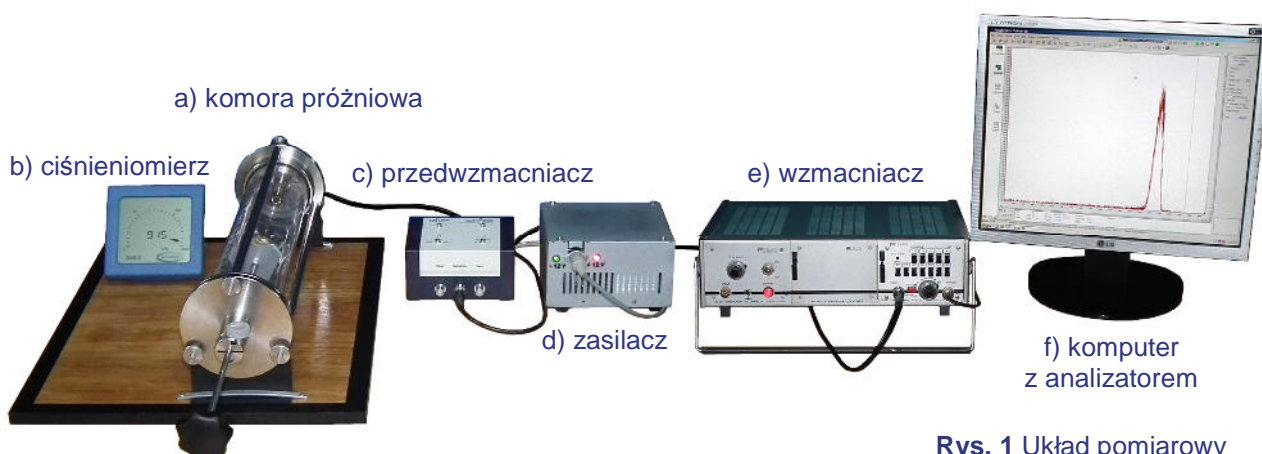




ĆWICZENIE	LABORATORIUM FIZYKI ATOMOWEJ I JĄDROWEJ
6a	<b>Zasięg promieniowania <math>\alpha</math> w powietrzu w funkcji ciśnienia</b>
Data pomiaru: .....	
Imię i nazwisko: .....	
Imię i nazwisko: .....	

## 1. CEL ĆWICZENIA

Celem ćwiczenia jest zrozumienie pojęcia zasięgu cząstek naładowanych w materii oraz znaczenia geometrii pomiaru na podstawie analizy zmian liczby rejestrowanych cząstek  $\alpha$  ze źródła promieniotwórczego w funkcji ciśnienia powietrza oraz odległości źródła od detektora. Powinniśmy też móc wyznaczyć krzywą Bragga.



Rys. 1 Układ pomiarowy

## 2. UKŁAD DOŚWIADCZALNY

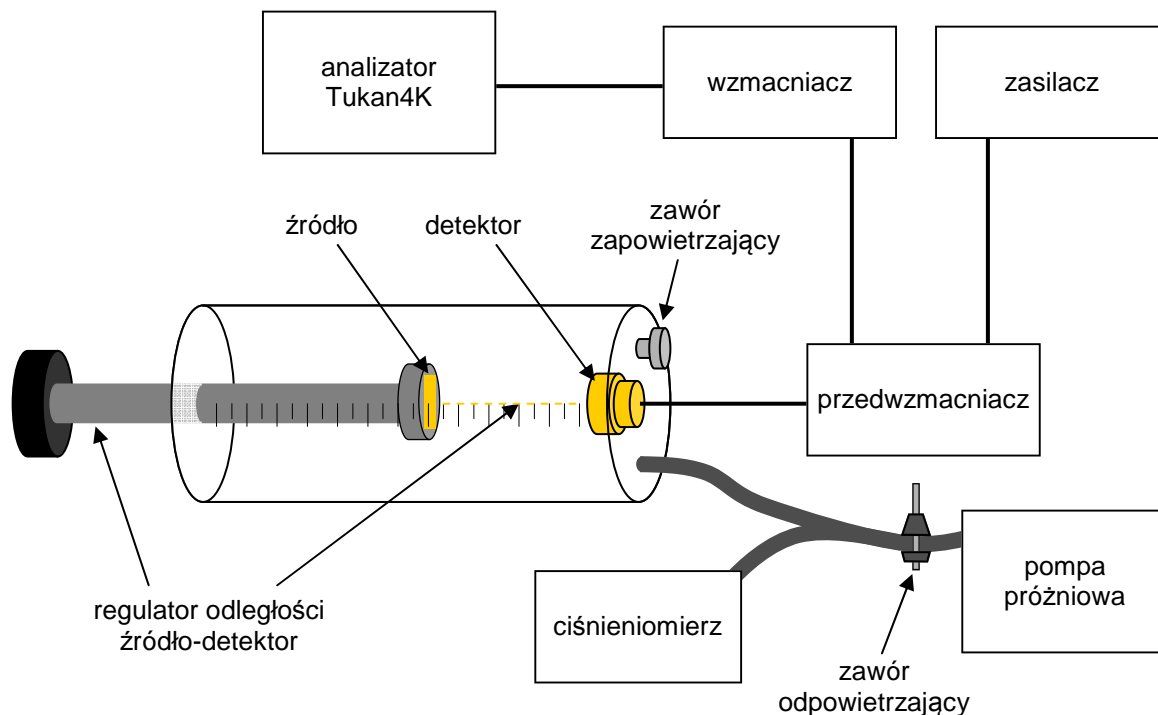
Zestaw doświadczalny (rys. 1) stanowią:

- komora próżniowa ze źródłem promieniowania  $\alpha$  (izotop  $^{241}\text{Am}$ ) i detektorem krzemowym,
- ciśnieniomierz,
- przedwzmacniacz,
- zasilacz przedwzmacniacza,
- wzmacniacz impulsów WL-21,
- komputerowy analizator impulsów Tukan4K.

## 3. WSTĘP TEORETYCZNY

### 1. Oddziaływanie cząstek $\alpha$ z materią

Energia promieniowania  $\alpha$ , emitowanego w procesie naturalnych przemian promieniotwórczych, jest rzędu kilku MeV (może dochodzić do wartości 10 MeV). Każdej *pojedynczej* przemianie  $\alpha$  izotopu promieniotwórczego towarzyszy emisja cząstek o *jednej*, ściśle określonej energii. Ponieważ jednak produkty rozpadu mogą być również  $\alpha$ -promieniotwórcze, więc dane źródło może w efekcie emitować kilka grup cząstek o różnych energiach. Otrzymujemy wówczas liniowe widmo promieniowania.



Rys. 2 Schemat układu pomiarowego

Ze względu na masę i ładunek, oddziaływanie cząstek  $\alpha$  z materią jest bardzo silne - cząstki szybko tracą energię kinetyczną, która idzie głównie na wzbudzenie i jonizację atomów absorbentu. W porównaniu z tymi procesami efekt rozpraszania padających cząstek jest niewielki.

Zmianę energii  $E$  cząstek  $\alpha$  na skutek wzbudzenia i jonizacji określa się poprzez tzw. *zdolność hamowania*, to jest stratę energii na jednostkę drogi przebytej przez cząstkę:

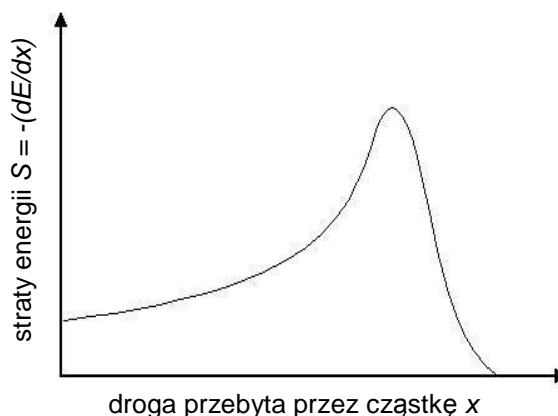
$$(1) \quad S = -\frac{dE}{dx}$$

Obliczenia pokazują, że:

$$(2) \quad S = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN}{m v^2} B$$

gdzie:  $z$ ,  $v$  - liczba atomowa i prędkość padających cząstek,  $e$  - ładunek elektronu,  $m$  - masa elektronu,  $Z$  - liczba atomowa absorbentu,  $N$  - liczba atomów absorbentu w  $1 \text{ cm}^3$ ,  $B$  - parametr, zależny od prędkości cząstki  $v$  i rodzaju ośrodka:

$$(3) \quad B = \ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \frac{v^2}{c^2} - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)$$



Rys. 3 Krzywa Bragga

gdzie  $I$  oznacza tzw. „średni potencjał jonizacyjny” ośrodka wyrażony elektronowoltach (eV). Wielkość  $S$  wyrażamy w jednostkach energii (np. MeV) odniesionych do jednostki drogi (np. cm); zależy ona od prędkości cząstki i nie zależy od masy cząstki.

Zależność parametru  $B$  od prędkości cząstki i rodzaju absorbentu jest zależnością słabą, logarymiczną. Jak wynika ze wzoru (2), w zakresie energii do kilkunastu MeV zdolność hamowania jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do kwadratu prędkości cząstek padających. To, że w miarę zmniejszania się prędkości rośnie zdolność hamująca jest zrozumiałe o tyle, że im wolniejsza cząstka, tym dłuższy czas, w którym przebywa ona w sąsiedztwie poszczególnych atomów, a w związku z tym rośnie prawdopodobieństwo wywołania przez nią jonizacji.

Ponieważ dla cząstek  $\alpha$   $z = 2$ , więc w tym przypadku wzór (2) przyjmie postać:

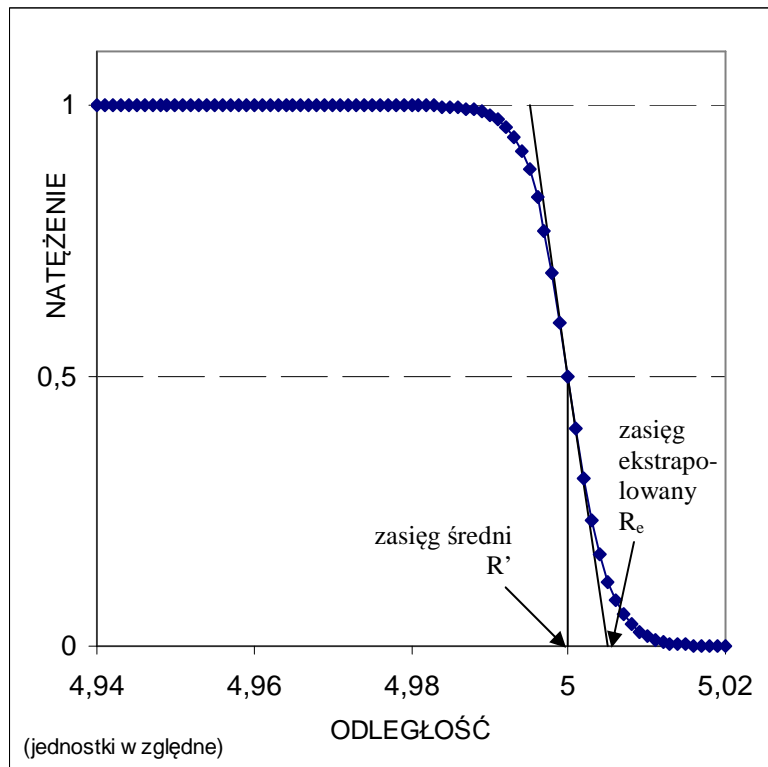
$$S = \frac{16\pi e^4 ZN}{m v^2} B \quad (4)$$

Wzory (2) i (3) można stosować dla cząstek o energiach przekraczających wartość 0,1 MeV. Dla mniejszych energii brak jest wzorów określających zdolność hamowania.

Miarą intensywności pochłaniania promieniowania  $\alpha$  w materii jest wielkość spowodowanej przez nie jonizacji, określona przez ilość par jonów powstałych na 1 cm drogi cząstki. Jest to tzw. *jonizacja właściwa*, będąca stosunkiem zdolności hamowania do ilości energii potrzebnej do utworzenia jednej pary jonów. Przykładowo, do uzyskania jednej pary jonów w powietrzu potrzebna jest energia 32,5 eV. Wykres zależności jonizacji właściwej od energii nosi nazwę *krzywej Bragga* (rysunek 3). Początkowo jonizacja właściwa wzrasta w miarę spowalniania się cząstek. Po osiągnięciu maksimum jonizacji właściwej coraz większa liczba cząstek  $\alpha$  zostaje spowolniona całkowicie i ulega zatrzymaniu w materiale (dołączając do siebie dwa elektrony cząstka taka staje się atomem helu, który, jako atom gazu szlachetnego, może wylecieć z materiału). W miarę wzrostu głębokości wnikania ogólna liczba cząstek maleje, a krzywa jonizacji właściwej gwałtownie spada do zera.

## 2. Zasięg cząstek $\alpha$

Wszystkie cząstki  $\alpha$ , tworzące monoenergetyczną, skolimowaną wiązkę promieniowania, przebywając do momentu zahamowania te same, w przybliżeniu, odcinki drogi. Na rys. 3 widzimy, że nachylenie końcowej części krzywej, które świadczy o rozbieżności zasięgów, jest wynikiem statystycznego charakteru zjawisk, w wyniku których cząstki  $\alpha$  tracą stopniowo swoją energię. Ponieważ w związku z tym niemożliwe jest określenie dokładnej wartości zasięgu, wprowadza się więc pojęcia zastępcze: *zasięgu średniego*  $R'$  oraz *zasięgu ekstrapolowanego*  $R_e$ . Pierwsza z tych wielkości informuje o odległości, dla której liczba cząstek  $\alpha$  spada do połowy. Drugą zaś otrzymuje się ekstrapolując liniowo do zera obszar największego spadku liczby cząstek  $\alpha$  z odległością (patrz rys. 4). Różnica pomiędzy  $R'$  i  $R_e$  wynosi, dla cząstek  $\alpha$  o energii 5 MeV, około 1% całkowitego zasięgu.



Rys. 4 Zależność względnego natężenia promieniowania od odległości od źródła

Wielkość zasięgu w danym materiale jest funkcją energii cząstek. Zależność ta jest podawana bądź w postaci wzoru bądź w formie wykresu. W powietrzu, przy ciśnieniu 760 mmHg (1013,25 hPa) i w temperaturze 15°C, zależność zasięgu średniego od energii w zakresie 0÷8 MeV przedstawia rysunek 5. Zasięg cząstek  $\alpha$  o energiach w zakresie 3÷7 MeV można przybliżyć wzorem:

$$R' = 0,318 \cdot E^{3/2} \quad (5)$$

gdzie  $E$  wyrażona jest w MeV, natomiast  $R'$  oznacza zasięg średni w cm.

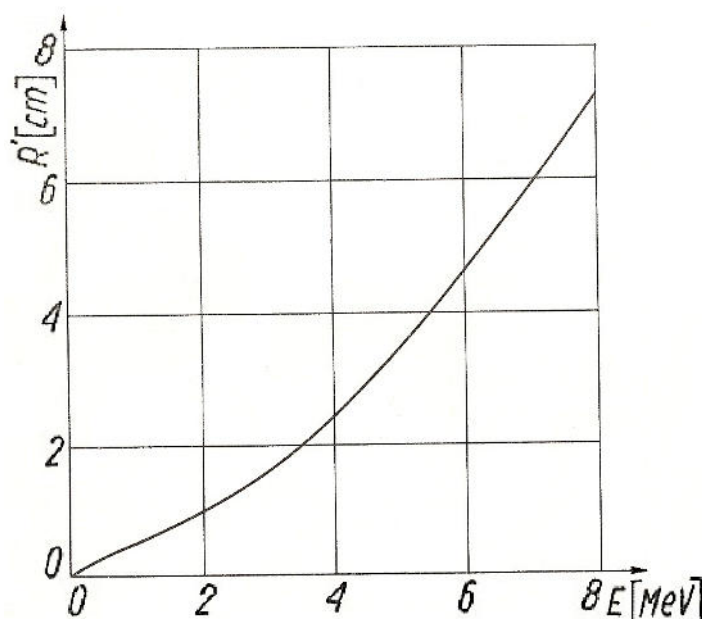
W przypadku, gdy powietrze ma ciśnienie niższe od atmosferycznego (760 mmHg) zmniejsza się liczba atomów absorbentu w 1 cm<sup>3</sup> objętości, oznaczona  $N$  we wzorze (4). Stanu gazu doskonałego

opisuje równanie Clapeyrona:

$$(6) \quad pV = nRT$$

gdzie  $p$  oznacza ciśnienie,  $V$  objętość,  $T$  temperaturę,  $R$  jest stałą gazową, zaś  $n$  liczbą moli. Wynika z niego, że liczba  $N$  (proporcjonalna do liczby moli  $n$ ) zależy liniowo od ciśnienia  $p$  gazu dla stałej objętości i temperatury. Ze wzoru (4) wynika zatem, że również zdolność hamowania  $S$  zależy liniowo od ciśnienia  $p$ . Z definicji zdolności hamowania (wzór (1)) możemy wywnioskować, że dla cząstki o określonej energii  $E$  długość drogi przebytej przed całkowitym wytraceniem tej energii wzrasta wraz ze spadkiem zdolności hamowania. Jeśli  $S$  będzie  $k$  razy mniejsze, to cząstka będzie dolatywać  $k$  razy dalej. Z drugiej strony oznacza to, że na tą samą odległość przy różnych ciśnieniach będą dolatywać cząstki o różnych energiach. Jeśli  $p$  będzie  $k$  razy mniejsze, a zatem i  $S$  będzie  $k$  razy mniejsze, to cząstka straci  $k$  razy mniej energii na tej samej odległości. Doleciałaby na tę odległość nawet jeśli jej energia początkowa byłaby  $k$  razy mniejsza. W granicznym przypadku dla ciśnienia zerowego (czyli w próżni) w ogóle nie ma atomów, które mogłyby powodować hamowanie cząstek  $\alpha$  ( $S=0$ ) i zasięg tych cząstek jest nieskończony, a ich energia nie zmienia się z odległością.

Jeśli w stałej odległości  $d$  od źródła promieniowania  $\alpha$  umieści się detektor i będzie się zmieniać ciśnienie gazu pomiędzy źródłem a detektorem, to z całkowania równania (1) po stałej odległości przy różnych wartościach  $S$  zależnych od ciśnienia  $p$  otrzyma się różne energie  $E$  ( $E=f(p)$ ) cząstek docierających do detektora. Takie same wartości  $E$  można by otrzymać utrzymując stałe ciśnienie i zmieniając odległość ( $E=f(d)$ ). Oznacza to, że pomiar energii w funkcji ciśnienia można traktować jako odpowiadający pomiarowi energii w funkcji odległości. W szczególności wyznaczając zależność strat energii w funkcji ciśnienia można zaobserwować krzywą Bragga. Innym sposobem jest przeliczanie obniżonego ciśnienia na odległość źródło-detektor przy ciśnieniu normalnym.



Rys. 5 Średni zasięg cząstek  $\alpha$  w powietrzu ( $T = 15^\circ\text{C}$ ,  $p = 760 \text{ mmHg}$ ) w zależności od ich energii

#### 4. PRZEBIEG ĆWICZENIA

A) Przed włączeniem aparatury sprawdzić ustawienia przedwzmacniacza:

- wzmacnienie jak dla cząstek: <sup>1</sup>,
- polaryzacja wyjściowa: ,
- napięcie polaryzacji detektora: ,
- polaryzacja detektora:

oraz ustawienia wzmacniacza WL-21:

- czas kształtowania impulsu - „shaping”:   $\mu$ s,
- współczynnik wzmacnienia - „gain”: ,
- strojenie wzmacnienia potencjometrem wieloobrotowym:  („” w okienku, „” na skali obrotowej, tzw. „precyzerze”),
- polaryzacja: .

B) Włączyć zasilanie wszystkich elementów aparatury pomiarowej. W przypadku wzmacniacza włącznik znajduje się na panelu przednim, zaś w przypadku ciśnieniomierza i zasilacza przedwzmacniacza - z tyłu.

C) Włączyć komputer, a w nim uaktywnić program „Tukan8k”, po czym odczekać 10 minut w celu ustabilizowania się parametrów aparatury pomiarowej, a w tym czasie ustalić z prowadzącym dalsze czynności.

D) W obecności prowadzącego ćwiczenie obniżamy ciśnienie układu pomiarowego do najniższej możliwej wartości (zwykle około 20 hPa) i wykonujemy pierwszy pomiar. Aby rozpocząć pomiar w programie „Tukan8k”, należy wcisnąć klawisz F2. Czas trwania jest ustawiony na  s.

E) Po zakończeniu pomiaru przechodzimy do zakładki „analiza”. Przesuwamy dwie czarne linie tak, by obejmowały cały wykres i odczytujemy z ekranu komputera całkowitą liczbę zliczeń zarejestrowanych przez detektor. Wynik zapisujemy w tabeli 1.

F) Wyznaczamy położenie pików („maksimum”) na otrzymanym wykresie w następujący sposób: jako model funkcji filtrującej wybieramy: „f1Gauss z wielomianem”, jako stopień wielomianu „1”, ustawiamy zakres dopasowywania przesuwając na wykresie dwie czarne linie tak, aby znalazły się symetrycznie po obu stronach pików, naciskamy „oblicz” i z dopasowania odczytujemy środek wykresu. Pomiaru energii dokonujemy w wartościach charakterystycznych dla układu pomiarowego, jakimi są kanały detektora. Po zakończeniu pomiarów będzie można dokonać kalibracji energetycznej, czyli przeliczyć kanały na odpowiadające im wartości energii.

G) Przy pomocy zaworu precyzyjnego ustalania ciśnienia podwyższamy ciśnienie do wartości 100 hPa. Kasujemy poprzedni pomiar w programie i przy ustabilizowanym ciśnieniu dokonujemy następnego pomiaru.

H) Pomiary powtarzamy dla coraz większych wartości ciśnienia. W przypadku zaobserwowania większych zmian energii należy zmniejszyć różnice ciśnień pomiędzy poszczególnymi pomiarami (zagęszczamy tym samym pomiar dla interesującego zakresu).

I) Może zdarzyć się, że pomiar będzie nieczytelny, tj. wykres będzie zawierał pik przesunięty tak bardzo ku lewej stronie, że błąd jego wyznaczenia będzie duży (dzieje się tak zwykle przy położeniu pików w najniższych kanałach detektora). Należy w takim wypadku zwiększyć nastawienie „gain” na wzmacniaczu WL-21 i wykonać pomiar ponownie dla tej samej wartości ciśnienia. Potrzebne to będzie do kalibracji energetycznej.

J) Po zakończeniu pomiarów dokonujemy kalibracji energetycznej. Przy teoretycznym ciśnieniu 0 hPa pomiędzy źródłem a detektorem nie byłoby żadnych cząsteczek powietrza (w teorii jest to próż-

---

<sup>1</sup> szczegółowe ustawienia aparatury podane zostaną w trakcie wykonywania ćwiczenia

nia, w praktyce liczba cząsteczek jest pomijalnie mała). Oznacza to brak możliwości zakłócenia ruchu cząstek  $\alpha$  ze źródła. A zatem przy ciśnieniu 0 hPa odczytane z wykresu położenie pików odpowiadałoby całkowitej energii cząstek  $\alpha$ , która jest charakterystyczna dla danego źródła promieniowania. W praktyce osiągnięcie ciśnienia 0 hPa jest niemożliwe, jednak możemy założyć, że dla niskiego ciśnienia (około 1% ciśnienia atmosferycznego, w przybliżeniu równego 1000 hPa) energia cząstek  $\alpha$  różni się od maksymalnej w przybliżeniu liniowym:

$$E = E_{max} (1 - p/1000 \text{ hPa}) \quad (7)$$

Przy pomocy tego wzoru możemy obliczyć jakiej energii odpowiada pik odczytany z wykresu przy pomiarze dla najniższego ciśnienia i skalibrować następne odczyty.

**K)** W przypadku zmiany wzmocnienia (nastawienie „gain” we wzmacniaczu) podczas wykonywania pomiarów mierzyliśmy pik tej samej energii cząstek  $\alpha$  dla dwóch ustawień aparatury. Dzięki temu znając energię pików wyliczoną dla poprzedniego nastawienia możemy określić, któremu kanałowi w nowym nastawieniu odpowiada ta sama energia i powtórzyć kalibrację odczytu.

**L)** Możemy również założyć, że ciśnienie 0 hPa oznacza stan, gdy odległość pomiędzy źródłem a detektorem wynosi 0 mm. Z kolei ciśnieniu ok. 1000 hPa (ciśnienie atmosferyczne) odpowiada odległość maksymalna dla naszego doświadczenia, czyli ustawiona odległość pomiędzy źródłem a detektorem ( $d_{MAX}$ , do odczytania z podziałki na komorze próżniowej). Stąd wyznaczoną efektywną odległość przebytą przez cząstki  $\alpha$  można obliczyć ze wzoru:

$$d = p/1000 \text{ hPa} \cdot d_{MAX} \quad (8)$$

**M)** Wykonujemy wykres liczby zliczeń od odległości  $N(d)$  na załączonym papierze milimetrowym bądź też przy pomocy arkusza kalkulacyjnego na komputerze. Na podstawie wykresu szacujemy wartości zasięgu średniego  $R'$  i zasięgu ekstrapolowanego  $R_e$ .

**N)** Przeprowadzamy rachunek błędów i wyciągamy wnioski. W szczególności wykonajmy jeszcze następujący wykres: z wykresu  $E(d)$  obliczmy w tabeli 2 dla każdej kolejnej pary ( $d_i, d_{i+1}$ ) punktów różnice odległości  $\Delta d$  oraz energii  $\Delta E$ . Następnie wykreślamy stosunek:

$$S = \frac{\Delta E}{\Delta d} \quad (9)$$

w funkcji odległości średniej, tj. połowy sumy odległości dwóch kolejnych punktów. Czy otrzymamy krzywą Bragga?

**O)** Po zakończeniu wszystkich pomiarów należy zapowietrzyć komorę próżniową do ciśnienia atmosferycznego, po czym zamknąć zawór zapowietrzający. Doprowadzenie powietrza ma służyć ochronie detektora półprzewodnikowego, którego struktura krystaliczna ulega postępującej degradacji pod wpływem cząstek  $\alpha$ . W obecności dużej ilości powietrza cząstki nie dolatują do detektora, więc nie jest on narażony na ich działanie (podobny efekt można uzyskać odsuwając źródło od detektora). Natomiast ponowne zamknięcie zaworu chroni wnętrze komory próżniowej przed nadmiernym zabrudzeniem.

**P)** Wyłączyć zasilanie wszystkich elementów układu pomiarowego, a także zamknąć program „Tukan8k” w komputerze i wyłączyć komputer.

TABELA 1

<b>i</b>	<b>Ciśnienie <math>p \pm \sigma p</math> [hPa]</b>	<b>Liczba zliczeń <math>N \pm \sigma N</math></b>	<b>Energia <math>E \pm \sigma E</math> [kanał]</b>	<b>Energia <math>E \pm \sigma E</math> [MeV]</b>	<b>Wyznaczona odległość <math>d \pm \sigma d</math> [mm]</b>
1	±	±	±	±	±
2	±	±	±	±	±
3	±	±	±	±	±
4	±	±	±	±	±
5	±	±	±	±	±
6	±	±	±	±	±
7	±	±	±	±	±
8	±	±	±	±	±
9	±	±	±	±	±
10	±	±	±	±	±
11	±	±	±	±	±
12	±	±	±	±	±
13	±	±	±	±	±
14	±	±	±	±	±
15	±	±	±	±	±
16	±	±	±	±	±
17	±	±	±	±	±
18	±	±	±	±	±
19	±	±	±	±	±
20	±	±	±	±	±

TABELA 2

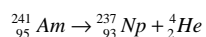
i	$d_i$	$d_{i+1}$	$\Delta d_i$	$\bar{d}_i$	$E_i$	$E_{i+1}$	$\Delta E_i$	$S_i = \Delta E_i / \Delta d_i$	$\sigma S_i$
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
8									
9									
10									
11									
12									
13									
14									
15									
16									
17									
18									
19									



## DANE O ŹRÓDŁACH PROMIENIOTWÓRCZYCH

### $^{241}\text{Am}$

Źródłem promieniowania  $\alpha$  jest izotop ameryku:  $^{241}\text{Am}$ , dla którego czas połowicznego rozpadu  $T_{1/2}$  wynosi ok. 433 lat. Schemat rozpadu tego izotopu:



Emisji cząstek  $\alpha$  z jądra  $^{241}\text{Am}$  ( $Z=95$ ) towarzyszą jądrowe fotony  $\gamma$  oraz tzw. charakterystyczne promieniowanie X (seria L) powstające na powłokach elektronowych atomów tworzonego w tym oddziaływaniu nowego pierwiastka, neptunu ( $\text{Np}$ ,  $Z = 93$ ).

Energia cząstek $\alpha$ z rozpadu $^{241}\text{Am}$ [MeV]	Prawdopodobieństwo emisji cząstek $\alpha$ (na jeden rozpad) [%]
5,388	1,4
5,443	12,8
5,486	85,2
5,544	0,3

$^{241}\text{Am}$		
Energia fotonu [keV]	Nazwa fotonu	Prawdopodobieństwo emisji fotonu (na jeden rozpad) [%]
26,3	$\gamma$	2,4
33,2	$\gamma$	0,12
43,4	$\gamma$	0,07
59,54	$\gamma$	35,9
11,87	X L	0,81
13,93	X L $_{\alpha}$	13,0
15,18	X L $_{\eta}$	0,33
17,61	X L $_{\beta}$	20,2
20,99	X L $_{\gamma}$	5,2