

Z Katedry Fizyki Wydziału Rolniczego WSR w Lublinie  
Kierownik: doc. dr Włodzimierz Urbański

Mirosław KOZŁOWSKI

**Makroskopowy ruch ciała promieniotwórczego w przypadku  
niezachowania zasady parzystości**

**Макроскопическое движение радиоактивного тела,  
когда не сохраняется пространственная чётность**

**The Macroscopic Motion of Radioactive Body in the Case  
of Nonconservation of Parity**

Treiman (1) podał rozkłady kątowe odskoków jąder spolaryzowanych, rozpadających się z emisją beta lub doznających wychwyty K, w przypadku niezachowania zasady parzystości. Rozkład kątowy odskoków jąder doznających wychwyty K ma postać:

$$w(\vartheta) d \cos \vartheta = \left[ 1 - \frac{\langle I_z \rangle}{I} \left( \frac{B_+}{1+b} \right) \cos \vartheta \right] d \cos \vartheta \quad (1)$$

Natomiast w przypadku rozpadu beta, rozkład kątowy odskoków dany jest przez wzór:

$$w(\vartheta) d \cos \vartheta = \left\{ \left( 1 + \frac{1}{3} c^1 x_2 \right) - \left( \frac{\langle I_z \rangle}{I} \right) (A+B) x_1 \cos \vartheta - c^1 x_2 \cos^2 \vartheta \right\} d \cos \vartheta \quad (2)$$

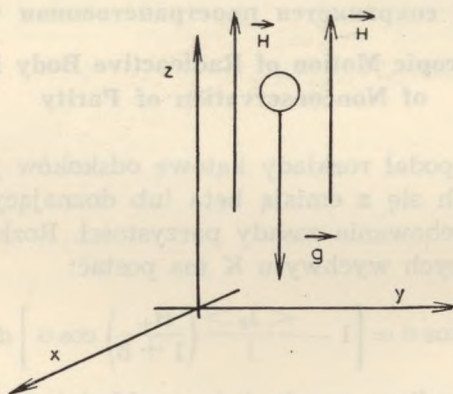
Stałe występujące we wzorach (1) i (2) są podane w cytowanej pracy Treimana (1). Ze wzorów tych wynika, że zarówno w przypadku wychwyty K, jak i emisji beta przez jądra spolaryzowane mamy do czynienia z asymetrycznym rozkładem kątowym odskoków jądrowych. W mojej pracy wykorzystuję wyniki Treimana do obliczenia przesunięcia ciała makroskopowego promieniotwórczego umieszczonego w orientującym jednorodnym polu magnetycznym. Na skutek asymetrii odskoków na ciało to powinna działać siła, której obliczeniem zajmę się w dalszym ciągu pracy. Przy tym ograniczę się tylko do przypadku wychwyty K, gdyż podczas emisji beta wystąpią dodatkowe efekty kom-

plikujące i tak bardzo trudne warunki ewentualnego doświadczalnego sprawdzenia wyników. Te dodatkowe efekty — to ładowanie się ciała w wyniku emisji beta oraz pochłanianie elektronów w ciele.

Wzory (1) i (2) zostały wyprowadzone przy założeniu polaryzacji jąder promieniotwórczych. Warunkiem otrzymania wystarczającego stopnia polaryzacji jest zagwarantowanie przede wszystkim bardzo niskiej temperatury rzędu  $0,1^\circ\text{K}$ , aby uchronić się przed depolaryzującym wpływem ruchów termicznych jąder. Jeżeli chodzi o czas, w ciągu którego można przeprowadzać pomiary kierunkowej asymetrii w rozpadzie beta lub wychwycie  $K$ , to jest on rzędu kilku minut. Tyle np. wynosił w klasycznym doświadczeniu Wu i współpracowników (2).

W mojej pracy rozpatrywałem następujące warianty eksperymentów.

1. Makroskopowa kulka promieniotwórcza swobodnie opada w jednorodnym polu magnetycznym w próżni. Pole magnetyczne jest antyrownoległe do pola grawitacyjnego (ryc. 1).



Równanie ruchu tej kulki ma kształt:

$$M \frac{dv}{dt} = -\beta v - F + Mg \quad (3)$$

$M$  jest masą opadającej kulki,  $v$  — jej prędkością, a  $\beta$  — współczynnikiem oporu ośrodka, w którym kulka opada. Przez  $F$  oznaczam siłę powstającą w wyniku asymetrii odskoków doznawanych przez kulkę. Oznaczając aktywność pierwiastka promieniotwórczego, z którego wykonano kulkę, przez  $N\lambda$  otrzymujemy na wartość siły wyrażenie:

$$F = \left| \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} w(\Theta) N\lambda \bar{p} d\Omega \right| = \frac{4\pi}{3} N\lambda \bar{p} a \quad (4)$$

We wzorze tym  $\bar{p}$  jest średnim pędem odrzutu,  $d\Omega$  różniczką kąta bryło-

wego. Przez  $\alpha$  oznaczyliśmy wyraz określający asymetrię odskoków, tzn.

$$a = \frac{\langle I_z \rangle}{I} \left( \frac{B_+}{1+b} \right) \quad (\text{ze wzoru 1}).$$

Równanie (3) zapiszemy w postaci:

$$M \frac{dv}{dt} = -\beta v - \frac{4\pi}{3} N \lambda \bar{p} a + Mg \quad (5)$$

Przyjmujemy układ współrzędnych tak, by oś  $z$  była skierowana wzdłuż drogi kulki. Po scałkowaniu równania (5) otrzymamy:

$$Z = Z_0 + \frac{Mv_0}{\beta} \left( 1 - e^{-\frac{\beta}{M}t} \right) + \frac{A}{M \left( \lambda - \frac{\beta}{M} \right)} \left[ \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) - \frac{M}{\beta} \left( 1 - e^{-\frac{\beta}{M}t} \right) \right] + \frac{gM}{\beta} \left[ t - \frac{M}{\beta} \left( 1 - e^{-\frac{\beta}{M}t} \right) \right] \quad (6)$$

We wzorze tym  $v_0$  jest początkową prędkością kulki, natomiast  $A$  oznacza wyrażenie:  $A = \frac{4\pi}{3} N_0 \lambda \bar{p} \alpha$ .

Wyrazem, który określa wpływ asymetrii odskoków na ruch kulki, jest trzeci człon wzoru (6). Zajmiemy się teraz dyskusją tego członu. Rozważymy dwa przypadki.

a) Zakładamy, że  $\lambda \gg 1$ ,  $\beta/M \ll 1$

W tym przypadku po wykonaniu przekształceń otrzymujemy:

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M \left( \lambda - \frac{\beta}{M} \right)} \left[ \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) - \frac{M}{\beta} \left( 1 - e^{-\frac{\beta}{M}t} \right) \right] = \\ & = \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M \left( \lambda - \frac{\beta}{M} \right)} \left[ \frac{1}{\lambda} - t + \frac{\beta}{2M} t^2 \right] \end{aligned}$$

Wzór na przesunięcie kulki przyjmie teraz postać:

$$Z = Z_0 + \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \bar{p} \alpha}{\lambda M} + t^2 \left[ \frac{g}{2} + \frac{\beta}{2M} \left( \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \bar{p}}{M} - v_0 \right) \right] + t \left( v_0 - \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \bar{p} \alpha}{M} \right) \quad (7)$$

b) Założymy, że  $\lambda \ll 1$ ,  $\beta/M \ll 1$

Otrzymamy wówczas:

$$Z = Z_0 + v_0 t + \left( g - \frac{\beta v_0}{2M} - \frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M} \right) t^2 \quad (8)$$

Ze wzoru (8) widzimy, że istnienie asymetrii odskoków wpływa na ruch kulki, zmieniając jej przyspieszenie. W przypadku opadania tej kulki w ośrodku stawiającym opór  $\beta v$  efektywne przyspieszenie określone jest przez wzór:

$$g^1 = g - \frac{\beta v_0}{2M} - \frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M} \quad (9)$$

Przystąpimy teraz do oszacowania liczbowej wartości wyrażenia

$$\frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M}$$

Jako pierwiastek promieniotwórczy, z którego wykonano kulkę, przyjmujemy izotop berylu  ${}^7_4\text{Be}$ . W izotopie tym zachodzi następująca reakcja:



Przy tym średni pęd przekazany w jednym akcie wychwytu wynosi  $p = 0,47 \cdot 10^{-16} \text{ j.cgs}$  (3). Założymy, że kulka berylowa posiada promień 0,01 cm oraz opada w wodrze. Aby zagwarantować dobre warunki orientacji jąder kulki, przyjmujemy  $T = 0,01^\circ\text{K}$ . We wzorze (8) przyjęliśmy, że  $\lambda \ll 1$  i  $\beta/M \ll 1$ . Dla berylu  $\lambda = 1,9 \cdot 10^{-7} \cdot \text{sek}^{-1}$ . Przy wyliczeniu  $\beta$  skorzystamy ze wzoru Zeilingera (4) na współczynnik oporu. Dla ruchu postępowego Zeilinger podaje następującą wartość tego współczynnika:

$$\beta = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi k T m} N_1 R^2 \quad (11)$$

Przy tym  $R$  oznacza promień kulki,  $m$  jest masą cząsteczek otaczającego gazu,  $k$  — stałą Boltzmanna,  $T$ , — temperaturą bezwzględną, a  $N_1$  — liczbą molekuł w  $\text{cm}^3$ .

Wzór (11) był wyprowadzony przy założeniu rozkładu Maxwella cząsteczek otaczającego gazu. Ponieważ przyjęliśmy temp.  $0,01^\circ\text{K}$ , więc musimy ograniczyć od góry dopuszczalną gęstość gazu, aby móc stosować w tej temperaturze statystykę klasyczną. W danej temperaturze gaz podlega statystyce klasycznej, jeżeli spełniony jest warunek:

$$\frac{N}{V} \left( \frac{h^2}{mkT} \right)^{3/2} \ll 1 \quad (12)$$

We wzorze (12)  $\frac{N}{V}$  jest gęstością gazu,  $h$  — stałą Plancka,  $m$  — masą cząsteczek gazu,  $T$  — jego temperaturą bezwzględną. Stąd otrzymujemy

warunek na gęstość gazu, przy której może być stosowana statystyka klasyczna w danej temperaturze  $T$ .

$$\frac{N}{V} \ll \left( \frac{mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (13)$$

Po podstawieniu do wzoru (13) wartości liczbowych otrzymamy:

$$\frac{N}{V} \ll 8 \cdot 10^{18} \quad (14)$$

Przyjmując  $\frac{N}{V} = 10^{14}$  i podstawiając do wzoru (11), otrzymamy wartość współczynnika oporu równą

$$\beta = \frac{8}{3} V \sqrt{2\pi k T m} N_1 R^2 = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ g/sek.} \quad (15)$$

Biorąc pod uwagę, że masa kulki berylowej o promieniu 0,01 cm wynosi  $M = 7,6 \cdot 10^{-6}$  g, otrzymamy:

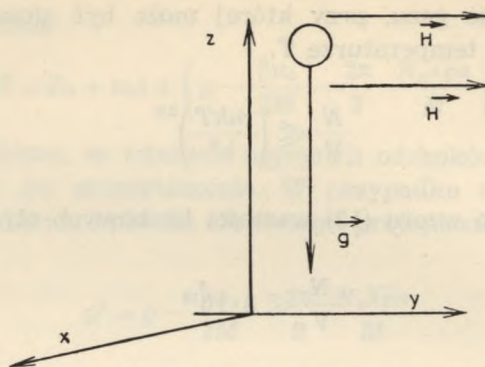
$$\frac{\beta}{M} = \frac{5,3}{7,6} \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{sek}} = 7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{sek.}} \quad (16)$$

W ten sposób oba warunki dla  $\frac{\beta}{M}$  i  $\lambda$  są spełnione i możemy wstawić wartości liczbowe dla berylu do wzoru (9). Ponieważ kulka jest wykonana z berylu, więc  $\frac{N_0 \lambda}{M}$  jest początkową aktywnością właściwą. Dla izotopu  ${}^7_4\text{Be}$   $\frac{N_0 \lambda}{M}$  jest rzędu  $1,6 \cdot 10^{16}$ . Zatem otrzymujemy:

$$\frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M} = \frac{6,28 \cdot 10^{16} \cdot 0,47 \cdot 10^{-16} \cdot 1,6 \cdot 0,1}{3} = 0,16 \quad (17)$$

We wzorze (17) przyjęliśmy wartość współczynnika asymetrii odskoków  $\alpha$  rzędu 0,1 zgodnie z wynikami doświadczeń Wu i współpracowników (2). Ze wzoru (17) wynika, że w przypadku swobodnego opadania kulki berylowej w wodrze dodatkowe opóźnienie, powstałe na skutek asymetrii odskoków, stanowi około 0,01% przyspieszenia ziemskiego.

2. Makroskopowa kulka, której jądra doznają wychwyty  $K$ , spada swobodnie w próżni. Orientujące pole magnetyczne jest skierowane prostopadle do pola grawitacyjnego (ryc. 2).



W tym przypadku ruch kulki jest opisany przez równania:

$$\begin{aligned} M \frac{dv_z}{dt} &= Mg - \beta v_z \\ M \frac{dv_y}{dt} &= F - \beta v_y \end{aligned} \quad (18)$$

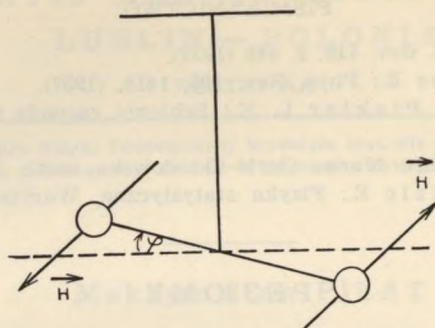
W równaniu (18)  $F$  jest siłą powstałą wskutek istnienia wyróżnionego kierunku odskoków doznanawanych przez jądra kulki. W tym przypadku wyróżnionym kierunkiem jest kierunek osi  $Oy$ . Po scałkowaniu równań (18) otrzymamy:

$$\begin{aligned} v_z &= v_{z0} e^{-\frac{\beta}{M}t} + \frac{M}{\beta} g \left( 1 - e^{-\frac{\beta}{M}t} \right) \\ v_y &= v_{y0} e^{-\frac{\beta}{M}t} + \frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M \left( \frac{\beta}{M} - \lambda \right)} \left( e^{-\lambda t} - e^{-\frac{\beta}{M}t} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

W równaniu (18) przyjęliśmy, podobnie jak w wariancie 1, wartość siły  $F$  ze wzoru (4). Ze wzoru (19), widać, że w tym przypadku ruch kulki w kierunku osi  $Oy$  jest zmodyfikowany przez kierunkową asymetrię odskoków. Przyjmując np. warunki  $\frac{\beta}{M} \ll 1$ ,  $\lambda \ll 1$ , otrzymujemy, że wyraz określający wpływ tej asymetrii na ruch kulki jest dany przez wzór:

$$\frac{4\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M}$$

3. Na nitce kwarcowej w jednorodnych polach magnetycznych o przeciwnych zwrotach umieszczono dwie kulki berylowe (ryc. 3).



Na skutek istnienia siły spowodowanej asymetrią odskoków na nici będzie działała para sił o momencie  $F \cdot s$  przy tym:

$$F \cdot s = D \cdot \varphi \quad (20)$$

We wzorze (20)  $s$  jest odległością od każdej z kulek do nitki kwarcowej,  $D$  — momentem kierującym nici kwarcowej,  $\varphi$  — kątem skręcenia nici. Ze wzoru (20) otrzymujemy:

$$\varphi = \frac{F \cdot s}{D} \quad (21)$$

Przyjmujemy długość nici  $l = 20$  cm,  $s = 1$  cm, promień nici kwarcowej  $r = 3\mu$ . Wielkość  $F$  obliczamy jak w wariacie 1 i po podstawieniu wartości liczbowych otrzymujemy:

$$\varphi \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ radiana} \approx 0,4^\circ \quad (22)$$

Przy tym wielkość  $D$  obliczamy ze wzoru

$$D = \frac{\pi}{2} \frac{r^4}{l} \tau \quad (23)$$

gdzie  $\tau$  jest momentem sprężystości nici kwarcowej, który w tym przypadku wynosi  $6,6 \cdot 10^{11}$  dyn/cm<sup>2</sup>.

Podsumowując otrzymane wyniki widzimy, że wszystkie trzy warianty stwarzają możliwość przesłedzenia wpływu asymetrycznego rozkładu odskoków jąder na ruch ciała makroskopowego. Ewentualne przeprowadzenie przytoczonych doświadczeń może posłużyć do dokładnego obliczenia współczynnika określającego asymetrię odskoków. Znajomość tego współczynnika wraz z wynikami pomiarów polaryzacji odskakujących jąder pozwoliłaby określić udział poszczególnych typów oddziaływań (tensorowe, skalarnie, wektorowe, pseudowektorowe i pseudoskalarnie) w rzeczywiście zachodzącym wychwycie  $K$ .

W zakończeniu pragnę podziękować Panom: Prof. Dr Józefowi Werle, Dr Włodzimierzowi Urbąńskiemu oraz Mgr Maksymilianowi Piłatowi za okazaną mi pomoc oraz cenne uwagi podczas pisania pracy.

## PIŚMIENICTWO

1. Treiman S. Phys. Rev. **110**, 2, 448 (1957).
2. Wu C. S., Ambler E.: Phys. Rev. **105**, 1413, (1957).
3. Дзепов В. С., Пiekier Л. К.: Schiemy raspada radioaktivnykh jadier. Moskwa 1958.
4. Teske A.: Ann. Univ. Mariae Curie-Skłodowska, sectio AA, **IV**, 1 (1949).
5. Landau L., Lifszic E.: Fizyka statystyczna, Warszawa 1959.

## РЕЗЮМЕ

В настоящей работе определяется влияние асимметрического распределения отскакивающих радиоактивных ядер макроскопического тела на его макроскопическое движение, когда не сохраняется пространственная чётность в захвате К. Это макроскопическое тело помещено в однородном магнитном поле, а его температура равняется  $0,01^\circ$  К. Когда это тело свободно падает его эффективное ускорение выражается формулой:

$$g^1 = g - \frac{\beta v_0}{2M} - \frac{2\pi N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{3M} \text{ и член } \frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M}$$

равняется для  ${}^4\text{Be}^7$  около 0,2.

## SUMMARY

In this paper the influence of asymmetry distribution of the nuclear recoils on the motion of a radioactive body of macroscopic size is investigated under the assumption of nonconservation of parity in the K capture. It is shown that when a body is placed in a homogeneous magnetic field and cooled to  $0.01^\circ$  K the effective acceleration is given by

$$g^1 = g - \frac{\beta v_0}{2M} - \frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M}$$

where the fraction  $\frac{2\pi}{3} \frac{N_0 \lambda \bar{p} \alpha}{M} = 0.2$  for the  ${}^4\text{Be}^7$ .