

# MATEMATYKA-FIZYKA z. 3

BOLESŁAW MATUŁA

## STUDIA NAD AKUSTYCZNĄ KOAGULACJĄ AEROZOLI

POLITECHNIKA ŚLĄSKA  
ZESZYT NAUKOWY Nr 91 – GLIWICE 1963

## SPIS TREŚCI

	Str.
Od autora . . . . .	3
<b>CZĘŚĆ I</b>	
1. Wstęp . . . . .	5
2. Wprowadzenie teoretyczne . . . . .	5
3. Aparatura . . . . .	12
a) dla szybkiej koagulacji dymów . . . . .	12
b) dla przebadania pola akustycznego w rurze koagulacyjnej . . . . .	12
c) dla doświadczeń modelowych . . . . .	13
4. Wyznaczanie rozkładu prędkości powietrza w rurze . . . . .	14
5. Przygotowanie aparatury do koagulacji dymów $P_2O_5$ i $NH_4Cl$ . . . . .	19
6. Wyniki pomiarów . . . . .	20
a) natychmiastowej koagulacji dymów $P_2O_5$ i $NH_4Cl$ . . . . .	20
b) bardzo szybkiej koagulacji dymów $P_2O_5$ i $NH_4Cl$ . . . . .	24
c) szybkiej koagulacji dymów $P_2O_5$ i $NH_4Cl$ . . . . .	26
d) powolnej koagulacji dymów $P_2O_5$ i $NH_4Cl$ . . . . .	26
7. Obliczenie niektórych wielkości charakterystycznych dla szybkiej koagulacji dymów . . . . .	27
a) opadanie cząstek . . . . .	27
b) udział cząsteczek aerozoli w drganiach ośrodka . . . . .	29
c) stała koagulacji . . . . .	30
8. Dyskusja uzyskanych wyników . . . . .	30
<b>CZĘŚĆ II</b>	
9. Badanie sił hydrodynamicznych wywołanych polem akustycznym (na modelach) . . . . .	33
10. Wyniki doświadczeń na modelach: . . . . .	36
a) badanie zależności sił hydrodynamicznych od średniej prędkości przepływu powietrza w rurze . . . . .	36
b) zależność sił hydrodynamicznych od promienia kulek . . . . .	33
c) zależność sił hydrodynamicznych od wzajemnej odległości kulek . . . . .	38
d) zależność sił hydrodynamicznych od częstotliwości pola akustycznego . . . . .	40
e) oddziaływanie między kulką a ścianą ograniczenia . . . . .	40
f) udział kulek w ruchu ośrodka . . . . .	41
11. Dyskusja wyników doświadczeń na modelach oraz wnioski . . . . .	42
12. Literatura . . . . .	44
13. Fotokopie z pozytywowych taśm filmowych niektórych momentów procesów akustycznej koagulacji dymów . . . . .	45

**POLITECHNIKA ŚLĄSKA**

**ZESZYTY NAUKOWE**

**Nr 91**

**BOLESŁAW MATUŁA**

**STUDIA  
NAD AKUSTYCZNĄ KOAGULACJĄ AEROSOLI**

**PRACA HABILITACYJNA Nr 30**

Data otwarcia przewodu habilitacyjnego 11. VI. 1963 r.

REDAKTOR NACZELNY ZESZYTÓW NAUKOWYCH  
POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

*Fryderyk Staub*

REDAKTOR DZIAŁU

*Czesław Kluczny*

SEKRETARZ REDAKCJI

*Tadeusz Matula*

Dział Nauki — Sekcja Wydawnictw Naukowych — Politechniki Śląskiej  
Gliwice, ul. Konarskiego 23

---

Nakład 200+45 egz.

Objętość. ark. wyd. 2,37 ark. druk. 3,5

Papier offsetowy kl. V. 70x100, 70 g

Oddano do składania 13. VII. 1963 r.

Podpisano do druku 14. IX. 1963 r.

Druk ukończono 21. IX 1963 r.

Zam. 1112

D-21

Cena zł 3,—

---

Zakład Graficzny Politechniki Śląskiej w Gliwicach

## OD AUTORA

Na wstępie niech mi wolno będzie złożyć najserdeczniejsze podziękowania panu prof. dr M.Kwiekowi za szereg cennych rad jakich mi udzielał w czasie wykonywania niniejszej pracy oraz panu prof. dr M.Puchalikowi za ważne wskazówki, konsultacje i udostępnienie mi niektórych przyrządów.

Pracę niniejszą wykonano w Pracowni Ultradźwiękowej Instytutu Medycyny Pracy w Przemysle Węglowym i Hutniczym w Zabrzu.

## 1. Wstęp

Akustyczna aglomeracja dymów i pyłów była i jest obecnie przedmiotem wielu prac zarówno doświadczalnych jak też i teoretycznych. Z uwagi na złożoność tego zagadnienia i jego zależność od bardzo wielu parametrów - nie udało się dotychczas ustalić optymalnych warunków akustycznej koagulacji dymów czy pyłów zwłaszcza, jeśli znajdują się one w fazie silnie rozdrobnionej, chociaż zbudowano już w tym celu wiele urządzeń pracujących zarówno w skali laboratoryjnej jako też i technicznej.

Wprawdzie dziś wiadomo, że do szybkiego i skutecznego strącania aerozolu konieczne są duże natężenia pól akustycznych i że bardzo dobre wyniki dają tu akustyczne pola turbulentne - to jednak brak tak eksperymentalnych jak też i teoretycznych rozpracowań takich pól - uniemożliwia realizację ekonomicznych projektów akustycznych urządzeń odpylających.

W związku z tym, celem niniejszej pracy będą doświadczenia prowadzone nad ustaleniem fizycznych warunków szybkiej koagulacji dymów pięciotlenku fosforu i salmiaku umieszczonych w silnych polach akustycznych jako też i eksperymenty modelowe mające wykazać wielkość udziału sił natury hydrodynamicznej w procesach szybkiej akustycznej koagulacji ciał zawieszonych w powietrzu.

## 2. Wprowadzenie teoretyczne

Celem wyprowadzenia wyrażenia na siły hydrodynamiczne Bernouillego, które jak wiadomo działają na ciała stałe znajdujące się w ruchomym ośrodku, wychodzimy z równań Eulera hydrodynamiki:

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \text{grad } \vec{V} = \vec{G} - \text{grad } p \quad (1)$$

gdzie  $\vec{V}$  jest wektorem prędkości przepływu,  $\rho$  gęstością ośrodka płynącego, zaś  $p$  jest ciśnieniem, przy czym  $\overline{G}$  jest pewną wielkością chwilowo bliżej nie określoną.

Aby się pozbyć wyrażenia  $\rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right)$ , przedstawiającego się bezwładności jednostki objętości ośrodka, wystarczy równanie (1) uśrednić względem czasu - wówczas otrzymamy:

$$\overline{\rho \vec{V} \cdot \text{grad } \vec{V}} = \overline{G} = \text{grad } p_0 \quad (1.1)$$

gdzie  $p_0$  = stałe ciśnienie.

Ale

$$\overline{\rho \vec{V} \cdot \text{grad } \vec{V}} = \overline{\rho_0 (\vec{V} \cdot \text{grad } \vec{V})} + \overline{(\delta \rho \vec{V}) \cdot \text{grad } \vec{V}}$$

zaś

$$\rho_0 (\vec{V} \cdot \text{grad } \vec{V}) = \frac{\rho_0}{2} \text{grad } \vec{V}^2 - \rho_0 [\vec{V} \times \text{rot } \vec{V}]$$

$$a \quad (\delta \rho \vec{V}) \cdot \text{grad } \vec{V} = \text{grad } \frac{\partial \rho \vec{V}^2}{2} -$$

$$- \delta \rho [\vec{V} \times \text{rot } \vec{V}] + \vec{V} \times [\vec{V} \times \text{grad } \delta \rho] - \vec{V} (\vec{V} \cdot \text{grad } \delta \rho)$$

W wierszu pierwszym stopień czynników zmiennych jest parzysty, dlatego te wyrazy nie znikają przez uśrednienie. Natomiast w wierszu drugim i trzecim mamy wielkości zmienne trzeciego stopnia, które zmieniają znak i przez uśrednienie znikają.

Ostatecznie otrzymamy:

$$\overline{\rho \vec{V} \cdot \text{grad } \vec{V}} = \overline{\frac{\rho_0}{2} \text{grad } \vec{V}^2} - \overline{\rho_0 [\vec{V} \times \text{rot } \vec{V}]} \quad (1.2)$$

Jeżeli teraz do równania (1.1) wstawimy (1.2) i otrzymane w ten sposób wyrażenie pomnożymy przez element objętości  $d\tau$  a następnie scałkujemy po objętości zawieszzonej cząsteczki, to otrzymamy:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{2} \int_{obj.} \overline{\text{grad } \vec{V}^2} d\tau &= \rho_0 \int_{obj.} \overline{[\vec{V} \times \text{rot } \vec{V}]} d\tau = \\ &= \int_{obj.} \vec{G} d\tau - \int_{obj.} \overline{\text{grad } p_0} d\tau \end{aligned} \quad (1.3)$$

Stosując do (1.3) twierdzenie Gaussa (zamiana całki objętościowej na powierzchniową) otrzymamy po lewej stronie siły powierzchniowe pochodzące od przepływu akustycznego, zaś po prawej  $\int_{obj.} \vec{G} d\tau = \vec{F}$  - siły Bernoulliego oraz  $\int_{obj.} \overline{\text{grad } p_0} d\tau = \oint_{obj.} p_0 d\vec{u} = 0$  dla  $p_0 = \text{constans}$ .

Ostatecznie:

$$\vec{F} = \frac{\rho_0}{2} \oint \overline{\text{grad } \vec{V}^2} d\vec{u} + \rho_0 \oint \overline{\vec{V} \times [\vec{V} \times d\vec{u}]} \quad (1.4)$$

gdzie  $d\vec{u}$  jest elementem powierzchni cząsteczki.

Podstawiając do (1.4)  $\overline{\text{grad } \vec{V}^2} = (\vec{V} \cdot \nabla) \cdot \vec{V} + \vec{V} \times \text{rot } \vec{V}$  otrzymamy:

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \rho_0 \oint (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} d\vec{u} + \rho_0 \oint (\vec{V} \times \text{rot } \vec{V}) d\vec{u} + \\ &+ \rho_0 \oint \vec{V} \times [\vec{V} \times d\vec{u}] \end{aligned} \quad (1.5)$$

gdzie  $\nabla$  jest operatorem Nabla.

Z równania (1.5) wynika, że siły hydrodynamiczne Bernoulliego mają charakter złożony, gdyż zawierają składowe pochodzące od przepływu akustycznego (pierwszy wyraz prawej strony (1.5) oraz składowe pochodzące od wirów) wyrazy drugi i trzeci prawej strony równania (1.5).



Celem bliższego rozpatrzenia charakteru sił hydrodynamicznych weźmy pod uwagę falę płaską przedstawioną równaniem:

$$\vec{v} = \vec{i} \cdot v \cos \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) \quad (1.6)$$

gdzie  $\vec{i}$  jest wektorem jednostkowym w kierunku dodatniej osi x i zobaczymy jaką postać przyjmą siły (1.4) wywołane taką falą tj. przebiegającą w ośrodku, w którym nie ma absorpcji energii akustycznej. Podstawiając (1.6) do (1.4) otrzymamy:

$$\oint_S \text{grad } \vec{v}^2 d\vec{u} = \frac{-2v^2}{\rho^2} \iiint_{obj} \cos 2 \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) dx dy dz = J \quad (1.7)$$

lub po przejściu do współrzędnych sferycznych:

$$\oint_S \text{grad } \vec{v}^2 d\vec{u} = v^2 \pi c \cos 2\omega t \left( \frac{2R}{c} \cos \frac{2R}{c} - \sin \frac{2R}{c} \right) \quad (1.8)$$

Dla R (promień cząsteczki) leżącego w granicach 0,5 mikrona do 100 mikronów i  $c = 330$  m/sek,  $2R/c \rightarrow 0,6 \cdot 10^{-6}$ , całka (1.8) przyjmie postać:

$$v^2 \pi c \cos 2\omega t \cdot \frac{2R}{c} \left( \cos \frac{2R}{c} - 1 \right) \rightarrow 0, \text{ gdy } \frac{2R}{c} \rightarrow 0 \quad (1.9)$$

Podobnie:

$\oint_S \vec{v}_x [\vec{v} \times d\vec{u}] = \vec{J}$ , po podstawieniu do niej (1.6), będzie mieć następujące składowe:

$$I_x = 0,$$

$$I_y = -\oint v^2 \cos^2 \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) dx dz = -\iiint_{obj} \frac{\partial}{\partial y} \left[ v^2 \cos^2 \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) \right] dv = 0 \quad (1.10)$$

$$I_z = -\oint v^2 \cos^2 \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) dx dy = -\iiint_{obj} \frac{\partial}{\partial z} \left[ v^2 \cos^2 \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) \right] dv = 0$$

Zerowanie się wyrażenia (1.10) i dążenie do zera wyrażenia (1.9) oznaczają, że w ośrodku idealnym, bez absorpcji, siły hydrodynamiczne wywołane falą akustyczną, przyjmą bardzo małe wartości.

Jeśli natomiast założymy, że fala akustyczna jest pochłaniana przez koagulujące się cząsteczki aerozolu i, jeśli położymy w (1.4):

$$\vec{V} = \vec{i} \cdot V \cos \left( \omega t - \frac{x}{c} \right) e^{-2\delta x} \quad (1.11)$$

gdzie  $\delta$  jest liniowym współczynnikiem absorpcji, to wyrażenie (1.6) będzie się również zerować, natomiast lewa strona (1.7) przyjmie postać:

$$\begin{aligned} \oint \text{grad } \vec{V}^2 d\vec{u} &= \frac{\pi V^2}{4\delta} \left[ 4\delta R / e^{4\delta R} + e^{-4\delta R} \right] - (e^{4\delta R} - e^{-4\delta R}) + \\ &+ \frac{v^2 c \pi (4\delta^2 c - 1) (12\delta^2 c^2 - 1)}{2 (4\delta^2 c^2 + 1)^3 \cos \varphi} \left[ (4\delta R - 1) e^{4\delta R} \sin \left( \varphi + 2\omega t + \frac{2R}{c} \right) + \right. \\ &+ (4\delta R + 1) e^{-4\delta R} \sin \left( \varphi + 2\omega t - \frac{2R}{c} \right) + \frac{2R}{c} e^{4\delta R} \cos \left( \varphi + 2\omega t + \frac{2R}{c} \right) + \\ &+ \left. \frac{2R}{c} e^{-4\delta R} \cos \left( \varphi + 2\omega t - \frac{2R}{c} \right) \right] - \frac{2\delta c^2 \omega \pi (12\delta^2 c^2 - 1) \left[ \frac{2R}{c} e^{4\delta R} \sin \left( \varphi + \right. \right. \\ &+ \left. \left. 2\omega t + \frac{2R}{c} \right) + \frac{2R}{c} e^{-4\delta R} \sin \left( \varphi + 2\omega t - \frac{2R}{c} \right) - \right. \\ &+ \left. (4\delta R - 1) e^{4\delta R} \cos \left( \varphi + 2\omega t + \frac{2R}{c} \right) - (4\delta R + 1) e^{-4\delta R} \cos \left( \varphi + 2\omega t - \frac{2R}{c} \right) \right] \end{aligned}$$

Biorąc z (1.12) średnią czasową, otrzymamy:

$$\oint_S \text{grad } \vec{V}^2 d\vec{u} = \frac{\pi V^2}{4\delta} \left[ 4\delta R (e^{4\delta R} + e^{-4\delta R}) - (e^{4\delta R} - e^{-4\delta R}) \right] \quad (1.13)$$

skąd, po uwzględnieniu trzech pierwszych wyrazów rozwinięcia funkcji wykładniczych na szereg Mac Laurina, uzyskamy:

$$\oint_S \text{grad } \bar{V}^2 d\bar{u} = 2\pi V^2 R - 8\delta R^2 + \pi V^2 16\delta^2 R^2 - \frac{64}{3} \delta^3 R^4 + \\ + \pi V^2 \frac{64}{3} \delta^4 R^4 \quad (1.14)$$

Postać równania (1.14) wskazują, że w ośrodkach rzeczywistych oraz w koagulującym się aerozolu, fala akustyczna wywoła siły hydrodynamiczne, których wartość będzie rosła w miarę wzrostu natężenia pola akustycznego ( $V^2$ ), promienia cząsteczek oraz współczynnika absorpcji.

Doświadczenia, o których mowa poniżej wykazały, bardzo wyraźną zależność sił hydrodynamicznych od kwadratu prędkości przepływu, wywołanego falą akustyczną, a więc od natężenia pola akustycznego. Ponadto wypada nadmienić, że wpływ wspomnianych sił uwidaczniał się wyraźnie dopiero wtedy, gdy cząsteczki aerozolu dostatecznie urosły (duże  $R$ ).

Został również niewątpliwie stwierdzony wpływ absorpcji ośrodka na siły hydrodynamiczne, jednakowoż charakter tego wpływu będzie wymagał osobnego przebadania.

Specjalny rodzaj sił hydrodynamicznych - występujących niewątpliwie w procesach koagulacji aerozoli [2], opracował Kirchhoff [1]. Otóż siły Kirchhoffa, chociaż zostały wprowadzone dla cieczy doskonałej, to jednak z dużym przybliżeniem można je stosować i do ośrodków gazowych, a odnoszą się one do oddziaływania między kulką i polem hydrodynamicznym wytworzonym przez ruch drugiej kulki w danym ośrodku. Składowa  $F_R$  tych sił wzięta w kierunku prostej łączącej środki uważanych kulek wynosi:

$$F_R = \frac{3\pi e v^2 r^6}{R^4} \left( \frac{3}{2} \cos 2\alpha + \frac{1}{2} \right) \quad (2)$$

zaś składowa " $F_\alpha$ " wzięta w kierunku prostopadłym do prostej łączącej środki kulek wynosi:

$$F_\alpha = \frac{3\pi e v^2 r^6}{R^4} \sin 2\alpha \quad (3)$$

gdzie

$\rho$  - jest gęstością ośrodka,

" $r$ " - promieniem kulek,

" $v$ " - prędkością ruchu,

" $R$ " - wzajemną odległością kulek,

zaś " $\alpha$ " jest kątem zawartym między kierunkiem prędkości przepływu a prostą łączącą środki kulek.

Z równania (2) wynika, że dla kulek, których wspólna oś jest prostopadła do kierunku pola ( $\alpha = 90^\circ$ ), składowa " $F_R$ " jest siłą przyciągającą, natomiast, gdy kulki są umieszczone jedna za drugą w kierunku pola ( $\alpha = 0$ , lub  $\pi$ ) " $F_R$ " jest już siłą odpychającą przy czym w obu wypadkach  $F_\alpha = 0$ , a  $F_R$  posiada wartość ekstremalną.

Okazuje się jednak, że siły hydrodynamiczne występują także między kulką poruszającą się z prędkością  $V$  w ograniczonym ośrodku a ścianami ograniczenia a mianowicie dla małych wartości liczb Reynoldsa ( $Re$ ) - siły te mają charakter odpychania i wynoszą [1]:

$$F = \frac{9}{16} \pi \rho r^2 v^2 \quad (4)$$

które to odpychanie nie zależy od odległości " $x$ " kulki od ściany ograniczenia i jest słuszne tylko dla małych wartości  $\frac{x}{r}$ . Natomiast przy dużych liczbach  $Re$  poruszająca się kulka jest przyciągana przez ścianę ograniczenia z siłą [1]:

$$F = - \frac{3\pi \rho r^6 v^2}{16x} \quad (5)$$

W oparciu o powyżej podaną teorię postanowiliśmy pierwszą część niniejszej pracy poświęcić przede wszystkim zebraniu materiału doświadczalnego dla statystycznego potwierdzenia słuszności równania (1) natomiast część druga obejmie eksperymenty wykonane na modelach dla ewentualnego zweryfikowania wyrażen (2), (3), (4), (5) i ich przydatności w mechanice aerozoli.

## CZĘŚĆ I

### 3. Aparatura

#### A. Aparatura dla doświadczeń nad szybką koagulacją dymów

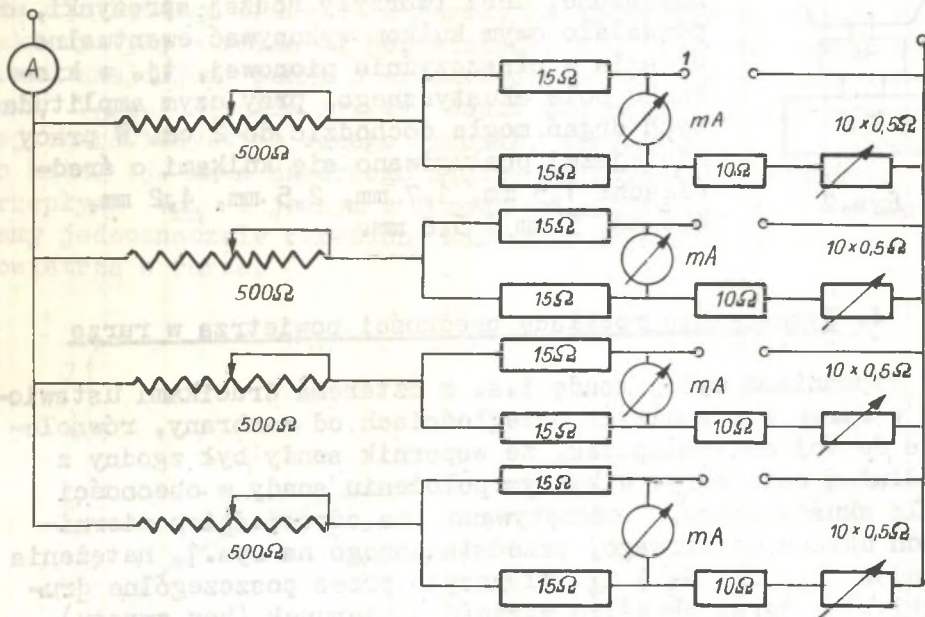
W celu osiągnięcia szybkiej koagulacji dymów posługiwano się w niniejszej pracy aerodynamicznym generatorem membranowym opisanym w pracach autora [2], [3]. Na membranie generatora stawiano pionowo rurę szklaną o wewnętrznej średnicy 28 mm i wysokości około 50 cm, którą mocno przyciskano i dopasowywano do membrany. Rurę napełniano dymami  $P_2O_5$  lub  $NH_4Cl$ , których średnie stężenie wynosiło około 142 mg/litr. Oba dymy zawierały cząsteczki polidispersyjne o wymiarach leżących w granicach od 1 mikrona do około 20 mikronów. Rurę koagulacyjną zamykano korkiem z waty grubości około 10 cm, a to w celu niedopuszczenia do wytworzenia się fali stojącej. We wspomnianej rurze wytwarzała się fala bieżąca o częstotliwości 3600 c, co stwierdzono analizatorem firmy Brüel i Kjaer (1958 r.). Z uwagi na to, że częstotliwość rezonansowa naszej rury wynosiła 2930 c/sek. [4], w rurze, oprócz wspomnianej fali bieżącej powstawało szereg fal radialnych i azymutalnych [4], które niewątpliwie zmniejszały pole akustyczne i wywierały pewien wpływ na proces koagulacji.

#### B. Aparatura do badania natężenia pola akustycznego w rurze

W celu określenia średniego natężenia pola akustycznego w rurze koagulacyjnej posługiwano się termoanemometrem (t.a.) zrobionym z drucika wolframowego grubości około 11 mikronów a długością 5 mm, który to drucik ogrzewano do temperatury około 300°C. Stała czasowa drucika t.a. wynosiła około 0,005 sek. Charakterystykę drucika przedstawiającą zależność natężenia prądu miliamperomierza umieszczonego w gałęzi przekątnej zrównoważonego mostka Wheatstone'a, którego jedną z gałęzi stanowił drucik t.a. - a szybkością przepływu powietrza - przy kącie nachylenia drucika t.a. do kierunku ruchu równym 90° - sporządzano, obracając t.a. ze znaną prędkością w spokojnym powietrzu.

Z pomiarów przeprowadzonych powyższym t.a. wynikło, że w naszej rurze koagulacyjnej, średnia szybkość przepływu po-

wietrza, wywołana polem akustycznym, a odczytana na charakterystyce t.a., wynosiła od około  $295 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} - 800 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$ . Prędkości powyższe, odpowiadały średnim natężeniom pola akustycznego wynoszącym od około 149 db - 160.8 db oraz liczbom Re wynoszącym od 6501 j.c.g.s. do 16410 j.c.g.s. Natomiast w celu przebadania charakteru pola akustycznego w rurze koagulacyjnej posługiwano się termooanemometrem złożonym z czterech drucików wolframowych o długości 5 mm i średnicy około 11 mikronów każdy, umieszczonych na wsporniku w płaszczyźnie poziomej tak, że kąty między poszczególnymi drucikami wynosiły po  $45^\circ$ . Końcówki sondy t.a. połączono z układem mostkowym przedstawionym na rys.1. Charakterystykę t.a. przedstawia rys.3.



Rys.1

### C. Aparatura do doświadczeń modelowych

Celem przebadania na modelach sił hydrodynamicznych działających między poszczególnymi cząsteczkami posłużono się aparaturą przedstawioną na rys.2.

Wyjście generatora RC łączono poprzez wzmacniacz 550 W z głośnikiem 25 W. Wylot głośnika zamykała stożkowa, zwężająca się ku górze, tuba o wysokości 1,3 m. U wylotu tuby, na

odpowiedniej podstawie stawiano rurę szklaną o wewnętrznej średnicy 28 mm, o wysokości 1,25 m, posiadającą kilka bocznych otworów, umieszczonych parami po obu stronach rury w różnych odległościach od końca rury. W bocznych otworach rury umieszczano cienkie dźwignie jednoramienne, na końcach których zawieszano na niciach nylonowych o grubości około 30 mikronów, kulki bądź szklane, bądź ołowiane. Dźwignie powyższe a tym samym i kulki, przesuwano względem siebie, w płaszczyźnie pionowej, przy pomocy śruby mikrometrycznej. Pomimo obciążenia kulkami, nici, na których te kulki wisiały, nie były naprężone, lecz tworzyły rodzaj sprężynki, co pozwalało owym kulkom wykonywać ewentualne drgania w płaszczyźnie pionowej, tj. w kierunku pola akustycznego, przy czym amplituda tych drgań mogła dochodzić do 2 cm. W pracy niniejszej posługiwano się kulkami o średnicach: 1,5 mm, 1,7 mm, 2,5 mm, 4,2 mm, 4,6 mm, 5 mm i 5,8 mm.



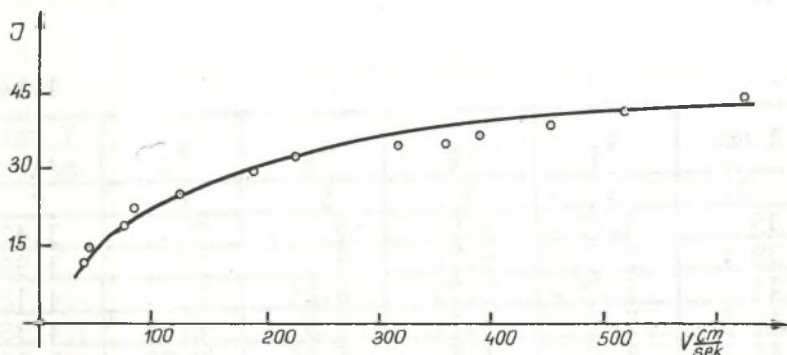
Rys.2

#### 4. Wyznaczanie rozkładu prędkości powietrza w rurze

Wspomnianą wyżej sondę t.a. z czterema drucikami ustawiono w rurze w rozmaitych odległościach od membrany, równolegle do tej ostatniej tak, że wspornik sondy był zgodny z podłużną osią rury. W każdym położeniu sondy w obecności pola akustycznego, odczytywano na odpowiednich miernikach układu mostkowego, przedstawionego na rys.1, natężenia prądów  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_3$  i  $i_4$  płynących przez poszczególne druciki. Aby teraz określić wartość i kierunek (bez zwrotu) prędkości przepływu powietrza w rurze, brano pod uwagę największe z odczytanych natężeń i na charakterystyce odpowiedniego drucika, przez który płynął maksymalny prąd odczytywano odpowiadającą temu natężeniu maksymalnemu wartość prędkości powietrza, która była równocześnie szukana rzeczywistą " $V_{rz}$ " wartością przepływu powietrza. Uzasadnienie tego postępowania jest następujące. W układzie współrzędnych, w którym oś  $z$  stanowi wspornik sondy (podłużna oś rury), zaś osi  $x$  i  $y$  leżą wzdłuż pierwszego i trzeciego drucika t.a, dowolny kierunek tworzy z jednym spośród czterech drucików t.a. kąt zawarty między  $67,5^\circ$  -  $112,5^\circ$ .

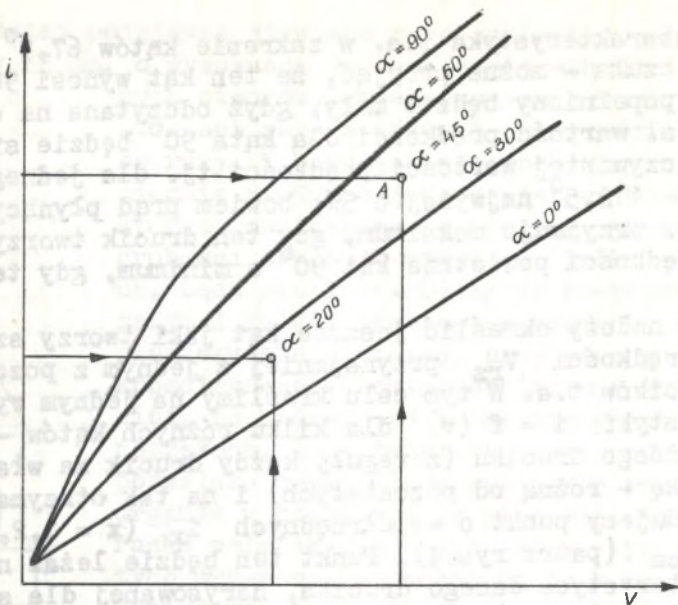
Ponieważ charakterystyka t.a. w zakresie kątów  $67,5^\circ - 112,5^\circ$  jest mało czuła - można przyjąć, że ten kąt wynosi  $90^\circ$  przy czym błąd popełniony będzie mały, gdyż odczytana na charakterystyce t.a. wartość prędkości dla kąta  $90^\circ$  będzie się różnić od rzeczywistej wartości prędkości tj. dla jednego z kątów  $67,5^\circ - 112,5^\circ$  najwyżej o 5%; bowiem prąd płynący przez drucik t.a. przyjmuje maksimum, gdy ten drucik tworzy z kierunkiem prędkości powietrza kąt  $90^\circ$  a minimum, gdy ten kąt wynosi  $0^\circ$ .

Z kolei należy określić jeszcze kąt jaki tworzy szukany kierunek prędkości  $V_{rz}$  przynajmniej z jednym z pozostałych trzech drucików t.a. W tym celu kreślimy na jednym rysunku charakterystyki  $i = f(v)$  dla kilku różnych kątów - oddzielnie dla każdego drucika (z reguły każdy drucik ma własną charakterystykę - różną od pozostałych) i na tak otrzymanym rysunku znajdujemy punkt o współrzędnych  $i_x$  ( $x = 1, 2, 3$  lub  $4$ ) oraz  $V_{rz}$  (patrz rys.4). Punkt ten będzie leżał na pewnej charakterystyce danego drucika, narysowanej dla szukanego kąta, tj. kąta zawartego między rzeczywistą prędkością przepływu  $V_{rz}$  i jednym z trzech drucików t.a. W ten sposób mamy jednoznacznie określony kierunek prędkości przepływu powietrza w rurze.



Rys.3. Charakterystyka t.a. Zależność natężenia prądu mostka od prędkości przepływu powietrza





Rys. 4

Przy pomocy sondy t.a. z czterema drucikami wykonano szereg pomiarów w rurze koagulacyjnej a wyniki zebrano w tabeli 1.

Tabela 1

Lp.	Z mm	$i_1$	$i_2$	$i_3$	$i_4$	V maks m/sek
1	2	3	4	5	6	7
1	35	4,75	5,5	6	7	3,42
2	39,5	5	5,75	6	7,5	3,98
3	41	5,25	5,75	6,25	8	4,12
4	42,5	5,5	5,75	6,5	8,25	4,38
5	44	5,25	5,5	6,25	7,75	3,97
6	45,5	5,25	5,5	6	7,5	3,98
7	47	5	5,25	6	7,25	3,63
8	48,5	4,75	5	5,75	7	3,42
9	50	4,25	4,75	5,5	6,5	2,64
10	51,5	4,25	4,5	5,25	6,25	2,13
11	53	4,25	4,75	4,5	6,75	2,84
12	54,5	4,25	5	5,5	6,5	2,64
13	114,5	4,5	4,75	4,75	6	1,93
14	116	4	4,75	4,75	5,5	1,58

1	2	3	4	5	6	7
15	117,5	3,75	4,5	4,5	5	1,56
16	119	3,25	4,25	4,5	5	1,56
17	120,5	3,5	3,5	3,75	3,5	1,22
18	122	2,5	4	4	4,25	1,38
19	123,5	3,25	3,75	4,25	5	1,56
20	125	3,75	4,25	4,75	5,25	1,57
21	126,5	4,5	4,75	5	5,75	1,67
22	128	4,75	4,75	5,25	6,25	2,13
23	129,5	4,25	4,75	5,25	5,5	1,58
24	131	4	5	5,5	5,25	1,58

Niezależnie od powyższego, pole akustyczne w rurze przebadano sondą z pojedynczym drucikiem umieszczając ją w rozmaitych odległościach od membrany oraz zmieniając również jej orientację w stosunku do osi  $x$  i  $y$ . Kąt  $\alpha = 0$  odpowiada wypadkowi, gdy drucik sondy jest prostopadły do osi "x" a równoległy do osi "y." Otrzymane wyniki zebrano w tabeli 2.

Tabela 2

Lp.	Z w mm	Napięcie prądów mostka					
		$\alpha =$ kąt między drucikiem sondy a osią "y"					
		$= 0$	$= 45^\circ$	$= 90^\circ$	$= 135^\circ$	$= 180^\circ$	$= 270^\circ$
1	38	5	4	4,25	3,75	4,25	7
2	50	5	5	6,5	7,5	6	5
3	62	5	4,75	6	4,5	4	4
4	74	7	4,5	4,75	3,5	2,5	2
5	86	5	3,5	4	3	3,25	2,75
6	98	5	4	5	3,5	3	4,5
7	110	3,5	3,25	3,75	3	3,25	4
8	122	6,5	6	5	5	4,75	5,5
9	134	3	4	5	5	3	4
10	146	2,5	4	4,25	4,5	3	4
11	158	3	3,5	3,75	3,5	3	3

W tabeli 3 zebrano wyniki pomiarów pola sondą z jednym drucikiem umieszczonym prostopadle do osi "x" przy stałym ciśnieniu powietrza u wylotu dyszy generatora.

Tabela 3

Ip.	Z w mm	Natężenia prądów mostka wyrażone w działkach skali drucik równoległy do "y" drucik prostopadły do osi "y"					
1	38	3,5	4	3	3,75	4	2,75
2	50	5,5	7	4	6	5	4,5
3	62	2	3,5	4,5	3,5	3	3,75
4	74	4	5,5	3,75	4,5	5	5,5
5	86	4,5	3,5	4	4,5	5,5	6
6	98	3	2	4,5	5	3,5	4,5
7	110	3,5	2,5	3	3,5	2,5	3
8	122	3	2,7	3,5	4,5	4	3
9	134	4	5	3	4,25	3,5	3,25
10	146	3,5	4,5	4	4,5	3,5	4
11	158	5	4	4,25	4,2	5	4,5

Tabela przeliczeniowa

Ip.	Natężenie prądu mostka w działkach skali	Wartość prędkości m/sek
1	2,5	0,17
2	2,75	0,49
3	3	0,81
4	3,25	1,13
5	3,5	1,45
6	3,75	1,75
7	4	1,83
8	4,25	1,88
9	4,5	1,31
10	4,75	1,99
11	5	2,49
12	5,25	2,51
13	5,75	3,64
14	6	3,96
15	6,25	4,28
16	6,5	4,60
17	7	4,90

Z tabeli 1 widać, że rzeczywista prędkość przepływu powietrza w rurze ( $V_{rze} = V_{maks}$ ) zmienia nie tylko swoją wartość ale także i swój kierunek. Prędkość ta jest prostopadłą do drucika nr 4 (sondy t.a.), ale są też wypadki, że prędkość ta przyjmuje kierunek normalny do drucika nr 3 (poz.17 i 24).

Średnia prędkość powietrza w rurze wykazuje silne gradienty na odcinkach 1,5 milimetrych, wynoszące od około 653 j.c.g.s. jak to wskazuje pozycja 8 i 9 t.a. do około 0 (poz.23=24).

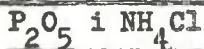
Również i z tabeli 2 można łatwo odczytać silne gradienty prędkości na odcinkach 1,5 milimetrych - wzdłuż rury - wynoszące od zera do 250 j.c.g.s.

O ile w dolnych partiach rury wskazania t.a. ustawionego pod rozmaitymi kątami w stosunku do osi współrzędnych - różnią się między sobą dość znacznie, np. poz.1 i 4 tabl.2, to w większych odległościach od membrany - pole akustyczne wydaje się być bardziej jednolite jak np. poz.8-11 tabl.2.

Na koniec tabela 3 wskazuje na dość wyraźne spadki prędkości powietrza wzdłuż poprzecznych przekrojów rury, wynoszące od 6 j.c.g.s. do 313 j.c.g.s.

Porównując wreszcie dane poszczególnych tabel (nr 1-3) widać wyraźnie, że prędkości przepływu powietrza w rurze wykazują charakter wirowy przy czym te wiry są nierównomiernie rozmieszczone w rurze i mają różną średnicę. Oznacza to, że zwłaszcza w dolnych i średnich partiach rury, pole akustyczne ma turbulentny charakter. Wiry takie zaobserwowaliśmy wielokrotnie przy koagulacji dymów, o czym poniżej.

## 5. Przygotowanie aparatury do koagulacji dymów



Rurę koagulacyjną po ustawieniu i napełnieniu dymem oświetlono dwoma żarówkami mocy 5000 W każda, zaś przebiegi procesów koagulacji zdejmowano teleobiektywem firmy "Triotar" o ogniskowej 1,35 mm, o sile światła 5,6. Równocześnie ze startem generatora puszczano w ruch aparat filmowy, którego taśma poruszała się z szybkością 96 klatek/sek a także i 32 klatki/sek., rejestrując proces koagulacji dymów. Ogółem sfilmowano 537 procesów koagulacji na taśmie długości około 8000 metrów. Notowano czas od chwili startu generatora do chwili ukazania się w rurze koagulacyjnej napełnionej dymem drobniotkich agregatów, których wymiary wynosiły około 50 mikronów. Czas powyższy, zwany w dalszym ciągu czasem wizual-

nej koagulacji - ma duże znaczenie dla procesu koagulacji o czym niżej.

## 6. Wyniki obserwacji

Po przeanalizowaniu taśm filmowych z procesów koagulacji dymów okazało się, że poszczególne procesy różnią się między sobą dość znacznie, między innymi także czasem wizualnej koagulacji, który z kolei okazał się zależnym od średniego natężenia pola akustycznego panującego w rurze koagulacyjnej. W związku z powyższym, z całokształtu procesów koagulacji wyodrębniono 4 kategorie a to:

- a) procesy o koagulacji natychmiastowej,
- b) procesy o koagulacji bardzo szybkiej,
- c) procesy o koagulacji szybkiej i
- d) procesy o koagulacji powolnej.

### A. Koagulacja natychmiastowa

Koagulacja ta zachodzi przy średnich natężeniach pola akustycznego wynoszących od około 158 db - 161 db i przy średnim czasie wizualnej koagulacji wynoszącym od 0,2 sek - 0,5 sek.

Specyficzną cechą omawianej koagulacji jest tworzenie się w aerozolu w całym polu widzenia szerokich płatek, których jeden z wymiarów wzrasta od 50 mikronów do około 15 mm w ciągu czasu od 0,5 sek - 1,5 sek, przy równoczesnym zgrubieniu tych płatek od 1,5 mm - 3,5 mm. Płatki takie ustawiają się zawsze równolegle do membrany generatora a więc prostopadle do kierunku pola akustycznego, przy czym tylko część spośród nich przykleja się do ścian rury a przeważająca większość unosi się do góry, w kierunku pola akustycznego, tj. przeciw sile ciężkości, ze średnią prędkością wynoszącą od  $28 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} = 96 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$ .

Drugą cechą charakterystyczną omawianego procesu koagulacji jest praktycznie biorąc - brak zarówno małych jako też i dużych agregatów opadających na dno rury.

Zarówno pierwsza faza procesu, trwająca od chwili startu generatora do chwili ukazania się pierwszych agregatów,

jako też i faza druga - tzn. kształtowanie się dużych płatków - wskazują wyraźnie na bardzo silne działanie w całym polu widzenia, sił natury hydrodynamicznej (Kirchhoffa). Siły te w pierwszej fazie mają charakter sił przyciągania zaś w fazie drugiej widać ich wyraźne działanie w jednej płaszczyźnie. Oczywiście nie są to jedyne siły działające w rurze koagulacyjnej.

Proces grubienia płatków, wydaje się być spowodowanym schwytywaniem drobniejszych cząsteczek aerozoli przez cząsteczki duże co z kolei potwierdzałoby słuszność teorii Smoluchowskiego ([7] str.301-2), dotyczącej tzw. koagulacji gradientowej, wyrażonej wzorem

$$\phi = \frac{4}{3} \pi \Gamma (r_1 + r_2)^3 \quad (6)$$

gdzie:

$\phi$  = ilość cząsteczek osiagających w sek. sferę pochłaniania i z dołu i z góry = tj. walca o promieniu  $r_1 + r_2$ , o wysokości  $z = v$ ,

$r_1$  = promień danej cząsteczki,

$r_2$  = promień innych cząsteczek,

$\Gamma$  = poprzeczny gradient prędkości.

Dla  $r_1 = 1$  mm,  $r_2 = 0,050$  mm,  $\Gamma = 60/\text{sek}$ ,  $\phi = \frac{1}{4}$ , zaś dla  $r_1 = 10$  mm,  $\phi = 251$ , czyli bardzo silnie rośnie wraz ze wzrostem wymiarów cząsteczek. Takie schwytywanie cząsteczek małych przez cząsteczki duże jest łatwe do zauważenia zwłaszcza w czasie ruchu płatków ku górze. Jeśli idzie o kierunek tego ostatniego ruchu, to da się on wyjaśnić chyba tylko siłami pochodzącymi od ciśnienia promieniowania akustycznego, na które to siły otrzymał Karaśkiewicz [6] wyrażenie:

$$\vec{F}_{pr} = \int \rho \cdot \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) d\sigma \quad (6.1)$$

gdzie  $\vec{v}$  jest wektorem prędkości cząsteczki,  $\vec{n}$  wektorem jednostkowym normalnym do powierzchni cząsteczki, zaś  $d\sigma$  jest elementem powierzchni cząsteczki, pozioma kreska nad wyrażeniem (6.1) oznacza średnią czasową a całkę z (6.1)

bierzemy po powierzchni zamkniętej ograniczającej cząsteczkę.

Z postaci równania (6.1) widać, że dla działania siły  $\vec{F}_{pr}$  jest konieczny gradient prędkości, gdyż w przeciwnym razie wspomniana siła przyjmuje wartość zero.

Rozpatrzmy teraz wyrażenie (6.1) dla fali płaskiej postępującej w kierunku dodatniej osi "x". Tu, podobnie jak to miało miejsce poprzednio, ograniczymy się do cząstek kulistych, bardzo małych w porównaniu z długością fali, aby nie zaburzały pola. Założenie takie jest usprawiedliwione dla fali o częstotliwości 3600 c/sek, dla długości fali w powietrzu wynoszącej około 9 cm, dla cząsteczek o wymiarach od 1 mikrona = 1 mm.

Położmy  $\vec{v} = \vec{i} v \cos \omega (t - \frac{x}{c})$ . Niech  $\alpha$  oznacza kąt między osią x a kierunkiem normalnej do powierzchni cząsteczki,  $\varphi$  jest kątem zawartym między płaszczyzną x z a n x. Wtedy wektor jednostkowy  $\vec{n}$  będzie miał składowe  $\cos \alpha$ ,  $\sin \alpha \cos \varphi$ ,  $\sin \alpha \sin \varphi$ , a element powierzchni  $d\sigma$  przyjmie postać:  $d\sigma = r^2 \sin \alpha d\alpha d\varphi$ . Położmy dalej  $x = r \cos \alpha$ , wówczas wyrażenie (6.1) przyjmie postać:

$$\vec{F}_{pr} = \rho v^2 \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (\vec{i} \cos \alpha \sin \varphi + \vec{j} \sin^2 \alpha \cos \varphi + \vec{k} \sin^2 \alpha \sin \varphi) r^2 \cos^2 \omega (t - \frac{r \cos \alpha}{c}) d\alpha d\varphi \quad (6.2)$$

Całkując (6.2) po " $\varphi$ " otrzymamy:

$$\vec{F}_{pr} = 2\pi r^2 \rho v^2 \int_0^{\pi} \vec{i} \cos \alpha \sin \alpha \cos^2 \omega (t - \frac{r \cos \alpha}{c}) d\alpha \quad (6.3)$$

Jak widać, średnia czasowa wyrażenia (6.3) = 0, co oznacza, że w ośrodku idealnym ciśnienie promieniowania działające na kulistą cząstkę zanika.

Inaczej ułożą się stosunki, gdy uwzględnimy absorpcję energii fali akustycznej przez koagulujące się cząsteczki, zawieszane w ośrodku. Mianowicie, jeśli liniowy współczynnik absorpcji oznaczymy przez  $\sigma$ , to dla uwzględnienia ab-

sorpcji fali akustycznej wprowadzamy pod całkę w (6.3) czynnik  $e^{-2\delta r \cos \alpha}$  wtedy otrzymamy:

$$\bar{F}_{pr} = 2\pi r^2 \rho v^2 \int_0^\pi \bar{i} \cos \alpha \sin \alpha \cos^2 \omega \left( t - \frac{r \cos \alpha}{c} \right) e^{-2\delta r / \cos \alpha} d\alpha \quad (6.4)$$

Kładąc dalej w (6.4)  $\cos \alpha = y$ , oraz  $2\delta r = a$  otrzymamy:

$$\bar{F}_{pr} = -i\pi r^2 \rho v^2 \int_{-1}^1 y e^{-ay} dy \quad (6.5)$$

gdyż średnia czasowa  $\cos 2\omega \left( t - \frac{x \cos \alpha}{c} \right) = 0$ .

Wyrażenie (6.5) po scałkowaniu przez części i po przejściu do pierwotnych zmiennych daje:

$$\bar{F}_{pr} = i\pi \rho v^2 \left[ \frac{r}{\delta} \cos h(2\delta r) - \frac{1}{2\delta^2} \sin h(2\delta r) \right] \quad (6.6)$$

Rozwijając  $\cos h(2\delta r)$  i  $\sin h(2\delta r)$  na szereg potęgowy i uwzględniając tylko trzy pierwsze wyrazy rozwinięcia otrzymamy z (6.6):

$$\bar{F}_{pr} = i\pi \rho v^2 \left[ \frac{4}{3} \delta r^3 + \frac{9}{15} \delta^3 r^5 + \dots \right] \quad (7)$$

Z wyrażenia (7) widać, że siła  $\bar{F}_{pr}$  zależy w pierwszej linii od kwadratu prędkości ruchu ośrodka, następnie rośnie bardzo szybko wraz ze wzrostem promienia cząsteczki i współczynnika absorpcji.

Otóż w naszych procesach koagulacji tworzące się płatki, poruszały się ku górze wtedy, gdy znacznie urosły (duże  $r$ ) i znacznie zgrubiały (najprawdopodobniej duże  $\delta$ ). Wydaje się dalej, że stosunkowo duża absorpcja fali głosowej przez gru-



be płatki, a także rozpraszanie energii akustycznej przez nie, wywoływały znaczną różnicę ciśnień w kierunku podłużnej osi rury i ta właśnie różnica ciśnień powodowała ruch płatków ku górze.

Jeśli idzie o zależność siły  $\bar{F}_{pr}$  z (7) od  $V^2$ , to należy zauważyć, że ruch płatków ku górze występował u nas tylko przy b. dużych natężeniach pola a więc przy dużych wartościach  $V$ , chociaż płatki powstawały przy mniejszych  $V$ , ale poruszały się w dół rury.

Sprawa udziału w procesie szybkiej koagulacji sił pochodzących od ciśnienia promieniowania akustycznego, będzie przedmiotem osobnej pracy zwłaszcza, jeśli idzie o duże płatki (1 cm - 2,5 cm), porównywalne z długością fali (9 cm) a więc silnie zaburzające pole akustyczne.

## B. Koagulacja bardzo szybka (Patrz też rozdział 13)

Proces bardzo szybkiej koagulacji aerozoli zachodzi już przy natężeniach pola akustycznego leżących w granicach od 156 db - 158 db, zaś pierwsze wizualne agregaty ukazują się po upływie czasu wynoszącego od 0,6 sek - 1 sek. W tego rodzaju procesach daje się zauważyć bogactwo rozmaitych figur turbulencyjnych przy równoczesnym silnym opadaniu agregatów na dno rury (zgodnie z siłą ciężkości).

W pierwszej fazie omawianego procesu powstają małe agregaty widoczne w postaci "kaszki" wypełniające całe pole widzenia. Z kolei agregaty te rosną od 50 mikronów do 1 mm w ciągu czasu, średnio biorąc, 1,6 sek, po czym pojawia się w polu widzenia wir, na krańcach którego układa się aerosol silnie zgęszczony. Wir powyższy szybko znika, natomiast w środku rury daje się zauważyć struga aerosolu rozrzedzonego, najpierw prosta, następnie wężykowata a po obu jej stronach gromadzi się aerosol zgęszczony. Stan ten szybko się zmienia, gdyż obszar pola widzenia dzieli się na trzy części, z których środkowa zawiera aerosol zgęszczony a pozostałe aerosol rozrzedzony. Następnie ze zgęszczonego aerosolu wytwarza się podwójna nitka wirowa znikająca po upływie 1/48 sek. od chwili ukazania się. Wreszcie zgęszczony aerosol dzieli się na szereg nitek szybko znikających po czym opada w postaci zygzakowatej strugi. Figura nitkowa trwa około 1/10 sek przechodząc w figurę leja.

Wnętrze leja o średnicy około 1,5 cm zawiera aerosol rozrzedzony, przy czym średnica leja maleje do połowy w

czasie  $1/24$  sek. Z kolei lej obraca się i zwraca szerokim otworem ku dołowi i zajmuje  $1/2$  pola widzenia. Figura leja znika po upływie około 0,5 sek od chwili jego powstania, ustępując znowu figurze nitek wirowych, na które składają się drobnutki cząsteczki aerozolu, o średnicach wynoszących około 250 mikronów - szybko opadające w postaci dwu strug rozmieszczonych po obu bokach rury - na dno rury. Rozmiary wspomnianych strug ulegają ciągłym wahaniom, bądź wydłużają się bądź skracają, już to zwężają się już to rozszerzają a same cząstki strugi wydają się wykonywać obroty. Wreszcie figura strug przechodzi w figurę kłębow zwiększających swoją średnicę dwukrotnie w ciągu  $1/10$  sek.

Wkrótce tworzą się w rurze charakterystyczne agregaty o średnicach kilku milimetrów, obracające się w płaszczyźnie pionowej, naokoło poziomej osi, z prędkością kątową równą około 130 rad/sek.

Sytuacja znowu ulega zmianie, gdyż większe agregaty zostają zepchnięte na krawędzie dużego wiru, jaki w międzyczasie utworzył się w rurze. Agregaty te wykonują dwa ruchy a mianowicie naokoło osi poziomej i naokoło jądra wiru, oddalając się coraz bardziej od środka wiru, aby go wreszcie całkowicie opuścić. Inne duże płatki obracają się naokoło osi poziomej przechodzącej przez środek wiru i wreszcie opadają na dno przy ciągłym obrocie w płaszczyźnie pionowej. Szybkość opadania dużych agregatów wynosi około 24,8 cm/sek.

Od czasu do czasu wytwarzają się sytuacje, w których dwa agregaty odległe o 1,5 cm, przesuwają się równoległe do membrany generatora - jeden z prędkością 48 cm/sek, drugi z prędkością 24 cm/sek po czym jeden z nich zaczyna się poruszać w prawoskos do góry a drugi w lewoskos na dół, przy równoczesnym obrocie obu agregatów naokoło swych osi poziomych.

Zdarzają się też procesy, w których zgęszczony aerozol zajmuje środkową partię pola widzenia, podczas gdy pozostałe partie pola widzenia zajmuje aerozol rozrzedzony. Figura wirów przechodzi w figurę nitkową i stale tworzą się duże agregaty. Wiry zmieniają swoją średnicę i położenie a wytworzone duże agregaty opadają w postaci "śniegu" podczas, gdy inne agregaty unoszą się ku górze.

W niektórych procesach pojawiają się strugi "warkocze" o średnicy 5 mm - przy równoczesnym tworzeniu się dużych agregatów. Strugi "warkocze" niejako "sypią" się na dół w postaci drobnych cząsteczek.

W procesach koagulacji bardzo szybkiej gros agregatów opada na dno rury, pewien niewielki procent (około 10%) osadza się na ścianach rury a tylko znikomy odsetek około 0,5% unosi się do góry.

### C. Koagulacja szybka (Patrz też rozdział 13)

Jest to typowy proces w polach akustycznych, których średnie natężenie waha się w granicach 150 db - 156 db. Pierwsze widzialne agregaty ukazują się średnio po upływie 1,5 sek od chwili startu generatora.

W opisywanym procesie szybkiej koagulacji powstaje szereg figur takich jak figura leja, pojedynczej i podwójnej nitki wirowej, powstają tumany pyłu i inne. Silnie zgęszczony aerozol przybiera fantastyczne kształty jak litery "V", fajki, maczugi.

Różnica między szybką koagulacją a poprzednimi procesami koagulacji, polega na braku w omawianym procesie dużych agregatów (kilkumilimetrowych). Maksymalne wymiary agregatów tu występujących nie przekraczają 1,3 mm. Agregaty te opadają na dno w postaci "ulewy" lub smugi. Skoagulowane cząsteczki układają się w wieńce lub smugi, które wirują. Tworzą się też kłęby, figura leja a także tumany - te ostatnie poruszają się ku górze z prędkością 19,2 cm/sek. Niekiedy bardzo drobno skoagulowany aerozol opada w postaci smugi przybierającej kształt litery "S".

W opisywanym procesie, praktycznie biorąc, nie obserwujemy osadu na ścianach rury. Jakkolwiek wszystko zdaje się wirować w polu widzenia to jednak trudno określić prędkość tego wirowania. Owo wirowanie oraz występowanie rozmaitych figur turbulencyjnych wskazuje na obecność w rurze koagulacyjnej silnych gradientów prędkości występujących zarówno wzdłuż jak i w poprzek rury jako też i silnego działania sił natury hydrodynamicznej.

### D. Koagulacja powolna (Patrz też rozdział 13)

Ma ona miejsce przy natężeniach pola mniejszych od 150 db. Należą tu procesy, dla których czas wizualnej koagulacji jest większy niż 1,5 sek, przy czym górna jego granica może wynosić kilka sekund. Początek wizualnej koagulacji zaczyna się od pojawienia się w całym polu widzenia drobnych pere-

łek, których jeden z wymiarów wzrasta w ciągu  $1/3$  sek od około 50 mikronów do około  $0,75$  mm.

W wielu procesach powolnej koagulacji zgęszczony aerozol zajmuje dolną część rury tworząc figurę podobną do pierścienia. Następnie w czasie  $1/24$  sek pierścień ten przenosi się do górnej części rury, zajmując jej  $1/3$  część i w końcu rozmywa się na cały obszar co trwa około  $0,1$  sek. Stan taki szybko ulega zmianie, gdyż w polu widzenia tworzą się obszary ze zgęszczonego i rozrzedzonego aerozolu zajmując na przemian kolejne ćwiartki pola. Znowu następuje zmiana konfiguracji bo w ciągu  $1/14$  sek obszar zajęty przez zgęszczony aerozol kurczy się ustępując miejsca aerozolowi rozrzedzonemu. Następnie zgęszczony aerozol zajmuje 2 i 4 ćwiartkę pola widzenia by w ciągu  $0,2$  sek zająć pierwszą, drugą i część trzeciej ćwiartki - licząc od góry. Wreszcie następuje przesunięcie zgęszczonego aerozolu, z którego tworzą się nitki, pętle, krążki oraz wyraźne wiry zajmujące wkrótce cały obszar.

W opisywanych procesach nigdy nie tworzą się płatki, ani duże, ani nawet średniej wielkości agregaty tj. takie, których rozmiary przekraczają  $1,5$  mm.

## 7. Obliczanie niektórych wielkości charakterystycznych dla szybkiej koagulacji dymów

### A. Opadanie cząsteczek

W prawie wszystkich opisanych wyżej procesach mieliśmy do czynienia z opadaniem agregatów i cząstek aerozolu. Pomiar wykazały, że szybkości opadania były bardzo różne i wykazywały znaczne wahania nawet dla cząsteczek a tej samej wielkości jak to zresztą widać z tabeli 4.

Oprócz zjawiska opadania cząsteczek odbywającego się zgodnie z kierunkiem siły ciężkości (przeciw kierunkowi pola akustycznego) - obserwowaliśmy też bardzo wiele procesów, gdzie aerozol zbijał się w płatki, które unosiły się ku górze, tj. przeciw sile ciężkości a zgodnie z kierunkiem pola akustycznego w rurze. Odpowiednie dane ilustruje nam tabela 5.

Tabela 4

Lp.	Wielkość cząsteczek w mm	Szybkość opadania w cm/sek	Lp.	Wielkość cząsteczek w mm	Szybkość opadania w cm/sek
1	2,5	21	16	0,1-0,2	9,6
2	1,9	56,6	17	0,05	5,6
3	1,2	5,8	18	0,05	14
4	1,2	14,4	19	0,05	7,7
5	1,2	10,6	20	0,05	10,6
6	1,2	3,4	21	0,05	7,4
7	1	3,5	22	Struga - war- kocz złożona z najdrobniej- szych cząste- czek	17,3
8	0,75	5,8	23	"	7,7
9	0,75	3,5	24	tuman	13,1
10	0,75	1,5	25	Struga - nit- ka	5,2
11	0,75	2,5	26	"	2,2
12	0,75	3,8	27	Szeroka struga	8,7-5,11
13	0,76	1,9	28	Agregat (3,8)	8,1
14	0,4	3,8	29	Struga agrega- tów (1,25- 2,5 mm)	8,7
15	0,2	1,9			

Tabela 5

Lp.	Wielkość agregatu w mm	Szybkość ruchu w cm/sek
1	3,2	4,3
2	5,1	33,6
3	6	16,3
4	7	21,6
5	7,3	5,8
6	7,5	19,2
7	14	37,1
8	15	52,8

Oprócz ruchu cząsteczek ku dołowi i ku górze - znaleźliśmy też procesy, w których występowało zjawisko zbliżania się do siebie cząsteczek w kierunku prostopadłym do osi podłużnej rury - po czym następowało złączenie się tych cząsteczek. Otóż, jeśli rozmiary cząsteczek wynoszą około 1,5 mm (każdej) a ich wzajemna odległość wynosiła 2 mm to ich złączenie w poprzek pola akustycznego nastąpiło po czasie 1/48 sek czyli poruszały się ku sobie z prędkością 9,6 cm/sek.

#### B. Udział cząsteczek aerozolu w drganiach ośrodka

W wielu omówionych wyżej procesach szybkiej akustycznej koagulacji aerozoli zaobserwowano silne obroty większych i mniejszych agregatów a odpowiednie wielkości, charakteryzujące te obroty zebrano w tabeli 6.

Tabela 6

Lp.	Wielkość agregatu w mm	Prędkość kątowa w radianach/sek	Częstotliwość	Prędkość obwodowa w cm/sek
1	0,2	48	24	-
2	1	62	32	-
3	2	62	32	-
4	2,5	48	22	-
5	2,5	62	32	-
6	3	48	24	-
7	3	32	16	28,8
8	3	16	8	16
9	4	38	19	-
10	4	27	14	-
11	4,5	38	19	-
12	5	48	24	-
13	5	96	48	-
14	5	96	48	11,5 po petli
15	5	27	14	3,5
16	6	62	32	-
17	7	14	7	-
18	7,1	96	48	-

### C. Stała koagulacji

O turbulentnym charakterze pola akustycznego świadczy również zachowanie się tzw. stałej koagulacji "K" (patrz: [1] str.264). Otóż:

$$K = 2\sqrt{2}\pi r^2 \bar{v} \quad (8)$$

gdzie  $\bar{v}$  jest średnią prędkością cząsteczki.

Mianowicie stała "K" w turbulentnym polu akustycznym winna rosnać w miarę wzrostu wielkości skoagulowanych agregatów. Zachowanie się stałej "K" w obserwowanych u nas procesach przedstawia tabela 7.

Tabela 7

Lp.	Wielkość cząsteczeki w mm	Średnia prędkość ruchu w cm/sek	Stała koagulacji w cm <sup>3</sup> /sek
1	2	11	3,91
2	3	29	23,2
3	5,1	33,6	68,6
4	7	22	95,5
5	7,5	19,2	104,1
6	14	37,4	649,4
7	15	52,8	1052,6

Z powyższej tabeli widać wyraźnie wzrost stałej "K" w miarę wzrostu rozmiarów cząsteczek.

### 8. Dyskusja uzyskanych wyników

1. We wszystkich opisanych wyżej procesach akustycznej koagulacji można odróżnić trzy fazy, a to: fazę pierwszą, w której cząsteczki aerozolu narastają od wartości początkowej do około 50 mikronów przy czym dym przyjmuje kształt "kaszki" widocznej już gołym okiem, rozmieszczonej równomiernie w całym polu widzenia. Czas trwania tej fazy jest tym krótszy im większe jest natężenie pola akustycznego. W fazie drugiej trwającej stosunkowo krótko, obserwujemy narastanie

cząstek od 50 mikronów do grubości około 1 mm - kilkunastu milimetrów - w zależności od rodzaju procesu oraz tworzenie się rozmaitych figur, głównie turbulencyjnych. Wreszcie w trzeciej fazie następuje przemieszczanie się skoagulowanych agregatów aerozolu opadanie, ruch ku górze, osadzanie na ścianach, obroty itp.

2. Interesujące jest, że w opisanej wyżej fazie pierwszej mamy brak jakichkolwiek figur turbulencyjnych bez względu na wartość natężenia pola akustycznego i rodzaj procesu.

3. Wydaje się, że w wspomnianej wyżej pierwszej fazie procesu akustycznej koagulacji - rolę decydującą grają siły natury cieplnej, których działanie jest przyspieszanie polem akustycznym. Za takim ujęciem przemawiają uwagi podane wyżej pod 2) oraz fakt, że dym pozostawiony samemu sobie, bez udziału pola akustycznego koaguluje się właśnie w postaci kaszki - jakkolwiek w czasie znacznie dłuższym, niż to ma miejsce w obecności pola akustycznego.

4. Stwierdzono, że widoczne przy końcu fazy pierwszej - agregaty przybierające postać "kaszki" nie wykonują dostrzegalnego ruchu.

5. W fazie drugiej procesu koagulacji, gdzie mamy do czynienia z narastaniem "kaszki" - ostateczne rozmiary powstałych z niej agregatów jako też i ich kształty - są wyraźnie zależne od natężenia pola akustycznego.

6. Stwierdzono, że powstawanie bardzo dużych płatków ustawiających się prostopadle do kierunku pola akustycznego w rurze zachodzi tylko w procesach koagulacji natychmiastowej i bardzo szybkiej a więc przy najwyższych wartościach natężenia pola akustycznego.

7. Okazało się, że płatki, o których mowa powyżej - nigdy nie wykonują obrotów lecz poruszają się zgodnie z kierunkiem pola akustycznego - przeciw sile ciężkości.

8. W naszych doświadczeniach stwierdziliśmy, że duże agregaty nie ulegają rozrywaniu, pomimo turbulentnego charakteru pola.

9. Odpowiedzialnymi za tworzenie się płatków, o których mowa wyżej, wydają się być siły hydrodynamiczne typu Kirchhoffa a za kierunek ruchu owych płatków - siły pochodzące od ciśnienia promieniowania akustycznego.



10. Wszystkie średnie i nieco większe agregaty mające kształt grubych płatków lub do nich podobny, wykonują dwa ruchy a to: obrotowy naokoło własnej osi poziomej, tj. prostopadkiej do kierunku pola akustycznego - oraz krzywoliniwny - wzdłuż wytworzonych figur turbulencyjnych.

11. Średnie i drobne agregaty zawsze opadają na dno rury tj. zgodnie z kierunkiem siły ciężkości, jednakowoż trudno stwierdzić czy w czasie ruchu wykonują też obroty czy też nie.

12. Stwierdziliśmy, że drobne agregaty, których rozmiary nie przekraczają 1 mm powstają w stosunkowo słabych polach akustycznych.

13. Figury turbulencyjne takie jak: pojedyncza, podwójna i wielokrotna nitka wirowa, figura leja, nieregularne wiry ciągle zmieniające swoje średnice oraz położenie - jakie obserwowaliśmy prawie we wszystkich procesach koagulacji - powstają zawsze wtedy, gdy w aerozolu wytworzą się już nieco większe agregaty - co wskazywałoby, że turbulencja pola akustycznego spowodowana jest w rurze nie tylko natężeniem samego pola lecz także i obecnością samych agregatów.

14. Należałoby stwierdzić jaki będzie przebieg koagulacji przy częstotliwości pola wyższej oraz niższej niż 3600 c/sek.

15. Zaobserwowane przez nas zachowanie się aerozolu a więc tworzenie się płatków, wyrzucanie skoagulowanego aerozolu na boki i osadzanie go na ścianach rury, tworzenie się z drobnych agregatów nitek turbulencyjnych, umiejscawianie się drobnych agregatów na krańcach wirów, obroty agregatów, figur leja itp. świadczą, że w rurach omawianych, w obecności pola akustycznego, decydującą rolę odgrywają siły natury hydrodynamicznej wyrażone równaniami (1), (2) i (3). Dlatego drugą część niniejszej pracy poświęcono przebadaniu sił hydrodynamicznych.

16. Nasze powyższe doświadczenia jako też i doświadczenia nad akustyczną koagulacją dymów tytoniowych [2] wskazują, że najszybsze efekty akustycznej koagulacji aerozoli polidispersyjnych uzyskuje się przy częstotliwościach pola leżących powyżej częstotliwości rezonansowej rury i przy natężeniach pól leżących powyżej 156 db.

Również wartości liczb  $Re$  ze względu na średnicę rury winny być rzędu kilkunastu tysięcy.

## CZĘŚĆ II

### 9. Badanie sił hydrodynamicznych

Jak już wspomniano, celem drugiej części niniejszej pracy było przebadanie sił hydrodynamicznych, wywołanych polem akustycznym a działających nie tylko w ograniczonej przestrzeni lecz przede wszystkim między poszczególnymi cząstkami. Do tego celu posłużono się aparaturą przedstawioną na rys.2 i opisaną przy końcu rozdziału 3) zatytułowanego "Aparatura".

W omówionych niżej doświadczeniach modelowych chodziło głównie o weryfikację wzorów (2), (3), (4) i (5) podanych wyżej. W eksperymentach posłużono się polem akustycznym, mającym charakter krótkotrwałych impulsów o różnej częstotliwości i o różnym natężeniu.

Zdjęcia kulek (modeli) dokonywano przy pomocy obiektywu o ogniskowej 12,5 mm, na taśmie filmowej, poruszającej się z szybkością 64 klatki/sek i 32 klatki/sek. Wszystkie doświadczenia robiono przy kulkach zawieszonych tak, że ich wspólna oś była prostopadłą do kierunku pola akustycznego. Bowiem stwierdzono brak wzajemnego oddziaływania między kulkami umieszczonymi jedna za drugą w kierunku pola akustycznego. Kąty " $\alpha$ " odchylenia kulek od położenia równowagi odczytywano z taśmy filmowej, zaś składową " $F_R$ " siły hydrodynamicznej, prostopadłą do kierunku pola akustycznego i powodującą odchylenie kulek - obliczono ze wzoru:

$$F_R = m \cdot g \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (10)$$

gdzie:

"m" - oznacza masę kulki,

"g" - przyspieszenie grawitacyjne.

Doświadczenia wykonano przy częstotliwościach pola akustycznego wynoszących 50 c/sek, 100 c/sek, 165 c/sek, 200 c/sek, 300 c/sek, 400 c/sek, 500 c/sek i 1000 c/sek przy czym dobór częstotliwości nie był przypadkowy. Chodziło bowiem o wykonanie doświadczeń na modelach w warunkach akustycznie podob-

nych do warunków jakie stosowano przy koagulacji dymów  $P_2O_5$  i  $NH_4Cl$ . Zestaw odpowiednich parametrów ilustruje tabela 8.

Jak widać z tabeli 8 średnie prędkości przepływu powietrza w rurze, w doświadczeniach modelowych były niższe niż to miało miejsce w doświadczeniach nad koagulacją dymów, gdyż nie pozwalała na to aparatura dla doświadczeń modelowych. Krytyczna wartość prędkości przepływu ze względu na średnicę rury wynosiła 89,5 cm/sek, a więc była w obu rodzajach doświadczeń jednakowa. Chcąc zatem przejść do przepływów turbulentnych należało pracować przy prędkościach przepływu większych niż 90 cm/sek. Ale o charakterze przepływu powietrza w rurze decyduje m.in. wartość  $Re$ . Dla  $2300 < Re < 13000$  będziemy mieć do czynienia z obszarem przepływów przejściowych tzn. bądź laminarnych bądź burzliwych. Dopiero dla  $13000 < Re$  przepływ ma wyraźnie charakter burzliwy, który to wypadek miał miejsce w doświadczeniach nad koagulacją dymów. W doświadczeniach modelowych zachodziło  $2152 < Re < 10496$ , czyli pracowaliśmy w obszarze przejściowym, co niewątpliwie miało swój wpływ na wzajemne zachowanie się kulek umieszczonych w polu akustycznym.

O przejściowym charakterze pola akustycznego świadczy również opór " $C_K$ " jaki stawia kulka płynącemu ośrodkowi. Mianowicie wg Goldsteina [5]

$$C_K = 24 Re^{-1} \left\{ 1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^3 - \frac{30179}{3440640} Re^4 + \right. \\ \left. + \frac{122519}{500142400} Re^5 + \dots \right\} \quad (11)$$

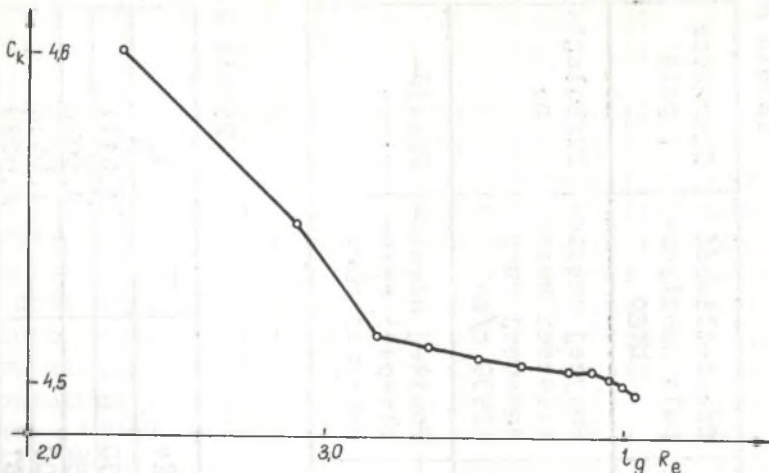
Okazuje się, że w obszarach prędkości, dla których  $C_K$  szybko maleje mamy zawsze do czynienia z przepływami turbulentnymi. Zachodzi to mniej więcej dla wartości  $C_K=0,4$ . Stosunki panujące pod tym względem w naszych doświadczeniach przedstawia tabela 9 oraz rys.5, z których wynika, że doświadczenia modelowe prowadziliśmy w obszarach przejściowych.

Tabela 8

Rodzaj doświadczeń	Stosunek długości fali do grubości cząstek	Średnia szybkość przepływu powietrza w rurze	Średnica rury	Częstotliwość pola akustycznego	Charakter pola
Doświadczenia nad koagulacją dymów	$\frac{\lambda}{2r} = \frac{920000}{10} = 9200$ , $N = 3600c$	$4 \frac{m}{sek} - 8 \frac{m}{sek}$	28 mm	Powyżej częstotliwości rezonansowej rury (2930 c/sek)	Turbulentne
Doświadczenia na modelach	$\frac{\lambda}{2r} = 6600$ dla $n = 50c/sek$	$30 \frac{cm}{sek} - 6 \frac{m}{sek}$	28 mm	Poniżej częstotliwości rezonansowej rury	Przyjściowe

Tabela 9

Lp.	V cm/sek	Re c.g.s.	10g Re	$C_K$
1	105	2152	3,3330	4,5111
2	186	3318	3,5196	4,5072
3	223	4571	3,6600	4,5052
4	314	6437	3,8087	4,5030
5	384	7913	3,8978	4,5029
6	428	8774	3,9432	4,5027
7	450	9225	3,9649	4,5024
8	512	10496	4,0210	4,5020



Rys.5

## 10. Wyniki doświadczeń na modelach

### A. Badanie zależności sił hydrodynamicznych od średniej prędkości przepływu powietrza w rurze

Ze średnią prędkością przepływu powietrza w rurze łączy się bezpośrednio natężenie fali akustycznej, które miało bardzo wielki wpływ na zachowanie się kulek. Dla roboczych średnich prędkości przepływu, wynoszących od 100 cm/sek - 500 cm/sek, odpowiednie wartości natężenia pola akustycznego w rurze wahały się w granicach od 143 db - 156,8 db. Wykonane przez nas doświadczenia wykazały, jak tego zresztą należało się spodziewać, iż w miarę wzrostu prędkości przepływu, siły hydrodynamiczne działające między kulkami - będą rosły, niemniej jednak ich wzrost w żadnym wypadku nie zależał od  $V^2$  jak tego wymagają wzory (2) i (3).

W tabeli 10 mamy zestawione kąty wychylenia kulek w zależności od średniej prędkości przepływu powietrza.

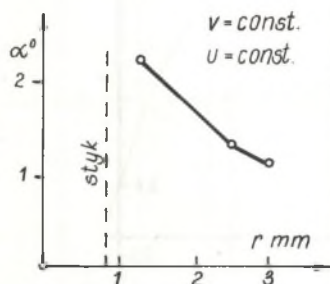
Jak widać z tabeli 10, siły hydrodynamiczne działające między kulkami uwidaczniają się dopiero przy prędkościach przepływu przekraczających 100 cm/sek. Zupełnie wyraźny ich wpływ zaznacza się dla średnich prędkości przepływu przekraczających 500 cm/sek co potwierdzałyby nasze wnioski podane przy końcu pierwszej części niniejszej pracy.

Tabela 10

Lp.	Kulki duże, odl. 2 mm		Kulki średnie odl. 2 mm		Kulki małe odl. 2 mm	
	V cm/sek,	wychylenie	V cm/sek	wychylenie	V cm/sek	wychylenie
1	92	bez zmian	130	bez zmian	130	50°
2	134	"	314	20°	314	1°
3	237	lekkie wychyl.	420	45°	420	1°30'
4	300	"	512	1°10'	512	styk

## B. Badania zależności sił hydrodynamicznych od promienia kulek

Z równań (2) i (3) części pierwszej wynika, że siły hydrodynamiczne działające między kulkami są wprost proporcjonalne do trzeciej potęgi promienia kulek.



Rys.6

Doświadczenia nasze wykazują (patrz rys.6), że siły powyższe są odwrotnie proporcjonalne do promienia kulek. Prawidłowość ostatnia powtarzała się we wszystkich doświadczeniach przeprowadzonych bądź na kulkach ołowianych, bądź na kulkach szklanych. Zachodzi tu wyraźna sprzeczność eksperymentu z teorią.

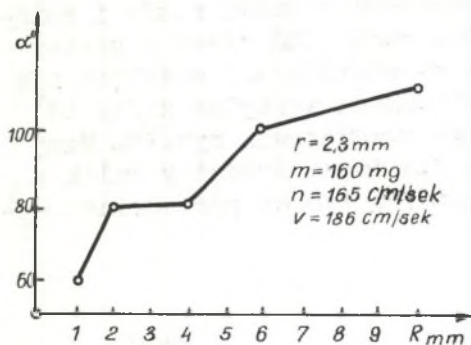
## C. Badanie sił hydrodynamicznych na zależność od wzajemnej odległości kulek

Zagadnienie sił hydrodynamicznych jako funkcji wzajemnej odległości kulek zostało przeprowadzone dla  $R > r$ , przy czym  $R$  zmieniało się w granicach od 2,2 mm = 11 mm. Doświadczenia, jakie zostały w tym zakresie przeprowadzone dają się podzielić na dwie grupy. Mianowicie do jednej z grup zaliczone zostały wypadki, dla których zależność sił hydrodynamicznych od "R" ma wartość podaną na rys.7, do drugiej zaś wypadki, dla których omawiana zależność jest przedstawioną na rysunkach 8 i 9.

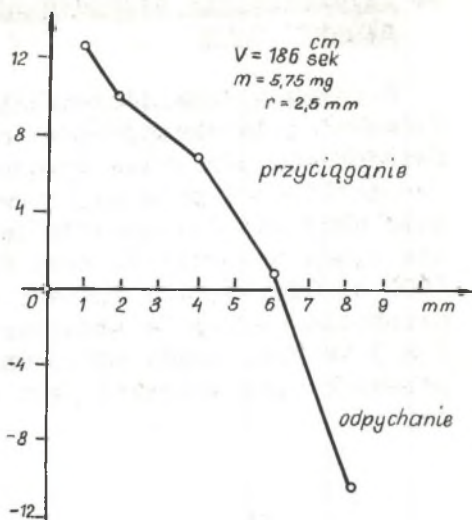
Z rys.7 widać, że omawiane siły w miarę wzrostu "R" nieco rosną co pozostaje w zupełnej sprzeczności z równaniami (2) i (3). Natomiast z rysunków 8 i 9 wynika, że w miarę wzrostu "R" siły hydrodynamiczne maleją, przechodzą przez zero a następnie zmieniają znak to znaczy z przyciągających przechodzą w odpychające znowu w wyraźnej sprzeczności z wymogami teorii (równania 2 i 3).

Z punktu widzenia teorii dotyczącej wpływu lepkości na hydrodynamiczne oddziaływanie między cząsteczkami [1] duże znaczenie ma stosunek  $\frac{R}{r}$  oraz wartość jaką przyjmuje samo "R".

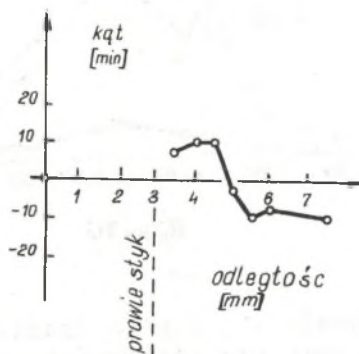
W naszych doświadczeniach modelowych  $\frac{R}{r}$  przyjmował wartości  $\frac{2,2}{0,85} = \frac{11,2}{0,85}$ , tj. od 2,6 do 13,2. Obie ostatnie wartości są



Rys.7



Rys.8



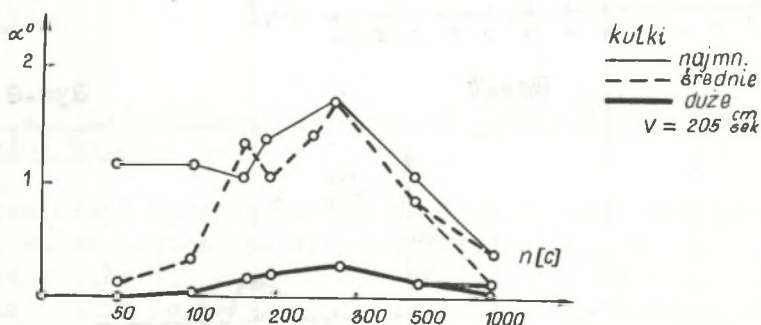
Rys.9

mniejsze od 22 podczas, gdy teoria (patrz [1] str.103) wymaga, by  $\frac{R}{r} \gg 22$ . Jeśli idzie o samą wartość "R", to dla aerozolu winno być  $R \gg \sqrt{\frac{0,3}{27n}}$  tj. u nas od  $\frac{1}{78}$  dla częstotliwości 300 c i od  $\frac{1}{32}$  dla częstotliwości 50 c, aby między cząsteczkami zaistniało oddziaływanie (patrz [1] str.286 i następne). W tym ostatnim wypadku mamy zupełną zgodność z teorią.



#### D. Zależność sił hydrodynamicznych od częstotliwości pola akustycznego

W naszych doświadczeniach modelowych stosowano częstotliwości pola akustycznego od 50 c/sek - 1000 c/sek. Doświadczenia przez nas wykonane wykazały, że w miarę wzrostu częstotliwości pola najpierw wychylenie kulek rosło i osiągało maksimum dla częstotliwości około 300 c/sek a następnie spadało prawie do zera dla częstotliwości wyższych niż 1000 c. Odpowiednie wykresy zależności wychyleń kulek od częstotliwości pola akustycznego przedstawia rys.10. Mamy tam 3 krzywe, każda narysowana dla innej średnicy kulek a przebieg tych krzywych jest zgodny z tym co powiedziano wyżej.



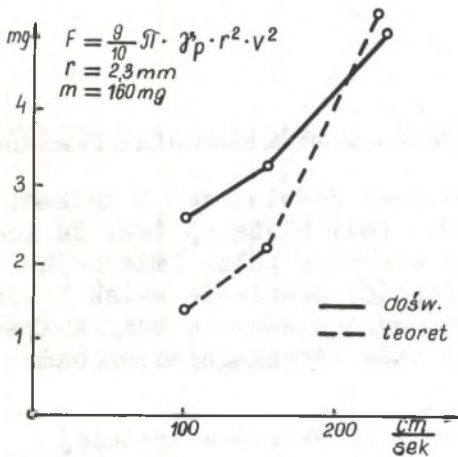
Rys. 10

Podobne zachowanie się w polu akustycznym wykazał termomanometr, który przy częstotliwościach pola akustycznego wynoszących ponad 1000 c/sek bardzo słabo reagował na przepływ.

#### E. Badania działania między pojedynczą kulka a ścianami rury

W celu zbadania zachowania się pojedynczej kulki zawieszony w rurze, przez którą to rurę przebiegała fala akustyczna, przeprowadzono ogółem 81 doświadczeń z kulkami o różnych średnicach, umieszczonymi w różnych odległościach od ściany. Stwierdzono prawie we wszystkich wypadkach odpychanie kulki od ściany za wyjątkiem kulek najcięższych, dla których omawiane oddziaływanie było w naszych warunkach równe zeru.

Celem konfrontacji uzyskanych wyników z teorią - nakreślono na rys.11 dwie krzywe - a to krzywą eksperymentalną oraz



Rys.11

krzywą teoretyczną obliczoną na podstawie wzoru (4) z I części niniejszej pracy. Jak to widać z rys.11, rzędne obu krzywych są dodatnie co oznacza, że mamy, zgodnie z teorią, do czynienia z odpychaniem kulki od ściany. Siła odpychania rośnie wraz ze wzrostem średniej prędkości przepływu powietrza w rurze a dla prędkości około 220 cm/sek obie krzywe przecinają się. W miarę wzrostu odległości kulki od ściany siła odpychania malała. Podobne zachowanie owej siły

stwierdzono przy wzrastającym promieniu kulek.

#### F. Udział kulek w ruchu ośrodka

W oparciu o wszystkie opisane wyżej doświadczenia modelowe oraz o znajomość średniej prędkości przepływu powietrza w rurze - próbowano określić udział kulek w ruchu ośrodka. W ten sposób stwierdzono, że kulki najmniejsze ( $r = 0,85 \text{ mm}$ ) w polu akustycznym o częstotliwości 100 c zbliżają się do siebie z odległości 1 mm z szybkością około 3,4 cm/sek. Okres wymuszonych drgań kulek wynosi 0,4 sek,  $n = 2,5/\text{sek}$  - przy amplitudzie drgań równej 26 mm.

Stosunek  $\frac{V \text{ kulki}}{V \text{ ośrodka}} = \frac{3,4}{128} = 0,024$ . Zderzenie kulek nastąpiło po czasie  $t = 0,2$  sek. Te same kulki umieszczone w polu o częstotliwości 165 c zbliżyły się do siebie z odległości 1 mm z szybkością 8,8 cm/sek, zaś ich zderzenie nastąpiło po czasie  $t = 0,13$  sek. Okres ich wymuszonych drgań = 0,3 sek,  $n = 3,3/\text{sek}$  przy amplitudzie 27,5 mm i stosunku  $V$  kulki ośrodka =  $\frac{8,8}{203} = 0,04$ .

Natomiast kulki średnie ( $r = 2,3 \text{ mm}$ ), o masie 7 razy większej od masy kulek małych, umieszczone w warunkach analogicznych jak wyżej - zbliżyły się do siebie z prędkością 1,6 cm/sek.

i zderzyły się po czasie  $t = 0,13$  sek, przy okresie drgań wymuszonych  $T = 0,45$  sek,  $n = 2,2$ /sek i amplitudzie 5,4 mm.

$$Tu \frac{V \text{ kulki}}{V \text{ ośr}} = \frac{1,6}{203} = 0,008.$$

## 11. Dyskusja wyników doświadczeń na modelach oraz wnioski

1. Ogółem wykonano ponad pięćset doświadczeń z kulkami umieszczonymi w polu akustycznej fali bieżącej tak, że ich wspólna oś była prostopadła do kierunku pola. Zmieniając natężenie pola i jego częstotliwość, promienie kulek i ich wzajemną odległość, stwierdzono występowanie między kulkami sił natury hydrodynamicznej bądź przyciągających bądź odpychających.

2. Wartość tych sił rosła wraz ze wzrostem średniej prędkości przepływu powietrza w rurze wywołanego polem akustycznym, zaś kierunek tych sił był zmienny i w wielu wypadkach niezgodny z wymogami teorii Kirchhoffa (patrz równanie 2).

3. Obserwacje nasze wykazały, że jakkolwiek omawiane siły hydrodynamiczne okazały się zależnymi od wzajemnej odległości kulek, od promienia kulek i od średniej szybkości przepływu powietrza w rurze, to w żadnym wypadku stwierdzone przez nas zależności nie były zgodne z rezultatami teorii Kirchhoffa (równania 2 i 3 w części I).

4. Niezależnie od powyższego stwierdzono, że omawiane siły przyciągania względnie odpychania wykazują zależność od częstotliwości pola akustycznego, czego wspomniana teoria Kirchhoffa nie przewiduje.

5. Ta ostatnia zależność od częstotliwości wykazała pewne ekstremum, jednakowoż trudno było stwierdzić czy owe ekstremum było zależne od właściwie dobranego stosunku średnicy kulki do długości fali akustycznej, czy też wchodziły tu w grę i inne czynniki, niemniej rezultaty nasze wykazują zgodność z wymogami teorii koagulacji aerozoli (patrz 1 str. 300 i następne).

6. Potęgowanie się omawianych sił przy wzroście natężenia pola akustycznego, gdy charakter przepływu, zmienia się z laminarnego na turbulentny oraz zmienny znak tych sił jest

zgodny z naszymi obserwacjami nad koagulacją dymów omówionymi w I części pracy.

7. Jeśli idzie wreszcie o oddziaływanie między kulką a ścianą ograniczenia, to można tu zanotować zgodność z teorią (równanie 4, cz.I), ale tylko, jeśli idzie o znak. Natomiast obserwacje wyraźnie wskazują na zależność omawianego oddziaływania od odległości kulki od ściany czego wspomniana teoria nie przewiduje (równanie 4).

8. To samo można powiedzieć o zależności siły odpychania od promienia kulek.

9. W związku z powyższym wydaje się celowe przeprowadzenie doświadczeń modelowych przy znacznie większych natężeniach pola akustycznego tj. przy średnich szybkościach przepływu leżących powyżej  $6 \frac{\text{m}}{\text{sek}}$  tak, aby wytworzone pole akustyczne wykazało pełny turbulentny charakter.

10. Nie jest rzeczą wykluczoną, że w silniejszym polu akustycznym da się zastosować wzór (5) części I.

11. Dla uzyskania pełnej analogii do warunków doświadczeń omówionych w części I niniejszej pracy - należy wykonać na modelach nowe doświadczenia przy stosunku użytej fali akustycznej do średnicy kulki wynoszącym od 9000-12000 - niezależnie od odpowiednio wysokiego natężenia fali akustycznej i wówczas dopiero porównać uzyskane wyniki z równaniami (2, 3, 4, 5) części pierwszej.

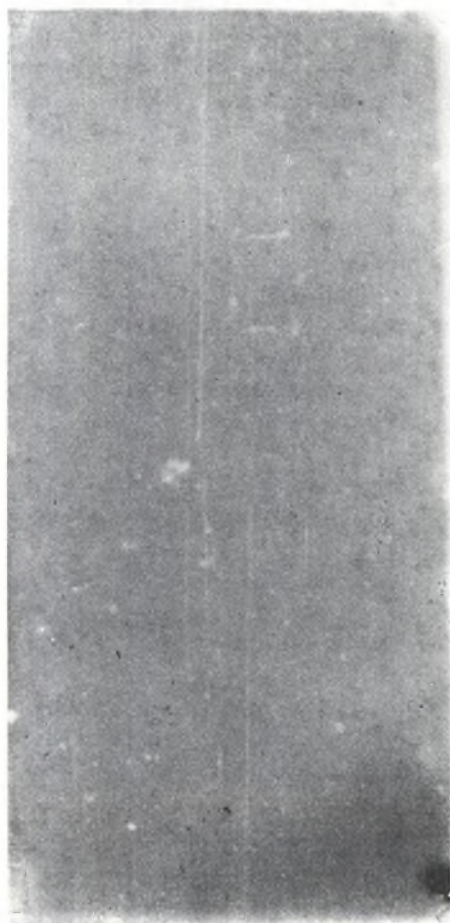
## LITERATURA

- [1] N.A.Fuchs: Mechanika aerozolej. Moskwa (1955) str.99, 264, 286.
- [2] B.Matuła: Koagulacja zawiesin powietrznych, Rury i Metale Nieżelazne, VI-VIII (1963).
- [3] B.Matuła: Zagadnienie koagulacji dymów generatorem aerodynamicznym. Prace I sem. Otw. z Akustyki Poznań (1954).
- [4] E.Skudrzyk: Die Grundlage der Akustik, Wien (1954) str.144.
- [5] S.Goldstein: Sowremiennoje sostojanije gidrodynamiki, I, II, Rozdz.11 str.170 i następane.
- [6] E.Karaśkiewicz: Prace I Seminarium Otwartego z Akustyki, Poznań (1954) str.43.
- [7] M.Smoluchowski: Koagulacja koloidów. Pisma zbiorowe. Kraków (1936).
- [8] W.Staszewski: On the Mutual Influence of Spheres in Vibrating Air, Ac, Phys, Pol. 13. (1954) str.209-224.
- [9] R.Wyrzykowski: Dźwiękowa aglomeracja. Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej, Elektryka, z.3 (1958).
- [10] R.M.G.Boucher: News Ultrasonic, Fourth Quarter (1959) str.6, oraz (1960) str.11.
- [11] W.A.Gudemczuk, B.F.Podośzewnikow, B.D.Tartakowski: K woprosu o poli turbulentnosti w jawlenij akusticzeskoj koagulacji aerozolej, Ak. Żur. T.V. (1959) str.246.
- [12] W.I.Nikitenko, W.I.Tutubarow: Ustanowska dla osadzenia czastyc aerozola okisi cynka w niskoczastotnom pole, Ak. Żur., VIII/2. (1962).
- [13] D.B.Dianow, L.G.Merkułow, W.I.Nikitenko: Osadzenie aerozola okisi cynka w akusticzeskom pole, Ak. Żur. VIII/1. (1962).

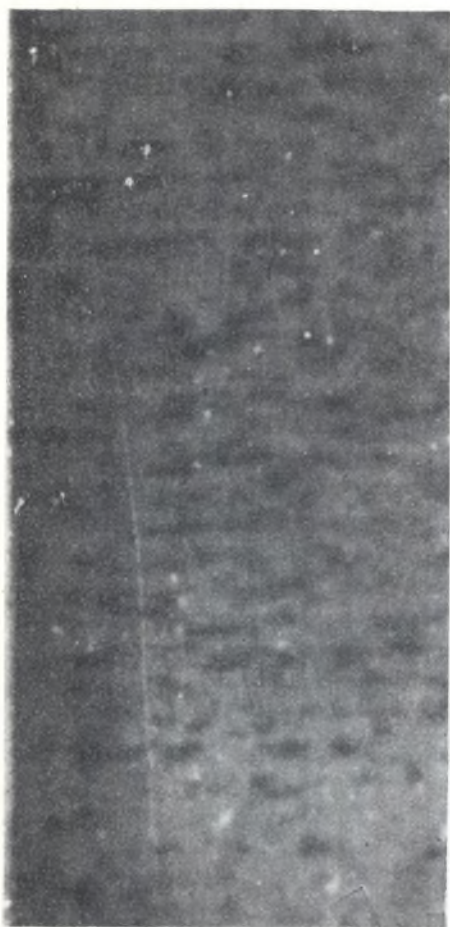
13. Zestawienie fotokopii z pozytywowych taśm filmowych niektórych momentów procesów akustycznych koagulacji dymów



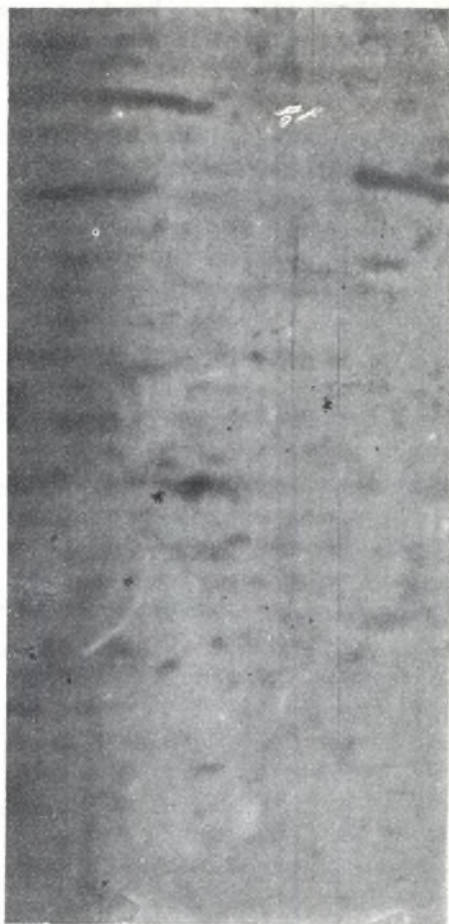
Zdjęcie 1. Rura napełniona dymem



Zdjęcie 2. Początek koagulacji wizualnej. W całym polu widzenia pojawiają się równomiernie rozłożone drobniutkie cząsteczki skoagulowanego dymu w wymiarach około 50 mikronów

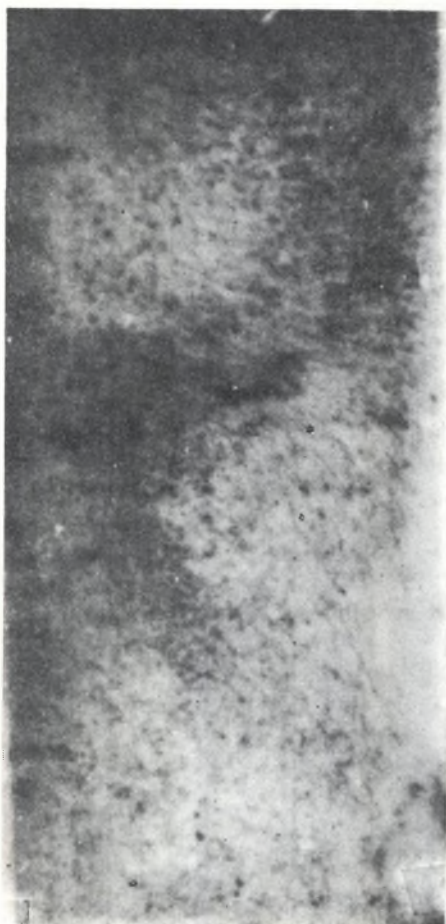


Zdjęcie 3

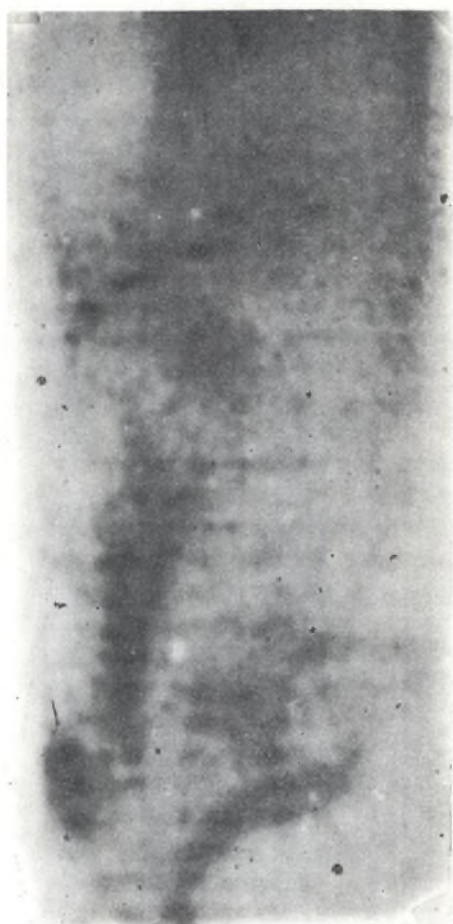


Zdjęcie 4

Fragmety koagulacji natychmiastowej. Pojawienie się w całym polu widzenia płatków ze skoagulowanego dymu, ustawiających się poziomo tj. prostopadle do kierunku pola akustycznego (zdjęcie 3) oraz narastanie płatków i ich ruch pionowy w kierunku pola akustycznego (zdjęcie 4)



Zdjęcie 5. Fragment procesu koagulacji bardzo szybkiej. W polu widzenia powstaje wir, na krańcach którego układa się zgęszczony aerozol

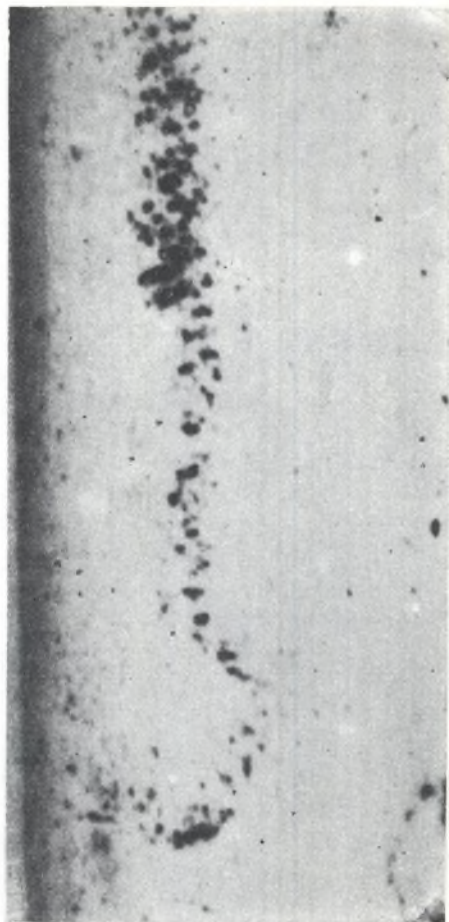


Zdjęcie 6. Podział pola widzenia na obszary zgęszczonego i rozrzedzonego aerozolu





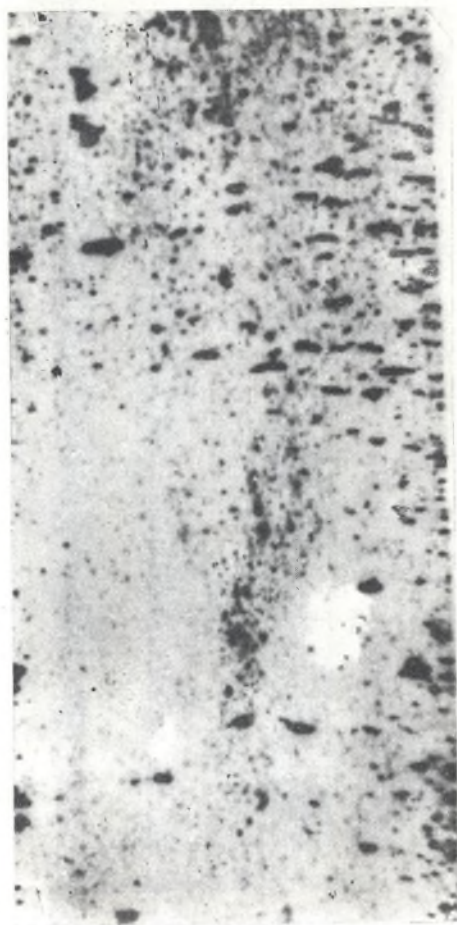
**Zdjęcie 7. Wytworzenie się  
podwójnej nitki wirowej**



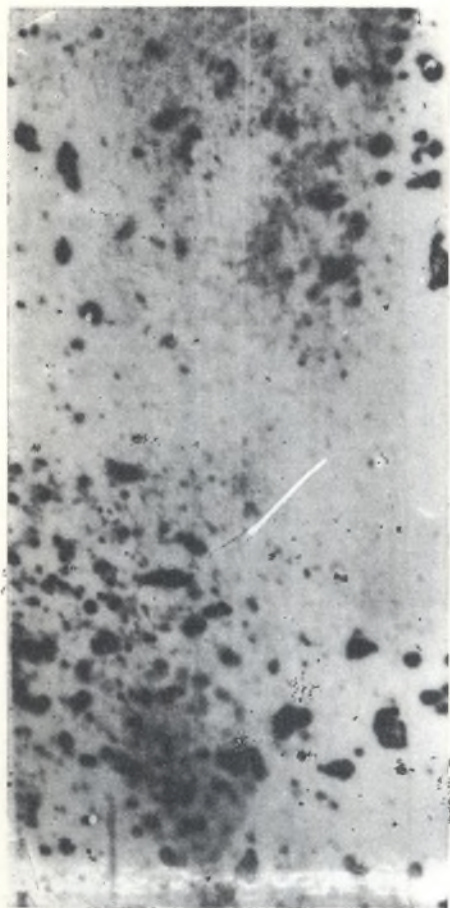
**Zdjęcie 8. Skoagulowany aerozol  
opada w postaci zygzakowatej strugi**



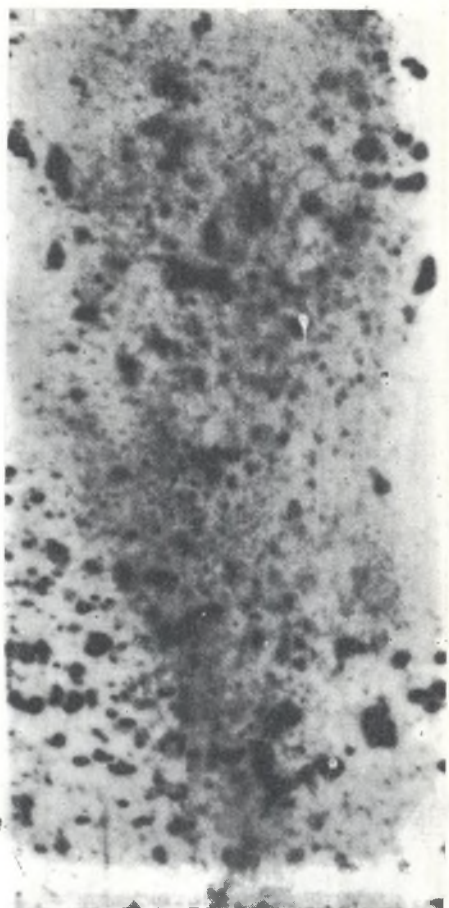
**Zdjęcie 9. Wytworzył się lej ze zgęszczonego aerozolu (górną część) przechodzący w nitkę wirową (dół)**



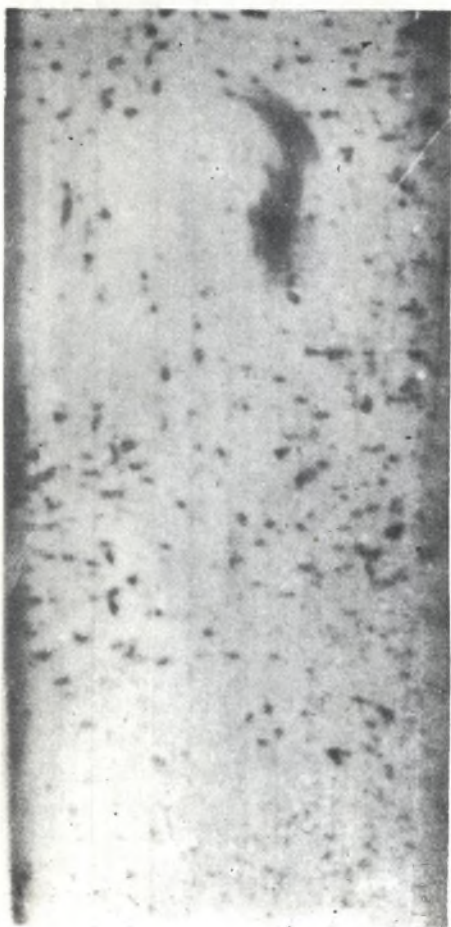
**Zdjęcie 10. Wytworzone większe agregaty opadają na dno rury, część z nich przykleiła się do ścian rury**



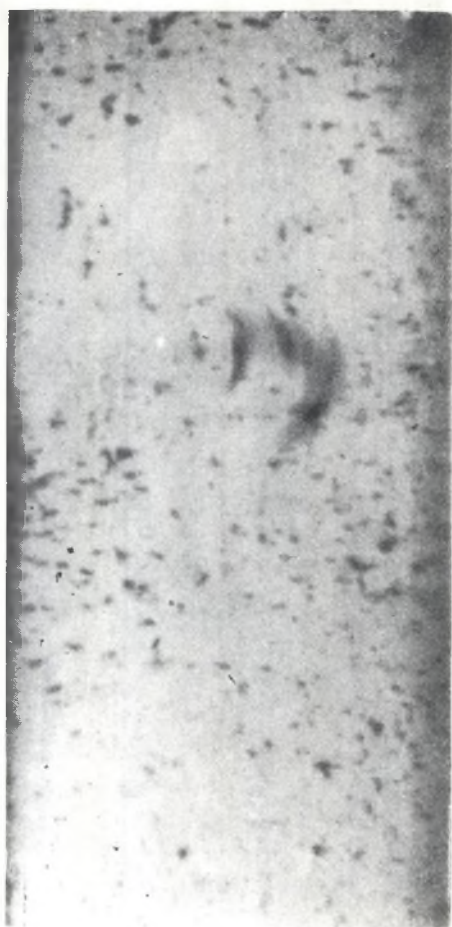
Zdjęcie 11. Środek rury zaj-  
muje aerosol rozrzedzony, zaś  
górną część rury i jej dół zajmuje  
aerosol silnie zgęszczony i  
skoagulowany



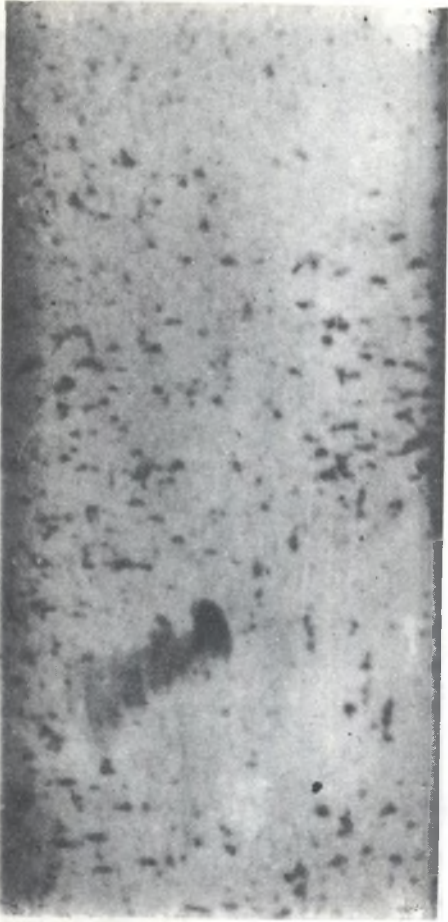
Zdjęcie 12. Wytworzenie się  
większych agregatów opadają-  
cych na dno rury (z procesu  
koagulacji b.szybkiej)



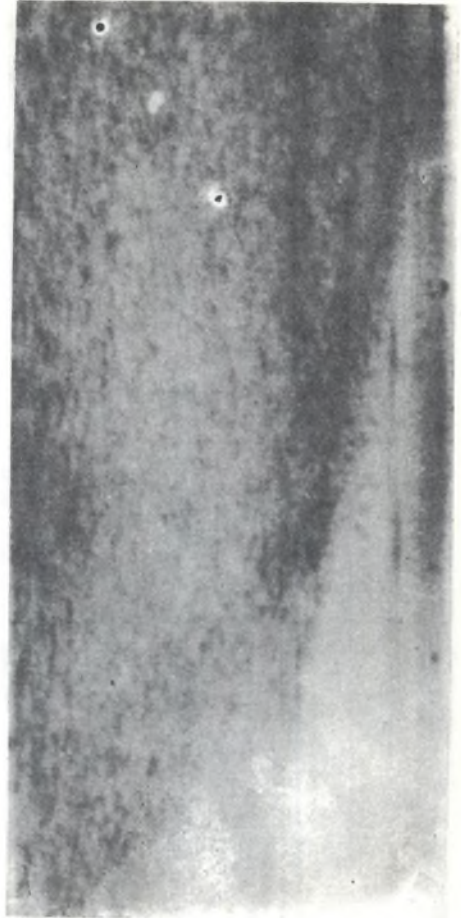
Zdjęcie 13. Obrót dużych agregatów i ich przesuwanie się



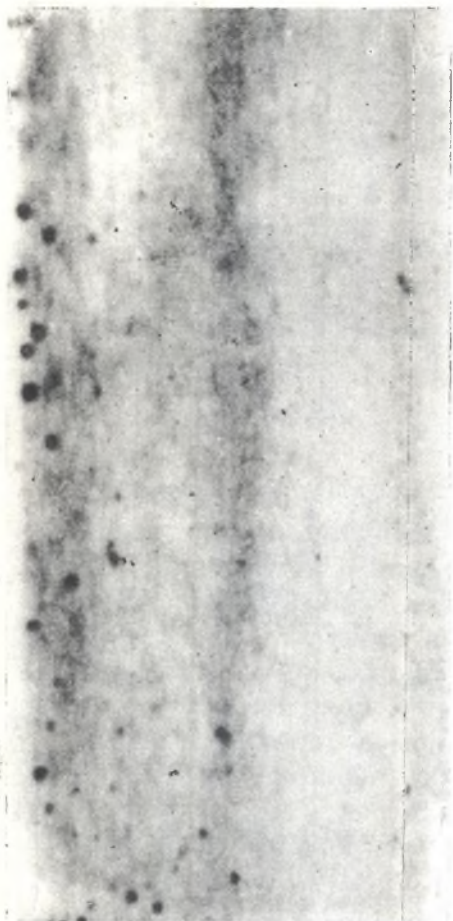
Zdjęcie 14. Zdjęcie to przedstawia sytuację jaka wytworzyła się po upływie  $1/96$  sekundy w stosunku do sytuacji przedstawionej na zdjęciu 13.



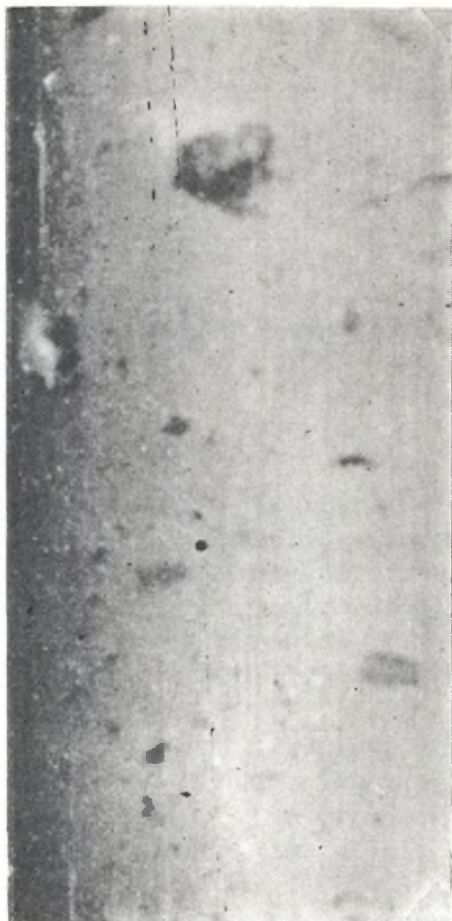
Zdjęcie 15. Sytuacja wytworzona po upływie  $1/48$  sekundy licząc od momentu przedstawionego na zdjęciu 14



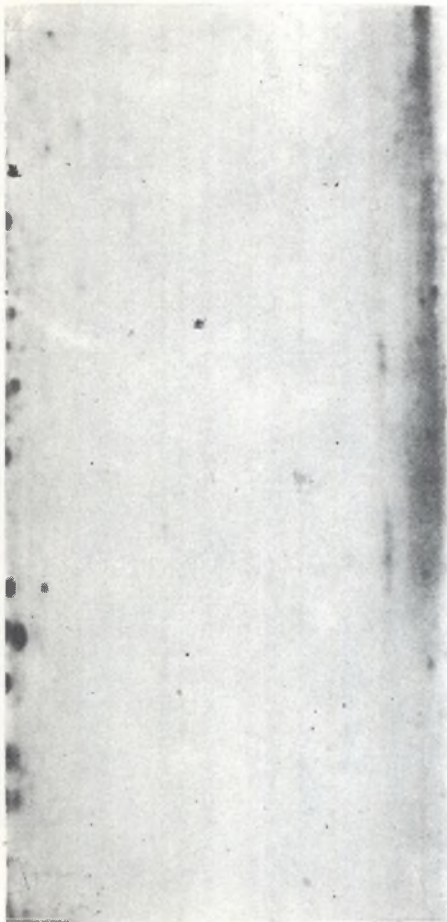
Zdjęcie 16. Fragment koagulacji szybkiej opadanie agregatów w postaci smug



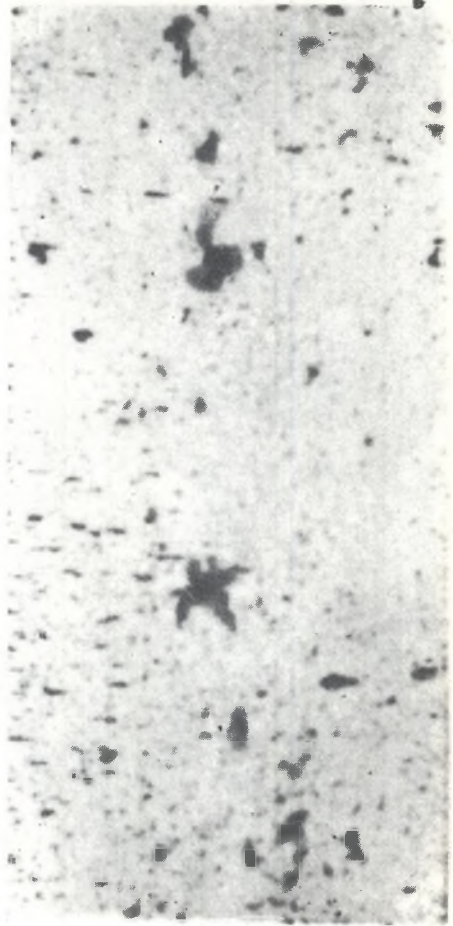
Zdjęcie 17. Opadania drobniutkich agregatów na dno rury (fragment koagulacji wolnej). Czarne kropki pochodzą od osadu na ścianach rury



Zdjęcie 18. Duże agregaty osadzone na ścianach rury



**Zdjęcie 19. Wygląd rury pod koniec procesu koagulacji**



**Zdjęcie 20. Fragment ruchu dużych płatków**

## ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ КОАГУЛЯЦИИ АЭРОЗОЛИ

### С о д е р ж а н и е

На основе наблюдений за многочисленными процессами скорой коагуляции полидисперсийных дымов, находящихся в трубах, в поле текущей акустической волны постоянной частоты (3600 Hz) и переменного напряжения — констатирует автор — количественное влияние напряжения акустического поля на скорость развития отдельных процессов акустической коагуляции, а тоже и на характер этих процессов.

Проведённые при помощи термоанемометра измерения распада скорости прохода в коагуляционных трубах и поведение аэрозоля, а тоже и его агрегатов указывают чётко на турбулентный характер акустического поля, которое вызывает скорую коагуляцию.

Более точный анализ кинолент на основе выше упомянутых процессов, кажется указывает, что важную роль в процессах очень скорой акустической коагуляции дымов играют силы гидродинамического характера. Поэтому во второй части исследования, проведенного на моделях (шариках), с целью определения параметров, которые обуславливают появление гидродинамических сил в определенных условиях исследований — констатирует автор — некоторая зависимость гидродинамических сил от напряжения акустического поля, частоты колебаний, взаимного расположения моделей, их радиуса, а также и воздействия между моделями и стенами ограничения. Выше доказанная зависимость не была подтверждена до сих пор никакой из существующих теорий коагуляции аэрозоля.

В конце работы рассмотрено участие моделей в колебательном движении центра.



# STUDIES ON THE ACOUSTIC COAGULATION OF AEROSOLS

## Summary

On the ground of observations of some hundred processes of quick polydispersic smoke coagulations in tubes within the field of acoustic running wave with a stable frequency (3,600 Hz) and with a changeable intensity — the author states a quantitative influence of acoustic field intensity on the rate of course of individual acoustic coagulation processes as well as on the character of those processes.

The measurements of the distribution of acoustic speed flow carried out by means of hot-wire anemometer as well as the behaviour of aerosol and its assembly — point out a clearly turbulent character of acoustic field, causing a quick coagulation.

A closer analysis of film bands of the discussed processes seems to indicate that a very important role in processes of quick acoustic smoke coagulation has been played by forces of hydrodynamic character.

Hence in the second part of the paper carried out on models (balls), to establish parameters that would condition turning up of hydrodynamic forces in determined experimental circumstances — the author states certain dependencies of hydrodynamic forces on the intensity of acoustic field frequency of vibrations, mutual distance of models and their radius, as well as reactions between models and walls of the limitation.

But no existing coagulation theory of aerosols confirms the stated dependencies. The paper discusses also participation of models in the vibrating movement of the medium.

ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

ukazują się w następujących seriach:

- A. AUTOMATYKA
- B. BUDOWNICTWO
- Ch. CHEMIA
- E. ELEKTRYKA
- En. ENERGETYKA
- G. GÓRNICTWO
- IS. INŻYNIERIA SANITARNA
- MF. MATEMATYKA-FIZYKA
- M. MECHANIKA
- NS. NAUKI SPOŁECZNE

Dotychczas ukazały się następujące zeszyty serii MF:

- Matematyka-Fizyka z. 1, 1961 r., s. 48, zł 3,—
- Matematyka-Fizyka z. 2, 1963 r., s. 91, zł 5,65