



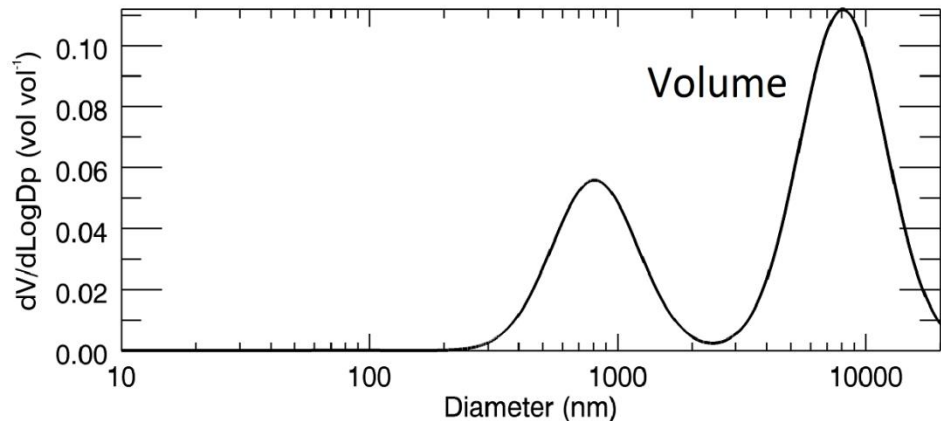
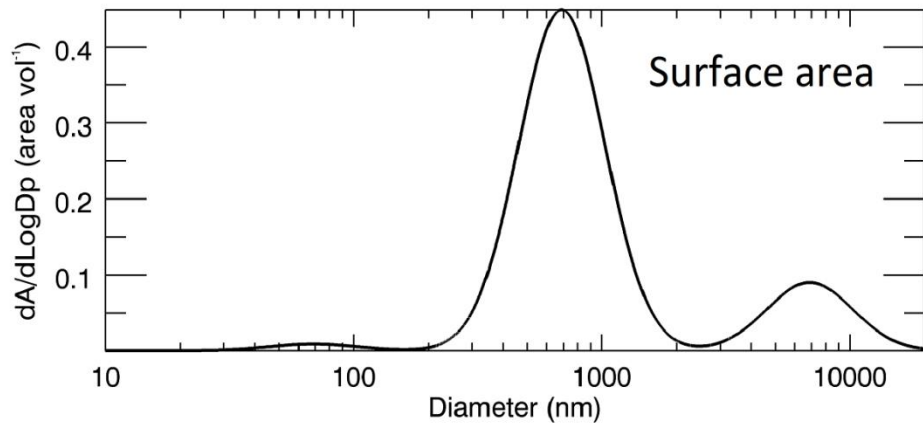
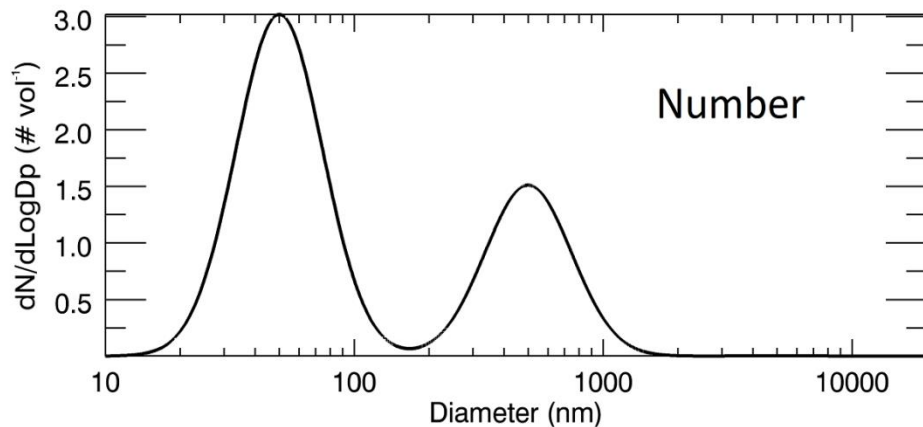
Własności optyczne i mikrofizyczne aerozolu atmosferycznego

Krzysztof Markowicz

Instytut Geofizyki, Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

Wielkości mikrofizyczne

- Rozkład wielkości cząstek $n(r)$
- Współczynnik załamania światła (współczynnik refrakcji)
- Kształt cząstek
- Parametr wzrostu higroskopijnego

Aitken
modeAccumulation
modeCoarse
mode

Funkcja rozkładu wielkości $n(r)$

określa liczbę cząstek w jednostce objętości, których promień (lub promień równoważny) zawiera się w przedziale $\langle r, r+dr \rangle$

Promień efektywny

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int r^3 n(r) dr}{\int r^2 n(r) dr} = \frac{\langle r^3 \rangle}{\langle r^2 \rangle}$$

Rozkład powierzchniowy $A(r)$

Dla cząstek sferycznych

$$A(r) = 4\pi r^2 n(r)$$

Rozkład objętościowy $V(r)$

Dla cząstek sferycznych

$$V(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 n(r)$$

Rozkład masowy $M(r)$

Dla cząstek sferycznych

$$V(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 n(r) \rho(r)$$

Rozkład log-normalny

$$n(r) = \sum_{i=1}^3 \frac{N_{oi}}{r \ln \sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_{mi}}{\ln \sigma_i} \right)^2}$$

N_{oi} – całkowita liczba cząstek w klasie „i”

R_{mi} – promień modalny dla klasy „i”

σ_i – geometryczne odchylenie standardowe dla klasy „i”

Dla rozkładu jedno modowego

$$r_{\text{eff}} = r_m \exp\left(\frac{5}{2} \ln^2 \sigma\right)$$

Średni promień cząstek

$$\langle r \rangle = r_m \exp\left(\frac{1}{2} \ln^2 \sigma\right)$$

Powierzchnia cząstek

$$A = 4\pi N_o r_m^2 \exp(2 \ln^2 \sigma)$$

Objętość cząstek

$$V = 4/3\pi N_o r_m^3 \exp\left(\frac{9}{2} \ln^2 \sigma\right)$$

Fala elektromagnetyczna

Propagacja płaskiej fali elektromagnetycznej przez ośrodek materialny

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\vec{k}\vec{x} - i\omega t) \quad \vec{H} = \vec{H}_0 \exp(i\vec{k}\vec{x} - i\omega t)$$

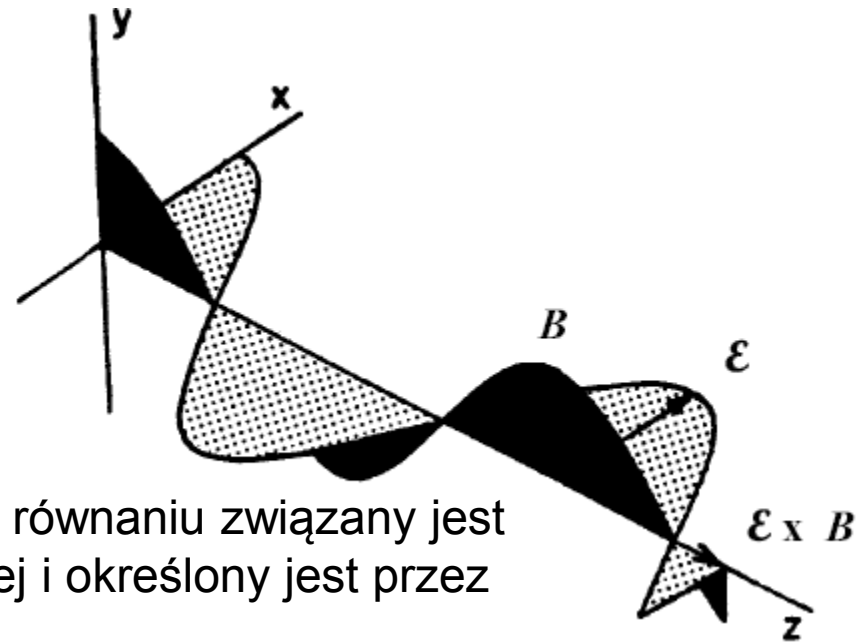
Po podstawieniu do równań Maxwella

$$\vec{E} = E_0 \exp\left(-\frac{2\pi m z}{\lambda}\right) \exp\left(\frac{i2\pi k z}{\lambda} - i\omega t\right) \hat{e}_z$$

Pierwszy czynnik wykładniczy w powyższym równaniu związany jest z zanikiem amplitudy fali elektromagnetycznej i określony jest przez urojoną część współczynnika refrakcji m .

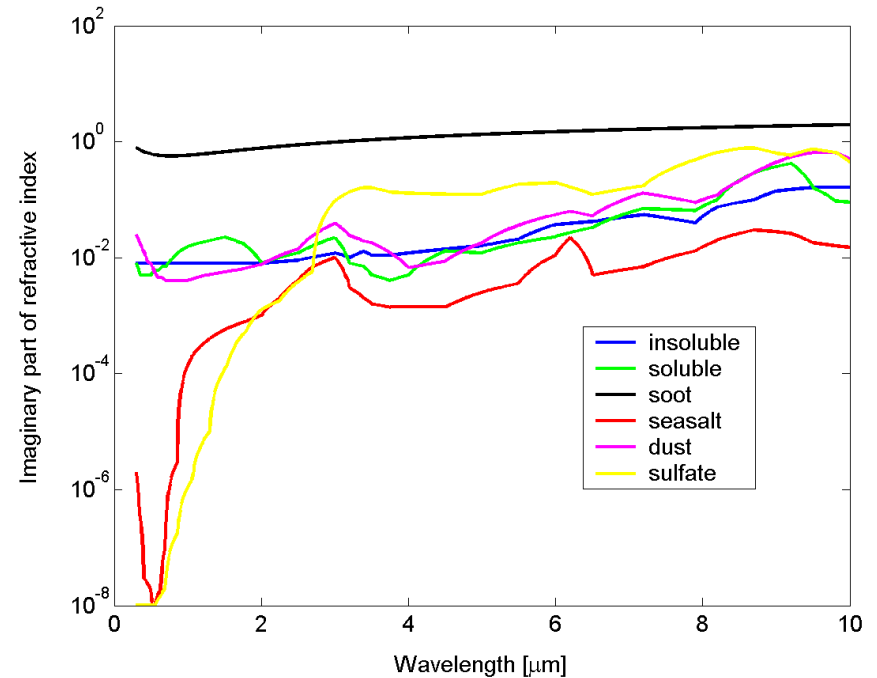
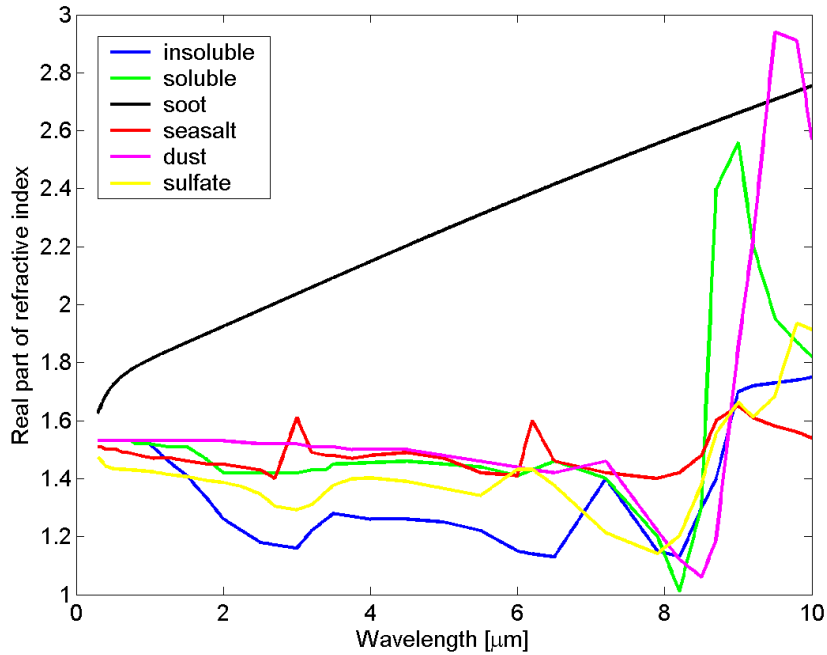
Rzeczywista część współczynnika refrakcji (k) determinuje prędkość fazową fali.

Zarówno część rzeczywista jak i urojona wpływa na własności optyczne materii.



$\mathbf{N} = \mathbf{m} + i\mathbf{k}$ - zespolony współczynnik załamania światła

Jaki jest współczynnik załamania światła dla aerozolu?



Parametr wzrostu higroskopijnego

$$r_{\text{wet}} = r_{\text{dry}} \text{GF}(\text{RH})$$

- Parametr wzrostu higroskopijnego zależy od składu chemicznego, wielkości cząstek oraz wilgotności względnej powietrza
- Jeśli parametr wzrostu wynosi 2 to wzrost współczynnika rozpraszania wynosi ok. 4 (rozpraszanie jest proporcjonalne do powierzchni cząstki)
- Współczynnik absorpcji w pierwszym przybliżeniu nie ulega zmianie

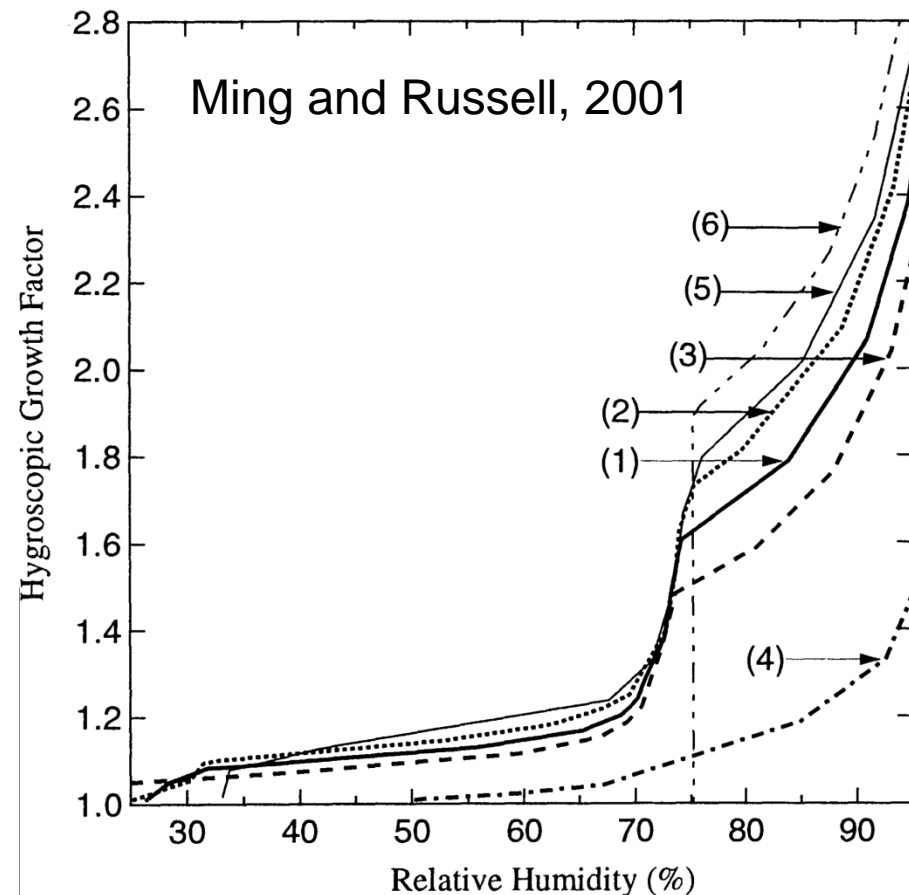
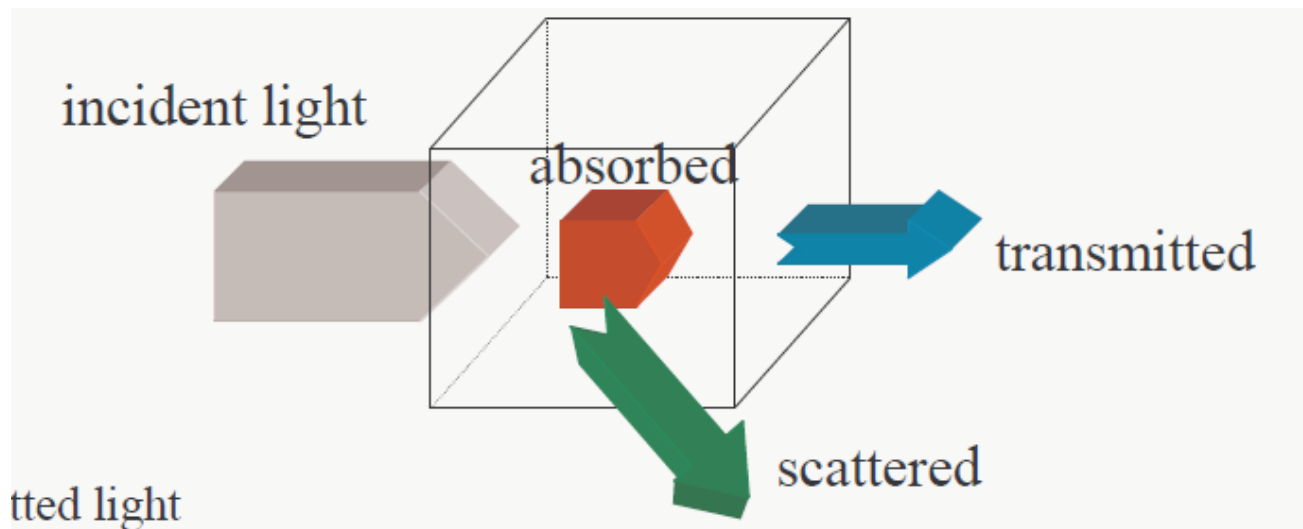


Figure 1. Predicted hygroscopic growth for bulk solutions of varying organic composition. The compositions studied are (1) 30% organic species and 70% inorganic salts (base case, solid line), (2) a lower organic content case of 10% organic species and 90% inorganic salts (dashed-dotted-dotted line), (3) a higher organic content case of 50% organic species and 50% inorganic salts (dashed line), (4) 100% organic species (dashed-dotted line), (5) 100% inorganic salts found in seawater (thin solid line), and (6) 100% NaCl (thin dotted line).

Podstawowe wielkości optyczne pojedynczej cząstki (single scattering properties)

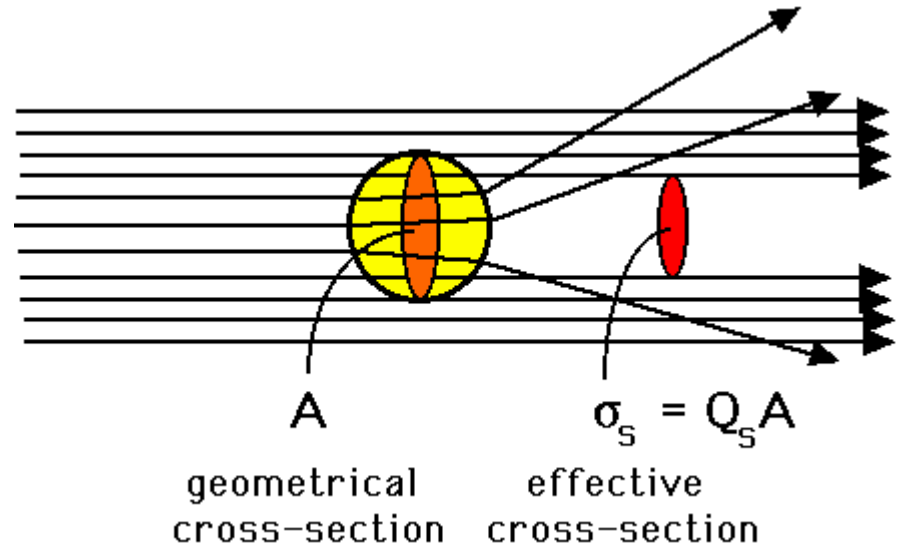
- Przekrój czynny na rozpraszanie, absorpcję
- Współczynnik rozpraszania, absorpcji, ekstynkcji
- Albedo pojedynczego rozpraszania
- Funkcja fazowa na rozpraszanie
- Parametr asymetrii



Przekrój czynny na rozpraszanie, absorpcję i ekstynkcję

W reżimie geometrycznym (rozmiary cząstek znacznie większe od długości fali) przekrój czynny na ekstynkcję jest równy przekrojowi geometrycznemu (dla obiektów sferycznych πr^2)

W przypadku obiektów porównywalnych z długością fali wskutek dyfrakcji światła przekrój czynny może być znacząco mniejszy lub większy od przekroju geometrycznego



Efektywny przekrój czynny

$$Q = \frac{C}{\pi r^2}$$

C – jest przekrojem czynnym na rozpraszanie, absorpcję lub ekstynkcję

Współczynnik rozpraszania, absorpcji i ekstynkcji

Jeśli w jednostce objętości znajduje się N_o cząstek o tej samej wielkości (promieniu r) wówczas współczynniki rozpraszania, absorpcji i ekstynkcji wynoszą:

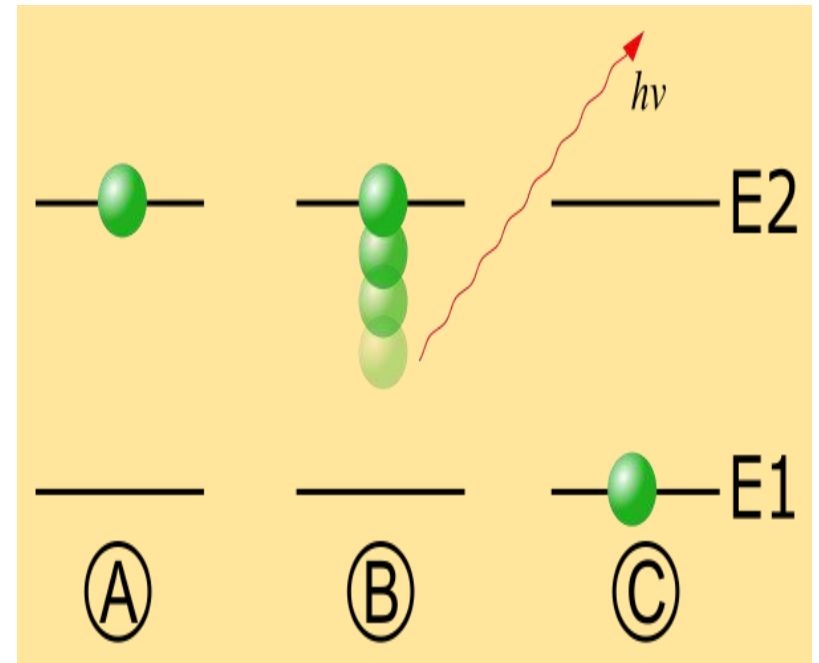
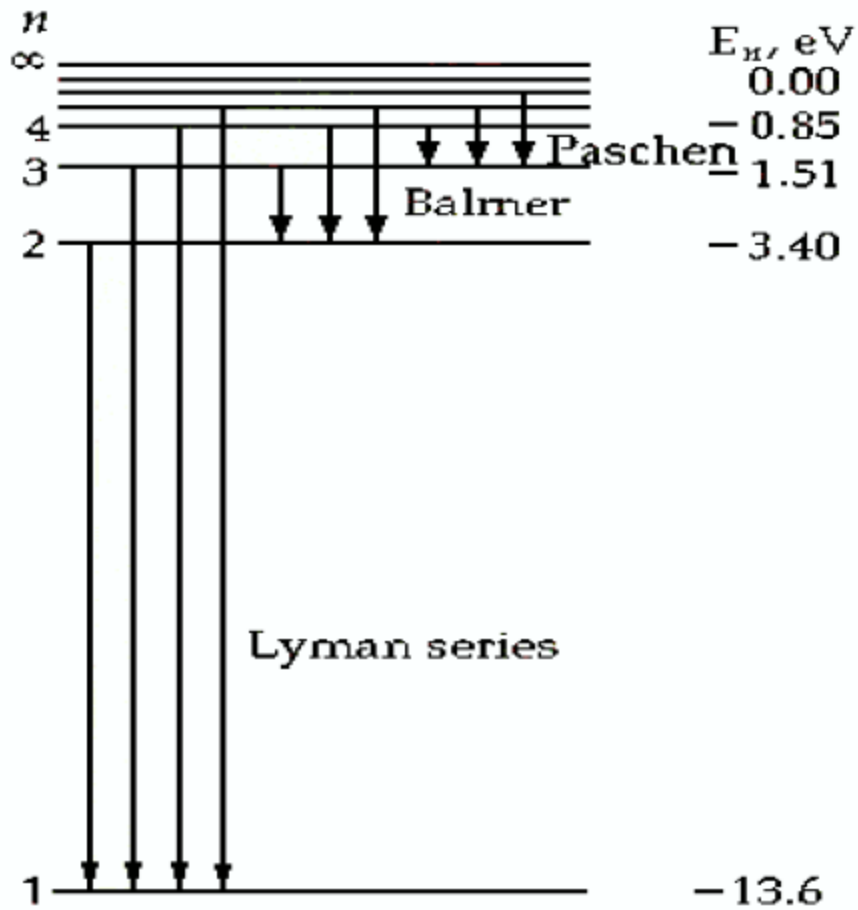
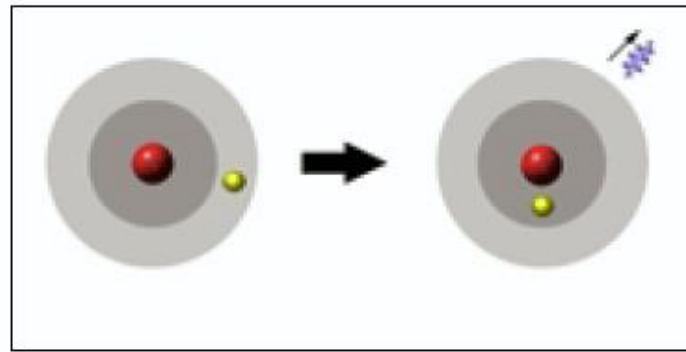
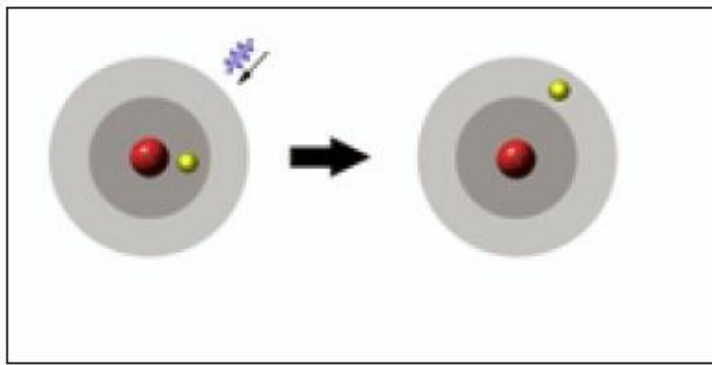
$$\sigma_i(\lambda) = N_o C = N_o \pi r^2 Q_i \quad [m^{-1}] \quad i = \text{abs, scat lub ext}$$

Jeśli w cząstki mają różne rozmiary wówczas współczynniki rozpraszania, absorpcji i ekstynkcji wynoszą:

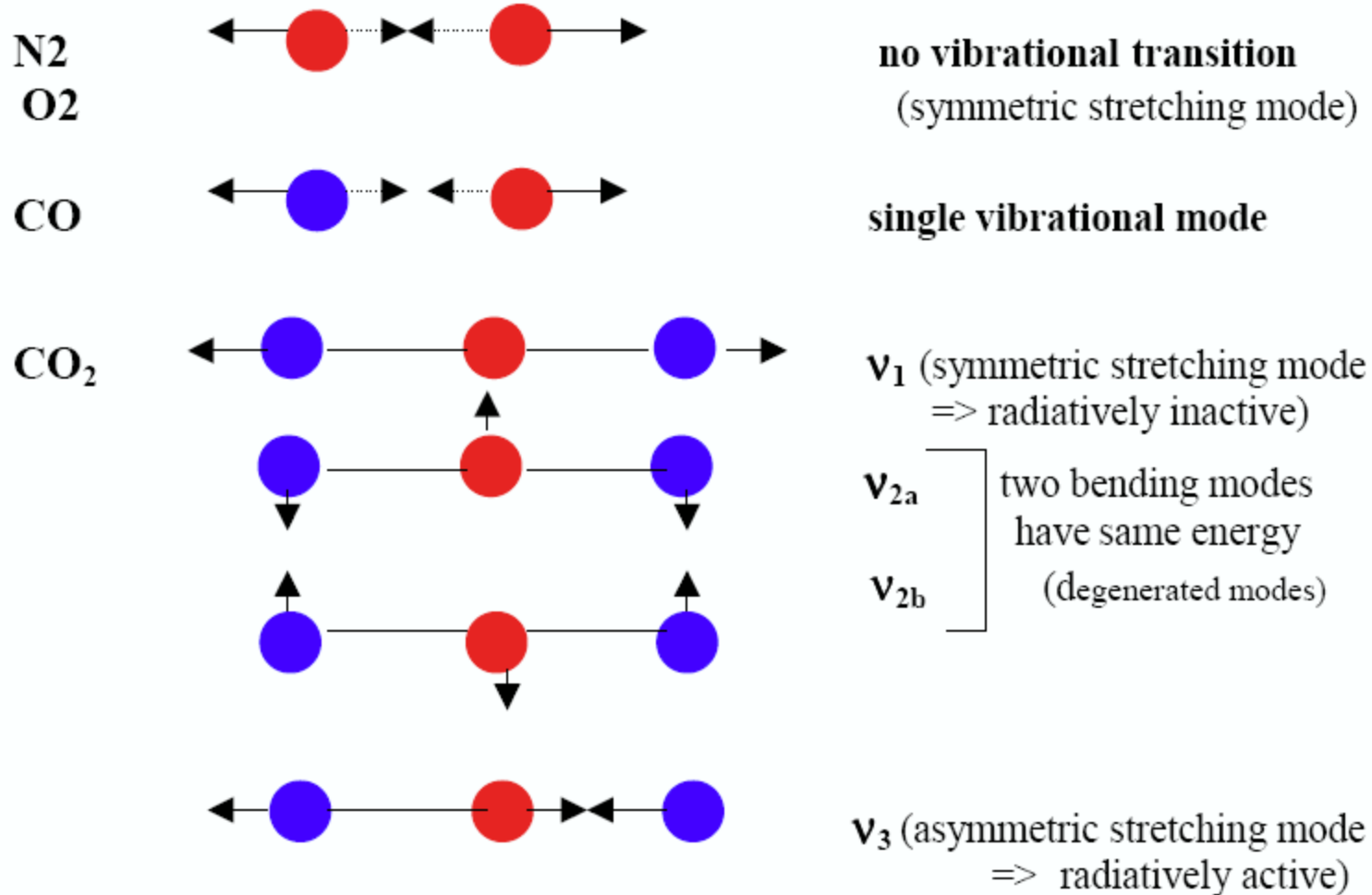
$$\sigma_i(\lambda) = \pi \int Q_i r^2 n(r) dr \quad N_o = \int n(r) dr$$

Absorpcja promieniowania

- Absorpcja (emisja) promieniowania występuje podczas przejść elektronowych, wibracyjnych i rotacyjnych w atomach oraz cząsteczkach.
- Ze względu na fakt, że największe zmiany energii występują w przejściach elektronowych następnie wibracyjnych i rotacyjnych. Z przejściami elektronowymi związane są linie widmowe w obszarze widzialnym i ultrafioletu, z przejściami wibracyjnymi absorpcja promieniowania od bliskiej do dalekiej podczerwieni, z przejściami rotacyjnymi absorpcja w dalekiej podczerwieni oraz w obszarze mikrofal.
- Struktura linii widmowych staje się coraz bardziej skomplikowana gdy przesuwamy się w kierunku fal dłuższych co jest związane z istnieniem coraz większej ilości przejść rotacyjnych i oscylacyjno-rotacyjnych.



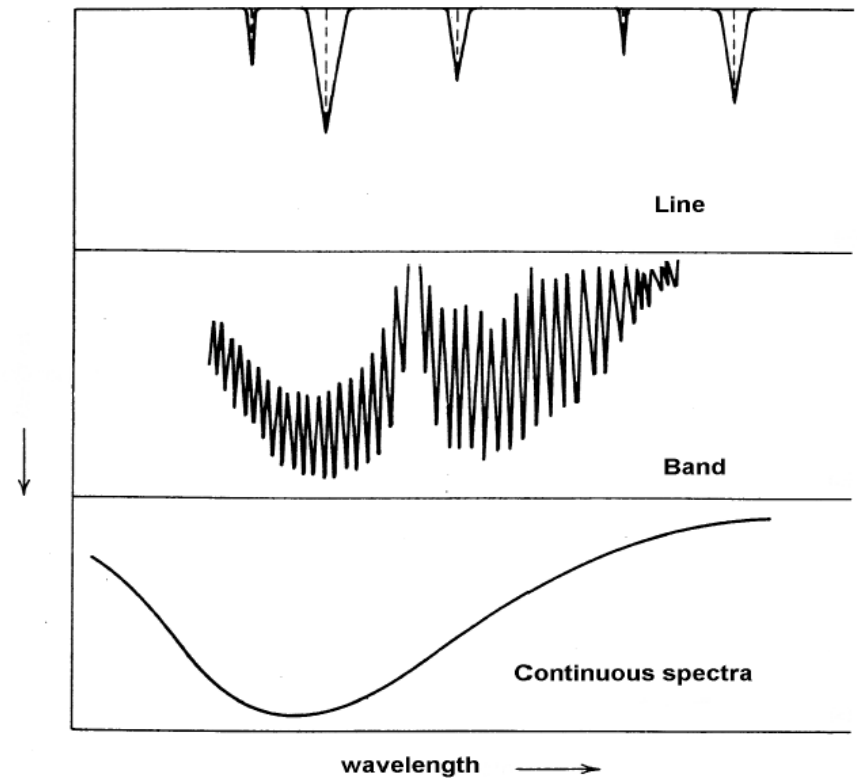
Budowy geometryczna a widmo absorpcyjne



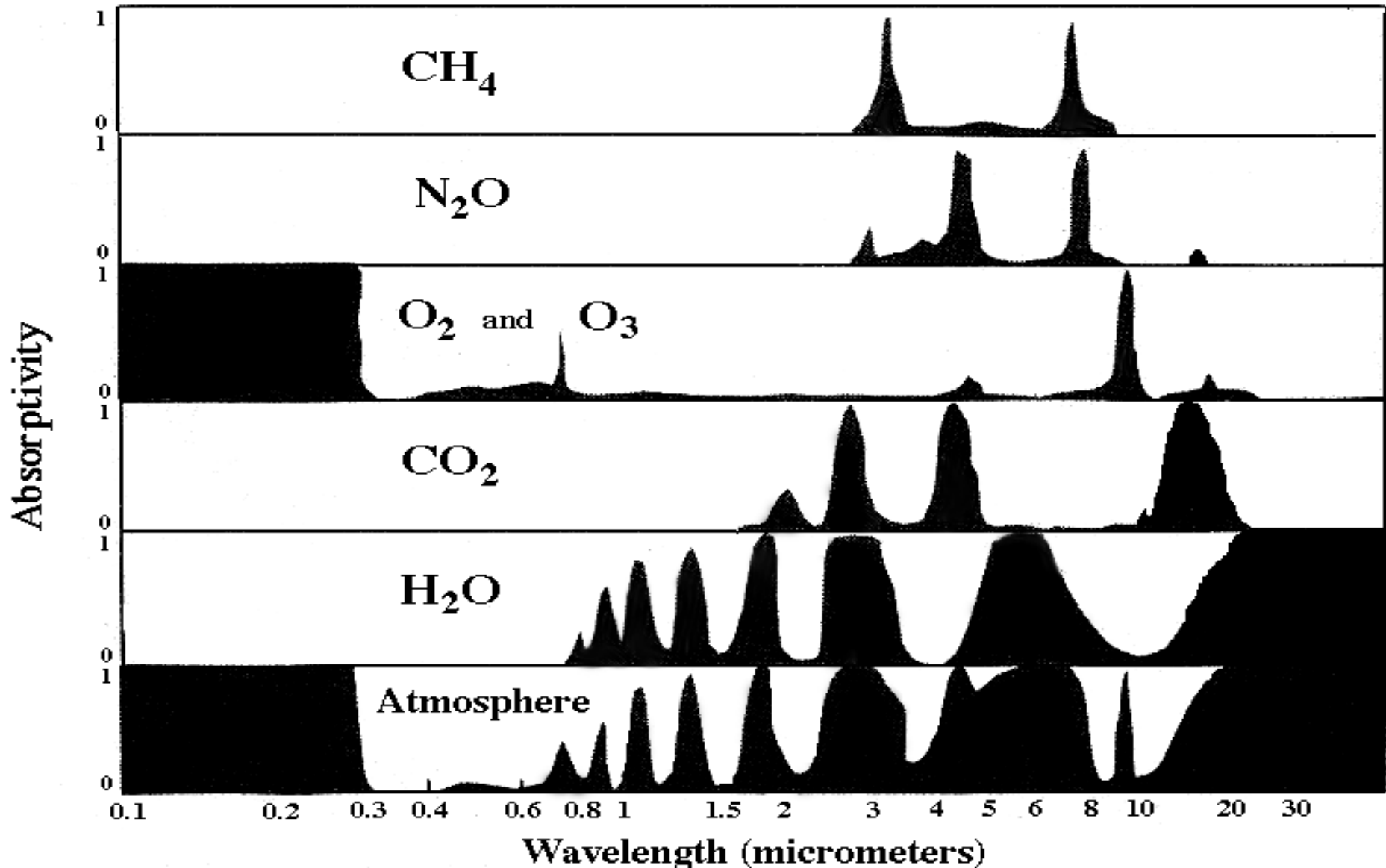
Kształt linii widmowych

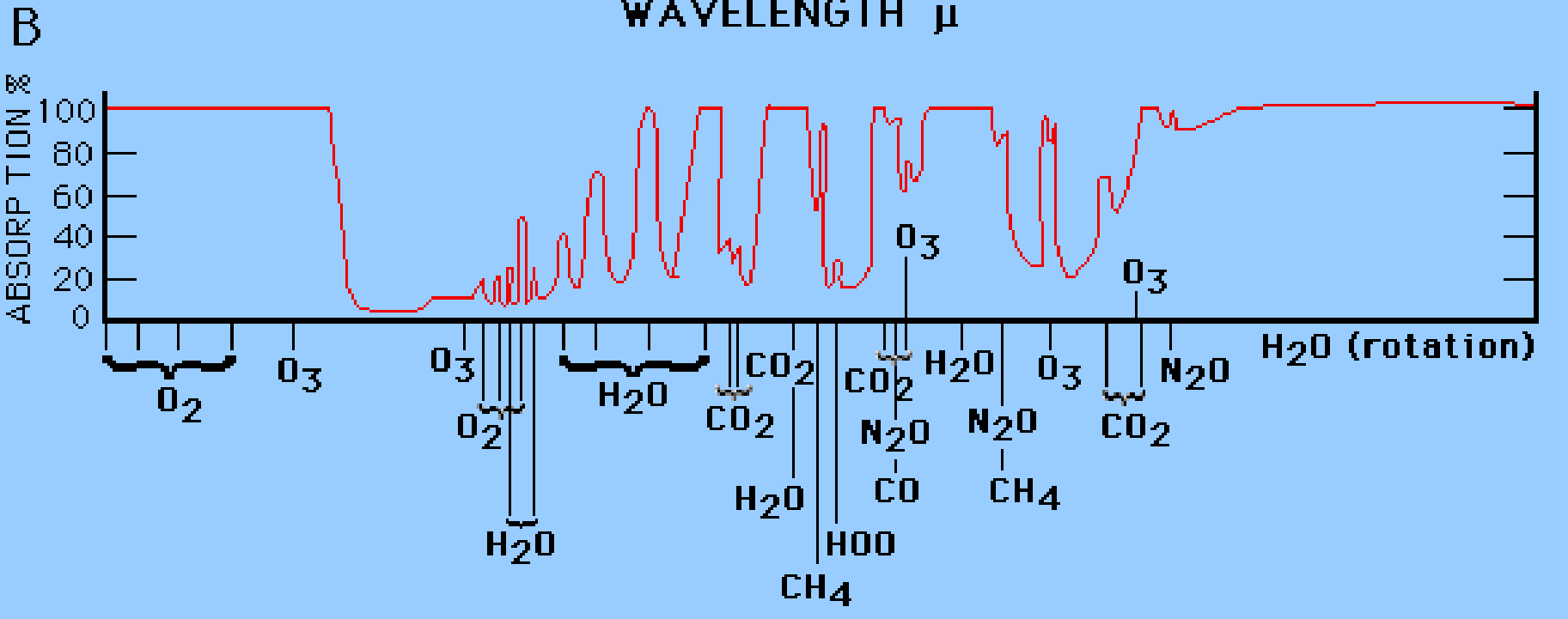
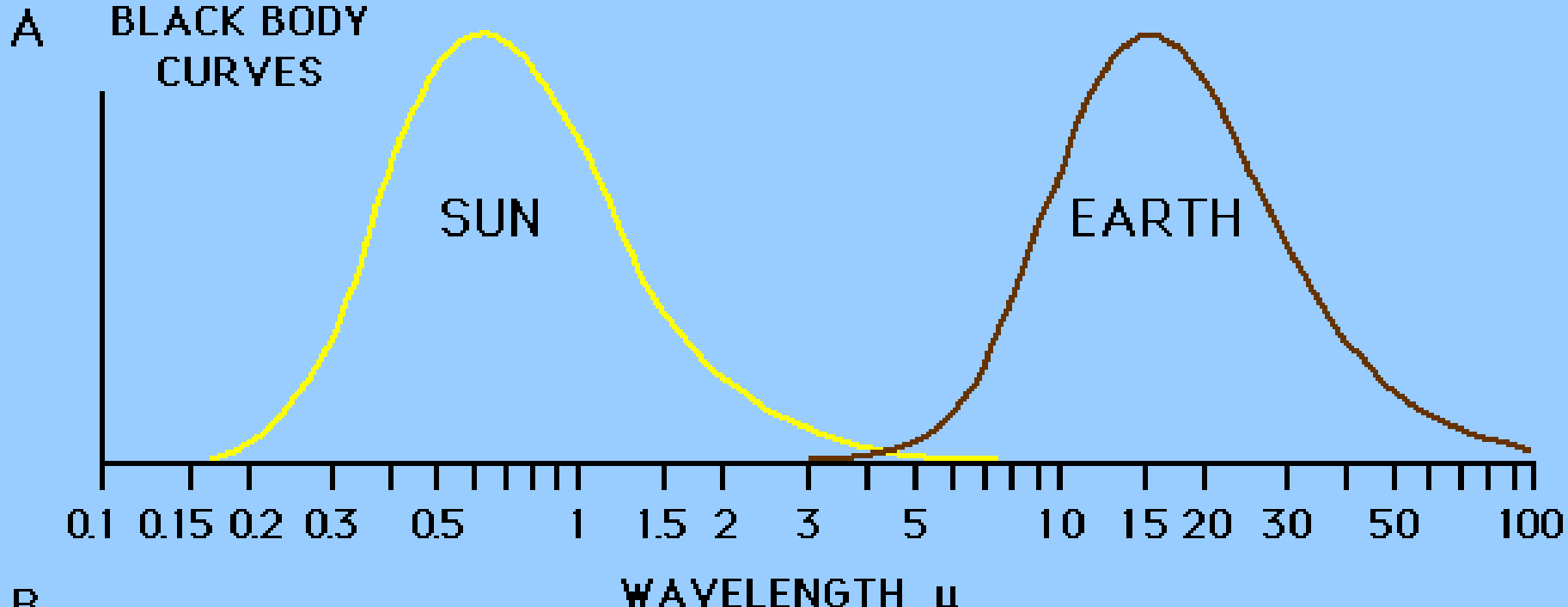
Wyróżniamy następujące widma absorpcyjne:

- Liniowe
- Pasmowe
- Ciągłe (kontinuum)



Absorpcja promieniowania przez poszczególne gazy atmosferyczne.





Rozpraszanie światła

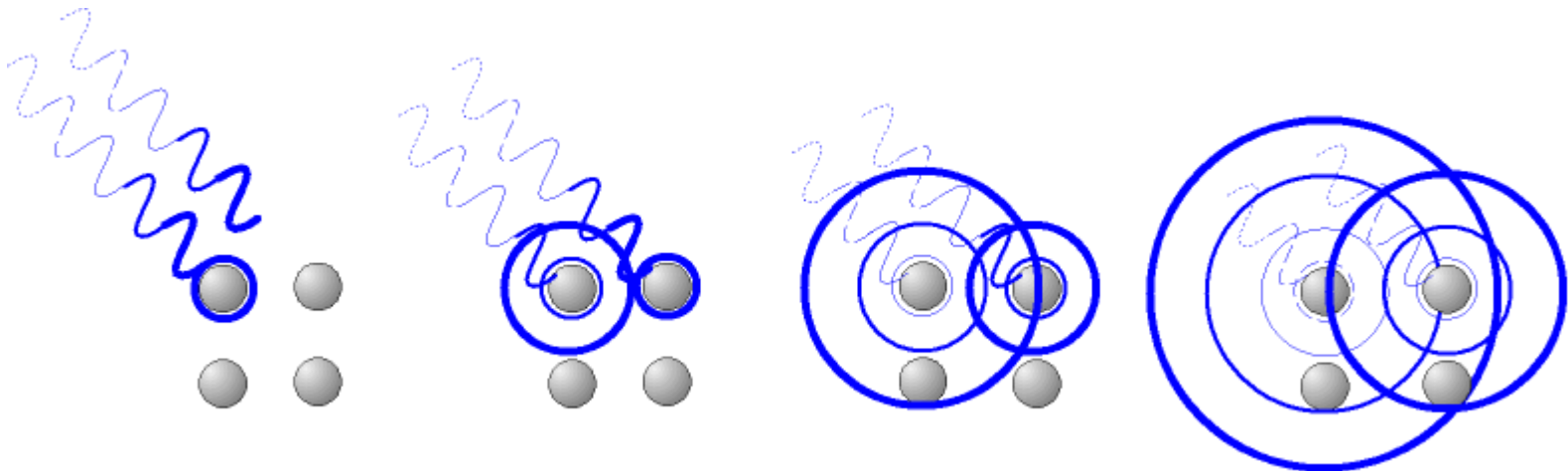
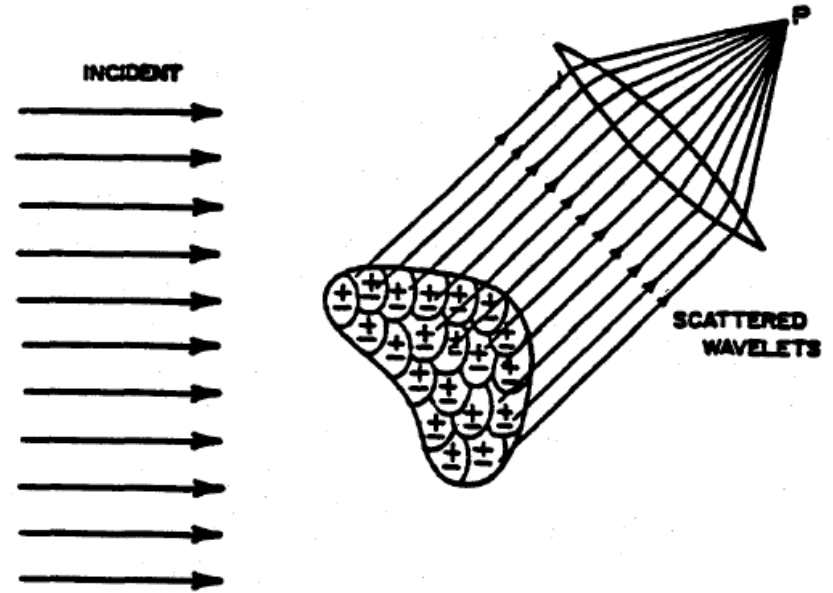
Zjawisko oddziaływania promieniowania z materią w wyniku którego następuje zmiana kierunku jego rozchodzenia.

Rozróżnia się rozpraszanie światła:

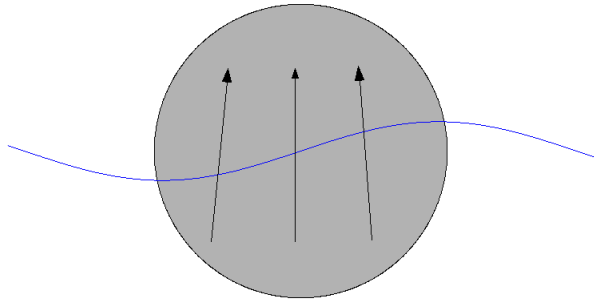
sprężyste – podczas rozpraszania nie następuje zmiana energii (częstotliwości) światła

niesprężyste – podczas rozpraszania zmienia się energia (częstotliwość) światła.

W atmosferze znacznie ważniejszą rolę odgrywa rozpraszanie sprężyste.

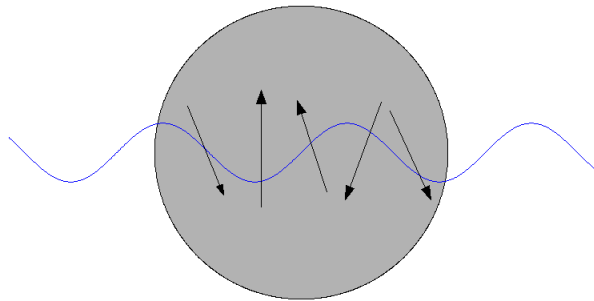


$$\lambda \ll R$$



W przypadku małych cząstek (względem długości fali) pojawiające się dipole w cząsteczce są praktycznie tak samo zorientowane. Można je zastąpić jednym (efektywnym) dipolem

$$\lambda \ll R$$



W przypadku dużych cząstek (względem długości fali) pojawiające się dipole w cząsteczce skierowane w różnych kierunkach.

Reżimy rozpraszania

Rozpraszanie Rayleigha na cząstkach małych w porównaniu z długością fali ($x \ll 1$)

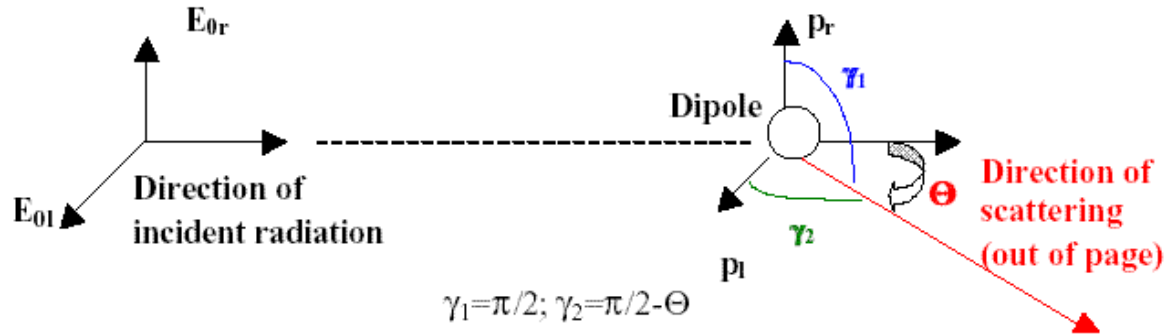
Rozpraszanie geometryczne na cząstkach dużych w porównaniu z długością fali ($x \gg 1$)

Rozpraszanie MIE na cząstkach o rozmiarach porównywalnych z długością fali ($x \sim 1$)

Parametr wielkości x

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

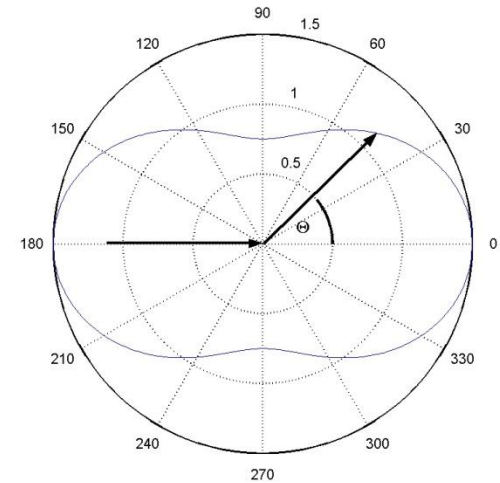
Rozpraszanie Rayleigha



- Radiancja promieniowania po rozproszeniu

$$I = \frac{I_o}{R^2} \alpha^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \Theta}{2}$$

gdzie Θ - kąt rozproszenia,
 R - odległość od cząstki na której nastąpiło rozproszenie, α - polaryzowalność ośrodka.



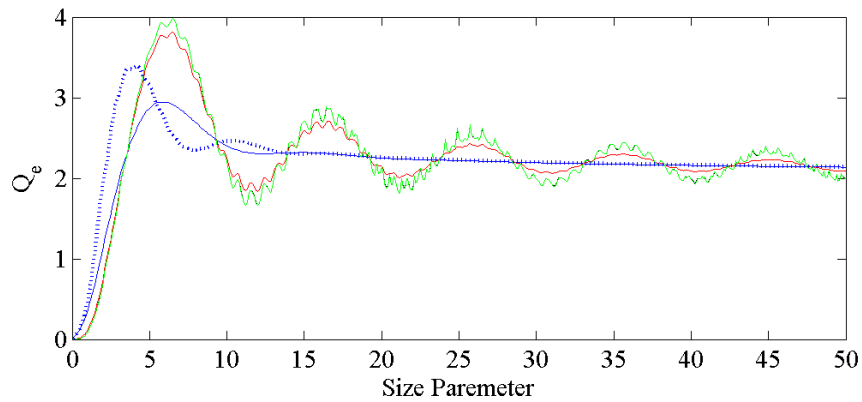
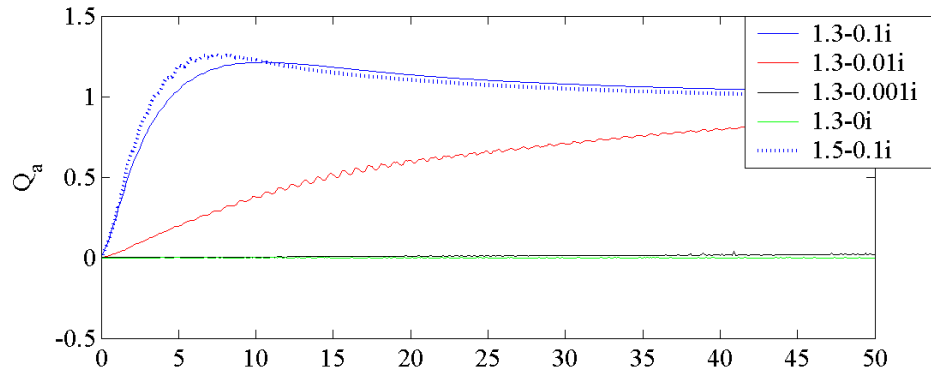
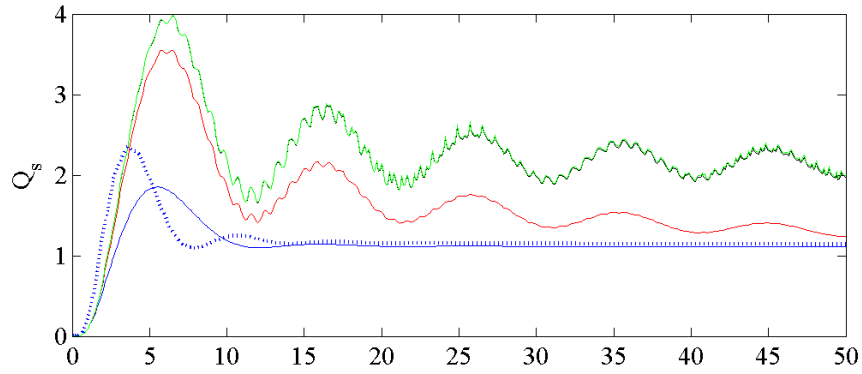
Rozpraszanie Lorenza-Mie

- Rozpraszanie na jednorodnych cząstkach sferycznych. Teoria Lorenza-Mie opisuje metodę rozwiązania równań Maxwella. Sprowadza się ona do rozwiązania równania dla pola elektrycznego oraz identycznego dla pola magnetycznego z warunkami brzegowymi na sferze.
- Można pokazać, że składowe pola rozproszonego na dużych cząstkach w przybliżeniu daleko-polowym ma postać

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ E_r \end{bmatrix} = \frac{\exp(ikz - ikr)}{ikr} \begin{bmatrix} S_2(\Theta) & 0 \\ 0 & S_1(\Theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{01} \\ E_{0r} \end{bmatrix}$$

gdzie funkcje amplitudy S_1 i S_2 dane są przez nieskończone szeregi funkcji specjalnych

Efektywne przekroje czynne z teorii Lorenza-Mie



Funkcja fazowa dla rozpraszania $P(\Theta)$

- Określa kątowy rozkład radiancji promieniowania rozproszonego. Zwana inaczej indykatryszą rozpraszania
- Normalizacja funkcji fazowej

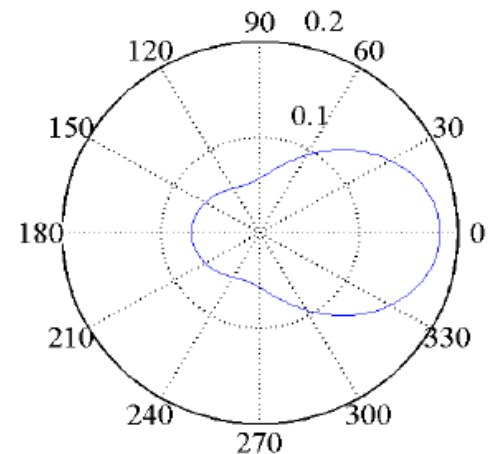
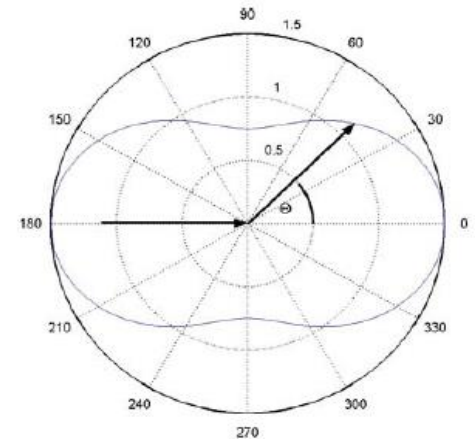
$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{P(\cos \Theta)}{4\pi} \sin \Theta d\Theta d\phi = 1$$

- W przypadku rozpraszania Rayleigh'a ma ona postać:

$$P(\Theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \Theta)$$

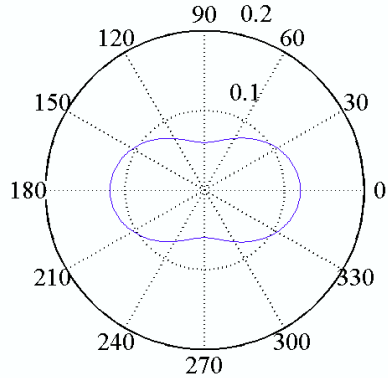
- W ogólności dana jest przez funkcje amplitudy:

$$P(\Theta) = \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2)$$

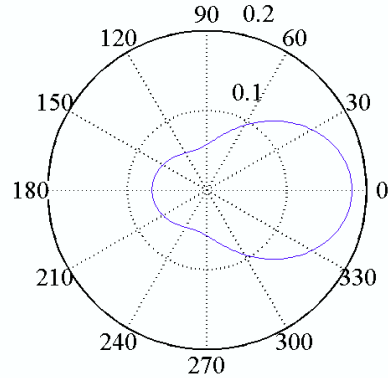


Kształt funkcji fazowej

x=0.1



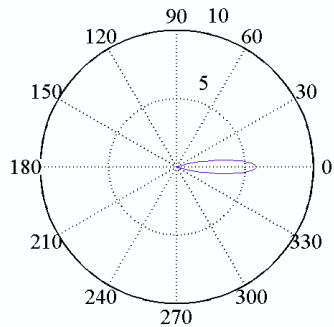
x=1



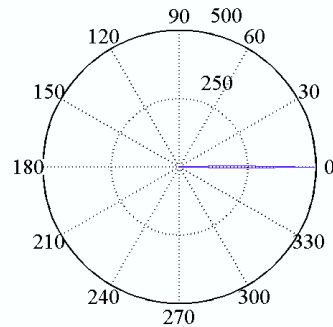
małe cząstki

Im większe cząstki tym więcej fotonów rozpraszanych jest do przodu!

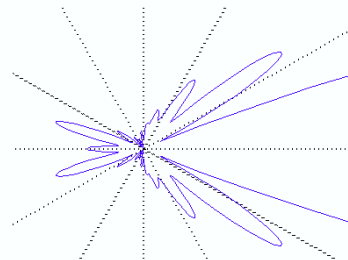
x=10



x=100

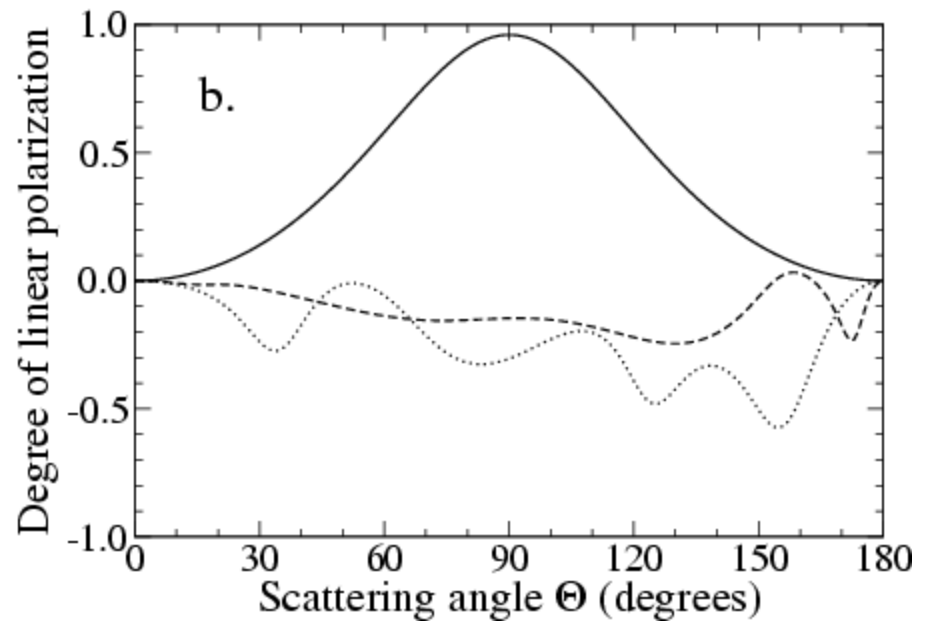
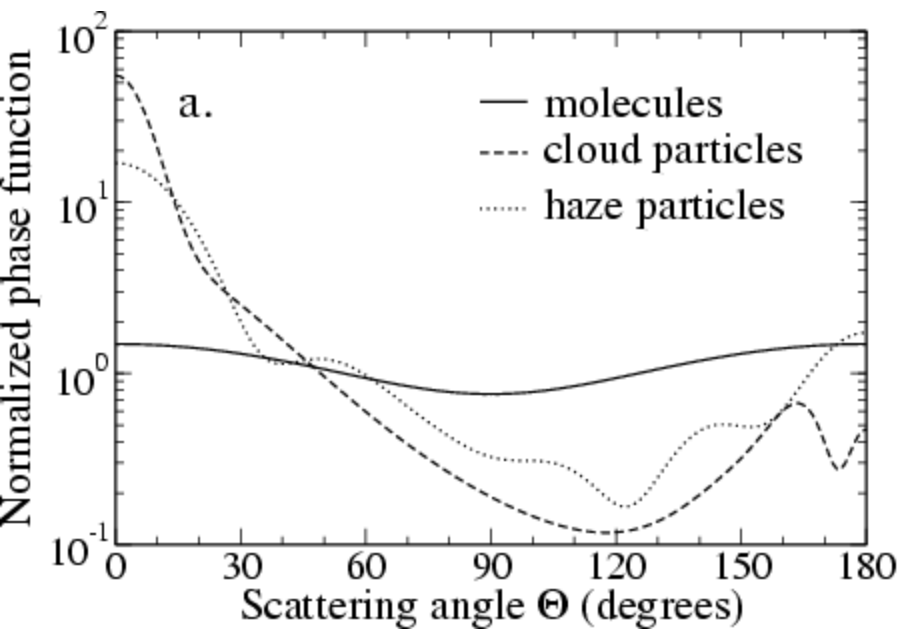


x=10



duże cząstki

Funkcja fazowa cd.



Stam et al., 2004

Parametr asymetrii g

- Wielkość określająca anizotropię funkcji fazowej rozpraszania na pojedynczej cząstce
- Parametr asymetrii g jest pierwszym momentem funkcji fazowej względem cosinusa kąta rozpraszania i dany jest wzorem

$$g = \int P(\cos \Theta) \cos \Theta d\Omega$$

- Parametr asymetrii zmienia się w przedziale od -1 do 1, przy czym wartość:

-1 oznacza, że całe promieniowanie jest rozpraszane wstecznie

0 oznacza, że połowa promieniowania rozpraszana jest wstecznie a połowa do przodu (rozpraszanie Rayleigha)

1 oznacza, że całe promieniowanie jest rozpraszane do przodu.

Parametr asymetrii cd.

- Parametr asymetrii na ogół rośnie wraz z rozmiarem cząstek rozpraszających promieniowanie (parametrem wielkości). Wartość parametru asymetrii w przypadku kropeł chmurowych zmienia się na ogół w przedziale od 0.75 do 0.9, zaś w przypadku aerozolu atmosferycznego od 0.5 do 0.7.
- Parametr asymetrii i funkcja fazowa dla zbioru cząstek o rozkładzie wielkości $n(r)$ ma postać

$$g = \frac{\pi \int Q_{\text{sca},i}(m, kr) g r^2 n_i(r) dr}{\pi \int Q_{\text{sca},i}(m, kr) r^2 n_i(r) dr}$$

$$P(\theta) = \frac{\pi \int P_i(\theta) Q_{\text{sca},i} r^2 n_i(r) dr}{\pi \int Q_{\text{sca},i} r^2 n_i(r) dr}$$

Albedo pojedynczego rozpraszania

$$\omega = \frac{\sigma_{\text{scat}}}{\sigma_{\text{ext}}} = \frac{\sigma_{\text{ext}} - \sigma_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{ext}}} = 1 - \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{ext}}}$$

Opisuje prawdopodobieństwo rozpraszania fotonu. Wartości albeda pojedynczego rozpraszania zmieniają się od 0 do 1.

np. dla chmur w obszarze widzialnym wynosi 1

dla zanieczyszczeń powietrza (aerozoli) średnio od 0.9 do 1.

dla silnie absorbujących cząstek jest mniejsze 0.9

Wartość $\omega=0.9$ oznacza, że na 10 fotonów 9 jest rozpraszanych a tylko jeden jest absorbowany.

Rozpraszanie na cząstkach niesferycznych

- **Metody geometryczne:** dla cząstek lub niejednorodności znacznie większych od długości fali można światło traktować jako wiązkę nieulegających dyfrakcji promieni świetlnych, które ulegają odbiciu lub załamaniu przy przejściu pomiędzy ośrodkami o różnych własnościach optycznych. Przybliżenie to można użyć do opisu wielu zjawisk optycznych np. zjawisko tęczy.
- Zakres stosowania praw optyki geometrycznej można rozszerzyć na niejednorodności porównywalne z długością fali uwzględniając dyfrakcję promieni na niejednorodnościach.
- **Metoda dyskretnych dipoli:** polega na przybliżeniu cząstek dipolami, które oddziałują ze sobą i padającym promieniowaniem.

Przybliżenie dyskretnych dipoli

- Metoda dokładnego rozwiązania problemu rozpraszania światła na niesferycznych i niejednorodnych cząstkach oraz na periodycznych układach cząstek.
- Przybliżenie dyskretnych dipoli (ang. discrete dipole approximation, w skrócie DDA) opiera się na założeniu, że cząstkę rozpraszającą można przybliżyć przez układ mniejszych elementów oddziaływających z falą elektromagnetyczna jak pojedynczy dipol.
- Metoda polega na uwzględnieniu jednoczesnych oddziaływań pomiędzy wszystkimi dipolami w układzie
- Umożliwia dokładne rozwiązanie równań rozpraszania światła na cząstkach o dowolnym kształcie i rozkładzie niejednorodności materiału (współczynnika refrakcji).
- Została zaproponowana przez Purcella i Pennypackera i istotnie rozwinięta w latach 1980-2000 przez Drainea i Flataua.

Metoda DDA.

Pole elektryczne promieniowanie rozproszonego jest sumą pola fali padającej oraz pola indukowanego przez każdy dipol.

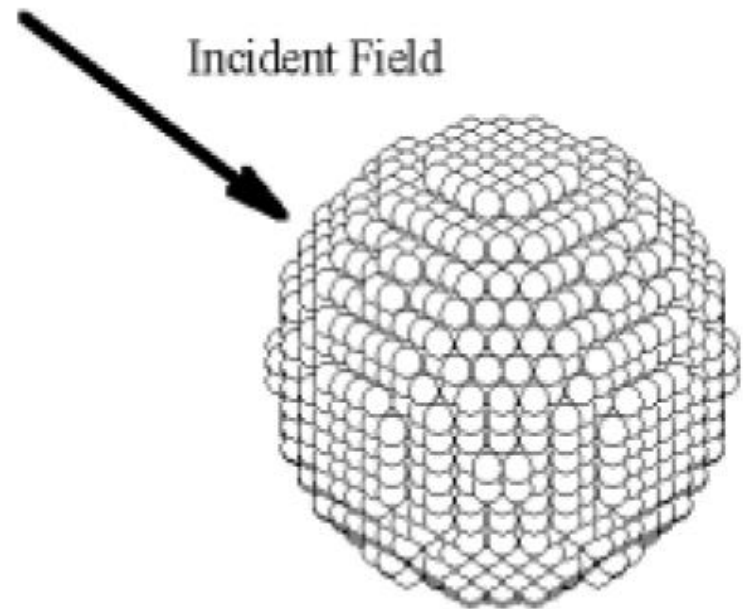
$$E_{sc} = E_{inc} + \sum E_{dipoles}$$

Moment dipolowy j-go dipola dany jest wzorem

$$p_j = \alpha_j E_{dipole, j}$$

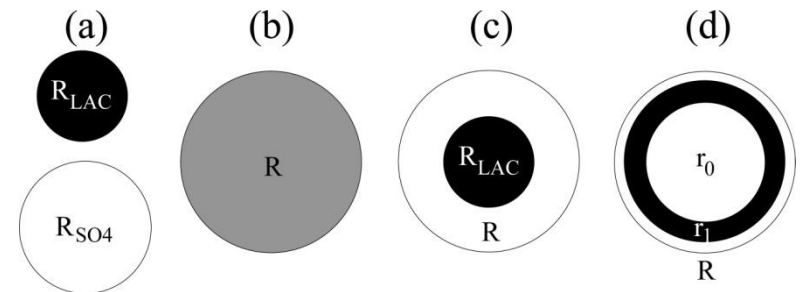
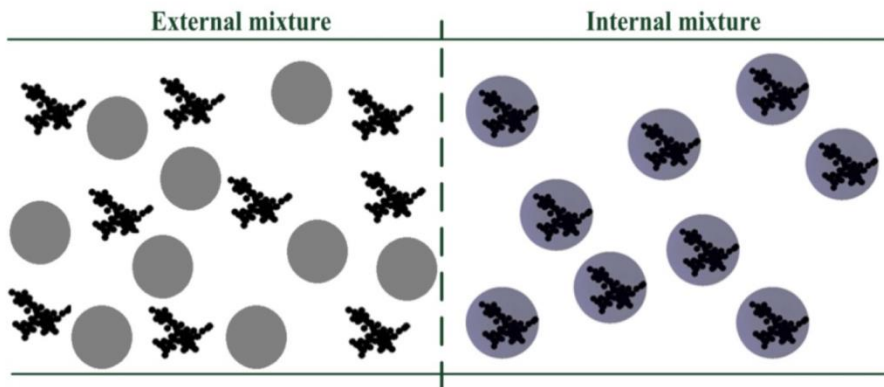
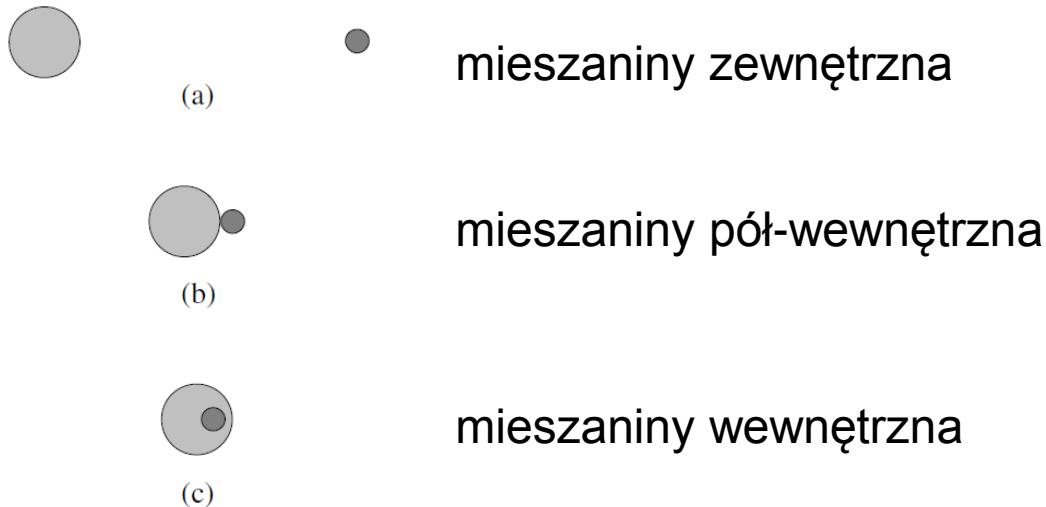
$$p_j = \alpha_j [E_{inc, j} - \sum_{j \neq k} A_{jk} p_k]$$

gdzie α_j jest polaryzowalnością dipola, $E_{dipole, j}$ określa pole działające na dipol j, które jest superpozycją pola padającego oraz pola indukowanego przez inne dipole.



Mieszaniny cząstek

Koncepcja zewnętrznej i wewnętrznej mieszanki cząstek

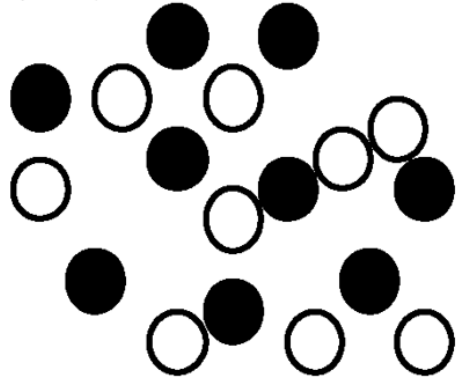


(a) External mixture, (b) homogeneous internal mixture, (c) core-shell, and (d) core-shell-shell model. Kahnert et al., 2012

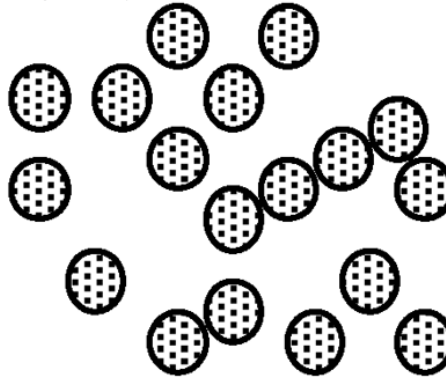
Fig. 1

Aerosol mixing

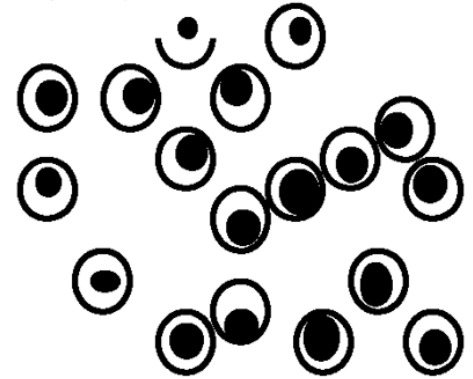
(a)



(b)



(c)



a) External mixing

b) Homogeneous internal mixing

c) Coating sphere also internal mixing

Wyznaczanie własności optycznych mieszaniny zewnętrznej

$$\sigma_{\text{ext}} = \sum_i \sigma_{\text{ext},i} N_{oi}$$

$$\sigma_{\text{abs}} = \sum_i \sigma_{\text{abs},i} N_{oi}$$

$$\sigma_{\text{scat}} = \sum_i \sigma_{\text{scat},i} N_{oi}$$

wielkości addytywne

$$\omega = \frac{\sum_i \omega_i \sigma_{\text{ext},i} N_{oi}}{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} N_{oi}}$$

$$g = \frac{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} g_i \omega_i N_{oi}}{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} \omega_i N_{oi}}$$

$$P(\theta) = \frac{\sum_i P_i(\theta) \sigma_{\text{ext},i} \omega_i N_{oi}}{\sum_i \sigma_{\text{ext},i} \omega_i N_{oi}}$$

wielkości intensywne

Wyznaczanie własności optycznych mieszaniny wewnętrznej

- Przypadek szczególny. Mieszanina jednorodna np. aerozol higroskopijny po rozpuszczeniu się soli w kondensującej wodzie.
- Współczynnik załamania światła w tym przypadku może być określony na podstawie reguły Maxwella-Garnetta (1904)

$$n_{12} = n_1 \sqrt{1 + \frac{1 + 3f \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + 2n_1^2}}{1 - f \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + 2n_1^2}}}$$

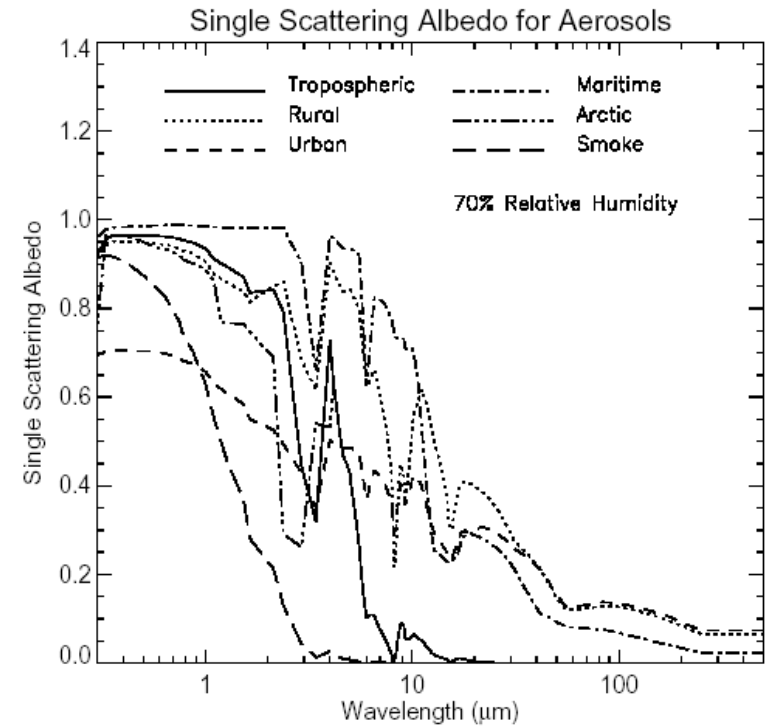
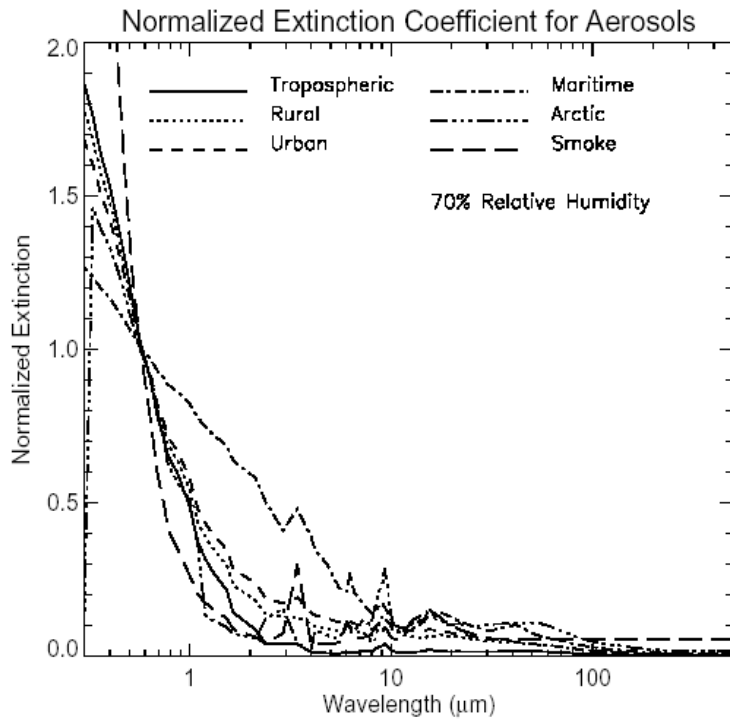
gdzie n_1 , n_2 są współczynnikami refrakcji cząstki pierwszej oraz drugiej, zaś f jest frakcją objętościową drugiej substancji.

Stosując wzór M-G obliczamy współczynnik refrakcji mieszaniny, a następnie rozpraszania Lorenza-Mie wyznaczamy własności optyczne pojedynczej cząstki.

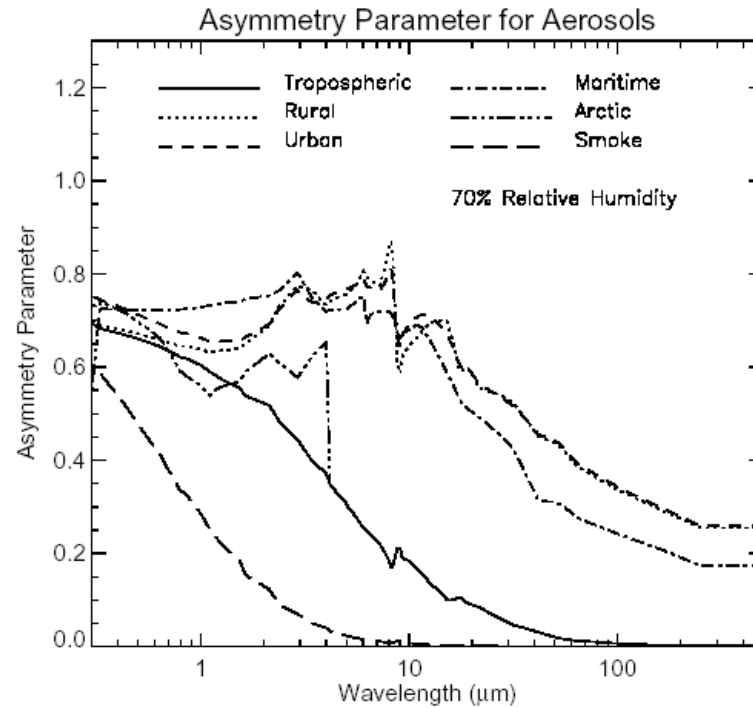
Wyznaczanie własności optycznych mieszaniny wewnętrznej cd

- W przypadku gdy cząstka aerozolu składa się z dwóch współśrodkowych cząstek sferycznych (np. nierozpuszczona cząstka soli morskiej otoczona warstwa wody) wówczas możemy wykorzystać model Bohren & Huffman (1983)-coated sphere
<http://www.igf.fuw.edu.pl/meteo/stacja/kody.php>
- Natomiast gdy cząstka jest niejednorodna wówczas możemy wykorzystać metodę dyskretnych dipoli (DDA)
<http://ddscat.wikidot.com/start>

Zmienność spektralna własności optycznych

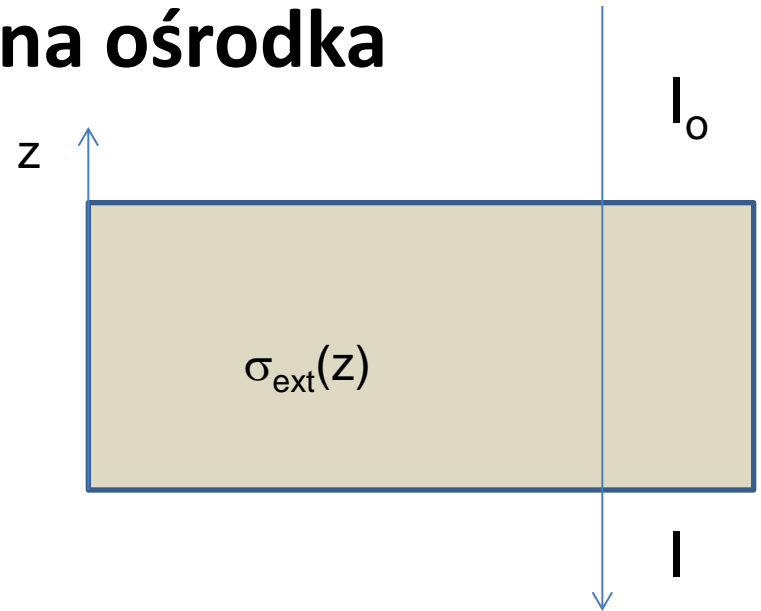


Zmienność spektralna własności optycznych



Grubość optyczna ośrodka

$$\tau = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{ext}} dz$$



Grubość optyczna - opisuje stopień oddziaływania (ekstynkcji) promieniowania elektromagnetycznego z materią. Grubość optyczna jest wielkością bezwymiarową i występuje jako wykładnik we wzorze Beera:

$$I = I_0 e^{-\tau}$$

Grubość optyczna atmosfery

- Na całkowitą grubość optyczną atmosfery składają się następujące przyczynki:
- rozpraszanie Rayleigha τ_{RAY}
- Rozpraszanie i absorpcja aerozolu τ_{RAY}
- Absorpcja ozonu (UV i zakres widzialny) τ_{O_3}
- Para wodna $\tau_{\text{H}_2\text{O}}$
- Pozostałe gazy (tlen, dwutlenek węgla, metan, dwutlenek siarki i azotu) τ_{g}

$$\tau = \tau_{\text{RAY}} + \tau_{\text{A}} + \tau_{\text{O}_3} + \tau_{\text{H}_2\text{O}} + \tau_{\text{g}}$$

Grubość optyczna atmosfery cd.

- Największy wkład do grubości optycznej wnoszą rozpraszanie i absorpcja aerozolu oraz rozpraszanie molekularne. Przy czym to ostatnie szybko zmniejsza się z długością fali (λ^{-4}).
- Przykład:
 $\tau_{\text{RAY}}(350\text{nm})=0.61$
 $\tau_{\text{RAY}}(500\text{nm})=0.14$
 $\tau_{\text{RAY}}(1000\text{nm})=0.008$
- Grubość optyczną aerozolu jest wielkości bardzo zmienna w czasie i przestrzeni a jej wartość dla długości fali 500nm zmienia się średnio od wartości bliskich zera do ok. 1. (w skrajnych przypadkach do kilku)
- Średnia wartość grubości optycznej aerozolu w Polsce wynosi ok. 0.2 (500 nm).

Grubość optyczna pozostałych gazów atmosferycznych

- Absorpcja przez ozon w zakresie widzialnym (pasmo Chappuis) przyczynia się do grubości optycznej na (0.035 dla ok. 600 nm)
- Wpływ ozonu w zakresie UV jest bardzo duży a jego grubość optyczna przekracza 10
- Wpływ pary wodnej jest bardzo duży jedynie w wąskich zakresach widmowych (np. dla 940 nm może wynosić rzędu 0.5-1)
- Wpływ SO_2 i NO_2 uwidacznia się w UV oraz w zakresie widzialnym

Zmienność spektralna grubości optycznej aerozolu (AOD)

1) Mono-dyspersyjny rozkład wielkości cząstek aerozolu.

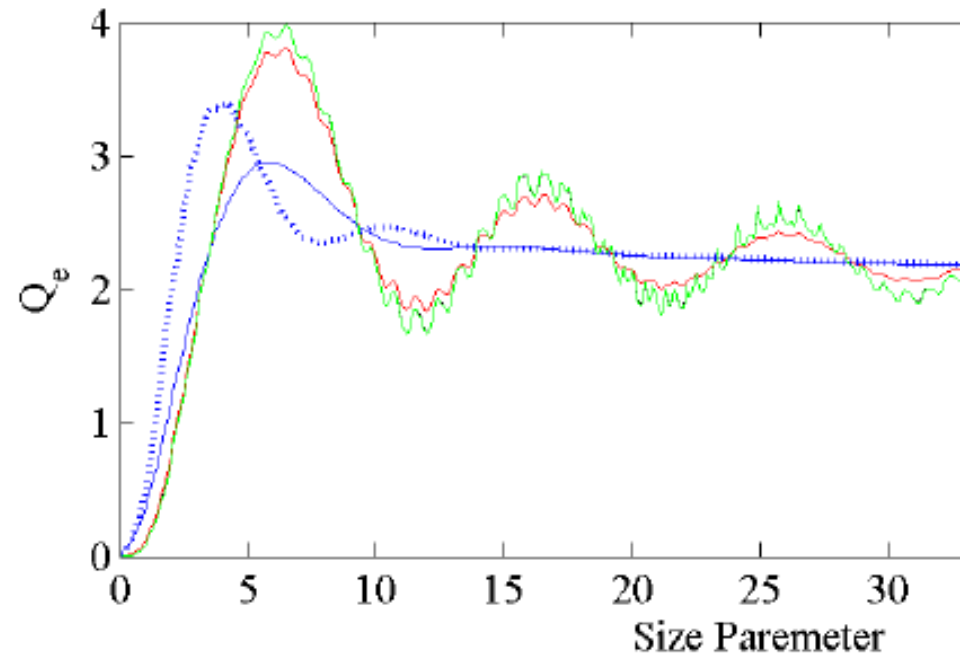
$$n_c(r) = N_o \delta(r-r_o)$$

$$\tau(\lambda) = \pi r_o^2 N_o Q\left(\frac{2\pi r_o}{\lambda}, m\right) = CQ\left(\frac{2\pi r_o}{\lambda}, m\right)$$

Jeśli przyjąć że $r_o = 1 \mu\text{m}$

$x = 6/\lambda$ to dla $\lambda > 1 \mu\text{m}$

AOD maleje z długością fali !



- Dla $\lambda < 1 \mu\text{m}$ zachowanie **AOD** jest bardziej skomplikowane
- Z anomalnej teorii dyfrakcji **ADT** mamy

$$Q = 2 - 4 \frac{\sin \rho}{\rho} + 4 \frac{1 - \cos \rho}{\rho^2}$$

$$\rho = \frac{4\pi(m-1)r}{\lambda}$$

$$\tau(\lambda) = C \left(2 - 4 \frac{\sin \rho}{\rho} + 4 \frac{1 - \cos \rho}{\rho^2} \right)$$

Zaniedbując III wyraz mamy

$$\tau(\lambda) = C \left(2 - 4\lambda \frac{\sin \frac{4\pi(m-1)r_0}{\lambda}}{4\pi(m-1)r_0} \right)$$

AOD maleje z długością fali jeśli

$$\frac{4\pi(m-1)r_0}{\lambda} < \pi/2$$

$$r_o < \frac{\pi\lambda}{8\pi(m-1)}$$

Typowa zmienność współczynnika załamania światła (rzeczywista część współczynnika refrakcji) zawiera się w granicach (1.3-1.7)

Aby AOD malała z długością fali musi być spełniony przybliżony warunek

$$r_o < \lambda/2$$

- Dla fal krótszych od 0.5 μm AOD dla aerozoli w klasie akumulacyjnej zmniejsza się z długością fali.
- Pomiar potwierdza, że AOD zmniejsza się z długością fali dla małych cząstek.
- Jedynie dla dużych możemy mieć odwrotną zależność

2. Rozkład Junge a zmienność spektralna

AOD

- Zakładając że rozkład wielkości cząstek ma postać

$$n_c(r) = \begin{cases} Cr^{-(\gamma+1)} & r_1 < r < r_2 \\ 0 & \text{inaczej} \end{cases}$$

Możemy wyznaczyć grubość optyczna aerozolu

$$\tau(\lambda) = \pi \int_{r_1}^{r_2} Cr^2 Q\left(\frac{2\pi r}{\lambda}, m\right) r^{-(\gamma+1)} dr$$

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad dx = \frac{2\pi}{\lambda} dr \quad \text{Po zamianie zmiennych mamy}$$

$$\tau(\lambda) = \pi C \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 Q(x, m) \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{-(\gamma+1)} x^{-(\gamma+1)} \frac{\lambda}{2\pi} dx$$

$$\tau(\lambda) = \pi C \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{3-\gamma-1} \int_{x_1}^{x_2} Q(x, m) x^{-(\gamma+1)} dx$$

$$\tau(\lambda) = \tilde{C} k \lambda^{2-\gamma} = \beta \lambda^{2-\gamma} \quad \text{gdzie } k \text{ jest stała opisującą wartość całki po parametrze wielkości } x.$$

Typowa wartość γ dla aerozolu mieści się w przedziale od 2 do 4. Zatem wykładnik $2-\gamma < 0$

$$\tau(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad \alpha = \gamma - 2 \quad \text{Wykładnik Angstroma}$$

Wyniki obserwacyjne spektralnej zmienności AOD dowodzą, iż wykładnik Angstroma zmienia się średnio w przedziale od 0 do 2.5 chociaż rejestruje się również ujemne wartości α .

- Wykładnik Angstroma związany jest z parametrem rozkładu wielkości γ . Im jest on większy tym mniej jest dużych cząstek i odwrotnie
- Małe wartości α odpowiadają dużemu aerozolowi i odwrotnie.
- Chociaż rozkład Junge ma osobliwości dla $r=0$ to jednak nieźle opisuje rozkład wielkości aerozolu większego od $0.5 \mu\text{m}$ i zaskakująco dobrze zgadza się w wynikami obserwacyjnymi wykładnika Angstroma.
- Spektralna zmienność AOD zawiera nie tylko informacje o rozkładzie wielkości aerozolu ale również o współczynniku załamania światła

Wykładnik Angstroma dla różnych cząstek

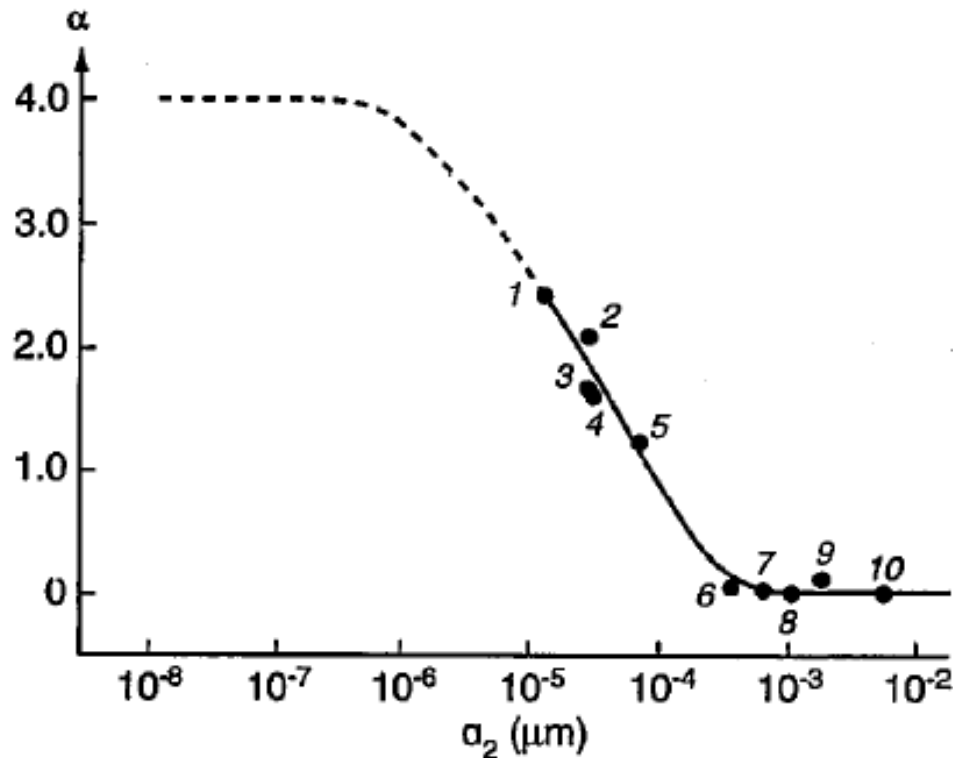


Fig. 1. Relationship between the Ångström parameter α and the mean particle radius a_2 (in micrometers) of a disperse system (from experimental data⁴): 1, cigarette smoke; 2, ammonium smoke, (NH₄Cl); 3, incense smoke; 4, pipe tobacco smoke; 5, soot; 6 and 7, maize; 8 and 10, water fog; 9, lycopodium.

Rozkład Log-Normalny a zmienność spektralna AOD

$$n_c(r) = \sum_{i=1}^3 \frac{N_i}{r \ln \sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_{m_i}}{\ln \sigma_i} \right)^2}$$

Tego wzoru nie można scałkować analitycznie podobnie jak rozkładu Junge. Jednak korzystając z twierdzenia o wartości średniej możemy zapisać:

$$\tau(\lambda) = \pi \int_0^{\infty} Q(x, m) r^2 n_c(r) dr$$

$$\tau(\lambda) = \pi \bar{Q}(x, m) \int_0^{\infty} r^2 n_c(r) dr = \pi N \bar{Q}(x, m) \langle r^2 \rangle$$

$\pi N \langle r^2 \rangle$ jest całkowitą powierzchnią aerozolu w jednostce objętości

AOD możemy policzyć ze wzoru

$$\tau(\lambda) = \pi \bar{Q}(x, m) N \frac{\langle r^3 \rangle}{r_{\text{eff}}} = \frac{3}{4} \frac{V}{r_{\text{eff}}} \bar{Q}(x, m) = \frac{3}{4} \frac{M}{\rho r_{\text{eff}}} \bar{Q}\left(\frac{2\pi\bar{r}}{\lambda}, m\right) \quad r_{\text{eff}} = r_m e^{\frac{5}{2} \ln^2 \sigma}$$

gdzie **V** jest całkowitą objętością aerozolu, zaś **M** masą w jednostce objętości.

Niestety \bar{r} jest na ogół wielkością zależną od promienia efektywnego co zasadniczo komplikuje obliczenia.

Obliczmy iloraz:

$$\frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} = \frac{Q\left(\frac{2\pi\bar{r}}{\lambda_1}, m_1\right)}{Q\left(\frac{2\pi\bar{r}}{\lambda_2}, m_2\right)}$$

Iloraz **AOD** dla 2 długości fali nie zależy od masy ani objętości aerozolu a jedynie od wielkości charakteryzujących jego wielkość i własności mikrofizyczne (współczynnik załamania światła).

- Rozważmy przypadek aerozolu gigantycznego $x \gg 1$
Wówczas $Q \rightarrow 2$ (paradoks ekstynkcji)

$$\tau(\lambda) = 2\pi \int_0^{\infty} r^2 n_c(r) dr = 2\pi S$$

S – całkowita powierzchnia aerozolu w jednostce objętości

$$\tau(\lambda) = \pi \frac{3}{2} \frac{V}{r_{\text{eff}}} = \pi \frac{3}{2} \frac{M}{\rho r_{\text{eff}}}$$

Wzór często stosowany dla kropeł chmurowych gdzie warunek $x \gg 1$ jest spełniony

Wykładnik Angstroma

- Załóżmy, że mamy dwa mody aerozolu o liczbie cząstek odpowiednio N_1 oraz N_2 . Wówczas AOD wynosi:

$$\tau = N_1 S_1 + N_2 S_2$$

$$S_i = \pi \int Q r^2 n_i(r) dr \quad i=1,2$$

$$\alpha = -\frac{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}}{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}} = -\frac{1}{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}} \ln \frac{N_1 S_{12} + N_2 S_{22}}{N_1 S_{11} + N_2 S_{21}}$$

$$\alpha = -\frac{1}{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}} \ln \frac{S_{12} + N_2 / N_1 S_{22}}{S_{11} + N_2 / N_1 S_{21}}$$

Wykładnik Angstroma zależy od stosunku liczby cząstek w klasie akumulacyjnej i klasie cząstek dużych

Relacja Shifrina

$$\tau(\lambda) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad \ln \tau = \ln \beta - \alpha \ln \lambda \quad / \quad \frac{\partial}{\partial \ln \lambda}$$

$$\alpha = -\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \lambda} \quad \text{lub} \quad \alpha = -\frac{\lambda}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial \lambda}$$

Rozważmy mono-dyspersyjny rozkład cząstek o promieniu r

$$\alpha_M = -\frac{\lambda}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial \lambda} \quad \tau = \pi \int r^2 Q n(r) dr$$

$$\alpha_M = -\frac{\lambda}{\tau} \int \pi r^2 \frac{\partial Q}{\partial \lambda} n(r) dr = -\pi r^2 N_o \frac{\lambda}{\tau} \frac{\partial Q}{\partial \lambda}$$

gdyż $n(r) = N_o \delta(r)$

$$\alpha_M = -\frac{\lambda}{Q} \frac{\partial Q}{\partial \lambda}$$

- Rozważmy obecnie rozkład poli-dyspersyjny

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\tau} N_0 \int \pi r^2 \frac{\partial Q}{\partial \lambda} n(r) dr = -\int N_0 \pi r^2 \frac{\lambda}{\tau} \frac{\partial Q}{\partial \lambda} n(r) dr$$

Korzystamy ze wzoru $\frac{\partial Q}{\partial \lambda} = -\alpha_M(\lambda) \frac{Q}{\lambda}$

$$\alpha = \int \frac{1}{\tau} N_0 \pi r^2 \alpha_M(\lambda) Q n(r) dr$$

Zauważmy że $d\tau = \pi N_0 Q n(r) r^2 dr$

$$\alpha(\lambda) = \int \frac{\alpha_M}{\tau} d\tau \quad \text{Wzór Shifrina}$$

Wzór pozwala wyznaczyć wykładnik Angstroma cząstek o poli-dyspersyjnym rozkładzie wielkości gdy znamy wykładnik Angstroma dla poszczególnych składowych mieszaniny.

$$\alpha = \sum_i \alpha_i \frac{\tau_i}{\tau} \qquad \tau = \sum_i \tau_i$$

Rozważmy atmosferę w której w dolnej części mamy aerozol o grubości optycznej τ_1 i wykładniku Angstroma α_1 powyżej zaś warstwę scharakteryzowaną przez wartości τ_2 oraz α_2 . Mamy więc dwa równania:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \qquad \alpha = \alpha_1 \frac{\tau_1}{\tau} + \alpha_2 \frac{\tau_2}{\tau}$$

Oznaczmy przez q :

$$q = \tau_1 / \tau_2$$

$$\frac{\alpha}{\alpha} = \frac{\alpha_1}{\alpha} \frac{\tau_1}{\tau} + \frac{\alpha_2}{\alpha} \frac{\tau_2}{\tau}$$

$$\frac{\tau_2}{\tau} = \frac{1}{1+q}$$

$$\frac{\tau}{\tau_1} = 1 + \frac{1}{q}$$

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} = \left[1 - \frac{\alpha_2}{\alpha} \frac{\tau_2}{\tau} \right] \frac{\tau}{\tau_1}$$

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} = 1 + \frac{1}{q} - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{1}{q} = \frac{1}{q} \left[1 + q - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right]$$

Gdy $q \gg 1$ czyli $\tau_1 \gg \tau_2$ to wówczas $\alpha \approx \alpha_1$ o ile α nie jest bliskie zero

Ze wzoru Shifrina wynika, że jedynie aerozole o znaczącym wkładzie do całkowitej grubości optycznej mogą efektywnie wpływać na wartość wykładnika Angstroma

Przykład.

$$\tau_{\text{soot}} = 0.02 \quad \alpha_{\text{soot}} = 2.0$$

$$\tau_{\text{seasalt}} = 0.2 \quad \alpha_{\text{seasalt}} = 0.0$$

Na podstawie wzoru Shifrina mamy: $\alpha = 0.18$. Nawet gdyby $\tau_{\text{soot}} = 0.05$ to $\alpha = 0.4$.

Grubość optyczna sadzy nawet dla bardzo zanieczyszczonych rejonów świata jest bardzo mała (podobnie jak w powyższym przykładzie).

- Rozważamy osobno przypadek małych i dużych cząstek zdefiniowanych przez parametr wielkości x

1) Dla $x \gg 1$ $Q = \text{const} = 2$ stad $\alpha = 0$

2) Dla $x \ll 1$

a) gdy część urojona współczynnika refrakcji $k = 0$ $Q(\lambda) = Q_{\text{scat}} = C / \lambda^4$

b) gdy część urojona współczynnika refrakcji $k \neq 0$ $Q(\lambda) = Q_{\text{abs}} = C / \lambda$

Paradoks Angstroma

$$\alpha_M = \begin{cases} 4 & k=0 \\ 1 & k \neq 0 \end{cases} \quad \left. \vphantom{\alpha_M} \right\} \text{ małe cząstki}$$

Obliczmy albedo pojedynczego rozpraszania **SSA** (Single Scattering Albedo)

$$\omega = 1 - \frac{Q_{\text{abs}}}{Q} \quad Q_{\text{abs}} \approx x \quad Q_{\text{scat}} \approx x^4$$

$$\omega \approx 1 - \frac{x}{x + x^4}$$

Dla $x \ll 1$

$$\omega \approx 1 - 1 = 0$$

Dla cząstek dużych

$$Q_{\text{ext}}=2$$

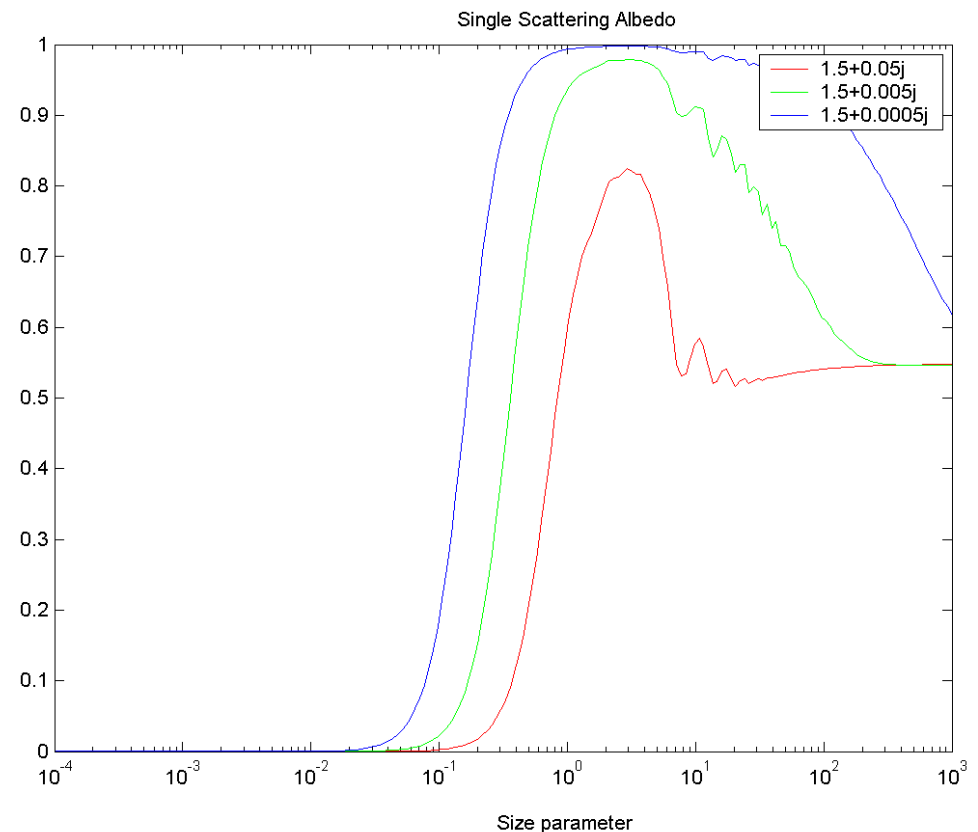
$$Q_{\text{abs}}=1 \text{ (gdy } k>0)$$

$$\text{Stąd } \omega=0.5$$

Paradoks Angstroma występuje
nawet dla

$k=10^{-10}$. Wówczas to

$\omega=0$ oraz $\alpha = 1$



- Załóżmy, że mamy małe cząstki dla których spełniona jest zależność $Q_{\text{abs}} = x$

Stąd

$$\sigma_{\text{abs}} = \beta_a \lambda^{-1}$$

Wykładnik Angstroma dla absorpcji wynosi 1

$$\sigma_{\text{ext}} = \beta_e \lambda^{-\alpha}$$

$$\omega = 1 - \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{ext}}} = 1 - \frac{\beta_a}{\beta_e} \lambda^{\alpha-1}$$

Dla aerozolu o wykładnika Angstroma równym 1 mamy płaską zależność albedo pojedynczego rozpraszania z długością fali.

- 1) Dla $\alpha < 1$ SSA rośnie z długością fali
- 2) Dla $\alpha > 1$ SSA maleje z długością fali

Zmienność spektralna wykładnika Angstroma (AE)

- Wykładnik Angstroma wykazuje zmienność z długości fali co jest przejawem faktu, że rozkład wielkości cząstek ma więcej niż jedną klasę.

$$\alpha(\lambda) = -\frac{d \ln \tau}{d \ln \lambda}$$

- Pochodna wykładnika Angstroma jest dana wzorem

$$\alpha'(\lambda) = \frac{d\alpha}{d \ln \lambda}$$

$$\alpha'(\lambda) = \frac{2}{\ln \lambda_{i+1} - \ln \lambda_{i-1}} \left[\frac{\ln \tau_{i+1} - \ln \tau_i}{\ln \lambda_{i+1} - \ln \lambda_i} - \frac{\ln \tau_i - \ln \tau_{i-1}}{\ln \lambda_i - \ln \lambda_{i-1}} \right]$$

α' zdefiniowane nad podstawie AOD 3 długości fali

Zmienność spektralna wykładnika Angstroma cd.

- Jeśli ograniczyć się do członu kwadratowego AOD

$$d \ln \tau = \alpha_0 + \alpha_1 \ln \lambda + \alpha_2 \ln^2 \lambda$$

można wyznaczyć zmianę spektralną wykładnika Angstroma

$$\alpha' = \frac{d\alpha}{d \ln \lambda} = -2\alpha_2$$

- $\alpha' > 0$ czyli $\alpha_2 < 0$ oznacza, że w rozkładzie wielkości dominuje klasa akumulacyjna
- $\alpha' < 0$ czyli $\alpha_2 > 0$ oznacza, że w rozkładzie wielkości dominuje klasa cząstek dużych

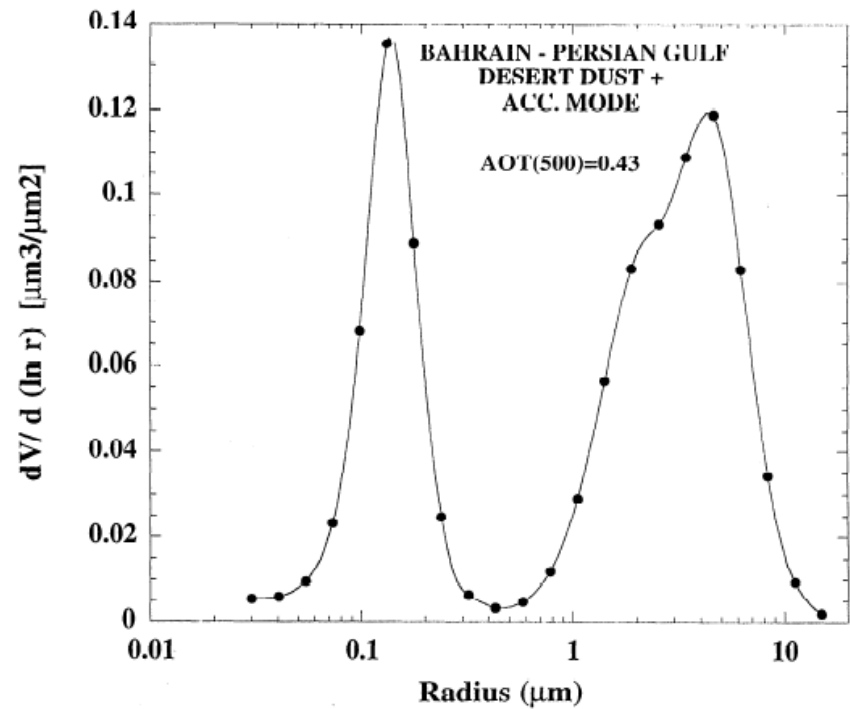
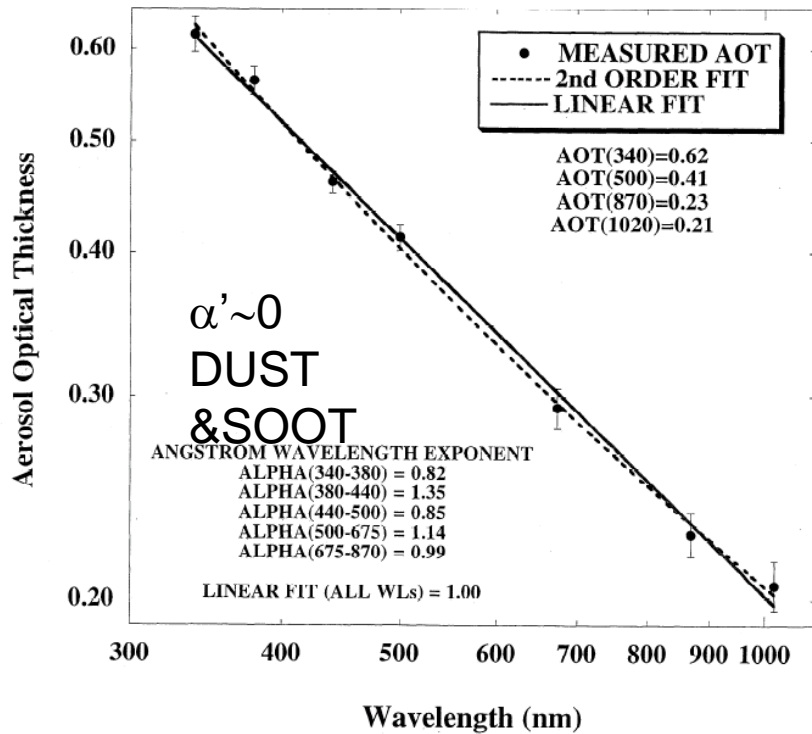
Przykład

- Zakładając, że aerozol składa się z dwóch klas rozmiarów opisywanych rozkładem Junge grubość optyczna wynosi

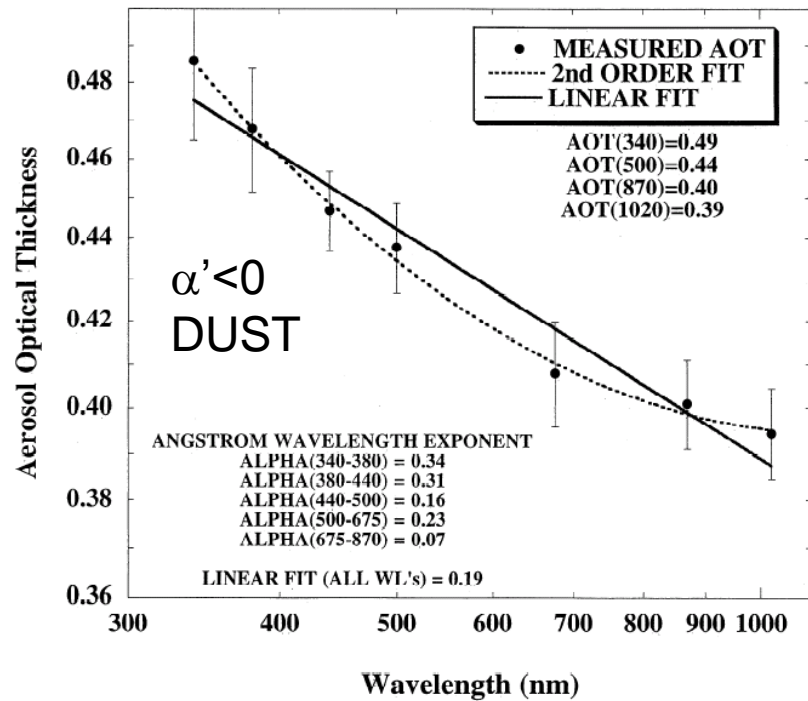
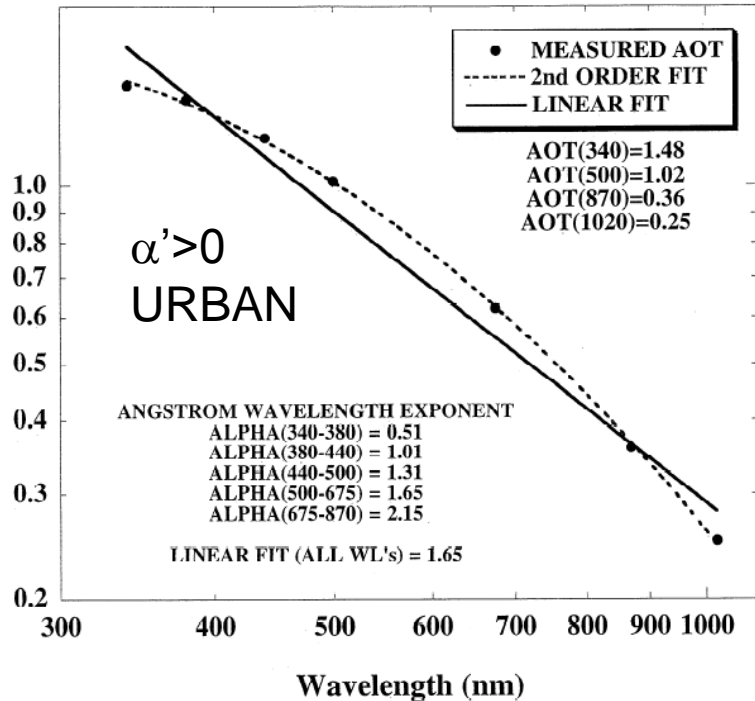
$$\tau = \tau_{o1} \left(\frac{\lambda}{\lambda_o} \right)^{-\alpha_1} + \tau_{o2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_o} \right)^{-\alpha_2}$$

- gdzie λ_o oznacza referencyjną długość fali np. 500 nm, zaś τ_{o1} oraz τ_{o2} odpowiadające jej grubość optyczna dla 1 i 2 klasy rozmiarów.
- Pomimo, że w tym przypadku wykładniki Angstroma α_1 oraz α_2 są stałe to efektywny wykładnik Angstroma dla mieszaniny aerozolu zmienia się z długością fali.

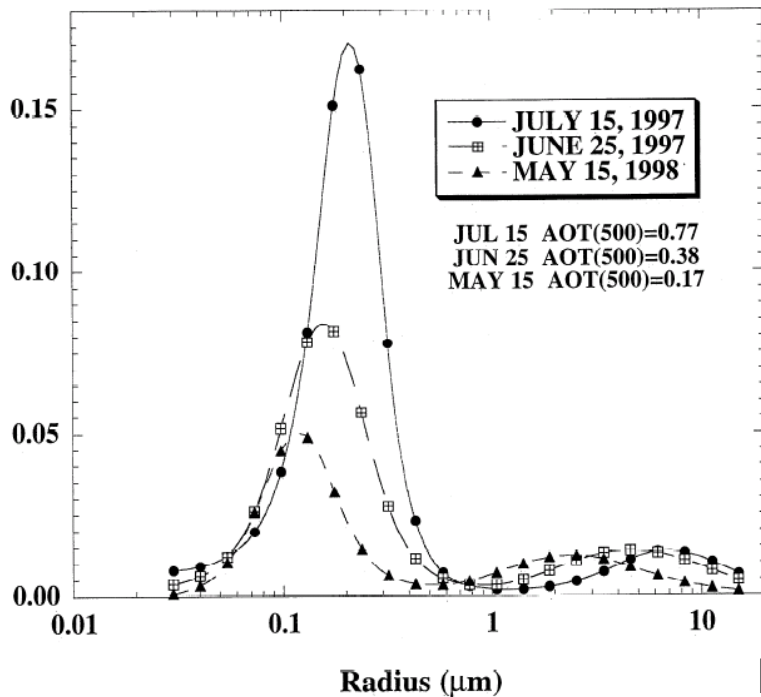
Zmiany spektralne AE a rozkład rozmiaru cząstek



Aerosol Optical Thickness



$dV/d(\ln r)$ [$\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$]



$dV/d(\ln r)$ [$\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$]

