

E.M. Leśkiewicz, Z.A. Pietrzyk

**POMIAR GĘSTOŚCI I TEMPERATUR
ELEKTRONÓW PAR RTĘCI
W DYSZY PRZETWORNIKA
KALORYMETRYCZNEGO**

18/1968

WARSZAWA



Na prawach rękopisu
Do użytku wewnętrznego

Zakład Mechaniki Cieczy i Gazów IPPT PAN

Nakład 180 egz. Ark. wyd.0,8. Ark. druk. 1.

Oddano do drukarni w sierpniu 1968r.

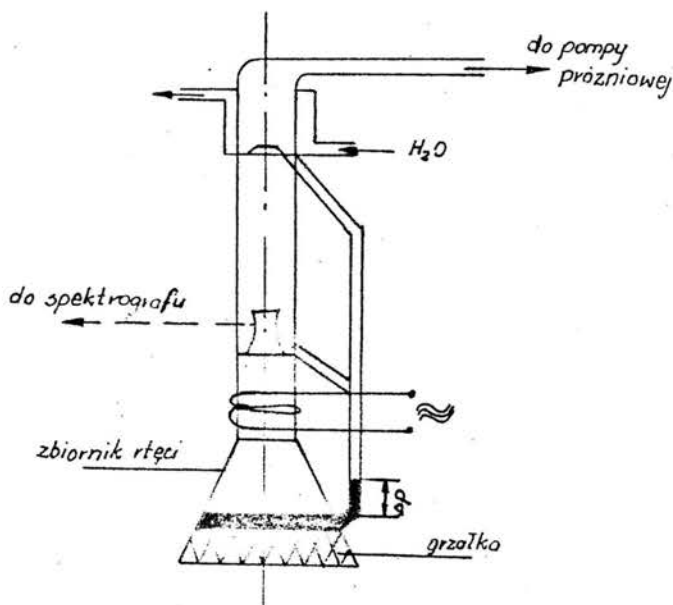
Wydrukowano we wrześniu 1968r.Nr zam.

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul.Śniadeckich 8

POMIAR GĘSTOŚCI I TEMPERATUR ELEKTRONÓW
PAR RTĘCI W DYSZY PRZETWORNIKA KALORYMETRYCZNEGO

E.M. Leśkiewicz, Z.A. Pietrzyk

Celem pracy był spektroskopowy pomiar temperatur i gęstości elektronów w gardle dyszy przy przepływie par rtęci wzbudzonych szybkozmiennym polem elektromagnetycznym. Szkic urządzenia przedstawiono na poniższym rysunku:



Urządzenie podłączono do pompy próżniowej uzyskując ciśnienie do 10^{-3} mmHg. Następnie podgrzewano rtęć w zbiorniku na dole. Pary rtęci przed dojściem do dyszy zostały wzbudzone przez generator wysokiej częstości. Po przejściu przez dyszę pary skraplały się, a skroplona rtęć spływała bocznym kanałem do zbiornika.

Pomiary prowadzono dla kilku różnych ciśnień na dyszy mierzonych przez różnicę poziomów rtęci w bocznym kanale i w zbiorniku. Pomiary wykonano dla różnic ciśnień wynoszą-

cych 1, 3, 5, 7 cmHg, przy mocy generatora wynoszącej około 22VA i częstotliwości 38 MHz.

2. Jakościowa analiza widma świecenia otrzymanego z plazmowego przetwornika kalorymetrycznego.

W celu uzyskania możliwie bogatego w słabe linie widma świecenia każdy odcinek widma przeznaczony do analizy jakościowej naświetlano przez okres 1 godziny. Jako materiału światłoczułego użyto błon fotograficznych ORWO-NP20. Szczelinę spektrografu ustawiono na 0,01 mm. Badane świecenie pochodziło z obszaru gardła dyszy przetwornika kalorymetrycznego.

Do analizy jakościowej rozpatrzono przypadek kiedy różnica ciśnień na dyszy wynosiła 7 cmHg. Identyfikacji linii dokonano na komparatorze Abbego. W wyniku zaobserwowano 15 linii rtęci z widma atomowego, których wykaz podano w tabeli. Nie zaobserwowano świecenia ciągłego. Nie zaobserwowano żadnych linii pierwiastków zanieczyszczeń.

Należałoby z tego wnosić, że zanieczyszczenia jakie znajdowały się w rtęci zostały poprzednio odparowane, natomiast mniej lotne nie wchodzi do przepływu.

Brak świecenia ciągłego oraz brak linii jonów rtęci wskazuje na niski stopień zjonizowania par rtęciowych.

Do pomiaru temperatury plazmy wybrano linie /silne/
 $6^3D_3 - 6^3P_2$ oraz $7^3S_1 - 6^3P_0$.

Dla przeprowadzenia pomiarów gęstości elektronów wybrano metodę absolutnej intensywności promieniowania ciągłego. Aby uzyskać promieniowanie ciągłe na kliszy, użyto klisz o czułości 27DIN oraz szczelinę spektrografu powiększono do 0,4 mm. Przy naświetlaniu klisz w czasie 6 min do 1 godz. w obszarze fioletowym widma zaobserwowano dodatkowe linie. Ich wykaz przedstawiono w tabeli 2.

Identyfikacji linii i poziomów dokonano na podstawie tablic oraz prac [2], [3], [4].

Tabela 1

przejście	długość fali	intensywność
$6^3D_3 - 6^3P_2$	3650,15	b.silna
$6^3D_2 - 6^3P_2$	3654,84	b.silna
$6^3D_1 - 6^3P_2$	3663,28	b.silna
$6^3D_2 -$		
$8^3D_{2,1} - 6^1P_1$	3901,136	ledwo widoczna
$8^1D_2 -$	3906,41	b.słaba
$7^3S_1 - 6^3P_0$	4046,56	b.silna
$7^1S_0 - 6^3P_1$	4077,81	silna
	4339,24	słaba
$6^1D_2 - 6^1P_1$	4347,50	silna
$7^3S_1 - 6^3P_1$	4358,35	silna
$7^3S_1 - 6^3P_1$	5460,74	b.silna
$6^3D_2 - 6^1P_1$	5769,59	b.silna
$6^3D_1 - 6^1P_1$	5789,66	słaba
$6^1D_2 -$	5790,65	b.silna

Tabela 2

długość fali	
3484,87	Hg II
3524,27	Hg I
3547,70	Hg
3592,97	Hg I
3701,442	Hg I
3704,18	Hg I
3751,737	Hg
3789,810	Hg
3801,658	Hg I
3820,13	Hg
3861,08	Hg
4108,066	Hg

3. Pomiar temperatury elektronowej

Temperaturę elektronową pomierzono ze stosunku intensywności linii 4047 do 3650A oraz 4358 do 3650A. Zależność temperatury od stosunku intensywności linii jest następująca [5]:

$$kT_e = \frac{E' - E}{\ln \frac{I'}{I} + \frac{\lambda^2 g f'}{\lambda^3 g f}}$$

gdzie primem oznaczono poziom wyższy

g oznacza wagę statystyczną

f - siła oscylatora

λ - długość fali

Wagi statystyczne poziomów znaleziono wg [6]. Wynoszą one: $g' = 1,34$ i $g = 1,50$. Siły oscylatorów przyjęto wg pracy [4]. Wynoszą one: $f' = 0,35$ i $f = 0,18$. Energje poziomów

wg [6] wynoszą $E' = 8,86$ eV i $E = 7,73$ eV.

Po podstawieniu tych wielkości do wzoru /1/ otrzymamy:

$$kT_e = \frac{1,13}{\ln \frac{I_{4047}}{I_{3650}} + 0,79} \quad /2/$$

dla linii 4047A oraz 3630A. Dla linii 4358A i 4350A uzyskujemy zależność:

$$kT_e = \frac{1,13}{\ln \frac{I_{4358}}{I_{3650}} + 1,38} \quad /3/$$

Wagi statystyczne dla linii 4358A i 3650A wynoszą odpowiednio $g = 1,1$ oraz $f = 0,14$. Obliczone wg wzoru /2/ i /3/ pomiary przedstawiono na rys.1. Na rys.2 przedstawiono wykresy kształtów linii dla różnych wydatków. Z wyników widać, że temperatura elektronowa prawie nie zależy od różnicy ciśnień na dyszy i wynosi około 1 eV. Obserwujemy rozrzut pomiarów spowodowany jest prawdopodobnie dwiema przyczynami: 1. rozrzutem w doborze mocy przy poszczególnych pomiarach; 2. zmieniającym się w czasie pomiarów wydatkiem.

Zmiana wydatku spowodowana jest różnicą ciśnień, która z kolei zależy od tego czy rtęć w chłodnicy aktualnie opada do podgrzewanego zbiornika czy nie.

Te dwie przyczyny prawdopodobnie powodują obserwowany rozrzut pomiarów.

4. Pomiar gęstości elektronów

Do pomiarów gęstości próbowano użyć linii wodorowych. Linie wodorowe ulegają silnemu poszerzeniu wywołanego efektem Starka. Poszerzenie to zależy głównie od gęstości elektronów swobodnych w plazmie. Dla wykonania takiego pomiaru dawkowano wodór przed wlotem do dyszy. Jednak pomimo godzin-

nego naświetlania kliszy o czułości 27 DIN nie zaobserwowano żadnej z linii wodorowych.

Należy przypuszczać, że warunki w dyszy są niekorzystne dla wzbudzenia wodoru.

Z tego powodu jedyną metodą jaką można użyć do pomiaru gęstości elektronów jest pomiar absolutnej intensywności promieniowania ciągłego.

Do pomiaru intensywności promieniowania ciągłego użyto klisz o czułości 27DIN naświetlanych przy szczelinie 0,4 mm i czasie od 5 min do 1 godz.

Intensywność promieniowania ciągłego na jednostkę długości fali wynosi [7]:

$$J_{\lambda} = \pi \left(\frac{2}{3} \right)^{1/2} \frac{e^4 h^2 z^2 (\chi^H)^{1/2}}{m^2 c^2 \lambda (kT_e)} \left[g_{ff} \exp \frac{I - I_{max}}{kT_e} + 2 \frac{\chi^H}{kT_e} \frac{g_{rf}}{n^3} \exp \left(\frac{\Delta \chi_n}{kT_e} \right) \right] N_e^2 \exp \left(- \frac{h\nu}{kT_e} \right) L.$$

Pierwszy człon w nawiasie reprezentuje promieniowanie hamowania drugi promieniowanie rekombinacyjne.

g_{ff} i g_{rf} są tzw. współczynniki Goyneta przejmowane jako równe 1.

- e - ładunek elektronu
- h - stała Plancka
- z - stopień zjonizowania
- m - masa elektronu
- c - prędkość światła
- λ - długość fali
- ν - częstotliwość fali
- χ^H - energia jonizacji wodoru
- I - energia jonizacji
- n - główna liczba kwantowa
- N_e - gęstość elektronów
- l - grubość plazmy

Wzór ten zapisano przy założeniu, że plazmy jest elektrycznie obojętna, co dla jednokrotnej jonizacji oznacza $N_i = N_e$. Jako główną liczbę kwantową należy przyjmować tutaj tzw. efektywną liczbę kwantową:

$$n_{ef}^2 = \frac{Z^2 \chi''}{I - \chi_n}$$

Wzór na intensywność promieniowania ciągłego można przedstawić w postaci:

$$I = B_2 / T_e / N_e^2 \quad 1$$

Wykres $B_2/T_e/$ dla fal o długościach 4000\AA i 4460\AA podano na rys.3.

Obliczenia przeprowadzono dla następujących poziomów wzbudzenia rtęci:

Tabela 3

poziom	energia cm^{-1}	energia eV	$\Delta \chi_n$	n_{ef}
7s ³ S	62350,456	7,73	2,71	4,9
7s ¹ S	63928,243	7,94	2,5	5,4
6p ¹ ³ P _o	68886,60	8,54	1,90	7,5
7p ³ P _o	69516,66	8,62	1,82	7,4
	69661,89			
	71207,51			
5p ¹ P _o	71295,15	8,95	1,49	9,03
6d ¹ D	71333,182	8,85	1,59	8,49
6d ³ D		8,846	1,59	
6p ¹ ³ D _o	73119,2	9,066	1,38	9,78
8s ³ S	73961,298	9,17	1,27	10,62
8s ¹ S	74404,590	9,226	1,21	11,15
8p ³ P _o	76447,24	9,479	0,96	14,06
	76467,067	9,48	0,96	14,67
	76823,5	9,529	0,92	14,83

poziom	energia cm^{-1}	energia	$\Delta \chi_n$	n_{ef}
$8p^1 P_0$	76863,264	9,531	0,91	
$6p^1 {}^3P_0$	76945,41	9,541	0,91	15,00
$7d^1 D$	77064,097	9,556	0,88	15,34
$7d^3 D$	77084,632	9,558	0,88	
	77107,917	9,561	0,88	
$5f^3 F_0$	77237,04	9,578		
	77239,90	9,578	0,86	15,69
	77286,99	9,584	0,86	
$5f^1 F_0$	77241,68	9,578	0,86	
$9s^3 S$	78216,261	9,690	0,74	18,24
$9s^1 S$	78404,387	9,722	0,72	18,75
$6p^1 {}^1D_0$	78676,7	9,756	0,68	19,85
$6p^1 {}^1P_0$	78813	9,773	0,67	20,14
$9p^3 P_0$	79375,78	9,843	0,60	22,50
	79422,745	9,847	0,59	22,88
	79613,3	9,872	0,57	23,68
$8d^1 D$	79660,785	9,8779	0,57	
$8d^3 d$	79678,708	9,88	0,56	24,10
	79702,634	9,88	0,56	24,10

Energię promieniowania ciągłego porównano z energią światła lampy projekcyjnej przeskalowanej na temperaturę 2880°K.

Jeżeli energia promieniowania lampy wynosi J_1 , energia promieniowania ciągłego J , szczelina spektrografu odpowiednio S_1 i S , czasy naświetlania t_1 i t oraz zaczernienie błony Z_1 i Z to należy napisać następującą równość

$$J = \frac{t_1 S_1}{t S} \frac{Z}{Z_1} J_L$$

Energię promieniowania lampy obliczono ze wzoru Plancka

$$J_L = \frac{1,19 \cdot 10^{-5} \lambda^{-5}}{\exp \frac{1,439}{T} - 1}$$

Dla $\lambda = 4000\text{\AA}$ $J_L 4000 = 0,426 \cdot 10^{12}$ erg/cm³ sek ster.

Dla $\lambda = 4400\text{\AA}$ $J_L 4460 = 0,866 \cdot 10^{12}$ erg/cm³ sek ster.

Średnie wartości gęstości elektronów w gardle dyszy podano w tabeli i na wykresie rys.4.

5. Oszacowanie stopnia jonizacji plazmy

Stopień jonizacji plazmy można wyznaczyć szacując gęstość cząstek ciężkich. Do oszacowania przyjmujemy, że temperatura gazu jest stała i wynosi 700^oK oraz, że gęstość w gardle dyszy jest ta sama co w zbiorniku z rtęcią [8]. Do obliczania gęstości cząstek ciężkich przyjmujemy wzór Clapeyrona. Uzasadnione jest to tym, że w przypadku braku wzbudzenia gęstość cząstek ciężkich powinna być ta sama co i po wzbudzeniu, a zatem:

$$N = \frac{P}{R T}$$

Jako p przyjmujemy różnicę ciśnień na dyszy /na drugim końcu dyszy ciśnienie wynosi około 10⁻¹³ mmHg/. Otrzymujemy następujące wartości gęstości: /patrz tabela 4/

Tabela 4

Δp cm/Hg	No 10 ⁻¹⁵ $\frac{1}{\text{cm}^3}$	Ne 10 ⁻¹⁴ $\frac{1}{\text{cm}^3}$	α %
1	2,7	1,5	5,5
3	5,2	2,8	5,3
5	13,6	3	2,2
7	19,0	4,4	2,3

Z pozostałych oszacowań można wyciągnąć wniosek, że stopień jonizacji jest rzędu procentów. Dokładność tego oszacowania jest prawdopodobnie nie gorsza niż 100%.

6. Błędy pomiarowe

Podane na wykresie błędy pomiarów są średnimi kwadratowymi rozrzutów z 4 do 6 pomiarów na każdy punkt.

Błąd określenia temperatury z wzorów nie powinien być tak duży jak wynikało to ze średniej kwadratowej. Wynika z tego, że rozrzut może być spowodowany albo niestabilną pracą układu lub niejednorodnością błon filmowych użytych do pomiaru.

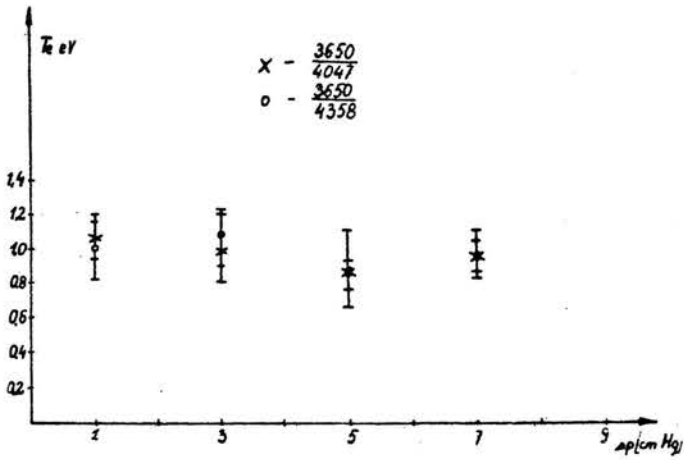
Błąd pomiarów gęstości jest około 20% i pokrywa się prawdopodobnie z błędem metody. Błąd metody spowodowany jest głównie pomiarem wielkości absolutnej intensywności świecenia, której w sposób absolutny /doskonały/ nie można przeprowadzić, /trudno np. ustawić wzorcowane źródło światła w idealnie tym samym punkcie co i świecący obiekt/. Dlatego wynik pomiaru gęstości należy uznać za całkowicie zadowalający dla tego typu metody.

7. Wnioski

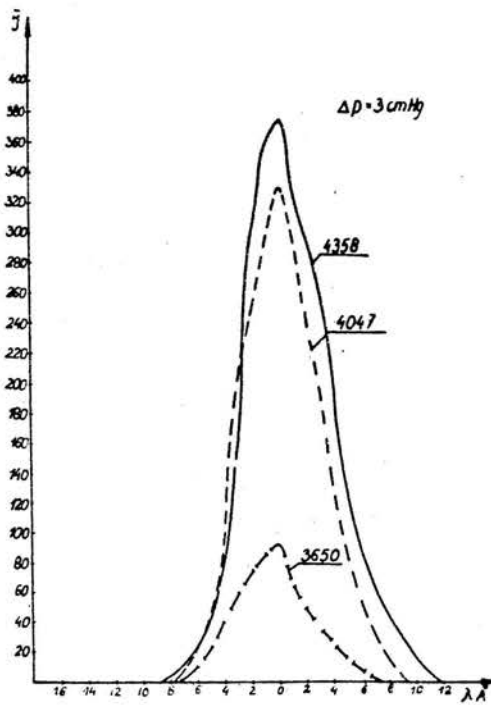
1. Temperatury elektronowe obliczone na podstawie intensywności linii 3650 /4047 i 3650/ 4358 pokrywają się i wynoszą około 1eV.
2. Temperatury elektronowe bardzo słabo zależą od różnicy ciśnień na dyszy. Słaby spadek obserwuje się ze wzrostem różnicy ciśnień.
3. Gęstość elektronów jest rzędu 10^{14} cm^{-3} i liniowo rośnie ze wzrostem różnicy ciśnień na dyszy.
4. Gęstość elektronów obliczono na podstawie intensywności promieniowania ciągłego dla fali 4000A i 4460A pokrywają się z wyjątkiem $p = 7 \text{ cm Hg}$ gdzie zaobserwowano małą różnicę w wynikach pomiarów.

8. Literatura

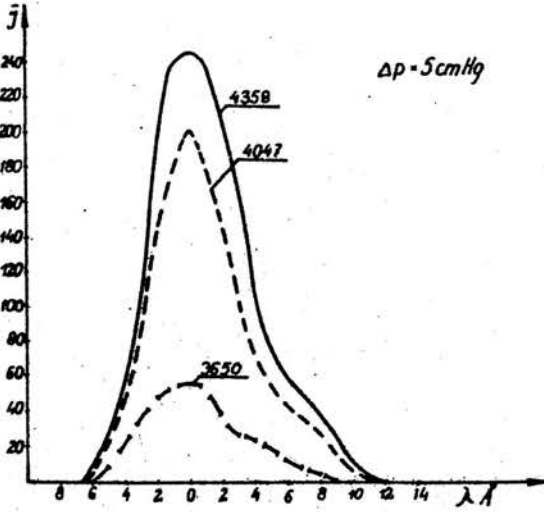
1. G.R.Harrison, Wavelength tables with Intensities in Arc Spark or discharge tube. M.I.I. Press
2. R.I.Anderson, Edward T.P.Lee, Chun C.Lin, Electron Excitation Function of Mercury. Phys.Rev.v.157 No /1967/.
3. А.Н. Заугедд, В.К. Прокофьев, С.М. Райский, *Таблицы спектральных линий (1952)*
4. Paul Jean, Michel Martin, Jean-Pierre Barviot, Jean-Louis Cojon, Mesure de forces d'oscillateur de roies du spectre de l'atome de mercure /Hg I/. C.R.Acad.Sc.Paris t.264 /1967/.
5. R.H.Griem, Plasma Spectroskopy. Mc Graw-Hill Book Company /1964/.
6. C.E.Moor, Atomic Energy Levels /1949-1958/.
7. A.C.Kolb, R.H.Griem, Atomic and Molecular Processes, Chapter 5 /1962/.
8. H.W.Emmons, Fundamental of Gas Dynamics, High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion v.VIII, 1958.



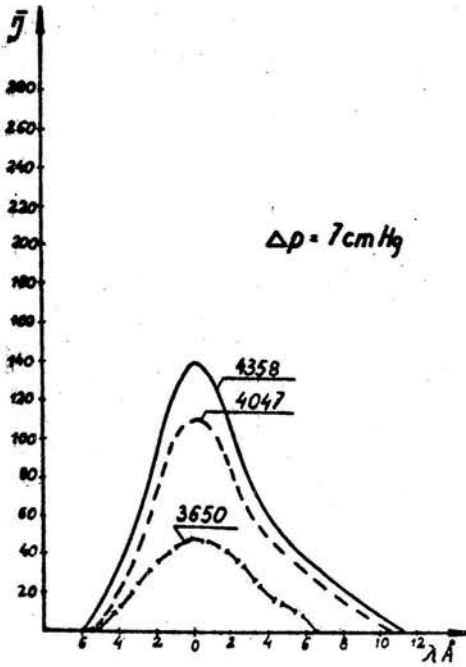
Rys. 1



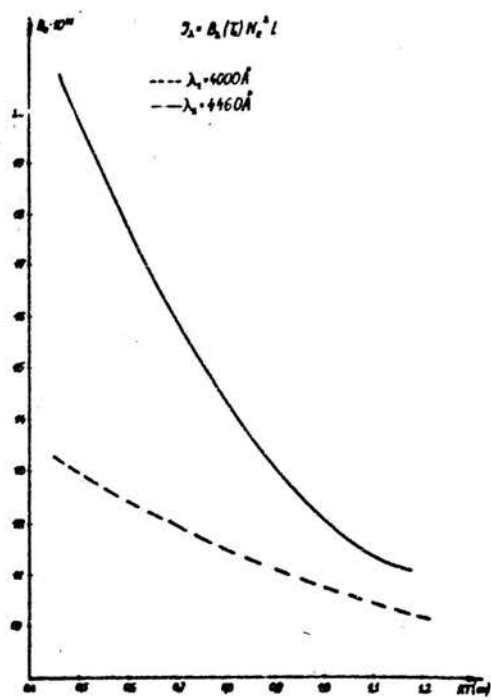
Rys. 2a



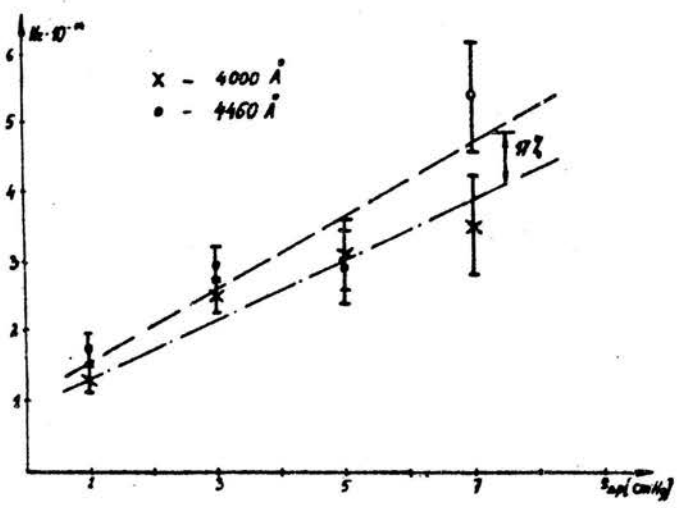
Rys. 2b



Rys. 2c



Rys. 3



Rys. 4