

Gennadiy Derkachov

Badanie rozpraszania światła na
mikrokroplach wody zawierających
inkluzje.

Rozprawa doktorska
wykonana pod kierunkiem
prof. dr hab. Macieja Kolwasa

w
Instytucie Fizyki
Polskiej Akademii Nauk

Warszawa 2007

Prof. Maciejowi Kolwasowi
składam gorące podziękowania
za opiekę promotorską, ukierunkowanie
pracy, cierpliwość i wsparcie.

Kolegom i koleżankom,
serdecznie dziękuję za współpracę,
cenne krytyczne uwagi
oraz twórcze dyskusje.

Żonie Anastasii oraz córce Katerynie
z całego serca dziękuję za
stworzenie milej, cieplej atmosfery
i wyrozumiałość.

Pracę tę dedykuję swoim rodzicom.

Spis treści

Spis treści	3
Wstęp.....	4
Streszczenie	6
1. Teoria. Stosowane przybliżenia.	8
1.1. Rozpraszanie światła na kropkach.	8
1.2. Teoria Mie.....	9
1.3. Przekroje czynne	10
1.4. Efektywny współczynnik załamania	10
1.5. Równanie ewolucji parowania kropli.....	13
1.6. Model dynamiki inkluzji w kropli.....	15
2. Doświadczenie. Wstęp	18
3. Doświadczenie (duże stężenia)	20
3.1. Układ pomiarowy.....	20
3.2. Wtryskiwacz	21
3.3. Pułapka Paula.....	23
3.4. Geometria układu optycznego	25
3.5. Komora klimatyczna	27
3.6. Wielkości mierzone.....	29
3.7. Granice stosowalności teorii	30
3.8. Wyznaczenie zmian promienia kropli w czasie	32
3.9. Metoda biblioteczna wyznaczenia promienia kropli.....	33
3.10. Metoda FFT	35
3.11. Wynik działania metody FFT	37
3.12. Metoda wyznaczenia wartości współczynnika załamania	39
3.13. Wyniki doświadczenia: efektywny współczynnik załamania	41
3.14. Depolaryzacja.....	43
3.15. Podsumowanie.....	44
4. Doświadczenie (małe stężenie).....	45
4.1. Rozbudowa układu.....	45
4.2. Geometria doświadczenia.....	46
4.3. Wielkości mierzone.....	47
4.4. Akwizycja danych.....	47
4.5. Pomiar.	49
4.6. Wyznaczenie granicy obrazu interferencyjnego	50
4.7. Pomiar I_{VV} , I_{VH} , I_{HH} , I_{HV}	52
4.8. Przypisywanie kątów.....	54
4.9. Zmodyfikowana metoda FFT	54
4.10. Wynik działania metody FFT	56
4.11. Porównanie parowania zawiesiny z parowaniem czystej wody	59
4.12. Ewolucji współczynników załamania	62
4.13. Światło rozproszone przez krople z inkluzjami	63
4.14. Powstanie struktur powierzchniowych	66
5. Roztwór fulerenowy oraz mieszanka z przezroczystymi inkluzjami.	71
Podsumowanie.	77
Dodatki	79
Teoria Miego.....	79
Przekroje czynne	84
Literatura.....	86

Wstęp

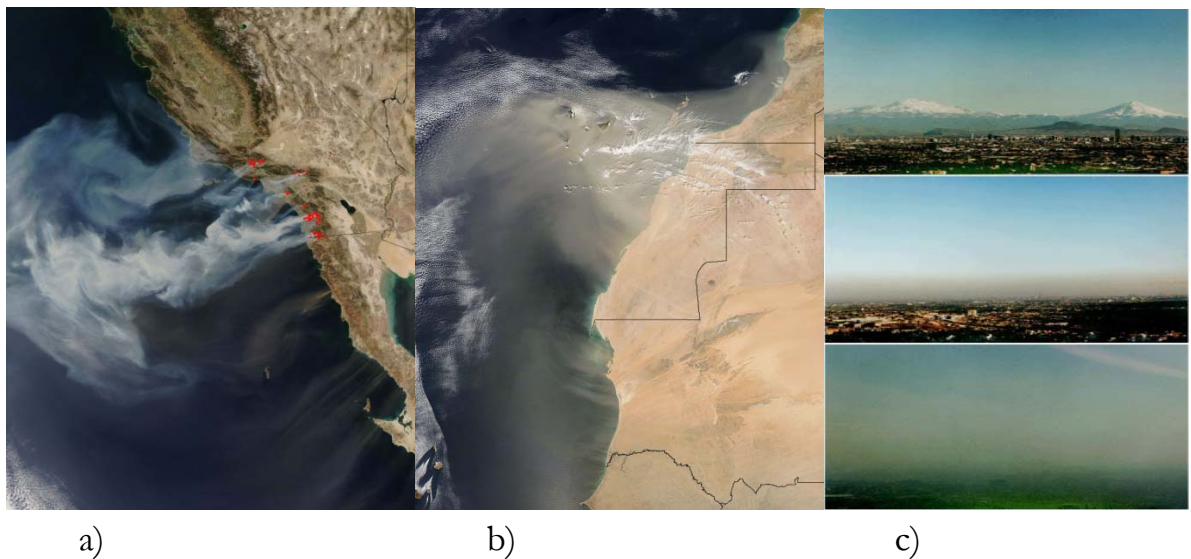
Badanie światła rozproszonego na pojedynczej kropli wody z inkluzjami otwiera drogę do zrozumienia szerokiego kręgu zjawisk istniejących w naturze. Zabarwienie chmur o zachodzie słońca, powstanie tęczy, gra barw na trawie przy porannej rosie - wszystko to są zjawiska głównie związane z rozproszeniem światła na pojedynczych kropelkach wody.

Badania światła rozproszonego przez krople pozwala zrozumieć nie tylko powstanie pięknego zabarwienia nieba ale również może służyć jako źródło informacji o procesach powstawania chmur oraz procesach w nich zachodzących.

Światło rozproszone przez krople zawiera informacje o rozmiarach kropli, jednorodności oraz symetrii. Badając rozproszenie światła na pojedynczej kropli zawierającej inkluzję krzemionkowe możemy zrozumieć wpływ cząsteczek piasku zdmuchniętych na przykład z Sahary (**Rys.1. b**)) na proces powstania chmur. Badając krople zawierającą sadzę możemy dowiedzieć się ile taka kropla potrafi pochłoniąć światła i jak pochłonięta przez krople energia potrafi wpłynąć na ewolucję jej promienia oraz inne parametry. Takie badania nie są badaniami czysto poznawczymi. Wyniki otrzymane dla pojedynczej kropli służą jako dane wstępne dla modeli zachowania się chmur. Służą one również do określenia wpływu zabrudzenia atmosfery powstającego wskutek wielkich pożarów lasów (**Rys.1. a**)), wybuchów wulkanów (**Rys.2.**) oraz spalin samochodowych w wielkich aglomeracjach miejskich (**Rys.1. c**)) na klimat całej Ziemi. Powstająca wtedy wielka ilość różnego rodzaju cząstek dostając się do atmosfery może służyć jako jądra kondensacji pary wodnej z wilgotnego powietrza. Wnikanie cząstek absorbujących światło (np. sadzy) wewnątrz kropli przyspiesza proces parowania, może więc być powodem zanikania chmur.

Zastosowania geofizyczne nie są jedynym powodem prowadzenia badań kropli wody zawierających inkluzje. Ciekawym zastosowaniem tych badań jest możliwość wytwarzania materiałów o niezwykłych właściwościach optycznych i strukturalnych. Sama metoda badawcza daje możliwość dokładnej kontroli ich produkcji. W ostatnich latach wielkim zainteresowaniem cieszą się kryształy fotoniczne. Są to kryształy w których periodyczna zmiana współczynnika załamania jest przyczyną powstawania tak zwanej fotonicznej przerwy energetycznej. W zależności od wielkości przerwy materiał może być przewodnikiem fonicznym, dielektrykiem lub półprzewodnikiem. Parująca kropla wody z inkluzjami może stać się idealnym narzędziem dla tworzenia takich kryształów o symetrii sferycznej, gdyż podczas parowania siły napięcia

powierzchniowego kropli porządkują inkluzje. Światło rozproszone zawiera w sobie również informacje o stanie tego uporządkowania.



Rys.1. a) Pożar lasów w stanie Kalifornia USA; b) Pył zdmuchnięty z Sahary;
(Image courtesy of MODIS Rapid Response Project at NASA/GSFC <http://rapidfire.sci.gsfc.nasa.gov>) c) Smog nad Mexico City. (<http://www.sbg.ac.at>)



Rys. 2. Erupcja wulkanu Etna (<http://www.space.com>)

Streszczenie

Niniejsza praca poświęcona jest optycznemu badaniu zjawisk zachodzących podczas parowania mikrokropeli wodnych zawiesin imitujących zanieczyszczenia atmosferyczne

W pracy zbadane zostały właściwości światła rozproszonego przez krople wody zawierającej standaryzowane inkluzje sferyczne o promieniach 100nm i 225nm jak również fulereny C_{60} .

Praca składa się z dwóch części:

- części teoretycznej, w której opisano zastosowane do analizy danych doświadczalnych teorie oraz wykorzystane przybliżenia;
- części doświadczalnej, w której opisane zostały układy doświadczalne oraz metody i procedury gromadzenia i analizowania danych.

Część doświadczalna przedstawiona jest w dwóch rozdziałach 3 i 4.

Rozdział 3 poświęcony jest doświadczeniom wykonanym dla kropeł wody zawierających dużą ilość inkluzji 20:1 do 100:1 i łączy w sobie dokładny opis układu doświadczalnego, warunków pomiarowych (podrozdz. 3.1), granic stosowalności teorii oraz metod analizy danych doświadczalnych (podrozdz. 3.7, 3.9-3.12). W podrozdziałach 3.11, 3.13 przedstawione zostały wyniki doświadczalne pozwalające na wyznaczenie z otrzymanych danych wartości promienia oraz współczynnika załamania badanego obiektu. Z analizy wyników doświadczalnych zostały określone granice stosowalności teorii Mie w przypadku wody zawierającej inkluzje (podrozdz. 3.7) oraz zostały zaobserwowane rezonanse strukturalne pola lokalnego. Obserwacja światła zdepolaryzowanego (o polaryzacjach krzyżowych) pozwoliła wyciągnąć wnioski o kształtowaniu się powierzchni kropli zbudowanej z inkluzji (podrozdz. 3.14).

W Rozdziale 4 przedstawiony został układ doświadczalny rozbudowany na potrzeby doświadczenia z kroplami zawierającymi małą ilość inkluzji (podrozdz. 4.1). Rozdział ten zawiera również informacje o warunkach doświadczenia (podrozdz. 4.2-4.5) oraz metodach analizy danych (podrozdz. 4.6-4.9) zebranych przy pracy ze zmodyfikowanym układem doświadczalnym.

W podrozdziałach 4.10 oraz 4.12 przedstawione zostały wyniki doświadczalne otrzymane na udoskonalonym układzie. Przeprowadzona została analiza rozrzutu promieni początkowych obiektów doświadczalnych. W podrozdziale 4.11 przedstawione jest porównanie ewolucji promienia kropeł

zawierających inkluzje z przebiegami teoretycznymi otrzymanymi dla czystej wody. Opisane zostały również własności parowania charakterystyczne dla kropli wody zawierających różnego rodzaju inkluzje absorbujące światło i przezroczyste.

W podrozdziale 4.13 przeprowadzona została analiza światła rozproszonego na kroplach z inkluzjami. Opisany został scenariusz powstawania i rozwoju struktur zbudowanych z inkluzji na powierzchni kropli w oparciu o dane doświadczalne. Podany został następnie jakościowy model (symulacja numeryczna) opisujący dynamikę inkluzji w objętości kropli doświadczalnej dla 500 i 1500 inkluzji.

1. Teoria. Stosowane przybliżenia.

1.1. *Rozpraszanie światła na kroplach.*

Mikrokropla wody zawierająca inkluzje jest ośrodkiem niejednorodnym. Inkluzje wewnątrz kropli rozłożone są w sposób przypadkowy. Dla obliczenia pola rozproszonego na tak złożonym obiekcie trzeba rozwiązać pełny układ równań Maxwella [1]. Problem jest skomplikowany ponieważ:

- nie wiemy jak są rozłożone inkluzje w kropli;
- kropla zmienia swój promień a wraz z nim zmienia się rozkład inkluzji wewnątrz kropli;
- wskutek czego nie możemy dokładnie określić położenia granicy oraz warunków brzegowych.

Dodatkowo - zagadnienie takie może być rozwiązane jedynie za pomocą metod numerycznych [2]. Ze względu na dużą liczbę inkluzji rozwiązanie takie jest bardzo czasochłonne.

Nie zawsze jednak trzeba uwzględniać istnienie poszczególnych inkluzji. Dla obiektów znacznie mniejszych od długości fali używanego do badań światła i o odległościach między nimi znacznie mniejszych od λ ośrodek może być traktowany jako jednorodny optycznie [3].

Używane w naszym doświadczeniu inkluzje (Rozdz. 2.) są sferycznymi cząstkami o promieniach 225nm, 150nm oraz 100nm. Rozmiar tych cząstek jest dość duży i w zasadzie porównywalny z długością fali. Jednak inkluzje te znajdują się w kropli o promieniu znacznie większym, zmieniającym się w zakresie od $30 \cdot 10^3 \text{nm}$ do 10^3nm i mają współczynnik załamania zbliżony do wody ($n = 1.45$, $n = 1.5$). Dlatego możemy spodziewać się że przy nie wielkim stężeniu inkluzji w wodzie ($1/100 - 1/200$ jedna objętość inkluzji na 100-200 objętości wody) fala świetlna będzie „widziała” jednorodną kroplę i nie zauważy w niej drobnych niejednorodności. Własności optyczne takiej kropli mogą być opisane za pomocą efektywnego współczynnika załamania który się zmienia wraz ze zmianą zawartości wody wskutek jej wyparowywania.

Badanie światła rozproszonego przez jednorodne mikrokrople ma długą historię. Jedną z pierwszych prac poświęconych rozwiązaniu tego zagadnienia była praca wykonana przez Kartezjusza w 1639r [4]. Zbudował on opis załamania oraz odbicia światła przez pojedynczą, sferyczną kroplę. Dwieście lat później Ejrie [5] uwzględnił w opisie tym dyfrakcję.

Związłe analityczne rozwiązania problemu rozpraszania fali elektromagnetycznej na pojedynczej jednorodnej sferze o dowolnym promieniu oraz dowolnym współczynniku załamania były otrzymane przez Mie [6]

1.2. Teoria Mie.

Aby opisać rozpraszanie światła o długości fali λ na obiekcie o dowolnym promieniu a , należy użyć teorii rozpraszania stworzoną przez Gustawa Mie w 1908r. [6]. W szczególności, teoria ta opisuje rozpraszanie na obiektach dla których bezwymiarowy parametr $X \equiv \frac{2\pi a}{\lambda}$ leży w zakresie od kilkudziesiąt do kilkuset.

Można przy jej pomocy obliczyć natężenie światła rozproszonego w funkcji długości fali λ , promienia kropki a , kąta obserwacji θ i współczynnika załamania $m = \sqrt{\varepsilon}$ (funkcji dielektrycznej ośrodka rozpraszającego ε) [7].

Według teorii Mie gdy padające światło ma polaryzację pionową (prostopadłą do płaszczyzny rozpraszania) natężenie światła rozproszonego o polaryzacji prostopadłej do płaszczyzny rozpraszania wynosi można obliczyć za pomocą wzoru:

$$I_{VV} = I_0 \left[\frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \left| \sum_{n=1}^{N_{\max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \right| \right]^2 \quad (1.2.1)$$

Zaś natężenie światła o polaryzacji równoległej do płaszczyzny rozpraszania (gdy padające światło ma również polaryzację równoległą) wyraża się następująco:

$$I_{HH} = I_0 \left[\frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \left| \sum_{n=1}^{N_{\max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \right| \right]^2 \quad (1.2.2)$$

gdzie I_0 jest natężeniem światła padającego na kulkę, r – odległością detektora od obiektu rozpraszającego,

$$\pi_n = \frac{P_n^I}{\sin \theta} \quad \tau_n = \frac{dP_n^I}{d\theta} \quad (1.2.3)$$

są funkcjami zależnymi od kąta rozpraszania θ

P_l reprezentuje l -tego rzędu wielomiany Legendra [8] pierwszego rodzaju.

$$a_n = \frac{m \psi_n(mx) \psi'_n(x) - \psi_n(x) \psi'_n(mx)}{m \psi_n(mx) \xi'_n(x) - \xi_n(x) \psi'_n(mx)} \quad (1.2.4)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\xi_n(x)\psi'_n(mx)} \quad (1.2.5)$$

Funkcje ψ_l i ξ_l są funkcjami Riccatiego-Bessela [9].

1.3. Przekroje czynne

Znajomość całkowitej ilości światła rozproszonego przez kulkę o danych parametrach oraz przez nią zaabsorbowanego ma duże znaczenie praktyczne. Gdy ośrodek otaczający kulkę nie absorbuje fali elektromagnetycznej całkowita energia utracona przez falę padającą musi odnaleźć się w energii zaabsorbowanej przez kulkę i na niej rozproszonej.

Zgodnie z teorią Mie [6] znając współczynniki a_n , b_n przekroje czynne na ekstynkcję C_{ext} rozproszenie C_{skat} oraz absorpcję C_{abs} światła [10; 7] mogą być zapisane w postaci:

$$C_{skat} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (1.3.5)$$

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (1.3.6)$$

$$C_{abs} = C_{ext} - C_{skat} \quad (1.3.7)$$

(Pełna teoria jest opisana w dodatkach)

1.4. Efektywny współczynnik załamania

Intensywność światła rozproszonego zależy nie tylko od wymiarów geometrycznych obiektu na którym zachodzi rozpraszanie ale również od współczynnika załamania ośrodka z którego jest zbudowany obiekt. W naszym wypadku jest to jednorodna mieszanina wody i odpowiednio dobranych inkluzji, stężenie których zmienia się wraz z promieniem kropli.

Współczynnik załamania ośrodka będącego jednorodną mieszaniną opisywany jest przez wielu autorów w rozmaity sposób [11; 12; 13; 14; 15]. Dla naszego zagadnienia była wybrana teoria efektywnego pola Lorentza [11].

Efektywne pole elektryczne fali świetlnej, w miejscu znajdowania się inkluzji, może być zapisane jako pole lokalne E_{local} :

$$E_{local} = E_{Maxwell} + \Delta E \quad (1.4.1)$$

gdzie E_{local} składa się z $E_{Maxwell}$ - pola elektrycznego światła wewnątrz kropli oraz pola ΔE powstającego w wyniku indukowania się ładunków na (polaryzowania się) powierzchni sfery Lorentza:

$$\Delta E = \frac{P}{3\epsilon_0\epsilon_m} \quad (1.4.2)$$

gdzie

$$P = E_{local} \sum n_j \alpha_j \quad (1.4.3)$$

n_j i α_j są gęstością i polaryzowalnością j -tej inkluzji.

Ponieważ jako inkluzje użyte zostały standaryzowane kulki sumowanie może być zastąpione przez iloczyn, co prowadzi do tego, że wzór (1.4.3) można zapisać następująco:

$$P = E_{local} \cdot n \cdot \alpha \quad (1.4.4)$$

Efektywną funkcję dielektryczną można zdefiniować jako przyczynę różnicy pomiędzy polaryzacją wywołaną przez ośrodek z inkluzjami i polaryzacją czystego ośrodka (w naszym przypadku wody):

$$P = \epsilon_0(\epsilon_{eff} - \epsilon_m) \cdot E_{Maxwell} \quad (1.4.5)$$

a więc:

$$\Delta E = \frac{1}{3 \cdot \epsilon_0 \epsilon_m} E_{local} \cdot n \alpha \quad (1.4.6)$$

co prowadzi do:

$$E_{local} = E_{Maxwell} + \Delta E = E_{Maxwell} + \frac{1}{3 \cdot \epsilon_0 \epsilon_m} E_{local} \cdot n \alpha \quad (1.4.7)$$

i

$$\frac{E_{Maxwell}}{E_{local}} = 1 - \frac{n \alpha}{3 \cdot \epsilon_0 \epsilon_m} \quad (1.4.8)$$

Z czego wynika, że efektywna funkcja dielektryczna może być zdefiniowana następująco :

$$\epsilon_{eff} = \frac{E_{local}}{E_{Maxwell}} \frac{n \cdot \alpha}{\epsilon_0} + \epsilon_m \quad (1.4.9)$$

Należy również uwzględnić poprawkę wielkości pola lokalnego spowodowaną:

- interferencją pól rozpraszanych na różnych obiektach rozpraszających;
- rozpraszaniem bliskiego pola [16] świetlnego przez obiekty znajdujące się dostatecznie blisko od obiektu rozpraszającego;
- ewentualnym rozpraszaniem pól wyższego rzędu, jeśli inkluzje nie są dużo mniejsze od długości fali świetlnej.

Poprawkę tę uwzględniamy poprzez wprowadzenie funkcji korekcyjnej $M(R)$ pola lokalnego E_{local} [17]:

$$\tilde{E}_{local} = M \cdot E_{local} . \quad (1.4.10)$$

z równań (1.4.8-1.4.10) otrzymujemy równanie opisujące efektywną funkcję dielektryczną:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_m \cdot \frac{1 + \frac{2 \cdot Mn\alpha}{3 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_m}}{1 - \frac{Mn\alpha}{3 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_m}} \quad (1.4.11)$$

Ponieważ:

- współczynnik wypełnienia jest stosunkowo łatwy do określenia - w naszym przypadku jest to stosunek objętości V_{incl} zajmowanych przez wszystkie inkluzje do objętości kropli wraz z inkluzjami V_D ;
- również znana jest funkcja dielektryczna ε_m wody jak i funkcja dielektryczna inkluzji ε ,

można więc napisać:

$$\frac{n\alpha}{3 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_m} = f \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2 \cdot \varepsilon_m} \quad (1.4.12)$$

Gęstość inkluzji w funkcji promienia R wynosi:

$$n = \frac{N}{\left(\frac{4}{3} \pi \cdot R^3\right)} \quad (1.4.13)$$

$$I \quad f(R) = \frac{R_{incl}^3}{R^3} \quad (1.4.14)$$

gdzie - $R_{inkl} = \sqrt[3]{N f_F a^3}$, a – jest promieniem jednej inkluzji, f (< 0.76) jest geometrycznym współczynnikiem wypełnienia wyschniętej kropli zbudowanej z inkluzji.

Czyli efektywna funkcja dielektryczna wynosi:

$$\varepsilon_{eff}(R) = \varepsilon_m \cdot \frac{1 + 2 \cdot f(R) \cdot M(R) \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2 \cdot \varepsilon_m}}{1 - f(R) \cdot M(R) \frac{\varepsilon - \varepsilon_m}{\varepsilon + 2 \cdot \varepsilon_m}} \quad (1.4.15)$$

Zauważmy, że poprawka M powinna być funkcją promienia kropli R . Dla bardzo małej zawartości inkluzji w kropli (b. małe f) jak również dla dużej zawartości – f (bliskiego 1) poprawka M powinna być bliska jedności. W obu bowiem przypadkach przybliżenie o małej zawartości inkluzji jest spełnione ponieważ: początkowo znajduje się mało prawdziwych inkluzji w wodzie, a w przypadku f zbliżonego do 1 znajduje się mało zawartości wody wewnątrz sfery zbudowanej z inkluzji.

Naturalnym więc jest zbudowanie M jako funkcji rezonansowej, będącej poprawką do wartości $M = 1$:

$$M(R) = 1 + P_1 e^{-2 \left(\frac{(R-P_2)}{P_3} \right)^2} \quad (1.4.16)$$

gdzie P_1, P_2, P_3 są parametrami optymalizacji.

1.5. **Równanie ewolucji parowania kropli.**

Szybkość wysychania kropli wody można opisać poprzez zmianę masy kropli. W przybliżeniu kwasi stacjonarnym zjawiskiem rządzi dyfuzja pary prowadząca do utraty masy przez kroplę. Równanie to wprost prowadzi do równania opisującego szybkość zmiany powierzchni [18]

$$\frac{da}{dt} a \equiv a \dot{a} = \frac{D_K}{\rho_L} [\rho_{cc}(T_{cc}) - \rho_{pow}(T_a)] \quad (1.5.1)$$

D_K – współczynnik dyfuzji pary wodnej w powietrzu z uwzględnieniem efektów kinetycznych ρ_L – gęstość wody, $\rho_{cc}(T)$ – gęstość pary wodnej w komorze klimatycznej, T_{cc} – temperatura w komorze klimatycznej, ρ_{pow} – gęstości pary wodnej przy powierzchni kropli, T_a – temperatura powierzchni kropli.

Ze wzoru (1.5.1) wynika, że proces parowania jest sterowany różnicą gęstości pary wodnej w komorze klimatycznej $\rho_{cc}(T_{cc})$ i tuż przy powierzchni kropli $\rho_{pow}(T_a)$.

Wprowadzając wilgotność względną S wewnątrz komory i wilgotność względną tuż przy powierzchni kropli $F(T)$:

$$S(T_{cc}) = \frac{\rho_{cc}(T_{cc})}{\rho_s(T_{cc})}; \quad (1.5.2)$$

$$F(T_a) = \frac{\rho_{pow}(T_a)}{\rho_s(T_a)}; \quad (1.5.3)$$

Otrzymujemy:

$$a\dot{a} = \frac{D_K}{\rho_w} [S\rho_s(T_{cc}) - F(T_a)\rho_s(T_a)] \quad (1.5.4)$$

Zastępując gęstość pary wodnej przez ciśnienie:

$$\rho = \frac{pM_w}{TR} \quad (1.5.5)$$

można zapisać równanie opisujące szybkość parowania w postaci:

$$a\dot{a} = \frac{D_K M_w}{\rho_w R} \left[S \cdot \frac{p_s(T_{cc})}{T_{cc}} - F(T_a) \cdot \frac{p_s(T_a)}{T_a} \right] \quad (1.5.6)$$

Ponieważ ciśnienie nasyconej pary wodnej silnie zależy od temperatury [18]:

$$p_s(T_a) = p_s(T_{cc}) e^{\frac{LM(T_a - T_{cc})}{R T_a T_{cc}}} \quad (1.5.7)$$

Z równań otrzymujemy wyrażenia na szybkość parowania:

$$a\dot{a} = \frac{D_K M_w p_s(T_{cc})}{\rho_w R} \left[\frac{ST_a - F'(T_a)T_{cc}}{T_{cc}T_a} \right] \quad (1.5.8)$$

$$\text{gdzie } F' = F e^{\frac{LM(T_a - T_{cc})}{R T_a T_{cc}}}$$

Widzimy, że jeżeli para wodna wewnątrz komory klimatycznej będzie nasycona (wilgotność względna $S = 1$) i nic nie spowalnia jej parowania ($F(T) = 1$) to ewolucja takiej kropli będzie zależała tylko od różnicy temperatur powierzchni kropli i temperatury w komorze klimatycznej. Ciśnienie pary wodnej nad powierzchnią kropli zależy od krzywizny powierzchni i napięcia powierzchniowego, obecności ładunku elektrycznego Q oraz zawartości innych substancji wewnątrz kropli (inkluzyje, zanieczyszczenia). Czynniki te uwzględnia tzw. wzór Kelwina:

$$F(T_a) = e^{\frac{2M}{RT_a \rho_w} \left(\frac{\sigma}{a} - \frac{Q^2}{32\pi^2 \epsilon_0 a^4} - \beta \frac{a_0^3}{a^3} \right)} e^{\frac{LM(T_a - T_{cc})}{R T_a T_{cc}}} \quad (1.5.9)$$

gdzie a_0 jest początkowym promieniem kropli, β – współczynnikiem zależnym od własności i struktury zanieczyszczeń [18].

Temperatura powierzchni kropli zależy od prędkości parowania. Zależność tę można otrzymać z równania zachowania ciepła q :

$$\frac{dq}{dt} = -L_e \left(\frac{dm}{dt} \right) \quad \text{oraz} \quad \frac{dq}{dt} = 4\pi \cdot k_a^* \cdot a \cdot (T_\infty - T_a) + LH \quad (1.5.10)$$

gdzie k_a – przewodnictwo cieplne wilgotnego powietrza, L_e – ciepło parowania LH – źródło ciepła, na przykład światło laserowe prowadzące do rozgrzewania kropli. Zmiana ciepła jest równa sumie ciepła wyprowadzonego na zewnątrz kropli i otrzymanego po przez podgrzanie światłem laserowym. Ostatecznie otrzymuje się wyrażenie opisujące temperaturę kropli jako funkcję szybkości parowania i ew. rozgrzewania:

$$T_a = T_\infty + \frac{L_e \rho_w}{k_a^*} a \dot{a} + \frac{LH}{4\pi \cdot a k_a^*} \quad (1.5.11)$$

1.6. Model dynamiki inkluzji w kropli

Kropla z inkluzjami jest ciekawym obiektem doświadczalnym w którym połączono kilka różnych zjawisk zachodzących w tym samym czasie. Kropla znajdująca się w określonych warunkach termodynamicznych zmienia swój promień podczas parowania (Rozdz. 1.5). Wraz z ewolucją promienia zmienia się stosunek objętości wody do objętości inkluzji, co prowadzi do zmian właściwości optycznych kropli (Rozdz. 1.4). Ale nie tylko zmiany stosunku objętości wody do objętości inkluzji prowadzą do zmian właściwości optycznych. Równie wielką rolę odgrywają zmiany strukturalne [19] zachodzące tak wewnątrz kropli jak i na jej powierzchni [20] (Rozdz. 3.13). Skąd biorą się takie zmiany? W doświadczeniu użyte zostały krople wody zawierające inkluzje krzemionkowe oraz polistyrenowe (sferyczne cząstki o promieniu 225nm oraz 100nm). W objętości kropli takie inkluzje tworzą swego rodzaju „gaz”, cząsteczki którego oddziałują między sobą. Z obserwacji zawiesiny wodnej z inkluzjami wiemy że z upływem czasu inkluzje agregują tworząc różne skupiska. Takie zachowanie zawiesiny można wytłumaczyć zakładając, że na pewnej odległości większej od średnicy inkluzji odczuwają one siłę przyciągania a przy zbliżeniu na odległość mniejszą niż średnica siłę odpychającą. Kiedy zawiesina znajduje się w zbiorniku można przyjąć, że inkluzje znajdują się w ośrodku z nieskończenie dalekimi granicami (granica rozdziału między powietrzem a wodą) i nie oddziałują z granicą. Inną sytuację mamy w kropli wody. W tym przypadku inkluzje znajdują się w niewielkiej objętości i otoczone są dość dużą powierzchnią (granicą). Inkluzje znajdujące się wewnątrz kropli nie odczuwają powierzchni (granic) ale kiedy zbliżają się do niej na odległość jednego promienia zostają wciągnięte w powierzchnię pod wpływem napięcia powierzchniowego. W trakcie parowania objętość kropli zmniejsza się i na inkluzje

ze strony powierzchni działa siła porządkująca o symetrii sferycznej. Z obserwacji zawiesiny wiemy, że czas agregacji inkluzji wynosi kilka godzin (w dużym zbiorniku), natomiast ewolucja promienia kropli trwa kilkadziesiąt sekund, z czego wynika, że główną siłą porządkującą inkluzje jest napięcie powierzchniowe.

Dla zrozumienia procesów zachodzących w kroplach wody z inkluzjami opracowano prosty model jakościowy ruchu inkluzji wewnątrz kropli. Ruch dużej liczby inkluzji można opisać stosując metody dynamiki molekularnej [21]. Metoda ta polega na rozwiązywaniu zwykłych równań Newtona, opisujących ruch obiektu, w celu wyznaczenia trajektorii poszczególnych obiektów.

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_i}; \quad i = 1, 2, \dots, N; \quad (1.6.1)$$

W naszym modelu ruch pojedynczej inkluzji można opisać równaniem w postaci:

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = F_{inkl,i} + F_{v,i} + F_{granicz,i}; \quad i = 1, 2, \dots, N; \quad (1.6.2)$$

gdzie F_{inkl} – siła oddziaływania między inkluzjami, F_v – siła lepkości, $F_{granicz}$ – siła z którą inkluzje oddziałują z granicą kropli. N – ilość inkluzji.

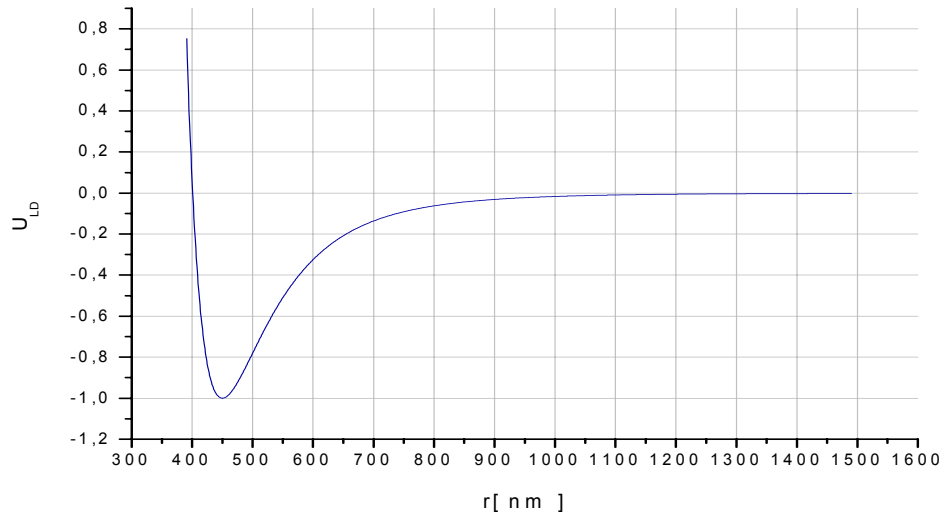
Inkluzje wykorzystywane w doświadczeniu są kulkami o takim samym promieniu oraz zbudowane są z tego samego materiału. Dlatego możemy opisać oddziaływanie między nimi używając jednego potencjału.

Najprostszym dobrze opisującym zachowanie inkluzji potencjałem jest potencjał Lennarda – Jonesa [22].

$$U(r)_{LD} = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j>i}^N \varepsilon \left(\left(\frac{2R_{inkl}}{r_{i,j}} \right)^{12} - 2 \left(\frac{2R_{inkl}}{r_{i,j}} \right)^6 \right) \quad (1.6.3)$$

gdzie R_{inkl} – promień inkluzji; $r_{i,j} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}$ – odległość między środkami inkluzji; ε – współczynnik opisujący oddziaływanie inkluzji między sobą.

Jak widać na **Rys.1.6.1**, na dużych odległościach wynoszących kilka promieni inkluzji ($r > 4R_{inkl}$), oddziaływanie między nimi jest zaniedbywalne. Przy zbliżeniu się na mniejsze odległości inkluzje odczuwają siłę przyciągania która zamienia się w siłę odpychającą, kiedy odległość między inkluzjami robi się mniejsza niż $2R_{inkl}$.



Rys.1.6.1 Potencjał Lenarda - Jonesa dla inkluzji o promieniu 225nm

Oddziaływanie inkluzji z powierzchnią kropli można modelować używając siły zależnej od odległości między inkluzją a powierzchnią kropli. Zakładamy, że inkluzja nie odczuwa istnienia powierzchni dopóki nie zbliży się do niej na odległość promienia inkluzji, po czym zostaje wciągnięta w powierzchnię. Takie zachowanie można modelować stosując siłę:

$$F_{granicz_i} = \begin{cases} 0, & \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2} < (a_{kropli} - R_{inkl}) \\ -k(a_{kropli} - \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}), & \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2} = (a_{kropli} - R_{inkl}) \end{cases} \quad (1.6.4)$$

gdzie x_i, y_i, z_i – współrzędne i-tej inkluzji; a_{kropli} – promień kropli wody; k – współczynnik opisujący siłę z którą inkluzja wciągana jest w powierzchnię. Dodatkowo uwzględniona jest lepkość ośrodka. Przyjęto, że siła lepkości jest proporcjonalna do prędkości ruchu inkluzji i ma przeciwny zwrot:

$$F_v = -\nu V \quad (1.6.5)$$

Do wyliczenia interesujących nas wielkości był zastosowany program „Simulink” [23].

2. Doświadczenie. Wstęp

Celem niniejszej pracy było zbadanie zachowania zmieniających się własności optycznych (opisanymi m.in. przez współczynnik załamania i polaryzację) oraz geometrycznych (promień kropli) poprzez obserwację intensywności światła rozproszonego na obiekcie kulistym (kropla wody z inkluzjami). Taki obiekt można wytworzyć mieszając ze sobą odpowiednią ilość wody oraz różnego rodzaju inkluzje. Utworzona z tej zawiesiny krople można umieścić w pułapce elektrodynamicznej znajdującej się w ustalonych warunkach zapewnianych przez komorę klimatyczną. Wytworzona i uwięziona w taki sposób kropla znajduje się w warunkach zbliżonych do warunków panujących w chmurach.

Ze względu na źródła zabrudzeń (Rozdz. Wstęp) oraz ułatwienie modelowania zachodzących procesów, w naszym doświadczeniu były wybrane następujące materiały mieszane z wodą:

- kulki krzemionkowe o średnicy 450nm oraz 300nm ze współczynnikiem załamania $n = 1.45$;
- kulki polistyrenowe o średnicy 200nm ze współczynnikiem załamania $n = 1.5$;
- fullereny C_{60} ze współczynnikiem załamania $n = 1.9 + i0.007$.

Doświadczenie było przeprowadzono dla różnych stężeń początkowych inkluzji w kroplach.

Prowadząc badania nad parującymi kroplami wody zawierającymi różne inkluzje [24] zauważono powstawanie struktur powierzchniowych oraz objętościowych - rezonansu pola lokalnego [17]. Zauważono również dwa mechanizmy depolaryzacji światła. Depolaryzację powstającą wskutek fluktuacji gęstości oraz depolaryzację powstającą wskutek zmiany symetrii obiektu doświadczalnego. Światło rozpraszane przez krople przechodziło przez dwa polaryzatora pozwalających na rejestrowanie polaryzacji:

- zgodnej z polaryzacją światła (płaszczyzną rozpraszania) rozpraszanego;
- oraz krzyżowej, prostopadłej do polaryzacji światła laserowego (płaszczyzny rozpraszania).

Światło o polaryzacji zgodnej było wykorzystywane do wyznaczenia zmiennego w czasie promienia kropli [25]. Natomiast, światło o polaryzacji krzyżowej zostało wykorzystane jako swego rodzaju detektor stosowalności teorii Mie (Rozdz. 3.7). Teoria nie przewiduje bowiem powstanie światła o polaryzacji

krzyżowej na jednorodnym obiekcie sferycznym [10] (stopień depolaryzacji światła rozproszonego informuje o stopniu jednorodności i sferyczności badanego obiektu).

Najciekawsze wyniki były otrzymane przy dużych i małych stężeniach początkowych inkluzji w wodzie.

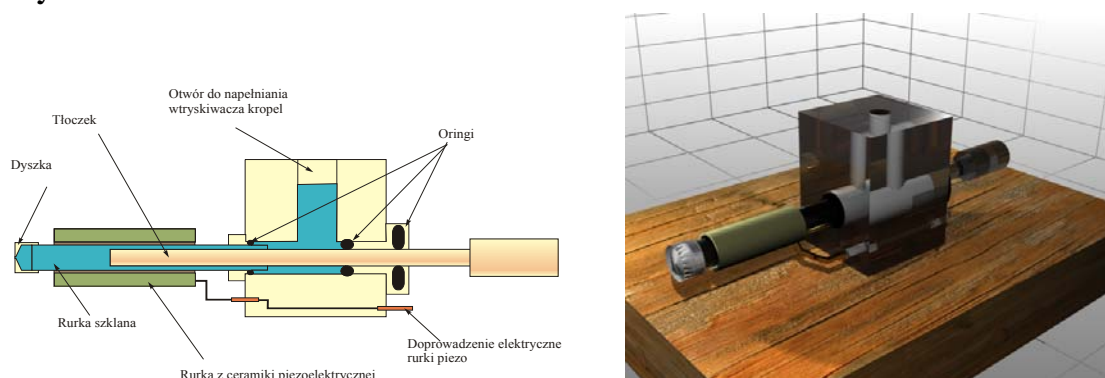
Kulki oraz fullereny mieszano z wodą w proporcji objętościowej od 1/20 do 1/200 (jedna objętość inkluzji była dodawana do 20 – 200 objętości wody)

Za duże stężenie uważamy stężenia od 1/10 do 1/50.

Uwięziona kropla w zależności od warunków, w których się znajduje, może zmieniać swój rozmiar podczas parowania lub kondensacji [18]. Dobierając odpowiednio wilgotność oraz temperaturę otoczenia kropli możemy zmieniać szybkość jej ewolucji. Stabilizację temperatury i wilgotności zapewnia komora klimatyczna (Rozdz. 3.5), wewnątrz której jest umieszczona pułapka Paula.

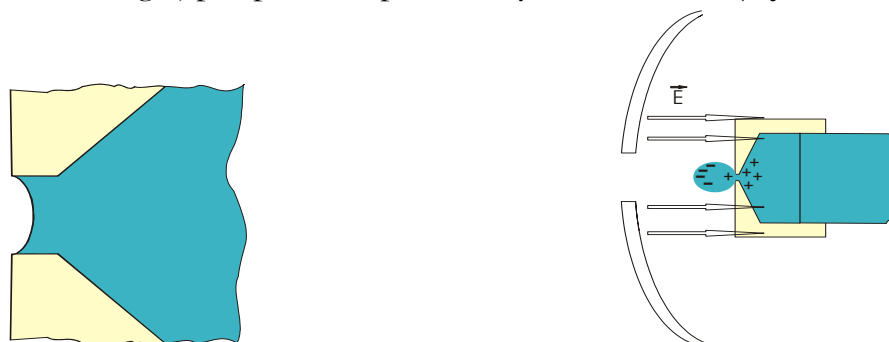
3.2. Wtryskiwacz

Dla wytworzenia i umieszczenia w środku pułapki kropli zawiesiny, był wykorzystywany wtryskiwacz - strzykawka, konstrukcja której jest przedstawiona na **Rys. 3.2.1**



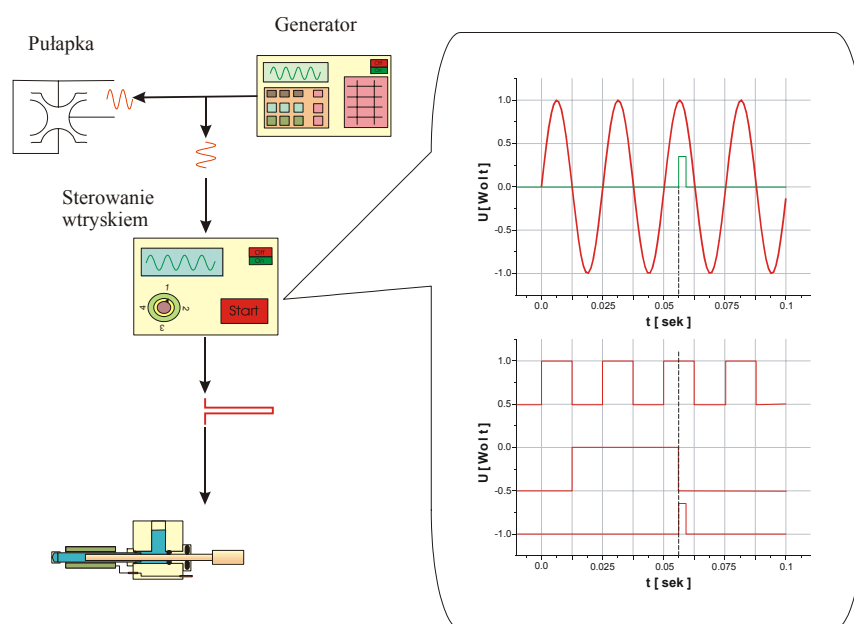
Rys. 3.2.1 Konstrukcja wtryskiwacza

Wtryskiwacz zbudowany jest z bryły plastikowej, rurki szklanej i piezoceramicznej, tłoczka i denka plastikowego (**Rys.3.2.1**). Badaną zawiesinę wprowadza się do rurki szklanej wtryskiwacza (wciśniętej przez uszczelki do bryły plastikowej) przez górny otwór w bryle plastikowej. Rurka szklana zamknięta jest z jednej strony pleksiglasowym denkiem w środku którego jest wywiercony otwór $\sim 50\mu\text{m}$, a z drugiej podpiera się plastikowym tłoczkiem. (**Rys. 3.2.2**)



Rys.3.2.2 Wytwarzanie kropli.

Dla wytworzenia kropli musimy zmniejszyć objętość obszaru w którym znajduje się ciecz, co spowoduje wyrzucenie nadmiaru cieczy na zewnątrz przez otwór wyjściowy. Dokonać tego można doprowadzając impuls wysokiego napięcia (rzędu 1kV) do rurki piezoceramicznej w środku której jest umieszczona rurka szklana. Pod wpływem wysokiego napięcia piezokryształ kurczy się i ściska rurkę szklaną wyrzucając ciecz i tworząc kropelkę. W czasie wytworzenia kropli wtryskiwacz znajduje się pod wpływem pola elektrycznego środkowej elektrody pułapki. Pole elektryczne wprowadza w ruch ładunki znajdujące się w wodzie i wytwarzana kropla zostaje spolaryzowana (**Rys. 3.2.2**). W momencie oderwania się kropli od wtryskiwacza ładunki zostają rozdzielone i kropla nabywa ładunek. Znak i wielkość ładunku nabytego przez krople zależy od wielkości i znaku napięcia środkowej elektrody, które zmienia się periodycznie w czasie. Oznacza to, że dobierając odpowiedni moment wtrysku możemy sterować procesem ładowania kropli. Wielkość i znak ładunku zgromadzonego na kropli będą zależały od fazy napięcia w momencie wtrysku. Na dobranie odpowiedniej chwili wytworzenia kropli pozwala nam układ sterujący wtryskiem przedstawiony na **Rys. 3.2.3**.



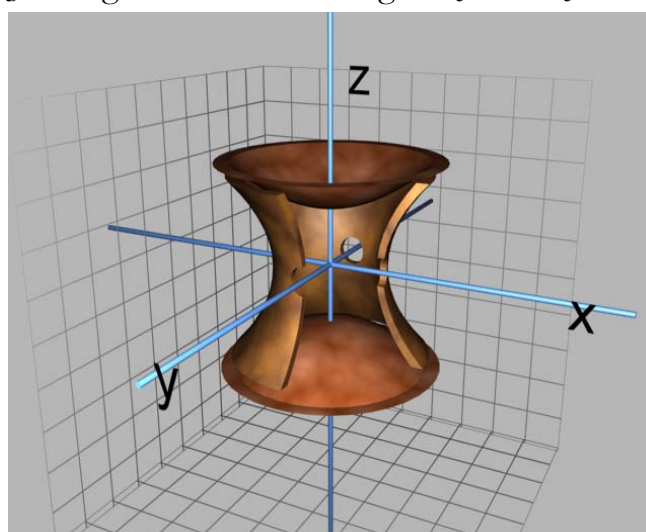
Rys. 3.2.3. Układ sterowania wtryskiwacza kropeł.

Układ sterowania składa się z detektora przejścia przez zero oraz układu opóźnienia [29; 30]. Napięcie z generatora zasilające pułapkę równocześnie doprowadzone jest do układu sterującego, w którym po przejściu przez wykrywacz zera zamienia się w dodatni prostokątny sygnał. Czyli - gdy napięcie zasilające jest dodatnie na wyjściu detektora sygnał jest dodatni, o wartości 5 V, natomiast, gdy napięcie zasilające jest ujemne sygnał wyjściowy jest zerowy. Taki układ pozwala

dokładnie określić chwilę czasu kiedy napięcie zmienia swój znak. Włączając w tej chwili układ opóźnienia ustawiamy czas po ukończeniu którego będzie wygenerowany impuls zasilający wtryskiwacz. Zmieniając czas opóźnienia możemy generować krople w dowolnej fazie napięcia.

3.3. Pułapka Paula

Pułapka Paula [31] schematycznie przedstawiona jest na **Rys. 3.3.1**. Składa się ona z trzech elektrod o kształcie hiperboloidalnym połączonych opornością $100\text{ M}\Omega$ ze źródłem napięcia zmiennego. Jedno z wyjść źródła połączone jest z elektrodą środkową, a drugie - z elektrodami górną i dolną.



Rys.3.3.1. Pułapka Paula.

Do wytwarzania pola pułapkującego i utrzymywania uwięzionej kropli w centrum geometrycznym pułapki wykorzystywane jest napięcie zmienne o wartości rzędu $2 \div 5\text{ kV}$. Tak wysokie napięcie może spowodować przebicie elektryczne, ponieważ elektrody pułapki znajdują się w atmosferze o dużej wilgotności. Dodatkowo, odległości między elektrodami są małe - na przykład między elektrodą środkową a górną odległość wynosi kilka milimetrów. By zapobiec możliwości przebicia elektrycznego do układu zasilania elektrod wprowadzone zostały oporności (o których mowa była wyżej).

W elektrodzie środkowej wykonano cztery okrągłe otwory o średnicy 2mm (rozmieszczone pod kątem 90° w płaszczyźnie XY (**Rys. 3.3.1**)) które służą do wprowadzania kropli do środka pułapki i wiązek laserowych oraz umożliwiają obserwację światła rozproszonego pod kątem prostym.

Ruch naładowanej cząsteczki umieszczonej wewnątrz pułapki Paula opisuje się równaniami [32]:

$$\begin{cases} \ddot{x} + \frac{e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)x = 0 \\ \ddot{y} + \frac{e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)y = 0 \\ \ddot{z} - \frac{2e}{mr_0^2}(U + V \cos \omega t)z = 0 \end{cases} \quad (3.3.1)$$

W polu jednorodnym część siły zależna od czasu po uśrednieniu będzie równać się zeru. Natomiast, w polu periodycznym i niejednorodnym, podobnym do pola kwadrupła, zawsze zostaje niewielka średnia siła skierowana w stronę mniejszego pola, w naszym przypadku do środka pułapki.

To znaczy, że istnieją warunki przy których kropla będzie wykonywała stabilne ruchy w pułapce bez zderzenia się z elektrodami. Reguły ruchu znajdziemy z teorii równań Matie [33]. W postaci bezwymiarowej równania te można zapisać jako:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{d\tau^2} + (a + 2q \cos 2\tau)x = 0 \\ \frac{d^2 y}{d\tau^2} + (a + 2q \cos 2\tau)y = 0 \\ \frac{d^2 z}{d\tau^2} - 2(a + 2q \cos 2\tau)z = 0 \end{cases} \quad (3.3.2)$$

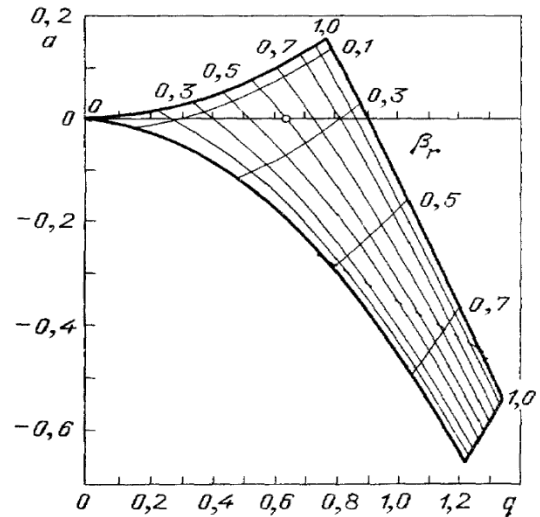
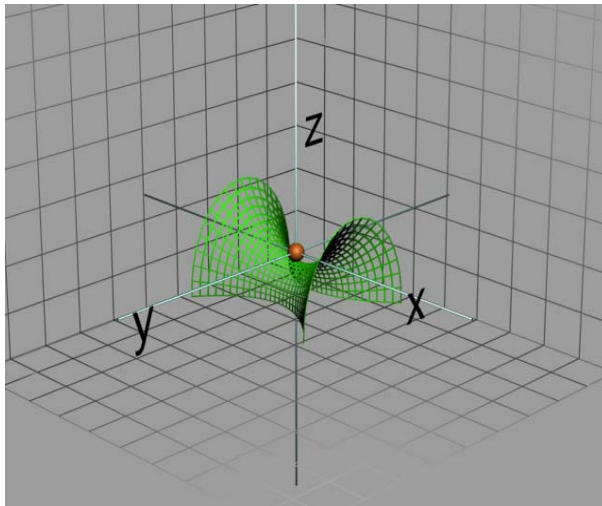
Porównując równania (3.3.2) z równaniami ruchu (3.3.1) otrzymujemy wartości współczynników a , q oraz τ w postaci:

$$a_x = a_y = -a_z = \frac{4eU}{mr_0^2 \omega^2} \quad (3.3.3)$$

$$q_x = q_y = -q_z = \frac{2eV}{mr_0^2 \omega^2} \quad (3.3.4)$$

$$\tau = \frac{\omega t}{2} \quad (3.3.5)$$

Korzystając z diagramu stabilności (**Rys. 3.3.2**) możemy wyznaczyć współczynniki a_x , a_y , a_z oraz q_x , q_y , q_z przy których kropla będzie wykonywała stabilne ruchy.



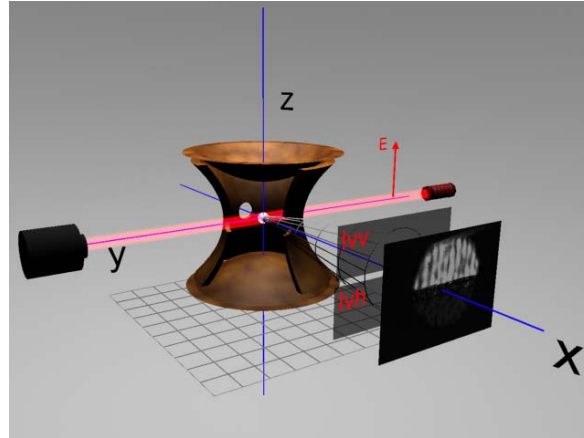
Rys. 3.3.2. Mechaniczny odpowiednik pułapki Paula oraz diagram stabilności.

Dla zilustrowania zasad działania dynamicznej stabilizacji można odwołać się do mechanicznego odpowiednika pułapki [31]. W pułapce linie ekwipotencjalne, tworzą powierzchnię o kształcie siodła pokazaną na **Rys. 3.3.2.** Jeżeli zrobić taką powierzchnię (na przykład z bryły plastikowej) i umieścić tam kulkę, to kulka będzie się znajdowała w stanie niestabilnym i stoczy się na dół. Natomiast, jeżeli zaczniemy obracać konstrukcję w płaszczyźnie x, y , ruch kulki można ustabilizować.

Przy odpowiednio dobranej prędkości kątowej (zależnej od masy kulki) kulka będzie wykonywała niewielkie ruchy wokół punktu siodłowego i może znajdować się w takim stanie przez długi czas.

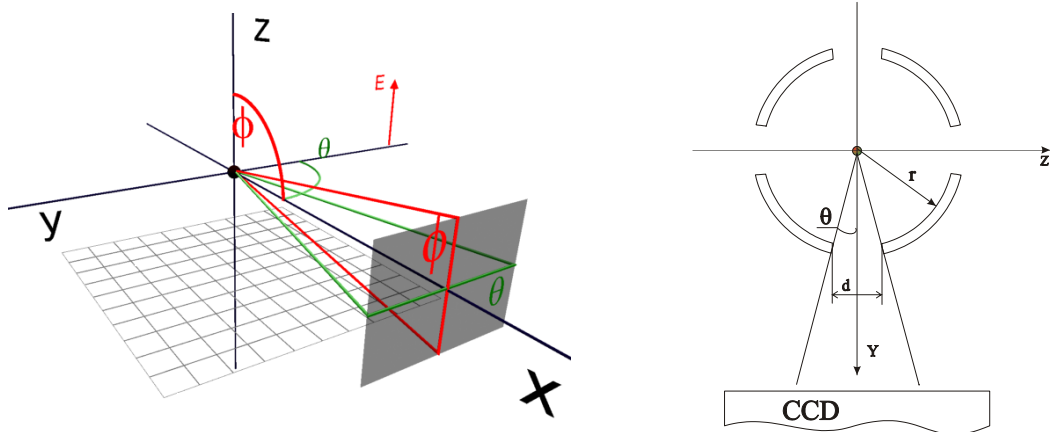
3.4. Geometria układu optycznego

Badana kropla znajduje się w środku pułapki Paula **Rys. 3.4.1.** o promieniu $r = 2.8\text{mm}$ (talia elektrody środkowej). Światło rozproszone przez krople [34] rozchodząc się we wszystkich kierunkach przechodzi przez otwór boczny elektrody o średnicy $d = 2\text{mm}$.



Rys. 3.4.1 Schemat geometrii doświadczenia, w przypadku polaryzacji

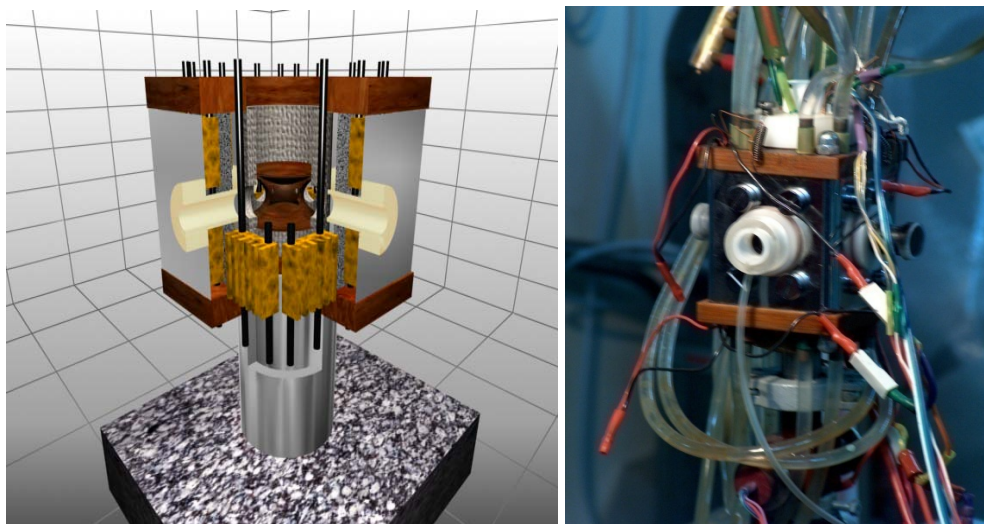
Rozchodzące się światło przechodzi przez układ polaryzatorów i następnie rejestrowane jest kamerą CCD umieszczoną pod kątem prostym względem kierunku propagacji wiązki światła. Taka geometria doświadczenia pozwala na rejestrowanie przestrzennego rozkładu intensywności rozproszonego światła w funkcji kąta θ w zakresie $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$ ($\theta = \tan^{-1} \frac{d}{2r} = 10$) oraz od kąta φ w zakresie $\varphi = 0^\circ \pm 10^\circ$ (**Rys.3.4.2**). Obecność w układzie polaryzatorów pozwala zmierzyć wartości intensywności składowej zgodnej I_{vv} oraz krzyżowej I_{vh} polaryzacji światła rozproszonego.



Rys. 3.4.2. Geometria układu pomiarowego

3.5. *Komora klimatyczna*

Ewolucja promienia kropli zależy od warunków termodynamicznych w których kropla się znajduje [26; 35; 36]. Dla przygotowania i podtrzymywania określonych przez nas warunków korzystamy z komory klimatycznej przedstawionej na **Rys.3.5.1**.



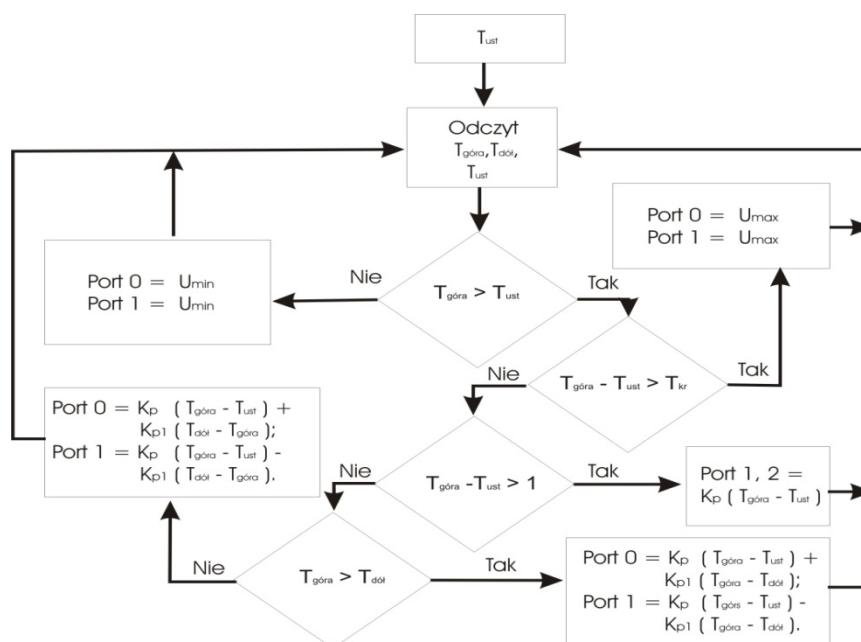
Rys. 3.5.1. Komora klimatyczna

Komora klimatyczna została wykonana z bryły aluminiowej w której wywiercono sześć otworów, cztery odpowiadające otworom w elektrodzie środkowej pułapki Paula, a dwa pozostałe służą do wprowadzenia i wyprowadzenia wilgotnego powietrza. Na zewnątrz bryły aluminiowej umieszczone są elementy Peltiera, pozwalające zmieniać temperaturę w zakresie $-30 \div +60$ stopni Celsjusza. Elementy są rozdzielone na dwie sekcje górną i dolną. Takie rozdzielenie pozwala na stworzenie lub zlikwidowanie gradientu temperatury wewnątrz komory. Chłodzenie elementów Peltiera wodą umożliwia łatwe doprowadzenie i odprowadzenie ciepła do i od układu.

Przed rozpoczęciem eksperymentu komora klimatyczna jest przedmuchiwana suchym azotem (pobieranym z ciekłego azotu) w celu likwidacji pyłów oraz wody skraplającej się wewnątrz komory klimatycznej. Następnie do komory klimatycznej wprowadza się odpowiednio przygotowane wilgotne powietrze. Wchodzi ono przez dolny otwór komory klimatycznej, wypełnia jej objętość i następnie opuszcza układ przez górny otwór. Bezpośrednio przed wstrzeleniem

kropki do pułapki przepływ wilgotnego powietrza wstrzymuje się przy pomocy zaworu rozmieszczonego w dolnej części komory klimatycznej.

Wewnątrz komory klimatycznej umieszczone są czujniki wilgotności i termopary pozwalające na odczyt odpowiednich wielkości. Sygnał z czujników doprowadza się do komputera sterującego układem, co pozwala na akwizycję mierzonych wielkości oraz reagowanie na zmiany warunków termodynamicznych według algorytmu sterującego [37; 38] (**Rys.3.5.2**).



Rys.3.5.2. Algorytm stabilizacji temperatury oraz wilgotności

Dla optymalizacji czasu ustawienia interesującej nas temperatury (powiedzmy obniżamy temperaturę od pokojowej do ustalonej mniejszej) zakres sterowania został rozdzielony na trzy obszary

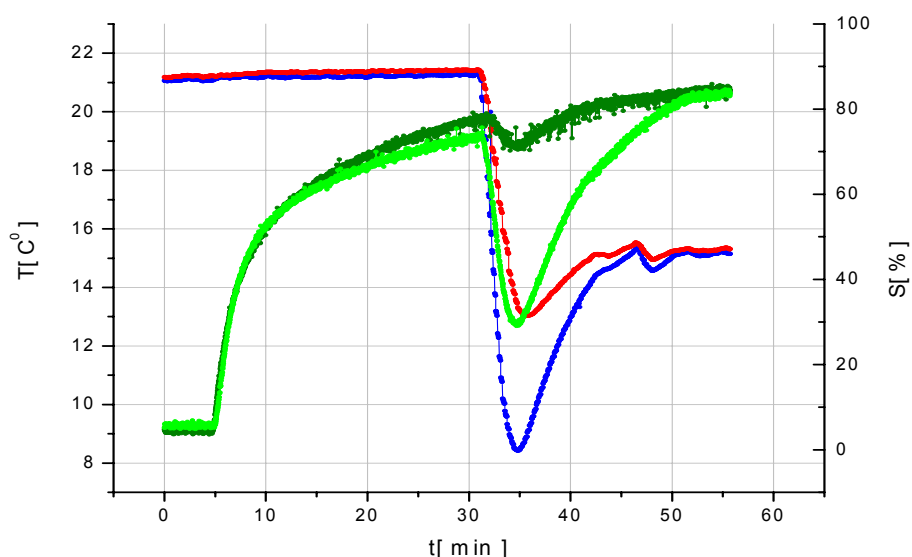
1. $T_{góra} - T_{ust} > T_{kr}$
2. $1 < T_{góra} - T_{ust} < T_{kr}$
3. $T_{góra} - T_{ust} \leq 1$

gdzie T_{ust} - ustawiana przez nas temperatura, $T_{góra}$ - temperatura odczytywana przez górną termoparę, T_{kr} - niektóra „krytyczna” różnica temperatur.

Dalej proces sterowania przebiega w następujący sposób. Ustawiamy interesującą nas temperaturę T_{ust} i uruchamiamy układ sterowania. Komputer odczytuje wartości z termopar rozmieszczonych w górnej i dolnej części komory $T_{góra}$, $T_{dół}$ i porównuje z wartością temperatury ustawionej T_{ust} . Jeżeli różnica temperatur $T_{góra} - T_{ust}$ - jest większa od wielkości „krytycznej” T_{kr} (wyznaczonej empirycznie) na

elementy Peltiera podaje się maksymalnie dopuszczalne napięcie. Układ chłodzi się z maksymalną prędkością. Kiedy $T_{\text{góraż}} - T_{\text{ust}}$ staje się mniejsze od T_{kr} i większe od 1 na elementy podaje się napięcie proporcjonalne do różnicy temperatur. W przypadku gdy $T_{\text{góraż}} - T_{\text{ust}} \leq 1$ uruchamia się proces rozdzielnego sterowania górną i dolną częścią elementów Peltiera (likwidowanie gradientu temperatur). Kiedy temperatura obniża się poniżej T_{ust} do elementów Peltiera doprowadza się minimalne napięcie wielkość którego jest dobrana tak żeby zlikwidować straty ciepła przez ścianki komory klimatycznej. Wielkość napięcia minimalnego została wyznaczona empirycznie.

Zastosowanie takiego schematu pozwala utrzymać temperaturę z dokładnością 0.1 stopnia Celsjusza. Zależność wilgotności oraz temperatury od czasu przedstawiono na **Rys 3.5.3**.



Rys. 3.5.3. Zależność temperatury T oraz wilgotności S od czasu

3.6. *Wielkości mierzone.*

Układ pomiarowy przedstawiony powyżej umożliwia dokonania pomiarów wielkości proporcjonalnej do natężenia światła rozproszonego w kąt bryłowy o polaryzacji zgodnej $I_{\text{VV}}(\theta, \varphi)$ oraz krzyżowej $I_{\text{VH}}(\theta, \varphi)$ oraz rozkład tego natężenia w zależności od kątów przestrzennych.

Korzystając z przewidywań teoretycznych, opisujących zachowanie się światła rozproszonego na obiekcie sferycznym i jednorodnym w zależności od kątów rozpraszania, promienia kropli oraz jej współczynnika załamania $I(a, n, \theta, \varphi)$, możemy na podstawie porównywania z nimi wyników doświadczalnych wyznaczyć

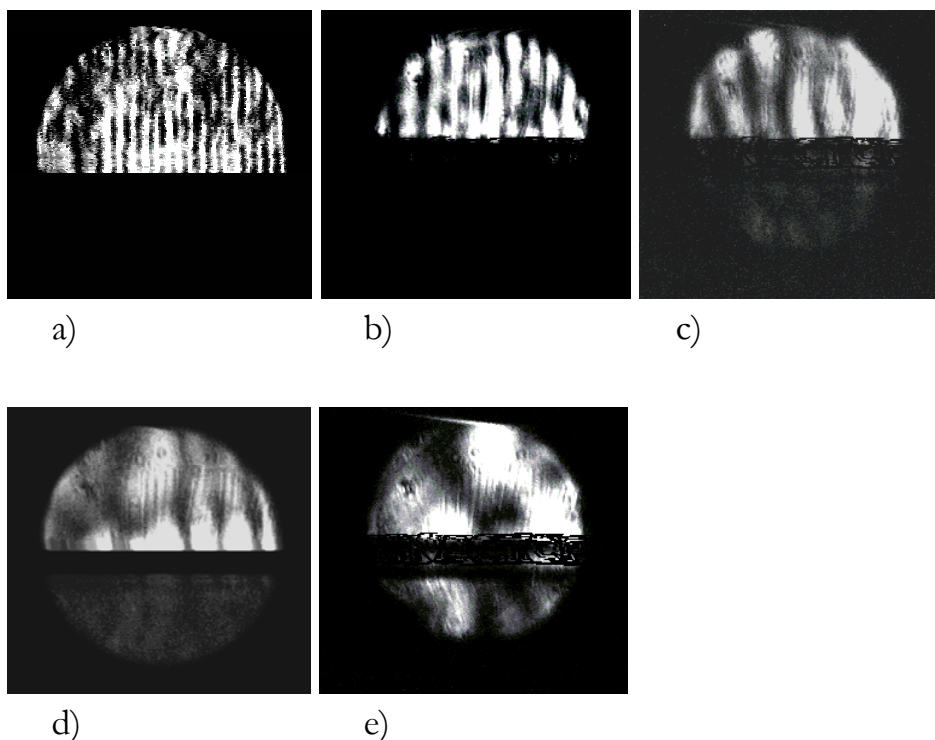
promień badanej kropli oraz otrzymać zależność efektywnego współczynnika załamania kropli od jej promienia.

3.7. Granice stosowalności teorii

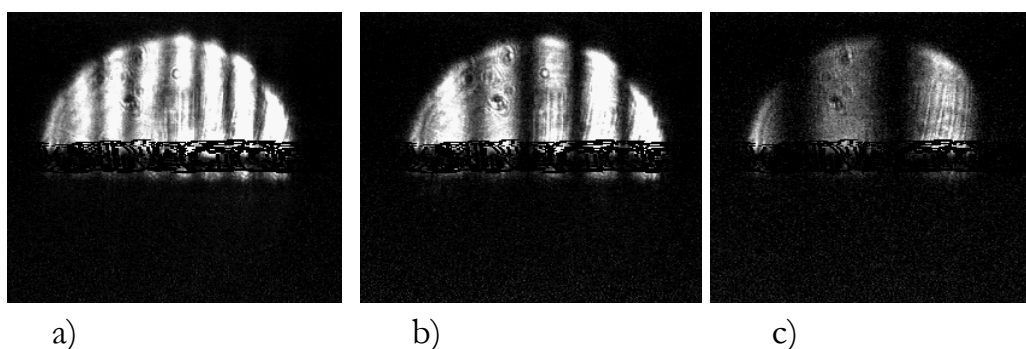
Dokonując porównania przewidywań teoretycznych z wynikiem eksperymentu musimy pamiętać o przyjętym założeniu, że badamy obiekt jednorodny. Przybliżenie to jest spełnione, gdy inkluzje wewnątrz badanego obiektu rozłożone są jednorodnie (powiedzmy: przypadkowo) oraz gdy rozmiar inkluzji jest mniejszy od długości fali świetlnej [3].

Jednak w czasie eksperymentu stosunek objętości inkluzji do objętości wody ciągle się zmienia. W procesie parowania kropla traci wodę natomiast liczba inkluzji pozostaje niezmienna, ponieważ na potrzeby niniejszej pracy użyte zostały inkluzje zbudowane z materiału który nie może parować. Dodatkowo dochodzi proces tworzenia się skupisk inkluzji [39] (agregacja). Na pewnym etapie ewolucji możemy stwierdzić że kropla już nie rozprasza światła jak obiekt jednorodny. Przejawem niejednorodności jest odstępstwo obserwowanego rozproszenia światła od teorii – np. powstanie znaczącej względem składowej zgodnej I_{VV} składowej krzyżowej natężenia I_{VH} . Można to zauważyć oglądając klatki z filmu doświadczalnego. Każda klatka filmu jest podzielona na dwa obszary w jednym widzimy prążki interferencyjne w drugim nie ma zauważalnego sygnału (**Rys.3.7.1 a i b**). Górna część jest obrazem powstałym na polaryzacji zgodnej z polaryzacją padającej na obiekt badany wiązki laserowej natomiast dolny odpowiada polaryzacji krzyżowej. Z upływem czasu pokazuje się również znaczący sygnał na polaryzacji krzyżowej – początkowo niewielki prawie niezauważalny (**Rys.3.7.1 c**), później sygnał ten osiąga poziom porównywalny z sygnałem polaryzacji zgodnej (**Rys.3.7.1 d**), aż w końcu, dodatkowo ginie obraz interferencyjny (**Rys.3.7.1 e**).

Teoria Mie nie przewiduje pojawienie się w świetle rozproszonym na jednorodnym obiekcie sferycznym światła o polaryzacji krzyżowej. Także nie pojawia się ono w doświadczeniach przeprowadzonych dla czystych cieczy (**Rys.3.7.2**). Opierając się na tej obserwacji można przyjąć kryterium stosowalności teorii do opisu rozpraszania, przyjmując, że teorię opisującą rozpraszanie na obiektach jednorodnych można używać do momentu, gdy natężenie światła na polaryzacji krzyżowej będzie stanowić znaczny procent (np. 20%) natężenia światła rozpraszanego o polaryzacji zgodnej.



Rys.3.7.1 Obraz interferencyjny kropli wody z inkluzjami. Zmiana gęstości prążków pokazuje zmniejszanie się jej promienia.



Rys.3.7.2. Obraz interferencyjny dla czystej kropli wody w różnych chwilach czasowych. Zmiana gęstości prążków pokazuje zmniejszanie się jej promienia.

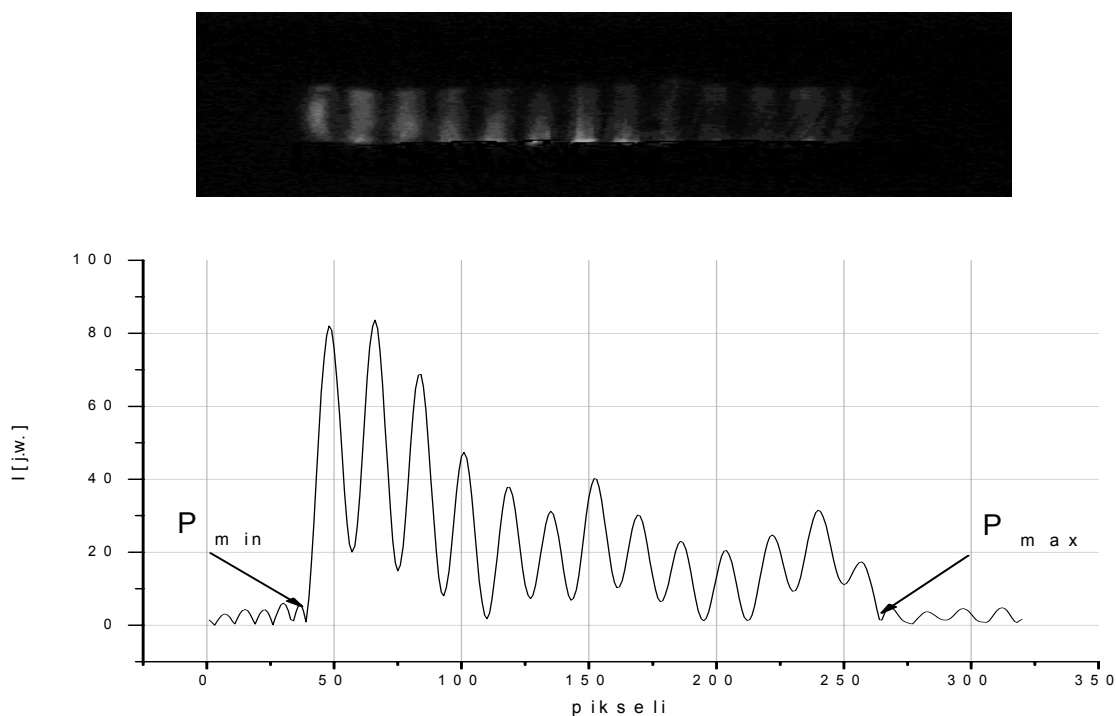
Ale nie tylko obserwacje światła na polaryzacji kryzowej pozwalają wyznaczyć obszar stosowalności teorii. Porównując obrazki otrzymane dla czystych cieczy (**Rys.3.7.2**) z obrazkami przedstawiającymi obraz interferencyjny kropli z inkluzjami (**Rys.3.7.1**) widzimy, że prążki interferencyjne ulegają zniekształceniu. Nie zmienia się ich częstotliwość przestrzenna natomiast kształt robi się coraz bardziej skomplikowany i mniej przypominający prążki. Aż w pewnym momencie prążki zamieniają się w „spekle”. Od tej chwili trudno jest wyznaczyć promień kropli metodą polegającą na wyznaczeniu częstotliwości obrazu interferencyjnego.

3.8. Wyznaczenie zmian promienia kropli w czasie

Wynikiem doświadczenia jest film, pojedyncza klatka którego zawiera obraz interferencyjny. Z porównania wyników doświadczalnych z przewidywaniami teorii Mie możemy wyznaczyć poszukiwane wielkości. Z kolei przetwarzając cały film klatka po klatce możemy otrzymać ewolucje tych wielkości w czasie.

Aby wyznaczyć promień kropli w określonej chwili czasu musimy pobrać odpowiednią klatkę z filmu, wyznaczyć dla niej rozkład intensywności rozproszonej fali świetlnej w płaszczyźnie XY jako funkcji współrzędnych odpowiednich pikseli detektora CCD [40]. Następnie korzystając z wymiarów geometrycznych pułapki (Rozdz. 3.4) oraz liniowości układu optycznego (obiektyw kamery) możemy przypisać poszczególnym pikselom odpowiednie wartości kątów θ oraz φ . Efektem tej operacji jest funkcja $I(\theta, \varphi)$ opisująca zależność intensywności od kątów przestrzennych. Umożliwia ona, w oparciu o przewidywania teoretyczne, wyznaczenie promienia kropli (Rozdz. 3.9 3.10) oraz współczynnika załamania (Rozdz. 1.4).

Analizując obraz interferencyjny przedstawiony na **Rys.3.8.1.** możemy wywnioskować, że główną rolę w wyznaczeniu parametrów kropli odgrywa zależność intensywności od kąta θ - widzimy regularne maksima oraz minima obrazu interferencyjnego- natomiast ze zmianą kąta φ obraz w zasadzie się nie zmienia.



Rys. 3.8.1. Przykładowa klatka filmu oraz rozkład intensywności.

Właściwość ta pozwala na zmniejszenie wpływu „szumu” wynikającego z niedoskonałości układu doświadczalnego poprzez uśrednienie sygnału po kącie φ . Środkowi obrazu interferencyjnego odpowiada kąt $\theta = 90$ stopni. Prawemu brzegowi obrazu odpowiada kąt $\theta_{\max} = 90 + 10$, a lewemu - $\theta_{\min} = 90 - 10$. Korzystając z liniowości układu łatwo możemy znaleźć regułę przypisywania poszczególnym pikselom odpowiednich kątów. Wiemy, że szerokość obrazu w pikselach wynosi $\Delta P = P_{\max} - P_{\min}$ ($P_{\max}$, $P_{\min}$ współrzędne pikseli na granicy obrazu) natomiast „szerokość kątowa” równa się $\Delta\theta = 20^\circ$

Z czego wynika, że poszukiwaną zależność możemy zapisać następująco:

$$\theta_i = \frac{\Delta\theta}{\Delta P} * (i - P_{\min}) - \frac{\Delta\theta}{2} + 90 \quad (3.8.1)$$

gdzie $i = 0, 1, 2, \dots, 320$ (szerokość elementu CCD)

$I(\text{Pix})$ jest przedstawiony na (**Rys.3.8.1**)

3.9. Metoda biblioteczna wyznaczenia promienia kropli

Mając intensywność jako funkcje kątów przestrzennych możemy przystąpić do poszukiwania interesujących nas wielkości używając różnych metod.

Pierwotnie była zastosowana metoda opracowana do wyznaczenia promienia kropli czystych cieczy [41]. Polega ona na bezpośrednim porównaniu przebiegów doświadczalnych $I_{\text{Exp}}(a, n)$ z przebiegami teoretycznymi $I_{\text{Teor}}(a, n, \theta)$. Metoda ta pozwala na bardzo dokładne wyznaczenie promienia kropli ($a \pm 1 \text{ nm}$). Wymaga jednak dokładnego pomiaru kąta θ , pod którym obserwujemy element obrazu interferencyjnego i znajomości wielkości współczynnika załamania materiału z którego zbudowana jest kropla. W przypadku czystych cieczy podczas całej ewolucji kropli współczynnik załamania jest wielkością stałą. Natomiast w przypadku parujących zawiesin musimy uwzględnić również zmiany współczynnika załamania wraz z promieniem.

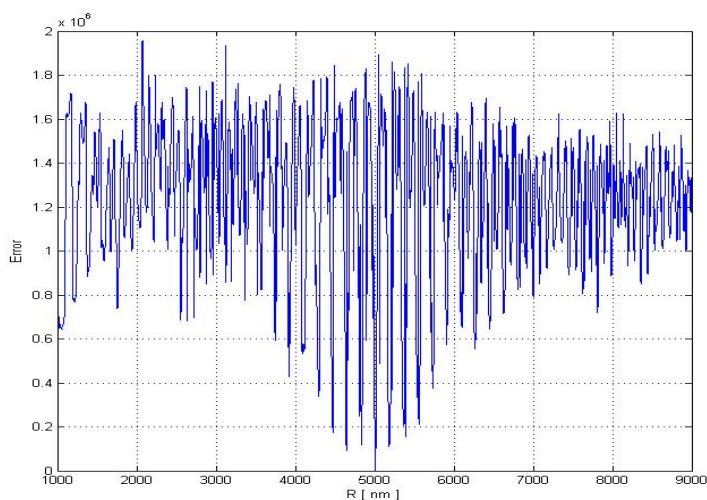
Należy pamiętać również, że sygnał doświadczalny może być jedynie proporcjonalny do sygnału teoretycznego $I_{\text{Exp}}(\theta) = k I_{\text{Teor}}(\theta)$, gdzie k - współczynnik skalowania:

$$k = \frac{\sum_{\theta} I_{\text{Teor}}(\theta) \cdot I_{\text{Exp}}(\theta)}{\sum_{\theta} I_{\text{Teor}}^2(\theta)} \quad (3.9.1)$$

Gdy sygnał teoretyczny już jest odpowiednio wyskalowany możemy ocenić rozbieżność między teorią i doświadczeniem wyliczając funkcję błędu np. [42]:

$$Dist(i) = \sum_{\theta} (I_{Exp}(\theta) - kI_{Teor}(\theta)_i)^2 \quad (3.9.2)$$

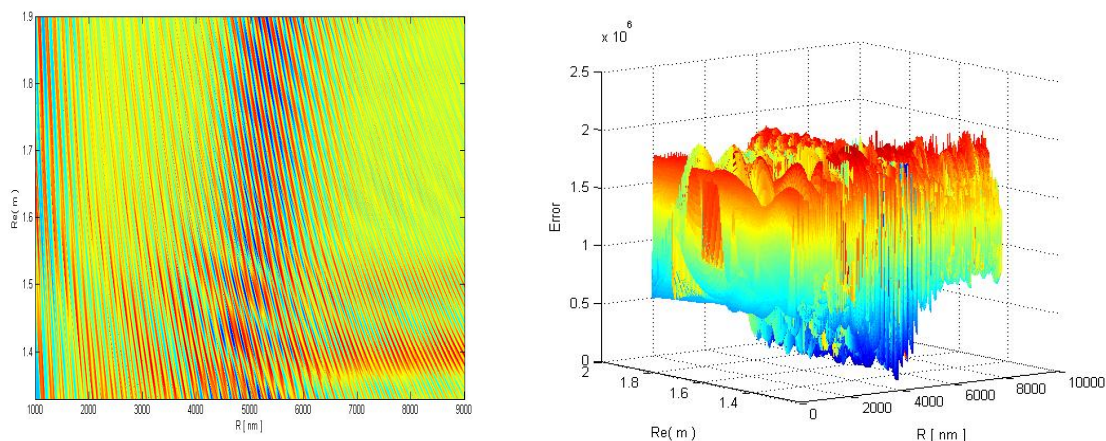
Dla czystej wody (współczynnik załamania $n = 1.33$ oraz promień $a = 5000\text{nm}$) porównanie przebiegu eksperymentalnego z biblioteką wcześniej policzonych przebiegów teoretycznych daje zależność $Dist(i)$ od numeru przebiegu bibliotecznego (wzorcowego) pokazaną na rysunku **Rys.3.9.1**. Numer elementu biblioteki odpowiada określönemu promieniowi.



Rys 3.9.1. Przebieg funkcji błędu D w zależności od promienia R . Przebiegi teoretyczne policzone zostały co 1nm.

Widać, że wartość $Dist$ ma równomierny rozrzut wartości w miejscach dalekich od poszukiwanego promienia a w miarę zbliżenia rozrzut wzrasta. W punkcie w którym $Dist$ osiąga minimum można znaleźć wartość promienia. Na **Rys. 3.9.1** wynosi on 5000nm z dokładnością do 1nm.

Przeprowadzając badania nad kroplami wody zawierającymi inkluzje musimy uwzględnić zmiany współczynnika załamania wraz z promieniem [43]. Wskutek tego biblioteka musi być dwuwymiarowa. Musi zawierać w sobie przebiegi dla różnych promieni oraz współczynników załamania. Przeszukując taką bibliotekę otrzymamy zależność pokazaną na rysunku **Rys 3.9.2**.



Rys. 3.9.2. Funkcja błędu dla dwuwymiarowej biblioteki wzorów.

Z rysunków widać, że minimum funkcji błędu jest dość dobrze określone w funkcji promienia, ale ma dużo zbliżonych wartości w funkcji współczynnika załamania. Widać, że w przypadku zmiennego współczynnika załamania określenie jego nie jest jednoznaczne. Przynajmniej w zakresie kątów obserwacji na które pozwala nasz układ pomiarowy.

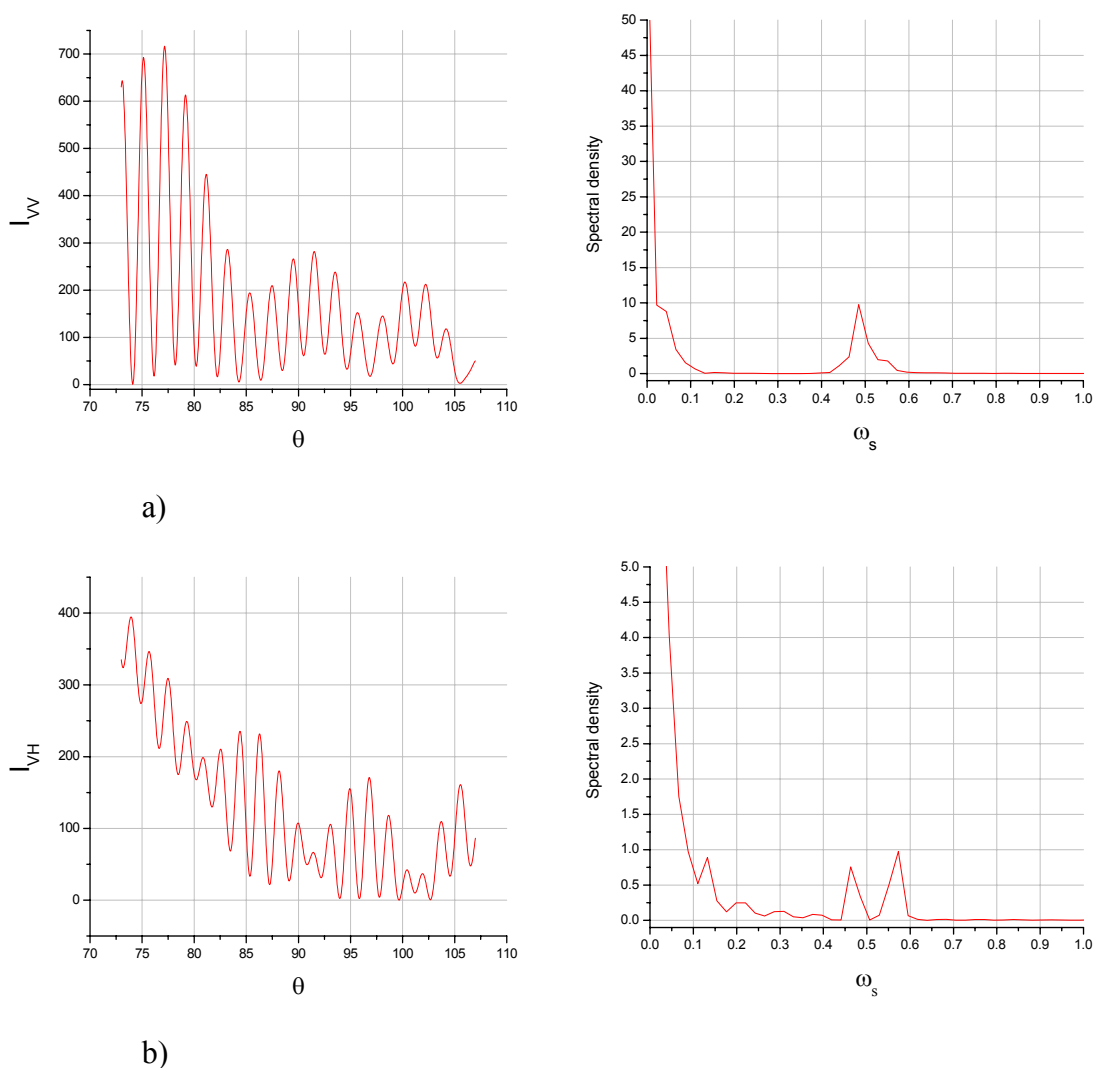
Problem staje się jeszcze bardziej skomplikowany w przypadku istnienia ruchu kropli wzdłuż elementu CCD kamery rejestrującej obraz. Ruch kropli powoduje przesunięcie maksimów i minimów interferencyjnych - taki sam efekt możemy otrzymać zmieniając wartość współczynnika załamania kropli.

3.10. Metoda FFT

Metoda biblioteczna nie pozwala jednoznacznie wyznaczyć interesujące nas parametry promień i współczynnik załamania ośrodka. Potrzebne są dodatkowe dane, najlepiej pomiar wielkości niezależnej od współczynnika załamania. Taką wielkością jest częstotliwość przestrzenna obrazu interferencyjnego obserwowanego poprzez I_{VV} . Badając teoretyczne zależności intensywności światła rozproszonego od współczynnika załamania widzimy, że położenia maksimów obrazu interferencyjnego zależą od współczynnika załamania natomiast sama częstotliwość przestrzenna nie zależy (wykonuje niewielkie przypadkowe odchylenia od wartości stałej).

Posiadając tę wiedzę można przeprowadzić prosty pomiar rozmiaru badanej kropli zliczając ilość minimów lub maksimów obrazu interferencyjnego światła rozproszonego o polaryzacji pionowej I_{VV} [44]. Badając widmo fourierowskie funkcji $I_{VV}(\theta)$ widzimy, że oprócz częstości zerowej istnieje w nim pojedyncze

maksimum (**Rys.3.10.1**). Natomiast światło o polaryzacji poziomej I_{VH} wykazuje bardziej skomplikowane zachowanie.



Rys 3.10.1. Teoretyczne zależności intensywności światła rozproszonego od kąta θ , oraz ich widma furierowskie: a) polaryzacja pionowa I_{VV} ; b) dla porównania polaryzacja pozioma I_{VH} .

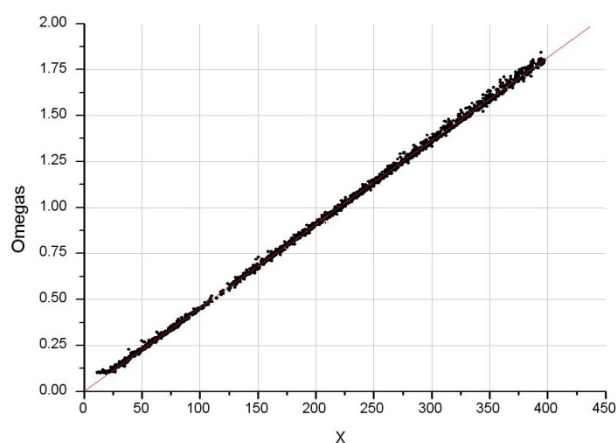
Położenie maksimum w funkcji częstości ω_s słabo zależy od współczynnika załamania substancji z której wytworzona jest kropla i liniowo zmienia się wraz ze zmianą promienia kropli:

$$\omega_s = kX \quad (3.10.1)$$

gdzie $X = \frac{2\pi a}{\lambda}$ - bezwymiarowy parametr rozmiaru, a - promień kropli, λ - długość fali świetlnej.

Znając współczynnik k i znajdując częstotliwość przestrzenną możemy natychmiast otrzymać promień kropli.

Żeby znaleźć współczynnik k korzystając z teorii Mie wyliczamy teoretyczne zależności $I(\theta)$ dla określonego zakresu kątów, współczynników załamania i promieni. Zakres kątów daje nam geometria układu pomiarowego $80^\circ \leq \theta \leq 100^\circ$. Oczekiwany rozmiar początkowy kropli znany już z poprzednich doświadczeń przeprowadzonych w tym układzie doświadczalnym. Badane krople nie osiągają promieni większych niż $30 \mu\text{m}$. Oszacować zmiany współczynnika załamania możemy znając współczynniki załamania poszczególnych składników zawiesiny. Woda ma współczynnik załamania równy 1.33 a największą wartość współczynnika 1.5 mają kulki polistyrenowe (dla długości fali świetlnej $\lambda = 632.816 \text{ nm}$). Wyliczając teoretyczne zależności $I(X, n, \theta)$ i badając widmo fourierowskie [45] tych zależności otrzymujemy zależność pokazaną na rysunku **Rys.3.10.2**:



Rys 3.10.2. Zależność częstotliwości przestrzennej od parametru rozmiaru X .

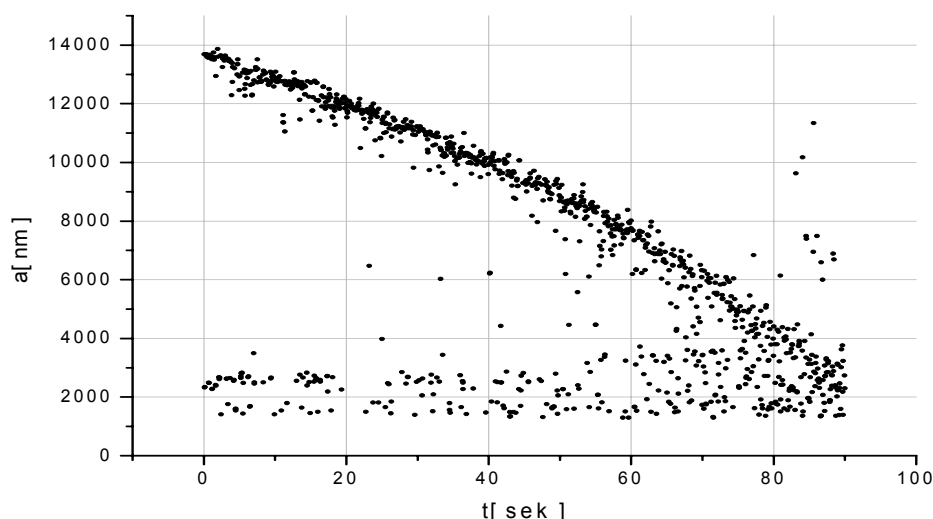
Widzimy, że ω_s zmienia się liniowo ze zmianą promienia i nieznacznie, w sposób „przypadkowy” widoczny jako rozszerzenie linii prostej, zależy od współczynnika załamania. Przeprowadzając przez wyliczone punkty linię prostą otrzymujemy potrzebny nam współczynnik zamiany częstotliwości na promień $k=4.83 \cdot 10^{-3}$.

3.11. Wynik działania metody FFT

Używając metodę FFT do wyznaczenia promienia kropli otrzymano opisane poniżej wyniki.

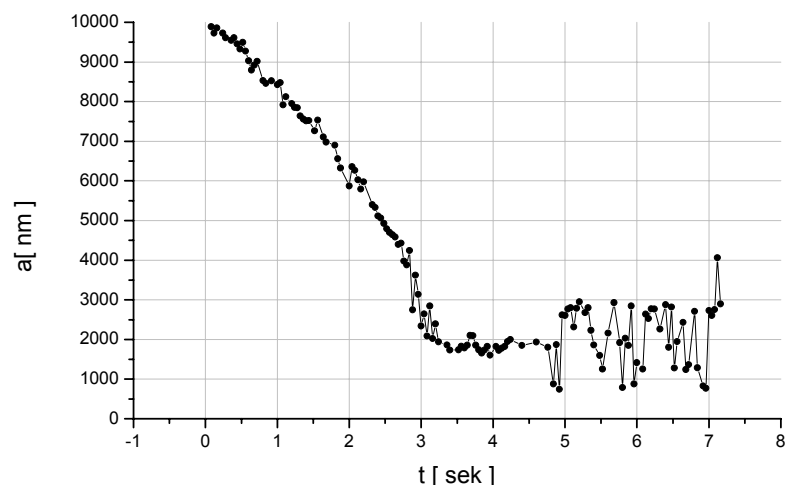
Dla kropli z dużym stężeniem inkluzji 1/20 (**Rys. 3.11.1**) otrzymana zależność promienia od czasu wykazuje duży rozrzut otrzymywanych wartości promienia od

samego początku pomiaru. Spowodowane jest to najprawdopodobniej szybkim procesem agregacji inkluzji - tworzeniem się skupisk których rozmiar jest większy od długości fali świetlnej. Kropla zawiera duże niejednorodności gęstości (choć nadal pozostaje sferyczną), dlatego na prążkach interferencyjnych pojawiają się spekle. Pojawiające się spekle zmieniają częstotliwość przestrzenną - czasami zwiększając ją. Czasami pojawienie się spekli prowadzi do zmniejszenia kontrastu (odległości między wartością maksymalną i minimalną) między sąsiednimi maksimami interferencyjnymi. W widmie fourierowskim pojawia się wtedy częstotliwość przestrzenna wywołana przez wielkość otworu bocznego pułapki. Częstotliwość ta ogranicza zakres pomiarowy. Dla kropelek o promieniu mniejszym niż 1500nm metoda ta już nie może być stosowana. Dlatego przebieg ewolucji promienia kropli jest bardzo zaszumiony.



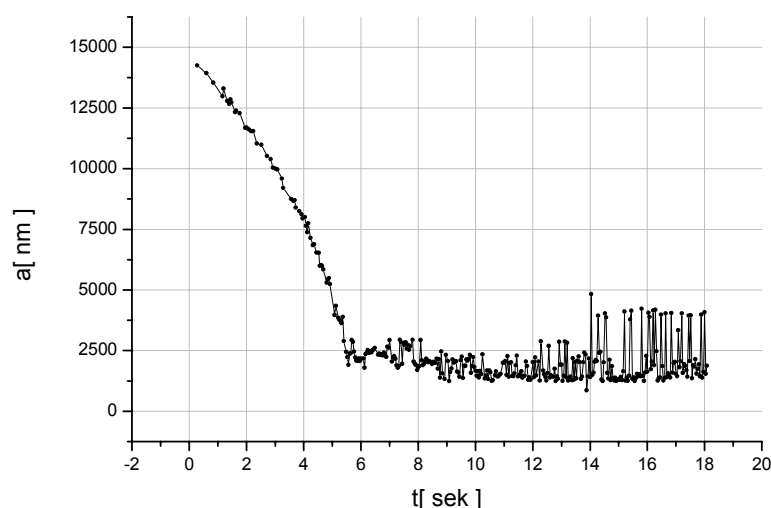
Rys 3.11.1 Duże stężenie inkluzji – zależność promienia kropli od czasu.

Dla średniego stężenia inkluzji 1/50 (**Rys.3.11.2**) widzimy że zależność promienia kropli od czasu zmienia się podobnie jak dla kropli czystej wody [26; 36] aż do momentu zatrzymania się ewolucji (zatrzymania parowania przy $a = 2000\text{nm}$). Obecność inkluzji prowadzi do stabilizacji promienia kropli (odcinek ewolucji między 3 a 5 sekundą). W 3s kropla jest sferyczna (nie ma znaczącej polaryzacji krzyżowej) i proces parowania odbywa się bardzo powoli. Po piątej sekundzie kropla wysycha. W tym momencie pojawia się duży sygnał o polaryzacji krzyżowej oraz wyznaczany promień zaczyna uzyskiwać przypadkowe wartości.



Rys.3.11.2. Średnie stężenie inkluzji - zależność promienia kropli od czasu

Przy małym stężeniu inkluzji $>1/100$ kropla ma podobny przebieg ewolucji promienia ale jest on bardziej rozciągnięty w czasie (**Rys.3.11.3**).



Rys.3.11.3 Małe stężenie - zależność promienia kropli od czasu.

3.12. Metoda wyznaczenia wartości współczynnika załamania

Wyznaczając promień kropli z częstotliwości przestrzennej obrazu interferencyjnego (Rozdz. 3.8) możemy wyznaczyć efektywny współczynnik załamania kropli n_{eff} porównując natężenia otrzymane w eksperymencie z odpowiednio przygotowanymi przewidywaniami teoretycznymi.

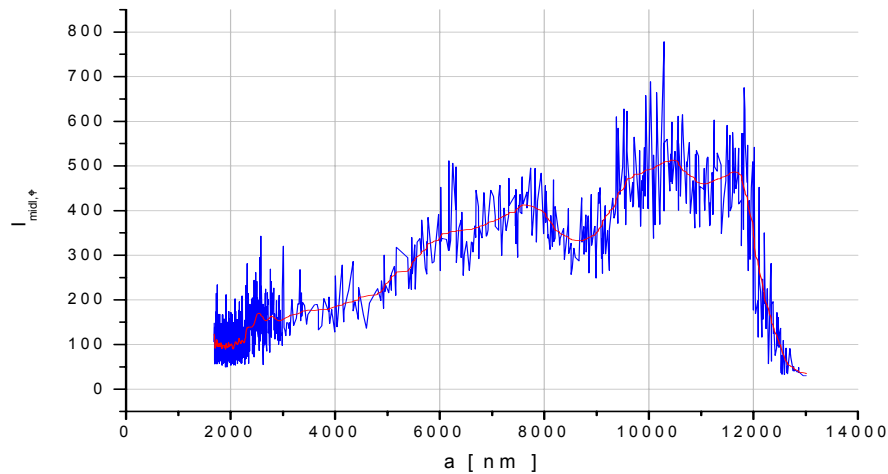
Jak zostało pokazane w (Rozdz. 3.9.), wartość efektywnego współczynnika załamania nie da się wyznaczyć z bezpośredniego porównania przestrzennego

rozkładu natężenia (przynajmniej w naszym zakresie kątów obserwacji). Natomiast możemy to zrobić poprzez porównanie wartości średniego natężenia rozproszonego w kąt bryłowy ograniczony bocznym otworem środkowego pierścienia pułapki z przewidywaniami teoretycznymi. Natężenie światła rozproszonego przez krople, w odróżnieniu od rozkładu przestrzennego natężenia, w równym stopniu zależy tak od promienia kropli jak i od współczynnika załamania materiału z którego ona jest zbudowana.

Uśredniając natężenie po kątach θ, φ (Rozdz. 3.4) otrzymamy $I_{midl,\Omega}(a, n_{eff})$ - uśrednione natężenie jako funkcję promienia kropli a oraz efektywnego współczynnika załamania n_{eff} (**Rys. 3.12.1**)

$$I_{midl,\Omega}(a, n) = \frac{1}{N_{\theta} N_{\phi}} \sum_{\theta=0}^{100} \sum_{\phi=0}^{10} I_{exp}(a, n_{eff}, \theta, \phi) \quad (3.12.1)$$

gdzie N_{θ} oraz N_{ϕ} ilość punktów wybranych dla odpowiednich kątów.



Rys. 3.12.1. Zależność intensywności $I_{midl,\Omega}(a, n)$ od promienia kropli -niebieska linia.

Uśredniona intensywność $\langle I_{midl,\Omega}(\langle a \rangle, n_{eff}) \rangle$ - czerwona linia (przykładowy przebieg)

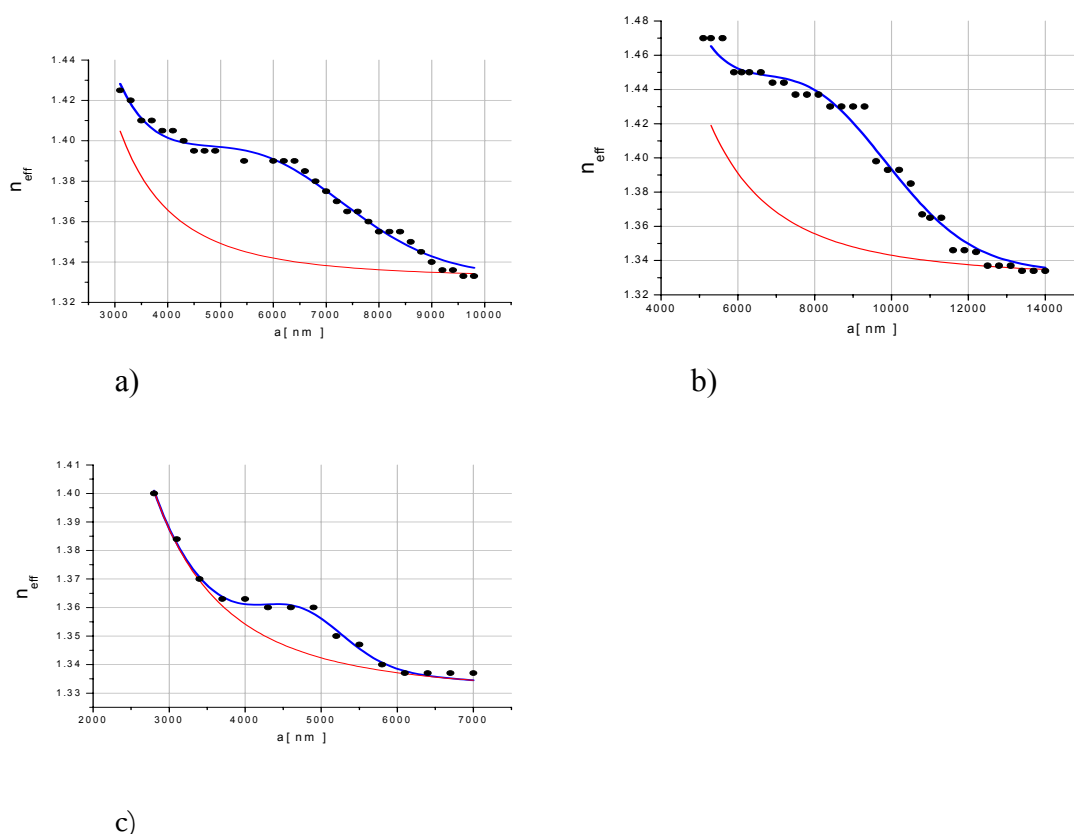
Jak widać na (**Rys. 3.12.1**) otrzymane natężenie podlega szybkim oscylacjom. Więc popełniając niewielki błąd w wyznaczeniu promienia możemy popełnić duży błąd przy dopasowaniu efektywnego współczynnika załamania. Dlatego celem wygładzenia przebiegu dodatkowo uśredniamy otrzymane wyniki. Uśredniając natężenie w niewielkim zakresie promieni ($\Delta a \approx 200 \text{ nm}$ wyznaczony empirycznie) otrzymujemy w miarę gładką zależność natężenia od promienia. Następnie - porównując wyniki z przewidywaniami teoretycznymi dopasowujemy efektywny

współczynnik załamania w zależności od promienia kropli (z krokiem promienia 200nm), zakładając, że wartość początkowego współczynnika załamania jest znana.

Jak pokazano na rysunku (**Rys. 3.12.1.**) intensywność światła rozproszonego gwałtownie wzrasta na odcinku 13000nm - 11900nm. Wzrost ten jest spowodowany wchodzeniem kropli w wiązkę laserową. Odcinek ten nie był uwzględniany przy opracowaniu wyników.

3.13. Wyniki doświadczenia: efektywny współczynnik załamania

Stosując powyżej opisaną metodę wyznaczania współczynnika załamania otrzymujemy wartości efektywnego współczynnika załamania w funkcji promienia kropli, charakterystyczne przebiegi których pokazane są na **Rys. 3.13.1.** Widać że ewolucja współczynnika załamania nie jest funkcją mieszania się objętości inkluzji z objętością wody. Stosunek objętości wody do objętości inkluzji jest funkcją monotoniczną. Natomiast wynik eksperymentu wykazuje zachowanie rezonansowe. Skąd mogą pochodzić takie rezonanse?

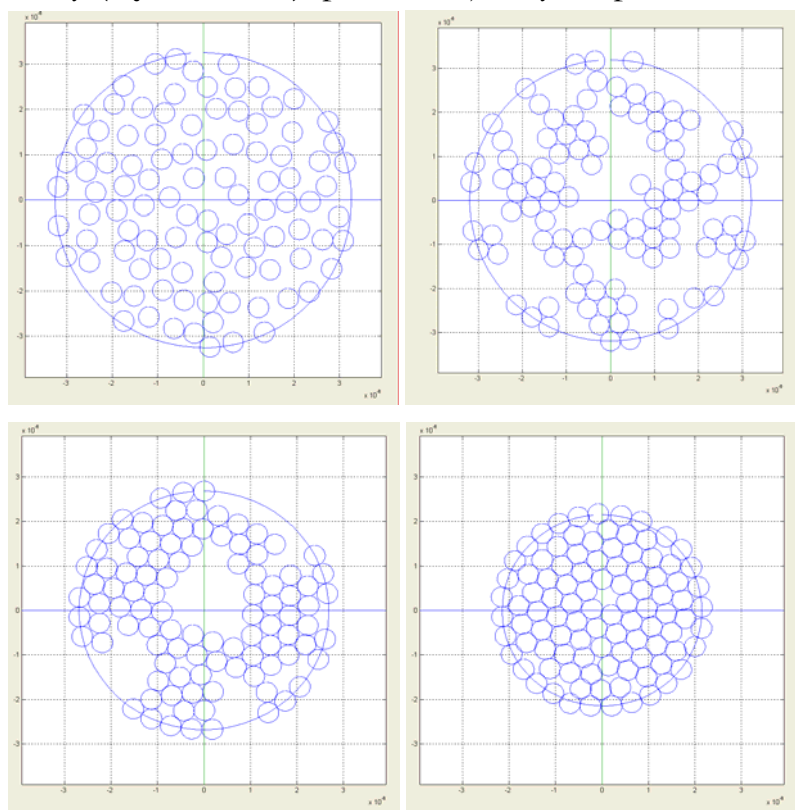


Rys. 3.13.1. Ewolucja współczynnika załamania: a) krzemionka 300nm b) polistyren 200nm c) krzemionka 450 nm

Prawdopodobnie źródłem powstania rezonansów są rezonanse strukturalne pola lokalnego (Rozdz. 1.4). Obecne w objętości kropli inkluzje tworzą skupiska o

różnorodnych kształtach które z upływem czasu zostają uporządkowane przez przesuwającą się powierzchnię kropli.

Dla wizualizacji i lepszego zrozumienia zjawiska stworzony został dwuwymiarowy model zachowania się inkluzji wewnątrz parującej kropli (Rozdz. 1.6). Przykładowy rozkład inkluzji w różnych chwilach czasu pokazany jest na **Rys. 3.13.2**. W chwili początkowej widzimy przypadkowy rozkład inkluzji który z upływem czasu robi się co raz bardziej uporządkowany. W środkowym etapie ewolucji widoczne jest powstanie zamkniętych struktur. W chwilach, gdy średnica takiej struktury jest wielokrotnością długości fali obserwujemy wzrost wydajności rozpraszania. Takiego efektu możemy spodziewać się obserwując parowanie rzeczywistej kropli. Na początku ewolucji kropla zawiera prawie czystą wodę. Na środkowym etapie - gdy zawartość wody i inkluzji robi się porównywalna, powstające między inkluzjami obszary wypełnione wodą tworzą „wnęki rezonansowe” które z upływem czasu (w miarę wyparowywania wody) przestają być dopasowane do rezonansu. W końcu ewolucji - wartość współczynnika załamania wraca do przebiegu wynikającego z mieszania się objętości inkluzji i wody (**Rys.3.13.1 c**), podobnie jak było opisano w Rozdz. 1.4 [17].



Rys. 3.13.2. Powstanie wnęk.

3.14. Depolaryzacja.

Jak było opisano wyżej, (Rozdz. 3.7.) jednorodny sferyczny obiekt nie zmienia stanu polaryzacji światła przez niego rozproszonego przy obserwacji światła rozproszonego pod kątem prostym do wiązki padającej. Pojawienie się sygnału o polaryzacji odmiennej od polaryzacji wiązki padającej jest możliwe w różnych przypadkach. Na przykład, kropla może zmienić kształt (stracić sferyczność, wyciągnąć się wzdłuż jakiejś osi) [46]. Rozproszona przez taki obiekt fala elektromagnetyczna będzie mieć obróconą o pewien kąt polaryzację w stosunku do kierunku polaryzacji fali padającej. Jeżeli zniekształcona w taki sposób kropla zacznie poruszać się w polu pułapki elektromagnetycznej to polaryzacja fali świetlnej rozproszonej przez taki obiekt zacznie osiągać przypadkowe wartości, czyli światło rozproszone będzie zdepolaryzowane. Prawdopodobnie mamy do czynienia z podobną sytuacją pod koniec ewolucji promienia kropli wody z inkluzjami. Pod koniec ewolucji inkluzje wypełniają prawie całą objętość kropli wskutek czego jej powierzchnia (granica rozdziału woda – powietrze) zostaje zniekształcona. Oglądając klatki z filmu doświadczalnego widzimy, że w takiej sytuacji sygnał depolaryzacji jest duży (porównywalny z sygnałem polaryzacji zgodnej).

Z drugiej strony do depolaryzacji światła rozproszonego może także doprowadzić proces wielokrotnego odbicia. Wiadomo, że pojedyncze odbicie światła nie prowadzi do jego depolaryzacji [47]. Natomiast wszelkiego rodzaju wielokrotne odbicia prowadzą do pewnego stopnia depolaryzacji światła rozproszonego. Prowadząc badania nad parującą kroplą wody z inkluzjami możemy spodziewać się sygnału depolaryzacji znacznie wcześniej niż zajdzie zniekształcenie badanej kropli. Kropla może być jeszcze sferyczna jednak w jej wnętrzu inkluzji mogą rozmieścić się w taki sposób, że staje się możliwym wielokrotne odbicie wiązki padającej. Ponieważ światło rozpraszając się na inkluzjach wewnątrz kropli będzie odczuwać znacznie mniejszy kontrast współczynnika załamania (współczynnik załamania inkluzji jest zbliżony do współczynnika załamania wody) oraz będzie miało znacznie mniejszą powierzchnie rozpraszającą, w tym wypadku możemy się spodziewać depolaryzacji znacznie słabszej niż w przypadku depolaryzacji przy rozpraszaniu na zniekształconym obiekcie. Natomiast, możemy oczekiwać wzrostu tego sygnału w momencie gdy inkluzje zaczną wydostawać się na powierzchnie kropli.

Stopień depolaryzacji światła rozproszonego pochodzący od wielokrotnego odbicia jest proporcjonalny do funkcji korelacji gęstości (rozkładu fluktuacji

gęstości wewnątrz kropli). Jednak musimy pamiętać o tym, że dla przynajmniej dwukrotnego odbicia w przestrzeni muszą znaleźć się dwa obszary z podobnymi fluktuacjami gęstości. Czyli natężenie światła zdepolaryzowanego powinno być proporcjonalne do funkcji korelacji gęstości drugiego rzędu.

3.15. Podsumowanie

Podsumowując wyniki otrzymane w naszym doświadczeniu można powiedzieć że:

- do opisu rozpraszania światła na kropli wody z inkluzjami (na obiekcie niejednorodnym - rozmiary niejednorodności są mniejsze od długości fali świetlnej) może być wykorzystana teora Mie, opisująca rozpraszanie światła na jednorodnym obiekcie kulistym. Granicą stosowalności tej teorii jest sygnał obserwowany na polaryzacji krzyżowej. Gdy natężenie światła rozproszonego o polaryzacji zgodnej jest porównywalne z sygnałem o polaryzacji krzyżowej teoria Mie nie może być stosowana.
- Zależność doświadczalna współczynnika załamania kropli z inkluzjami od promienia kropli nie jest monotoniczna. W pewnych obszarach ewolucji współczynnik ten wykazuje zachowanie rezonansowe. Powstanie rezonansów wskazuje na to, że odległości między inkluzjami są wielokrotnością długości fali świetlnej. Czyli światło rozproszone niesie w sobie informacji o wewnętrznej strukturze kropli.
- Zaobserwowany na polaryzacji krzyżowej sygnał świadczy o zniekształceniu się powierzchni kropli podczas wyparowywania wody wskutek kształtowania się „nierównej” powierzchni zbudowanej z inkluzji.
- Dla dokładniejszego zbadania zachodzącego zjawiska, depolaryzacji światła na fluktuacjach gęstości, jest konieczne rozbudowanie układu pomiarowego. Układ ma być wyposażony w znacznie czulszą kamerę CCD, oraz źródło światła laserowego o krótszej długości fali świetlnej.

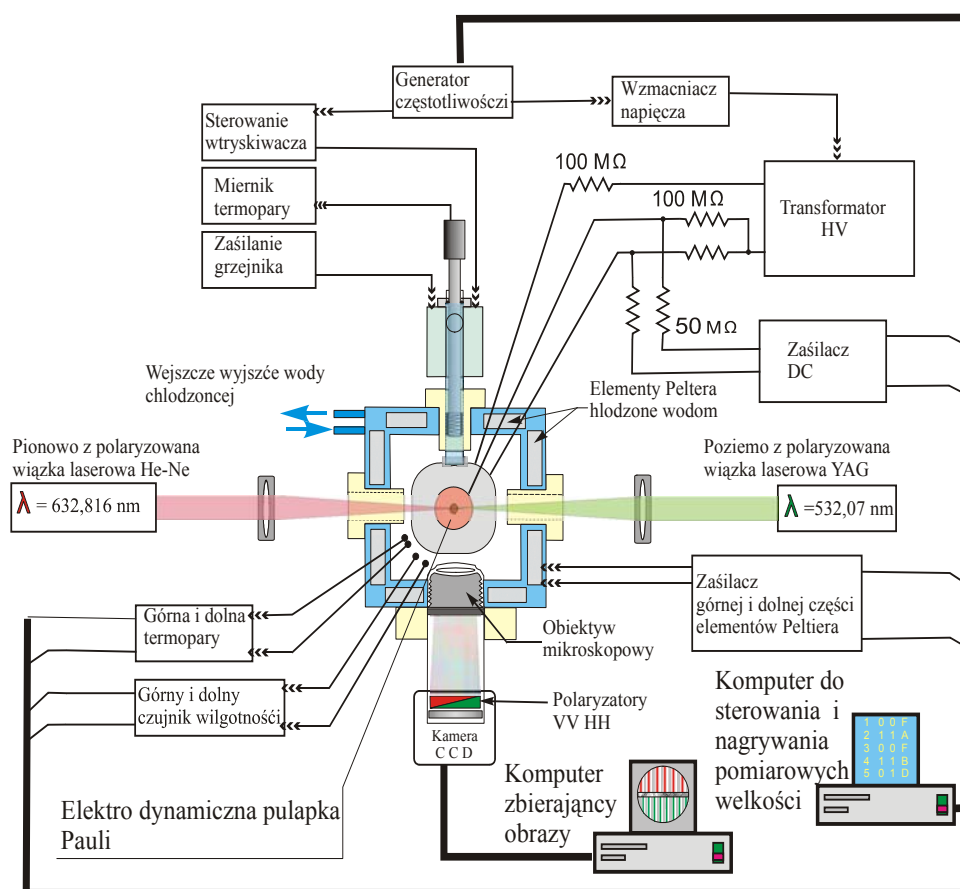
4. Doświadczenie (małe stężenie)

4.1. Rozbudowa układu

Dla dokładniejszego zbadania zjawiska depolaryzacji światła rozproszonego zaszła potrzeba modyfikacji układu pomiarowego. Wprowadzenie do układu lasera ND:YAG o krótszej długości fali (532.07nm) pozwoliło na obserwację inkluzji o mniejszym promieniu. Wprowadzenie nowej, kolorowej kamery CCD o 12 bitowym przetworniku pozwoliło nie tylko odczytywać słabsze sygnały a także rozdzielić sygnały pochodzące od dwóch różnych laserów.

Sygnał pochodzący od rozpraszania pionowo spolaryzowanego światła laserowego na długości fali $\lambda=632,8\text{nm}$ (laser He-Ne) został wykorzystany do pomiaru promienia badanej kropli. Natomiast sygnał pochodzący od rozpraszania poziomo spolaryzowanego światła, pochodzącego z lasera ND:YAG, został wykorzystany do pomiaru właściwości optycznych badanej kropli.

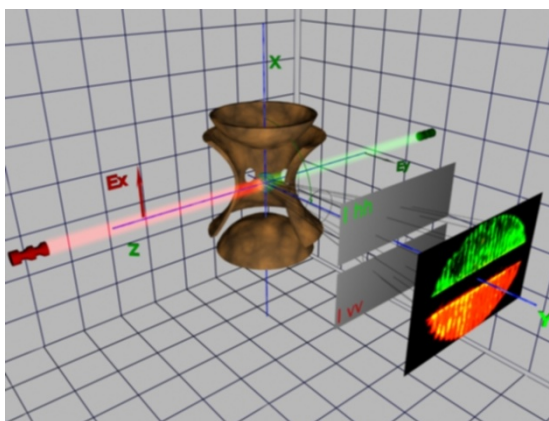
Zmodyfikowany układ pomiarowy przedstawiony jest schematycznie na Rys.4.1.1.



Rys. 4.1.1. Schemat układu pomiarowego.

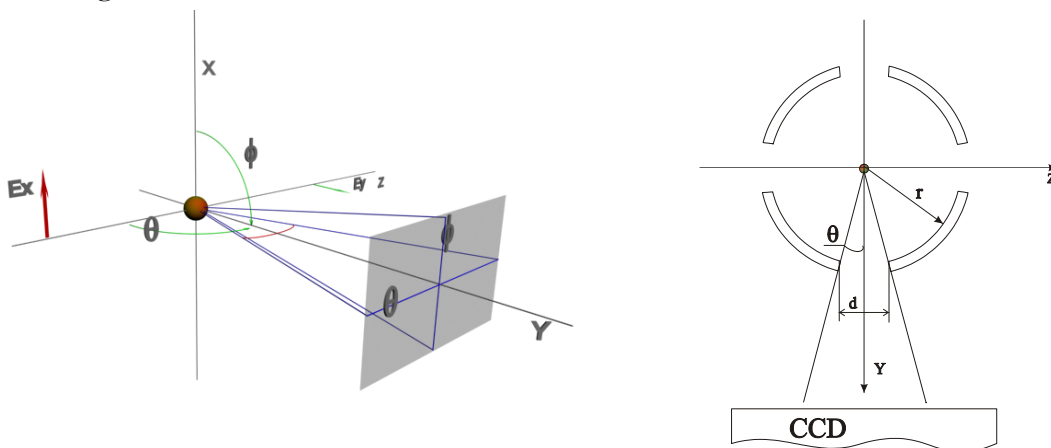
4.2. Geometria doświadczenia

Przyczyną zmiany geometrii doświadczenia stało się wprowadzenie do układu pomiarowego dodatkowej wiązki światła laserowego (**Rys. 4.2.1**).



Rys. 4.2.1 Schemat geometrii doświadczenia.

Rozproszone pod kątem prostym światło laserowe przechodzi przez układ polaryzatorów przepuszczających światło spolaryzowane we wzajemnie prostopadłych kierunkach i rejestrowane jest światłoczułym elementem kamery CCD. Kąt obserwacji pionowo spolaryzowanego światła czerwonego ($\lambda=632,8\text{nm}$, pochodzące z lasera He-Ne) wynosi więc $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$. Natomiast dla poziomo spolaryzowanego światła zielonego ($\lambda=532,07\text{nm}$, pochodzące z lasera ND:YAG) kamera znajduje się pod kątem 270 stopni. Zakres kątów obserwacji został taki sam jak w poprzednim układzie doświadczalnym, czyli $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$ ($\theta = 270^\circ \pm 10^\circ$) $\varphi = 0^\circ \pm 10^\circ$ (**Rys.4.2.2**) Obecność polaryzatorów pozwala zmierzyć wartości intensywności składowych zgodnych (I_{VV} - światło czerwone, I_{HH} - światło zielone) oraz krzyżowych (I_{VH} - światło czerwone, I_{HV} - światło zielone) światła rozproszonego.



Rys. 4.2.2 Geometria układu pomiarowego

4.3. *Wielkości mierzone.*

W doświadczeniu mierzona jest ewolucja intensywności rozpraszanego światła w funkcji kąta, dla dwu wiązek światła laserowego i dwu polaryzacji. Otrzymane dane służą do wyznaczenia ewolucji poszczególnych wielkości fizycznych:

$I_{VV}(\theta)$ – kątowa zależność intensywności światła laserowego rozproszonego przez krople o polaryzacji zgodnej z polaryzacją pionowo spolaryzowanego światła padającego ($\lambda = 632.816\text{nm}$), która służy do wyznaczania promienia optycznego kropli (θ – kąt równikowy);

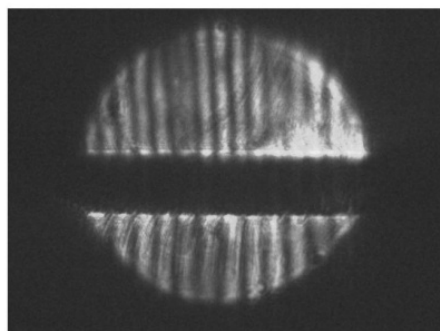
I_{VH} , I_{HV} – scalkowane po kątach przestrzennych (θ , φ – kąt biegunowy) intensywności światła na polaryzacjach krzyżowych (depolaryzacja) które zawierają w sobie informację o fluktuacjach gęstości, gładkości powierzchni oraz symetrii badanego obiektu;

I_{HH} - scalkowana po kątach przestrzennych (θ, φ) intensywność rozproszonego przez krople światła o polaryzacji zgodnej z polaryzacją poziomo spolaryzowanego światła padającego ($\lambda = 532.07\text{nm}$) która służy do wyznaczenia współczynnika załamania.

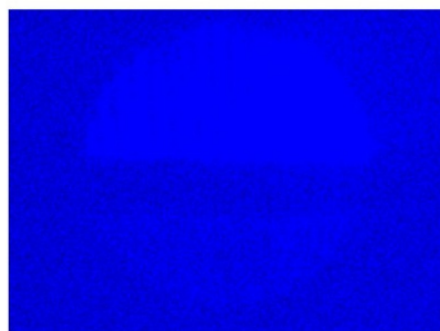
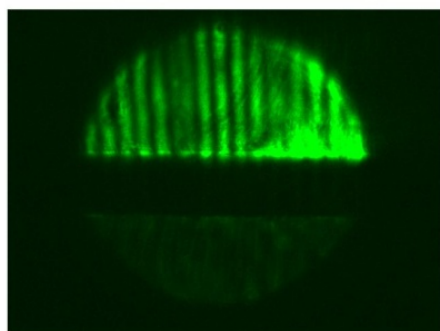
4.4. *Akwizycja danych*

Obraz interferencyjny odczytywany z kolorowej kamery CCD „PixelFly” [48] z częstotliwością 40 klatek na sekundę przetwarza się w odpowiednią macierz o wymiarach [640 x 480] 12 bitowych wielkości (czyli zmieniających się w zakresie $\{0; 2^{12}\}$). Wymiar macierzy odpowiada rozmiarowi elementu CCD w pikselach. Wielkości zawarte w macierzy są proporcjonalne do intensywności światła rozproszonego na badanym obiekcie. Zero odpowiada minimalnej intensywności oraz wartość $2^{12} = 4096$ - maksymalnej. W takiej postaci dane są przekazywane do komputera gdzie podlegają dalszej obróbce.

Element CCD jest wyposażony w filtr RGB (**Rys.4.4.2**), czyli każdy piksel elementu posiada odpowiedni „czerwony”, „zielony” lub „niebieski” filtr. Wyposażenie elementu CCD w kolorowe filtry pozwala nam rozdzielić intensywności światła rozproszonego, pochodzącego od laserów o dwóch różnych długościach fali świetlnej (czerwony - 632.816nm, zielony - 532.07nm). Dokonać tego możemy używając algorytmu pozwalającego na przetworzenie pikseli fizycznych na „wirtualne” kolorowe (**Rys. 4.4.2**). W wyniku działania algorytmu otrzymamy macierz o wymiarach [640×480×3], gdzie trzeci wymiar odpowiada kolorowi. Przykładowa klatka filmu pokazana jest na **Rys. 4.4.1**.



a) klatka przesyłana kamerą b) „czerwony” kanał

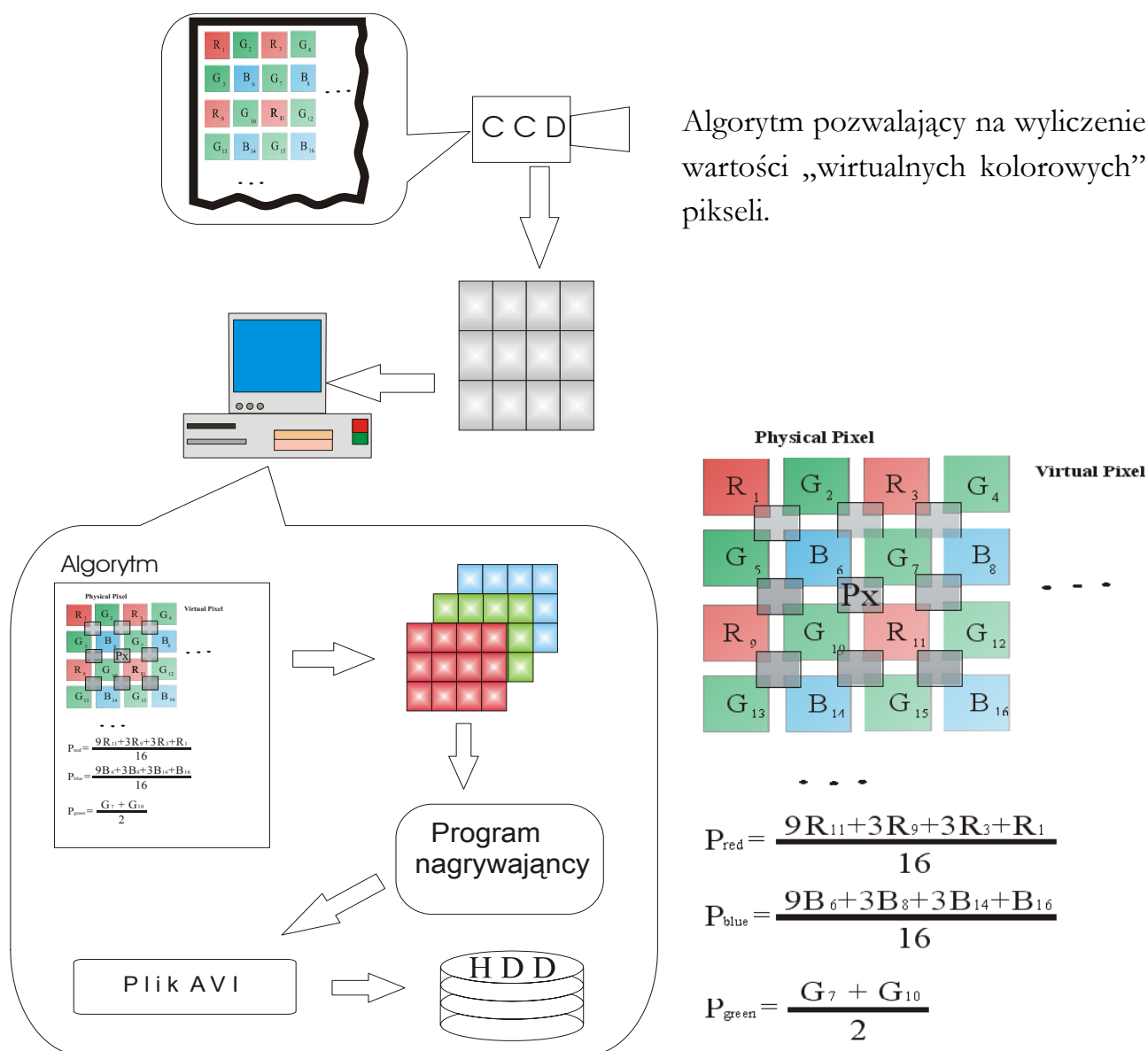


c) „zielony” kanał d) „niebieski” kanał

Rys.4.4.1. Klatka przesyłana przez kamerę cyfrową do komputera oraz obrazy otrzymane w poszczególnych kanałach kolorowych.

Przetworzone w taki sposób dane nagrywają się na dysku twardym komputera w postaci pliku *.avi.

Równocześnie są zapisywane (trzy pomiary na sekundę) w odpowiednim pliku *.dat wielkości mierzonych temperatur i wilgotności wewnątrz komory klimatycznej.



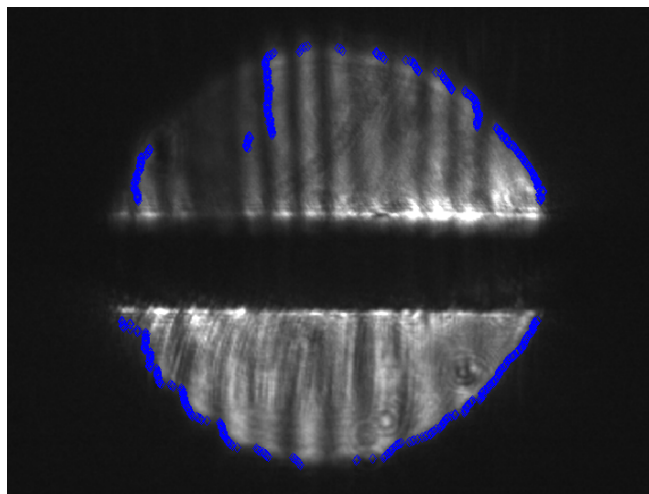
Rys. 4.4.2. Schemat pobierania i zgromadzenia danych pomiarowych. Przykład obrazu interferencyjnego.

4.5. Pomiar.

Pojedyncza klatka filmu *.avi, nagrany na dysku twardym komputera, zawiera informacje o przestrzennej zależności (w określonym kącie bryłowym patrz Rozdz. 4.2) intensywności światła rozproszonego przez badaną kroplę. Stosując odpowiednie metody numeryczne z każdej klatki możemy wyznaczyć zależności

intensywności od odpowiednich kątów przestrzennych dla zgodnych ($I_{VV}(\theta, \varphi)$ $I_{HH}(\theta, \varphi)$) oraz krzyżowych ($I_{VH}(\theta, \varphi)$ $I_{HV}(\theta, \varphi)$) polaryzacji światła rozproszonego. Przetworzone w taki sposób klatki filmu tworzą ewolucje mierzonych wielkości w czasie.

Obraz interferencyjny nagrany za pomocą kamery cyfrowej nie wypełnia całej klatki filmu (**Rys. 4.5.1**) ponieważ jest ograniczony kółkiem odpowiadającym granicy otworu wyjściowego średniej elektrody pułapki. Dodatkowo jest rozdzielony na dwa obszary, w których są rejestrowane intensywności światła rozproszonego o polaryzacjach zgodnej oraz skrzyżowanej. Dlatego żeby dokonać analizy danych doświadczalnych musimy najpierw wyznaczyć interesujący nas obszar z którego dane te zostaną odczytane.



Rys.4.5.1. Wyznaczenie granicy obrazu. Ruch kropli

4.6. Wyznaczenie granicy obrazu interferencyjnego

Pierwszy krok który musimy zrobić to nauczyć komputer znajdować granice całego badanego obszaru. Robimy to w następujący sposób.

Wyliczamy średnią wartość poziomu sygnału i średnią wartość poziomu tła (odczytując klatkę przed wstrzeleniem kropli). Dalej porównujemy wartości elementów macierzy w kolejnych wierszach zaczynając od lewego górnego rogu z wartością poprzednio wyliczonego średniego sygnału. Jeżeli wartość elementu macierzy jest mniejsza od wartości średniej sygnału to traktujemy ją jako tło i bierzemy następny element. Jeżeli większa – traktujemy ją jako sygnał pochodzący od światła rozproszonego oraz notujemy współrzędne tego elementu i zaczynamy przeglądać ten wiersz od drugiego końca. Powtarzając tę czynność dla wszystkich

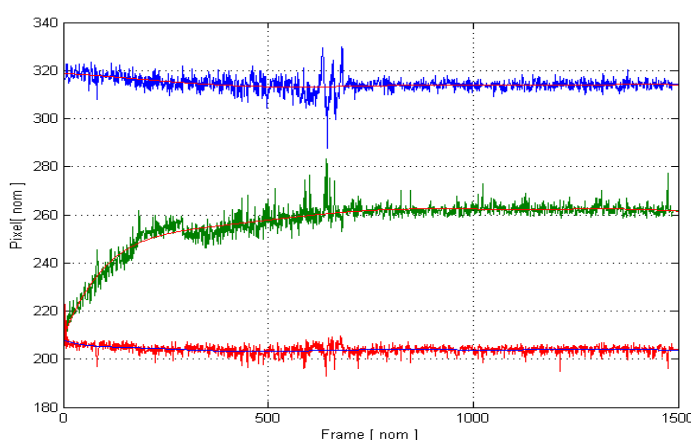
wierszy otrzymujemy w naszych notatkach współrzędne granicy obrazu. Granica ta nie posiada niestety kształtu okręgu (**Rys.4.5.1** niebieskie punkty).

Sytuację możemy poprawić przez dopasowanie okręgu do otrzymanej przez nas granicy. Dokonać tego możemy za pomocą odnalezienia minimum funkcji:

$$F(i, j) = \left(\sum_n \sqrt{(j_n - j_0)^2 + (i_n - i_0)^2} - r \right)^2 \quad (4.6.1)$$

gdzie i_0 i j_0 - współrzędne środka poszukiwanego koła a r jego promień. i_n, j_n - współrzędne granicy.

Powtarzając tę czynność dla kolejnych klatek otrzymamy zmiany promienia r oraz położenia środka okręgu i_n, j_n w czasie (**Rys 4.6.1**).



Rys. 4.6.1 Zależności przesunięcia środka apertury (i, j linia niebieska oraz zielona) oraz jej promienia (r linia czerwona) od numeru klatki.

Analizując otrzymane zależności położenia środka oraz promienia okręgu w czasie możemy stwierdzić, że kropla wykonuje ruch wewnątrz pułapki. Linia zielona na **Rys. 4.6.1** wyraźnie pokazuje proces parowania kropli. Kropla wstrzelona do pułapki na początku ewolucji ma „dużą” masę i na skutek działania siły grawitacyjnej ustawia się w punkcie który znajduje się „niżej” minimum studni pseudopotencjalnej. W trakcie parowania kropla traci swoją masę robi się lżejsza i przybliża się do minimum studni pseudo potencjalnej. W celu zilustrowania działania procedury wyznaczenia granicy obrazu doświadczenie zostało wykonane z odłączonym układem stabilizacji położenia kropli (na górną i dolną elektrody nie było podawane odpowiednie stałe napięcie likwidujące działanie siły grawitacji).

Informacja o ruchu granicy obrazu pokazującego ruch kropli, jest nam potrzebna do ustalenia momentu w którym możemy rozpocząć pomiar interesujących nas wielkości. Ruch kropli wpływa bowiem na intensywność światła rozproszonego – kropla wchodzi i wychodzi z obszaru oświetlonego wiązką

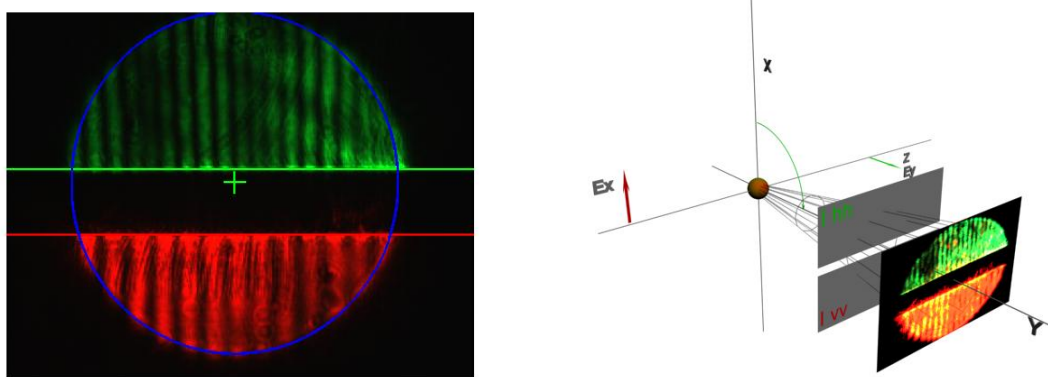
laserową. Obserwowane intensywności zmieniają się wtedy wskutek zmiany intensywności światła padającego na kroplę, a nie wskutek zmian właściwości optycznych kropli.

4.7. *Pomiar I_{VV} , I_{VH} , I_{HH} , I_{HV} .*

Przed kamerą CCD ustawione są polaryzatory (Rozdz. 4.2) za pomocą których można analizować zawartość światła na polaryzacjach zgodnych oraz krzyżowych (dla dwóch długości fali światła padającego) w świetle rozproszonym.

Klatka pobrana z filmu *.avi, zawiera w sobie informacje o zachowaniu światła rozproszonego dla dwu barw zielonej ($\lambda=532.07$) i czerwonej ($\lambda=6232.816$). Każdy z kanałów kolorowych jest rozdzielony na dwa obszary, w jednym obserwujemy polaryzację zgodną, w drugim krzyżową.

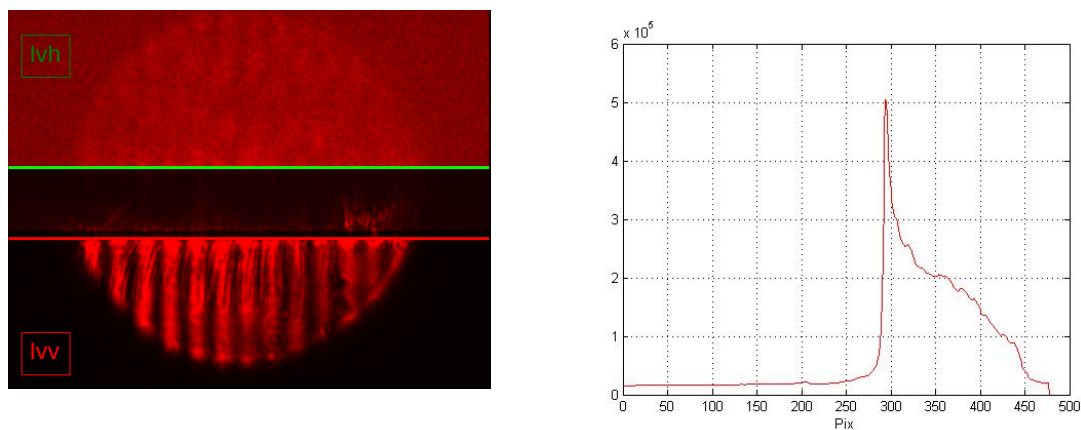
Dla pomiaru wielkości średniej intensywności światła rozproszonego na polaryzacji zgodnej wyznaczamy interesujący nas obszar: sumujemy wszystkie elementy w liniach klatki w wyniku czego otrzymujemy wektor, maksymalny element którego określa granicę polaryzatora (granica polaryzatora znajduje się w pobliżu kąta $\varphi = 0$, pod tym kątem intensywność sygnału na danej polaryzacji jest maksymalna; dodatkowo sygnał wzmacnia się z powodu dyfrakcji na granicy polaryzatora)(**Rys. 4.7.1**).



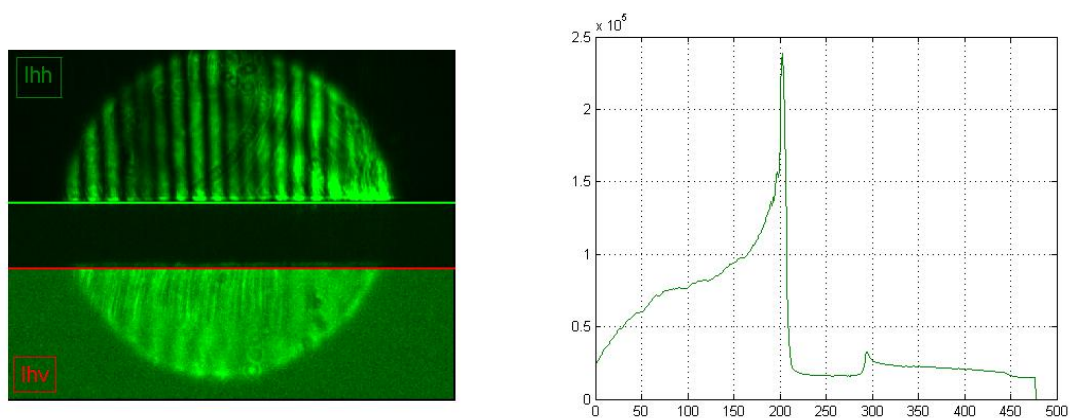
Rys.4.7.1. Klatka filmu z wyznaczoną granicą i obszarami o różnych polaryzacjach

Mając z poprzedniej procedury (Rozdz. 4.6) promień i położenie środka apertury, uśredniamy wszystkie wartości intensywności od granicy kółka do linii granicy polaryzatora (**Rys. 4.7.2**). Taką samą czynność powtarzamy dla „zielonego kanału” (**Rys. 4.7.3**) w wyniku czego otrzymujemy cztery interesujące nas wielkości

$I_v, I_{vb}, I_{bb}, I_{bv}$. Powtarzając tę czynność dla kolejnych klatek otrzymujemy zależności intensywności światła od czasu.



Rys.4.7.2. Klatka filmu przedstawiająca „czerwony kanał”



Rys.4.7.3. Klatka filmu przedstawiająca „zielony kanał”

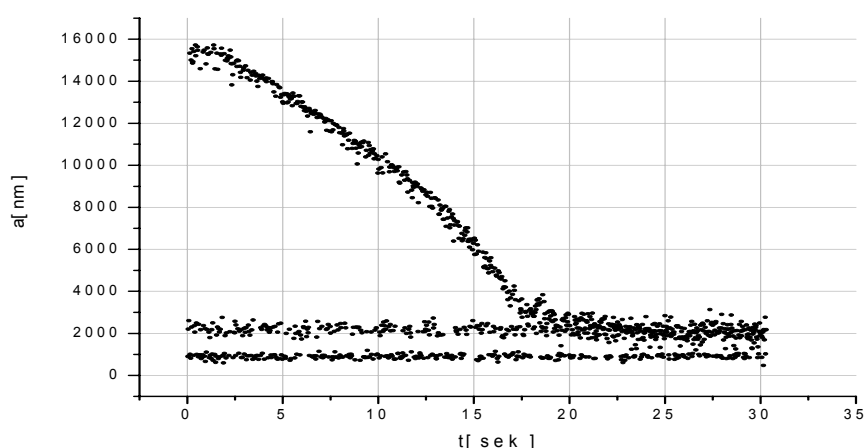
4.8. Przypisywanie kątów

Ze względu na zmiany geometrii doświadczenia nieco zmieniła się procedura przypisywania kątów poszczególnym pikselom. Procedura jest taka sama jak dla starego układu tylko trzeba pamiętać o tym że dla lasera zielonego kąt wynosi nie 90 a 270 stopni.

4.9. Zmodyfikowana metoda FFT

Ze względu na zastosowanie nowej kamery wideo o znacznie większej czułości również zmodyfikowane zostały metody numeryczne.

Zaproponowana w [25] metoda wyznaczania wartości promienia kropli dla czystych cieczy dała dobre wyniki. Dla zwiększenia dokładności pomiaru autorzy proponują dopasowanie do maksimum częstotliwości przestrzennej funkcji Gausa. Korzystając z zaproponowanej przez autorów [25] metody napisany został program pozwalający na wyznaczenie promienia kropli. Jednak zastosowana do kropeł wody z inkluzjami metoda ta nie zawsze daje dobry wynik. Obecność w objętości kropli inkluzji prowadzi do pojawienia się tak zwanych „spekli” w obrazie interferencyjnym w pewnych momentach ewolucji promienia. Obecność spekli prowadzi do pojawienia się dodatkowych częstotliwości przestrzennych albo oświetlenia całego otworu bocznego pułapki (zmniejsza się kontrast) w wyniku czego „zaszumiony” zostaje cały przebieg promienia (przykładowy przebieg przedstawiony jest na **Rys.4.9.1**).

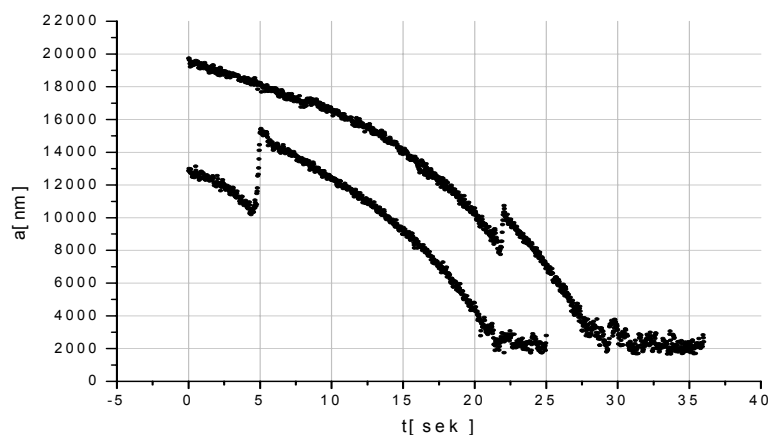


Rys.4.9.1. Ewolucja promienia kropli z inkluzjami o promieniu $a = 225\text{nm}$ (1/100)

Punkty skupione wokół promienia $\sim 2000\text{nm}$ odpowiadają częstotliwości przestrzennej w przypadku gdy przez otwór elektrody widoczny jest jeden prążek interferencyjny.

Pozbyć się tych punktów możemy wprowadzając „okienko” śledzące przesunięcia częstotliwości „głównej”.

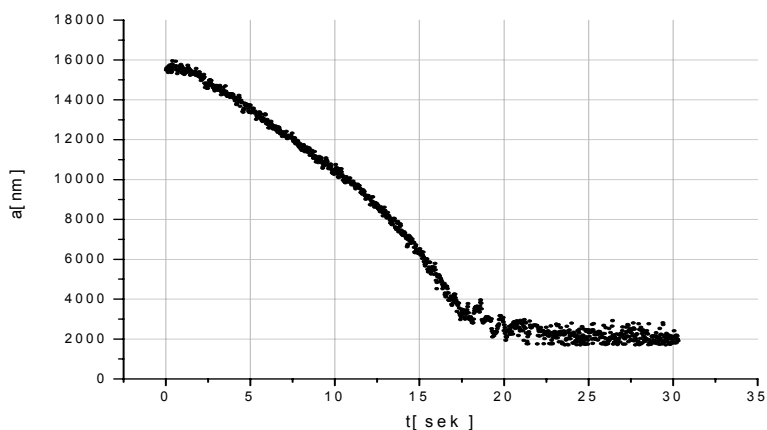
Przebieg ewolucji promienia kropli jest funkcją gładką, o ile kropla nie eksploduje albo nie zderzy się z inną kroplą. Takie wydarzenia będą widoczne jako gwałtowna zmiana promienia (**Rys.4.9.2**).



Rys.4.9.2. Skokowa zmiana promienia kropli podczas zderzenia z inną kroplą

Pojawienie się dodatkowych maksimów może zostać wyeliminowane i nie wpływa na wyznaczenie promienia.

W tym celu w chwili początkowej, kiedy jeszcze nie ma spekli, należy ograniczyć pik częstotliwości głównej okienkiem które będzie przesuwane wraz z nią. Poza granicą okienka nie prowadzono analizy pików. Wynik działania procedury „z okienkiem” jest pokazany na **Rys.4.9.3**.

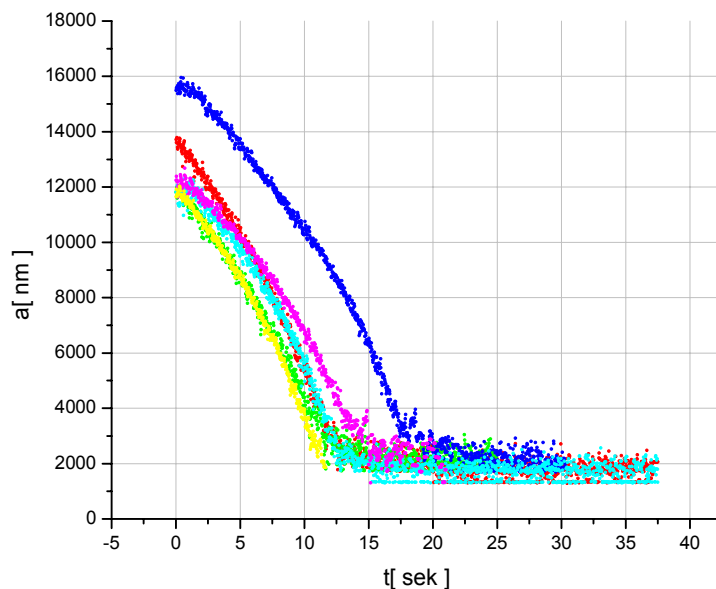


Rys.4.9.3. Ewolucja promienia kropli z inkluzjami o promieniu $a = 225\text{nm}$ (1/100)

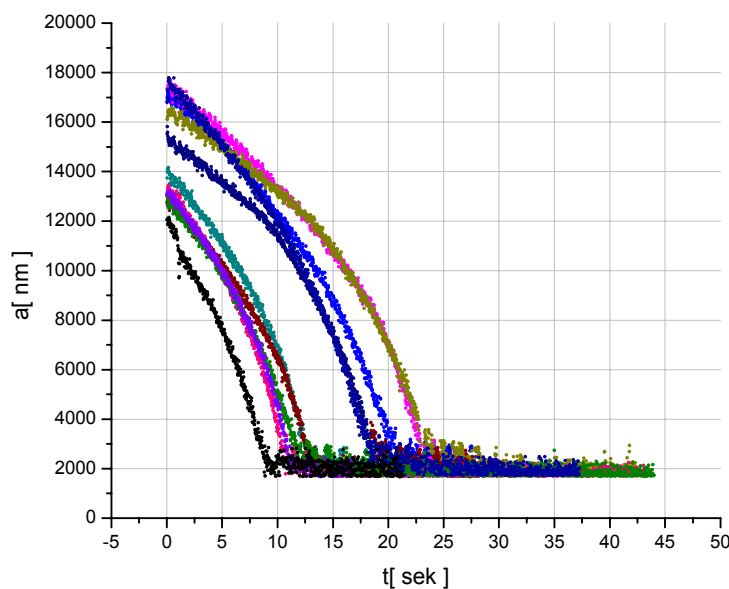
Korzystając z takiej metody możemy wyznaczyć promień z dokładnością do 10%.

4.10. Wynik działania metody FFT

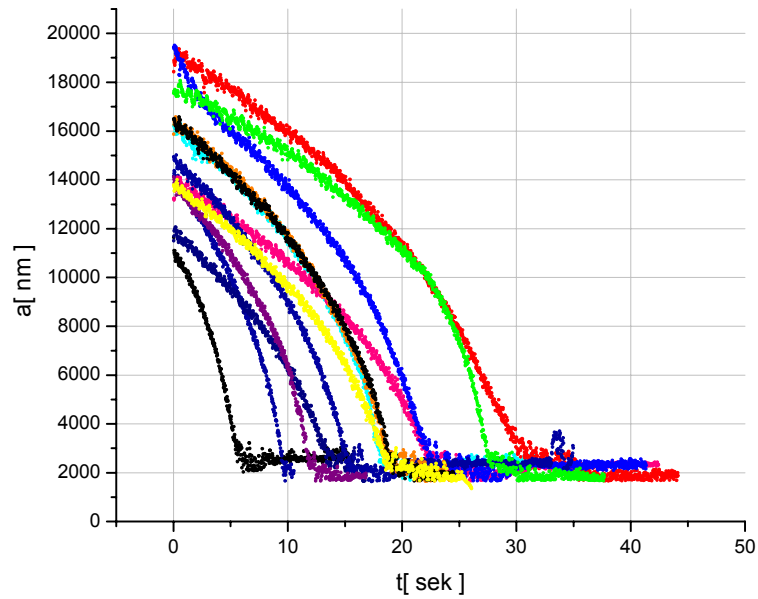
Otrzymane za pomocą tej metody doświadczalne zależności czasowe promienia kropli pokazane są na **Rys. 4.10.1. - 4.10.5**



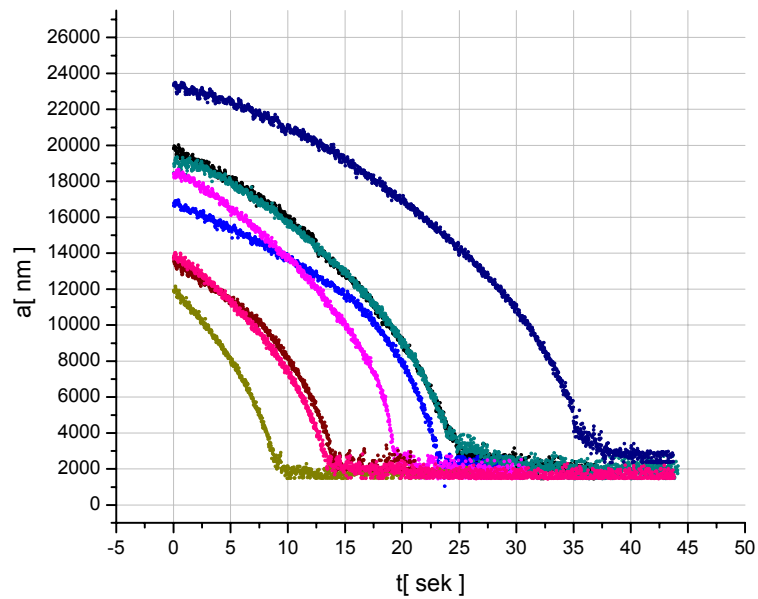
Rys. 4.10.1 Ewolucja promienia dla kropli wody z krzemionkowymi inkluzjami o promieniu $a = 225\text{nm}$ temperaturze otoczenia 15 stopni Celsjusza przy ciśnieniu atmosferycznym $P = 1005\text{ hPa}$ oraz wilgotności $S = 0.94$ dla różnych kropli.



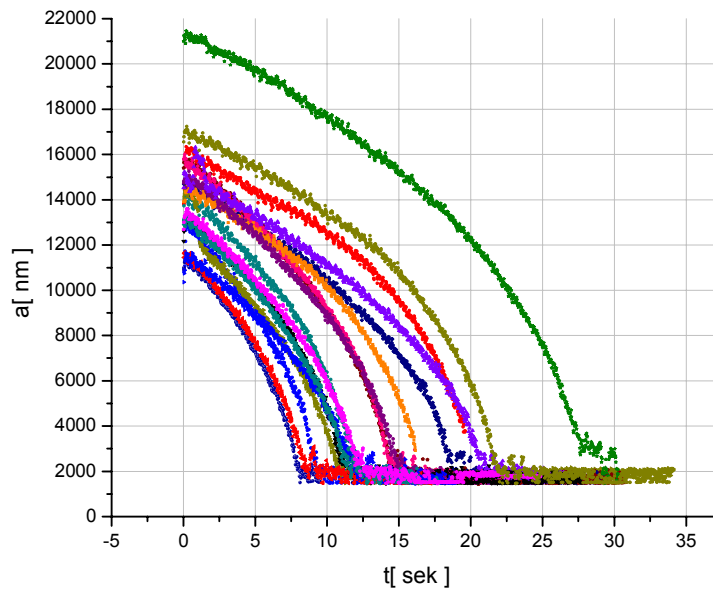
Rys. 4.10.2. Zbiór ewolucji promienia dla kropel wody z polistyrenowymi inkluzjami o promieniu $a = 100\text{nm}$ temperaturze otoczenia 15 stopni Celsjusza przy ciśnieniu atmosferycznym $P = 1005\text{ hPa}$ oraz wilgotności $S = 0.94$



Rys. 4.10.3. Ewolucji promienia dla kropli wody z fulerenami w temperaturze otoczenia 15 stopni Celsjusza przy ciśnieniu atmosferycznym $P = 994$ hPa oraz wilgotności $S = 0.94$ dla różnych kropli.



Rys. 4.10.4. Ewolucji promienia dla kropli wody z krzemionkowymi inkluzjami o promieniu $a = 225$ nm oraz fulerenami w temperaturze otoczenia 15 stopni Celsjusza przy ciśnieniu atmosferycznym $P = 1002$ hPa oraz wilgotności $S = 0.94$ ($1/2$) dla różnych kropli.



Rys. 4.10.5. Ewolucja promienia dla kroplel wody z polistyrenowymi inkluzjami o promieniu $a = 100\text{nm}$ temperaturze otoczenia 15 stopni Celsjusza przy ciŹnieniu atmosferycznym $P = 997\text{ hPa}$ oraz wilgotnoŹci $S = 0.94$ dla rŹwnych kroplel.

Na rysunkach (4.10.1 – 4.10.5) przedstawione sŹ zbiory ewolucji promienia dla kroplel wody zawierajŹcych rŹwne inkluzje. Wszystkie doŹwiadczenia byly wykonane w zbliŹzonych warunkach termodynamicznych. W temperaturze 15 stopni Celsjusza, wilgotnoŹci 92% oraz ciŹnieniu atmosferycznym wahajŹcym siŹ od 994hPa do 1005hPa.

ChociaŹ staraliŹmy siŹ utrzymaŹ takie same warunki poczŹtkowe dla wszystkich eksperymentŹw, widzimy ze przebiegi ewolucji promienia siŹ rŹwniŹ. RŹwnica promieni poczŹtkowych jest skutkiem niedoskonałoŹci wtryskiwacza. ChociaŹ na wtryskiwacz zawsze bylo podawane takie same napiŹcie zasilajŹce i „strzał” byl wykonywany w tej samej fazie napiŹcia zasilajŹcego pułapkę (Rozdz. 3.2) jednak krople miały rŹwne promienie poczŹtkowe.

Taki rozrzut moŹe byŹ na przykład spowodowany eksplozjŹ kulombowskŹ [49; 50; 51]. W moment strzału kropla mogła otrzymaŹ ładunek przekraczajŹcy warunek stabilnoŹci $X < 1$ i rozpaŹŹ siŹ na drobniejsze krople.

$$X = \frac{E_Q}{2E_\sigma} < 1 \quad (4.10.1)$$

gdzie E_Q jest energiŹ ładunku zgromadzonego na kropli, E_σ energiŹ zgromadzona w warstwie powierzchniowej.

Warunek $X < 1$ mówi, że naładowana kropla rozpadnie się, gdy energią zgromadzonego na niej ładunku będzie w dwa razy większa od energii zmagazynowanej w warstwie powierzchniowej (energia natężenia powierzchniowego).

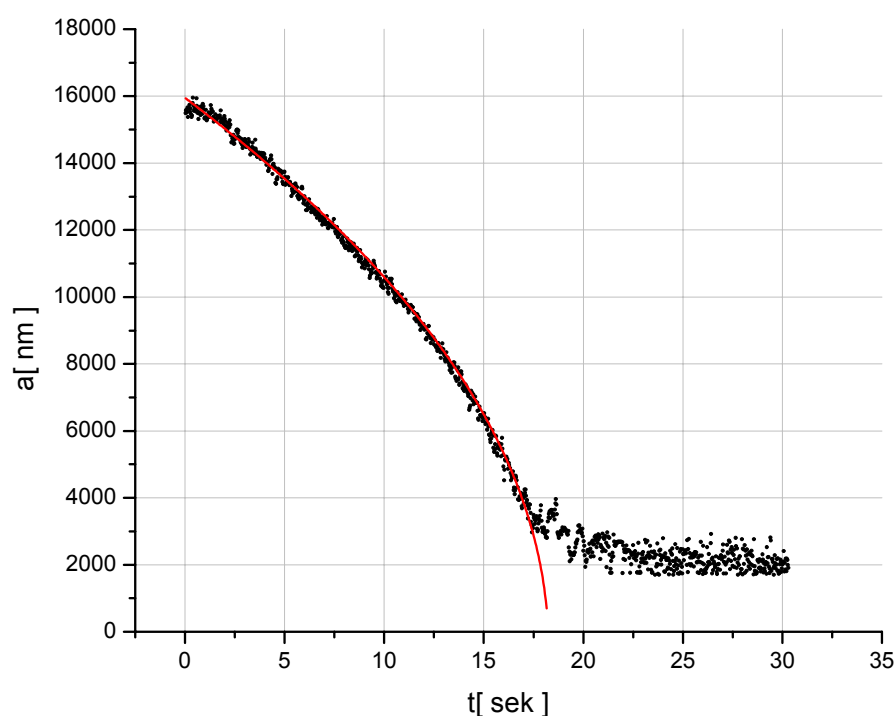
Ale krople mogą się różnić nie tylko promieniami początkowymi. Niektóre krople startują od tego samego promienia ale przebiegi ewolucji promienia są różne ze względu na różną zawartość inkluzji. Wewnątrz rurki wtryskiwacza znajduje się jednorodna mieszanka inkluzji z wodą, jednak za każdym strzałem razem z wodą na zewnątrz wyrzucana może być inna ilość inkluzji.

4.11. Porównanie parowania zawiesiny z parowaniem czystej wody

Z danych doświadczalnych wynika, że obecność inkluzji w kropli wody prowadzi do zmian ewolucji jej promienia. Ciekawym pytaniem jest więc pytanie, jak te przebiegi będą się różnić od przebiegów dla kropli czystej wody przy takich samych warunkach początkowych?

Porównując przebiegi eksperymentalne z przebiegami teoretycznymi otrzymanymi dla czystych cieczy [41] możemy stwierdzić istnienie cech charakterystycznych dla wszystkich inkluzji oraz cech specyficznych dla konkretnych inkluzji.

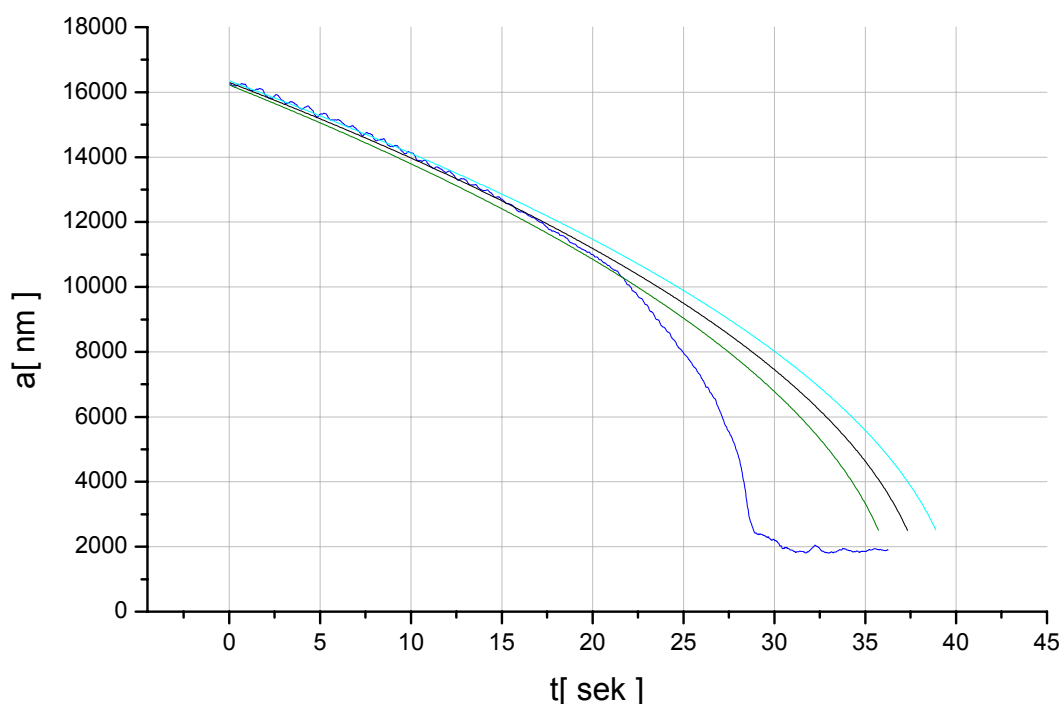
Z analizy danych doświadczalnych wynika, że obecność dowolnego typu inkluzji (używanych w naszym eksperymencie) prowadzi do stabilizowania się promienia kropli w pewnym momencie ewolucji (**Rys. 4.11.1**). Woda w tym momencie zostaje „związana” przez inkluzje i proces parowania gwałtownie zwalnia (odcinek ewolucji po 17 sekundzie).



Rys. 4.11.1 Ewolucja promienia kropli wody z krzemionkowymi inkluzjami o promieniu 225nm o początkowym stężeniu 1/100

Dla inkluzji nie posiadających urojonej części współczynnika załamania przebieg teoretyczny (linia czerwona na **Rys. 4.11.1**), wygenerowany dla takich samych warunków początkowych jak w doświadczeniu, z dużą dokładnością naśladuje przebieg doświadczalny aż do momentu stabilizowania się promienia kropli.

Natomiast dodanie inkluzji posiadających urojoną część współczynnika załamania prowadzi do tego, że dopasowanie przebiegu teoretycznego do doświadczalnego robi się niemożliwe. Początek ewolucji (1 - 18 s) dobrze się zgadza natomiast dalej kropla z inkluzjami nieprzezroczystymi zaczyna parować coraz szybciej (**Rys. 4.11.2**).

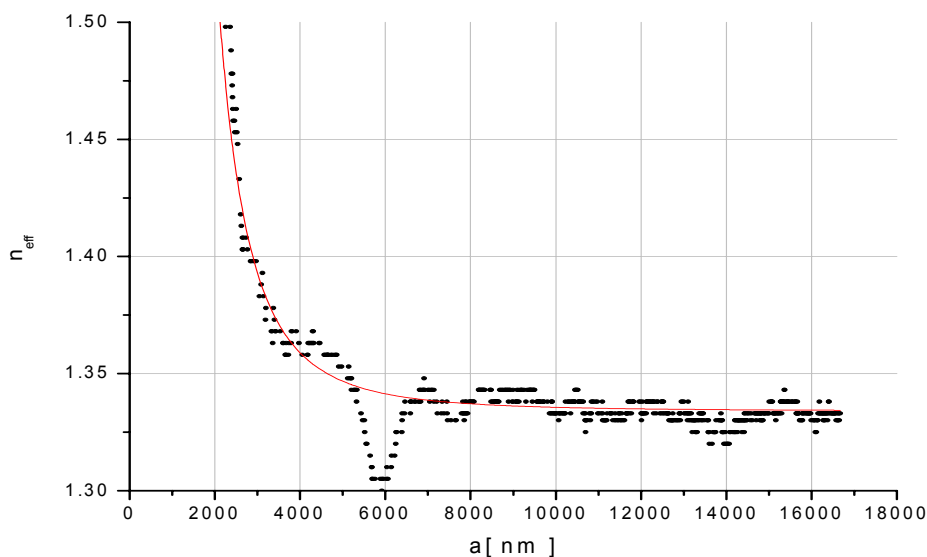


Rys. 4.11.2. Ewolucja promienia kropli zawierającej fulereny jako inkluzje oraz teoretyczne przebiegi dla czystej wody.

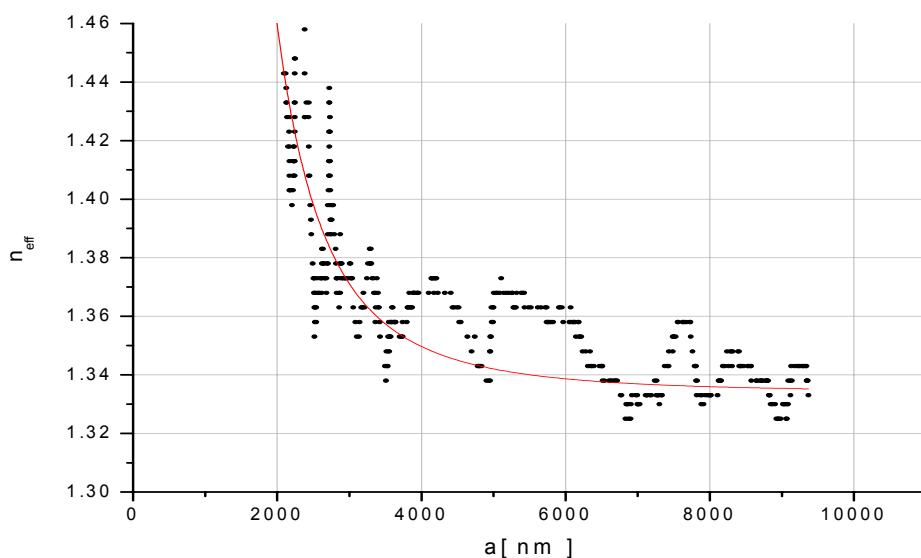
Podsumowując te obserwacje możemy powiedzieć, że obecność w kropli inkluzji przezroczystych (nie posiadających urojonej części współczynnika załamania) nie zmienia szybkości parowania kropli aż do momentu gdy te inkluzje wydostaną się na powierzchnię kropli. Natomiast, kropla posiadająca inkluzje z urojonym współczynnikiem załamania będzie parowała szybciej. Inkluzje znajdujące się wewnątrz kropli są podobne do małych grzejników które absorbując energię z wiązki laserowej potrafią przekazać ją wodzie. Taki przepływ energii prowadzi do zwiększenia temperatury kropli i prowadzi do przyspieszenia procesu parowania.

4.12. Ewolucji współczynników załamania

Stosując metodę wyznaczania współczynnika załamania opisaną w (Rozdz.3) zostały otrzymane zależności współczynników załamania od promienia kropli przykładowe przebiegi których przedstawione na (Rys.4.12.1, Rys.4.12.2.)



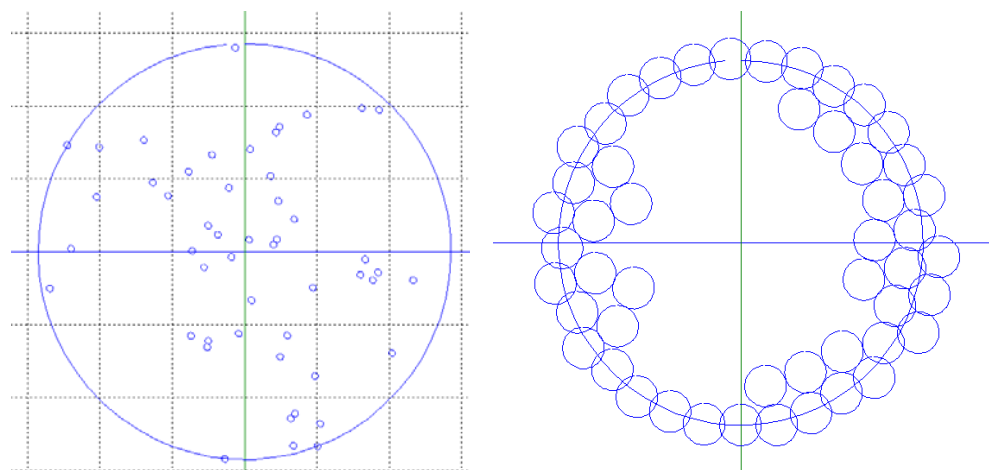
Rys.4.12.1 Przebieg ewolucji współczynnika załamania kropli wody z polistyrenowymi inkluzjami o promieniu $a=100\text{nm}$ i początkowym stężeniu 1/100



Rys.4.12.2 Przebieg ewolucji współczynnika załamania kropli wody z polistyrenowymi inkluzjami $a=225\text{nm}$

Z analizy otrzymanych zależności wynika, że dla małego stężenia inkluzji w kropli wody zależność współczynnika załamania od promienia przestaje być funkcją rezonansową (jak to zostało opisane w Rozdz. 3.13) lecz zachowuje się jak funkcja opisująca objętościową mieszaninę inkluzji z wodą. Nieznaczne odchylenia od linii teoretycznej świadczą o procesach zachodzących na powierzchni kropli.

Takie zachowanie ewolucji współczynnika załamania można wytłumaczyć odwołując się do modelu numerycznego rozkładu inkluzji wewnątrz kropli.



Rys.4.12.3. Powstanie warstwy powierzchniowej

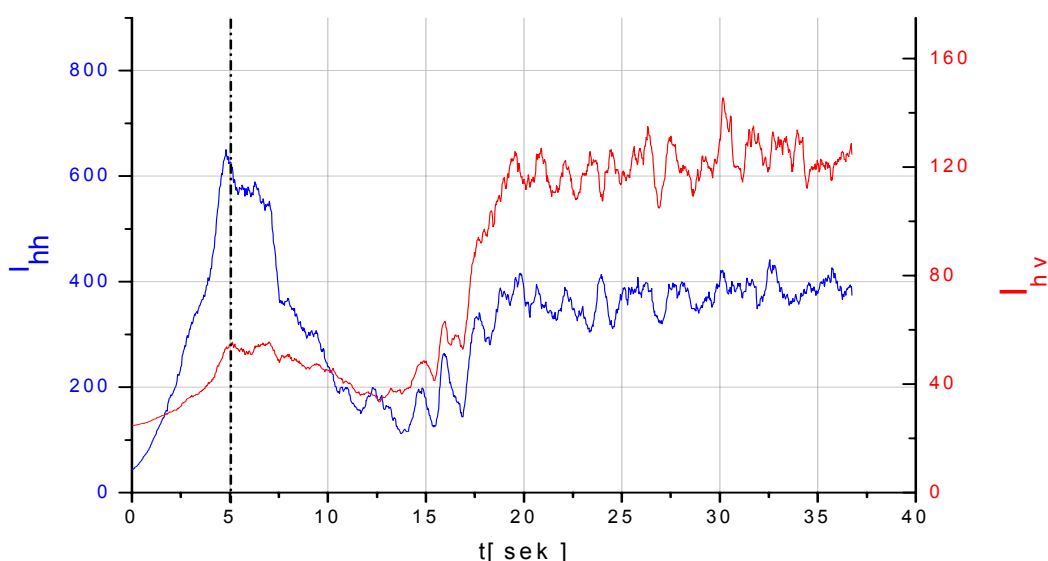
Przy małym pierwotnym stężeniu inkluzji w objętości badanego obiektu nie ma warunków dla powstania wnek rezonansowych. I chociaż z upływem czasu wydaje się, że mogą one powstać z danych doświadczalnych (**Rys.4.12.1**, **Rys.4.12.2.**) oraz z modelowania numerycznego (**Rys.4.12.3.**) wynika, że większość inkluzji jest wychwytywana przez powierzchnię i tworzy powłokę na powierzchni kuli. Z upływem czasu, w miarę parowania wody, powłoka ta się pogruba, ale natomiast inkluzje nie tworzą wnek rezonansowych.

Chociaż przy małych stężeniach inkluzji nie spodziewamy się powstania wnek rezonansowych możemy obserwować znacznie bogatszą strukturę światła zdepolaryzowanego.

4.13. Światło rozproszone przez krople z inkluzjami

Przy powtórzeniu eksperymentu z kroplami zawierającymi inkluzje na nowym układzie doświadczalnym, obecność światła zdepolaryzowanego była wyraźnie widoczna od samego początku ewolucji. Na **Rys. 4.9.1** przedstawiony jest

przykładowy przebieg ewolucji światła rozproszonego przez parującą kroplę wody zawierającą inkluzje.



Rys. 4.13.1. Ewolucja intensywności o polaryzacji zgodnej oraz krzyżowej na parującej kropli zawiesiny zawierającej kulki 450nm o początkowym stężeniu 1/100.

Ewolucje natężenia światła można rozdzielić na cztery etapy:

0 - 5 s: kropla wchodzi w obszar „roboczy”. Wzrost natężenia jest spowodowany wejściem kropli w wiązkę laserową. Ten odcinek ewolucji nie jest uwzględniany w analizie danych doświadczalnych (Rozd. ...); 5 - 11 s: depolaryzacja na fluktuacjach gęstości (wewnątrz kropli);

11 - 15 s: minimum depolaryzacji, na powierzchni kropli powstaje zamknięta sferyczna powłoka z inkluzji;

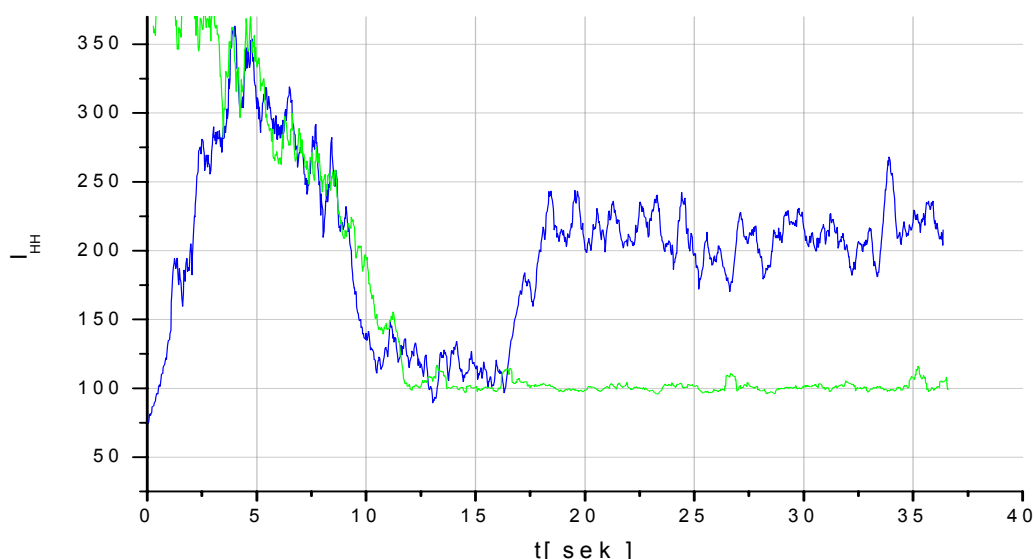
15 - 19 s: wzrost depolaryzacji spowodowany utratą symetrii kropli. (sferyczna powłoka załamuje się);

19 -37 s: depolaryzacja na obiekcie zniekształconym.

Z danych doświadczalnych (**Rys.4.13.1.**) wynika, że depolaryzacja pochodząca od fluktuacji gęstości jest co najmniej trzy razy mniejsza od depolaryzacji pochodzącej od zniekształceń badanego obiektu.

Obecność światła zdepolaryzowanego od samego początku ewolucji świadczy o tym, że ewolucja kropli z inkluzjami odbiega od przewidywań teorii Mie. Jednak z naszego doświadczenia wynikało, że zależności eksperymentalne $I_{VV}(t)$ ($I_{HH}(t)$) mogą jednak być opisane za pomocą teorii Mie przy założeniu, że parująca kropla z inkluzjami jest ośrodkiem optycznie jednorodnym z efektywnym

współczynnikiem załamania (Rozdz. 3.13). Za pomocą obliczeń teoretycznych zgodnie z teorią Mie z użyciem efektywnego współczynnika załamania oraz promienia kropli wyznaczonego w doświadczeniu, odtworzone zostało całe bogactwo struktury zmierzonej intensywności światła rozproszonego (**Rys 4.13.2**).



Rys 4.13.2. Zależność intensywności I_{HH} od czasu – niebieski wykres dane doświadczalne rozpraszanie światła przez kroplę wody z polistyrenowymi inkluzjami o promieniu 100nm, zielony dane teoretyczne - teoria Mie z efektywnym współczynnikiem załamania.

Z porównania przebiegów teoretycznego (linia zielona na **Rys. 4.13.2**) oraz eksperymentalnego (linia niebieska na **Rys. 4.13.2**) wynika, że fluktuacji gęstości przy takim pomiarze mają widoczny wpływ na intensywność rozpraszanego światła, w zasadzie jedynie poprzez efektywny współczynnik załamania. Dopiero gdy rozpraszający obiekt traci charakter cieczy z dobrze zdefiniowaną, gładką powierzchnią widzimy znaczące odbieganie od teorii Mie (16-sta sekunda ewolucji).

Światło zdepolaryzowane pochodzi od rozpraszania na inkluzjach znajdujących się zarówno w objętości kropli jak i na powierzchni badanego obiektu. Ze względu na to, że różnica współczynnika załamania inkluzji na granicy z powietrzem jest większa niż na granicy z wodą można spodziewać się, że wkład w światło zdepolaryzowane będzie większy od inkluzji znajdujących się na powierzchni (powierzchniowa fluktuacja gęstości) niż od inkluzji znajdujących się w objętości (objętościowa fluktuacja gęstości). Ze względu na to, że światło zdepolaryzowane powstaje na skutek co najmniej dwukrotnego odbicia [47]

intensywność światła zdepolaryzowanego jest proporcjonalna do funkcji korelacji gęstości inkluzji drugiego rzędu.

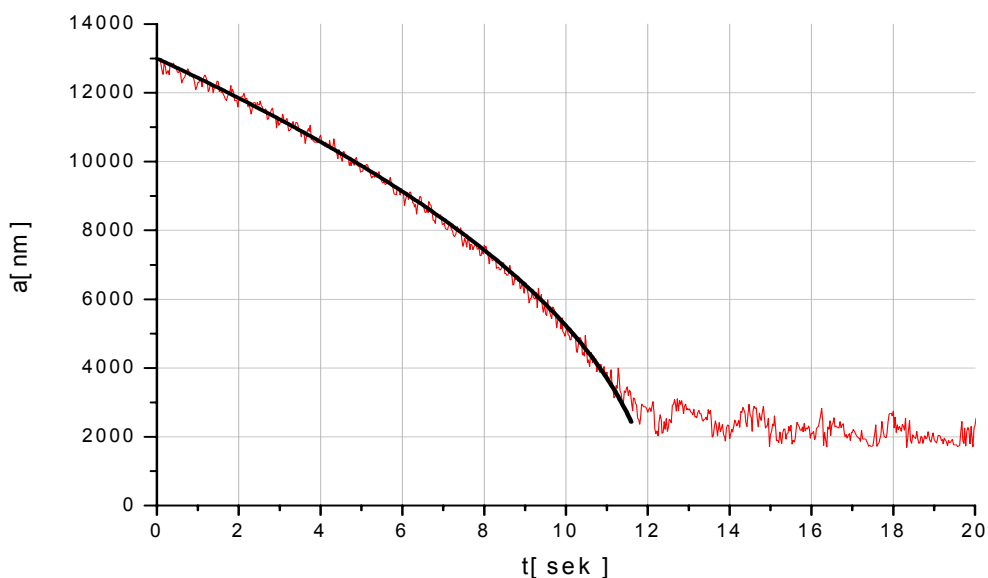
Pomiar natężenia światła rozproszonego o polaryzacji zgodnej z polaryzacją wiązki padającej jest więc źródłem informacji o zmianach efektywnego współczynnika załamania.

Natomiast depolaryzacja światła przez krople (mierzona w doświadczeniu) daje informacje o „nierównościach” powierzchni kropli - fluktuacjach gęstości inkluzji w kropli głównie w warstwie powierzchniowej.

4.14. Powstanie struktur powierzchniowych

Rozpatrzmy bardziej szczegółowo ewolucję powierzchni kropli na przykładzie doświadczenia na kropli z inkluzjami 200 nm o stężeniu 1/100.

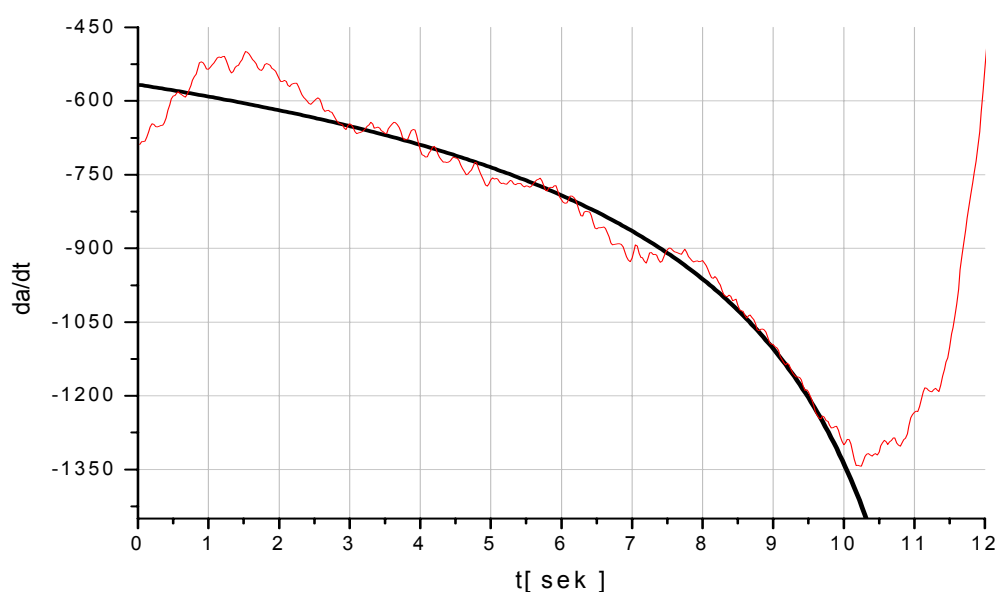
Przeprowadzając porównywanie ewolucji promienia kropli wody z inkluzjami z teoretycznymi przewidywaniami dla kropli czystej wody (Rozdz. 4.11) stwierdziliśmy, że obecność przezroczystych inkluzji prowadzi do zmian ewolucji promienia wtedy gdy wydostaną się one na powierzchnię kropli. (Rys.4.14.1).



Rys.4.14.1. Ewolucja parowania wody z polistyrenowymi inkluzjami o promieniu $a = 100\text{nm}$ linia czerwona oraz ewolucja czystej wody (teoretyczna) linia czarna.

Zauważalna różnica między ewolucją eksperymentalną oraz teoretyczną występuje po 10 sekundzie. Z czego możemy wywnioskować, że na powierzchni już znajduje się dość duża ilość inkluzji.

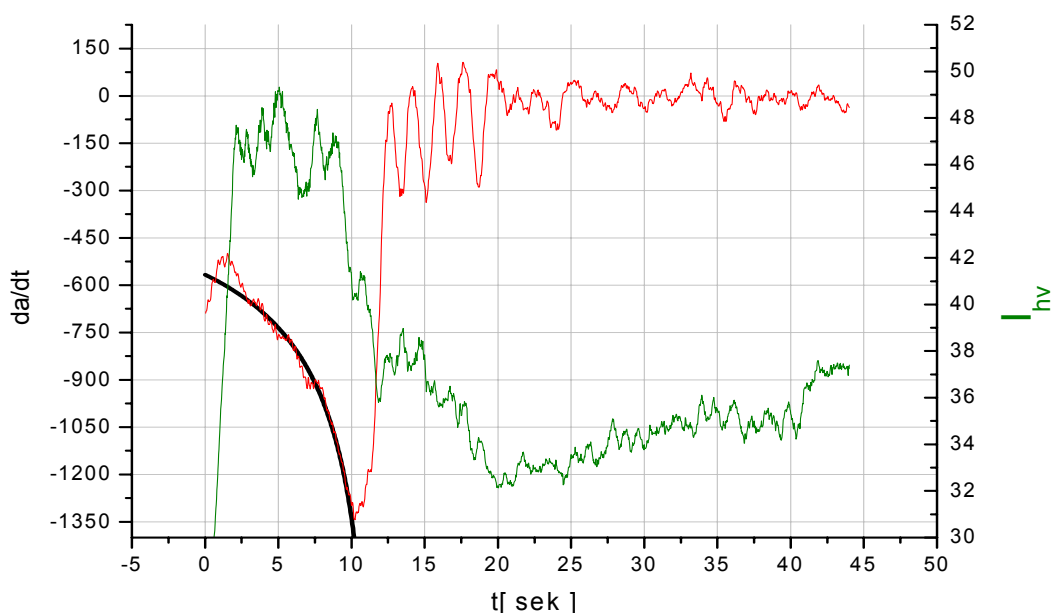
Z drugiej strony proces wydostania się inkluzji na powierzchnię kropli z jej objętości nie jest procesem natychmiastowym, czyli odbywa się podczas całej ewolucji. Z tego właśnie powodu możemy się spodziewać zakłóceń w ewolucji promienia kropli znacznie wcześniej. Zmiany te są niezauważalne w ewolucji promienia (**Rys.4.14.1**), natomiast dobrze są widoczne w pochodnej promienia po czasie (**Rys.4.14.2**).



Rys.4.14.2. Pochodna promienia: linia czerwona - dane doświadczalne; linia czarna - teoria dla czystej wody.

Podsumowując otrzymane w doświadczeniu wyniki możemy powiedzieć, że mierzone wielkości mówią nam o stopniu jednorodności kropli jak w całej objętości tak i na jej powierzchni. Dla dużego stężenia inkluzji mamy do czynienia z efektami objętościowymi. Natomiast przy małym stężeniu bardziej widoczne są efekty powierzchniowe.

Proces ten jest także widoczny w przebiegach współczynnika załamania (**Rys.4.12.1**, **Rys.4.12.2**). Ale najbardziej widoczny jest w świetle zdepolaryzowanym (**Rys.4.14.3**).

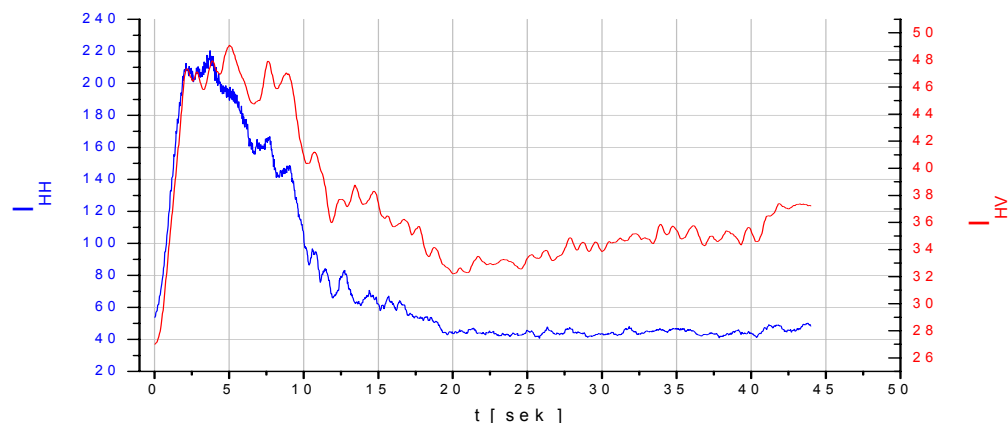


Rys.4.14.3. Ewolucja promienia w czasie: doświadczalna linia czerwona, teoretyczna linia czarna, oraz ewolucja intensywności światła depolaryzowanego linia zielona.

Podczas parowania kropli wody z inkluzjami, pierwotnie przypadkowo rozłożone w objętości badanego obiektu, inkluzje wydostają się na powierzchnię i tworzą uporządkowane struktury. Ponieważ przy pierwotnie dużym stężeniu inkluzji tworzenie się struktur powierzchniowych przebiega w krótkim czasie od momentu wstrzelenia kropli (w okresie niestabilnym ze względu na położenie kropli), dla obserwacji zjawiska tworzenia się struktur najlepiej jest stosować krople o małym stężeniu inkluzji (1/100 - 1/200 objętości inkluzji do objętości wody).

Dla zilustrowania procesów zachodzących na powierzchni kropli oraz w jej objętości, w oparciu o nasze obserwacje wykorzystany został model dynamiki inkluzji przedstawiony w (Rozdz. 1.6)

Dla obliczenia dynamiki inkluzji za pomocą modelu opisanego w (Rozdz.1.6) została wykorzystana zależność promienia kropli od czasu otrzymana z danych eksperymentalnych, oraz zakładamy, że w początkowej chwili czasu w objętości kropli są przypadkowo rozłożone 1500 inkluzji o promieniu 100nm.



Rys. 4.14.4. Polaryzacja zgodna oraz krzyżowa (kulki 200nm 1/100).

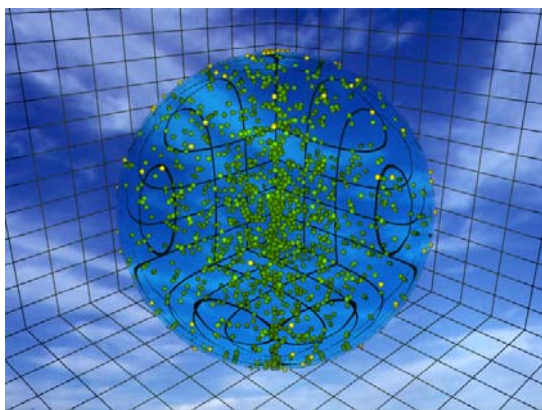
Ponieważ zmiany intensywności światła zdepolaryzowanego są głównie związane ze zmianami gęstości na powierzchni kropli (Rozdz. 3.14), analizując zmiany intensywności światła zdepolaryzowanego możemy zaproponować następujący scenariusz ewolucji powierzchni badanego obiektu:

5 – 9 sek (**Rys. 4.14.4**) - I_{HV} wykazuje niewielkie odchylenia od stałego poziomu; depolaryzacja zachodzi na inkluzjach w objętości; zmiany natężenia wskutek zmniejszania się promienia kropli (objętości z której zachodzi rozproszenie) kompensowane są wzrostem gęstości inkluzji (**Rys. 4.14.5 a),b**)).

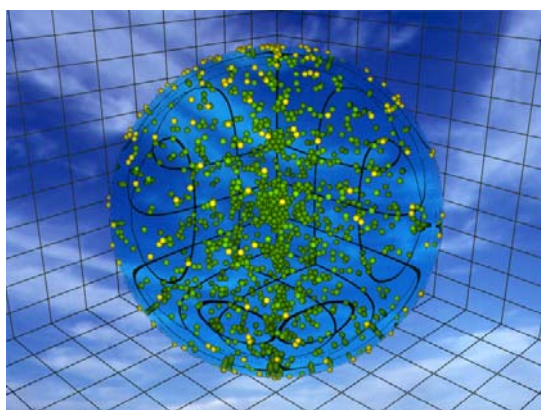
9 - 12 sek (**Rys. 4.14.4**) – depolaryzacja powierzchniowa zaczyna dominować nad objętościową. Sygnał depolaryzacji maleje, chociaż gęstość inkluzji wzrasta. Oznacza to, że inkluzje tworzą na powierzchni dwuwymiarową warstwę. Minimum depolaryzacji odpowiada powstaniu najbardziej uporządkowanej struktury dwuwymiarowej o (lokalnie) najmniejszej funkcji korelacji gęstości inkluzji, czyli dwuwymiarowy kryształ (**Rys. 4.14.5 c), d**)).

12 - 20 sek (**Rys. 4.14.4**) – depolaryzacja na powłoce powierzchniowej: depolaryzacja wykazuje szereg maksimów i minimów w skutek „przepakowywania się” inkluzji w kolejne warstwy inkluzji na powierzchni. Kolejne minimum odpowiada powstaniu bardziej regularnego (o symetrii sferycznej) kryształu objętościowego (**Rys. 4.14.5 e), f**)).

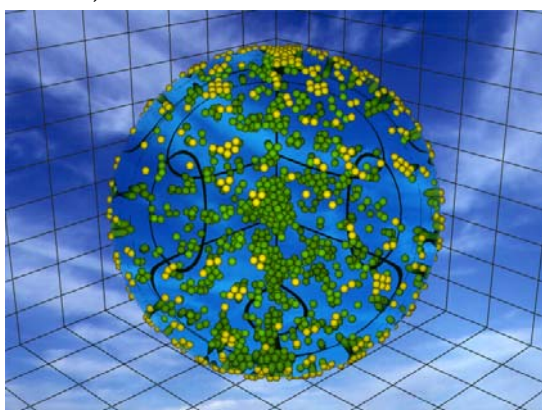
20 - 40s (**Rys. 4.14.4**) - wzrost depolaryzacji podczas tworzenia się kryształu objętościowego; wzrost depolaryzacji po 40s może być spowodowany całkowitym wyschnięciem kryształu i zmianą oddziaływania między inkluzjami a co za tym idzie sposobu wewnętrznego uporządkowania (**Rys. 4.14.5 j),h**)).



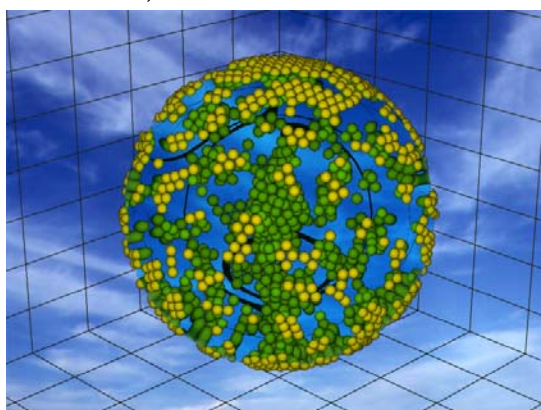
a)



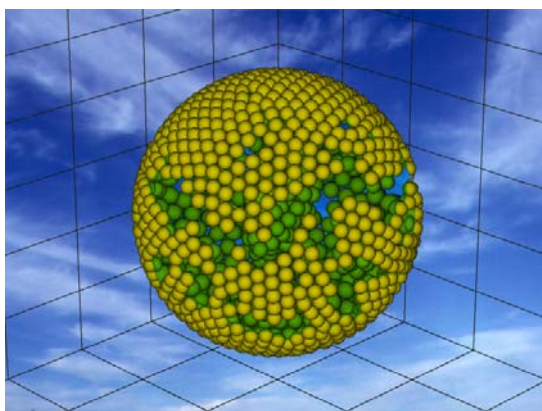
b)



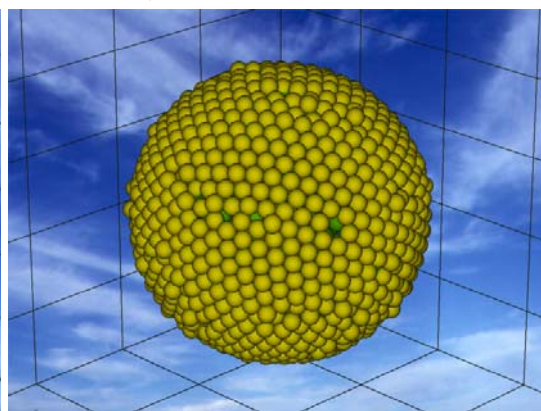
b)



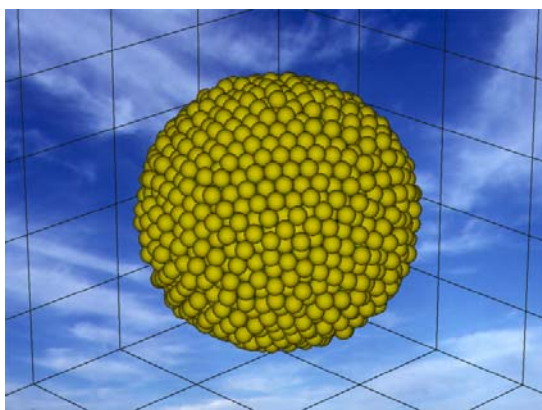
d)



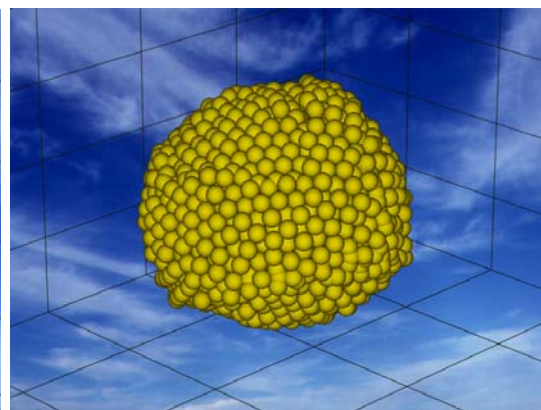
e)



f)



j)



h)

Rys. 4.14.5 Model dynamiki inkluzji

5. Roztwór fulerenowy oraz mieszanka z przezroczystymi inkluzjami.

Woda z fulerenowymi inkluzjami jest bardzo ciekawym obiektem doświadczalnym. Podczas gdy kropelka czystej wody nie posiada zdolności absorbowania światła (532,07nm; 632,816nm) inkluzje fulerenowe posiadające dość dużą część urojoną współczynnika załamania mogą nie tylko rozpraszać światło ale także go absorbować.

Zobaczmy jak absorbowana energia fali świetlnej może wpływać na procesy zachodzące w kropli.

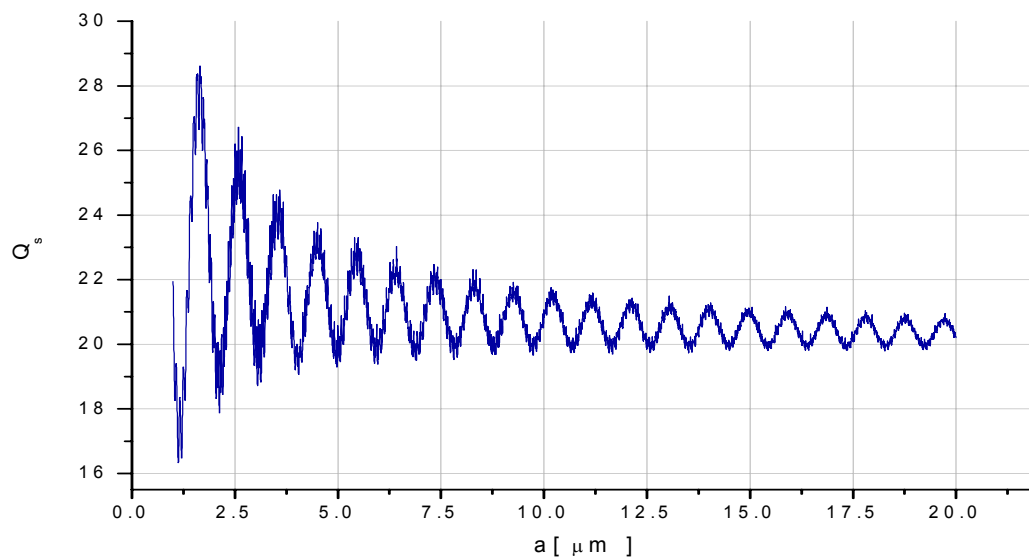
Ze względu na to, że inkluzje fulerenowe są bardzo małymi obiektami rozmiar których znajduje się w zakresie 8nm – 100nm (czyli nie przekracza rozmiarów innych inkluzji używanych w doświadczeniu; roztwór był przepuszczany przez filtr), dla zbadania interesujących nas cech możemy skorzystać z teorii opisującej rozpraszanie światła na obiektach optycznie jednorodnych z uwzględnieniem zmian efektywnego współczynnika załamania.

Dla zrozumienia ogólnych cech procesów rozpraszania oraz absorpcji światła przez mikrokroplę czystej wody oraz zawierającej inkluzje fulerenowe, wyliczymy jak taka kropla potrafi osłabić wiązkę padającą. Wydajność ekstynkcji można zdefiniować jako

$$Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2} \quad (5.1)$$

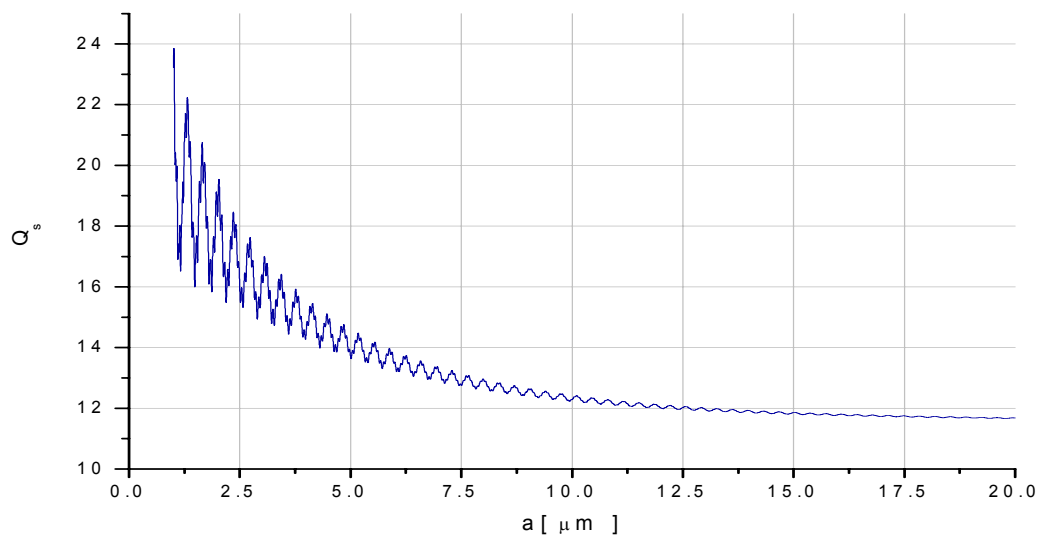
gdzie C_{ext} – przekrój czynny ekstynkcji (Rozdz. 1.3). Wielkość ta składa się z dwóch części: wydajności absorpcji oraz wydajności rozpraszania.

Z obliczeń teoretycznych wynika, że wydajność absorpcji dla kropli czystej wody jest na poziomie szumu numerycznego. Natomiast podobnie zdefiniowana wydajność rozpraszania posiada cały szereg bardzo regularnych maksimów i minimów. **Rys.5.1**

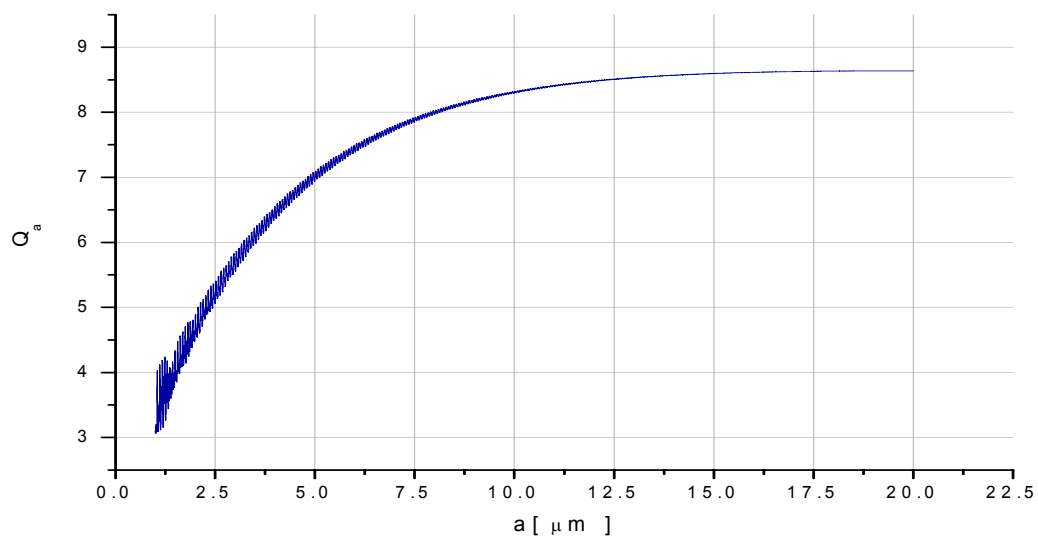


Rys.5.1 Wydajność rozproszenia dla kropli wody jako funkcja promienia.

Z drugiej strony dla czystych fullerenów zdolność rozpraszania wzrasta wraz ze zmniejszeniem promienia kuli (**Rys.5.2**). Natomiast absorpcja - maleje (**Rys.5.3**).



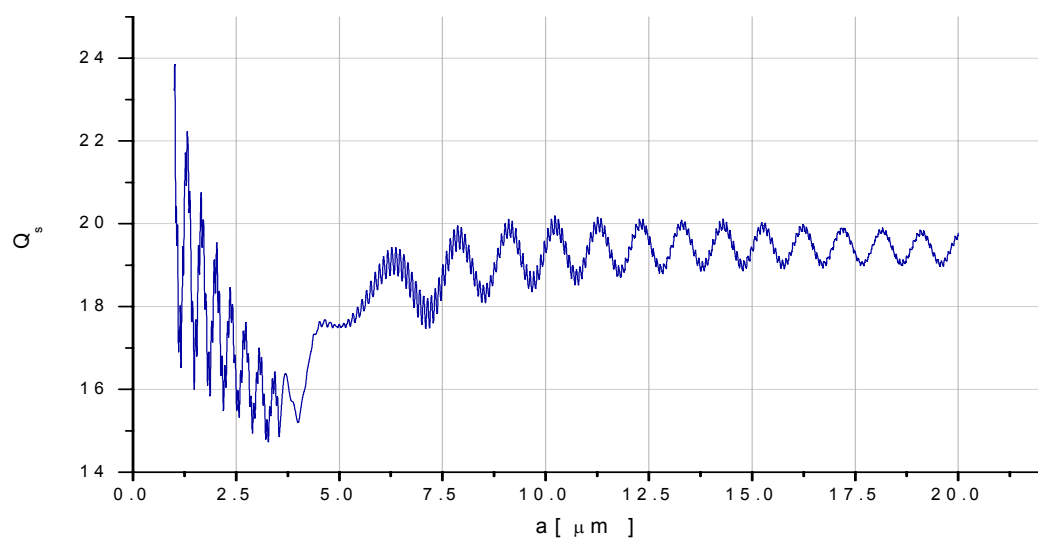
Rys.5.2 Wydajność rozpraszania dla sfery fullerenowej jako funkcja promienia



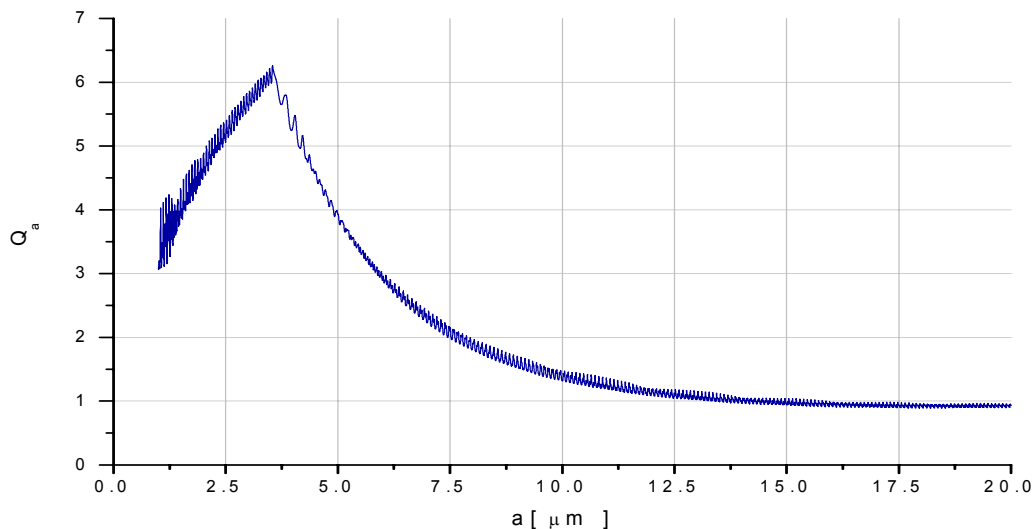
Rys.5.3 Wydajność absorpcji dla sfery fullerenowej jako funkcja promienia

Mieszając te dwie substancje uzyskujemy kroplę o właściwościach pośrednich:

- Na początku ewolucji kiedy stosunek objętości wody do objętości fulerenów jest duży efektywny współczynnik załamania jest zbliżony do współczynnika załamania czystej wody i kropla prawie nie absorbuje światła (**Rys.5.5**).
- Natomiast, z upływem czasu (w miarę wyparowywania wody) kropla robi się coraz ciemniejsza i coraz więcej światła absorbuje (**Rys.5.5**).



Rys.5.4 Wydajność rozproszenia dla kropli mieszanki wody z fullerenami jako funkcja promienia

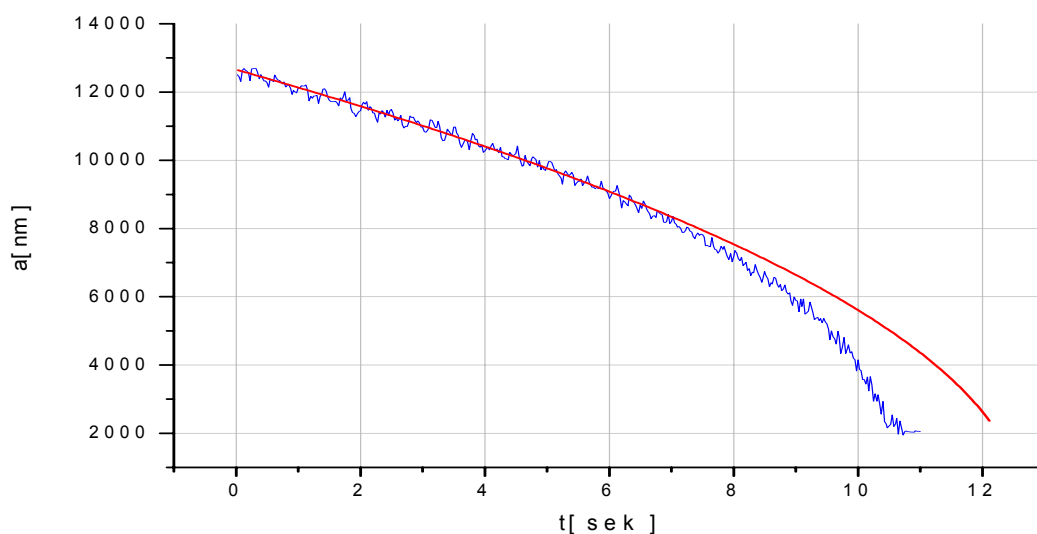


Rys.5.5 Wydajność absorpcji dla kropli mieszanki wody z fullerenami jako funkcja promienia

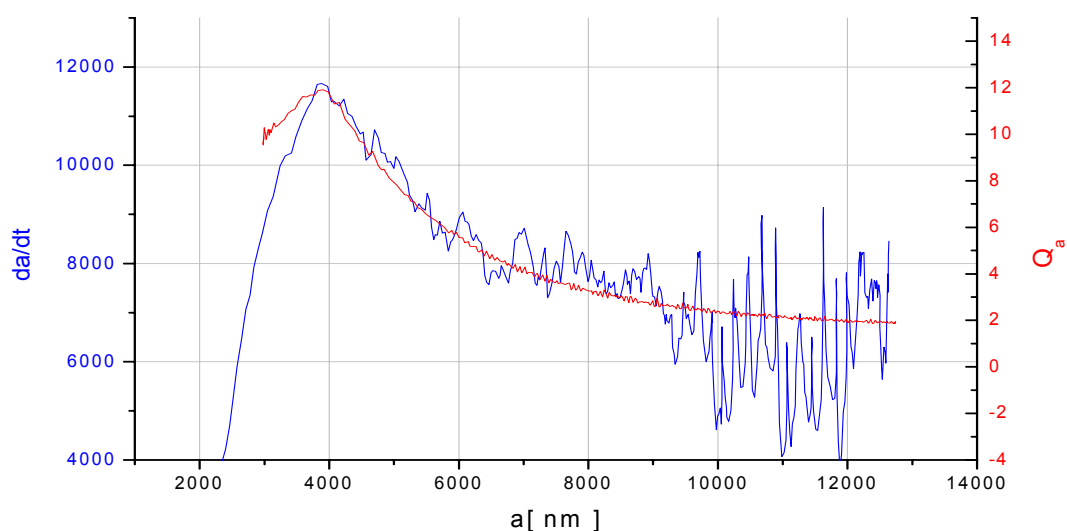
Podczas parowania kropli możemy zauważyć współlistnienie dwóch procesów wpływających na szybkość parowania kropli. Z jednej strony zdolność wchłaniania energii światła przez powierzchnię parującej kropli wzrasta a z drugiej strony sama pochłaniająca powierzchnia maleje. To znaczy, że w zależności od stosunku prędkości tych procesów do kropli może być doprowadzana różna ilość energii. Wiadomo, że zdolność absorpcji światła zależy od ilości fulerenów znajdujących się na powierzchni kropli. W momencie gdy cała powierzchnia będzie pokryta fullerenami wielkość ta osiągnie swoje maksimum. Natomiast nadal będziemy obserwować proces zmniejszenia się powierzchni pochłaniającej światło ze względu na zmniejszenie się zawartości wody w roztworze pod czas parowania.

Miarą absorpcji światła w jakiejś mierze jest szybkość zmiany powierzchni, ponieważ im więcej kropla absorbuje światła tym szybciej paruje.

Z porównania przebiegów ewolucji promienia kropli doświadczalnego oraz teoretycznego (**Rys.5.6**) wynika, że początek ewolucji przebiega zgodnie z przewidywaniami teorii parowania czystej kropli wody. Natomiast, po szóstej sekundzie kropla zaczyna parować szybciej. Kropla pochłania energię z wiązki laserowej i przetwarza ją w ciepło. Lepiej ten proces widoczny jest na przebiegu przedstawiającym szybkość zmiany powierzchni (**Rys. 5.7**).



Rys.5.6 Porównanie przebiegu doświadczonego (mieszanka fullerenów z wodą avi10f) z przewidywaniami teoretycznymi uzyskanymi dla parowania czystej kropli wody.

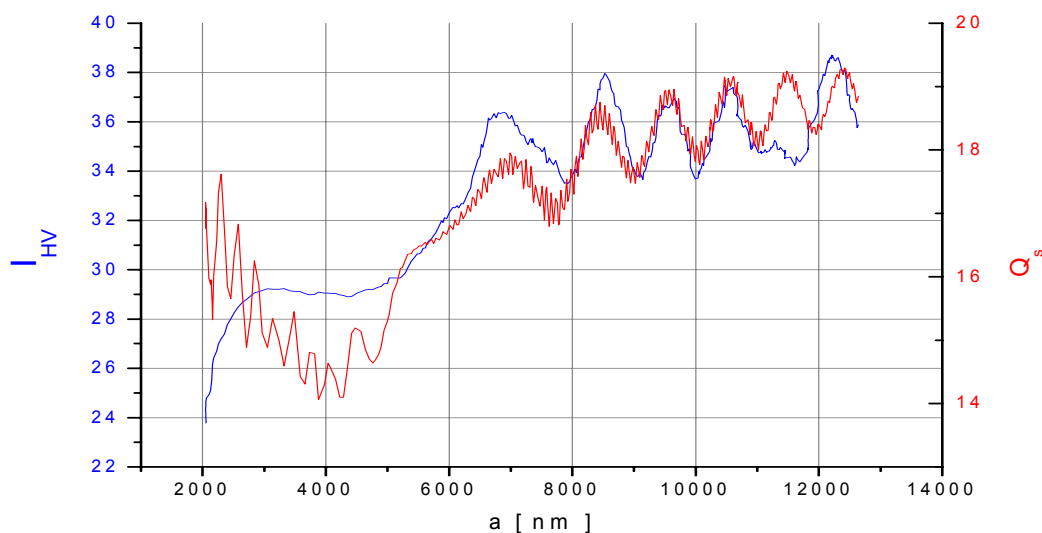


Rys. 5.7. Szybkość parowania oraz wydajność absorpcji mieszanki.

Kropla otrzymuje energię z wiązki laserowej podczas całej ewolucji. Szybkość zmian powierzchni kropli zachowuje się podobnie do zachowania się zmian efektywnego współczynnika załamania. Na początku, kiedy stosunek objętości fullerenów do objętości wody jest mały i fullerenowe inkluzje głównie znajdują się w objętości kropli przyspieszenie parowania jest małe. Natomiast, gdy stężenie inkluzji robi się większe oraz część inkluzji wydostaje się na powierzchnię, obserwujemy wzrost prędkości parowania w skutek większej absorpcji światła.

W pewnym momencie szybkość parowania osiąga wartość maksymalną. Z tej obserwacji można wywnioskować, że na powierzchni kropli o promieniu 4000nm zrobiła się całkowicie „czarna” powłoka z fulerenów oraz efektywny współczynnik załamania kropli przestaje się zmieniać i osiąga wartość maksymalną. Od tego momentu na proces parowania badanego obiektu wpływa tylko proces związany z absorpcją światła. W tym momencie proces parowania kropli jest zahamowany. Jednak szybkość hamowania jest większa od szybkości zmniejszenia się absorpcji energii. Prawdopodobnie dzieje się tak dlatego, że powierzchnia kropli jest związana przez powłokę fulerenową i cząsteczką wody jest trudniej wydostać się z powierzchni.

Porównując szybkości zmiany powierzchni otrzymane z danych doświadczalnych ze zmianami efektywności absorpcji wyliczonymi na podstawie teorii (**Rys. 5.7**) oraz zmiany natężenia światła zdepolaryzowanego z efektywnością rozpraszania (**Rys. 5.8.**) możemy wyznaczyć wielkość R_{inkl} – określającą objętość początkową inkluzji w kropli wody, która wchodzi we wzór na efektywny współczynnik załamania (Rozdz. 1.4) . Dla naszego doświadczenia wynosi ona 1457 nm.



Rys. 5.8. Zależności od promienia efektywności całkowitego rozpraszanie oraz intensywności światła zdepolaryzowanego.

Podsumowanie.

Niniejsza praca poświęcona jest optycznemu badaniu zjawisk zachodzących podczas parowania mikrokropli wodnych zawieszin imitujących zanieczyszczenia atmosferyczne. Powstające wskutek parowania nanostruktury mogą mieć teoretycznie zastosowania do wytwarzania (hodowania) struktur fotonicznych dwu i trójwymiarowych i metamateriałów o zadanych własnościach optycznych.

Głównym elementem układu była pułapka Paula zawarta w komorze klimatycznej. Umożliwiło to badanie rozpraszania światła i parowania pojedynczego obiektu – kropli zawiesiny.

Najbardziej istotne elementy pracy można streścić następująco:

Na potrzeby niniejszej pracy do badań kropli zawierających inkluzje rozbudowany został nowy układ doświadczalny, umożliwiający obserwację światła rozproszonego dwu laserów na dwu polaryzacjach. Obserwacja światła rozproszonego wokół kąta prostego w stosunku do kierunku wiązek laserowych umożliwiła obserwację bogatej struktury interferencyjnej rozpraszanego światła.

Stworzono zostało uniwersalne oprogramowanie pozwalające na akwizycję, przygotowanie a następnie analizę wyników doświadczalnych.

Stworzone zostały programy pozwalające na wyznaczenie promienia kropli wody z inkluzjami oraz efektywnego współczynnika załamania poprzez teorię Mie co pozwoliło na zaobserwowanie rezonansów pola lokalnego dla kropli o dużym stężeniu inkluzji. Rezonanse te w znacznym stopniu wpływają na wartość współczynnika załamania badanej kropli.

Wyznaczone zostały granice stosowania teorii Mie do opisu rozpraszania światła na obiektach kulistych, zawierających inkluzje krzemionkowe oraz polistyrenowe o kształcie kulistym i promieniu 225 i 100 nm.

Z porównania danych doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi (teoria efektywnego współczynnika załamania) stwierdzone zostało, że przy małym stężeniu inkluzji przebieg współczynnika załamania nie odbiega od przewidywań teoretycznych wynikających z mieszania objętościowego współczynników załamania inkluzji i wody.

Został opisany mechanizm powstania światła zdepolaryzowanego (o polaryzacjach krzyżowych). Sygnał ten powstaje w czasie parowania wskutek:

- tworzenia się skupisk inkluzji wewnątrz kropli (stały poziom intensywności krzyżowych od początku ewolucji);

- tworzenia się dwuwymiarowych struktur powierzchniowych - wzrost sygnału depolaryzacji wraz z maleniem kropli i formą struktur powierzchniowych;

Dane doświadczalne pokazują, że światło depolaryzowane jest jednak najbardziej efektywnie wskutek rozpraszania na „kropli” tracącej swoją symetrię wskutek wysychania czyli na obiekcie suchym, zbudowanym z inkluzji.

Zbadane zostało również parowanie kropli wody zawierających fulereny C_{60} . Na podstawie danych doświadczalnych stwierdzona została różnica w ewolucji promienia badanego obiektu w porównaniu z przewidywaniami teoretycznymi dla kropli czystej cieczy. Wyjaśniony został mechanizm powstawania tej różnicy. Kropla zawierająca inkluzje o współczynniku załamania z częścią urojoną przyspiesza parowanie wskutek absorpcji energii z wiązki laserowej.

Dodatki

Teoria Mie

Pole elektryczne E_{ext} i magnetyczne fali H_{ext} świetlnej w otaczającej cząsteczkę nie przewodzącej i niemagnetycznej przestrzeni jest superpozycją pola padającego E_i (H_i) i pola rozproszonego E_s (H_s) i może być przedstawione w następujący sposób:

$$E_{\text{ext}} = E_i + E_s, \quad H_{\text{ext}} = H_i + H_s \quad (\text{D. 1. 1})$$

Biorąc pod uwagę brak ładunku elektrycznego oraz warunki ciągłości składowych stycznych pól elektrycznego i magnetycznego na powierzchni cząsteczki, klasyczne rozwiązanie teorii Mie jest rozwiązaniem następujących czasowo niezależnych równań Maxwella

$$\nabla \cdot E = 0, \quad (\text{D. 1.2})$$

$$\nabla \cdot H = 0, \quad (\text{D. 1.3})$$

$$\nabla \times E = k_2 H, \quad (\text{D. 1.4})$$

$$\nabla \times H = -k_1 E, \quad (\text{D. 1.5})$$

gdzie

$$k_1 = \frac{i\omega}{c} \left[\varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right], \quad k_2 = \frac{i\omega}{c},$$

ε i σ - są stałymi dielektryczną i przewodnością ośrodka propagacji fali świetlnej.

Z równań Maxwella wynikają równania falowe dla pól elektrycznego i magnetycznego:

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0, \quad (\text{D. 1.6})$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0, \quad (\text{D. 1.7})$$

$k^2 = -k_1 k_2$ - kwadrat liczby falowej k (zespolonej wewnątrz cząsteczki oraz rzeczywistej poza nią) fali świetlnej. Korzystając z równań (D. 1.2 - D. 1.5), możemy zdefiniować wielkości pól elektrycznego i magnetycznego w każdym punkcie wewnątrz cząsteczki i poza nią.

Biorąc pod uwagę symetrię sferyczną cząsteczki, rozwiązanie równania falowego można zapisać w postaci sumy wektorów sferycznych harmonik $\mathbf{M}_n$ i $\mathbf{N}_n$, zdefiniowanych w następujący sposób:

$$\mathbf{M}_n = \nabla \times (\mathbf{r} \psi_n), \quad (\text{D. 1.8})$$

$$kN_n = \nabla \times M_n \quad (D. 1.9)$$

gdzie funkcja skalarna $\psi_n = (r, \theta, \phi)$ jest rozwiązaniem skalarnego równania falowego:

$$\nabla^2 \psi_n + k^2 \psi_n = 0. \quad (D. 1.10)$$

Funkcję $\psi_n = (r, \theta, \phi)$ można przedstawić w postaci iloczynu:

$$\psi_n(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi),$$

gdzie $R(r)$, $\Theta(\theta)$ oraz $\Phi(\phi)$ są rozwiązaniami następujących równań różniczkowych:

$$\frac{d^2(rR)}{dr^2} + \left(k^2 - \frac{\alpha}{r^2}\right)rR = 0 \quad (D. 1.11)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\alpha - \frac{\beta}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0 \quad (D. 1.12)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + \beta\Phi = 0 \quad (D. 1.13)$$

α i β są stałymi całkowania. Rozwiązanie równań (D. 1.6 – D. 1.9) występuje w postaci następujących funkcji generujących:

$$\psi_{on}^{(1)} = \sin \phi P_n^1(\cos \theta) j_n(kr), \quad (D. 1.14)$$

$$\psi_{en}^{(1)} = \cos \phi P_n^1(\cos \theta) j_n(kr) \quad (D. 1.15)$$

$P_n^1(\cos \theta)$ - są wielomianami Legendra; $j_n(kr)$ - sferycznymi funkcjami Bessela pierwszego rodzaju rzędu n .

Korzystając z równań (D. 1.8), (D. 1.9), (D. 1.14), (D. 1.15) otrzymujemy cztery funkcje wektorowe $M_{on}^{(1)}, M_{en}^{(1)}, N_{on}^{(1)}, N_{en}^{(1)}$. Rozkład pól elektrycznego oraz magnetycznego padającej fali świetlnej w postaci wektorów sferycznych harmonik jest następujący:

$$E_i = \sum_{n=1}^{\infty} i^n E_0 \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [M_{on}^{(1)} - iN_{en}^{(1)}]; \quad (D. 1.16)$$

$$H_i = -\left(\frac{k}{\omega}\right) \sum_{n=1}^{\infty} i^n E_0 \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [M_{en}^{(1)} + iN_{on}^{(1)}] \quad (D. 1.17)$$

gdzie E_0 – jest amplitudą pola elektrycznego światła padającego; oznaczenia o i e dotyczą nieparzystych i parzystych składowych multipolowych.

Podobnie dla pól elektrycznego i magnetycznego wewnątrz cząstki otrzymujemy:

$$E_{\text{int}} = \sum_{n=1}^{\infty} i^n E_0 \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [c_n M_{\text{on}}^{(1)} - i d_n N_{\text{en}}^{(1)}] \quad (\text{D. 1.18})$$

$$H_{\text{int}} = -\left(\frac{k_{\text{int}}}{\omega}\right) \sum_{n=1}^{\infty} i^n E_0 \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [d_n M_{\text{en}}^{(1)} + i c_n N_{\text{on}}^{(1)}] \quad (\text{D. 1.19})$$

gdzie k_{int} – jest wartością bezwzględną wektora falowego fali świetlnej wewnątrz cząsteczki;

c_n, d_n – są zespolone współczynniki rozkładu (współczynniki Mie).

W przypadku pola rozproszonego, generujące funkcje skalarne przyjmują następującą postać:

$$\psi_{\text{on}}^{(3)} = \sin \phi P_n^1(\cos \theta) h_n^{(1)}(kr) \quad (\text{D. 1.20})$$

$$\psi_{\text{on}}^{(3)} = \cos \phi P_n^1(\cos \theta) h_n^{(1)}(kr) \quad (\text{D. 1.21})$$

gdzie $h_n^{(1)}(kr)$ - sferyczne funkcje Hankela pierwszego rodzaju rzędu n .

Ostatecznie uzyskujemy następujący rozkład pól elektrycznego oraz magnetycznego rozproszonej fali świetlnej:

$$E_s = \sum_{n=1}^{\infty} i^n E_0 \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [a_n M_{\text{on}}^{(3)} - i b_n N_{\text{en}}^{(3)}] \quad (\text{D. 1.22})$$

$$H_s = -\left(\frac{k}{\omega}\right) \sum_{n=1}^{\infty} i^n E_0 \frac{(2n+1)}{n(n+1)} [b_n M_{\text{en}}^{(3)} + i a_n N_{\text{on}}^{(3)}] \quad (\text{D. 1.23})$$

gdzie a_n, b_n – są zespolone współczynniki rozkładu (współczynniki Mie).

Korzystając z równań (D. 1.11 – D. 1.23) oraz warunków ciągłości składowych stycznych pól elektrycznego $\mathbf{E}$ i magnetycznego $\mathbf{H}$ do powierzchni cząsteczki, otrzymujemy współczynniki rozkładu a_n, b_n, c_n oraz d_n :

$$a_n = -\frac{j_n(mx)[xj_n(x)]' - [mxj_n(mx)]' j_n(x)}{j_n(mx)[xh_n^{(1)}(x)]' - [mxj_n(mx)]' h_n^{(1)}(x)} \quad (\text{D. 1.24})$$

$$b_n = -\frac{m^2 j_n(mx)[xj_n(x)]' - [mxj_n(mx)]' j_n(x)}{m^2 j_n(mx)[xh_n^{(1)}(x)]' - [mxj_n(mx)]' h_n^{(1)}(x)} \quad (\text{D. 1.25})$$

$$c_n = \frac{j_n(x)[xh_n^{(1)}(x)]' - [xj_n(x)]' h_n^{(1)}(x)}{j_n(mx)[xh_n^{(1)}(x)]' - [mxj_n(mx)]' h_n^{(1)}(x)} \quad (\text{D. 1.26})$$

$$d_n = m \frac{j_n(x)[xh_n^{(1)}(x)]' - [xj_n(x)]' h_n^{(1)}(x)}{m^2 j_n(mx)[xh_n^{(1)}(x)]' - [mxj_n(mx)]' h_n^{(1)}(x)} \quad (\text{D. 1.27})$$

gdzie zmienna x jest tak zwanym parametrem dyfrakcji: $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$; a – promień cząsteczki; λ – długość fali świetlnej w próżni; m – względny współczynnik załamania ($m = \frac{N_{int}}{N}$, gdzie N_{int} – współczynnik załamania cząsteczki a N – współczynnik załamania otoczenia cząsteczki).

Postać współczynników rozpraszania (D. 1.24 – D. 1.27) można nieco uprościć, wprowadzając funkcje Riccati’ego – Bessela:

$$\psi_n(x) = x j_n(x) \quad (D. 1.28)$$

$$\xi_n(x) = x h_n^{(1)}(x) \quad (D. 1.29)$$

Ostatecznie uzyskujemy formuły do wyznaczenia współczynników rozpraszania a_n i b_n :

$$a_n = \frac{m \psi_n(mx) \psi'_n(x) - \psi_n(x) \psi'_n(mx)}{m \psi_n(mx) \xi'_n(x) - \xi_n(x) \psi'_n(mx)} \quad (D. 1.30)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx) \psi'_n(x) - m \psi_n(x) \psi'_n(mx)}{\psi_n(mx) \xi'_n(x) - m \xi_n(x) \psi'_n(mx)} \quad (D. 1.31)$$

Wyrazy (D. 1.30, D. 1.31) można zapisać w innej postaci, bardziej przydatnej do obliczeń komputerowych:

$$a_n = \frac{\left(\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right) \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left(\frac{D_n(mx)}{m} + \frac{n}{x} \right) \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (D. 1.32)$$

$$b_n = \frac{\left(m D_n(mx) + \frac{n}{x} \right) \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{\left(m D_n(mx) + \frac{n}{x} \right) \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (D. 1.33)$$

gdzie D_n – pochodna logarytmiczna:

$$D_n(mx) = \frac{d}{d(mx)} \ln \psi_n(mx) \quad (D. 1.34)$$

Podstawiając formuły (D. 1.32) i (D. 1.33) do (D. 1.22) i (D. 1.23) możemy obliczyć pole rozproszone na kulce w każdym punkcie przestrzeni dla dowolnej polaryzacji światła padającego:

$$E_H^s(\theta, \phi, r) = \frac{\cos \phi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i a_n \xi'_n(kr) \tau_n(\theta) - b_n \xi_n(kr) \pi_n(\theta)) \quad (D. 1.35)$$

$$E_V^s(\theta, \phi, r) = \frac{\sin \phi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (b_n \xi_n(kr) \tau_n(\theta) - i a_n \xi'_n(kr) \pi_n(\theta)) \quad (D. 1.36)$$

$$E_R^s(\theta, \phi, r) = \frac{\cos \phi}{k^2 r^2} \sum_{n=1}^{\infty} E_n n(n+1) i a_n \xi_n(kr) \pi(\theta) \sin \theta \quad (\text{D. 1.37})$$

$$H_H^s(\theta, \phi, r) = \frac{k}{\omega} \frac{\sin \phi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i b_n \xi'_n(kr) \tau_n(\theta) - a_n \xi_n(kr) \pi_n(\theta)) \quad (\text{D. 1.38})$$

$$H_V^s(\theta, \phi, r) = \frac{k}{\omega} \frac{\cos \phi}{kr} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i b_n \xi'_n(kr) \pi_n(\theta) - a_n \xi_n(kr) \tau_n(\theta)) \quad (\text{D. 1.39})$$

$$H_R^s(\theta, \phi, r) = \frac{k}{\omega} \frac{\sin \phi}{k^2 r^2} \sum_{n=1}^{\infty} E_n n(n+1) b_n \xi_n(kr) \pi_n(\theta) \sin \theta \quad (\text{D. 1.40})$$

gdzie E_R^s i H_R^s są składowymi radialnymi: elektryczną oraz magnetyczną pola rozproszonego, a

$$\pi_n = \frac{P_n^1}{\sin \theta} \quad \tau_n = \frac{dP_n^1}{d\theta} \quad (\text{D. 1.41})$$

Są funkcjami zależnymi od kąta rozpraszania θ .

Przybliżenie dalekiego pola

Szereg (D. 1.22) jest szeregiem zbieżnym, dlatego w sumowaniu możemy ograniczyć się do pewnej skończonej liczby N_{max} wyrazów. Na dużych odległościach od cząsteczki, czyli w dalekim polu, kiedy $kr \gg 1$, do równania (D. 1.22) możemy wstawić przybliżone funkcje Hankla:

$$h_n^{(1)}(\rho) \sim \frac{(-i)^2 e^{i\rho}}{i\rho} \quad (\text{D. 1.42})$$

$$\frac{dh_x^{(1)}}{d\rho} \sim \frac{(-i)^n e^{i\rho}}{\rho} \quad (\text{D. 1.43})$$

Gdzie $\rho = kr$. Dla składowych poprzecznych rozproszonego pola elektrycznego otrzymujemy:

$$E_H^s(\theta, \phi, r) \sim E_0 \frac{e^{ikr}}{-ikr} \cos \phi S_2(\cos \theta), \quad (\text{D. 1.44})$$

$$E_V^s(\theta, \phi, r) \sim E_0 \frac{e^{ikr}}{-ikr} \sin \phi S_1(\cos \theta), \quad (\text{D. 1.45})$$

gdzie:

$$S_1 = \sum_{n=1}^{N_{max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \quad (\text{D. 1.46})$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{N_{max}} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \quad (\text{D. 1.47})$$

Dlatego amplitudy pola padającego oraz rozproszonego w przybliżeniu dalekiego pola związane są w następujący sposób:

$$\begin{pmatrix} E_H^s \\ E_V^s \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_H^i \\ E_V^i \end{pmatrix} \quad (\text{D. 1.48})$$

Przekroje czynne

Mając współczynniki a_n , b_n można wyznaczyć przekroje czynne na rozproszenie oraz absorpcję.

Przekroje dla kuli można otrzymać wyliczając całkowity strumień energii elektromagnetycznej W_a przechodzący przez powierzchnie dowolnej sfery ze środkiem w miejscu gdzie się znajduje cząstka. Jeżeli otoczenie cząstki nie pochłania energii elektromagnetycznej to W_a nie zależy od promienia danej sfery. Przyjmując dostatecznie duży promień sfery możemy skorzystać z przybliżenia dalekiego pola. Zapiszmy W_a jako:

$$W_a = W_{ext} - W_s \quad (\text{D. 2.1})$$

gdzie

$$W_{ext} = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_{i\phi} H_{s\theta}^* - E_{i\theta} H_{s\phi}^* - E_{s\theta} H_{i\phi}^* + E_{s\phi} H_{i\theta}^*) r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{D. 2.2})$$

$$W_s = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_{s\theta} H_{s\phi}^* - E_{s\phi} H_{s\theta}^*) r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{D. 2.3})$$

promień sfery $r \geq a$. Ze względów fizycznych wynika że W_{ext} oraz W_s nie zależą od polaryzacji światła padającego. Dlatego obliczając wzory (D. 2.2, D. 2.3) możemy wziąć x spolaryzowane światło:

$$E_{i\theta} = \frac{\cos \phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\psi_n \pi_n - i \psi_n' \tau_n) \quad H_{i\theta} = \frac{k}{\omega \mu} \text{tg} \phi \quad E_{i\theta} \quad (\text{D. 2.4})$$

$$E_{i\phi} = \frac{\sin \phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\psi_n \pi_n - i \psi_n' \tau_n) \quad H_{i\phi} = \frac{-k}{\omega \mu} \text{ctg} \phi \quad E_{i\phi} \quad (\text{D. 2.5})$$

gdzie $\rho = kr$

Dla pola rozproszonego mamy

$$E_{s\theta} = \frac{\cos \phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n \xi_n' \tau_n - b_n \xi_n \pi_n) \quad (\text{D. 2.6})$$

$$E_{s\phi} = \frac{\sin \phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (b_n \xi_n \tau_n - ia_n \xi_n' \pi_n) \quad (\text{D. 2.7})$$

$$H_{s\theta} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n \xi_n' \tau_n - a_n \xi_n \pi_n) \quad (\text{D. 2.8})$$

$$H_{s\phi} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\cos\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n \xi_n' \pi_n - a_n \xi_n \tau_n) \quad (\text{D. 2.9})$$

Wkładając tę rozwinięcia w postaci ciągów (D. 2.6 - D. 2.9) w całkę W_s a otrzymane ciągi pocalować po częściach to otrzymamy

$$W_s = \frac{\pi |E_0|^2}{k\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}\{g_n\} (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (\text{D. 2.10})$$

Korzystając z

$$m \int_0^\pi \left(P_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta} + P_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta} \right) d\theta = m P_n^m P_n^m \Big|_0^\pi \quad (\text{D. 2.11})$$

$$\int (\pi_n \pi_m + \tau_n \tau_m) \sin \theta d\theta = \delta_{nm} \frac{2n^2(n+1)^2}{2n+1} \quad (\text{D. 2.12})$$

$$g_n = (\chi_n^* \psi_n' - \psi_n^* \chi_n') - i(\psi_n^* \psi_n' + \chi_n^* \chi_n') \quad (\text{D. 2.13})$$

$$\chi_n \psi_n' - \psi_n \chi_n' = 1 \quad (\text{D. 2.14})$$

Otrzymamy:

$$C_{skat} = \frac{W_s}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (\text{D. 2.15})$$

$$C_{ext} = \frac{W_{ext}}{I_i} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (\text{D. 2.16})$$

$$C_{abs} = C_{ext} - C_{skat} \quad (\text{D. 2.17})$$

Literatura

1. **D. J. Griffiths.** *Podstawy elektrodynamiki*. Warszawa : PWN, 2001.
2. **Н. Н. Калиткин.** *Численные методы*. Москва : Наука, 1978.
3. **Н. М. Годжаев.** *Оптика*. Москва : Высшая школа, 1977.
4. **R. Descartes.** *Dioptrique*. brak miejsca : Leiden, 1639.
5. **G. B. Airy.** *Trans. Cambridge Philos. Soc.* 1883, Tom 6, 379.
6. **G. Mie.** *Ann. Phys.* 1908, Tom 377, 25.
7. **C. F. Bohren, D. R. Huffman.** *Absorption and scattering of light by small particles*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1983.
8. **I. Dziubiński, T. Świątkowski.** *Poradnik matematyczny*. Warszawa : PWN, 1985.
9. **Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш.** *Специальные функции*. Москва : Наука, 1997.
10. **M. Born, E. Wolf.** *Principles of Optics*. Oxford : Pergamon Press, 1970.
11. **U. Kreibig and M. Vollmer.** *Optical Properties of Metal Clusters*. New York : Springer, 1995.
12. **J. C. Maxwell Garnet.** *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 203. 1904.
13. **I. Webman, J. Jortner, M. H. Cohen.** Theory of optical and microwave properties of microscopically inhomogeneous materials. *Phys. Rev. B.* 1977, Tom 15, 12, strony 5712 - 5723.
14. **V. A. Davis, L. Schwartz.** Electromagnetic propagation in close-packed disordered suspensions. *Phys. Rev. B.* 1985, Tom 31, strony 5155 - 5165.
15. **P. Chýlek, G. Videen.** Scattering by a composite sphere and effective medium approximations. *Opt. Commun.* 1998, Tom 146, strony 15–20.
16. **W. Bazhan, K. Kolwas.** Near-field flat-plane images of spherical nanoparticles. *Comp. Phys. Comm.* 2005, Tom 165, str. 191.
17. **D. Jakubczyk, G. Derkachov, M. Zientara, M. Kolwas, K. Kolwas.** Local-field resonance in light scattering by a single water droplet with spherical dielectric inclusions. *J. Opt.* 2004, Tom 21, strony 2320-2323.
18. **H.R. Pruppacher, J.D. Klett.** *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Dordrecht : Kluwer, 1997.
19. **T. P. Bigioni, Xiao-Min Lin, T. T. Nguyen, E. I. Corwin, T. A. Witten and H. M. Jaeger.** Kinetically driven self assembly of highly ordered nanoparticle monolayers. *Nature*. 2006, Tom 5, 4, strony 265 - 270.
20. **R. L. Whetten.** Two-dimensional crystallization: Express nanoparticle ordering. *Nature*. 2006, Tom 5, 4, strony 259 - 260.
21. **D. Potter.** *Metody obliczeniowe fizyki*. Warszawa : PWN, 1982.
22. **Д. К. Белащенко.** Компьютерное моделирование некристаллических веществ методом молекулярной динамики. *Соросовский образовательный журнал*. 2001 г., Т. 7, 8.
23. **Simulink.** <http://www.mathworks.com/products/simulink/index.html>. [Online] The Mathworks.
24. **D. Jakubczyk, G. Derkachov, M. Zientara, M. Kolwas, K. Kolwas.** Light scattering by microdroplets of water and water suspensions. *Proc. SPIE*. 2005, Tom 5849, strony 62-69.
25. **B. Steiner, B. Berge, R. Gausmann, J. Rohmann, and E. Ruhl.** Fast in situ sizing technique for single levitated liquid aerosols. *Appl. Opt.* 1999, Tom 38, strony 1523–1529.
26. **D. Jakubczyk, M. Zientara, G. Derkachov, K. Kolwas, M. Kolwas.** Investigation of the evolution of charged water droplets in the electrodynamic trap. *Proc. SPIE*. 2004, Tom 5397, strony 23-33.

27. **D. Jakubczyk, M. Zientara, W. Bazhan, M. Kolwas, K. Kolwas.** A device for light scatterometry on single levitated droplets. *Elektronika*. 2001, Tom 9, strony 423-30.
28. **W. Demtröder.** *Laser Spectroscopy Basic Concepts and Instrumentation*. Berlin : Springer-Verlag, 1988.
29. **Z. Kulka, M. Nadachowski.** *Zastosowania wzmacniaczy operacyjnych*. Warszawa : Naukowo-Techniczne, 1986.
30. **U. Tietze, CH. Schenk.** *Układy półprzewodnikowe*. Warszawa : Naukowo-Techniczne, 1987.
31. **В. Пауль.** Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц. *Успехи физических наук*. 1990 г., Т. 160, 12.
32. **F. G. Major, V. N. Gheorghe, G. Werth.** *Charged Particle Traps*. Berlin : Springer_Verlag, 2005.
33. **Н. В. Мак-Лахлан.** *Теория и приложения функций Матье*. Москва : Издательство иностранной литературы, 1953.
34. **K. Gniadek.** *Optyczne przetwarzanie informacji*. Warszawa : PWN, 1992.
35. **D. E. Hagen, J. Schmitt, M. Trublood, J. Carstens, D. R. White and D. J. Alofs.** Condensation coefficient measurement for water in the UMR cloud simulation chamber. *J. Atmos. Sci.* 1989, Tom 46, strony 803–16.
36. **А. В. Козырев, А. Г. Ситников.** Испарение сферической капли в газе среднего давления. *Успехи Физических Наук*. 2001 г., Т. 171, 7.
37. **В. Ананьев.** *Системы вентиляции и кондиционирования. Теория и практика*. Москва : Евроклимат, 2001.
38. **Г. Олссон, Д. Пиани.** *Цифровые системы автоматизации и управления*. Санкт-Петербург : Невский Диалект, 2001.
39. **D. Jakubczyk, G. Derkachov, W. Bazhan, E. Lusakowska, K. Kolwas, M. Kolwas.** Study of microscopic properties of water fullerene suspension by means of resonant light scattering analysis. *J. Phys.* 2004, Tom 37, strony 2918-2924.
40. **A. Bielski R. Ciuryło.** *Podstawy Metod Opracowania Pomarów*. Toruń : Wydawnictwo UMK , 1998.
41. **Marcin Zientara.** Ph. D. Theses. *Badanie parowania naładowanych mikrokropki wody*. 2004.
42. **Л. Рабинер, Б. Гоулд.** *Теория и применение цифровой обработки сигналов*. Москва : Мир, 1978.
43. **T. Wriedt, A. Doicu.** Equivalent refractive index of a sphere with multiple spherical inclusions. *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.* 2001, Tom 3, strony 204-209.
44. **B. Berge, K. Sudholz, B. Steiner, J. Rohmann, E. Rühl.** In situ size determination of single levitated solid aerosols. *Phys. Chem. Chem. Phys.* 1999, Tom 1, strony 5485-5489.
45. **G. A. Korn, T. M. Korn.** *Matematyka : dla pracowników naukowych i inżynierów*. Warszawa : PWN, 1983.
46. **W. Bazhan, K. Kolwas, M. Kolwas.** Depolarization of light scattered by a single sodium nanoparticle trapped in an electro-optical trap. *Opt.Com.* 2002, Tom 211, strony 171-81.
47. **C. M. Sorensen.** Light scattering by fractal aggregates. *Aerosol Science and Technology*. 2001, Tom 35, strony 648-687.
48. **PCO Computer Optics GmbH.** CamWare. www.pco.de. [Online] 2002.
49. **A. I. Grigor'ev.** Equilibrium shape and stability of a charged drop in an air flow under an electric field. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. 2002, Tom 72, strony 41-47.
50. **D. Duft, T. Achtzehn, R. Müller, B.A. Hubner and T. Leisner.** Rayleigh jets from levitated microdroplets. *Nature*. 2003, Tom 421, str. 128.
51. **D. Duft, H. Lebius, B.A. Huber, C. Guet and T. Leisner.** Shape Oscillations and Stability of Charged Microdroplets. *Phys. Rev. Lett.* 2002, Tom 89, 84503-1-4.