



Wpływ parametrów fizycznych aerozoli na efektywny współczynnik odbicia wstecznego

JACEK WOJTANOWSKI, ZYGMUNT MIERCZYK,
MAREK ZYGMUNT

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,
01-494 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

Streszczenie. W artykule przeprowadzono wielopłaszczyznową analizę wpływu poszczególnych parametrów fizycznych na wartość współczynnika wstecznego odbicia od aerozolu. W technikach teledetekcji laserowej, współczynnik ten jest kluczową wielkością charakteryzującą analizowany aerozol. Umiejętność jego wyznaczania dla promieniowania o dowolnej długości fali, na podstawie znajomości zespolonego współczynnika załamania oraz rozkładu wielkości cząstek tworzących dany aerozol stwarza więc możliwości w zakresie jego identyfikacji (odwrotne zagadnienie lidarowe). Zasadniczym celem pracy jest wielospektralna analiza parametrów rozproszeniowych aerozoli wynikających z teorii Mie oraz wyznaczenie charakterystyk zasięgowych systemu lidarowego do zdalnego wykrywania i identyfikacji skażeń chemicznych i biologicznych.

Słowa kluczowe: rozpraszanie, współczynnik odbicia, teoria Mie, zdalne wykrywanie aerozoli, LIDAR, teledetekcja laserowa, aerozol — badania

Symbole UKD: 621.375.826

1. Wprowadzenie

Zdalne wykrywanie aerozoli w technice lidarowej odbywa się na zasadzie detekcji sygnału echa, czyli sygnału odbitego od badanego obiektu — w tym przypadku aerozolu. Występowanie takiego sygnału świadczy jednak wyłącznie o tym, że wspomniany obłok istnieje, a także w jakiej odległości od urządzenia lidarowego występuje. Zastosowanie promieniowania laserowego w technikach teledetekcji pozwala na uzyskiwanie większej ilości informacji na temat badanego obiektu, a nawet na jego identyfikację. Czyni się to poprzez szczegółową analizę

wartości mocy sygnału echa. Zależy ona bezpośrednio od wartości współczynnika wstecznego odbicia (rozproszenia) od badanego aerozolu, gdyż tor detekcyjny lidara rejestruje sygnał odbity dokładnie pod kątem 180° (a więc odbity wstecznie). Wartość współczynnika wstecznego rozproszenia od aerozolu zależy od wielu parametrów charakteryzujących dany aerozol. W szczególności są to:

- zespolony współczynnik załamania cząstek tworzących aerozol,
- rozmiary geometryczne cząstek tworzących aerozol,
- kształt cząstek tworzących aerozol,
- długość fali promieniowania rozpraszanego.

Rozmiary liniowe cząstek tworzących aerozole osiągają wielkości, które nie pozwalają na traktowanie ich jako punktowych centrów rozpraszania. Klasyczna teoria rozpraszania Rayleigha jest więc w tym przypadku nieużyteczna. Zjawisko rozpraszania promieniowania elektromagnetycznego na obiektach o skończonych rozmiarach opisuje teoria Mie. Daje ona ściśle analityczne rozwiązania dotyczące postaci funkcji rozpraszania promieniowania o dowolnej długości fali na jednorodnych kulistych centrach rozpraszania o dowolnych rozmiarach i dowolnym zespolonym współczynnikiem załamania. Przy konstrukcji algorytmu numerycznego wykorzystano formalizm teorii Mie zaproponowany przez Bohrena i Huffmana.

W Instytucie Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej prowadzone są prace naukowo-badawcze i wdrożeniowe nad systemami zdalnego wykrywania i identyfikacji skażeń chemicznych i biologicznych. Pierwszy etap tych prac zakończony został opracowaniem dwubarwnego lidara rozproszeniowego do wykrywania sztucznych aerozoli. Na podstawie przeprowadzonych analiz, symulacji, badań laboratoryjnych i środowiskowych zaprojektowano i zestawiono podzespoły systemu nadawczego i odbiorczego oraz platformę skanującą systemu lidarowego. Wykonano i przebadano podstawowe parametry układu przetwarzania sygnału echa z wykorzystaniem różnych metod detekcji podsumowej. Zastosowanie w lidarze ruchomej platformy skanującej pozwala na zebranie danych pomiarowych z wyznaczonej przez użytkownika przestrzeni i zobrazowanie ich w dwóch lub trzech wymiarach. Dzięki temu można uzyskiwać informację nie tylko o rodzaju substancji rozpraszającej i jej odległości od nadajnika, ale także o jej przestrzennym rozkładzie.

Na podstawie przeprowadzonych badań i analiz charakterystyk rozproszeniowych naturalnych i sztucznych aerozoli, charakterystyk fluorescencyjnych wybranych ośrodków biologicznych oraz charakterystyk spektroskopowych wybranych skażeń chemicznych opracowano koncepcję zintegrowanego systemu do wykrywania i identyfikacji skażeń chemicznych i biologicznych. Do wykrycia chmur aerozolu zastosowany zostanie lidar rozproszeniowy generujący promieniowanie o długości fali 532 nm, 1,06 μm lub 1,54 μm . Optymalne długości fali do wzbudzenia materiałów biologicznych wynoszą 280 nm i 340 nm. Laserowe źródła promieniowania

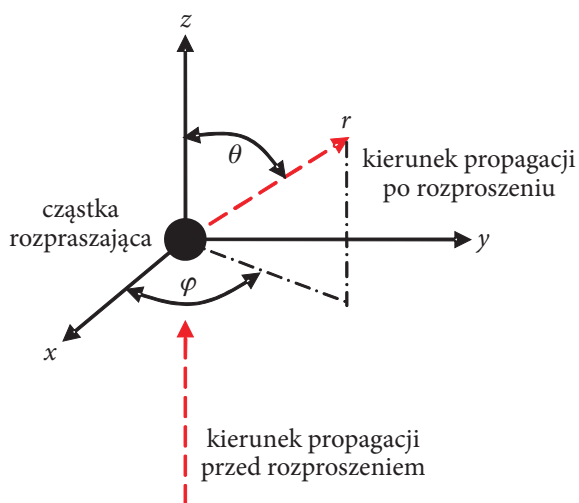
generujące w tym zakresie ograniczają się jedynie do przestrajalnych laserów typu OPO. Do zastosowań lidarowych praktycznie mogą być wykorzystane linie III i IV harmonicznej lasera Nd:YAG. (266 nm i 355 nm). Kształt widm emisji materiałów biologicznych nie zmienia się, gdy zmienia się długości fal wzbudzenia z 280 nm na 266 nm i 340 nm na 355 nm. W przypadku wykrywania i identyfikacji skażeń chemicznych najczęściej stosowany jest laser CO₂ generujący promieniowanie o długości fali 10,6 μm.

Zasadniczym celem pracy jest wielospektralna analiza parametrów rozproszeniowych aerozoli i wyznaczenie charakterystyk zasięgowych systemu lidarowego do zdalnego wykrywania oraz identyfikacji aerozoli.

2. Elementy teorii rozpraszania Mie

Teoria Mie dotyczy elastycznego rozpraszania promieniowania elektromagnetycznego o dowolnej długości fali λ na cząstkach sferycznych jednorodnych scharakteryzowanych dowolnym zespolonym współczynnikiem załamania $m = n \pm ik$ (mowa tu o względnym współczynniku załamania cząstki i otoczenia). Formalizm analityczny teorii Mie wynika z rozwiązania równań Maxwella w odniesieniu do oddziaływania płaskiej fali elektromagnetycznej z obiektem kulistym, co generuje warunki brzegowe o geometrii sferycznej. Naturalne jest więc przyjęcie sferycznego układu współrzędnych jako bazy do rozwiązywania problemu (rys. 1).

Opisywany problem generuje zagadnienie związane z rozwiązaniem wektorowego równania Helmholtza, czyli równania falowego dla przebiegów harmonicznyc



Rys. 1. Geometria rozpraszania w sferycznym układzie współrzędnych (odbicie dla $\theta = \pi$)

w dziedzinie czasu z warunkami ciągłości składowej stycznej wektora E na sferze, stanowiącej powierzchnię cząstki.

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 m^2 \vec{E} = 0, \quad (1)$$

gdzie: k — wektor falowy fali rozpraszanej ($k = 2\pi/\lambda$);
 m — względny zespolony współczynnik załamania cząstki rozpraszającej.

Rozwiązanie powyższego zagadnienia pozwala wyznaczyć wielkości charakteryzujące pole elektromagnetyczne zarówno wewnątrz cząstki rozpraszającej, jak i poza nią. Z punktu widzenia przydatności dla teledetekcji zasadne jest analizowanie pól w dużej odległości od centrów rozpraszających, więc dla dużych odległości R rozwiązanie wektorowego równania Helmholtza ze sferycznymi warunkami brzegowymi wygląda następująco [1]:

$$\begin{aligned} E_r^s &\approx 0, \\ -E_\phi^s &\approx \frac{-i}{kR} e^{-ikR} \sin(\phi) \sum_1^\infty \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(a_n \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} + b_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{d\theta} \right), \\ E_\theta^s &\approx \frac{-i}{kR} e^{-ikR} \cos(\phi) \sum_1^\infty \frac{2n+1}{n(n+1)} \left(a_n \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta} + b_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

gdzie: P_n^1 — stowarzyszone wielomiany Legendre'a;
 a_n, b_n — współczynniki Mie.

Należy zaznaczyć, że współczynniki Mie nie zależą od kąta rozproszenia, natomiast są funkcją tzw. parametru wielkości cząstki rozpraszającej α oraz jej zespolonego współczynnika załamania m , przy czym:

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

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

Współczynniki Mie wyrażają się następującymi zależnościami:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{m^2 j_n(m\alpha) [\alpha \cdot j_n(\alpha)]' - j_n(\alpha) [m\alpha \cdot j_n(m\alpha)]'}{m^2 j_n(m\alpha) [\alpha \cdot h_n^{(1)}(\alpha)]' - h_n^{(1)}(\alpha) [m\alpha \cdot j_n(m\alpha)]'}, \\ b_n &= \frac{j_n(m\alpha) [\alpha \cdot j_n(\alpha)]' - j_n(\alpha) [m\alpha \cdot j_n(m\alpha)]'}{j_n(m\alpha) [\alpha \cdot h_n^{(1)}(\alpha)]' - h_n^{(1)}(\alpha) [m\alpha \cdot j_n(m\alpha)]'}, \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie: $j_n(z)$ oraz $y_n(z)$ — sferyczne funkcje Bessela rzędu n ($n = 1, 2, \dots$);
 $h_n^{(1)}(z)$ — sferyczna funkcja Hankela I rzędu.

Funkcje Bessela i Hankela występujące w równaniu (4) określone są na argumentie $z = \alpha$ lub $z = m\alpha$. Znak apostrofu oznacza pierwszą pochodną danego wyrażenia względem argumentu. W celu uproszczenia zapisu poprzez oddzielenie współczynników zależnych od kąta rozproszenia, wprowadza się tzw. fazowe funkcje rozpraszania Mie. Wyrażają się one następującymi zależnościami:

$$\begin{aligned} S_1(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\cos\theta) + b_n \tau_n(\cos\theta)), \\ S_2(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n(\cos\theta) + a_n \tau_n(\cos\theta)), \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie: π_n, τ_n — funkcje zależne wyłącznie od kąta rozproszenia;
 a_n, b_n — współczynniki Mie (niezależne od kąta rozproszenia).

Funkcje $S_1(\theta)$ i $S_2(\theta)$ decydują o amplitudzie wzajemnie ortogonalnych składowych pola elektrycznego fali rozproszonej na pojedynczej cząstce sferycznej. Występujące we wzorze funkcje kątowe π_n i τ_n wyrażają się następującymi zależnościami:

$$\pi_n(\cos\theta) = \frac{1}{\sin\theta} P_n^1(\cos\theta), \quad \tau_n(\cos\theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos\theta). \quad (6)$$

Przyjmując dodatkowo oznaczenia składowej prostopadłej i równoległej wektora pola elektrycznego w odniesieniu do promieniowania rozproszonego jako:

$$\begin{aligned} E_r^s &= -E_\phi^s \\ E_l^s &= -E_\theta^s \end{aligned}$$

oraz w odniesieniu do promieniowania rozpraszanego (wejściowego) jako:

$$\begin{aligned} E_r^i &= \exp(ikz) \sin\phi \\ E_l^i &= \exp(ikz) \cos\phi \end{aligned}$$

otrzymujemy następujący zapis macierzowy:

$$\begin{bmatrix} E_l^s \\ E_r^s \end{bmatrix} = \frac{\exp(-ikR + ikz)}{ikR} \begin{bmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_l^i \\ E_r^i \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Powyższa zależność pozwala na znalezienie wartości pola elektrycznego i polaryzacji promieniowania elektromagnetycznego rozproszonego pod dowolnym kątem. W prezentowanych zależnościach indeks górny i odnosi się do wielkości opisujących promieniowanie padające na cząstkę rozpraszającą, natomiast indeks górny s dotyczy wielkości związanych z promieniowaniem rozproszonym. Stąd składowe natężenia promieniowania rozproszonego pod dowolnym kątem pochodzącego od dwóch, wzajemnie ortogonalnych polaryzacji, wyrażają zależności:

$$I_i^s(\theta) = I_i^i \frac{|S_2(\theta)|^2}{k^2 R^2}, \quad I_r^s(\theta) = I_r^i \frac{|S_1(\theta)|^2}{k^2 R^2}. \quad (8)$$

Jeśli rozpatrzemy teraz wyłącznie rozproszenie pod kątem 180° (czyli odbicie wsteczne), to otrzymamy:

$$I_i^s(\pi) = I_i^i \frac{|S_2(\pi)|^2}{k^2 R^2}, \quad I_r^s(\pi) = I_r^i \frac{|S_1(\pi)|^2}{k^2 R^2}. \quad (9)$$

Dla światła niespolaryzowanego mamy zatem:

$$I^s(\pi) = I^i \frac{|S_1(\pi)|^2 + |S_2(\pi)|^2}{2k^2 R^2}. \quad (10)$$

Różniczkowy przekrój czynny na rozproszenie wsteczne wyraża się następująco:

$$\sigma_b = \pi \frac{|S_1(\pi)|^2 + |S_2(\pi)|^2}{k^2}. \quad (11)$$

Wykorzystując wyprowadzone zależności na fazowe funkcje rozpraszania (równanie 5), otrzymujemy następującą zależność wyrażającą przekrój czynny na rozpraszanie wsteczne:

$$\sigma_b = \pi \frac{\left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n (a_n - b_n) \right|^2}{k^2}. \quad (12)$$

Bardziej użyteczną wielkością jest jednak efektywny przekrój czynny, będący stosunkiem przekroju czynnego i przekroju geometrycznego cząstki w kierunku prostopadłym do kierunku propagacji promieniowania padającego. Dla cząstek kulistych mamy więc:

$$Q_b = \frac{\sigma_b}{\pi r^2} = \frac{1}{\alpha^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n (a_n - b_n) \right|^2, \quad (13)$$

przy czym: r — promień cząstki;
 α — parametr wielkości ($\alpha = 2\pi r/\lambda = kr$).

Do tej pory przedstawiono zależności związane z oddziaływaniem promieniowania elektromagnetycznego z pojedynczą cząstką sferyczną. W realnych warunkach po pierwsze mamy do czynienia z rozpraszaniem na wielu cząstkach, a po drugie ich zbiór charakteryzuje się pewnym rozkładem wielkości $n(r)$. Oznacza to, że rozpraszanie promieniowania o danej długości fali zachodzi jednocześnie na wielu cząstkach o różnych rozmiarach (zmienia się zatem parametr wielkości α). Wypadkowe wielkości charakteryzujące rozpraszanie od takiego zróżnicowanego zbioru centrów rozpraszających uzyskujemy poprzez sumowanie (całkowanie) wielkości zależnych od parametru α po całym rozkładzie wielkości cząstek. Interesujący nas współczynnik wstecznego odbicia od aerozolu o zadanym rozkładzie i koncentracji cząstek wynosi więc dla modelu rozproszenia jednokrotnego:

$$\rho(\lambda) = \int_0^{\infty} Q_b \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right) \cdot \pi r^2 \cdot n(r) dr. \quad (14)$$

Jego wartość decyduje o tym, jaka część mocy padającego promieniowania odbije się wstecznie, czyli dokładnie pod kątem 180° . Jest to wartość mierzona (po uwzględnieniu ekstynkcji atmosfery) przez układ detekcyjny lidara. Zauważmy, że powyższe całkowanie (wzór 14) dotyczy populacji cząstek zlokalizowanych w jednostkowej objętości. Najczęściej rozkład wielkości $n(r)$ określony jest dla objętości 1 cm^3 . Na podstawie znajomości ρ dla kilku długości fali możemy rozwiązywać tzw. odwrotny problem lidarowy, tzn. wnioskować o kształcie funkcji $n(a)$ na podstawie znajomości $\rho(\lambda_i)$, a co za tym idzie identyfikować nieznaną chmurę aerozolu.

Warto też nadmienić, że teoria Mie pozwala również wyznaczyć wiele innych wielkości istotnych z punktu widzenia rozpraszania fal elektromagnetycznych na cząstkach materialnych. Do najważniejszych należy efektywny przekrój czynny na rozpraszanie (pod dowolnym kątem) Q_{sca} , efektywny przekrój czynny na ekstynkcję Q_{ext} oraz efektywny przekrój czynny na absorpcję Q_{abs} . Wyrażają się one następującymi zależnościami [2]:

$$Q_{sca} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (15)$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{\alpha^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (16)$$

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca}. \quad (17)$$

Współczynniki te określane są często mianem względnych współczynników rozpraszania lub wydajności rozpraszania. Współczynniki rozpraszania dla zbioru jednakowych cząstek (układu monodispersyjnego) są proporcjonalne do sumarycznego przekroju geometrycznego cząstek rozpraszających w jednostce objętości ośrodka. Wielkości Q_{sca} , Q_{ext} , Q_b , Q_{abs} są w tych relacjach współczynnikami proporcjonalności. Charakteryzują one skuteczność rozpraszania fal elektromagnetycznych przez różne zbiory cząstek o takich samych rozmiarach. Efektywny przekrój czynny na rozpraszanie wsteczne Q_b decyduje więc bezpośrednio o odbiciowości chmury aerozolu.

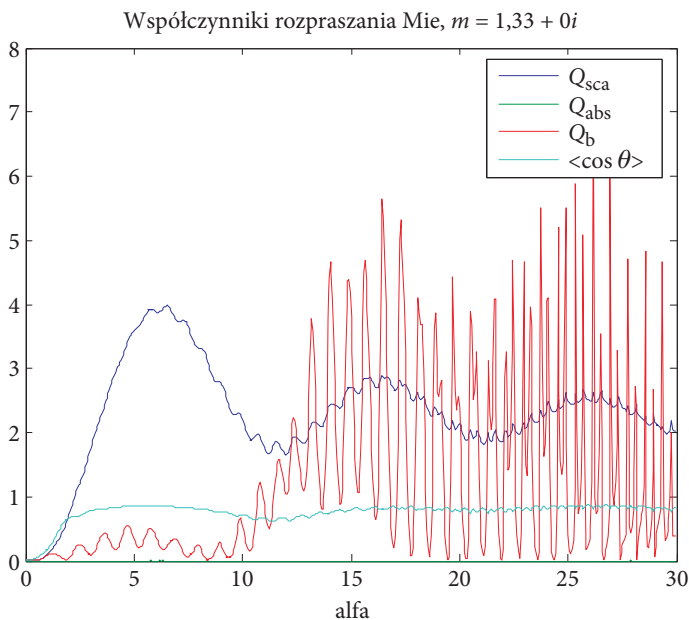
Oprócz efektywnych przekrojów czynnych, istotnym i często wykorzystywanym parametrem w teorii rozpraszania jest tzw. parametr asymetrii $g = \langle \cos \theta \rangle$ określony przez średni cosinus kąta rozpraszania. Przykładowo, układ rozpraszający, dla którego $g = -1$ oznacza, że całość promieniowania rozpraszana jest wstecz, natomiast $g = 1$ odpowiada sytuacji, w której całość promieniowania rozpraszana jest w przód.

3. Analiza wyników obliczeń

Na potrzeby niniejszej analizy sporządzony został kod obliczeniowy zaimplementowany w środowisku MATLAB. Rezultaty otrzymane z jego wykorzystaniem stanowią bazę do obliczeń i analiz związanych z wpływem poszczególnych parametrów charakteryzujących cząstki aerozolu na wielkości opisujące zjawisko rozpraszania na tymże aerozolu.

Przeanalizujemy rezultaty uzyskane w przypadku rozpraszania od kropelek wody (współczynnik załamania $m = 1,33$), które występują powszechnie w atmosferze w chmurach, mgłach etc.

Na rysunku 2 przedstawiono wykresy Q_{sca} , Q_{abs} , Q_b oraz $g = \langle \cos \theta \rangle$ w funkcji parametru wielkości α (wzór 3). Zakładając zatem pewną długość fali stosowanego promieniowania, np. $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, możemy analizować, jak zmieniają się parametry jego rozpraszania na cząstkach o różnej wielkości, lub odwrotnie — założyć pewien rozmiar cząstki, np. $r = 1 \mu\text{m}$ i analizować, jak zmieniają się parametry rozpraszania promieniowania o różnej długości fali na tej cząstce. Istotny jest więc wniosek dotyczący natury rozważanego rozpraszania (w tym oczywiście również odbicia wstecznego). Mianowicie jego charakter i parametry zależą wyłącznie od stosunku wielkości cząstki i długości fali promieniowania, nie zależą natomiast od każdej z tych wielkości z osobna. Oznacza to na przykład, że rozpraszanie promieniowania o długości fali $1 \mu\text{m}$ na cząstkach o promieniu $r = 1 \mu\text{m}$ wygląda identycznie jak rozpraszanie promieniowania o długości fali $2 \mu\text{m}$ na cząstkach o promieniu $r = 2 \mu\text{m}$ (w obu przypadkach mamy $\alpha = 2\pi$). Na wykresie zauważamy także oscylacyjny charakter wszystkich wielkości, szczególnie przekroju czynnego Q_b .

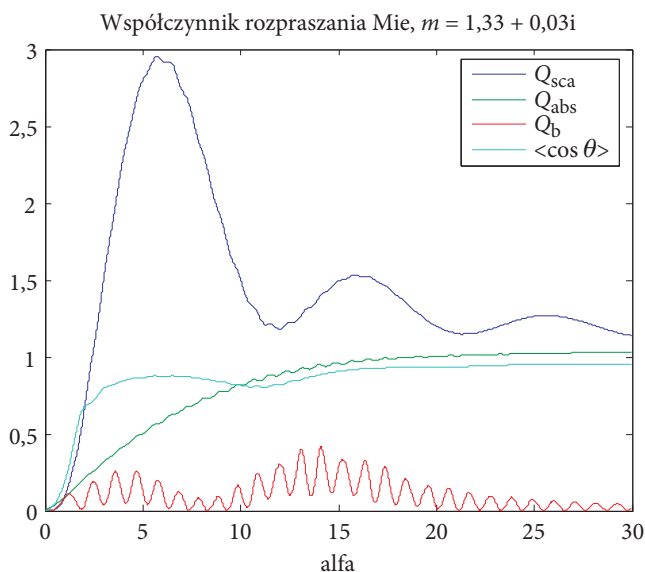


Rys. 2. Efektywne przekroje czynne na rozpraszanie i absorpcję dla kropelek wody

Oznaczałoby to, iż przykładowo dla $\alpha \sim 19,5$ promieniowanie jest odbijane wstecznie w dużym stopniu, natomiast już dla $\alpha \sim 20,5$ promieniowanie nie jest odbijane praktycznie wcale. W praktycznych doświadczeniach nie obserwuje się aż tak ostrych ekstremów o charakterze rezonansowym po pierwsze ze względu na rozpraszanie przez układy złożone z centrów o różnych rozmiarach (co wpływa uśredniająco), a po drugie ze względu na istnienie absorpcji.

Absorpcja jest uwzględniana w sposób formalny w stosowanym modelu rozpraszania Mie poprzez niezerową urojoną wartość współczynnika załamania. Zobaczmy więc, co się dzieje w przypadku omówionym powyżej, jeśli uwzględnimy dodatkowo absorpcję ($m = 1,33 + i0,03$). Zasadniczą dostrzeganą różnicą w stosunku do sytuacji przedstawionej na rysunku 2 (czysto rzeczywisty współczynnik załamania) zmniejszenie amplitudy oscylacji na wykresach analizowanych parametrów rozpraszania. Poza tym na uwagę zasługuje niezerowa wartość przekroju czynnego na absorpcję (linia ciemnozielona), czego należało się spodziewać po wprowadzeniu urojonej wartości współczynnika załamania. Ma ona charakter narastający z niewielkimi oscylacjami.

Dodatkowo należy wnioskować, że w rozważanym przypadku najlepiej rozpraszane będzie promieniowanie, dla którego $\alpha \sim 7$, natomiast rozpraszanie wstecznie wykazuje szereg maksimum i minimum, przy czym największe maksimum występuje dla $\alpha = 14$. Oznacza to, że na przykład dla lasera o długości fali $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ największe odbicie wsteczne uzyskamy dla cząstek o promieniu $r = 2,37 \mu\text{m}$. Na przedstawionych



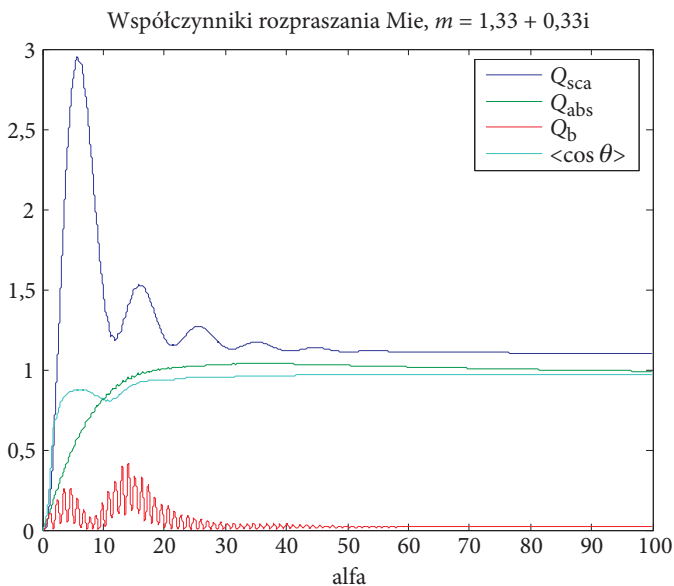
Rys. 3. Zmiana parametrów rozpraszania po uwzględnieniu absorpcji

wykresach dostrzegamy również tendencje asymptotyczne prezentowanych krzywych do pewnych wartości dla dużych wartości argumentu α . Przeanalizujmy więc ich zachowanie, gdy $\alpha \gg 1$ (rys. 4). Przedstawione na wykresach krzywe wykazują dla $\alpha > 50$ praktycznie liniowy i stały charakter funkcyjny. Interesujący nas współczynnik wstecznego odbicia uzależniony jest jak wiadomo od efektywnego przekroju czynnego na rozpraszanie wsteczne Q_b (krzywa koloru czerwonego na prezentowanych wykresach). Widać, że wielkość ta dąży do pewnej niewielkiej wartości liczbowej. Jest to dokładnie wartość 0,0202. Z drugiej strony wiadomo, że w ramach optyki geometrycznej odbicie od dowolnej powierzchni pod dowolnym kątem opisują wzory Fresnela. Dla odbicia wstecznego, tj. pod kątem 180° otrzymujemy zależność:

$$\left| \frac{m-1}{m+1} \right|^2. \quad (18)$$

Podstawiając do (18) $m = 1,33 + i0,03$, otrzymujemy również wartość 0,0202.

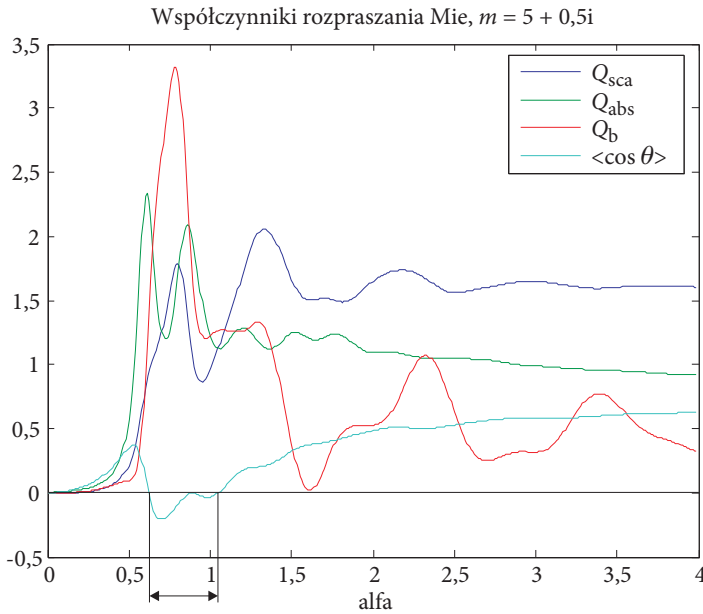
Jak widać, wartość współczynnika wstecznego odbicia w ujęciu klasycznym zgadza się dokładnie z wartością efektywnego przekroju czynnego na rozpraszanie wsteczne z teorii Mie dla dużych wartości parametru wielkości α . Taka zgodność świadczy o uniwersalności teorii Mie w szerokim zakresie zmienności parametru α . Teoria ta również daje pełną zgodność w zakresie $\alpha \ll 1$ z teorią Rayleigha. Uzyskany rezultat jest również zgodny ze zdrowym rozsądkiem — dla obszernych

Rys. 4. Charakter asymptotyczny współczynników rozpraszania dla $\alpha \gg 1$

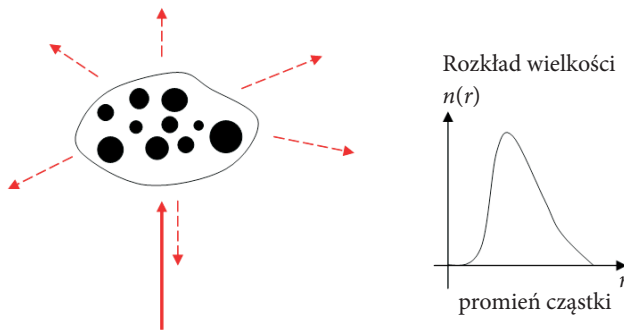
centrów rozpraszających możemy traktować je jako zwykłe tarcze o promieniu a i współczynniku załamania n .

W odniesieniu do parametru asymetrii $g(\alpha) = \langle \cos \theta \rangle$ dla niewielkich wartości argumentu α , na przedstawionych wykresach widzimy jego narastanie od zera do wartości zbliżonej do 1. Dla małych wartości α średni cosinus kąta rozpraszania jest zatem zbliżony do zera, co oznacza, iż rozpraszanie nie ma kierunków uprzywilejowanych i zachodzi w pełny kąt bryłowy, co jest w pełnej zgodności z teorią rozpraszania Rayleigha. Przy zwiększającym się α , wartość g rośnie, co oznacza, że coraz więcej promieniowania rozpraszane jest w przód, kosztem zmniejszającej się energii rozpraszania w tył. Dla bardzo dużych α , gdy g zbliża się do jedności, wnioskujemy, że przewaga rozpraszania w przód względem rozpraszania w tył jest bardzo znacząca. Zgadza się to ponownie z kanonami optyki geometrycznej, gdzie po przejściu przez obiekt o rozmiarach dużo większych niż długość fali, do przodu przechodzi praktycznie całość energii, pomniejszona o fresnelowskie odbicie i ewentualną absorpcję.

Należy jednak zaznaczyć, że narastanie $g(\alpha)$ nie musi być monotoniczne. Przy odpowiednio dużych współczynnikach załamania obserwuje się zakresy, w których $g(\alpha)$ maleje, a nawet osiąga wartości ujemne (rys. 5). Oznacza to, iż w takich przypadkach więcej energii rozprasza się we wsteczną półsferę, niż w półsferę przednią, tzn. opisaną kątami rozpraszania z przedziału $\theta \in (0; \frac{\pi}{2}) \cup (\frac{3}{2}\pi; 2\pi)$.



Rys. 5. Zakres ujemnych wartości parametru asymetrii $g = \cos \theta$ — zwiększony współczynnik odbicia



Rys. 6. Rozpraszanie promieniowania przez aerozol opisany rozkładem wielkości cząstek $n(r)$

Widać też, iż w tym zakresie efektywny przekrój czynny na rozproszenie wsteczne osiąga wartości większe, niż efektywny przekrój czynny na dowolne rozproszenie, co potwierdza spójność całej teorii. Zakres α , dla którego parametr asymetrii $g < 0$, jest bardzo użyteczny z punktu widzenia zastosowań techniki lidarowej ze względu na wysoką sprawność energetyczną procesu rozpraszania wstecznego.

Przypomnijmy, że gdy mamy do czynienia z aerozolem, to rozpraszanie zachodzi jednocześnie na cząstkach różniących się pomiędzy sobą, gdyż rzeczywisty aerozol nie składa się z cząstek identycznych, lecz ich rozmiary opisuje rozkład wielkości $n(r)$.

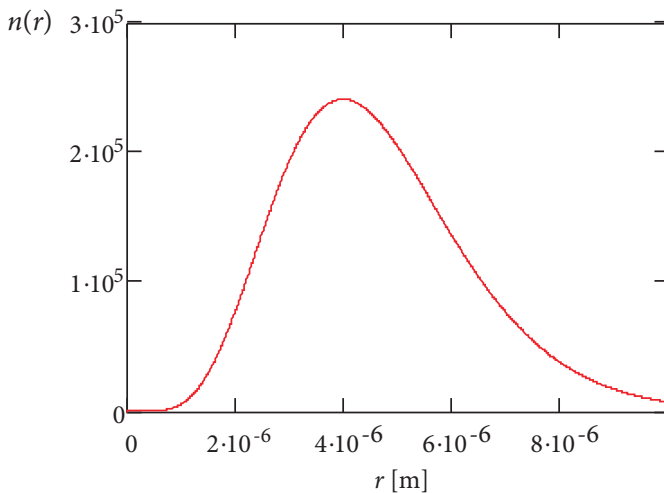
Wówczas współczynnik odbicia od aerozolu wyraża się poprzez całkę po całym rozkładzie (równanie 14). Analizę przeprowadzimy ponownie w oparciu o wodne centra rozpraszające. Rozważmy dla przykładu aerozol opisany rozkładem wielkości zbliżonym do tego, jaki opisuje chmurę typu *cumulus*. Jest to mianowicie rozkład Gamma (równanie 19) dla parametru skali $1,5 \cdot 10^6$ i parametru kształtu 7 [3]:

$$n(r) = \frac{\lambda^p}{\Gamma(p)} r^{p-1} \cdot \exp(-\lambda \cdot r), \quad (19)$$

gdzie: λ — tu: parametr skali;
 p — parametr kształtu.

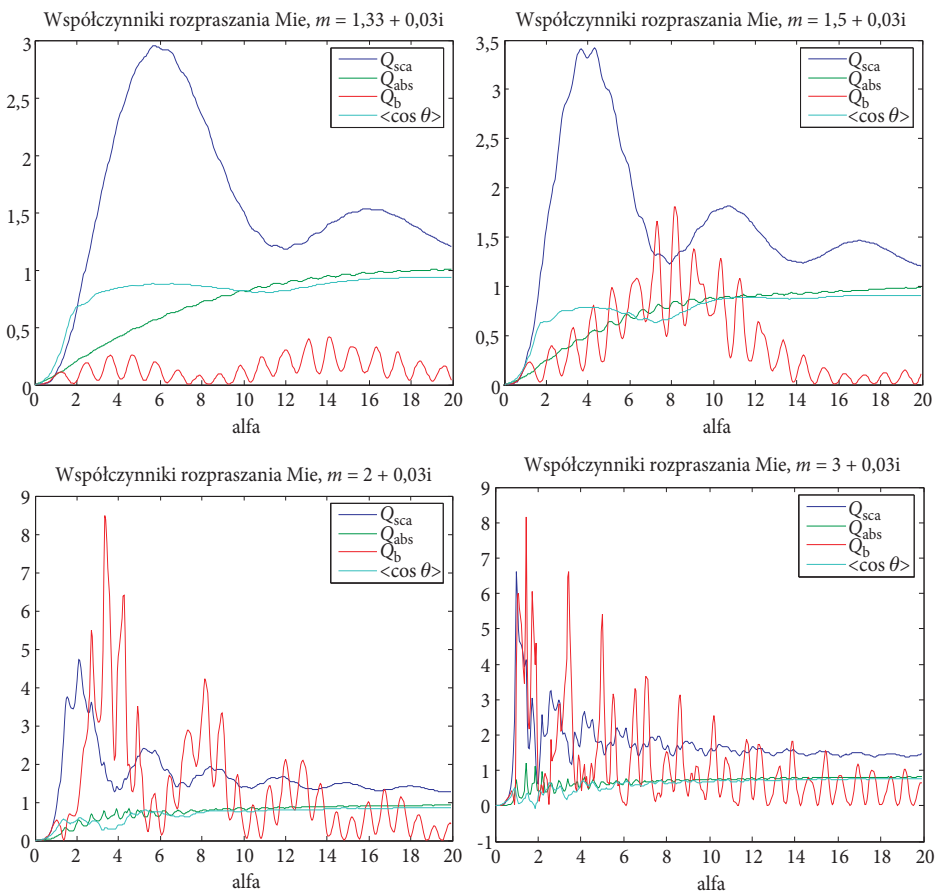
Zacznijmy od wyznaczonych numerycznie wartości współczynników wstecznego odbicia dla przykładowych długości fali: 0,266 μm , 0,355 μm , 0,532 μm , 1,064 μm , 1,5 μm , 10 μm . Wynoszą one mianowicie dla koncentracji 10^8 m^{-3} :

- $\rho(0,266 \mu\text{m}) = 0,0113345,$
- $\rho(0,355 \mu\text{m}) = 0,011157,$
- $\rho(0,532 \mu\text{m}) = 0,0111415,$
- $\rho(1,064 \mu\text{m}) = 0,0110017,$
- $\rho(1,5 \mu\text{m}) = 0,0124173,$
- $\rho(10 \mu\text{m}) = 0,00206848.$



Rys. 7. Rozkład wielkości cząstek chmury typu *cumulus* (typ: Gamma, parametry: $\lambda = 1,5 \cdot 10^6, p = 7$)

Widać, że pięć spośród sześciu współczynników posiada zbliżone do siebie wartości (dla długości fali od $0,266 \mu\text{m}$ do $1,5 \mu\text{m}$), natomiast współczynnik wstecznego odbicia dla $\lambda = 10 \mu\text{m}$ jest o rząd wielkości mniejszy. Uzasadnienie tego faktu jest oczywiste, gdy odwołamy się do rysunku 2. Dla $\lambda = 10 \mu\text{m}$ przy rozpraszaniu na cząstce modalnej analizowanego aerozolu (czyli $r = 4 \mu\text{m}$) mamy $\alpha \sim 2,5$, a więc obszar, w którym $Q_b(\alpha)$ osiągało wartości w porównaniu na przykład z rozpraszaniem promieniowania o długości $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$, dla którego mamy $\alpha \sim 17$. Mimo że w analizowanym aerozolu nie występują wyłącznie cząstki o promieniu modalnym, to tego typu uproszczona analiza może być pomocna, gdyż cząstki modalne stanowią, jak wiadomo, największy odsetek wszystkich cząstek w analizowanej chmurze. Z rysunku 1 wynika również, że począwszy od $\alpha \sim 10$, mamy do czynienia ze zdecydowanym narastaniem funkcji $Q_b(\alpha)$. Mowa tu o jej uśrednionym charakterze, z pominięciem widocznych gwałtownych oscy-



Rys. 8. Wpływ zmiany współczynnika załamania na parametry rozpraszania

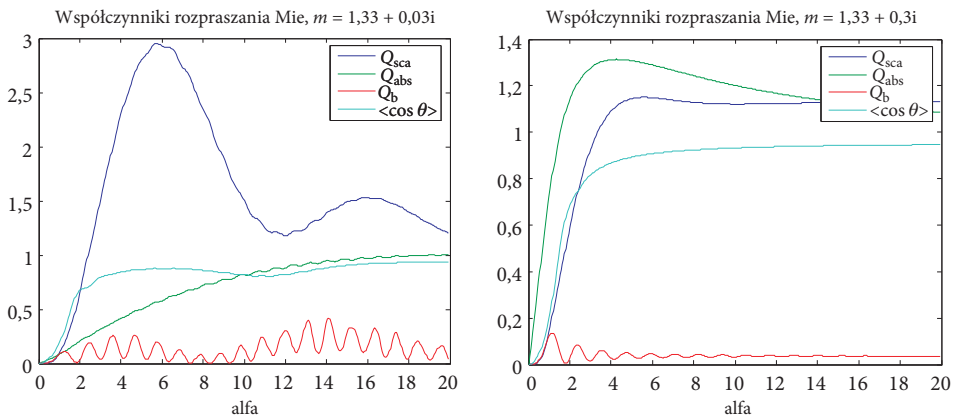
lacji, które w realnych warunkach są wygaszane poprzez zróżnicowanie rozmiarów cząstek i absorpcję. Wynika stąd pewna uproszczona reguła dla aerozoli wodnych. Mianowicie, na podstawie długości fali, dla której obserwujemy gwałtowny spadek współczynnika odbicia możemy oszacować rozmiary cząstki modalnej poprzez założenie, że znajdujemy się w okolicy $\alpha \sim 10$. Rozpraszanie zachodzić może od obiektów o dowolnym współczynniku załamania. Na rysunku 8 przedstawiono wykresy efektywnych przekrojów czynnych dla różnych wartości współczynnika załamania.

Rozważmy, jaki wpływ na parametry rozpraszania, w szczególności — rozpraszania wstecznego, może mieć zmiana współczynnika załamania. Zauważamy, że im większy współczynnik załamania, tym struktura oscylacji charakterystyk $Q_i(\alpha)$ wykazuje większe zagęszczenie, a także zmienia się amplituda tych oscylacji. Można to tłumaczyć na gruncie matematycznym tym, że w zależnościach opisujących współczynniki a_n i b_n (równanie 4), współczynnik m występuje przy argumentie sferycznych funkcji Bessela, a jak wiemy — w ogólności, jeśli funkcja $f(t)$ wykazuje pewne oscylacje, to oscylacje funkcji $f(mt)$ są analogiczne, lecz m -krotnie bardziej zagęszczone w dziedzinie argumentu t .

Współczynnik m występuje nie tylko jako mnożnik argumentu składowych funkcji Bessela, ale także jako czynnik bezpośrednio uwikłany w rozważane zależności. Stąd zmieniająca się również amplituda omawianych oscylacji. Efektywny przekrój czynny na odbicie (linia czerwona, rys. 8), przy wzrastającym współczynniku załamania także wykazuje narastające oscylacje dla coraz mniejszych wartości α . Z punktu badań lidarowych oznacza to, że gdy rozpraszamy promieniowanie laserowe na aerozolu, których centra rozpraszania posiadają większy współczynnik załamania, możliwe są do uzyskania silne sygnały odbiciowe również dla większych długości fali. Jak omówiono w niniejszym rozdziale, promieniowanie o długości fali $10 \mu\text{m}$ odbijało się dużo słabiej od aerozolu wodnego *cumulosa* niż pozostałe długości fali. Uzasadnione jest to tym, że dla $\alpha_{10 \mu\text{m}} \sim 2,5$ przy $Re(m) = 1,33$ współczynnik Q_b osiąga małe wartości (rys. 8 — lewy górny wykres) i kształtuje się w okolicy 0,2. Jeśli teraz rozpatrzmy rozpraszanie od aerozolu o identycznym jak *cumulosa* rozkładzie wielkości, lecz złożonego z cząstek o innym (większym) niż woda współczynniku załamania, np. $Re(m) = 2$ (rys. 8 — lewy dolny wykres), to zauważamy, że dla $\alpha_{10 \mu\text{m}} \sim 2,5$ współczynnik Q_b osiąga dużo większe wartości, zbliżone do 4. Uzyskaliśmy więc znacznie większe odbicie dla promieniowania o długości fali $\lambda = 10 \mu\text{m}$ tylko poprzez zmianę współczynnika załamania centrów rozpraszających. Co więcej, w przytoczonym przykładzie odbicie to jest największe w porównaniu do pozostałych długości fali. Zwiększając dalej współczynnik załamania, np. do wartości $Re(m) = 3$ (rys. 8 — prawy dolny wykres) trafiamy z kolei w lokalne minimum $Q_b(\alpha)$ dla rozważanego $\alpha_{10 \mu\text{m}} \sim 2,5$. Tak więc znów promieniowanie o długości fali $\lambda = 10 \mu\text{m}$ jest odbijane słabo. Widzimy, że wpływ wartości współczynnika załamania na wielkości przekrojów czynnych wykazuje niemonotoniczny, raczej quasi-okresowy charakter.

Należy przypuszczać, iż także absorpcja wyrażana wartością urojonej części współczynnika załamania ma wpływ na charakterystyki rozpraszania. Na rysunku 9 przedstawiono charakterystyki rozpraszania dla dwóch przypadków różniących się tylko wartością $Im(m)$, czyli absorpcją.

Widzimy, że wartości efektywnych przekrojów czynnych na rozpraszanie maleją wraz z rosnącą absorpcją. Istotne jest jednak to, że także kształt charakterystyk rozproszenia, tzn. przebieg linii $Q_i(\alpha)$ uległ zmianie. Absorpcja prowadzi do wcześniejszego „wygaszania” oscylacji (struktury subtelnej) tychże linii, co skutkuje ich wcześniejszym (przy mniejszych wartościach argumentu α) zbliżaniem się do wartości asymptotycznych. Można powiedzieć, że dla zwiększających się wartości absorpcji, optyka geometryczna zaczyna obowiązywać wcześniej. Jak wynika z rysunku 9, zwiększona absorpcja powoduje praktycznie stały współczynnik odbicia dla $\alpha > 10$. Z punktu widzenia techniki lidarowej oznacza to, że wszystkie długości fali stosowanego promieniowania, dla których $\alpha > 10$, będą odbijać się identycznie, a co za tym idzie możliwość identyfikacji analizowanego aerozolu stanie się znikoma.



Rys. 9. Wpływ absorpcji na zmianę charakterystyk rozpraszania; lewy wykres $m = 1,33 + i0,03$, prawy wykres $m = 1,33 + i0,3$

4. Podsumowanie

W artykule przeprowadzono analizę wpływu podstawowych parametrów aerozolu na jego charakterystyki rozproszeniowe, zwłaszcza w odniesieniu do współczynnika rozproszenia wstecznego. Bazę do modelu teoretycznego skonstruowanego w formie modułu obliczeniowego zaimplementowanego w środowisku MATLAB stanowiła teoria rozpraszania Mie. Przeprowadzona analiza dowiodła, że wartość współczynnika odbicia promieniowania elektromagnetycznego od aerozolu jest

funkcją wszystkich jego parametrów fizyko-chemicznych. Zaprezentowana w pracy analiza zjawisk fizycznych oraz przedstawione zależności pozwalają na formułowanie uzasadnionych teoretycznie wniosków dotyczących wartości współczynnika odbicia, a co za tym idzie przewidywania wielkości mocowych charakteryzujących sygnał echa rejestrowany w technikach teledetekcji laserowej.

Artykuł wpłynął do redakcji 6.03.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w kwietniu 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] 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, 45, 18, 2006.
- [6] J. DERA, *Fizyka morza*, PWN, Warszawa, 2003.

J. WOJTANOWSKI, Z. MIERCZYK, M. ZYGMUNT

Influence of aerosol physical characteristics on backscattering coefficient

Abstract. A wide analysis of the main aerosol physical parameters' impact on the backscattering coefficient has been developed. In the remote-sensing techniques, its value is considered to be one of the most crucial factors, since it corresponds to the properties of the remotely sensed aerosol. The capability of determining it theoretically, basing on the value of complex refractive index and the size distribution function of particles, creates the fundamental tool for identifying the unknown aerosol (inverse lidar problem). A computational code has been developed at the MATLAB environment. The calculations presented in the paper have been performed in accordance with Mie scattering theory.

Keywords: scattering, backscattering coefficient, Mie theory, remote sensing of aerosols, LIDAR, laser remote sensing, aerosol — investigations

Universal Decimal Classification: 621.375.826

