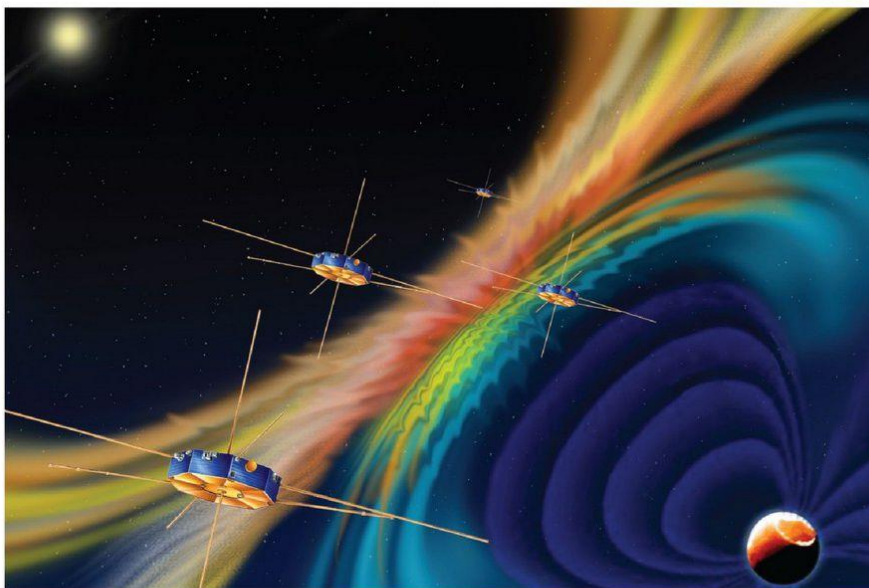


Foton

128
Wiosna
2015

Pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów

INSTYTUT FIZYKI  UNIwersYTET JAGIELLOŃSKI
SEKCJA NAUCZYCIELSKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



thesuntoday.org

Łamanie symetrii T
Trzecie prawo Keplera
Józef Marcinkiewicz - genialny matematyk z Cimoszki
O testach, zadaniach i podstawie programowej
Badanie zjawisk w ziemskiej magnetosferze



Józef Marcinkiewicz (1910–1940)
genialny matematyk z Cimoszki

Problem Marcinkiewicza z Księgi szkockiej

http://kielich.amu.edu.pl/Stefan_Banach/pdf/ks-szkocka/ks-szkocka1pol.pdf

rodz. A_1, A_2, A_3 na części o równym miarze? To samo dla n zbiorów w przestrzeni n -wymiarowej.

Problem Marcinkiewicza

124) Co można powiedzieć o jednoznaczności rozwiązania równania

$$(*) \int_0^x y(t) f(x-t) dt = 0 \quad 0 \leq x \leq 1$$

Wiem, że jeśli ciąg cichek $f_n(x) = \int_0^x f_n(t) dx$ $f_n, x=1,2, \dots$ jest zupełny w L^2 to jedynym rozwiązaniem (*) jest $y \equiv 0$.
 W szczególności jeśli f jest o wartości ograniczonej i $f(0) \neq 0$, wówczas jeśli (*) posiada choć jedno rozwiązanie nieciągłe y , to wtedy istnieje (ciągła) y spełniająca to równanie.

Przyjmujemy, że jeśli $f(0) \neq 0$ i f ciągła to (*) ma jedynie rozwiązanie $y \equiv 0$.

125) Problemat Juffelda (związki fizyki)

Powiemy, że przyzwoita funkcja dwóch zmiennych $f(x, y)$ spełnia warunki A , jeżeli istnieje funkcja $y = \varphi(x)$ taka, że:

$$\left. \begin{aligned} x f_x + y f_y &= 0 & (1) \\ 4 f_x f_y &= 1 & (2) \end{aligned} \right\} (A)$$

dla $y = \varphi(x)$

(kładziemy, że $\varphi(x)$ istnieje dla $f(\frac{x}{y})$, oraz dla $f = \alpha x + \beta y$, gdy $\alpha/\beta = \frac{1}{4}$,
 Lag spełnione jest kryterium: dla każdej $f(x, y)$, spełniającej A , istnieje $F(\frac{x}{\varphi(x)})$ takie, że $F(\frac{x}{\varphi(x)}) = f(x, \varphi(x))$ (z występującym wypr. $f = \alpha x + \beta y$)



O zadaniach i konkursach

Wiosna to czas egzaminów, matur, olimpiad i turniejów. Mają one na celu sprawdzenie wiedzy ucznia i jego przygotowania do dalszej nauki, ewentualnie do pracy. Sposób przeprowadzania tego typu egzaminów ewaluował w czasie.

Dawniej były to również egzaminy ustne, pisane wypracowania (rozwiązanie zadań), wyjaśnianie działania przyrządów i przebiegu doświadczeń. Tego typu egzaminy były dla egzaminatorów czasochłonne i zarzucano im brak obiektywizmu. Wiadomo było, że jedni egzaminatorzy byli bardziej surowi i wymagający niż inni. W trosce o obiektywizm zaprzestano egzaminów ustnych i wprowadzono ujednolicone dla całego kraju zadania testowe, najczęściej typu testy wyboru z problemami zamkniętymi. Z powodu rosnącej liczby zdających zaczęto układać zadania pod kątem wygody sprawdzających, argumentując przy tym, że chodzi o obiektywizm i równość szans dla wszystkich uczniów. Zapominając o istnieniu zadań kanonicznych, i z obawy o użycie parokrotnie (w różnych latach) tego samego zadania, rozpoczął się proces wynaturzania zadań. Powstała moda na zadania o wielu podpunktach, w których prowadzi się ucznia za rękę od punktu do punktu, za to z problematyką na siłę łączącą w jednym zadaniu różne działy fizyki. Wymyślanie takich poprawnych zadań to niełatwa sztuka, ale to nie usprawiedliwia niechlujnego formułowania zadań przez CKE. Chodzi zarówno o poprawność merytoryczną, jak i językową. Komisje egzaminów wojewódzkich też mają sporo na sumieniu.

I choć w całym kraju być może dominują zadania poprawne i ciekawe, to jednak nawet nieliczne przypadki zadań wadliwych kompromitują układających je i wystawiają fizyce kiepskie świadectwo. To fatalny PR fizyki, a to już może mieć naprawdę niedobre konsekwencje.

W oddanym do Państwa rąk zeszycie możecie przeczytać o pasjonującym fenomenie łamania symetrii względem odwrócenia w czasie. W zeszycie stosunkowo więcej miejsca przeznaczono na artykuły *par excellence* dydaktyczne. Polecamy też notę o genialnym, młodo zmarłym w Katyniu, Józefie Marcinkiewiczu.

Z.G-M



Contents

What is with wrong tests <i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	1
Time reversal symmetry breaking. Decays of quantum entangled mesons – part II <i>Paweł Moskal</i>	4
NASA Magnetospheric Multiscale Mission. Studying phenomena in Earth's magnetic field <i>Krzysztof Sajewicz</i>	18
Planet's mean distance from the Sun and the Kepler's Third Law <i>Andrzej Majhofer</i>	22
Numerical description of exponential decay <i>Jerzy Ginter</i>	27
Where is the fish seen? <i>Marcin Braun</i>	35
Life and work of the mathematician Józef Marcinkiewicz <i>Roman Sznajder</i>	41
Awards of the Polish Physics Society 2014	46
Feuilleton. Night thoughts of the physics school teacher – Notion of magnetic field <i>Ludwik Lehman</i>	48
It is not funny – about obligatory school labs equipment <i>Piotr Matys</i>	51
Remarks on the problems of General Certificate of Secondary Education in physics organized by CKE (2014/2015 school year) <i>Jadwiga Salach</i>	54
„Physics and Photography” 13 th Competition	57
Incorrect problem from school competition	59



Spis treści

O zadaniach i konkursach	
<i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	1
Łamanie symetrii względem odwrócenia czasu – cz. II	
<i>Paweł Moskal</i>	4
Misja NASA MMS – badanie zjawisk w ziemskiej magnetosferze	
<i>Krzysztof Sajewicz</i>	18
Średnia odległość planety od Słońca i III prawo Keplera	
<i>Andrzej Majhofer</i>	22
Numeryczny opis zjawiska zaniku	
<i>Jerzy Ginter</i>	27
Gdzie widać rybę?	
<i>Marcin Braun</i>	35
O życiu i pracy Józefa Marcinkiewicza	
<i>Roman Sznajder</i>	41
Nagrody PTF w 2014 roku	46
Felieton. Nocne rozmyślenia fizyka szkolnego – Szkolna niedola teorii pola	
<i>Ludwik Lehman</i>	48
To nie jest żart, niestety...	
<i>Piotr Matys</i>	51
Uwagi na temat matury próbnej z fizyki zorganizowanej przez Centralną Komisję Egzaminacyjną w roku szkolnym 2014/2015	
<i>Jadwiga Salach</i>	54
XIII Ogólnopolski konkurs fizyczno-fotograficzny „Zjawiska optyczne wokół nas”	57
Niepoprawne zadanie konkursowe – konkurs wojewódzki, Kielce 2015.....	59



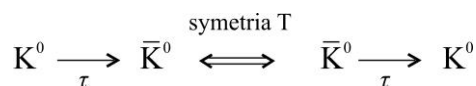
Łamanie symetrii względem odwrócenia czasu – cz. II

Paweł Moskal
Instytut Fizyki UJ

Rozpady mezonów kwantowo splątanych

Przemiany mezonów dziwnych – przypomnienie

Badanie symetrii odwrócenia w czasie jest niezwykle fascynujące poznawczo. Jednak w doświadczeniach, które wykonujemy w laboratoriach w celu badania tej symetrii, nie odwracamy upływu czasu. Jest to raczej niemożliwe. I tak jak to zostało opisane w pierwszej części [1], żeby testować symetrię względem odwrócenia w czasie porównuje się przebieg wybranych zjawisk ze zjawiskami, które zachodziłyby gdyby czas się cofał. W poprzedniej części tego artykułu [1] (której przestudiowanie pomogło by w zrozumieniu poniższych rozważań) omówiliśmy sposób i wyniki pomiaru wykonanego w Europejskim Laboratorium Fizyki Cząstek (CERN), który polegał na porównaniu prawdopodobieństwa przejścia mezonu K ze stanu K^0 do stanu \bar{K}^0 po zadanym czasie τ z prawdopodobieństwem przejścia po takim samym czasie τ ze stanu \bar{K}^0 w stan K^0 (rys. 1). Proces z lewej strony rys. 1 oznacza zmianę mezonu K^0 w mezon \bar{K}^0 po upływie czasu τ . Takie przejście może nastąpić w wyniku procesów zachodzących wewnątrz mezonów opisanych w pierwszej części tego artykułu [1]. Gdyby odwrócić kierunek upływu czasu, to proces z lewej strony rys. 1 odpowiadałby procesowi pokazanemu z prawej strony, czyli przejściu po czasie τ mezonu \bar{K}^0 w mezon K^0 .



Rys. 1. Symetria odwrócenia w czasie implikuje, że proces $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ powinien zachodzić z takim samym prawdopodobieństwem jak proces $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$. Mezony są cząstkami zbudowanymi z kwarków i antykwarków. Mezon \bar{K}^0 składa się z kwarku s i antykwarku \bar{d} i jest antycząstką mezonu K^0 składającego się z antykwarku \bar{s} i kwarku d . Metoda badania zmiany mezonu K^0 na mezon \bar{K}^0 jest szczegółowo opisana w artykule [1].

W przypadku zjawisk z udziałem cząstek nietrwałych nie potrafimy przygotować stanu początkowego układu tak, żeby mieć pewność, że zajdzie interesujący dla nas proces. Potrafimy jedynie badać prawdopodobieństwa zachodzenia wybranych procesów.

Jeśli symetria odwrócenia w czasie byłaby zachowana, to procesy z lewej i prawej strony rys. 1 powinny zachodzić z takim samym prawdopodobieństwem. Eksperyment wykonany w laboratorium CERN za pomocą detektora CP-LEAR wykazał, że prawdopodobieństwa te są różne [2]. Oznacza to, że symetria odwrócenia w czasie jest łamana. Tak przynajmniej uważa autor niniejszego artykułu. Jednak interpretacja tego wyniku jest obecnie tematem gorącej dyskusji wśród fizyków zainteresowanych tymi zjawiskami [3, 4]. Wątpliwości w interpretacji sprawia fakt, że zaobserwowana różnica prawdopodobieństw świadczy także o jednoczesnym łamaniu symetrii C i symetrii P (tzw. symetrii CP), gdzie symetria C odpowiada zamianie cząstki na antycząstkę (czyli np. zmianie mezonu K^0 w mezon \bar{K}^0), a symetria parzystości P oznacza odbicie lustrzane w przestrzeni, zatem powoduje zmianę zwrotu wektora pędu. Dlatego procesem symetrycznym względem operacji CP dla procesu $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ jest proces $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$, czyli taki sam jak przy zastosowaniu symetrii odwrócenia w czasie dla procesu $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$. Zachodzi zatem:

$$T(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) = \bar{K}^0 \rightarrow K^0$$

oraz

$$CP(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) = \bar{K}^0 \rightarrow K^0$$

Wyzwaniem, które wydawało się niemożliwe do zrealizowania przez ostatnie kilkanaście lat, było wymyślenie takiego eksperymentu, w którym można by porównać prawdopodobieństwa procesów symetrycznych względem odwrócenia czasu, ale niesymetrycznych względem operacji CP. Taki eksperyment zrealizowano po raz pierwszy dopiero trzy lata temu na Uniwersytecie Stanforda w USA używając do tego celu kwantowo splątanych mezonów B [5] i wykorzystując ideę opracowaną przez autorów artykułu [6].

Przykład kwantowo-mechanicznych właściwości cząstek

Żeby móc wyjaśnić, na czym polega kwantowe splątanie mezonów, zacznijmy od omówienia kilku właściwości cząstek w języku bliskim językowi mechaniki kwantowej.

Właściwości cząstek takich jak mezony, elektrony czy protony i procesy z nimi związane nie dają się zrozumieć w ramach intuicji nabytych z obserwacji zjawisk makroskopowych. Najlepszym do tej pory językiem, w którego ramach opisujemy właściwości takich cząstek, jest język mechaniki kwantowej.

Cząstki charakteryzują różnego rodzaju właściwości. Na przykład właściwością może być *dziwność* mezonu, czyli wielkość określająca zawartość kwarku s lub antykwarku \bar{s} . Jeśli w skład mezonu wchodzi kwark s to wtedy jego *dziwność* wynosi $a_s = -1$, a jeśli antykwark \bar{s} , to wtedy *dziwność* $a_s = +1$. Dziw-

ność równa 0 oznacza, że w mezonie nie ma ani kwarków s ani \bar{s} lub że liczba jednych i drugich jest taka sama. Jeśli w wyniku pomiaru otrzymamy wartość $\alpha_s = -1$ to w języku mechaniki kwantowej mówimy, że w momencie pomiaru mezon był w stanie własnym *dziwności* z wartością własną $\alpha_s = -1$. Oznacza to, że w momencie pomiaru jednym ze składników mezonu K był kwark s , czyli że w momencie pomiaru mezon K był w stanie \bar{K}^0 .

W poprzednim artykule [1] omówione były przykładowe procesy, które mogą prowadzić do zmiany *dziwności* w mezonie wraz z upływem czasu. Możemy powiedzieć, że w trakcie ewolucji neutralny mezon K nie ma określonej *dziwności*. *Dziwność* może zmieniać się w czasie, a my możemy jedynie wyznaczyć ją w chwili pomiaru. Jak zmierzmy *dziwność* neutralnego mezonu K to wyjdzie nam $\alpha_s = +1$ albo $\alpha_s = -1$. W formalizmie mechaniki kwantowej zapisalibyśmy taką operację jako zadziałanie operatorem *dziwności* S na funkcję opisującą właściwości mezonu K czyli S(K). Jeśli mielibyśmy pewność, że dokonujemy pomiaru na mezonie w stanie \bar{K}^0 , to wtedy z góry wiedzielibyśmy, że wynikiem pomiaru będzie $\alpha_s = +1$. Co symbolicznie zapisalibyśmy: $S(\bar{K}^0) = +1 \bar{K}^0$.

Formalizm mechaniki kwantowej, dopasowany do wyników dotychczasowych doświadczeń, nie pozwala na przewidywanie wyników pojedynczych pomiarów, lecz jedynie na obliczanie prawdopodobieństw znalezienia układu w każdym z możliwych stanów względem zadanej cechy. W omawianym przypadku oznacza to, iż pozwala on jedynie na obliczanie prawdopodobieństwa warunkowego tego, że mezon K jest w stanie \bar{K}^0 pod warunkiem, że dokonujemy pomiaru *dziwności* oraz prawdopodobieństwa, że jest w stanie K^0 pod warunkiem, że mierzymy *dziwność*.

Inną możliwą właściwością charakteryzującą neutralne mezony K jest na przykład wewnętrzna *parzystość przestrzenna* oznaczana literą P. Cecha ta określa zachowanie cząstki przy zamianie kierunku osi układu współrzędnych. Jeśli przy opisie matematycznym cząstki jej właściwości można utożsamić z wielkością wektorową np. $\vec{R}(x, y, z)$, wtedy parzystość cząstki będzie wynosić $\alpha_p = -1$, ponieważ przy odwróceniu kierunku wszystkich współrzędnych w przestrzeni wektor \vec{R} zamieni się na wektor $-\vec{R}$:

$$P(\vec{R}) = -1 \cdot \vec{R}$$

i wtedy mówimy, że parzystość wewnętrzna cząstki jest ujemna. Analogicznie, jeśli właściwości cząstki da się utożsamić z iloczynem wektorowym dwóch wektorów $\vec{R}_1 \times \vec{R}_2$ to wtedy przy odbiciu współrzędnych znak się nie zmieni:

$$P(\vec{R}_1 \times \vec{R}_2) = -\vec{R}_1(-\vec{R}_2) = +1(\vec{R}_1 \times \vec{R}_2)$$

i parzystość będzie dodatnia ($\alpha_P = +1$). Dla dalszych rozważań ważne jest, że na przykład mezony K i π^0 , posiadają parzystość przestrzenną P równą $\alpha_P = -1$. Jak to zostało wyznaczone można się dowiedzieć na przykład z książki Donalda Perkinsa [7].

Jeszcze inną właściwością cząstek, potrzebną do wywodów przytaczanych w tym artykule, jest *parzystość ładunkowa* C , czyli właściwość, która określa zachowanie mezonu jeśli chcielibyśmy go zmienić z cząstki na antycząstkę. Taka właściwość jest dobrze określona dla cząstek, które są identyczne ze swoimi antycząstkami. Na przykład mezon π^0 zbudowany z kwarków u i \bar{u} lub d i \bar{d} jest jednocześnie sam dla siebie antycząstką, a zatem jest układem symetrycznym względem operacji C . W takim przypadku operacja zamiany cząstki na antycząstkę nie zmienia pierwotnego obiektu, co możemy zapisać następująco:

$$(C(u\bar{u}) = \alpha_C u\bar{u} \text{ oraz } C(d\bar{d}) = \alpha_C d\bar{d}) \Leftrightarrow C(\pi^0) = \alpha_C \pi^0.$$

Podobnie jak w przypadku *dziwności* i *parzystości przestrzennej*, ogólnie *parzystość ładunkowa* cząstki może przyjmować wartość $\alpha_C = +1$ lub $\alpha_C = -1$, co jest wyjaśnione symbolicznie na rys. 2.

$$\begin{aligned} C \begin{array}{c} u \\ \bar{u} \end{array} &= \alpha \begin{array}{c} \bar{u} \\ u \end{array} \\ C C \begin{array}{c} u \\ \bar{u} \end{array} &= C \alpha \begin{array}{c} \bar{u} \\ u \end{array} = \alpha^2 \begin{array}{c} u \\ \bar{u} \end{array} \\ \alpha^2 &= 1 \\ \alpha &= +1 \text{ lub } \alpha = -1 \end{aligned}$$

Rys. 2. Rysunek przedstawia dokonanie operacji symetrii parzystości ładunkowej C na układzie kwarków $u\bar{u}$. Operacja C powoduje zamianę kwarku u na antykwark \bar{u} , a antykwarku \bar{u} na kwark u . Wykonanie dwukrotne tej operacji pokazuje, że wartość $(\alpha_C)^2$ musi wynosić 1, czyli $\alpha_C = +1$ lub $\alpha_C = -1$. Wartość tę można wyznaczyć eksperymentalnie na przykład na podstawie produktów rozpadów cząstek. Mezon π^0 rozpada się na dwa kwanty gamma. A zatem jego parzystość ładunkowa wynosi $\alpha_C(\pi^0) = \alpha_C(\gamma) \cdot \alpha_C(\gamma) = +1$.

Złożenie symetrii P i symetrii C , czyli zastosowanie zarówno odbicia przestrzennego (operacja P) jak i zamiany cząstki na antycząstkę (operacja C) nazywane jest symetrią CP . W zależności od wartości α_C i α_P cząstka może posiadać wartości $\alpha_{CP} \equiv \alpha_C \cdot \alpha_P = +1$ lub $\alpha_{CP} \equiv \alpha_C \cdot \alpha_P = -1$. Dla mezonu π^0 $\alpha_{CP} = -1$, ponieważ $\alpha_P(\pi^0) = -1$, a $\alpha_C(\pi^0) = +1$.

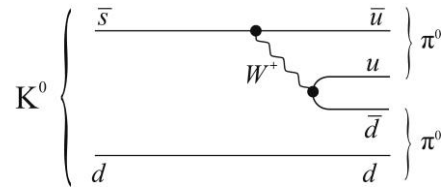
W przypadku neutralnych mezonów K wartość α_{CP} nie jest dobrze określona ponieważ mezon K^0 składający się z kwarków $d\bar{s}$ jest innym obiektem niż

antycząstka mezonu K^0 , czyli mezon \bar{K}^0 zbudowany z kwarków $\bar{d}s$. Dlatego operacja C wykonana na mezonie K^0 prowadzi do zmiany tego mezonu na inny:

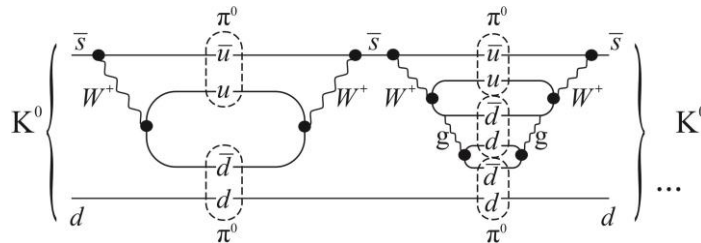
$$C(d\bar{s}) = \bar{d}s \Leftrightarrow C(K^0) = \bar{K}^0.$$

Zatem mezon K nie jest symetryczny względem operacji C. Nieokreślona wartość C oznacza, że wykonanie pomiaru a_C czasem da nam wynik, że $a_C(K) = -1$, a czasem, że $a_C(K) = +1$. Na przykład, jeśli zaobserwujemy rozpad mezonu K na dwa mezony π^0 to oznacza to, że w momencie rozpadu był on w stanie z dobrze zdefiniowaną właściwością określającą jego zachowanie przy dokonaniu operacji CP. A mianowicie w tym przypadku

$$\alpha_{CP}(K) = \alpha_{CP}(\pi^0) \cdot \alpha_{CP}(\pi^0) = (-1) \cdot (-1) = +1.$$



Rys. 3. Diagram drzewowy. Jeden z możliwych mechanizmów rozpadu mezonu K^0 na dwa mezony π^0 . Wewnątrz mezonu K antykwark \bar{s} zmienia się na antykwark \bar{u} emitując bozon W^+ , który następnie rozpada się na kwark u i antykwark \bar{d} . Proces ten prowadzi do powstania dwóch mezonów π^0



Rys. 4. Przykład procesów zachodzących wewnątrz mezonu K powodujących oscylacje pomiędzy stanami odpowiadający dwóm i trzem mezonom π^0 : $K \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow K \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow K \dots$ (**lewa strona**). W wyniku emisji bozonu W^+ i jego rozpadu na kwarki u i \bar{d} wewnątrz mezonu K powstały dwa mezony π^0 . Następnie w wyniku anihilacji kwarków \bar{u} i d powstał bozon W^+ , który został zaabsorbowany przez kwark \bar{u} . W wyniku tej absorpcji kwark \bar{u} zamienił się w kwark \bar{s} (**prawa strona**). W stosunku do procesu z lewej strony, tutaj jeden z kwarków wyemitował gluon, który wykreowwał parę $d\bar{d}$. W ten sposób na chwilę mezon K stał się układem trzech mezonów π^0 . Rysunek ten w połączeniu z rysunkami z poprzedniego artykułu [1] ilustruje, jak bogate „życie wewnętrzne” posiadają mezony K

Rysunek 3 pokazuje przykład procesów wewnątrz mezonu K, które mogą doprowadzić do przejścia tego mezonu ze stanu K^0 do stanu, w którym jest on zbudowany z dwóch mezonów π^0 . Ale istnieją inne procesy, takie na przykład jak pokazane z prawej strony rys. 4, które mogą doprowadzić to tego, że mezon rozpadnie się na trzy mezony π^0 . Wtedy stwierdzamy, że w momencie rozpadu był on w stanie z dobrze zdefiniowaną wartością α_{CP} , ale tym razem:

$$\alpha_{CP}(K^0) = \alpha_{CP}(\pi^0) \cdot \alpha_{CP}(\pi^0) \cdot \alpha_{CP}(\pi^0) = (-1) \cdot (-1) \cdot (-1) = -1.$$

Przykłady te pokazują, że mezon K może znajdować się w jednym z dwóch możliwych stanów określających jego zachowanie przy dokonywaniu operacji symetrii CP. Zatem z upływem czasu w wyniku procesów zachodzących w mezonie K właściwość określająca jego zachowanie przy dokonaniu operacji CP może się zmieniać podobnie jak może zmieniać się jego *dziwność* pomiędzy s i \bar{s} . Stan charakteryzowany wartością $\alpha_{CP} = +1$ oznaczany jest jako K_+ , a stan z wartością $\alpha_{CP} = -1$ oznaczany¹ jest jako K_- .

Ale przecież, jeśli obiekt fizyczny jest odizolowany od reszty świata to nie może zmieniać swoich właściwości. Zatem prawdziwy mezon K musi być kombinacją stanów z określoną *dziwnością* (s lub \bar{s}) czy też kombinacją stanów o różnych wartościach CP ($2\pi^0$ lub $3\pi^0$). Doszliśmy tym samym do momentu, w którym nasza intuicja nabyta z obserwacji zjawisk w świecie makroskopowym zaczyna zawodzić. Mezon K zachowuje się jakby był obiektem nie do końca określonym, zawierającym kilka możliwych potencjalnych stanów, które ujawnią się nam dopiero w momencie pomiaru. Jedną z zasadniczych różnic między obserwowanymi właściwościami obiektów mikroskopowych a właściwościami obiektów makroskopowych jest to, że możemy wyznaczyć wszystkie cechy obiektu makroskopowego, a nie możemy jednocześnie obserwować wszystkich właściwości obiektu mikroskopowego. W przypadku książki możemy ustalić, jaki o godzinie 10:30 w dniu 26 grudnia 2014 roku ma zapach, czy jest symetryczna, jaki ma kolor, masę etc. Natomiast w przypadku obiektów kwantowych, takich jak mezony K, nie da się tego zrobić. Jeśli zmierzmy „zapach”, czyli *dziwność*, to nie wiemy, jaką ma symetrię ($\alpha_{CP} = -1$ czy $\alpha_{CP} = +1$) względem operacji CP, ani też nie wiemy, jaką ma masę. Jeśli zmierzmy masę to nie wiemy, jaką miał *dziwność* etc. Z powyższych rozważań wynika, że jeśli pozostawimy w próżni neutralny mezon K to ma on nieokreśloną *dziwność*, nieokreśloną symetrię CP, ale oczywiście musi mieć określoną masę. Odizolowany obiekt fizyczny ewoluujący swobodnie w czasie nie może mieć nieokreślonej masy, co odzwierciedla zasada zachowania energii. W języku mechaniki kwantowej powiedzielibyśmy, że stan fizyczny cząstki, niezmienny się w czasie to stan własny operatora energii. Ponieważ niezależnie od tego, kiedy

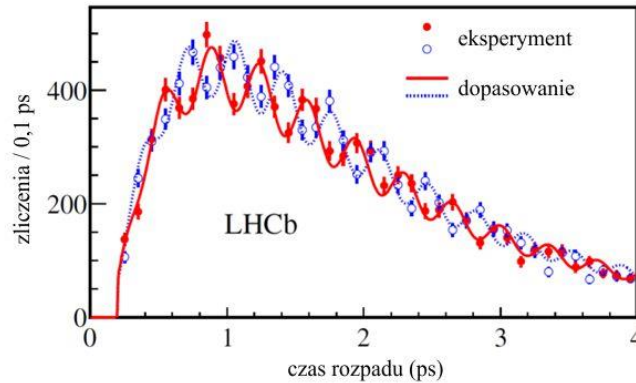
¹ Dla rozróżnienia od mezonów dodatnio K^+ i ujemnie K^- naładowanych elektrycznie (K^+ , K^-), mezony neutralne o określonej wartości α_{CP} mają plus i minus jako wskaźniki dolne (K_+ , K_-).

dokonalibyśmy pomiaru energii (co w formalizmie mechaniki kwantowej odpowiada działaniem na funkcje opisującą właściwości cząstki operatorem energii) to powinniśmy otrzymać tę samą wartość energii. W układzie spoczynkowym badanej cząstki, czyli w układzie, w którym cząstka nie posiada energii kinetycznej, jej energia całkowita jest równa masie spoczynkowej.

Z dotychczasowych eksperymentów wiemy, że istnieją dwa różne fizyczne mezony K posiadające dobrze określoną masę wynoszącą około $5 \cdot 10^8$ eV [9]. Mezony te nazywane są K_L i K_S , a ich masy różnią się jedynie o około $3,5 \cdot 10^{-6}$ eV [9]. Tak małą różnicę mas stanowiącą jedynie około 10^{-14} średniej masy tych mezonów można było wyznaczyć dzięki obserwacji efektów kwantowych takich jak oscylacje *dziwności*.

Dziwność możemy określić na przykład sprawdzając, czy w rozpadzie półleptonowym, opisanym w poprzednim artykule [1], powstał elektron, czy antyelektron. A jeśli sprawdzimy czy rozpadł się na dwa, czy na trzy mezony π^0 , to dowiemy się, jaką wartość α_{CP} posiadał w momencie rozpadu. W omawianym sposobie pomiaru, czyli sprawdzaniu, na jakie cząstki rozpadł się mezon K oczywiste jest, że nie jesteśmy w stanie jednocześnie określić jaką *dziwność* posiada mezon K i jaką ma wartość α_{CP} . Ale należy podkreślić, że zgodnie z formalizmem mechaniki kwantowej nie możemy zmierzyć tych wartości jednocześnie, niezależnie od wyboru metody pomiarowej. Niemożność ta jest analogiczna do powszechnie znanej, wyrażonej poprzez nierówność Heisenberga, niemożności jednoczesnego dowolnie dokładnego pomiaru pędu i położenia cząstki. W ogólności okazuje się, że nie da się jednocześnie określić pewnych właściwości cząstek. Dotyczy to także na przykład czasu i energii, a w rozważanym przez nas przykładzie nie możemy jednocześnie sprawdzić, jaką badany mezon K ma *dziwność* α_S i jaką wartość α_{CP} .

Na rysunku 5 pokazane jest widmo przedstawiające oscylacje między mezonem a antymezonem zmierzone za pomocą detektora LHC-b na Wielkim Zderzaczu Hadronów w CERNie. Pomiar został dokonany dla mezonów B, ale wszystkie rozważania przeprowadzone (w poprzedniej sekcji i w poprzedniej części tego artykułu [1]) dla mezonów K są takie same w przypadku mezonów B, lecz dotyczą innego rodzaju kwarków. W mezonie K, w którego skład wchodzi kwark dziwny s , pokazaliśmy, że następują oscylacje *dziwności*. W mezonie B zbudowanym z kwarków dziwnych s i pięknych b oscylacje następują zarówno pomiędzy kwarkami pięknym b , a antykwarkiem \bar{b} , jak i pomiędzy kwarkiem s i antykwarkiem \bar{s} . Zatem widmo pokazane na rys. 5 jest doświadczalnym potwierdzeniem oscylacji *piękności* w mezonie B, czyli oscylacji pomiędzy stanami B_s^0 i \bar{B}_s^0 . Pokazane widmo dowodzi, że oscylacje między kwarkami w mezonach nie są tylko zabawą intelektualną w ramach matematycznego formalizmu mechaniki kwantowej, lecz że tak jest naprawdę.



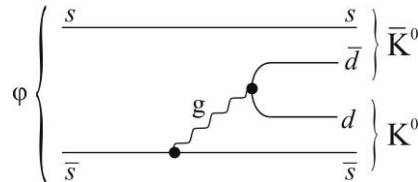
Rys. 5. Widmo różnicy czasów pomiędzy wytworzeniem a rozpadem mezonów B . Pomiar został wykonany za pomocą detektora LHCb na Wielkim Zderzaczu Hadronów w CERNie [8]. Pełne kółka (czerwone) przedstawiają liczbę zrekonstruowanych zdarzeń w funkcji różnicy czasu pomiędzy wytworzeniem mezonu B w stanie B_s^0 ($s\bar{b}$) i jego rozpadem w stanie \bar{B}_s^0 ($\bar{s}b$): $B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0$. Natomiast puste kółka (niebieskie) pokazują liczbę zaobserwowanych procesów, w których mezon B rozpadł się w tym samym stanie, w którym został wytworzony ($B_s^0 \rightarrow B_s^0$ oraz $\bar{B}_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0$). Dla czasów poniżej 1 ps widmo jest zniekształcone ze względu na wydajność rekonstrukcji zdarzeń w detektorze LHCb. Dla czasów powyżej 1 ps widać, jak liczba zarejestrowanych zdarzeń maleje eksponencjalnie w wyniku rozpadów mezonów B ze średnim czasem życia wynoszącym 1,5 pikosekundy [9] ($\sim e^{-t/t_{\text{średnie}}}$). Na ogólną tendencję spadku liczby mezonów wraz z upływem czasu nakładają się oscylacje zarówno *dziwności* jak i *piękności*. Wyznaczony okres oscylacji *piękności* wynosi około 352 femtosekundy. To jest wspaniałe osiągnięcie fizyki eksperymentalnej. Układ eksperymentalny LHCb pozwolił na osiągnięcie dokładności wyznaczania czasu w układzie własnym mezonów B wynoszącej około 44 femtosekundy! Femtosekunda to 10^{-15} sekundy. Rysunek pochodzi z artykułu [8]

Kwantowe splątanie mezonów

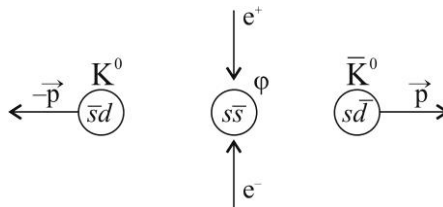
W poprzedniej sekcji tego artykułu zostało wyjaśnione, że mezony K^0 i \bar{K}^0 właściwie nie istnieją jako osobne obiekty fizyczne, a są jedynie stanami prawdziwego mezonu K , które możemy uchwycić jedynie w momencie pomiaru. Nawet, jeśli wyprodukujemy mezon K w jednym z tych stanów, na przykład w stanie K^0 , to po chwili może okazać się, że mezon ten jest w stanie \bar{K}^0 (patrz także artykuł [1]).

Sytuacja staje się jeszcze ciekawsza, jeśli rozważymy układ składający się z dwóch mezonów K . Układ taki może zostać wytworzony na przykład w wyniku rozpadu mezonu ϕ , którego masa jest nieco większa niż podwojona masa mezonu K . W momencie rozpadu mezonu ϕ powstają dwa mezony K jednocześnie w tym samym miejscu. Rozpad taki (rys. 6) zachodzi w wyniku oddziaływania silnego (emisji gluonu i jego konwersji na parę kwark i antykwark). Oddziaływanie silne nie zmienia zapachu kwarków, dlatego w momencie powsta-

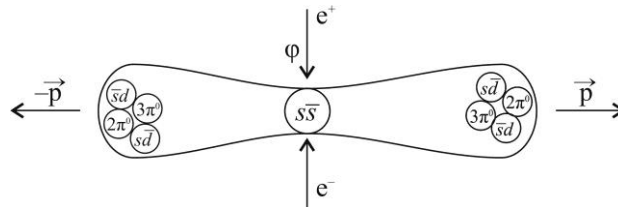
nia mezony K mają dobrze zdefiniowaną *dziwność*. Jeden jest w stanie \bar{K}^0 ($s\bar{d}$), a drugi w stanie K^0 ($d\bar{s}$).



Rys. 6. Przykład diagramu reprezentującego mechanizm rozpadu mezonu ϕ na dwa mezony K jeden w stanie K^0 , a drugi w stanie \bar{K}^0



Rys. 7. Klasyczne wyobrażenie o oddalających się od siebie neutralnych mezonach K powstałych w wyniku rozpadu mezonu ϕ wytworzonego w zderzeniu elektronu (e^-) z antyelektronem (e^+). W układzie spoczynkowym mezonu ϕ mezony K oddalają się od siebie po linii prostej. Intuicja klasyczna podpowiada nam, że w jedną stronę od początku leci mezon K, który powstał w stanie K^0 , a w drugą mezon K, który powstał w stanie \bar{K}^0



Rys. 8. Kwantowo-mechaniczne wyobrażenie oddalających się neutralnych mezonach K powstałych w rozpadzie mezonu ϕ , wytworzonym w zderzeniu elektronu z antyelektronem. Po rozpadzie mezonu ϕ w przestrzeni rozchodzi się obiekt, którego właściwości, jako całości, są dobrze określone, natomiast stany z lewej i prawej strony osobno określone nie są. Układ zachowuje się tak, jakby w obie strony propagowały się wszystkie możliwe potencjalne stany mezonów K. I dopiero pomiar jednej z cech (na przykład *dziwności*) z jednej strony powoduje, że w tej samej chwili z drugiej strony mezon K urzeczywistnia się w stanie takim, by jako całość układ KK miał właściwości takie jak mezon ϕ z którego ten układ powstał

W klasycznym świecie (rys. 7) wydawałoby się, że mezony te lecą na przeciwko siebie i po oddaleniu się od siebie na dużą odległość poruszają się, jako niezależne cząstki jeden z pędem (\vec{p}), a drugi ($-\vec{p}$).

Jednak eksperymenty pokazują, że tak nie jest. Pomiary wykonane na tak wytworzonych parach mezonów K oraz w podobny sposób wytworzonych parach mezonów B pokazują, że właściwości mezonów KK czy BB wytworzonych w parze są skorelowane z sobą nawet jeśli te mezony oddalą się od siebie na duże odległości (rys. 8).

Mezon ϕ zbudowany jest z kwarków s i \bar{s} i podobnie jak mezon π^0 ma dobrze określone właściwości *dziwności* oraz wartości α_C i α_P , a zatem także α_{CP} : $\alpha_s(\phi) = 0$, $\alpha_C(\phi) = -1$, $\alpha_P(\phi) = -1$ i $\alpha_{CP}(\phi) = +1$. *Dziwność* tego mezonu jest równa zero, zatem jeśli pozostawimy go w próżni odizolowanym od reszty świata, to nawet jeśli rozpadnie się na dwa mezony K ($\phi \rightarrow KK$) to jako całość układ KK musi posiadać właściwości takie, jak miał mezon ϕ . Czyli jeśli jeden z mezonów w danej chwili jest w stanie $\bar{K}^0(s\bar{d})$, to drugi, nawet jeśli jest oddalony o 10 000 km, musi być w tej chwili w stanie $K^0(d\bar{s})$.

Jeśli w pewnej chwili dokonamy pomiaru *dziwności* jednego z tych mezonów to tym samym dowiemy się, jaka w chwili pomiaru była *dziwność* drugiego mezonu K, niezależnie od tego jakby nie był daleko od siebie. Nie byłoby może w tym nic aż tak dziwnego gdyby nie fakt, że w każdym z tych mezonów *dziwność* nie jest ustalona. O tym, jaka jest *dziwność* dowiadujemy się, jak ją zmierzmy. Fakt, że jako całość układ mezonów KK musi mieć właściwości takie jak miał mezon ϕ , z którego ta para KK powstała powoduje, że mezony K są z sobą splątane. Splątane *dziwnością*!

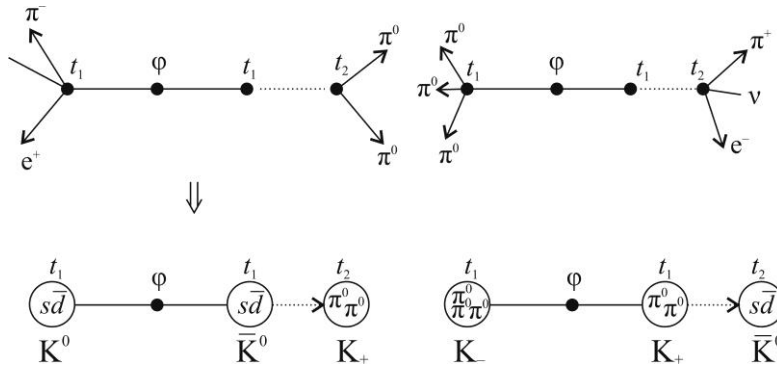
Może dałoby się to jeszcze jakoś pogodzić z intuicją klasyczną gdyby *dziwność* była jedyną właściwością mezonów K, ale mezony te mogą się znajdować przecież jeszcze w innych stanach na przykład K_+ i K_- .

Idea pomiaru łamania symetrii T niezależnie od innych symetrii dyskretnych

Dzięki splątaniu kwantowemu mezonów K powstałych z rozpadu mezonu ϕ możemy poprzez pomiar rozpadu jednego z nich określić wybraną właściwość drugiego mezonu K, nie ingerując w jego zachowanie. Rysunek 9 ilustruje, jak można zidentyfikować przejścia między stanami mezonu K o określonej *dziwności* (K^0 lub \bar{K}^0) a stanami o określonej wartości α_{CP} (K_+ lub K_-). Z lewej strony rys. 9 pokazany jest proces, w którym mezon \bar{K}^0 zmienia się w mezon K_+ (przejście $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$), a prawa strona rysunku pokazuje przykład zmiany mezonu K_+ w mezon \bar{K}^0 czyli przejście $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$. Procesy $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ i $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ są symetryczne względem odwrócenia czasu: $T(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) = K_+ \rightarrow \bar{K}^0$.

Zatem jeśli symetria odwrócenia w czasie jest zachowana, to prawdopodobieństwa zachodzenia procesu $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ po zadanym czasie Δt powinno być takie samo, jak prawdopodobieństwo zajścia procesu $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ po takim sa-

mym czasie Δt . Zaobserwowanie różnicy między tymi prawdopodobieństwami oznaczałoby łamanie symetrii odwrócenia w czasie.



Rys. 9. Schemat rozpadów kwantowo splątanych mezonów K powstałych w wyniku rozpadu mezonu ϕ . (**lewa strona**) W czasie t_1 z jednej strony następuje rozpad jednego z mezonów K na $\pi^- e^+$. Oznacza to (patrz artykuł [1]), że w tym czasie mezon ten był w stanie K^0 , czyli ze względu na splątanie kwantowe możemy stwierdzić, że w tym czasie z drugiej strony jest mezon K w stanie \bar{K}^0 . Następnie mezon ten w czasie t_2 rozpada się na dwa mezony π^0 , co oznacza że „drugi” mezon K w czasie t_1 był w stanie \bar{K}^0 , a w czasie t_2 był w stanie K_+ . A zatem nastąpiło przejście między stanem $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ w czasie $\Delta t = t_2 - t_1$ (**lewa strona**). Schemat rozpadów, które oznaczają przejście mezonu K między stanem K_+ , a stanem \bar{K}^0 w czasie $\Delta t = t_2 - t_1$

Przy czym cały cymes tego rozumowania polega na tym, że procesy $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ i $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ są symetryczne względem odwrócenia czasu, ale nie są symetryczne względem symetrii CP a także nie są symetryczne względem symetrii CPT.

Procesem symetrycznym względem operacji CP dla procesu $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ jest proces $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$. Operacja CP zamienia mezon \bar{K}^0 na K^0 , a mezon K_+ ma dobrze określoną wartość względem symetrii CP (jest stanem własnym operatora CP) więc nie ulega zmianie. Natomiast operację CPT można potraktować jako wykonanie operacji CP, a następnie T. Poniżej zestawione są wyniki operacji symetrii T, CP i CPT dla procesu $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$:

$$\begin{aligned} T(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) &= K_+ \rightarrow K^0 \\ CP(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) &= K^0 \rightarrow K_+ \\ CPT(\bar{K}^0 \rightarrow K_+) &= K_+ \rightarrow K^0 \end{aligned}$$

Zatem zaobserwowanie różnicy w wartościach prawdopodobieństw zachodzenia procesów $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ oraz $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ świadczy o łamaniu symetrii odwrócenia w czasie niezależnie od tego czy symetrie CP i CPT są zachowane, czy nie.

Rysunek 9 ilustruje także ideę pomiaru łamania symetrii T. Mezon ϕ rozpada się na dwa kwantowo splątane mezony K. Detektorem mierzymy wszystkie możliwe rozpady, a następnie wybieramy te zdarzenia, w których nastąpił rozpad jednego z tych mezonów na $\pi^- e^+ \nu$. Litera ν oznacza neutrino, które prawie nigdy nie wywołuje sygnału w detektorze. Detektor powinien pozwalać na pomiar czasu, w którym nastąpił rozpad. Dla ustalenia uwagi oznaczymy ten czas przez t_1 . W poprzedniej części [1] wyjaśniliśmy, że zaobserwowanie rozpadu $\pi^- e^+ \nu$ jednoznacznie implikuje, że w momencie rozpadu mezon K był w stanie K^0 z dobrze określoną *dziwnością* \bar{s} . Ze względu na splątanie kwantowe z drugim mezonem K pozwala nam to stwierdzić, że w czasie t_1 drugi mezon musiał mieć kwark s , czyli był w stanie \bar{K}^0 . Oznaczmy przez N_{K^0} liczbę wszystkich takich zdarzeń, w których jako pierwszy nastąpił rozpad mezonu K w stanie K^0 . Następnie spośród tych N_{K^0} zdarzeń, w oparciu o sygnały zarejestrowane w detektorach identyfikujemy te zdarzenia, w których „drugi” mezon rozpadł się na dwa mezony π^0 i obliczamy czas (t_2), w którym ten rozpad nastąpił. Znając czasy t_2 i t_1 możemy podzielić zdarzenia na grupy dla różnych przedziałów $\Delta t = t_2 - t_1$. Dla każdego przedziału obliczamy ile było zdarzeń takich, dla których najpierw nastąpił rozpad mezonu w stanie K^0 , a następnie drugi mezon rozpadł się będąc w stanie K_+ (czyli na dwa mezony π^0). Oznaczmy liczbę takich zdarzeń jako $N_{K_+}(\Delta t)$. W oparciu o te pomiary możemy wyznaczyć² prawdopodobieństwo przejścia $\bar{K}^0 \rightarrow K_+$ po czasie Δt :

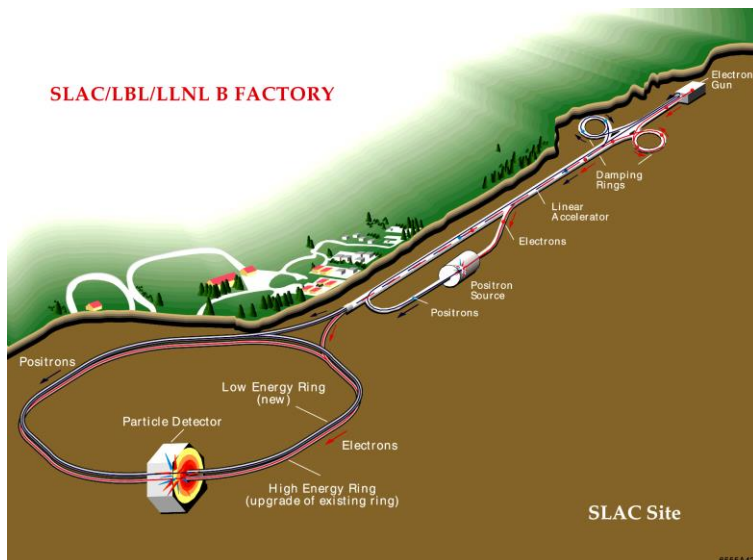
$$P(\bar{K}^0 \rightarrow K_+)(\Delta t) = N_{K_+}(\Delta t) / N_{K^0},$$

gdzie P oznacza prawdopodobieństwo przejścia.

Analogicznie możemy wyznaczyć prawdopodobieństwo przejścia $K_+ \rightarrow \bar{K}^0$ w funkcji Δt .

Do tej pory nikt jeszcze nie wyznaczył takich prawdopodobieństw dla przejść pomiędzy różnymi stanami w mezonach K. Badania takie prowadzone są z aktywnym udziałem Polaków w Laboratorium Fizyki Jądrowej we Frascati [10, 11], gdzie mezon ϕ wytwarzany jest wewnątrz detektora KLOE w zderzeniach pozytonów z elektronami (detektor ten został opisany w artykule [1]).

² Dla uproszczenia w tym rozumowaniu przyjęliśmy, że detektor jest idealny, czyli że wydajność rejestrowania cząstek i identyfikacji procesów wynosi 100%.



Rys. 10. Schemat SLAC: Centrum Liniowego Akceleratora Stanforda. Rysunek pochodzi ze strony internetowej: <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Images/Images.html> Elektrony i pozytony przyspieszane są do wysokich energii w akceleratorze liniowym a następnie wprowadzane są do pierścieni, które przecinają się wewnątrz detektora BaBar (Particle Detector) gdzie dochodzi do reakcji elektronów z antyelektronami



Rys. 11. Widok detektora BaBar. W zderzeniach elektronów z pozytonami wewnątrz detektora powstają między innymi mezony o nazwie $\Upsilon(4S)$, które następnie rozpadają się na kwantowo splątane pary mezonów B. Detektor pozwala na rejestrowanie cząstek z rozpadów mezonów B. Obrazek pochodzi ze strony internetowej: <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Images/Images.html>

Pomiary analogiczne do opisanych powyżej zostały wykonane w 2012 roku dla kwantowo splątanych par mezonów B [5]. Eksperyment został przeprowadzony w Centrum Liniowego Akceleratora Stanforda SLAC (ang. *Stanford Linear Accelerator Center* (rys. 10)) na Uniwersytecie Stanforda za pomocą detektora BaBar (rys. 11), w którym w wyniku zderzeń elektronu z pozytonem wytwarzany był mezon $Y(4S)$. Mezon ten rozpadał się na pary kwantowo splątanych mezonów B , które następnie rozpadały się na kolejne cząstki. W wyniku rozumowania analogicznego do przedstawionego powyżej dla mezonów K wykazano, że prawdopodobieństwa przejścia mezonów $B^0 \rightarrow B_-$ znacząco różni się od prawdopodobieństwa symetrycznego względem odwrócenia czasu przejścia $B \rightarrow \bar{B}^0$. Różnice te zaobserwowano dla wszystkich kombinacji przejść między stanami o określonej *piękności* (B^0, \bar{B}^0) a stanami o określonej wartości $a_{CP}(B_+, B_-)$, czyli zaobserwowano, że:

$$P(\bar{B}^0 \rightarrow B_-)(\Delta t) \neq P(B_- \rightarrow \bar{B}^0)(\Delta t),$$

$$P(\bar{B}^0 \rightarrow B_+)(\Delta t) \neq P(B_+ \rightarrow \bar{B}^0)(\Delta t),$$

$$P(B^0 \rightarrow B_-)(\Delta t) \neq P(B_- \rightarrow B^0)(\Delta t),$$

$$P(B^0 \rightarrow B_+)(\Delta t) \neq P(B_+ \rightarrow B^0)(\Delta t).$$

Jest to pierwszy eksperyment, w którym wykazano bezpośrednio, niezależnie od innych symetrii, że symetria odwrócenia w czasie jest łamana.

Literatura

- [1] P. Moskal, *Foton* 126 (2014) 9
- [2] Eksperyment CPLEAR: A. Angelopoulos *et al.*, Phys. Lett. B 444 (1998) 43
- [3] M. Fidecaro, H.J. Gerber, Th. Ruf, arXiv:1312.3770
- [4] W ostatnich latach zwyczajem fizyków cząstek i fizyków jądrowych jest udostępnianie manuskryptów (wysyłanych do rozpatrzenia i publikacji) w archiwum internetowym HEP (High Energy Physics). Archiwum to pozwala na bardzo szybkie wyszukiwanie artykułów. Żeby zobaczyć na przykład, jakie artykuły opublikowała prof. Agnieszka Zalewska, obecna szefowa Rady Naukowej CERN, wystarczy wejść na stronę www.inspirehep.net i wpisać w wyszukiwarce: find author zalewska, a
- [5] Eksperyment BaBar: J.P. Lees *et al.*, Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 211801
- [6] J. Bernabeu *et al.*, JHEP08 (2012) 064
- [7] D. Perkins, *Wstęp do Fizyki Wysokich Energii*, PWN Warszawa 1989
- [8] R. Aaij *et al.*, New J. Phys. 15 (2013) 053021
- [9] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C38 (2014) 090001 (<http://pdg.lbl.gov>)
- [10] J. Bernabeu, A. Di Domenico, P. Villanueva-Perez, Nucl. Phys. B868 (2013) 102
- [11] A. Gajos, Frascati Physics Series 59 (2014) 26; <http://koza.if.uj.edu.pl/publications/>

Redakcja poleca wykład prof. K. Fiałkowskiego i prof. L. Görlich:
http://www2.if.uj.edu.pl/edukacja/Podstawy_FCE/Podstawy_fizyki_czastek_2011.pdf



Misja NASA MMS – badanie zjawisk w ziemskiej magnetosferze

Krzysztof Sajewicz

Instytut Fizyki UJ

Jednymi z ciekawszych i stosunkowo mało zbadanych dotychczas zjawisk zachodzących w magnetycznej otoczce Ziemi – magnetosferze, są tzw. burze geomagnetyczne. Burza geomagnetyczna, która wystąpiła w marcu 1989 roku, spowodowała całkowity „blackout” kanadyjskiej prowincji Quebec. Miliony ludzi zostało pozbawionych dostępu do energii elektrycznej, co więcej – burza ta była na tyle silna, że w jej wyniku uszkodzone zostały transformatory w odległym New Jersey w Stanach Zjednoczonych. Bywają też burze znacznie silniejsze, jak ta w 1859 roku. Gdyby zdarzyła się dzisiaj, jej skutki mogłyby być trudne do oszacowania. Dlatego tak ważne jest zbadanie procesów zachodzących w ziemskiej magnetycznej „tarczy”.

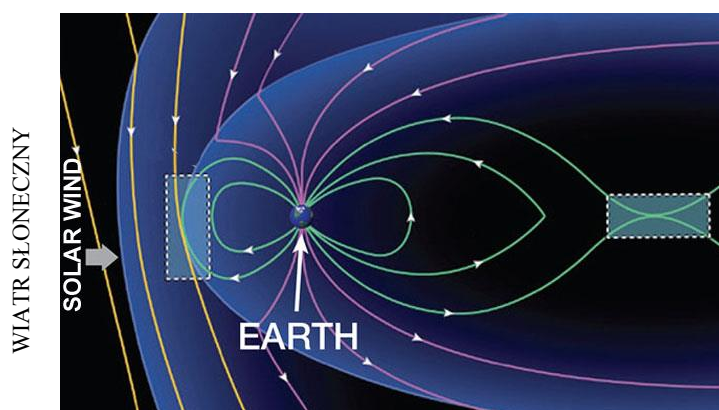
Kosmiczny kwartet

12 marca tego roku z przylądka Canaveral na Florydzie wystrzelona została rakietą Atlas V, mająca na pokładzie cztery identyczne sondy NASA, tzw. wieloskalowe obserwatoria magnetosferyczne (ang. *Magnetospheric Multiscale Observatories* – MMS) (rys. 1). Badając zjawisko rekoneksji magnetycznej w ziemskiej magnetosferze dostarczą informacji o naturze tego procesu także w innych rejonach Wszechświata i w wielu skalach (stąd nazwa urządzenia). Zachodzi ono bowiem również w magnetosferze Słońca i innych gwiazd, oraz m.in. w niezwykle silnych polach czarnych dziur i gwiazd neutronowych.

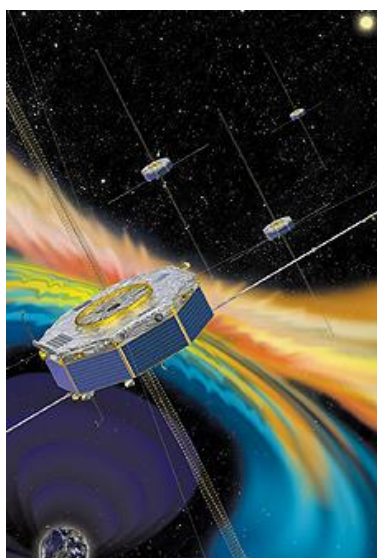


Rys. 1. Wygląd jednej z czterech sond zespołu MMS (źródło: NASA)

Rekoneksja magnetyczna polega (mówiąc w dużym uproszczeniu) na rozrywaniu i łączeniu linii pola magnetycznego. Zjawisku temu towarzyszy emisja energii. MMS jest pierwszą misją NASA poświęconą głównie badaniu rekoneksji magnetycznej. Misja ma potrwać dwa lata. Podczas pierwszego etapu trwającego 1,5 roku badana będzie dzienna strona Ziemi, gdzie wiatr słoneczny zderza się z ziemską magnetosferą. W drugim etapie, przez sześć miesięcy MMS zbada stronę nocną, gdzie cząstki z wiatru słonecznego przepływają w obszar „magnetycznego ogona”. Na rys. 2 przedstawiono przekrój ziemskiej magnetosfery płaszczyzną przecinającą Ziemię i zaznaczono obszary będące obiektem badań MMS.



Rys. 2. Schematyczny przekrój przez ziemską magnetosferę z zaznaczonymi obszarami gdzie dochodzi do rekoneksji magnetycznej (prostokąty linią przerywaną) (źródło: NASA)



Rys. 3. Artystyczna wizja zespołu sond MMS na orbicie (źródło: NASA)

Obszary ziemskiej magnetosfery, w których dochodzi do rekoneksji linii pola, są objętościowo niewielkie – przelot sondy przez taki obszar trwa mniej niż sekundę. Jednak dzięki precyzyjnym przyrządom umieszczonym na pokładzie możliwe jest zmierzenie indukcji pola magnetycznego nawet w tak krótkim czasie. Cztery jednakowe sondy MMS, współdziałając, dostarczą po raz pierwszy w historii trójwymiarowy obraz tego zjawiska.

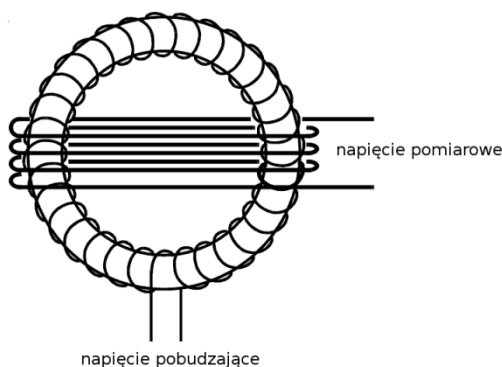
Pomiary pola magnetycznego

Każda sonda MMS zawiera trzy grupy przyrządów: do pomiarów gorącej plazmy, do detekcji cząstek o dużej energii oraz do pomiarów pól elektrycznych i magnetycznych. W przypadku tych ostatnich, na wyniki pomiarów mają wpływ pola wytwarzane przez samą sondę. Aby ograniczyć ich wpływ, magnetometry montuje się na długich sztywnych wysięgnikach (długości zwykle około 4–10 metrów). Pola elektryczne i magnetyczne maleją silnie z odległością, podczas gdy zewnętrzne pole pozostaje lokalnie bez zmian, co pozwala na dokładniejszy pomiar.

Główne typy sensorów pola na pokładzie każdej z sond MMS to magnetometry typu fluxgate i magnetometry indukcyjne (znane również pod angielską nazwą Search Coil Magnetometer).

Magnetometry fluxgate zbudowane są z rdzenia o dużej podatności magnetycznej, na który nawinięte są dwa uzwojenia (rys. 4). Przez pierwsze z nich przepuszczany jest prąd zmienny, wywołujący w rdzeniu naprzemienny cykl namagnesowania, rozmagnesowania i namagnesowania o przeciwnym zwrocie. Zmienne pole magnetyczne (zgodnie z równaniami Maxwella) wywołuje w drugim uzwojeniu prąd elektryczny. Przebieg zmienności tego prądu – przy braku zewnętrznego pola magnetycznego – jest zgodny z prądem w pierwszej cewce. Natomiast w przypadku obecności zewnętrznego pola magnetycznego powstaje asymetria w magnetyzacji rdzenia, gdy oś rdzenia ustawiona jest zgodnie z liniami pola lub przeciwnie do nich. Przebieg zmienności mierzonego prądu wyjściowego w drugiej cewce jest wówczas inny niż prądu w pierwszej. Różnica ta jest tym większa, im większa jest wartość indukcji pola zewnętrznego.

Magnetometry indukcyjne zbudowane są z cewek nawiniętych wokół rdzeni o dużej przenikalności magnetycznej. Zgodnie z prawem indukcji Faradaya, siła elektromotoryczna indukcji \mathcal{E} w cewce



Rys. 4. Schemat magnetometru typu fluxgate

jest proporcjonalna do zmiany strumienia indukcji magnetycznej Φ_B i do liczby zwojów N :

$$\mathcal{E} = -N \frac{\Delta\Phi_B}{\Delta t}.$$

Magnetometry tego typu mają tę zaletę, że mierzą zmienne pola magnetyczne – mogą zatem wykrywać szybkie zmiany pola zachodzące w przedziałach milisekundowych. Zwykle używa się wersji trójosiowej magnetometru indukcyjnego, takiego jak pokazany na rys. 5.



Rys. 5. Magnetometr indukcyjny (źródło: Wikipedia)

Źródła:

http://www.nasa.gov/mission_pages/mms/

https://en.wikipedia.org/wiki/Spacecraft_magnetometer



Średnia odległość planety od Słońca i III prawo Keplera

Andrzej Majhofer

Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Studiowanie podręczników jest bardzo pouczające, a czasami może nawet zainspirować do własnych badań. Weźmy na przykład prawa Keplera. Co do dwóch pierwszych podręczników są zgodne – planety obiegają Słońce po torach eliptycznych (I prawo), przy czym odcinek łączący planetę ze Słońcem w równych odcinkach czasu zakreśla równe pola – inaczej mówiąc prędkość polowa jest w tym ruchu stała (II prawo). Kłopoty zaczynają się, gdy czytamy o III prawie Keplera.

Co do pierwszej części sformułowania panuje zgoda: dla wszystkich planet stosunek

$$\frac{D^3}{T^2}$$

ma tę samą wartość, przy czym T oznacza okres, w jakim Planeta* obiega Słońce. Co do D , to zdania są już jednak podzielone: w części podręczników D to średnia odległość Planety od Słońca, a w pozostałych D oznacza długość większej półosi eliptycznej orbity. Kto ma rację? A może oba określenia są równoważne? To trzeba wyjaśnić. Zacznijmy od zapisania I prawa Keplera we współczesnym języku: Planeta obiega Słońce po orbicie eliptycznej – to znaczy, że odległość r Planeta–Słońce, jako funkcja kąta φ między promieniem wodzącym planety i kierunkiem Słońce–peryhelium planety, dana jest równaniem

$$r(\varphi) = \frac{p}{1 + e \cdot \cos(\varphi)},$$

w którym p i e są dodatnimi stałymi oraz $0 < e < 1$. Stała e nazywana jest mimośrodem orbity. Maksymalna odległość od Słońca (aphelium) wynosi więc

$$r_{\max} = \frac{p}{1 - e},$$

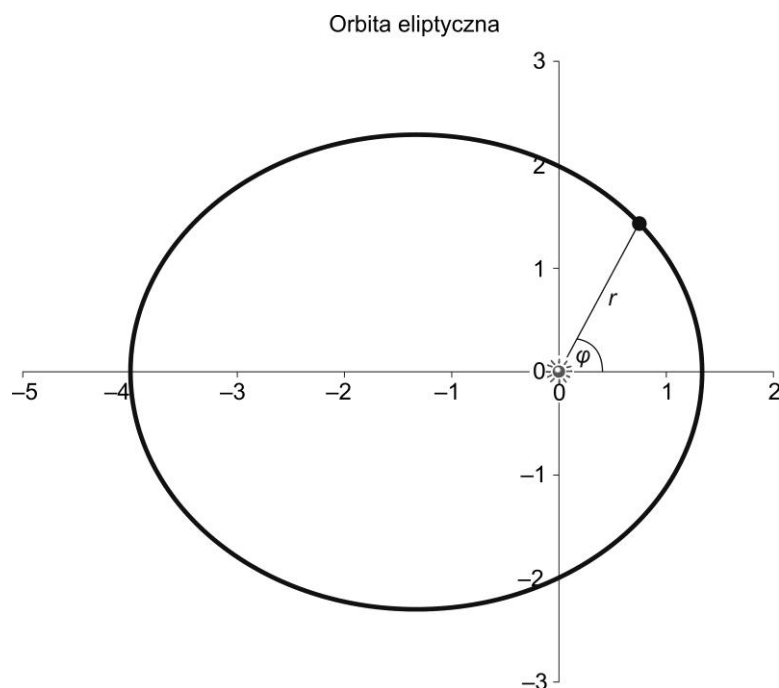
a minimalna (peryhelium):

$$r_{\min} = \frac{p}{1 + e}.$$



Johannes Kepler
(1571–1630)

* Pisząc „Planeta” dużą literą Autor ma na myśli którąś z planet Układu Słonecznego.



Równanie opisuje elipsę o półosiach:

dłuższej
$$a = \frac{p}{1-e^2} = \frac{1}{2}(r_{\min} + r_{\max})$$

oraz krótszej
$$b = a\sqrt{1-e^2}.$$

Sprawdźmy, ile wynosi średnia odległość Planeta–Słońce. Tu musimy zdecydować, jaka średnia nas interesuje: względem kąta, czy względem czasu. Te dwie wydają się jedynymi sensownymi, bo dostępnymi obserwacji. Obliczmy obie. Zacznijmy od średniej względem kąta:

$$\langle r \rangle_{\varphi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r(\varphi) d\varphi = \frac{p}{\sqrt{1-e^2}} = b.$$

Niedobrze – otrzymaliśmy długość krótszej półosi elipsy. Może lepiej nam pójdzie z uśrednieniem względem czasu? Musimy w tym celu zmienić zmienną całkowania i dodatkowo wyznaczyć okres obiegu. Bo poszukiwana średnia to:

$$\langle r \rangle_t = \frac{1}{T} \int_0^T r(t) dt.$$

W ostatniej całce musimy zmienić zmienną całkowania z t na φ . Skorzystamy z II prawa Keplera: w równych odcinkach czasu promień wodzący Planety zakreśla jednakowe pola. We współczesnym języku wzorów możemy II prawo zapisać tak:

$$\frac{1}{2} r^2 \frac{d\varphi}{dt} = C,$$

gdzie C jest pewną stałą. Teraz możemy napisać wynikający stąd wzór na pochodną promienia względem czasu:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{2C}{r^2}.$$

Tym samym czas T , w którym Planeta obiega Słońce, wynosi:

$$T = \int_0^T dt = \frac{1}{2C} \int_0^{2\pi} r^2 d\varphi,$$

a zatem, uśredniona względem czasu wartość promienia to:

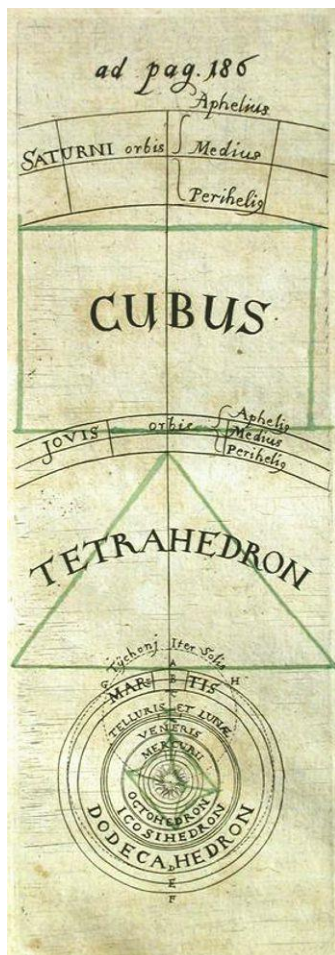
$$\langle r \rangle_t = \frac{1}{T} \int_0^{2\pi} \frac{r^3}{2C} d\varphi = \frac{\int_0^{2\pi} r^3 d\varphi}{\int_0^{2\pi} r^2 d\varphi}.$$

Po obliczeniu całek i skorzystaniu ze związku a z parametrem p dostajemy:

$$\langle r \rangle_t = a \left(1 + \frac{e^2}{2} \right).$$

Otrzymaliśmy dwie różne wartości średniej i obie różne od dłuższej półosi a : poprzednio mniejszą niż a , a teraz znowu większą niż a . To jak to w końcu jest z III prawem Keplera? Co właściwie stwierdził Kepler? Nie mógł przeprowadzić obliczeń podobnych do naszych, bo rachunek całkowy powstał dopiero kilkadziesiąt lat po jego śmierci. Niektóre fragmenty jego wywodów są dosyć bliskie wprowadzonym później pojęciom analizy – w swoich rozważaniach dzielił np. ruch planety na „dzienne odcinki” – pisał jednak bardzo zawile i badacze jego dzieł do dziś spierają się, czy poprawny wniosek nie był wynikiem popełnienia kompensujących się błędów [1]. Na szczęście ozdobił swoje wywody bardzo czytelnym rysunkiem, na którym łuk odpowiadający „średniemu promieniowi” wypada dokładnie w połowie odległości między łukiem w aphelium i w perihelium. Oznacza to, że średnia odległość Planeta–Słońce to według Keplera:

$$\langle r \rangle_{\text{Kepler}} = \frac{1}{2} (r_{\min} + r_{\max}) = a.$$



Geometryczna harmonia brył foremnych w *Harmonices Mundi* (1619)**

Nie mógł zresztą inaczej rozumieć średniej, bo samo pojęcie średniej funkcji ciągłej, jakim posługiwaliśmy się powyżej, pojawiło się dopiero wraz z rachunkiem całkowym. Dziś posługiwanie się tym pojęciem jest oczywiste. W wielu podręcznikach fizyki i astronomii nadal jednak można znaleźć „historyczne” sformułowanie III prawa Keplera, co prowadzi do pytania, od którego rozpoczął się ten artykuł. Jak się wydaje, wielu wykładowców mechaniki zaczyna od rozstrzygnięcia tej wątpliwości i z dumą dzieli się swym wyjaśnieniem z kolegami [2–5]. Podczas wykładów z fizyki trzy prawa Keplera pojawiają się jako elementy rozwiązania zagadnienia ruchu dwóch ciał o masach M i m przyciągających się (centralną) siłą malejącą z kwadratem odległości. Rozwiązanie pozwala powiązać wartość „stałej” w III prawie Keplera z wielkościami mas obu ciał:

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{G(M + m)}{4\pi^2}.$$

W tym miejscu dyskusję kończy zwykle krótka uwaga, że masa całego Układu Słonecznego jest bardzo nieznacznie większa od masy Słońca – oznaczonej w powyższym wzorze jako M , a dla każdej z planet jej masa m jest tak mała w porównaniu z M (dla najmasywniejszej z planet, Jowisza, $m/M < 0,001$), że można ją pominąć otrzymując III prawo Keplera. Sądzę, że warto poświęcić więcej czasu na refleksję, na ile rozwiązanie zagadnienia dwóch ciał „wyjaśnia”

prawa Keplera sformułowane wyłącznie na podstawie obserwacji. Poza ogromem masy Słońca obserwacyjne sformułowanie praw Keplera było możliwe także dzięki szczególnemu wzajemnemu położeniu planet – odległości każdej z nich od wszystkich pozostałych jest tak duża, że ich wzajemne przyciąganie powoduje bardzo niewielkie zaburzenia ich „keplerowskich” ruchów. Dążenie do wyjaśnienia obserwowanych niewielkich odchyłeń od praw Keplera przez

** Napisy pomiędzy trójkami łuków i nazwami planet odnoszą się do spekulacji Keplera o związku rozmiarów orbit z bryłami platońskimi (opublikował te spekulacje, no może hipotezy, w *Tajemnica Kosmosu* – jest tłumaczenie polskie).

ponad 200 lat stymulowało rozwój mechaniki, a po drodze umożliwiło odkrycie Neptuna i Plutona – planet znalezionych dokładnie w miejscach, w których obliczenia wskazywały na obecność ciał zaburzających ruchy znanych wcześniej planet Układu Słonecznego. Ale to już całkiem inna historia...

Literatura

- [1] E.J. Aiton, *Isis*, **60**, 75 (1969) i cytowana tam literatura.
- [2] R.A. Aziz, *American Journal of Physics*, **34**, 538 (1966).
- [3] J.E. Prussing, *American Journal of Physics*, **45**, 1216 (1977).
- [4] M. Bucher, D.P. Siemens, *American Journal of Physics*, **66**, 88 (1998).
- [5] M. Bucher, D. Elm, D.P. Siemens, *American Journal of Physics*, **66**, 929 (1998).



Numeryczny opis zjawiska zaniku

Jerzy Ginter
Wydział Fizyki UW

Postawienie problemu

W wielu zagadnieniach z różnych działów fizyki spotykamy się z następującym problemem: zmiany w czasie t pewnej wielkości W , są proporcjonalne ze znakiem minus do samej tej wielkości. Możemy to sformułować następująco – nie dbając na razie o precyzję. Przypuśćmy, że upłynął dostatecznie krótki przedział czasu Δt . Wielkość W zmieniła się o małe ΔW . Zapiszemy to:

$$\frac{\Delta W}{\Delta t} = -cW, \quad (1)$$

gdzie c jest stałą, charakterystyczną dla omawianego procesu.

Przypomnijmy kilka ogólnie znanych przykładów.

Przykład 1

Ruch ciała o masie m pod wpływem siły oporu, proporcjonalnej do prędkości v (rys. 1):

$$F = -bv, \quad (2)$$

gdzie b jest stałą. Równanie ruchu ma postać:

$$F = ma. \quad (3)$$

Przyspieszenie a to w przybliżeniu:

$$a = \frac{\Delta v}{\Delta t}. \quad (4)$$

Zbierając wzory (2)–(4) otrzymujemy:

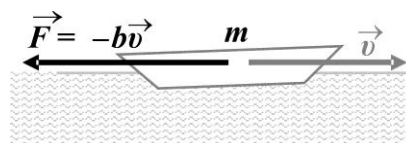
$$-bv = m \frac{\Delta v}{\Delta t}. \quad (5)$$

Dostaliśmy więc równanie o postaci 1:

$$\frac{\Delta v}{\Delta t} = -\frac{b}{m}v. \quad (6)$$

Przykład 2

Rozładowanie kondensatora o pojemności C przez opór R (rys. 2). Dla takiego obwodu napięcie na kondensatorze jest równe



Rys. 1. Siła oporu

$$V_C = \frac{Q}{C}; \quad (7)$$

gdzie Q oznacza ładunek. Napięcie to jest równe napięciu na oporze, czyli RI :

$$V_C = RI. \quad (8)$$

Przypomnijmy, że

$$I = -\frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (9)$$

Znak minus bierze się stąd, że natężenie prądu w obwodzie jest dodatnie, kiedy Q na kondensatorze maleje.

Z wzorów (7)–(9) wynika równanie:

$$\frac{Q}{C} = -R \frac{\Delta Q}{\Delta t}, \quad (10)$$

czyli

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\frac{1}{RC} Q. \quad (11)$$

Przykład 3

Rozpad promieniotwórczy. Prawdopodobieństwo rozpadu jądra nietrwałego pierwiastka jest stałe. Oznaczmy liczbę jąder symbolem N . W ciągu krótkiego czasu Δt liczba jąder zmienia się o

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t. \quad (12)$$

Wielkość λ nazywamy stałą rozpadu. Z (12) wynika

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -\lambda N. \quad (13)$$

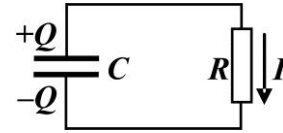
To tylko parę przykładów.

Dla rozpadu promieniotwórczego wprowadza się jeszcze jedną stałą charakterystyczną: okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$. Jest to czas, w którym liczba jąder N maleje dwukrotnie.

Rozwiązanie ściśle

Jeżeli znamy rachunek różniczkowy, rozumiemy następująco: przechodzimy we wzorze (1) do granicy dla $\Delta t \rightarrow 0$. Wtedy po lewej pojawi się pochodna $W(t)$, wzięta w chwili t , a po prawej samo $W(t)$, wzięte w chwili t :

$$\frac{dW(t)}{dt} = -aW(t) \quad (14)$$



Rys. 2. Obwód RC

Mamy więc do czynienia z równaniem różniczkowym, które omawia się w elementarnym kursie analizy matematycznej. Wiadomo, że rozwiązanie tego równania ma postać (co łatwo sprawdzić przez podstawienie):

$$W(t) = W_0 e^{-ct}, \quad (15)$$

gdzie W_0 określa początkową wartość wielkości W .

Możemy więc nazwać (14) **równaniem zaniku wykładniczego**.

Korzystając ze wzoru (15) można od razu obliczyć czas $T_{1/2}$, po którym wartość wielkości $W(t)$ maleje dwukrotnie:

$$\frac{W(T_{1/2})}{W_0} = -e^{-aT_{1/2}} = \frac{1}{2} = e^{-\ln 2} \quad (16)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{a} \approx \frac{0,69315}{a}. \quad (17)$$

Wrócimy do tej sprawy w końcowej części artykułu.

Opis numeryczny 1

Co jednak zrobić, jeżeli nasi uczniowie czy słuchacze nie znają analizy matematycznej? Wtedy problem można rozwiązać w sposób przybliżony, posługując się prostym rachunkiem numerycznym.

W opisie numerycznym rozumiemy następująco: przyjmujemy na osi czasu siatkę punktów t_n odległych o Δt . Oznacza to:

$$t_n = n\Delta t, \quad (18)$$

$$\Delta t = t_{n+1} - t_n. \quad (19)$$

Przedział czasu Δt powinien być dostatecznie krótki, aby w trakcie jego trwania nastąpiła mała zmiana wielkości W :

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n. \quad (20)$$

To wyrażenie podstawimy po lewej stronie wzoru (1).

Co jednak podstawić po stronie prawej? Najprościej powiedzieć: w czasie Δt wielkość W mało się zmienia. W miejsce W podstawmy więc jego wielkość z początku przedziału, czyli W_n . Dostaniemy wtedy równanie:

$$\frac{W_{n+1} - W_n}{\Delta t} = -cW_n. \quad (21)$$

Obliczmy stąd W_{n+1} :

$$W_{n+1} - W_n = -c\Delta t W_n \quad (22)$$

$$W_{n+1} = (1 - c\Delta t)W_n. \quad (23)$$

Wyrażenie to może być podstawą rachunku numerycznego:

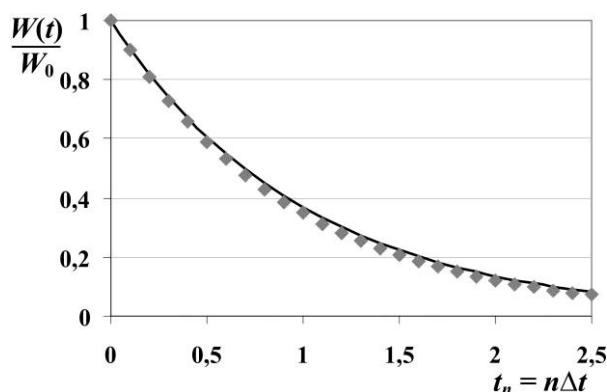
$$W_1 = (1 - c\Delta t)W_0 \quad (24)$$

$$W_2 = (1 - c\Delta t)W_1 = (1 - c\Delta t)(1 - c\Delta t)W_0 = W_2 = (1 - c\Delta t)^2 W_0 \quad (25)$$

.....

$$W_n = (1 - c\Delta t)^n W_0. \quad (26)$$

Wyniki obliczeń dla $c = 1$ i $\Delta t = 0,1$ przedstawiono na rys. 3. Nasze obliczenia numeryczne za pomocą programu Excel (*Rozpad*^{*}) dają spadek nieco zbyt szybki. Nie powinno nas to dziwić, bo we wzorze (21) wzięliśmy wielkość W_n z początku przedziału, czyli nieco za dużą.



Rys. 3. Wynik obliczeń numerycznych 1

Dyskusja

Przedyskutujmy uzyskany wynik.

- Po pierwsze – wykazaliśmy, że $W(t)$ jest zależnością **wykładniczą**. Jest to funkcja malejąca, bo dla małych wartości iloczynu $c\Delta t$ zawartość nawiasu we wzorze (26) jest liczbą dodatnią, mniejszą od jedności. Jest to wniosek jakościowy, zgodny ze wzorem (15).
- Możemy także zastanowić się, jak dobry jest ilościowy opis naszego problemu. Ścisłe wyrażenie (15) dla czasów $t_n = n\Delta t$ przyjmuje wartości:

$$W_n = W(t_n) = W_0 e^{-c(n\Delta t)} = W_0 (e^{-c\Delta t})^n. \quad (27)$$

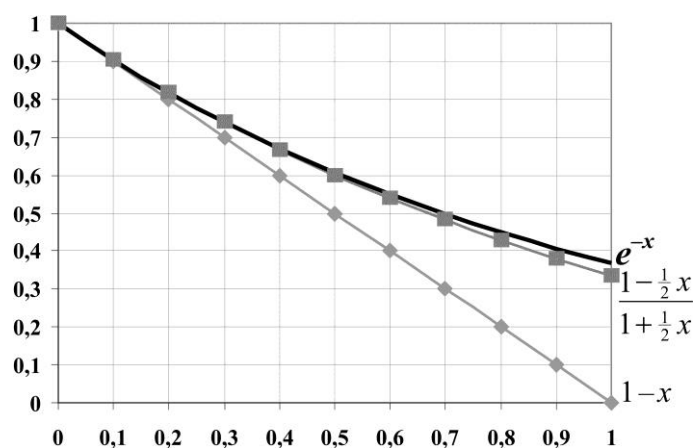
* W wersji internetowej.

Porównując wzory (26) i (27), możemy więc zapytać, kiedy $1 - c \Delta t$ dobrze przybliża ścisłą wartość $e^{-c\Delta t}$? Można to wywnioskować z poniższej tabeli i rys. 4. Przy okazji zauważmy, że rozkład funkcji e^{-x} na szereg Taylora ma postać

$$e^{-x} = 1 - x + \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{6} + \dots \quad (28)$$

Przybliżenia funkcji e^{-x}

x	$1 - x$	$\frac{1 - x/2}{1 + x/2}$	e^{-x}
0	1	1	1
0,1	0,9	0,90476	0,90484
0,2	0,8	0,81818	0,81873
0,3	0,7	0,73913	0,74082
0,4	0,6	0,66667	0,67032
0,5	0,5	0,6	0,60653
0,6	0,4	0,53846	0,54881
0,7	0,3	0,48148	0,49659
0,8	0,2	0,42857	0,44933
0,9	0,1	0,37931	0,40657
1	0	0,33333	0,36788



Rys. 4. Porównanie funkcji: e^{-x} , $\frac{1 - \frac{1}{2}x}{1 + \frac{1}{2}x}$ i $1 - x$

Zatem nasze obliczenia są równoważne przybliżeniu e^{-x} z dokładnością do pierwszego wyrazu rozwinięcia. Wynika stąd dalej, że jeżeli chce się uzyskać dobry opis ilościowy, należy tak dobrać Δt , aby $c\Delta t$ było małe.

Opis numeryczny 2

Znacznie lepszą dokładność obliczeń można uzyskać, jeżeli użyje się pewnego triku: za W po prawej stronie równania (1) wstawiamy średnią arytmetyczną W_n i w zasadzie jeszcze nieznaną W_{n+1} :

$$W \approx \frac{W_{n+1} + W_n}{2}. \quad (29)$$

Równanie (1) przybiera wtedy postać:

$$\frac{W_{n+1} - W_n}{\Delta t} = -c \frac{W_{n+1} + W_n}{2}. \quad (30)$$

Przekształćmy je:

$$W_{n+1} - W_n = -\frac{c\Delta t}{2} W_{n+1} - \frac{c\Delta t}{2} W_n \quad (31)$$

$$W_{n+1} \left(1 + \frac{1}{2}c\Delta t\right) = W_n \left(1 - \frac{1}{2}c\Delta t\right) \quad (32)$$

$$W_{n+1} = W_n \frac{1 - \frac{1}{2}c\Delta t}{1 + \frac{1}{2}c\Delta t}. \quad (33)$$

Rozumując podobnie jak w poprzednim paragrafie znajdziemy wyrażenie na W_n :

$$W_n = W_0 \left(\frac{1 - \frac{1}{2}c\Delta t}{1 + \frac{1}{2}c\Delta t} \right)^n. \quad (34)$$

Dyskusja

Przedyskutujmy uzyskany wynik.

- Po pierwsze – ponownie stwierdzamy, że $W(t)$ jest zależnością **wykładniczą**. Jest to funkcja malejąca, bo dla małych wartości iloczynu $c\Delta t$ wartość nawiasu we wzorze (34) jest liczbą dodatnią, mniejszą od jedności.
- Po drugie – stosując wzór (34) można łatwiej uzyskać dobry ilościowy opis zjawisk, niż za pomocą wzoru (26). Funkcja

$$f(x) = \frac{1 - \frac{1}{2}x}{1 + \frac{1}{2}x} \quad (35)$$

jest lepszym przybliżeniem e^{-x} niż $1 - x$. Przedstawia to tabela i rys. 4.

Przybliżenie to staje się zrozumiałe, jeżeli bierze się pod uwagę rozkłady funkcji na szeregi potęgowe:

$$e^{-x} = 1 - x + \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{6} + \dots \quad (36)$$

$$f(x) = \frac{1 - \frac{1}{2}x}{1 + \frac{1}{2}x} = 1 - x + \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{4} + \dots \quad (37)$$

Trzy pierwsze wyrazy szeregów są jednakowe, różnica pojawia się dopiero przy członie x^3 .

Przykład

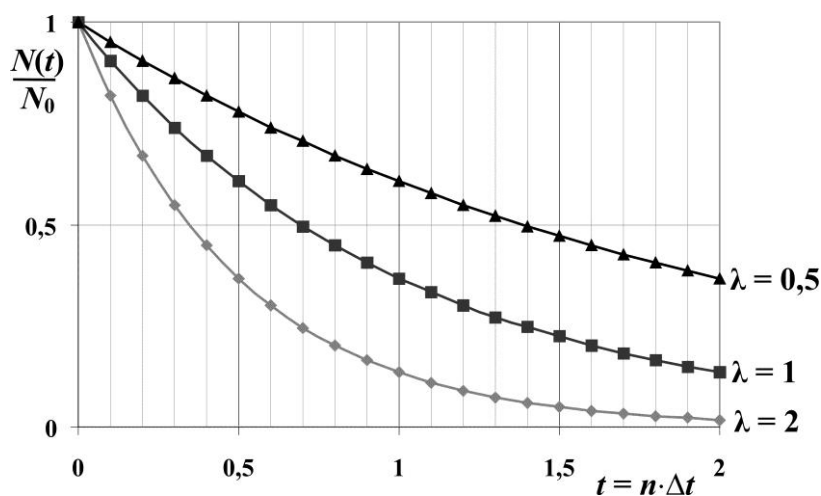
Zastosujmy powyższe rozważania do rozpadu promieniotwórczego, opisanego wzorem (5). Wzór (13) ma dla drugiego opisu numerycznego postać (zmodyfikowany wzór (30)):

$$\frac{N_{n+1} - N_n}{\Delta t} = -\lambda \frac{N_{n+1} + N_n}{2}. \quad (38)$$

Odpowiada mu rozwiązanie (wzór 36):

$$\frac{N_n}{N_0} = \left(\frac{1 - \frac{1}{2}\lambda\Delta t}{1 + \frac{1}{2}\lambda\Delta t} \right)^n. \quad (39)$$

Rysunek 5 przedstawia wyniki obliczeń dla dowolnie wybranego $\Delta t = 0,1$ s i trzech wartości stałej rozpadu λ równych 0,5, 1 i 2.



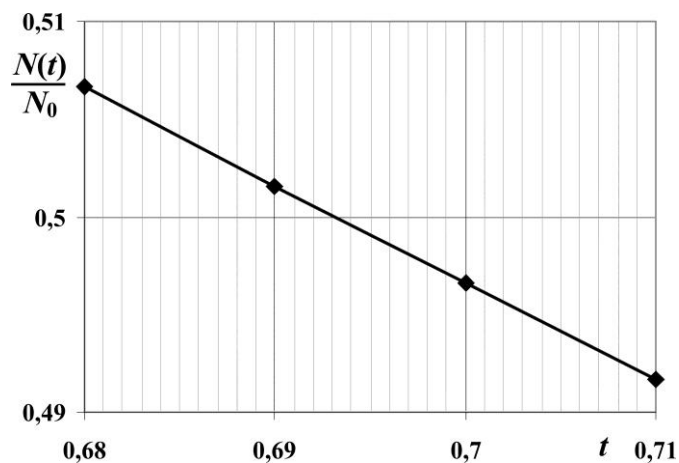
Rys. 5. Zależność liczby jąder od czasu dla trzech wartości stałej rozpadu λ

1. W fizyce jądrowej **okresem połowicznego zaniku** $T_{1/2}$ nazywamy czas, po którym liczba rozpadających się jąder N spada do połowy.
 - a. Zauważamy, że dla λ równych 0,5, 1 i 2 czasy połowicznego zaniku w przybliżeniu są równe odpowiednio 1,4 s; 0,7 s i 0,35 s. Obliczenia numeryczne zawarte są w excelowskim pliku *Rozpad*.

- b. Na tej podstawie wnioskujemy, że okres połowicznego zaniku jest odwrotnie proporcjonalny do stałej rozpadu λ . Zachodzi przybliżona zależność (porównaj wzór (17); c trzeba zmienić na λ):

$$T_{1/2} \approx \frac{0,7}{\lambda} \text{ s.} \quad (40)$$

2. Aby dokładniej wyznaczyć wartość licznika we wzorze (25) warto w obliczeniach dziesięciokrotnie zmniejszyć Δt – do 0,01 s – i sporządzić dla $\lambda = 1$ wykres zależności N/N_0 od czasu dla takich t , dla których N/N_0 jest bliskie 0,5. Przedstawia to rys. 6. Dla $\lambda = 1$ wartość $T_{1/2} \approx 0,693$ (porównaj wzór 7). Widać, że nasze proste obliczenia numeryczne pozwoliły uzyskać zupełnie dobrą dokładność ilościową.



Rys. 6. Dokładniejsze wyznaczanie okresu połowicznego zaniku

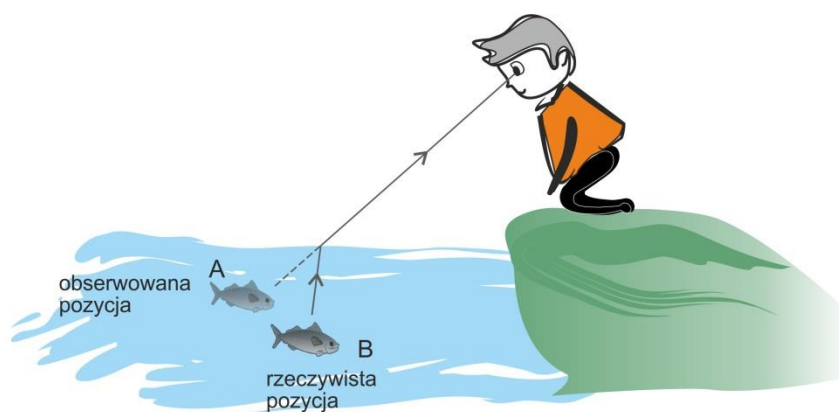


Gdzie widać rybę?

Marcin Braun

Autor podręczników szkolnych

Jednym z najbardziej znanych przykładów załamania światła jest fakt, że gdy znad wody patrzymy na przepływającą rybę, to zwykle widzimy ją nieco wyżej i dalej niż znajduje się ona w rzeczywistości (rys. 1).

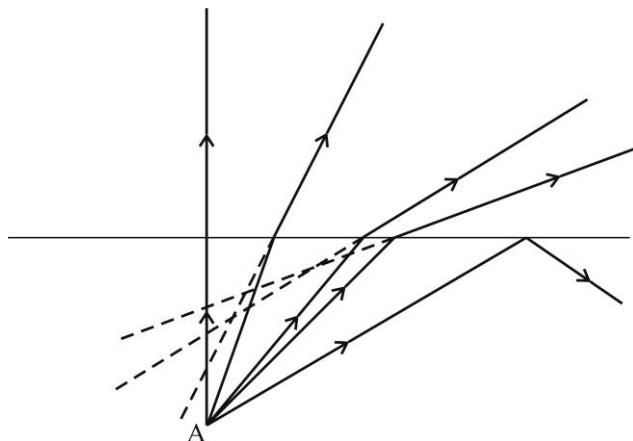


Rys. 1

Na hasło „ryba załamanie światła” Google wyświetla ponad 112 tysięcy stron, a po angielsku (*fish refraction*) jest ich ponad 400 tysięcy.

Czy jednak zwrócili Państwo uwagę, że tak dobrze zapowiadający się temat nie jest rozwijany w podręcznikach dla starszych uczniów? Tymczasem możliwość kontynuacji narzuca się właściwie sama. Przecież uczeń zakresu rozszerzonego może – a nawet powinien – zadać sobie pytanie, dlaczego właściwie twierdzimy, że ryba znajduje się pozornie w punkcie A, a nie w którymkolwiek z pozostałych punktów na przerywanej linii. W końcu „miejsce, gdzie coś widać, chociaż tam tego nie ma” zwykle nazywamy w optyce „obrazem pozornym”. Żeby takie miejsce znaleźć, kreślimy co najmniej **dwa** promienie i znajdujemy przecięcie ich przedłużeń. Uczniom powtarzamy, że wystarczą dwa, bo przedłużenia pozostałych i tak przetną się w tym samym miejscu.

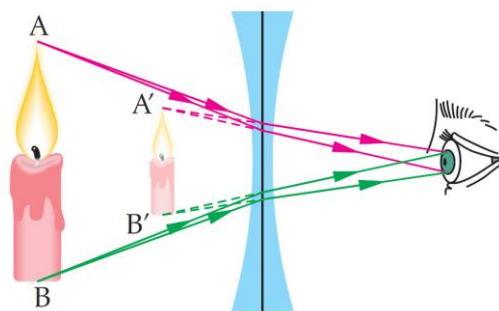
Tak jest w przypadku zwierciadła płaskiego, lupy i zawsze, gdy omawiamy obraz pozorny. Z rybą jednak, jak widzimy na rys. 2, nie jest już tak łatwo.



Rys. 2. Przedłużenia promieni wychodzących z punktu A nie przecinają się w jednym punkcie

Gdzie w takim razie widzimy rybę? I dlaczego w ogóle widzimy jej ostry obraz, skoro przedłużenia promieni nie przecinają się w jednym punkcie?

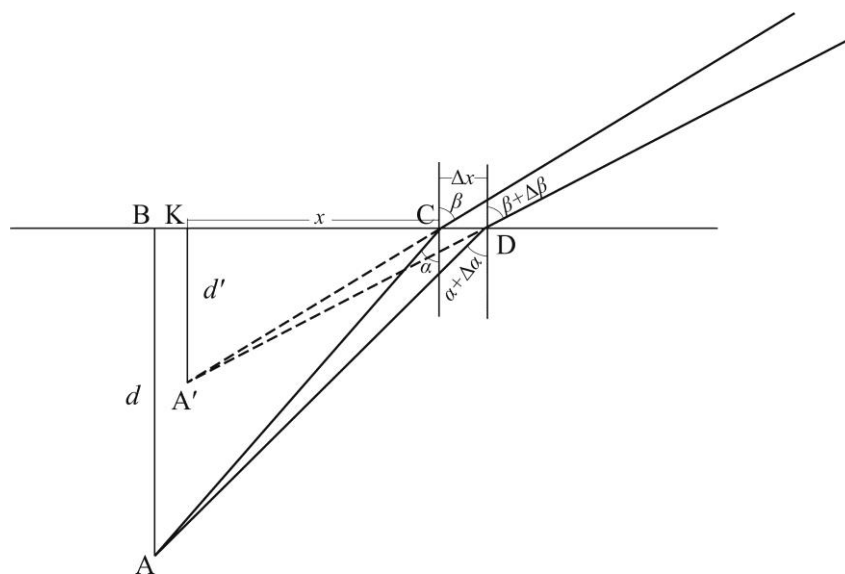
Aby odpowiedzieć na te pytania, musimy najpierw przypomnieć sobie, jaki sens ma w ogóle pojęcie obrazu pozornego. Otóż gdy przedłużenia promieni **wpadających do naszych oczu** przecinają się w jednym punkcie A' , to same promienie dochodzą do naszych oczu tak samo, jakby wychodziły z punktu A' (rys. 3). Nasz mózg przystosowany jest do – najczęstszej skądinąd – sytuacji, gdy promienie rozchodzą się po prostych, dlatego wydaje nam się, że przedmiot znajduje się w punkcie A' .



Rys. 3. Źródło: Marcin Braun, Weronika Śliwa, *To jest fizyka*, podręcznik dla gimnazjów, cz. 4, s. 34, Nowa Era, Warszawa 2011 (za zgodą wydawcy)

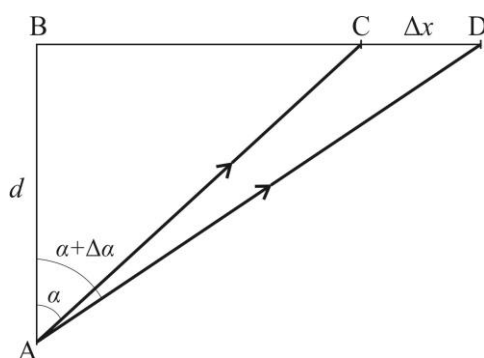
Jednak do naszych oczu nie wpadają promienie rozchodzące się na wszystkie strony, ale tylko te, które bieżą dostatecznie blisko siebie, tzn. kąt między nimi jest niewielki. Wystarczy więc zbadać, czy **dostatecznie bliskie** promienie pozornie rozbiegają się z jednego punktu.

Dwa takie promienie widzimy na rys. 4. Zbadamy położenie punktu A' . Jeśli okaże się, że dla dostatecznie bliskich promieni (to znaczy dla dostatecznie małego $\Delta\alpha$) nie zależy ono od $\Delta\alpha$, to będzie znaczyło, że wszystkie dostatecznie bliskie promienie przecinają się w tym punkcie.

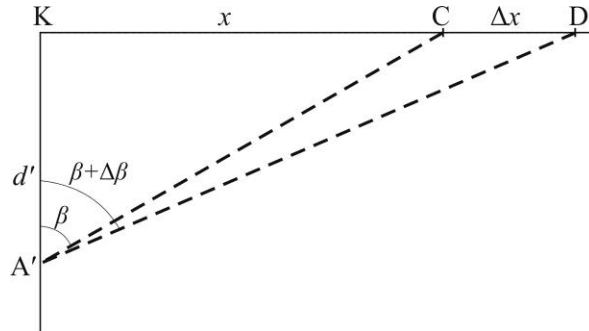


Rys. 4. Przedłużenia dwóch wybranych bliskich promieni wychodzących z punktu A przecinają się w punkcie A'

Dla przejrzystości narysujmy osobno promienie biegnące od punktu A do powierzchni wody (rys. 5), a osobno przedłużenia promieni załamanych (rys. 6).



Rys. 5. Fragment rys. 4: promienie biegnące z punktu A do powierzchni wody



Rys. 6. Fragment rys. 4: przedłużenia promieni załamanych

Analizując rys. 5, otrzymujemy:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{BC}{d}$$

$$\operatorname{tg} (\alpha + \Delta \alpha) = \frac{BC + \Delta x}{d},$$

a stąd

$$\Delta x = d(\operatorname{tg}(\alpha + \Delta \alpha) - \operatorname{tg} \alpha).$$

Natomiast z rys. 6 wynika:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{x}{d'}$$

$$\operatorname{tg}(\beta + \Delta \beta) = \frac{x + \Delta x}{d'}.$$

Stąd:

$$\Delta x = d'(\operatorname{tg}(\beta + \Delta \beta) - \operatorname{tg} \beta).$$

Porównując oba wzory na Δx , po przekształceniach dostajemy

$$d' = d \frac{\operatorname{tg}(\alpha + \Delta \alpha) - \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg}(\beta + \Delta \beta) - \operatorname{tg} \beta}.$$

Przy małym $\Delta \alpha$ i $\Delta \beta$ możemy zapisać to wyrażenie za pomocą pochodnych

$$d' = d \frac{\operatorname{tg}' \alpha \cdot \Delta \alpha}{\operatorname{tg}' \beta \cdot \Delta \beta}. \quad (*)$$

Skorzystajmy teraz z prawa Snelliusa

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = n = \frac{\sin(\beta + \Delta \beta)}{\sin(\alpha + \Delta \alpha)}.$$

Wobec tego

$$\sin \alpha \sin (\beta + \Delta \beta) = \sin \beta \sin (\alpha + \Delta \alpha)$$

$$\sin \alpha (\sin \beta \cos \Delta \beta + \cos \beta \sin \Delta \beta) = \sin \beta (\sin \alpha \cos \Delta \alpha + \cos \alpha \sin \Delta \alpha).$$

Ponieważ kąty $\Delta \alpha$ i $\Delta \beta$ są małe, można przyjąć, że cosinusy tych kątów są równe 1. Pozwala to uprościć wzór do postaci:

$$\sin \alpha (\sin \beta + \cos \beta \sin \Delta \beta) = \sin \beta (\sin \alpha + \cos \alpha \sin \Delta \alpha).$$

Po wymnożeniu i uproszczeniu:

$$\sin \alpha \cos \beta \sin \Delta \beta = \sin \beta \cos \alpha \sin \Delta \alpha,$$

czyli

$$\frac{\sin \Delta \alpha}{\sin \Delta \beta} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta},$$

a ponieważ dla małych kątów sinus jest w dobrym przybliżeniu równy mierze kąta, możemy przyjąć

$$\frac{\Delta \alpha}{\Delta \beta} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta}.$$

Po porównaniu z wzorem (*) dostajemy:

$$d' = d \frac{\operatorname{tg}' \alpha}{\operatorname{tg}' \beta} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta}.$$

Wynika stąd, że gdy $\Delta \alpha$ dąży do zera, d' dąży do pewnej skończonej wielkości (przejście graniczne ukryte zostało we wcześniejszych przybliżeniach). Również x dąży do skończonej wielkości, bo $x = d' \operatorname{tg} \beta$.

Tak więc choć nie wszystkie przedłużenia promieni wychodzących z danego punktu ryby przecinają się w jednym punkcie, dzieje się tak dla **wszystkich promieni w słabo rozbieżnej wiązce**. W punkcie przecięcia ich przedłużeń widać rybę z **danego punktu nad wodą**. Jednak z innych miejsc widać ją gdzie indziej. Pewnie dlatego obserwowanego położenia ryby nie nazywa się obrazem pozornym. Słowa „obraz” używamy wtedy, gdy jego położenie nie zależy od tego, skąd patrzymy.

Im dalej, tym płycej

Zobaczmy, co się dzieje, gdy oddalamy się od ryby, to znaczy, gdy kąt α rośnie. Nie może on oczywiście rosnąć w nieskończoność, ale tylko do wartości kąta granicznego. Wzór na d' możemy przekształcić do postaci:

$$d' = d \frac{\frac{1}{\cos^2 \alpha} \cdot \frac{\sin \alpha \cos^3 \beta}{\sin \beta \cos^3 \alpha}}{\frac{1}{\cos^2 \beta}} = d \frac{\sin \alpha \cos^3 \beta}{\sin \beta \cos^3 \alpha} = d \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \left(\frac{1 - \sin^2 \beta}{1 - \sin^2 \alpha} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{d}{n} \left(\frac{1 - n^2 \sin^2 \alpha}{1 - \sin^2 \alpha} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Wówczas zobaczymy, że jeśli α dąży do kąta granicznego, czyli jeśli $\sin \alpha \rightarrow \frac{1}{n}$, to $d' \rightarrow 0$, czyli ryba znajduje się pozornie na coraz mniejszej głębokości.

Dla uczniów? To zależy

Kiedy zaczynałem wykonywać te obliczenia, sądziłem, że będę je mógł wykorzystać w podręczniku dla zakresu rozszerzonego. Po godzinie pracy – że przydadzą się w zadaniu z gwiazdką. Jednak i ten poziom trudności szybko trzeba było przekroczyć. Teraz sądzę, że problem ryby w wodzie stanowi dobry przykład tego zapasu umiejętności, którym nauczyciel powinien górować nad swoimi uczniami. Dlatego właśnie napisałem o nim w czasopiśmie skierowanym przede wszystkim dla nauczycieli.

Sądzę też, że przynajmniej niektórzy z Państwa mogą polecić zbadanie tego problemu swoim uczniom, choćby tylko w jakiejś części. Od naszych rozważań z pochodnymi i tożsamościami trygonometrycznymi łatwiejsze jest zastosowanie obliczeń numerycznych. [Arkusz kalkulacyjny](#)* obliczy nam dla danego α i $\Delta\alpha$ wszystkie interesujące wielkości po kolei. Zamiast obliczać granicę, sprawdzamy po prostu, jak zmienia się d' przy coraz mniejszych wartościach $\Delta\alpha$ i jak małe $\Delta\alpha$ można przyjąć, aby dalsze zmniejszanie nie powodowało zauważalnych zmian d' . Wówczas można sprawdzić, co się dzieje przy rosnącym α . Wynik wychodzi taki sam, jak metodą analityczną.

Marcin Braun jest współautorem podręczników do przyrody dla szkoły podstawowej (*Na tropach przyrody*) oraz fizyki dla gimnazjum (*To jest fizyka*) i szkoły ponadgimnazjalnej (*Odkryć fizykę, Zrozumieć fizykę*).

* W wersji internetowej *Fotonu*.



O życiu i pracy Józefa Marcinkiewicza

Roman Sznajder

Department of Mathematics, Bowie State University, USA

rsznajder@bowiestate.edu

Józef Marcinkiewicz był matematykiem o fenomenalnym talencie, jednym z najwybitniejszych, jakich wydała Polska. Wpływ jego działalności naukowej na rozwój matematyki, a przede wszystkim szeroko pojętej analizy matematycznej, jest trudny do przecenienia. W ciągu swojego bardzo krótkiego życia (w chwili śmierci miał 30 lat), a właściwie w ciągu zaledwie 6 lat pracy naukowej, włączając roczną przerwę na służbę wojskową po ukończeniu studiów, napisał lub był współautorem 55 artykułów naukowych, które pozostawiły trwałe ślady w matematyce.



Urodził się 12 kwietnia 1910 roku w Cimoszce koło Janowa, w powiecie solskim (dzisiejsze województwo podlaskie) w dość zamożnej rodzinie chłopskiej Klemensa Marcinkiewicza i Aleksandry *de domo* Chodakiewicz. Miał czworo rodzeństwa, najstarszą siostrę Stanisławę, dwóch starszych braci, Mieczysława i Edwarda oraz młodszego Kazimierza. Wojenne losy tej rodziny były nader tragiczne. Oboje rodzice zmarli z głodu w 1941 roku, pół roku po wywiezieniu ich przez okupanta sowieckiego do Buchary w Kazachstanie. Najmłodszy z braci Kazimierz został zastrzelony przez UB w 1946 roku „za próbę ucieczki z więzienia”, a Józef został zamordowany w 1940 roku w Charkowie; jego nazwisko figuruje na liście katyńskiej [2].



Jako dziecko Marcinkiewicz był dość chorowity, więc początkowo kształcił się w domu rodzinnym. Następnie uczęszczał do Gimnazjum Państwowego im. Króla Zygmunta Augusta w Białymstoku, które ukończył w roku 1930. Dwaj nauczyciele matematyki w tej szkole wywarli znaczący wpływ na ukierunkowanie zainteresowań młodego

Józefa. Pierwszym z nich był Zenon Krassowski, który udostępnił mu domową bibliotekę matematyczną i z którego synem Marcinkiewicz się przyjaźnił. Drugi, Konstanty Kosiński, człowiek o szerokich horyzontach, społecznik i dziennikarz, dość szybko poznał się na talencie swego ucznia.

Następne trzy lata po maturze Marcinkiewicz spędził jako student Uniwersytetu im. Stefana Batorego w Wilnie. Miał ogromne szczęście być pod opieką wspaniałych ludzi i wybitnych naukowców, profesorów Stefana Kempistego, Juliusza Rudnickiego, a przede wszystkim Antoniego Zygmunda, który był jego opiekunem, przewodnikiem i nauczycielem.



Już jako student drugiego roku, Marcinkiewicz uzyskał zezwolenie swojego mentora na uczęszczanie na jego wykład *Wstęp do teorii całki Lebesgue'a*. Poprzedzał on inny wykład Zygmunda o szeregach ortogonalnych. Po zaledwie trzech latach studiów, Marcinkiewicz uzyskał stopień magistra filozofii w zakresie matematyki. W czasach studenckich brał bardzo aktywny udział w działalności Koła Matematyczno-Fizycznego, któremu przewodniczył w roku akademickim 1932/33. Do jego bliskich kolegów i przyjaciół należeli: Stanisław Kolankowski (fizyk), Wanda Onoszko, Danuta Grzesikowska-Sadowska oraz Leon Jeśmianowicz, późniejszy profesor matematyki Uniwersytetu im. M. Kopernika w Toruniu [4]. Praca magisterska Marcinkiewicza zawierała oryginalne wyniki dotyczące interpolacji wielomianami trygonometrycznymi. Udowodnił on m.in. twierdzenie o istnieniu ciągłej funkcji okresowej, której ciąg trygonometrycznych wielomianów interpolacyjnych odpowiadających równo rozłożonym węzłom jest rozbieżny prawie wszędzie. Rozszerzona wersja tej pracy stanowiła podstawę jego doktoratu.

W latach 1933–1935 Marcinkiewicz był asystentem w katedrze prof. Zygmunda. Tuż po ukończeniu studiów Powiatowa Komisja Uzupelnień w Wilnie wcieliła go do 1 Pułku Piechoty Legionów, a w kwietniu 1934 roku ukończył on Dywizyjny Kurs Podchorążych Rezerwy z wynikiem celującym i awansem na plutonowego podchorążego z cenzusem. Wśród opinii przełożonych były następujące: *Charakter wyrobiony, indywidualność wybitna. Bardzo energiczny i pełen inicjatywy. Poczucie honoru i ambicja bardzo duża. Jest bardzo obowiązkowy i pracowity. Stosunek do służby wojskowej na tle honoru i ambicji. Jest zdyscyplinowany. Chętnie ulega władzy, lecz o dużym autorytecie. Towarzysko wyrobiony bardzo dobrze. Dowodzi z łatwością (...)* [1]. Jako asystent, Marcinkiewicz prowadził ćwiczenia z analizy matematycznej i był postrachem

studentów. Sam będąc wzorem ogromnej pracowitości, nie tolerował lekceważenia obowiązków, ani innej formy nierzetelności. Znany był z niewyparzonego języka i złośliwej ironii.

W 1935 roku Marcinkiewicz ukończył i obronił swoją rozprawę doktorską. Oto wypowiedź prof. Zygmunta: (...) *współpracowaliśmy naukowo, napisaliśmy szereg wspólnych prac, lecz jego rozwój naukowy był tak szybki, a oryginalność pomysłów tak wielka, że w niektórych działach mej własnej specjalności mogę się uważać za jego ucznia i kontynuatora. Już pierwsze wyniki otrzymane przez Marcinkiewicza były poważne i zwróciły uwagę specjalistów naukowych w kraju i za granicą* [6]. Po otrzymaniu stopnia doktora przez Marcinkiewicza rozpoczął się okres intensywnej współpracy obu uczonych, która trwała nieprzerwanie do wybuchu II wojny światowej. Opublikowali łącznie 15 wspólnych prac. Innymi współautorami publikacji byli matematycy tej miary co Bergman, Jessen, Kaczmarz i Salem.

Na rok akademicki 1935/36 Józef Marcinkiewicz otrzymał stypendium z Narodowego Funduszu Kultury i okres ten spędził we Lwowie, gdzie współpracował z J. Schauderem oraz S. Kaczmarzem. Klasyczne twierdzenie Marcinkiewicza o mnożnikach było późniejszym owocem jego wielu dyskusji z Schauderem, a zainteresowania ogólnymi szeregami ortogonalnymi zostały zaszczerpione przez Kaczmarza, który właśnie wspólnie z H. Steinhausem wydał monografię na ten temat. W czasie pobytu we Lwowie, Marcinkiewicz umieścił w słynnej *Księdze Szkołkiej* (pod numerem 124) problem dotyczący jednoznaczności rozwiązania pewnego równania funkcyjnego.

Jesienią 1936 roku, po powrocie ze Lwowa, Marcinkiewicz zostaje starszym asystentem. W następnym roku przedstawia swoją habilitację, *O sumowaniu szeregów ortogonalnych*, i wkrótce otrzymuje stanowisko docenta. Oferty płatnego, pełnoetatowego zatrudnienia na uczelni trafiały się dość rzadko, głównie z powodu małej liczby etatów akademickich w kraju, gdzie funkcjonowało pięć uniwersytetów i kilka uczelni technicznych. Stanowisko docenta było przepustką do stabilizacji życiowej i możliwości zapewnienia godziwego życia rodzinie. Wielu matematyków z habilitacją musiało zadowolić się tytułem tzw. prywatnego docenta, który nie był na etacie, ale miał prawo wykładania.

W ogólnym zarysie zainteresowania matematyczne Marcinkiewicza dotyczyły kilku ważnych działów analizy, a mianowicie: funkcji rzeczywistych i zespolonych, szeregów trygonometrycznych i ogólnie szeregów ortogonalnych, interpolacji wielomianami trygonometrycznymi, interpolacji operatorów, rachunku prawdopodobieństwa oraz szeregów funkcyjnych z uwzględnieniem szeregów losowych. Wiele pojęć wprowadzonych przez Marcinkiewicza znalazło trwałe miejsce w literaturze przedmiotu, a zwłaszcza:

- twierdzenie Marcinkiewicza o interpolacji operatorów,
- funkcja Marcinkiewicza (bardzo ważne narzędzie w późniejszym rozwoju całek singularnych),

- twierdzenie Marcinkiewicza-Grünwalda o interpolacji wielomianowej,
- twierdzenie Marcinkiewicza o mnożnikach,
- L^p -nierówności Marcinkiewicza-Zygmunda,
- twierdzenie Marcinkiewicza o funkcjach charakterystycznych,
- przestrzenie Marcinkiewicza (używane w teorii interpolacji operatorów),
- prawo wielkich liczb Marcinkiewicza-Zygmunda,
- twierdzenie Jessena-Marcinkiewicza-Zygmunda o silnym różniczkowaniu.

Nie ma miejsca w tej krótkiej nocy nawet na ogólne omówienie wyżej wymienionych pojęć. Najbardziej miarodajnym źródłem jest oczywiście tom z dziełami zebranymi [6], z obszerną przedmową A. Zygmunda. W swojej monografii *Trigonometrical Series* wydanej w 1935 roku, Zygmund cytuje dwie prace Marcinkiewicza – całkiem niezłe osiągnięcie jak na 25-letniego badacza. W swoim obszernym opracowaniu [5] L. Maligranda wyczerpująco omawia wyniki Marcinkiewicza i ich wpływ na obecny stan wiedzy w dziedzinie analizy matematycznej. Pojawiły się również opracowania zagraniczne, np. [3]. Należy podkreślić, że tematyka, którą uprawiał Marcinkiewicz była na ówczesne czasy bardzo nowoczesna, z dużym potencjałem rozwojowym i mnogością stawianych problemów. Metodologia Marcinkiewicza była głęboka, nowatorska i na wskroś oryginalna.

Wczesną jesienią 1938 roku, Marcinkiewicz ponownie został stypendystą Narodowego Funduszu Kultury i udał się za granicę – przebywał w Paryżu (październik 1938 – marzec 1939), następnie w Sztokholmie i Londynie (kwiecień – sierpień 1939). W czerwcu 1939 roku Uniwersytet Poznański im. A. Mickiewicza zaproponował Marcinkiewiczowi stanowisko profesora. Niestety, z powodu wybuchu wojny nigdy nie objął on katedry.

W 2002 roku prof. Irena Sławińska ujawniła również osobisty wątek z życia J. Marcinkiewicza. W rozmowie z L. Maligrandą ([5], s. 144) wyznała, że gdy w 1938 roku przebywała na stypendium w Paryżu, przyjaźniła się z Marcinkiewiczem, a nawet planowali zawrzeć związek małżeński. Wspominała, że *Marcinkiewicz potrafił wyjść w środku seansu filmowego mówiąc, że nie ma czasu na zabawę albo, że jest to strata czasu na taki zły film*. Od 1949 roku pracowała na KULu w Lublinie. Profesor Sławińska nigdy nie wyszła za mąż, a w jej mieszkaniu wisiał portret J. Marcinkiewicza w mundurze wojskowym pędzla Stanisława Kolankowskiego.

W sierpniu 1939 roku było już jasne, że konflikt zbrojny z III Rzeszą jest nieunikniony. Marcinkiewicz wraca do Wilna i jako oficer rezerwy w stopniu podporucznika melduje się w drugim batalionie 205 pułku piechoty. Drugi batalion był pierwszym oddziałem armii polskiej, który dotarł do Lwowa. Było to 12 września. Walki przeciwko wojskom hitlerowskim trwały dziewięć dni. W nocy z 20 na 21 września Niemcy wycofali się, a na ich miejsce weszły oddziały Armii Radzieckiej i miasto poddało się agresorowi sowieckiemu. 25 września, Marcinkiewicz jako jeniec wojenny wraz z tysiącami towarzyszy

broni wywieziony został do obozu internowania w Starobielsku (z numerem rejestracyjnym 2160 według dokumentów sowieckich). Został stracony w kwietniu 1940, prawdopodobnie w Charkowie, ale egzekucja mogła mieć miejsce w Starobielsku, Kozielsku lub Katyniu. Z relacji jego przyjaciela S. Kolankowskiego wynika, że Marcinkiewicz miał realne szanse ucieczki z transportu, ale nie skorzystał z tej okazji.

Ze skąpej korespondencji z obozu do rodziny wynika, że Marcinkiewicz prosił o przysłanie niektórych swoich książek oraz odpisu dyplomu doktorskiego. Sowietom musieli się zorientować jak cenniego mają więźnia i prawdopodobnie zaofiarowali mu formę współpracy, którą Marcinkiewicz ostatecznie odrzucił, nawet za cenę własnego życia. Jak powiedziała jego siostra Stanisława Lewicka: *Miał on patriotyzm rodzinny we krwi, wnuk i prawnuk powstańców, podzielił z nimi tragiczny los i jako przedstawiciel swojego pokolenia, zginął w Katyniu.*

Profesor A. Zygmund napisał: *Pomimo krótkiego okresu swojej działalności matematycznej zostawił on trwałą ślad na Matematyce i gdyby nie jego przedwczesna śmierć, zostałby jednym z najwybitniejszych współczesnych matematyków. Biorąc pod uwagę to, czego dokonał w swoim krótkim życiu i czego mógł dokonać w normalnych warunkach, jego wczesna śmierć była ogromnym ciosem w Polską Matematykę i prawdopodobnie najcięższą indywidualną stratą w czasie II wojny światowej.*

Od 1957 roku organizowany jest konkurs im. J. Marcinkiewicza na najlepszą pracę studencką. Wielu obecnych matematyków polskich zostało laureatami tego konkursu.

Józef Marcinkiewicz jest jednym z wielu tragicznych przykładów, iż Polska w czasie wojny strzelała do wroga brylantami. Jego imię trwale zapisało się w historii matematyki światowej, a jego idee wciąż stymulują rozwój współczesnej analizy matematycznej.

Literatura

- [1] M. Bielski, *Józef Marcinkiewicz-ślądami życia*. Rozdział książki, *Józef Marcinkiewicz. Genialny Matematyk – Męczennik Katynia*, pod redakcją Janiny Marczak-Kozłowskiej i Emilii Jakimowicz, Wyd. BUK, Białystok 2011.
- [2] S. Domoradzki, Z. Pawlikowska-Brożek, *Uniwersytet Wileński*, Roczniki PTM, Seria II, Wiadomości Matematyczne XXXV (1999), 125–139.
- [3] S. Igari, *Legacy of Józef Marcinkiewicz to Real Analysis in the 20th Century*, Amer. Math. Soc. Transl. vol. 228, 2008, 53–61.
- [4] L. Jeśmianowicz, *Wspomnienia matematyków wileńskich*, Roczniki PTM, Seria II, Wiadomości Matematyczne XII (1971), 309–319.
- [5] L. Maligranda, *Józef Marcinkiewicz (1910–1940) – on the centenary of his birth*. W tomie: *Marcinkiewicz Centenary Volume*, Banach Center Publications, vol. 95, Instytut Matematyczny Polskiej Akademii Nauk, Warszawa 2011, 133–234.
- [6] A. Zygmund, *Józef Marcinkiewicz*. W tomie: *Józef Marcinkiewicz, Collected Papers*, PWN Warszawa 1964, 1–33.



Nagrody PTF w 2014 roku

W 2014 roku Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało następujące nagrody i wyróżnienia:

1. Nagrodę naukową PTF im. Wojciecha Rubinowicza otrzymał **dr hab. Bartłomiej Dybiec** (<http://th-www.if.uj.edu.pl/zfs/bartek/>) z Instytutu Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego Uniwersytetu Jagiellońskiego za *nowatorskie wyniki badań w obszarze nierównowagowej fizyki statystycznej*, zaś **prof. dr hab. inż. Sławomir Maksymilian Kaczmarek** otrzymał wyróżnienie za *badania o dużym potencjale innowacyjnym nowych materiałów dla potrzeb optoelektroniki*.
 
2. Nagrodę PTF za rozprawę doktorską pt. *Electronic structure of artificial atoms and molecules: spin-orbit coupling effects* otrzymał **dr Michał Nowak** z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie.
3. Nagrodę PTF I stopnia im. Arkadiusza Piekary otrzymał **mgr Paweł Leon Swaczyna** z Uniwersytetu Warszawskiego za pracę magisterską wykonaną pod kierunkiem prof. dr hab. Marii Krawczyk, zatytułowaną *Efekty ciemnej materii w Inert Doublet Model w świetle najnowszych danych LHC*. Wyróżnienie otrzymał **mgr inż. Krzysztof Kolasiński** z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie za pracę *Modelowanie doświadczenia mapowania lokalnej gęstości stanów techniką sondy skaningowej dla półprzewodnikowych otwartych kropek kwantowych*, wykonaną pod opieką dr hab. inż. Bartłomieja Szafrana, profesora AGH.
4. Nagrodę za artykuł popularnonaukowy pt. *Wszechświat w łazience*, opublikowany w czasopiśmie „Delta” nr 1/2013, otrzymał **dr Krzysztof Turzyński**.
5. Nagrodę PTF za popularyzację fizyki i medal im. Krzysztofa Ernsta otrzymał **mgr inż. Paweł Janowski**, za *indywidualną, niezwykle intensywną i bardzo różnorodną działalność popularyzatorską*.

6. Nagrodę PTF I stopnia im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli i Medal im. Grzegorza Białkowskiego otrzymała **dr Elżbieta Zawistowska** z XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie.
- Nagrodę II stopnia dla Wyróżniających się Nauczycieli otrzymała **mgr Małgorzata Ołędzka** z Zespołu Szkół Ponadgimnazjalnych nr 1 im. KEN w Białymstoku.
- Nagrodę PTF III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymały *ex aequo* **mgr Dorota Matuszczak** z LO im. Armii Krajowej w Białobrzegach i **mgr Danuta Hewelt** z Zespołu Szkół Ogólnokształcących nr 10 w Poznaniu.
- Kapituła Nagród dla Nauczycieli w 2014 r. przyznała również dwa wyróżnienia: dla **mgr Natalii Buczak** z ZSO nr 5 i Dwujęzycznego Gimnazjum nr 26 we Wrocławiu oraz dla **mgr Pawła Grzyła** z Gimnazjum w Lubnie.
7. Zarząd Główny PTF podjął decyzję o uhonorowaniu **Centrum Nauki Kopernik** w Warszawie Nagrodą Specjalną Polskiego Towarzystwa Fizycznego za popularyzację fizyki w latach 2010–2014.



Dr Elżbieta Zawistowska, nauczycielka fizyki w XIV LO im. Stanisława Staszica w Warszawie, której 17 uczniów było finalistami Olimpiady Fizycznej w ciągu ostatnich trzech lat (w tym 11 laureatów), odbiera medal im. Grzegorza Białkowskiego z rąk pani prezes prof. dr hab. Katarzyna Chałasińska-Macukow, obok której stoi dr Dobromiła Szczepaniak, Przewodnicząca Kapituły Nagród dla Nauczycieli

Mgr inż. Paweł Janowski organizował i prowadził imprezy popularyzujące fizykę, wygłaszał wykłady popularne na zaproszenie różnych instytucji oraz autorskie doświadczenia pokazowe zjawisk fizycznych. Jest administratorem największego polskiego forum poświęconego fizyce (Ars Physica. Fizyka dla każdego), posiada również uprawnienia autora polskiej Wikipedii





FELIETON

Nocne rozmyślenia fizyka szkolnego –

Szkolna niedola pojęcia pola

Ludwik Lehman

II LO im. M. Kopernika w Głogowie

„Niejasna gra w monopole” (125 numer *Fotonu*) wywołała sporą dyskusję. Cóż, bardzo dobrze! W numerze 126 pan Marcin Braun dorzucił parę cennych uwag. Między innymi zwrócił uwagę, że „znaczna część literatury” określa biegun magnetyczny nie jako punkt, lecz jako pewien obszar. Chodzi o odróżnienie bieguna (obszar) od monopola magnetycznego (punkt). Mam wrażenie, że Marcin Braun ma na półce po prostu nowsze wydania. Na przykład tezę o „niepunktowości” bieguna podpira cytatem z klasycznego podręcznika Hallidaya i Resnicka, a ściślej mówiąc z wydania z roku 2003. W moim skromnym 2-tomowym wydaniu z roku 1984 można przeczytać np., że „odosobnione bieguny magnetyczne zwane zazwyczaj *magnetycznymi monopolami* (...) w przyrodzie nie istnieją” (tom drugi, strona 284). W „Słowniku Fizycznym Wiedzy Powszechnej” z roku 1992 czytamy, że „do opisu magnesu używa się umownie pojęcia biegunów magnetycznych, jako punktów, w których skupiają się linie wytwarzanego przez magnes pola”.

Chyba jest tak, że przez dwieście lat fizycy definiowali bieguny jako punkty. Dopiero ostatnio zaczęła ich razić sztuczność tego pojęcia i próbują je ratować rozciągając bieguny przestrzennie. Może to krok w dobrą stronę, ale jakoś nie napawa mnie specjalnym entuzjazmem. No i też sprawia kłopoty. Wszak każde dziecko powinno wiedzieć, że ziemskie bieguny magnetyczne są zaznaczone na mapie jako **punkty**. Być może, jeśli **musimy** wprowadzać bieguny, to lepiej w sposób „rozmyty” i podkreślający umowność tego pojęcia. Jednak czy naprawdę **musimy**?

Zwróćmy uwagę, że wszystkie cytowane przez Marcina Brauna „rozmyte” definicje bieguna korzystały z pojęcia **pola magnetycznego**. Wprowadzanie biegunów bez pojęcia pola magnetycznego jest niczym nieuzasadnione. Jednak gdy wprowadzamy pole magnetyczne, to bieguny nie są wcale potrzebne! To wskazuje na fundamentalny charakter pojęcia **pola** w ogóle. Tymczasem obowiązująca od niedawna podstawa programowa wykazuje w tym względzie lekką schizofrenię. Mamy w niej jasne stwierdzenie, że „nie wymaga się wprowadzania pojęcia pola elektrycznego, magnetycznego i grawitacyjnego..”. Zgodnie z tym wyznaniem autorzy podstawy zaczynają działa „magnetyzm” nieszczerym wymaganiami: „uczeń nazywa bieguny magnetyczne magnesów trwałych i opisuje charakter oddziaływania między nimi”. Jak słusznie zwrócił uwagę

Marcin Braun, to zdanie sugeruje rzeczywiste istnienie biegunów, bo wszak ze sobą oddziałują! Jednak już jedno z następnym wymagań wprawia w zdziwienie: „uczeń opisuje działanie przewodnika z prądem na igłę magnetyczną”. Jak uczeń – a przede wszystkim nauczyciel – ma to zrobić bez pojęcia pola magnetycznego!? Może autorzy podstawy powinni to wyjaśnić? Jak przewodnik z prądem ma **działać** na nieszczęsną igłę, jeśli nie wytwarza – bo o tym cicho sza – żadnego pola magnetycznego? Jeśli w tym temacie wprowadzimy pojęcie pola – co się aż narzuca, to od razu wyskakuje jałowość pojęcia biegunów.

To nie wszystko. W podstawie (ciągle dla gimnazjów) mamy cały dział „fale elektromagnetyczne i optyka”. Od ucznia wymaga się na przykład porównania (wymienienia cech wspólnych i różnic) rozchodzenia się fal mechanicznych i elektromagnetycznych. Uczeń też – tak chcą autorzy podstawy – „nazywa rodzaje fal elektromagnetycznych (radiowe, mikrofały itd.) i podaje przykłady ich zastosowania”. Jak nauczyciel ma to wyjaśnić bez pojęcia pola magnetycznego i elektrycznego? Rzecz jasna, zawsze można na przykład tak: nie mogę wam na razie powiedzieć, co to są fale elektromagnetyczne, ale dzielimy je na... Przed takim sposobem wzdraga się jednak moje fizyczne sumienie.

Notabene, nie jedyny to przykład przemycania w podstawie pojęć, które niby nie są obowiązkowe, ale jednak chyba są. Na przykład uczeń szkoły ponadgimnazjalnej musi znać budowę Galaktyki, opisywać rozszerzanie się Wszechświata, a nawet Wielki Wybuch, ale... nie musi wiedzieć – zdaniem autorów podstawy – co to jest gwiazda!

Wróćmy jednak do teorii pola. Moim zdaniem pojęcie pola sił jest tak kluczowe i ważne, że **koniecznie** trzeba je w szkołach wprowadzić. Oprócz powyższych argumentów mam jeszcze najbardziej poważne i zasadnicze. Bez wprowadzania pól uczymy przyszłych obywateli o niepojętym natychmiastowym oddziaływaniu na odległość. Igła magnetyczna jakoś tajemniczo wyczuwa obecność prądów elektrycznych, same ładunki elektryczne też „magicznie” wiedzą, gdzie są wszystkie inne ładunki we Wszechświecie. Ba, znają w niepojęty sposób ich znak i wartość! Bez pojęcia pola sił fizyka niepokojąco kojarzy się z czarną magią. Sprawa ta miała duże znaczenie w historii fizyki. Otóż Kartezjusz w opozycji do fizyki Arystotelesa sformułował całkowicie nową „teorię wszystkiego”. Wszechświat składał się – według niego – z cząstek różnych rozmiarów, a wszystkie oddziaływania miały charakter lokalny. Nie było w fizyce kartezjańskiej żadnego oddziaływania na odległość. To dlatego właśnie najwybitniejsi kartezjańscy fizycy – na przykład Huygens – nie mogli zaakceptować newtonowskiego prawa grawitacji. Wprowadzało ono bowiem niepojęte oddziaływanie na ogromne odległości bez żadnego medium pośredniczącego. Zdaniem Huygensa czy Leibniza oznaczało to cofnięcie się w stosunku do „nowoczesnej” koncepcji Kartezjusza. Newton zdawał sobie sprawę z powagi zarzutów, na które odpowiedział słynnym stwierdzeniem: „hipotez nie wymyślałam”. Cóż, obie strony miały rację! Newton lepiej rozumiał, jak rozwijać fizykę

kę, mianowicie pytając, **jak** grawitacja działa, a nie, **dlaczego** tak działa? Kartezjusz trafnie odgadł czy przewidział, że wszystkie oddziaływania powinny być **lokalne**. Od powstania Teorii Względności ta lokalność jest faktycznie podstawą fizyki, a zapewniają ją właśnie **pola sił**. Są one realnymi składnikami Wszechświata, nie tylko formalnymi środkami opisu.

Zatem dopiero wprowadzenie pól do nauczania pozbawia szkolną fizykę jakiegoś „magicznego” zabarwienia. Istotnie, jeśli tyle ciał oddziałuje na inne tajemniczo bez żadnego mierzalnego medium, to może, gdy skupię mój umysł, poruszę siłą woli kamień na Księżycu? Nie lekceważyłbym takich skojarzeń. Przebiegają one w podświadomości i mogą niweczyć nasze wysiłki przekonania uczniów do naukowego widzenia świata.

No i wreszcie istotna zasada, którą przypominam, być może w innym sformułowaniu: **nie powinniśmy uczniom kłamać, jeśli nie musimy***. Pola sił są podstawą naukowego wyjaśniania świata. I nie są wcale takie trudne do wprowadzenia... „Patrzcie, zgodnie z prawem Coulomba ten ładunek jest przyciągany przez drugi umieszczony parę metrów dalej za ścianą. Skąd on wie, że tam jest ten drugi? Czy jest taki mądry? Nie, on **nie wie**. On po prostu czuje pole elektryczne wytworzone przez ten drugi. I czuje je tylko w miejscu, gdzie sam się znajduje. Tak właśnie działa świat”.

Czy tak nie może prawdy o Wszechświecie nauczać polska szkoła?

* Od Redakcji (Z.G-M)

Zasada dydaktyczna brzmi: „Należy uczniom przedstawiać tylko prawdę, lecz niekoniecznie całą prawdę”. Wydaje mi się, że słowo kłamanie nie jest najwłaściwsze. Czy przedstawienie praw Newtona (nie cała prawda) jest kłamstwem.



To nie jest żart, niestety...

Piotr Matys
emerytowany nauczyciel fizyki w LO, Biecz

Pracownia Przedmiotów Przyrodniczych Instytutu Badań Edukacyjnych zakończyła w listopadzie 2013 roku prace nad sformułowaniem dokumentu *Rekomendacje dotyczące podstawowego wyposażenia pracowni przedmiotów przyrodniczych oraz zasad i organizacji szkoleń dla nauczycieli przedmiotów przyrodniczych na IV etapie edukacyjnym (szkoły ponadgimnazjalne)* i go opublikowała. Prace nad tym „dziełem” zostały wykonane: „...w ramach projektu systemowego: *Badanie jakości i efektywności edukacji oraz instytucjonalizacji zaplecza badawczego* współfinansowanego przez Unię Europejską ze środków Europejskiego Funduszu Społecznego”. Dokument ten był promowany w lipcu 2014 roku w czasie konferencji przeprowadzonej w Centrum Nauki Kopernik. Padło tam wiele słów o konieczności modernizacji procesu nauczania, wdrażaniu metody badawczej w pracy szkół, konieczności wyposażenia szkół w potrzebne pomoce naukowe itd. Ministerstwo Edukacji przewiduje, że znaczne kwoty z funduszy unijnych w latach 2014–2020 zostaną wydane na poprawę wyposażenia szkół.

Jest tak pięknie...!

Więc sięgnijmy do tego dokumentu. Na stronach 11–21 znajdziemy tabelę 2.1 zawierającą „Sprzęt/pomoce dydaktyczne konieczne (zalecane) do realizacji podstawy programowej dla IV etapu edukacyjnego specyficzne dla danego przedmiotu – zakres rozszerzony” dla czterech przedmiotów: biologii, chemii, geografii i fizyki. Ponieważ objętość rubryki „fizyka” nie poraża swym rozmiarem zacytuję jej całą zawartość:

- styropianowe kubki jednorazowe;
- czajnik elektryczny o znanej mocy (lub grzałka nurkowa o niewielkiej mocy);
- wskaźnik laserowy;
- soczewki skupiające o różnych ogniskowych, statyw do ich mocowania;
- rurka szklana (lub z przezroczystego tworzywa sztucznego)..., korek;
- termometr (laboratoryjny lub element miernika uniwersalnego);
- waga laboratoryjna lub kuchenna;
- taśma miernicza;
- stoper (np. w telefonie komórkowym)¹;
- mierniki uniwersalne;
- żaróweczka latarki z oprawką;

¹ Czytaj: można pożyczyć od uczniów.

- potencjometr lub zasilacz o regulowanym napięciu (np. uniwersalny 3–4,5–6–9–12 V);
- oporniki o różnym oporze;
- dioda;
- przewody elektryczne;
- *przezroczysty prostopadłościan z akrylu*²;
- *małe akwarium z tworzywa sztucznego*³;
- magnesy o różnych kształtach – sztabkowy, walcowy, podkowiasty;
- baterie o różnej sile elektromotorycznej;
- *kamerton*⁴;
- kamera, np. w telefonie komórkowym⁵;
- opiłki żelaza.

Tyle, aż tyle i tylko tyle! I podkreślam – nie chodzi o wyposażenie przed-szkola, lecz pracowni fizycznej, w której realizować się będzie rozszerzony program nauczania fizyki w klasie II i III liceum z młodzieżą przygotowującą się do studiów inżynierskich i ścisłych.

Lektura kolejnej tabeli ujawnia jeszcze kilka innych drobiazgów, np. zabawkowa lokomotywa lub samochodzik z napędem elektrycznym, blat ławki lub deska, nitka, ciężarek (np. nakrętka), woda (sic!), niewielki przedmiot metalowy, dowolny instrument strunowy, np. gitara, komputer, mikrofon, program do analizy dźwięków, płyta CD, kątomierz.

Równie zabawnie brzmią rekomendacje dotyczące szkolenia nauczycieli (s. 51 i następne). W szczególności: *Nauczyciel po zakończeniu szkolenia:*

1. wymienia elementy składające się na metodę naukową;
2. wyjaśnia, czym jest i jakie ma zastosowania metoda naukowa;
3. planuje doświadczenia i eksperymenty oraz obserwacje;
4. określa możliwe sposoby zbierania wyników;
5. wyjaśnia na czym polega analiza wyników;
6. wyjaśnia, na czym polega wnioskowanie i czym się różni od analizy wyników;
7. sprawnie przygotowuje zestawy doświadczalne, roztwory i odczynniki o określonym stężeniu;
8. sprawnie przeprowadza doświadczenie, obserwację, pomiar;
9. przekazuje jasne i jednoznaczne komunikaty – wskazówki dla uczniów dotyczące wykonania doświadczenia, obserwacji i pomiaru;
10. wymienia miejsca, w których można zaopatrzyć się w sprzęt laboratoryjny; odczynniki i materiał badawczy (w tym również źródła internetowe).

² Niezrozumiałe wyróżnienie kursywą w oryginalnym dokumencie.

³ j.w.

⁴ j.w.

⁵ Czytaj: można pożyczyć od uczniów.

Boję się zapytać o poziom kompetencji nauczyciela fizyki przed odbyciem takiego szkolenia.

To nie żart – zapraszam do lektury oryginalnego dokumentu: <http://eduen.tuzjasci.pl/images/stories/publikacje/ibe-rekomendacje-ppp-ponadgimnazjalne.pdf>

Pracownicy Pracowni sumiennie wykonali zadaną im pracę – przeczytali podstawę programową i wynotowali z niej wszystko, co jest niezbędne do przeprowadzenia 12 obowiązkowych doświadczeń uczniowskich przez nią przewidzianych. Zatem nie można mieć do nich pretensji o taki kształt tego wykazu⁶ – przyczyn trzeba szukać w treściach podstawy programowej. Czy tak być musiało? Oczywiście nie, wystarczy spojrzeć na zawartość sąsiednich rubryk – np. wyposażenie pracowni chemicznej obejmuje 171 pozycji.

Wykonana przez Pracownię praca ma jednak ważną zaletę – ostatecznie ośmieszyła obowiązującą podstawę programową etapu IV z fizyki. Jej wprowadzenie środowisko fizyków przyjęło bez poważniejszej dyskusji czy oporu. Czas się obudzić i w trybie najpilniejszym zażądać istotnej rewizji tejże podstawy. Wyobraźmy sobie absolwentów liceów i techników – ofiary realizacji tej podstawy programowej wkraczających na studenckie laboratoria na kierunkach inżynierskich czy ścisłych. Nie będą oni mieli najbardziej elementarnych nawyków użycia przyrządów pomiarowych, obsługi urządzeń itd. Okazję sprawdzenia tego stanu uczelnie będą miały już w październiku. Nie pozostanie chyba nic innego, jak wprowadzić ekspresowy kurs wyrównawczy dla wszystkich.

Nie możemy liczyć na to, że świątli nauczyciele, działając wbrew ministerialnym przepisom, będą realizowali programy nauczania w sposób sensowny. To potrafią tylko nieliczni. Dyrekcje szkół i organy prowadzące uzyskają argument do odmowy zakupu do szkoły czegokolwiek wykraczającego poza rekomendowane minimum, bo przecież zawsze brakuje pieniędzy, są inne bardziej pilne potrzeby etc. A co gorsza, będą mogły skutecznie paraliżować działania tych nauczycieli, którzy np. w ramach pracy pozalekcyjnej będą chcieli robić z uczniami coś poważniejszego. Terminy w rodzaju „minimum programowe”, „płaca minimalna” itp. stały się już eufemizmami, kryjącymi za sobą praktyczne maksimum oczekiwań.

Larum grają mości panowie!!!

⁶ Jakkolwiek kilka zapisów dowodzi nieznanomości i fizyki i obecnych realiów sprzętowych.



Uwagi na temat matury próbnej z fizyki zorganizowanej przez Centralną Komisję Egzaminacyjną w roku szkolnym 2014/2015

Jadwiga Salach

Centralna Komisja Egzaminacyjna zorganizowała próbną maturę z fizyki w dniu 18 grudnia 2014 roku. Arkusz zawierał 21 zadań, za których rozwiązanie można było otrzymać maksymalnie 60 punktów. Zadania dotyczyły materiału programowego z następujących działów:

Lp.	Dział fizyki	Liczba zadań	Liczba punktów (%)
1	Mechanika	6	41,7
2	Grawitacja i astronomia	2	8,3
3	Termodynamika	2	8,3
4	Drgania i fale	2	6,7
5	Elektrostatyka	1	3,3
6	Prąd stały i pole magnetyczne	3	11,7
7	Indukcja elektromagnetyczna	1	3,3
8	Optyka geometryczna	1	5,0
9	Fizyka kwantowa	2	5,0
10	Fizyka jądrowa	1	3,3

Pośród 21 zadań znalazło się 14 tradycyjnych, wymagających obliczeń i/lub słownego wyjaśnienia zjawisk, czy też uzasadnienia odpowiedzi i 7 zadań o nowej konstrukcji (wybór odpowiedzi, uzupełnienie zdania lub zadania typu prawda-falsz). Wszystkie zadania z mechaniki są zadaniami tradycyjnymi.

Najmniej udane są zadania z termodynamiki (obydwa nietypowe i niesprawdzające podstawowej wiedzy z tego działu) oraz zadanie 9 (silnik prądu stałego). Wydaje się, że najtrudniejsze jest zadanie 4 (z mechaniki), które – nawiasem mówiąc – w „Rozwiązaniach zadań i schematach punktowania” zostało rozwiązane w sposób nie całkowicie zadowalający. **Bardzo dobre** są zadania: 11 (prąd stały), 12 (indukcja), 13 (elektrostatyka), 15 (drżania i fale) i 16 (optyka geometryczna).

Uwagi szczegółowe

Zadanie 1.3.

„Poprawne rozwiązanie” sformułowane jest pod względem gramatycznym wręcz humorystycznie – w drugiej części zdania brak podmiotu. Z merytorycz-

nego punktu widzenia także jest bełkotliwe: Co to znaczy, że „wzrost energii rozproszonej jest nieliniowy”, o jakiej funkcji tutaj mówimy? Zresztą nawet, gdyby ten wzrost był liniowy, efekt jakościowy byłby taki sam. Uczeń na pewno nie sformułuje odpowiedzi użytym tutaj językiem; większą stratę energii uzasadni większą wartością bezwzględną pracy wykonanej przez siłę oporu, która to praca zależy zarówno od wartości tej siły (wzrastającej ze wzrostem prędkości), jak i od przebytej drogi.

Zadanie 4.

Jak wynika z odpowiedzi, zadaniem ucznia jest sporządzenie wykresu współrzędnej prędkości v_x w zależności od czasu, a nie jego „prędkości”, jak napisano w temacie. W „poprawnej” odpowiedzi wykres w pierwszym etapie ruchu **jest wykonany błędnie**. Błędna jest zaznaczona na wykresie $v_x(t)$ wartość prędkości początkowej, wyraźnie bowiem widać, że styczna do wykresu $x(t)$ w punkcie $t = 0$ ma około 2 razy większe nachylenie do osi czasu niż odcinek prostej w czwartym etapie, więc wykres współrzędnej prędkości powinien się zaczynać od punktu położonego dwa razy wyżej niż w odpowiedzi. W uwagach dla osoby oceniającej prace autorzy piszą, że w tym etapie „dokładny przebieg funkcji nie jest wymagany”, niemniej jednak przyzwoitość wymagałaby poprawnego narysowania przebiegu tej funkcji w rozwiązaniu.

Nie wiadomo także, dlaczego wykresu funkcji $x(t)$ w pierwszym etapie nie narysowano starannie, tak aby droga w pierwszej połowie czasu t_1 była dokładnie 3 razy większa niż w pierwszej – wtedy bez wątpliwości w tym etapie ruch byłby jednostajnie opóźniony i to uczeń powinien umieć wywnioskować.

Zadanie 5.

Rozwiązanie jest poprawne, ale sposób, w jaki zostało ono przeprowadzone pokazuje, jak nie należy rozwiązywać zadań, a już na pewno takiego rozwiązania nie powinien prezentować uczeń klasy 3 liceum, który zdaje maturę na poziomie rozszerzonym. CKE utrwała wzorzec, rozwiązania, w którym wylicza się wartości liczbowe pośrednich wielkości. Uczniowie zdający maturę na poziomie rozszerzonym nie mają obowiązku wykonywania takich obliczeń.

Irytujący jest – niestety, stale powtarzający się w różnych arkuszach, na co już wielokrotnie zwracano uwagę – zapis: $F_T \cdot s = \Delta E_k$, podczas gdy powinno być: $-F_T \cdot s = \Delta E_k$ (bo ΔE_k oznacza **zmianę** energii kinetycznej, a praca siły oporu jest zawsze ujemna). W dodatku w „Schematach punktowania” na s. 8 pojawia się zdanie: „Praca siły tarcia jest równa energii kinetycznej” (!).

Zadanie 9.

W zadaniu tym należało uzupełnić zdanie jednym słowem. Po prawidłowym uzupełnieniu ma ono (według autorów) brzmieć następująco: „Stal jest materia-

łem ferromagnetycznym, co powoduje, że indukcja pola magnetycznego w stali wzrasta, a tym samym zwiększa się wartość siły elektrodynamicznej działającej na wirnik”. Czy nie jest to jakiś potworek? Dlaczego indukcja ma **wzrastać**? Po prostu **jest ona większa** dzięki obecności stalowego rdzenia.

Zadanie 13.

Pomyłka w wartości liczbowej wyniku. Powinno być 0,18 J, a nie 0,18 mJ, jak podano w odpowiedzi.

Podpunkt 13.2.

Definiując pracę nie używamy w podręcznikach sformułowania „praca wykonana przeciwko sile”... W omawianym przypadku powinno się mówić o pracy wykonanej przez siłę równoważącą siłę wzajemnego przyciągania się okładek kondensatora; praca ta jest dodatnia, bo siła i przesunięcie okładki mają zgodne zwroty.

Zadanie 18.

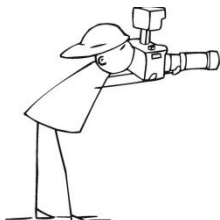
Zdanie trzecie, uznane w odpowiedziach za prawdziwe, jest w rzeczywistości fałszywe. Chyba jest to pomyłka (?). Jest tak w arkuszu przesłanym do szkół; na stronie internetowej CKE zdanie 3 nie ma odpowiedzi (sprawdzono w dniu 2.02.2015).

Irytujące jest także powtarzające się z roku na rok w arkuszach CKE zapisywanie jednostek wielkości fizycznych w nawiasach kwadratowych. Co ciekawe – tak zapisuje się tam jednostki tylko w rozwiązaniach zadań (w których jednostki pojawiają się zawsze nagle obok liczby dopiero po ostatnim znaku równości!), a w tematach zadań jednostki zapisywane są poprawnie, tzn. bez nawiasów.

Jak zwykle, apelujemy do Centralnej Komisji Egzaminacyjnej o więcej staranności podczas przygotowywania maturalnych arkuszy egzaminacyjnych.

Od Redakcji:

Redakcja uznała za celowe przytoczenie uwag dr Jadwigi Salach. Redakcja uważa, że przytoczone przez CKE rozwiązania mają istotny wpływ na sposób nauczania, stanowią dla nauczycieli wzorzec. Niestety proponowane przez CKE wzorce dalekie są od poprawności dydaktycznej, a niekiedy także merytorycznej.



**XIII Ogólnopolski konkurs
fizyczno-fotograficzny
„Zjawiska optyczne wokół nas”**



Oferta dla uczniów z gimnazjów i szkół ponadgimnazjalnych
grudzień 2014 – maj 2015

Organizatorzy konkursu: Starosta Wieluński, Młodzieżowy Dom Kultury („Domek Harcerza”) w Wieluniu, Koło młodych fizyków przy MDK w Wieluniu.

Konkurs jest adresowany do indywidualnych uczestników – **uczniów szkół gimnazjalnych i ponadgimnazjalnych (13–19 lat)**. Warunkiem udziału w konkursie jest przesłanie lub osobiste dostarczenie do Młodzieżowego Domu Kultury, **WŁASNORĘCZNIE WYKONANYCH ZDJĘĆ**, przedstawiających dowolnie wybrane zjawiska optyczne (np. barwy nieba, wody) dostrzeżone w otaczającej przyrodzie lub świadomie wyeksponowane w przeprowadzonym przez ucznia eksperymencie. Każdy uczestnik konkursu powinien dołączyć płytę CD z zapisem cyfrowym zdjęć.

Oczekujemy od Was na **fotografie barwne lub czarno-białe formatu 15 × 21 cm i poprawne technicznie.**

Konkurs rozstrzygniemy w dwóch kategoriach:

- fotografie przedstawiające określone **zjawiska optyczne zaobserwowane w otaczającej przyrodzie,**
- serie zdjęć ilustrujące **eksperymenty fizyczne z udziałem światła.**

Termin nadsyłania prac – do 22 maja 2015 r. (decyduje data stempla pocztowego).

Rozstrzygnięcie konkursu nastąpi do 10 czerwca 2015 r.

- Wyniki konkursu zostaną zamieszczone na stronie internetowej Młodzieżowego Domu Kultury **www.mdk-wielun.pl**
- Nagrody rzeczowe i dyplomy dla laureatów konkursu prześlemy pocztą przed zakończeniem roku szkolnego.
- Prace nagrodzone i wyróżnione zostaną zamieszczone na stronie internetowej MDK, zaprezentowane na **Ogólnopolskich Warsztatach Polskiego Stowarzyszenia Nauczycieli Przedmiotów Przyrodniczych**, a także wyeksponowane w galerii Młodzieżowego Domu Kultury.
- Prac nadesłanych na konkurs nie odsyłamy, stanowią one własność organizatora.

- **Organizatorzy zastrzegają sobie prawo do ewentualnego opublikowania nadesłanych zdjęć z podaniem danych autora.**
- Komisja konkursowa nie będzie kwalifikować prac niesamodzielnych (np. „ściągniętych” z Internetu).

Koordynator konkursu: Zenona Stojeczka, e-mail: zstojecka@o2.pl

Informacji o konkursie udziela i prace przyjmuje:

Sekretariat MDK, ul. 3 Maja 29, 98-300 Wieluń, tel. 43 843-87-80

www.mdk-wielun.pl, e-mail: mdkwielun@wp.pl

**Laureaci XII Ogólnopolskiego konkursu fizyczno-fotograficznego
„Zjawiska fizyczne wokół nas” w 2014 r.**

Kategoria: obserwacje

Miejsce	Nazwisko i imię	Nazwa szkoły
I	Rogowski Bartosz	II Liceum Ogólnokształcące im. Romualda Traugutta w Częstochowie
II	Drewniany Ewelina	V Liceum Ogólnokształcące im. Janusza Korczaka w Tarnowie
III	Markowska Klaudia	I Liceum Ogólnokształcące im. Adama Mickiewicza w Sulęcinie

Kategoria: eksperyment

Miejsce	Nazwisko i imię	Nazwa szkoły
I	Mendrela Adrian	Zespół Szkół Ogólnokształcących im. Jana Pawła II w Pawłowicach
II	Kozłowska Patrycja	I Liceum Ogólnokształcące im. Tadeusza Kościuszki w Wieluniu
III	Jędrzejowska Kamila	Gimnazjum im. Mikołaja Kopernika w Złotym Stoku

Najciekawsze, nagrodzone fotografie kolejnych edycji konkursu były prezentowane na Europejskich Festiwalach „Science on Stage”: w Grenoble w 2007 r., w Kopenhadze w 2011 r., w Słubicach – Frankfurcie nad Odrą w 2013 r.

Zdjęcia z Ogólnopolskich konkursów fizyczno-fotograficznych „Zjawiska fizyczne wokół nas” są również publikowane w Biuletynach Polskiego Stowarzyszenia Nauczycieli Przedmiotów Przyrodniczych – „NAUCZANIE PRZEDMIOTÓW PRZYRODNICZYCH”. Archiwalne prezentacje nagrodzonych i wyróżnionych zdjęć można obejrzeć na stronie www.zjawiska-fizyczne.cba.pl.

Prezentacja nagrodzonych zdjęć ostatniej edycji jest dostępna na stronie www.mdk-wielun.pl



Niepoprawne zadanie konkursowe – konkurs wojewódzki, Kielce 2015

Uczeń pewnego gimnazjum, nazwijmy go Jasiem, napisał do Redakcji list z prośbą o rozstrzygnięcie, która z odpowiedzi w zadaniu konkursowym jest poprawna, bowiem pojawiła się różnica zdań pomiędzy nim i komisją konkursową.

Treść zadania:

Opór elektryczny przewodu nie zależy od (wskaz poprawne odpowiedzi):

- A) natężenia i napięcia prądu płynącego w przewodniku;
- B) długości przewodu, temperatury przewodu;
- C) długości przewodu, rodzaju materiału z którego jest wykonany, pola przekroju poprzecznego;
- D) długości przewodu, kształtu przewodu, pola przekroju poprzecznego;
- E) kształtu przewodu, długości przewodu, temperatury przewodu.

Odpowiedź prawidłowa jest jedna – A), i tę zaznaczył uczeń. Natomiast według komisji i kuratora oświaty prawidłowe są A), D) i E).

Uzasadnienie kuratorium: *W zadaniu należało wskazać, od czego nie zależy opór elektryczny. Powszechnie przyjęta jest zasada, że jeżeli w zestawie określeń znajduje się jedno określenie, które czyni to zadanie nieprawdziwym, to znaczy, że cały podpunkt należy uznać za niepoprawny. W związku z tym odwołanie uznano za bezzasadne.*

Komisja nie tylko nie potrafi przeczytać ze zrozumieniem tego, co sama „wysmażyła” jako zadanie konkursowe, ale na domiar złego nie chce się przyznać do błędu, co świadczy o ignorancji autorów uzasadnienia. Jest ono niezgodne z prawami logiki i poprawnością języka polskiego.

Autorom zadania zapewne chodziło o to, by sprawdzić czy uczeń wie, od czego zależy opór elektryczny przewodu oraz by sprawdzić, czy uczeń nie ma utrwalonego błędnego rozumienia prawa Ohma, a mianowicie, że „opór przewodnika jest wprost proporcjonalny do napięcia, a odwrotnie proporcjonalny do natężenia prądu przez ten przewodnik płynącego”.

Przez przewód autorzy zapewne rozumieją jakiś drut; nie wiadomo co przez kształt.

Wiedza potrzebna do rozwiązania zdania:

Gdy do przewodnika (w postaci jakiegoś drutu) stosuje się prawo Ohma, to opór elektryczny tego przewodnika jest wprost proporcjonalny do jego długości, odwrotnie proporcjonalny do pola powierzchni jego przekroju poprzecznego oraz zależy do własności materiału, z jakiego jest wykonany przewodnik – to jest zawarte we współczynniku proporcjonalności nazywanym oporem właściwym.

Opór przewodnika zależy od jego temperatury. Ten sam przewodnik w niskiej temperaturze (np. zanurzony w ciekłym azocie czy nawet w lodzie) będzie miał inny opór (mniejszy) niż w wysokiej temperaturze. Można w szkole wykonać ładne doświadczenie.

Oczywiście, gdy przez przewód płynie prąd o bardzo dużym natężeniu, to przewód się grzeje i zmienia się jego opór. Wtedy nie stosuje się prawo Ohma.

Ponieważ w pytaniu „stało jak wół”, od czego opór NIE zależy, więc poprawna jest jedynie odpowiedź A). Odrobina spostrzegawczości i intuicji (im dłuższy przewód tym większy opór) wystarczą, by podać poprawną odpowiedź A). W odpowiedziach B), C), D), E) występuje długość, zaś w A) wielkości niewystępujące w pozostałych. Dystraktory powinny być jednorodne (raz jeden element wymieniany, innym razem wiele) i wносить coś nowego i choćby trywialnego, jak kolor izolatora. Zatem zadanie jest wadliwie skonstruowane, ma nieodpowiednie dystraktory.

Jeśli chcemy sprawdzać wiadomości z fizyki nie róbmy równocześnie testu z logiki zdań. Jak wiadomo, większość ludzi ma trudności z zaprzeczeniem zdania z dwoma kwantyfikatorami, a może rozumieć fenomenologiczne prawa fizyki.

Można te same wiadomości sprawdzić w sposób znacznie bardziej przyjazny uczniowi. Całkiem zwyczajnie zapytać go, od czego zależy opór. I osobno wymienić, co np. kolor izolatora, kształt przekroju czy przewód jest prosty, czy pocięty).

Uczeń pisze do Redakcji, co ma robić? Redakcja pyta, czy naprawdę ekspert uniwersytecki jest potrzebny do rozstrzygnięcia problemu, który dotyczy czytania ze zrozumieniem?

Podejrzewamy, że podobnych przypadków (tj. wadliwych zadań, bo od tego zaczął się problem) jest więcej. Warte osobnej dyskusji jest zagadnienie zadań na konkursy. W tej chwili chodzi o to, by się poprawiającym łatwiej poprawiało, a właściwie, by mógł to robić automat. A przecież nie o to chodzi. Są dokładne reguły budowania testów wyboru i jeśli się testy wyboru stosuje to należy te reguły poznać. Zadania wielokrotnego wyboru, z pięcioma dystraktorami często prowadzą do wynaturzeń, kierują myślenie ucznia na niewłaściwe tory.

XII Ogólnopolski konkurs fizyczno-fotograficzny
"Zjawiska fizyczne wokół nas"

