



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

Mazowsze.
serce Polski

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Szkoła z przyszłością

szkolenie współfinansowane przez Unię Europejską
w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego



Narodowe Centrum Badań Jądrowych, ul. Andrzeja Sołtana 7, 05-400 Otwock-Świerk

ĆWICZENIE	LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ
19	Doświadczenie Rutherforda
Data pomiaru:	
Imię i nazwisko:	
Imię i nazwisko:	

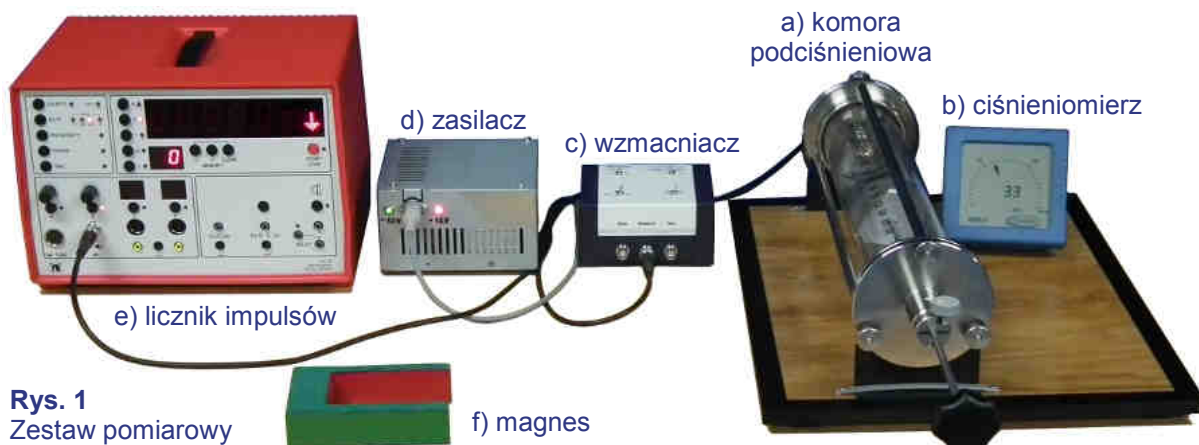
1. CEL ĆWICZENIA

Celem ćwiczenia jest obserwacja rozpraszania cząstek α na atomach złota w celu zbadania struktury wewnętrznej atomów. Otrzymane wyniki porównywane są z modelem atomu Bohra.

2. UKŁAD DOŚWIADCZALNY

Zestaw doświadczalny stanowią:

- komora podciśnieniowa (rys. 1a),
- pompa próżniowa (nie pokazana na rysunku),
- ciśnieniomierz (rys. 1b),
- źródło cząstek α (rys. 3a),
- cienka złota folia (rys. 3b) w przesłonie ze szczeliną o kształcie pierścienia (rys. 3c),
- detektor krzemowy cząstek α (rys. 3d),
- wzmacniacz impulsów (rys. 1c),
- zasilacz wzmacniacza (rys. 1d),
- licznik impulsów (rys. 1e).



Rys. 1

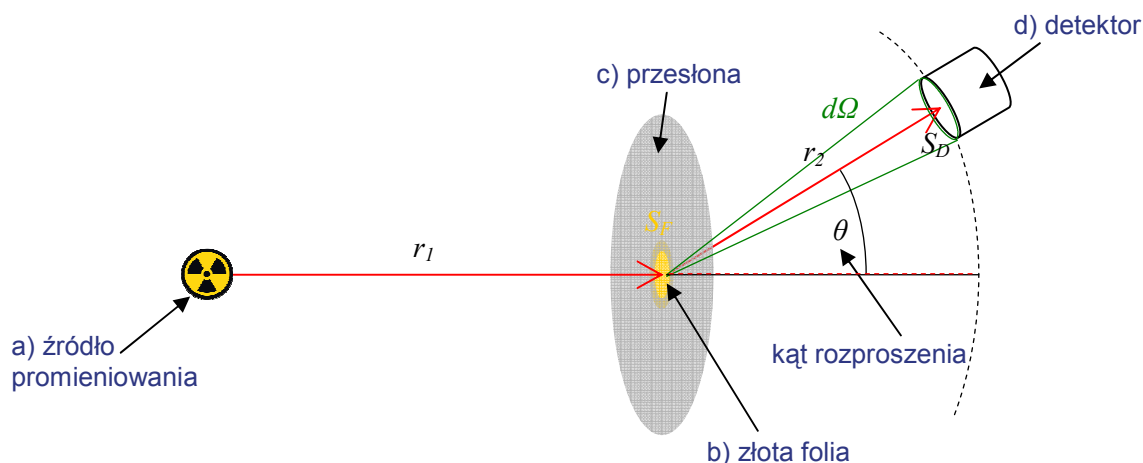
Zestaw pomiarowy

f) magnes

3. WSTĘP TEORETYCZNY

W 1904 r. wiadomo już było, że jednym z elementów składowych atomów są elektrony. Ich istnienie udowodnił Joseph John Thomson, który zakładał, że atom jest kulą naładowaną równomiernie ładunkiem dodatnim, w której mieszczą się elektrony. Ten opis atomu nazywany był modelem „ciasta z rodzynkami”. Jednakże już w 1909 r. Hans Geiger i Ernest Marsden przeprowadzili pod kierownictwem Ernesta Rutherforda eksperyment, który wykazał, że tak nie jest.

Eksperyment Rutherforda polegał na bombardowaniu atomów złota cząstkami α , o których wiadomo było, że posiadają ładunek elektryczny dodatni dwa razy większy co do wartości niż ładunek elektronu oraz masę tysiące razy większą niż masa elektronu. Zgodnie z przewidywaniami modelu „ciasta z rodzynkami” takie cząstki powinny bez większych trudności przenikać przez atomy, a ką



Rys. 2
Schemat klasycznego układu pomiarowego

ewentualnego odchylenia ich toru ruchu od pierwotnego kierunku powinien wynosić nie więcej niż 1° . Tymczasem zaobserwowano cząstki odchylające się pod kątami większymi nawet niż 90° (czyli zawracające).

Porażka w wyjaśnieniu tego zjawiska przez model J. J. Thompsona skłoniła Rutherforda do zaproponowania innego modelu atomu. Problem modelu „ciasta z rodzynkami” polegał na tym, że wewnątrz stosunkowo dużej równomiernie naładowanej elektrycznie kuli z „rodzynkami” w postaci małych elektronów pole elektryczne jest słabe. Przez to siły działające na inną naładowaną kulę (czyli cząstkę α) przelatującą przez taki atom są również małe i nie powodują odchylen o duże kąty. Rutherford przyjął zatem, że atomy składają się z małego położonego w centrum jądra o dużym ładunku elektrycznym i otaczających to jądro elektronów, a poza tym przestrzeń wewnątrz atomu jest pusta. Analizując możliwość rozproszenia przelatującej cząstki dodatkowo doszedł do wniosku, że silne pole elektryczne w pobliżu małego jądra atomowego jest w stanie odchylić tor cząstki o duże wartości kątów. Ilościowy opis tego zjawiska przy przelatywaniu cząstek przez cienką folię z atomów jednego pierwiastka (np. złota) przedstawia wzór:

$$n(\theta) = n \cdot N \cdot d_f \cdot \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{2e \cdot Ze}{4\pi\epsilon_0 \cdot 2E_\alpha} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1)$$

gdzie:

- $n(\theta)$ to liczba cząstek odchylonych pod kątem θ ,
- n to liczba cząstek padających na folię,
- N to koncentracja atomów w folii,
- d_f to grubość folii,
- $2e$ to ładunek cząstki α ,
- Ze to ładunek jądra atomowego pierwiastka o liczbie atomowej Z ,
- ϵ_0 to przenikalność elektryczna próżni,
- E_α to energia padającej cząstki α ,
- $d\Omega$ to kąt bryłowy, jaki zajmuje powierzchnia detektora widziana z miejsca rozpraszania cząstek.

Przedstawioną zależność można sprawdzać w różnych układach źródło-folia-detektor różniących się od siebie geometrią pomiaru. Oryginalny układ pomiarowy składał się ze źródła punkowego cząstek α , które dochodziły do cienkiej złotej folii w postaci wąskiej, dobrze skolimowanej wiązki. Po rozproszeniu na atomach złota cząstki te były rejestrowane w detektorze, którego położenie względem źródła można było regulować, by zmierzyć rozpraszanie pod różnymi kątami. Sytuację tę przedstawia rys. 2. Dla folii wykonanej ze złota znane były takie parametry z powyższego równania jak N , d_f i Z , podczas gdy e (ładunek elementarny), π i ϵ_0 to stałe fizyczne lub matematyczne, zaś energia kinetyczna cząstek E_α wynikała z izotopu wybranego jako źródło. Pozostaje obliczyć liczbę cząstek padających na folię n oraz kąty θ i $d\Omega$. Na wszystkie te parametry ma wpływ geometria pomiaru.

Jeśli znana jest całkowita liczba cząstek wylatujących ze źródła punkowego w ciągu jednej sekundy (zwykle bardzo bliska jego aktywności) A , to liczba cząstek dolatujących przez przesłonę o powierzchni otworu S_F do folii położonej w odległości r_1 wynosi:

$$n = A \frac{S_F}{4\pi r_1^2} \quad (2)$$

Wynika to z faktu, że cząstki α rozchodzą się po liniach prostych przechodząc przez pole powierzchni kuli o coraz większym promieniu. Analogicznie z geometrii kuli można obliczyć kąt bryłowy $d\Omega$, który wynosi:

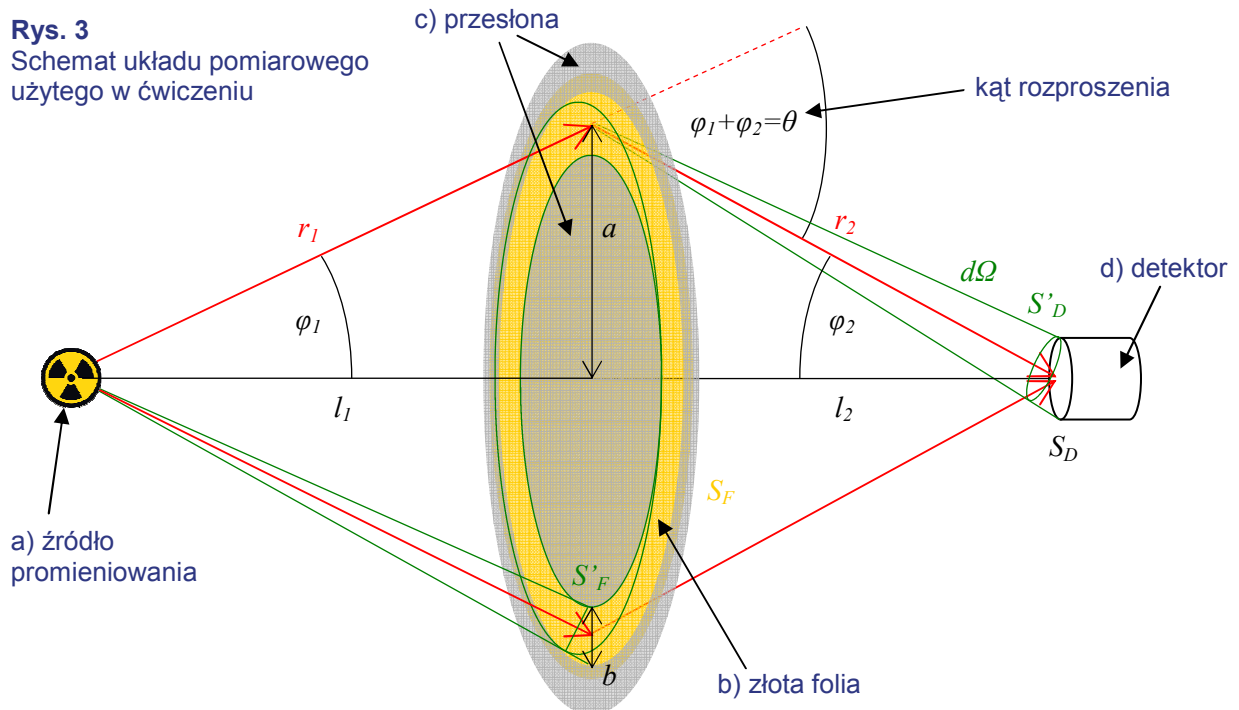
$$d\Omega = \frac{S_D}{4\pi r_2^2} \quad (3)$$

gdzie S_D to pole powierzchni detektora, zaś r_2 to odległość detektora od folii.

Układ ten, mimo swojej niewątpliwej zalety, jaką jest prostota idei, ma kilka wad. Jedną z nich jest to, że aby uzyskać dobrze skolimowaną wiązkę cząstek padających równolegle na folię pod kątem bliskim 90° , trzeba użyć przesłony o małej powierzchni S_F i położonej w dużej odległości r_1 . To oznacza, że tylko niewielki ułamek cząstek wychodzących ze źródła trafia w folię, a jeszcze mniejszy ich ułamek trafia później do detektora. Można zatem wymyślić inne ustawienie układu, by zoptymalizować wydajność pomiaru rozproszonych cząstek α .

Jednym ze sposobów jest zastosowanie przesłony ze szczeliną w kształcie pierścienia, który ma dużo większą powierzchnię niż mały otwór w poprzednim układzie. Dzięki temu dociera do niego dużo więcej cząstek z punkowego źródła promieniowania. Oczywiście padają one pod kątem znacznie różniącym się od 90° , ale jeśli źródło znajduje się na prostopadłej osi przechodzącej przez środek pierścienia, to zawsze jest to taki sam kąt. Część cząstek rozproszonych na folii w takim przypadku ulega odchyleniu z powrotem w kierunku osi. Jeśli po drugiej stronie przesłony z folią ustawi się detektor, to będzie on wyłapywał cząstki nadlatujące z różnych miejsc na pierścieniu, ale za każdym razem rozproszone o taki sam kąt. Sytuację tę ilustruje rys. 3.

Rys. 3
Schemat układu pomiarowego
użytego w ćwiczeniu

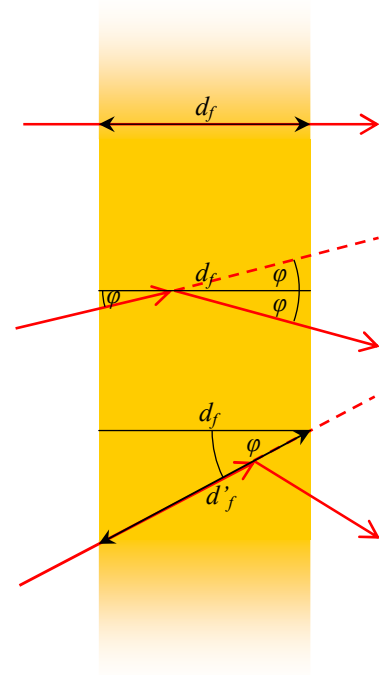


Wycięcie w przesłonie ma kształt pierścienia, którego średni promień wynosi a , natomiast szerokość b . Znając obie te wartości można obliczyć pole powierzchni folii S_F , która jest wystawiona na działanie cząstek α . Tak obliczone pole nie może być jednak bezpośrednio użyte do obliczenia strumienia cząstek, ponieważ padają one na folię pod kątem φ_1 . Aby uwzględnić fakt, że powierzchnia S_F nie jest fragmentem sfery o promieniu r_1 , należy obliczyć pole powierzchni jej rzutu na tę sferę, oznaczone jako S'_F . Z dość dobrym przybliżeniem tę zależność opisuje wzór $S'_F = S_F \cos \varphi_1$.

Podobnie jest w przypadku cząstek rozproszonych, które wpadają do detektora. Zakładając, że ich źródłem jest miejsce na pierścieniu odległe od osi układu o promień a , można wyznaczyć kąt φ_2 , pod jakim cząstki osiągają powierzchnię detektora S_D . Ta powierzchnia także nie jest fragmentem sfery o promieniu r_2 , który wykorzystywany jest przy obliczaniu kąta bryłowego $d\Omega$ – jest nim natomiast powierzchnia S'_D , która jest rzutem S_D na tę sferę i której pole można obliczyć ze wzoru $S'_D = S_D \cos\varphi_2$.

Dla uproszczenia dalszych obliczeń warto założyć, że położenie detektora i źródła cząstek względem przesłony ze złotą folią jest symetryczne. W takim wypadku $l_1=l_2=l$, $r_1=r_2=r$ oraz $\varphi_1=\varphi_2=\varphi$, a z tego wynika, że $\theta = 2\varphi$.

Jest jeszcze jedna poprawka, jaka powinna być uwzględniona w obliczeniach dla przedstawionego układu pomiarowego. Chodzi o grubość folii d_f , która wprowadzie pozostaje stała, ale w zależności od kąta padania i wychodzenia z niej cząstki muszą przelecieć obok różnej liczby atomów złota, co wpływa na prawdopodobieństwo ich rozproszenia. Można wprowadzić tutaj efektywną grubość folii, d'_f , która dla cząstek padających i wychodzących pod takim samym kątem φ zmienia się zgodnie ze wzorem $d'_f = d_f/\cos\varphi$. Sytuację tę ilustruje rys. 4.



Rys. 4 Efektywna grubość folii d'_f

Podstawiając powyższe dane do wzoru (1) można znaleźć wzór na zależność natężenia cząstek α rozproszonych od kąta rozpraszania θ . Okazuje się, że w zaproponowanym układzie pomiarowym jest ono proporcjonalne do kosinusa połowy kąta rozpraszania:

$$n(\theta) \sim \cos(\theta/2) \quad (4)$$

Dokładne rachunki nie są zbyt skomplikowane, dlatego dowód powyższej zależności pozostawia się do samodzielnego przeprowadzenia przez wykonujących ćwiczenie. Przeprowadzając je warto pamiętać o zależnościach geometrycznych i trygonometrycznych, w szczególności o tym, że w danym układzie pomiarowym:

$$a^2 + l^2 = r^2 \quad \sin \varphi = \frac{a}{r} \quad \cos \varphi = \frac{l}{r} \quad (5)$$

4. PRZEBIEG DOŚWIADCZENIA

A) Sprawdzić połączenia przewodów oraz ustawienie wzmacniacza zgodnie z załączonymi parametrami. W razie wątpliwości skonsultować się z obsługą laboratorium. Po pomyślnym sprawdzeniu włączyć ciśnieniomierz, zasilacz i licznik impulsów.

B) Sprawdzić, czy wszystkie złącza komory próżniowej są dokręcone (w szczególności zawór zapowietrzający na tylnej ścianie i zawór odpowietrzający na rurce prowadzącej do pompy próżniowej). Po sprawdzeniu włączyć zasilanie pompy próżniowej i po odczekaniu kilkunastu sekund powoli odkręcać zawór odpowietrzający na rurce aż do jego otwarcia. W trakcie odpompowywania powietrza sprawdzić jeszcze raz szczelność wszystkich łączy (poza zaworem odpowietrzającym).

C) Po uzyskaniu ciśnienia ok. 20 hPa zakręcić szczelnie zawór odpowietrzający i wyłączyć zasilanie pompy próżniowej.

D) Wciskając na liczniku przycisk „RATE” ustawić czas pojedynczego pomiaru na 60 sekund (przyciskać kilkakrotnie aż zapali się dioda przy odpowiedniej wartości). W podobny sposób wciskając przycisk „R” ustawić jednostkę na liczbę impulsów na minutę (pojawi się napis „/min” na wy-

światlaczu). Następnie wciskać przycisk „B”, by wybrać odpowiednie wejście licznika i sposób pomiaru sygnału (na wyświetlaczu powinien pojawić się napis „DC”). Używając pokrętła umieszczonego ponad nim ustawić próg dyskryminacji na wartości 1,50 V (wartość pojawi się na wyświetlaczu). Na koniec włączyć podsluch impulsów wciskając przycisk obok symbolu głośnika (zapali się odpowiednia dioda).

E) Odblokować sprzęgło na przedniej ścianie komory próżniowej. Jest to pokrętło z czerwoną kropką, które trzeba przekręcić w lewo. Pozwoli to przesunąć źródło przy pomocy wysięgnika z czarną gałką. Do przesuwania przesłony służy magnes, który przykładamy od dołu komory w pobliżu metalowego mocowania przesłony. Siła pola magnetycznego wytworzona pomiędzy magnesem a metalem pozwala przesunąć przesłonę bezprzewodowo. **UWAGA! Unikać gwałtownych ruchów gałką oraz uderzania magnesem w elementy układu!**

F) Ustawić geometrię pomiaru, tj. ustawić przesłonę w wybranej odległości l od detektora, a źródło w odległości l od przesłony (do pomiaru odległości wykorzystać skalę naniesioną na ścianie komory próżniowej pamiętając o możliwych niepewnościach pomiarowych). **UWAGA! Unikać sytuacji, w których źródło i przesłona stykają się lub uderzają o siebie lub inne elementy układu (w szczególności o detektor)!**

G) Po ustawieniu zablokować z powrotem sprzęgło trzymające pozycję źródła, kręcąc jego pokrętłem w prawo do oporu. Magnes należy usunąć z pobliża układu pomiarowego przed uruchomieniem pomiaru, gdyż pole magnetyczne może wpływać na tor cząstek α .

H) Po ustawieniu geometrii uruchomić pomiar przy pomocy przycisku „START/STOP” na liczniku. Podczas pomiaru dioda obok przycisku będzie mrugać. Kolejne pojedyncze pomiary będą zapamiętywane w wewnętrznej pamięci licznika, zaś dostęp do nich można później uzyskać używając przycisków „<”, „>” i „CLEAR” przy wyświetlaczu „MEMORY”, pokazującym numer wyświetlanego właśnie pomiaru.

I) W czasie trwania pomiaru wpisać do tabeli 1 ustawioną wartość odległości l . Obliczyć odpowiadające im wartości kąta padania cząstek α na folię φ i kąta rozproszenia θ , wyrażone zarówno w stopniach, jak i w radianach, a także kosinus kąta rozproszenia.

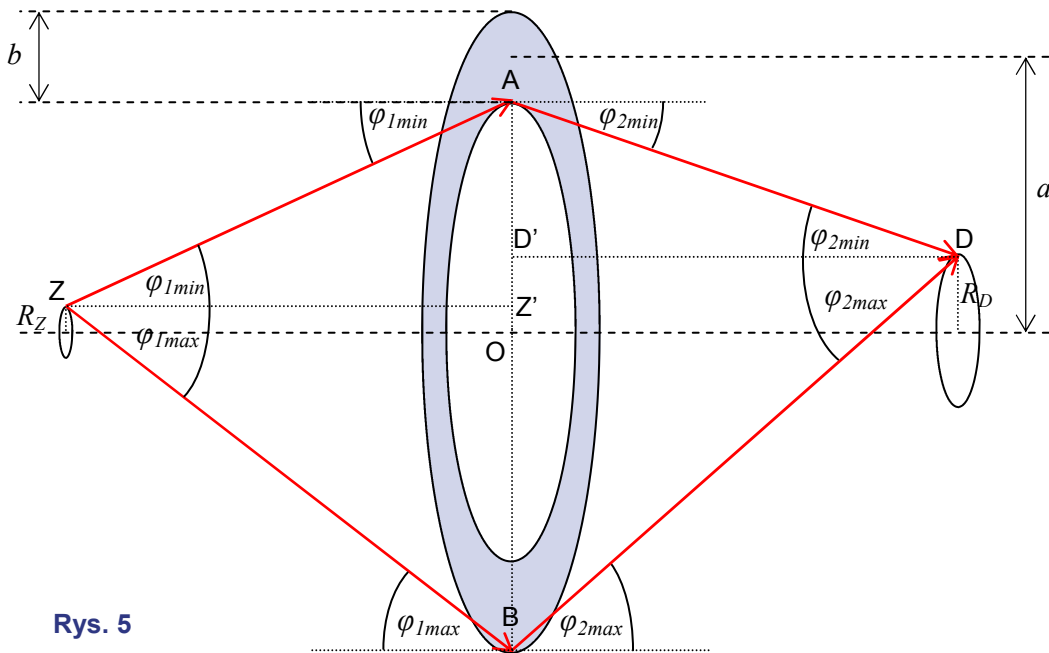
J) Po zebraniu 30 wartości zatrzymać pomiary wciskając ponownie przycisk „START/STOP” i spisać wszystkie wyniki do tabeli 2, kasując je przy pomocy przycisku „CLEAR”. Po przeczytaniu wyników zapisać także wartość ciśnienia w komorze próżniowej. Jeśli różni się ono od ciśnienia na początku pomiarów, to odpompować ponownie powietrze zgodnie z procedurą opisaną w punkcie B.

K) Czynności z punktów od E do J powtórzyć dla kilku różnych wartości odległości l . W czasie trwania kolejnych pomiarów uzupełniać tabelę 2 o wartości średniej liczby impulsów N_{sr} i jej niepewności pomiarowej σN_{sr} .

L) Po zakończeniu wszystkich pomiarów wyłączyć zasilanie aparatury, a źródło promieniowania zbliżyć na odległość ok. 5 mm od przesłony (w tej konfiguracji cząstki mają minimalną szansę, by dolecieć do detektora nawet w warunkach obniżonego ciśnienia, co chroni detektor przed niepotrzebnym zużyciem).

M) Przenieść wartości N_{sr} i niepewności pomiarowej σN_{sr} do tabeli 1. Na podstawie zebranych danych wykonać wykres zależności średniej liczby cząstek na minutę N_{sr} od kosinusa kąta rozproszenia θ . W miarę możliwości nanieść niepewności pomiarowe. Czy wykreśloną zależność można uznać za liniową? Czy otrzymane wyniki dają podstawę do odrzucenia hipotezy „ciasta z rodzynekami”?

JAK OSZACOWAĆ NIEPEWNOŚCI ZWIĄZANE Z GEOMETRIĄ UKŁADU?



Rys. 5

W używanym w doświadczeniu układzie pomiarowym duży wpływ na wyznaczenie niepewności pomiarowych ma fakt, że ani źródło, ani detektor nie są punktowe, ani też przesłona nie stanowi nieskończonego cienkiego pierścienia o dobrze zmierzonym promieniu. Wpływa to na obliczanie niepewności kąta rozproszenia θ w dużo większym stopniu niż niepewność wyznaczenia odległości źródło-przesłona i przesłona-detektor. Dokładne wyznaczenie tych niepewności zgodnie z uznawanymi praktykami naukowymi prowadzi do skomplikowanych wzorów, można jednak w sposób uproszczony wyznaczyć granice przedziałów, w jakich mieści dana wartość kąta θ .

Na rys. 5 przedstawiono dwie skrajne możliwości, gdy cząstka wychodząca ze źródła promieniowania w punkcie Z ulega rozproszeniu na folii i trafia do detektora w punkcie D. Punkty Z i D leżą na skraju powierzchni czynnych źródła i detektora w największej możliwej odległości od osi układu. Rozproszenie może nastąpić w szczególnym przypadku w punkcie A – wtedy kąt rozproszenia jest najmniejszy i wynosi $\theta_{min} = \varphi_{1min} + \varphi_{2min}$, albo w punkcie B i wtedy kąt rozproszenia jest największy: $\theta_{max} = \varphi_{1max} + \varphi_{2max}$. Można obliczyć obie skrajne wartości.

Dla kątów minimalnych spełnione są zależności:

$$\operatorname{tg} \varphi_{1min} = \frac{|AZ'|}{|ZZ'|} \quad \operatorname{tg} \varphi_{2min} = \frac{|AD'|}{|DD'|}$$

Odcinek AZ' odpowiada promieniowi szczeliny w przesłonie ($a = 20$ mm) pomniejszonemu o połowę szerokości tej szczeliny ($\frac{1}{2}b = 2$ mm) i promień źródła ($R_Z = 2$ mm), zaś odcinek ZZ' to ustawiana przed pomiarem odległość l . Podobnie długość odcinka AD' musi uwzględniać promień detektora ($R_D = 4$ mm).

$$|AZ'| = a - \frac{1}{2}b - R_Z \quad |ZZ'| = l \quad |AD'| = a - \frac{1}{2}b - R_D \quad |DD'| = l$$

Podstawiając do powyższych wzorów po przekształceniach uzyskuje się zależność:

$$\theta_{min} = \operatorname{atg} (a - \frac{1}{2}b - R_Z)/l + \operatorname{atg} (a - \frac{1}{2}b - R_D)/l$$

Analogicznie obliczając maksymalne wartości kątów należy dodać odpowiednie wartości zamiast je odejmować:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_{1max} &= \frac{|BZ'|}{|ZZ'|} & \operatorname{tg} \varphi_{2max} &= \frac{|BD'|}{|DD'|} \\ |BZ'| &= a + \frac{1}{2}b + R_Z & |ZZ'| &= l & |BD'| &= a + \frac{1}{2}b + R_D & |DD'| &= l \\ \theta_{max} &= \operatorname{atg} (a + \frac{1}{2}b + R_Z)/l + \operatorname{atg} (a + \frac{1}{2}b + R_D)/l \end{aligned}$$

Wartość kąta rozproszenia θ leży pomiędzy obliczonymi w ten sposób wartościami θ_{min} i θ_{max} , lecz są to tylko skrajne granice tego przedziału. Jest mało prawdopodobne, by podczas jednego pomiaru zarejestrować cząstki o tak różnych kątach rozproszenia. Aby określić, jaka jest rzeczywista niepewność pomiaru, należałoby uwzględnić rozkład statystyczny punktów, z których faktycznie wylatują cząstki, rozkład kątowy ich strumienia w momencie padania na folię oraz już po rozproszeniu. Dodatkowo sprawę utrudniają zjawiska trudniejsze do opisu wzorami, takie jak np. podwójne rozproszenie czy strata energii na jonizację atomów złota. Obliczone wartości skrajne należy więc traktować pomocniczo.

ĆWICZENIE 19	LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ Doświadczenie Rutherforda
Data pomiaru:..... Imię i nazwisko:..... Imię i nazwisko:..... Szkoła, klasa:.....	

Opracowanie wyników:

Parametry układu:

- promień przesłony $a = 20 \pm 1$ mm
- szerokość szczeliny $b = 4 \pm 1$ mm
- promień źródła $R_Z = 2 \pm 0,2$ mm
- promień detektora $R_D = 4 \pm 0,2$ mm
- zakres ustawianych odległości l = od 1 do 14 cm

Przydatne wzory:

$$\begin{aligned}
 a^2 + l^2 &= r^2 \\
 a &= r \cdot \sin \varphi \\
 l &= r \cdot \cos \varphi \\
 a &= l \cdot \tan \varphi \\
 \theta &= 2\varphi \\
 \pi \text{ rad} &= 180^\circ \\
 1 \text{ rad} &\approx 57,3^\circ \\
 \pi &= 3,1415926536...
 \end{aligned}$$

TABELA 1

Seria pomiarowa	1	2	3	4	5	6
odległość l [cm]						
kąt padania φ [rad]						
kąt padania φ [°]						
kąt rozproszenia θ [rad]						
kąt rozproszenia θ [°]						
kosinus połowy kąta rozproszenia $\cos \frac{\theta}{2}$						
średnia N_{sr} [imp./min.]						
niepewność σN_{sr} [imp./min.]						

TABELA 2

Seria pomiarowa	1	2	3	4	5	6
odległość l [cm]						
ciśnienie p [hPa]						
N_1 [imp./min.]						
N_2 [imp./min.]						
N_3 [imp./min.]						
N_4 [imp./min.]						
N_5 [imp./min.]						
N_6 [imp./min.]						
N_7 [imp./min.]						
N_8 [imp./min.]						
N_9 [imp./min.]						
N_{10} [imp./min.]						
N_{11} [imp./min.]						
N_{12} [imp./min.]						
N_{13} [imp./min.]						
N_{14} [imp./min.]						
N_{15} [imp./min.]						
N_{16} [imp./min.]						
N_{17} [imp./min.]						
N_{18} [imp./min.]						
N_{19} [imp./min.]						
N_{20} [imp./min.]						
N_{21} [imp./min.]						
N_{22} [imp./min.]						
N_{23} [imp./min.]						
N_{24} [imp./min.]						
N_{25} [imp./min.]						
N_{26} [imp./min.]						
N_{27} [imp./min.]						
N_{28} [imp./min.]						
N_{29} [imp./min.]						
N_{30} [imp./min.]						
średnia $N_{\bar{s}}$ [imp./min.]						
niepewność $\sigma N_{\bar{s}}$ [imp./min.]						