

Rozszczepianie ciężkich jąder atomowych wywołane fotonami

Henryk Niewodniczański

II Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego
Odczyt wygłoszony na Zjeździe P. T. Fizycznego dnia 8 maja 1948 r.*

1. Pierwsze doświadczenia

Już w najbliższych miesiącach po opublikowaniu przez Hahna i Strassmanna (6) w styczniu 1939 r. pierwszych komunikatów o wykryciu rozszczepiania jąder uranu, wywołanego neutronami, została teoretycznie przewidziana możliwość wywołania rozszczepiania najcięższych jąder za pomocą promieni γ o dostatecznej energii (2, 4). Jednocześnie też niemal zostały podjęte prace doświadczalne mające na celu wykrycie tego zjawiska.

Historycznie pierwszymi są dwie prace: Heyna, Atena i Bakker (10) w laboratorium Fizycznym firmy Philips w Eindhoven oraz praca Robertsa, Meyera i Hafstada w Departamencie Magnetyzmu Ziemi Carnegie Institution of Washington. W pierwszej z tych prac naświetlano uran promieniami γ (o maksymalnej energii ok. 17 MeV) z litu bombardowanego protonami. W drugiej do naświetlania uranu i toru używano promieni γ z litu (maks. energia 17 MeV) i z fluoru (maks. energia 6,3 MeV) bombardowanych protonami o energii 1 MeV i natężeniu wiązki $3 \mu\text{A}$. W obydwóch tych pracach nie uzyskano żadnych pozytywnych wyników, co tłumaczono raczej zbyt małym natężeniem stosowanych promieni γ aniżeli ich zbyt małą energią.

2. Ogólne uwagi teoretyczne

Teoria rozszczepiania ciężkich jąder, oparta na modelu kropkowym jądra atomowego i przyjmująca jako siły decydujące o rozszczepieniu napięcie powierzchniowe jądra-kropki i coulombowskie odpychanie pomiędzy

protonami, została podana w połowie 1939 roku przez Bohra i Wheelera (2). Zgodnie z tą teorią rozszczepianie jąder najcięższych pierwiastków spowodowane neutronami odbywa się w dwóch stadiach, następujących po sobie w czasie nie większym niż 10^{-14} – 10^{-13} sek.:

1. Utworzenie jądra pobudzonego przez doprowadzenie do niego energii przekraczającej krytyczną wartość charakterystyczną dla każdego typu jądra (energię progową pęknięcia E_f), która do chwili rozszczepienia jądra pozostaje rozdzielona pomiędzy różne stany energetyczne nukleonów zawartych w jądrze, i 2. takie przekształcenie dostatecznej części tej energii na energię potencjalną przy deformacjach kształtu jądra, które prowadzi do jego rozszczepienia na dwa (a niekiedy na trzy, lub nawet więcej) ciężkie fragmenty (odłamki).

Bohr i Wheeler podają wzór na obliczenie energii E_f tego proggu potencjału, który ma być przekroczony przy rozszczepieniu jądra, oparty na obliczeniu wypadkowego efektu zwiększania się energii powierzchniowej podczas deformacji przy wzroście powierzchni jądra-kropki i jednoczesnego malenia energii elektrostatycznej jądra przez zmniejszanie się coulombowskiego odpychania bardziej oddalonych od siebie protonów.

W związku z rozważaniem rozszczepiania spowodowanego neutronami Bohr i Wheeler obliczyli wartość krytyczną energii E_f dla kilku najcięższych jąder złożonych (compound nuclei) powstałych po wchłonięciu jednego neutronu przez jądro. Jeżeli przy tworzeniu się takiego jądra złożonego energia wiązania neutronu E_n i jego energia kinetyczna, które razem stanowią energię doprowadzoną do jądra, przekraczają wartość energii progowej E_f tego nowoutworzonego jądra złożonego,

*Przedruk z *Postępów Fizyki* 1 (1949), zeszyt 1–2, s. 21–31 (zachowana oryginalna stylistyka, pisownia, interpunkcja i opracowanie edytorские – przyp. red. PF 2019).

to wówczas może nastąpić rozszczepienie jądra (obok możliwości reemisji neutronu oraz powrotu jądra do stanu normalnego połączonego z emisją γ). W razie niedostatecznego wzbudzenia nowoutworzone jądro wzbudzone może np. przejść do stanu podstawowego przy emisji jednego lub kilku fotonów promieniowania γ .

Z jąder naturalnych tylko jądro $^{235}_{92}\text{U}$ posiada energię wiązania neutronu $E_n > E_f$ jądra złożonego $^{236}_{92}\text{U}$ (E_n wynosi 6,4 MeV, E_f zaś tylko 5,3 MeV), a więc może podlegać rozszczepieniu przez wchłanianie termicznych neutronów.

Obliczone na podstawie pracy Bohra i Wheelera wartości energii progowej E_f przedstawione są w tabl.1. Dla wywołania rozszczepienia ciężkiego jądra przez foton promieni γ energia pochłoniętego przez jądro fotonu winna przekraczać energię krytyczną rozszczepienia tego jądra E_f . W wypadku tym rozszczepieniu ulega jądro, pochłaniające foton, a nie jądro złożone — izotop jądra pierwotnego o liczbie masowej o jednostkę większej, jak w wypadku rozszczepienia spowodowanego neutronami. Są to dwa dość różne zjawiska¹⁾.

Bohr i Wheeler (2) podają wzór na przekrój czynny σ_f , który jądro posiada dla rozszczepienia wywołanego przez fotony promieni γ . Wzór ten pozwala na ilościowe porównanie przekroju czynnego σ_f z przekrojem czynnym σ_n tego samego jądra dla efektu fotojądrowego (γ, n). Stosunek obu tych przekrojów czynnych ma być równy Γ_f/Γ_n , gdzie Γ_f/\hbar i Γ_n/\hbar ($\hbar = h/2\pi$) oznaczają odpowiednie prawdopodobieństwa procesów rozszczepienia i emisji neutronu w przeciągu jednostki czasu (1 sek.). A więc: $\sigma_f = (\Gamma_f/\Gamma_n)\sigma_n$.

Tablica 1.

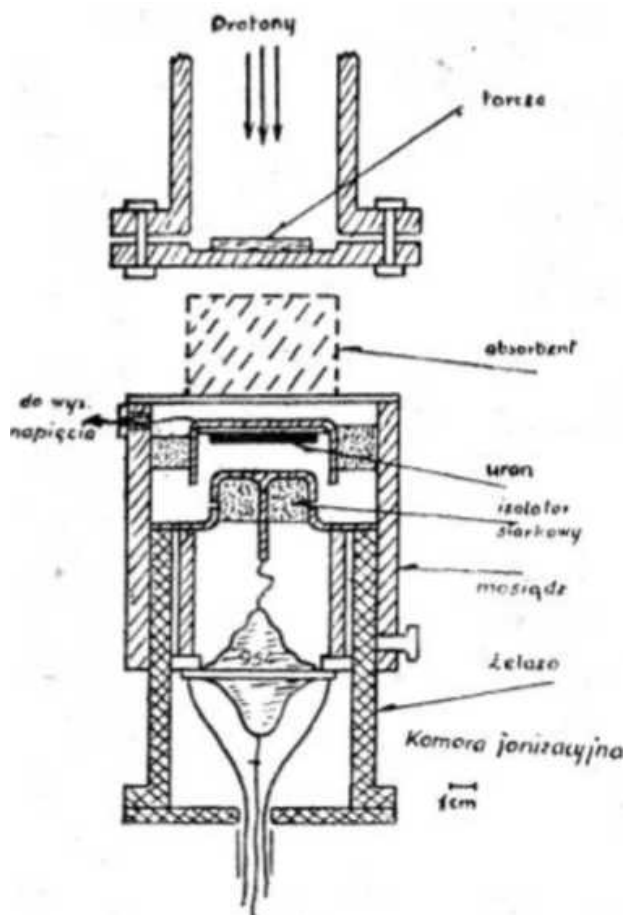
Jądro złożone	Energia krytyczna E_f w MeV
$^{235}_{92}\text{U}$	5,0
$^{236}_{92}\text{U}$	5,3
$^{239}_{92}\text{U}$	5,9
$^{232}_{91}\text{Pa}$	5,4
$^{231}_{90}\text{Th}$	6,5
$^{232}_{90}\text{Th}$	6,9

Przyjmując na σ_n około 10^{-26} cm², wartość otrzymaną przez Bothégo i Gentnera (3) dla ciężkich jąder naświetlanych promieniami γ o energii 17 MeV z re-

akcji $\text{Li}(p, \gamma)$. Bohr i Wheeler oszacowują σ_f dla „fotorozszczepienia” $^{238}_{92}\text{U}$ na około 10^{-27} cm² i dla $^{233}_{90}\text{Th}$ na około 10^{-28} cm².

3. Odkrycie przez Haxby i współpracowników rozszczepiania wywołanego fotonami Haxby. Shoupp, Stephens i Wells (9, 10) byli pierwszymi, którym udało się w roku 1940 wykryć możliwość rozszczepiania ciężkich jąder wywołanego fotonami promieni γ .

Autorowie ci wytwarzali promienie γ bombardując protonami, przyspieszonymi w polu wytworzonym przez ciśnieniowy generator elektrostatyczny, tarczę z krystalicznego fluorytu (CaF_2). Stosowali oni napięcia od 1 do 3,4 MeV przy prądzie protonów do 0,5 μA . Powstają przy tym promienie γ o energii 6,3 MeV. Promieniami tymi poprzez różne absorbenty naświetlali płytkę z metalicznego uranu o pow. 12 cm², która umieszczona była wewnątrz komory jonizacyjnej (zob. ryc. 1). Ko-



Ryc. 1

mora jonizacyjna, o głębokości 1 cm, wypełniona była powietrzem o ciśnieniu atmosferycznym i posiadała napięcie przyłożone do kolektora 2.000 V. Kolektor komory połączony był przez wzmacniacz proporcjonalny z oscyloskopem, na którego ekranie obserwowano wizualnie wychylenia spowodowane przez produkty rozszczepienia uranu, znacznie większe od wychyleń spowodowanych przez przejście przez komorę cząstek α .

1. Haxby, Shoupp, Stephens i Wells (9) zaproponowali nawet dla odróżnienia tych zjawisk terminem „fission” oznaczać tylko rozszczepianie spowodowane neutronami, „foto-rozszczepianie” zaś nazywać terminem „phission” co się zresztą nie przyjęło.

Notowane były przy pomocy licznika ręcznego tylko takie wychylenia, które przeszło dwukrotnie przekraczały tło spowodowane przez cząstki α nawet w tych wypadkach, kiedy przez przypadkową koincydencję dwóch cząstek była wytworzona silniejsza jonizacja α . Sprawdzono przy tym, że obecność intensywnego promieniowania γ nie wpływała na liczbę i rozkład impulsów, pochodzących od cząstek α . Natężenie promieniowania γ było mierzone przy pomocy licznika G.-M. odpowiednio osłoniętego ołowiem.

Dla potwierdzenia tego, że jonizujące odłamki rozszczepionych jąder uranu, które dawały wychylenia obserwowane na ekranie oscyloskopu, powstawały w związku z promieniami γ a nie z neutronami, zostało w szeregu systematycznie i starannie przeprowadzonych doświadczeń sprawdzone, że:

1. z tarczy bombardowanej protonami wychodziło zbyt mało neutronów, ażeby mogły one spowodować obserwowane rozszczepienia;

2. liczba rozszczepień w jednostce czasu była proporcjonalna do natężenia promieniowania γ ;

3. absorpcja promieniowania powodującego rozszczepianie była podobna do absorpcji promieni γ o dużej energii, a nie do absorpcji neutronów.

1. Neutrony, powstające przy bombardowaniu protonami tarczy z CaF_2 , wykrywane były przy pomocy komory jonizacyjnej wypełnionej BF_3 i połączonej ze wzmacniaczem liniowym. Liczone były neutrony wytworzone w jednostce czasu w zależności od napięcia przyspieszającego protony. Stwierdzono przy tym istnienie progu produkcji neutronów dla energii protonów około 1,8 MeV. Wydajność tego procesu była około 800 razy mniejsza od wydajności reakcji $\text{Li}(p, n)$ (7). Neutrony liczone pochodziły prawdopodobnie z reakcji $\text{Ca}(p, n)$ (lub może także od małych zanieczyszczeń litem). Jednakże nie obserwowano wcale rozszczepiania uranu naświetlanego w identycznych warunkach doświadczalnych, kiedy płytką z metalicznego wapnia była bombardowana protonami. Ponadto rozszczepianie było obserwowane przy energii protonów bombardujących CaF_3 już od 1 MeV, a więc znacznie niższej od 1,8 MeV — progu energii dla wytwarzania neutronów. Jako dalsze potwierdzenie, przy użyciu tarczy z AlF_3 obserwowano rozszczepienia, których nie było wcale gdy używano tarczy z czystego metalicznego glinu.

2. Natężenie promieniowania γ autorowie zmieniali w zależności od energii bombardujących protonów; przy czym przy zmianie jej od 1 MeV do 3,4 MeV natężenie promieni γ wzrastało 70-krotnie (równocześnie natężenie prądu protonów też się zmieniało). Zmieniali oni także natężenie promieni γ w zależności od natężenia prądu protonów przy ich stałej energii. We wszyst-

kich tych przypadkach mierzone natężenie promieniowania γ zmieniało się w tym samym stosunku, co liczba rozszczepień jąder uranu obserwowanych w jednostce czasu.

3. Współczynniki absorpcji promieniowania powodującego rozszczepienie w parafinie, glinie, żelazie, i ołowiu, mierzone dla warstw pochłaniających o różnych grubościach, porównane zostały z obliczonymi teoretycznie współczynnikami absorpcji promieniowania γ o energii 6 MeV. Wyniki przedstawione są na tablicy 2.

Tablica 2.

Absorbent	Współczynnik absorpcji w cm^{-1}	
	Obserwowany	obliczony dla promieni γ o energii 6 MeV
Parafina	$0,01 \pm 0,07$	0,04
Aluminium	$0,14 \pm 0,07$	0,07
Żelazo	$0,28 \pm 0,07$	0,20
Ołów	$0,53 \pm 0,08$	0,50

Możliwość innych wtórnych reakcji, które by mogły istotnie wpływać na przebieg i wyniki doświadczeń, autorowie szczegółowo dyskutują i wykluczają po szeregu przeprowadzonych doświadczeń kontrolnych.

Stwierdzone więc zostało w tej pracy rozszczepianie jąder uranu spowodowane fotonami promieni γ o energii 6,3 MeV. Autorowie nie czynią żadnych uwag co do tego, czy to wszystkie izotopy uranu ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$ i ${}_{92}^{234}\text{U}$ obecne w naturalnym uranie, czy też tylko niektóre z nich, ulegają przy tym rozszczepieniu.

Po zastąpieniu płytki uranowej płytką z toru stwierdzone zostało w podobny sposób także rozszczepianie jąder ${}_{90}^{232}\text{Th}$, wywołane fotonami promieniowania γ o energii 6,3 MeV.

Haxby, Shoupp, Stephens i Wells w pracy swej obliczyli także przekrój czynny jąder atomów uranu (licząc średnio dla wszystkich izotopów uranu) i toru (${}_{90}^{232}\text{Th}$) dla rozszczepienia spowodowanego promieniami γ z reakcji $\text{F}(p, \gamma)$ o energii 6.3 MeV. Na przekroje te otrzymali liczby następujące:

$$\begin{aligned} \text{dla uranu } \sigma_f &= (3,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2 \\ \text{dla toru } \sigma_f &= (1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2. \end{aligned}$$

Liczby te, szczególnie dla toru, są nieco większe od przewidzianych przez Bohra i Wheelera. Niezgodność tę autorowie tłumaczą tym, że Bohra i Wheeler (2) przyjęli za punkt wyjścia w obliczaniu σ_f przekrój czynny dla reakcji (γ, n) dla ciężkich jąder wartości 10^{-26} cm^2 , a więc rzędu wielkości znalezionej przez Bothego i Gentnera dla promieni γ z reakcji $\text{Li}(p, \gamma)$ o energii 17 MeV.

Przy tak znacznych energiach pobudzenia jądra emisja neutronu jest znacznie prawdopodobniejsza aniżeli powrót jądra do stanu niewzbudzonego przy emisji fotonu. Dla promieni γ z reakcji F (p, γ) o energii mniejszej 6,3 MeV tak nie jest. Przekrój czynny jądra na emisję neutronu dla tych promieni γ należy przyjąć wobec tego odpowiednio mniejszy aniżeli podany przez Bohra i Wheelera. Prócz tego winien on być jeszcze dodatkowo zredukowany, ponieważ prawdopodobieństwo fotonowego pobudzenia jądra (w przedziale ciągłego widma poziomów energetycznych) zmienia się w przybliżeniu proporcjonalnie do sześciastu energii fotonu, a więc w danym przypadku jak $(6,3/17)^3$; daje to na σ_f :

$$\sigma_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma} \left(\frac{6,3}{17} \right)^3 \cdot 5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^2.$$

(gdzie Γ_γ/\hbar oznacza prawdopodobieństwo pobudzenia jądra dla emisji promieniowania γ obliczone na jedną sekundę).

Dla $^{238}_{92}\text{U}$, gdzie można przyjąć $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n + C) \approx 1$ znajdujemy wartość $\sigma_f = 2,5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$, dla jądra zaś $^{232}_{90}\text{Th}$, gdzie liczba $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma)$ zawarta jest między 0 a 1, wartości na σ_f od 0 do $2,5 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$, co w pierwszym przypadku jest dość bliskie znalezionej doświadczalnie dla uranu wartości $(3,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ na σ_f .

Co do wysokości barier potencjałowych na rozszczepienie E_f , to zdaniem Haxby, Shouppa, Stephensa i Welsa, na podstawie dokonanych również przez nich nowych pomiarów progowych wartości energii neutronów powodujących rozszczepienie (7,8), na które znaleźli dla $^{238}_{92}\text{U} - 0,3 \text{ MeV}$ i dla $^{232}_{90}\text{Th} - 1,1 \text{ MeV}$, (energia tych neutronów jest równa $E_n - E_f$ gdzie E_f jest energią krytyczną rozszczepienia, a E_n – energią wiązania neutronu w jądrze złożonym, powstałym po wchłonięciu neutronu), krzywą

Bohra i Wheelera a należy obniżyć o około 0,5 MeV, czyli również zmniejszyć o tyleż wszystkie wartości energii krytycznej rozszczepienia E_f obliczone ze wzoru Bohra i Wheelera.

Wydaje się zresztą, że doświadczalne wyniki Haxby'ego i współpr. można pogodzić z liczbami uzyskanymi ze wzoru Bohra i Wheelera, jeśli się uwzględni, że w tym wzorze E_f oznacza całkowitą wysokość bariery potencjałowej jądra na rozszczepienie, oraz że najniższy możliwy energetyczny stan jądra może wynosić połowę kwantu energii wibracyjnej jądra, co się równa około 0,4 MeV. A więc energia, która ma być dostarczona jądro dla przekroczenia progu energii na rozszczepienie, może być mniejsza o tę wartość zerowej energii jądra, Zresztą, niepewność w oznaczaniu energii wiązania neutronu w ciężkich jądrach, wynosi w rozważaniach Bohra i Wheelera około 0,2 MeV.

Po poprawieniu wartości energii krytycznej rozszczepienia E_f obliczonej ze wzoru Bohra i Wheelera przez obniżenie jej o 0,5 MeV, na krytyczną energię pękania E_f znajdujemy dla jądra $^{238}_{92}\text{U}$ 5,2 MeV, dla $^{232}_{90}\text{Th}$ zaś 6,1 MeV. Obydwie te wartości są mniejsze od wynoszącej 6,3 MeV, energii promieni γ z reakcji F (n, γ), które powodują rozszczepianie jąder uranu i toru.

3. Praca Baldwina i Kocha

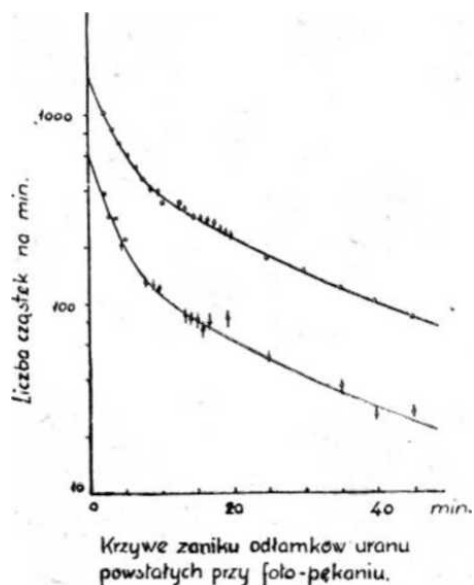
Do końca 1947 roku w literaturze fizycznej brak dalszych prac doświadczalnych, poświęconych specjalnie rozszczepianiu jąder najcięższych pierwiastków, wywołanemu fotonami. Pracą, która między innymi tymi zagadnieniami się zajmuje, jest praca Baldwina i Kocha (1) dotycząca pomiaru progowych wartości energii dla zjawiska foto-jądrowego (γ, n).

W pracy tej promienie X o dużej energii z betatronu, w którym elektrony mogły być przyspieszane do energii około 20 MeV, używane były do wyznaczania progów reakcji (γ, n) dla szeregu pierwiastków do $Z = 47$. Praca zawiera rozdział dotyczący przeprowadzonych przez autorów doświadczeń nad foto-rozszczepianiem. Tlenek uranu był rozmieszczony na zewnętrznej powierzchni kształtu cylindrycznego. Odrzucone produkty rozszczepienia uranu zbierane były na wewnętrznej powierzchni papierowego cylindra otaczającego cylinder pierwszy w odległości 1 mm od powierzchni warstwy tlenku uranu. Uran był naświetlany po 10 minut przy różnych maksymalnych energiach promieni X; aktywność osadu odrzuconych odłamków była mierzona przy pomocy cylindrycznych liczników G.-M, na które były nakładane papierowe cylindry.

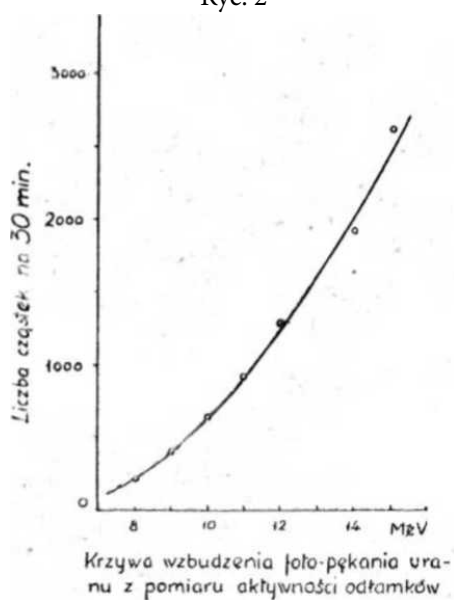
Próby wykonane z naświetlaniem promieniami X czystego papieru (na którym zbierano odrzucone odłamki jąder uranu) wykazywały próg aktywności przy energii promieni X wynoszącej $(16,3 \pm 0,4) \text{ MeV}$. Była to aktywność $^{15}_8\text{O}$ o czasie połowicznego zaniku 2,1 min., wytworzonego w reakcji $^{16}_8\text{O}(\gamma, n) ^{15}_8\text{O}$.

Zanik aktywności odłamków rozszczepienia mierzony był przez 45 min. po naświetlaniach promieniami X o energiach 13 i 15 MeV. Krzywe pokazane na ryc. 2 pozwalają na stwierdzenie występowania nałożonych na siebie dwóch wykładniczych zaników o czasach połowicznego zaniku wynoszących 2,2 i 18 minut. Cała krzywa zaniku jest bardziej skomplikowana, jednakże zbyt mała aktywność nalotów nie pozwalała na jej dokładniejsze rozdzielenie na inne obecne w nalocie składniki o zanikach wykładniczych.

Na ryc. 3 przedstawiona jest krzywa wyrażająca zależność liczby policzonych w przeciągu 30 minut cząstek β (po odjęciu tła, które wynosiło 500 cząstek), przeliczonej na natężenie promieni X wynoszące 1 R na minutę



Ryc. 2



Ryc. 3

(co odpowiadało dawce 10 R), od maksymalnej energii promieni X z betatronu. Poniżej energii promieni X wynoszącej 8 MeV aktywność zbieranych nalołów stawała się zbyt słaba, ażeby można było ją mierzyć.

Z przebiegu krzywej widoczne jest, że próg energii rozszczepiania leży poniżej 7 MeV. Jest to zgodne z wynikami pracy Haxby, Shouppa, Stephensa i Wellsa oraz z teoretycznie przewidywaną wartością dla $^{238}_{92}\text{U}$: $E_f - 0,4 \approx 5,2$ MeV.

Baldwin i Koch czynili przy pomocy tej metody próby zaobserwowania foto-rozszczepiania jąder ołowiu. Jednakże aż do energii promieni X wynoszącej 16 MeV. przy której aktywowany był bezpośrednio kolektor papierowy, próby te były bezskuteczne.

Literatura

1. G. C. Baldwin i h. W. Koch. *Phys. Rev.* 67. 1 (1945).
2. N. Bohr i J. A. Wheeler. *Phys. Rev.* 56, 426 (1939).
3. W. BOTHE i W. Gentner, *ZS. f. Phys.* 112, 45 (1939).
4. E. Feenberg. *Phys. Rev.* 55, 504 (1939).
5. S. Frankel i N. Metropolis, *Phys. Rev.* 72. 914 (1947).
6. O. Hahn i F. Strassmann. *Naturwiss.* 27, 11, 89 (1939).
7. R. O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stephens i W.H. Wells, *Phys. Rev.* 57, 348 (1940).
8. R. O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stephens i W.H. Wells, *Phys. Rev.* 57, 1088; 58. 199 (1940).
9. R. O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stephens i W.H. Wells, *Phys. Rev.* 58, 92 (1940).
10. R.O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stephens i W.H. Wells, *Phys. Rev.* 59, 57 (1940).
11. F. A. Heyn, H.H.W. Aten jun. i C.J. Bakker, *Nature* 143, 576 (1939).
12. R.B. Roberts, R.C. Mayer i L.R. Hafstad. *Phys. Rev.* 55, 416 (1939).