnału do szumu (*SNR*) na wyjściu przyjmuje wymaganą wielkość. W opisywanym rozwiązaniu konstrukcyjnym fotodetekto-rem jest fotodioda lawinowa. Generowany na niej sygnał na skutek docierającego promieniowania jest następnie wzmacniany i analizowany. Jak wiadomo, źródłem szumu w układzie elektronicznym są wszystkie jego elementy rezystancyjne, pół-przewodnikowe, a także wzmacniacze. Należy je wszystkie wziąć pod uwagę przy wyznaczaniu parametru *SNR*. W ogólności można zapisać, że:

$$SNR = \frac{\overline{i_{SYG}^2}}{\overline{i_{SZUM}^2}}, \quad (21)$$

gdzie: $\overline{i_{SYG}^2}$ — wartość średnia kwadratu prądu wywołanego sygnałem echa;
 $\overline{i_{SZUM}^2}$ — wartość średnia kwadratu prądu wywołanego szumami.

Dla rozpatrywanego układu wykorzystującego fotodiode lawinową jako element aktywny parametr *SNR* wyraża następująca zależność [14]:

$$SNR = \frac{(MS_{\lambda}P_{SYG})^2}{2qB[(P_{SYG} + P_B)S_{\lambda} + I_d]M^{2+x} + \frac{4kTBF}{R_L}}, \quad (22)$$

gdzie: P_{SYG}, P_B — moc promieniowania odpowiednio echa i tła [W];
 S_{λ} — czułość fotodetektora [AW^{-1}];
 I_d — prąd ciemny fotodiody [A];
 M — współczynnik powielania lawinowego;
 x — współczynnik materiałowy;
 B — pasmo przenoszenia wzmacniacza [Hz];
 F — współczynnik szumów wzmacniacza;
 q — ładunek elementarny [C].

Powracając do zależności (21) opisującej w sposób ogólny parametr *SNR*, możemy w tym miejscu przedstawić go w postaci szczególnej, dotyczącej rozważanego układu detekcji. Powyższa zależność, opisująca w sposób analityczny parametr *SNR* w dziedzinie mocy, wiąże się poprzez prostą zależność z parametrem *SNR* w dziedzinie napięć (ozn. SNR_U):

$$SNR_U = \sqrt{SNR}. \quad (23)$$

Do obliczeń numerycznych przyjęto rzeczywiste parametry układu detekcji, które zestawiono w tabeli 4.

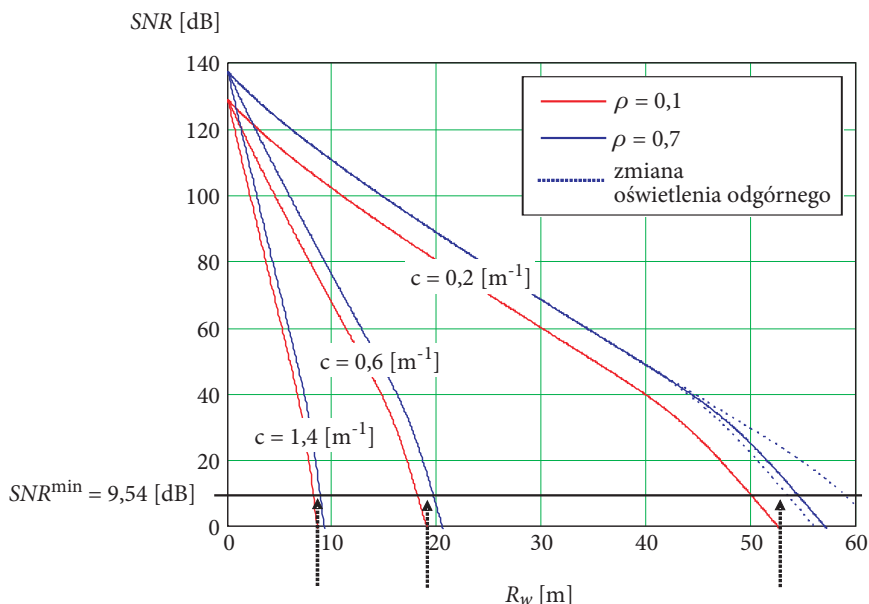
TABELA 4

Wartości parametrów przyjęte do obliczeń SNR (SNR_U)

Parametr	Wartość
współczynnik wzmocnienia lawinowego	$M = 100$
czułość fotodetektora (dla $M = 1$)	$S_\lambda = 20 \text{ [AW}^{-1}\text{]}$
prąd ciemny fotodiody	$I_d = 3 \cdot 10^{-12} \text{ [A]}$
współczynnik materiałowy	$x = 0,4$
współczynnik szumów wzmacniacza	$F = 1,3$
pojemność fotodiody	$C_d = 1,7 \cdot 10^{-12} \text{ [F]}$
pojemność wejściowa wzmacniacza	$C_w = 5 \cdot 10^{-12} \text{ [F]}$
pasmo przenoszenia wzmacniacza	$B = 5 \cdot 10^7 \text{ [Hz]}$
rezystancja obciążenia fotodiody	$R_L = [2\pi B(C_d + C_w)]^{-1} = 475 \text{ [\Omega]}$
temperatura rezystora obciążenia	$T = 293 \text{ [K]}$

Z punktu widzenia możliwości wykrycia obiektu podwodnego w różnych rejonach i przy różnych właściwościach optycznych wody oraz określenia jego położenia, konieczne jest założenie minimalnej wartości SNR^{\min} (SNR_U^{\min}). W omawianym urządzeniu nie stosuje się metod detekcji podszumowej, więc założenie minimalnej wartości SNR_U^{\min} na poziomie 3 jest uzasadnione (a zatem $SNR^{\min} = 9,54 \text{ dB}$). Na rysunku 15 przedstawiono rodziny charakterystyk, które pozwalają dla założonego SNR^{\min} określić maksymalną głębokość wykrycia obiektu podwodnego. Wartości parametrów charakteryzujących środowisko wodne (c) i obiekt detekowany (ρ) zostały ustalone w analogii do wyznaczonej rodziny charakterystyk zasięgowych przedstawionych na rysunku 13.

Sformułowana podczas analizy krzywych zasięgowych sygnału echa teza, że na maksymalną wykrywalność podwodną największy wpływ ma wartość współczynnika ekstynkcji wody, okazała się prawdziwa. Wzrost jego wartości od $0,2 \text{ m}^{-1}$ (wody bardzo czyste pierwszego rodzaju) do $1,4 \text{ m}^{-1}$ (wody zanieczyszczone drugiego rodzaju) powoduje spadek maksymalnego zasięgu wykrywania od ok. 50 m do ok. 10 m. Zbadano również wpływ zmiany oświetlenia odgórnego (atmosferycznego) na maksymalny zasięg skutecznej pracy dalmierza. Linie kropkowane na rysunku 15 przy ostatniej charakterystyce odpowiadają zerowemu oświetleniu atmosferycznemu (prawa linia kropkowana) oraz maksymalnemu spodziewanemu oświetleniu,



Rys. 15. Wykresy charakterystyk SNR w funkcji odległości podwodnej R_w dla różnych wartości współczynnika odbicia od obiektu ρ i współczynnika ekstynkcji wody c , przy wartości mocy sygnału tła $P_B = 9$ nW (linie kropkowane dla ekstremalnych wartości $P_B = 0$ nW oraz $P_B = 22$ nW)

któremu odpowiada moc sygnału tła $P_B = 22$ nW (lewa linia kropkowana). Widać, że różnice w oświetleniu odgórnym wywierają oczywisty wpływ na zmianę zasięgu dalmierza — im oświetlenie atmosferyczne wykazuje większe natężenie, tym zasięg mniejszy. Różnice te osiągają wartości rzędu kilku metrów w wodach czystych oraz mniej niż metr w wodach zanieczyszczonych.

5. Podsumowanie

Podwodna teledetekcja laserowa umożliwia wykrywanie obiektów podwodnych w morzu. Jej wydajność w odniesieniu do maksymalnego zasięgu wykrycia zależy od wielu parametrów zarówno konstrukcyjnych, jak i środowiskowych. Najbardziej znaczący wpływ wywiera tu współczynnik ekstynkcji wody morskiej, którego wartości wykazują duże zróżnicowanie. Przeprowadzona analiza, ujmująca rzeczywiste parametry urządzenia oraz założoną metodę analizy sygnału w torze detekcji, pozwoliła na oszacowanie maksymalnych zasięgów pracy dalmierza. Okazało się, że możliwe jest skuteczne poszukiwanie obiektów podwodnych w warstwie przypowierzchniowej w zakresie od ok. 8 m nawet do ok. 60 m (w bardzo czystych wodach w warunkach nocnych). Zakres ten pozwala na wykrywanie takich obiektów jak miny kotwiczne, których wymagana głębokość stawiania wynosi od 0,5 m

do 12 m. Zwiększenie głębokości wykrycia pozwoliłoby na laserowe poszukiwanie innych obiektów, a mianowicie okrętów podwodnych czy też podwodnych aparatów pływających. Wysoce celowa staje się zatem konieczność poprawy możliwie największej ilości parametrów pozwalających na zwiększenie zasięgu wykrycia obiektów podwodnych. Przy braku możliwości oddziaływania na właściwości transmisyjne środowiska wodnego lub właściwości obiektu podwodnego, sensownym rozwiązaniem wydaje się polepszenie własności energetycznych dalmierza oraz optymalny dobór metody detekcji sygnału.

Artykuł wpłynął do redakcji 6.03.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w czerwcu 2008 r.

LITERATURA

- [1] M. I. MISHENKO, L. D. TRAVIS, A. A. LACIS, *Scattering, absorption and emission of light by small particles*, Cambridge University Press, NASA Goddard Institute for Space Studies, 2002.
- [2] H. C. VAN DE HULST, *Light Scattering by Small Particles*, Wiley, New York, 1957.
- [3] D. W. HAHN, *Light Scattering Theory*, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Florida, 2006.
- [4] M. S. TWARDOWSKI, E. BOSS, J. B. MACDONALD, W. S. PEGAU, A. H. BARNARD, J. R. ZANEVELD, *A model for estimating bulk refractive index from the optical backscattering ratio and the implications for understanding particle composition in case I and case II waters*, Journal of Geophysical Research, vol. 106, 2001, 14,129-14,142.
- [5] A. CYWIŃSKI, *Wykorzystanie lasera do poszukiwania i określania położenia obiektu podwodnego*, rozprawa doktorska AMW, 2006.
- [6] A. MOREL, H. LOISEL, *Apparent optical properties of oceanic water: dependence on the molecular scattering contribution*, Applied Optics, vol. 37, no. 21, 1998.
- [7] U. STUTE, M. LEHAITRE, O. LADO-BORDOWSKY, *Aspects of temporal and spatial ranging for bistatic submarine lidar*, Proceedings of EARSeL-SIG-Workshop LIDAR, 2000.
- [8] R. A. MAFFIONE, *Evolution and Revolution in Measuring Ocean Optical Properties*, Oceanography, vol. 14, no. 3, 2001.
- [9] J. RONALD, V. ZANEVELD, E. BOSS, A. BARNARD, *Influence of surface waves on measured and modeled irradiance profiles*, Applied Optics, vol. 40, no. 9, 2001.
- [10] J. DERA, *Fizyka morza*, PWN, 2003.
- [11] C. D. MOBLEY, D. STRAMSKI, W. P. BISSET, E. BOSS, *Optical modelling of ocean water*, Oceanography, vol. 17, no. 2, 2003.
- [12] D. STRAMSKI, E. BOSS, D. BOGUCKI, K. J. VOSS, *The role of seawater constituents in light backscattering in the ocean*, Progress in Oceanography, vol. 61, 2004.
- [13] L. E. ESTES, G. FAIN, J. D. HARRIS, *Laser Beam Propagation through the Ocean's Surface*, IEEE, 0-7803-3519-81, 1996.
- [14] Z. LIU, W. HUNT, M. VAUGHAN, C. HOSTETLER, M. MCGILL, K. POWELL, D. WINKER, Y. HU, *Estimating random errors due to shot noise in backscatter lidar observations*, Applied Optics, vol. 45, no. 18, 2006.

J. WOJTANOWSKI, M. ZYGMUNT, A. GAWLIKOWSKI,
A. MŁODZIANKO, W. PIOTROWSKI

Underwater remote laser sensing

Abstract. Theoretical and practical aspects of laser application in the field of underwater remote sensing are presented. Water characteristics concerning electromagnetic radiation propagation have been considered. Analytical approach covers both “echo” signal reflected from an underwater object and background noise signal level generated mainly by the sunlight and diffuse atmospheric illumination. Considering the real configuration of the equipment and its technical specification, signal-to-noise ratio level was computed for some specific environmental conditions. It enabled to evaluate the maximum distance ranges of underwater remote sensing. The results form the basis for practical applications of Lidar system developed at the Institute of Optoelectronics of the Military University of Technology in Warsaw.

Keywords: lidar, underwater remote sensing, laser propagation, sea water, laser remote sensing

Universal Decimal Classification: 621.375.826

