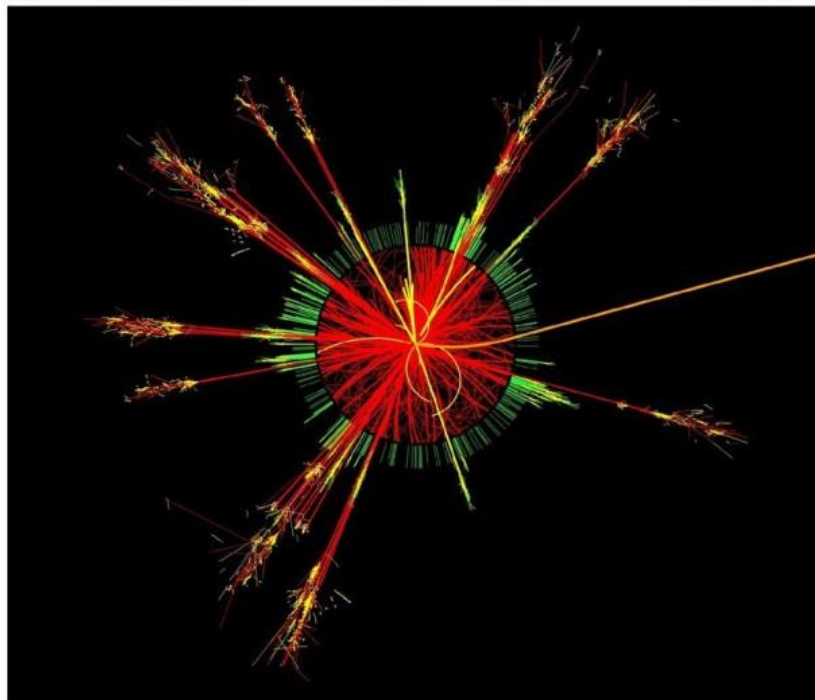


Foton

127
Zima
2014

Pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów

INSTYTUT FIZYKI  UNIWERSYTET JAGIELLOŃSKI
SEKCJA NAUCZYCIELSKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

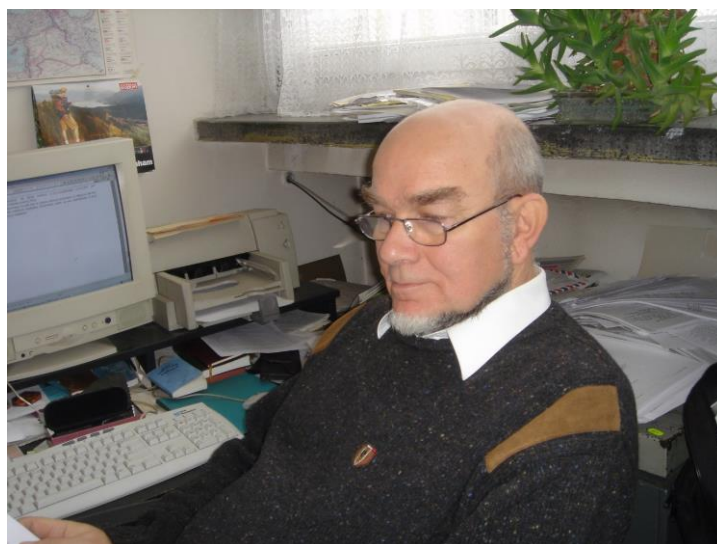


cms.web.cern.ch

Nowe ciężkie cząstki
Paradoks bliźniąt
Nagroda Nobla
Egzamin nauczycielski Hoborskiego



Krzysztof Fiałkowski na Kasprowym Wierchu, 1958 r.



Profesor Krzysztof Fiałkowski w swoim gabinecie przy ul. Reymonta 4 w Krakowie, 2010 r.



Nowe na fundamencie tradycji

Przeszło sto lat temu, przed I wojną światową, profesor August Witkowski, następca Karola Wróblewskiego na Katedrze Fizyki Doświadczalnej, wprowadził krakowską fizykę do nowego gmachu przy Plantach. Nie obyło się bez protestów mieszkańców, którzy obawiali się szkodliwych wpływów badań fizyków (*nota bene* sto lat później mieszkańcy krakowskiego Ruczaju, gdzie jest posadowiony nowy budynek IF UJ oraz Synchrontron też wyrażali swoje obawy). Drugą Katedrę Fizyki Teoretycznej piastował wtedy profesor Władysław Natanson. Były to czasy „fizyki profesorskiej”. O jej jakości decydowały talenty i walory profesorów. Okres międzywojenny był kontynuacją takiego stylu prowadzenia nauki. Mieliśmy w Krakowie szczęście, iż działali tu wysokiej klasy naukowcy. Zostało wykształcone pokolenie fizyków, które pomimo ogromnych strat wojennych podjęło prace po II wojnie światowej w zmienionych zupełnie warunkach. Fizyka dokonywała niebywałego skoku, wymagała aparatury, zespołów, rozwijały się nowe działy. Tak też było i w Krakowie. Stary budynek przy Gołębiej 13 przestał wystarczać. Nowi profesorowie nie byli już mianowani w ramach sukcesji po odchodzących na emeryturę, tylko zostawali kierownikami nowych pracowni. Nowe czasy wymagały nowego gmachu. Po sześćdziesięciu latach, w roku 1964, fizycy przeprowadzili się do nowego budynku przy Reymonta 4. W porównaniu z początkiem XX wieku, nastąpiła zmiana jakościowa. Żartowano, że na Reymonta jest więcej profesorów niż studentów. Zmieniło się też zarządzanie fizyką. Wzrosła rola coraz większych zespołów, które na ogół stawały się międzynarodowe. Po kolejnych pięćdziesięciu latach wystąpiła potrzeba powiększenia warsztatu pracy fizyków, badań i kształcenia studentów. Został wybudowany tzw. III Kampus z ogromnym budynkiem Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej. Jak będzie wyglądał rozwój fizyki? Jak będziemy kształcić studentów, w tym przyszłych nauczycieli? Czy inaczej? Tymczasem proponuję powrót do przeszłości i rzut oka na egzamin nauczycielski złożony w roku 1901 przez założyciela AGH, matematyka Antoniego Hoborskiego. Widzimy jaką wagę przykładano do kwalifikacji przyszłych nauczycieli. Ich kompetencje obecnie są jeszcze ważniejsze. Czy dbamy o nie?

Zachęcamy do lektury zeszytu, w którym znajdują Państwo zagadnienia i ciekawe, i ważne.

Redakcja *Fotonu* życzy pomyślności w Nowym Roku.

Z.G-M



Contents

Editorial	
<i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	1
New heavy baryons	
<i>Michał Przaszłowicz</i>	4
Blue diodes – Nobel Prize in Physics 2014	
<i>Jacek Nizioł</i>	12
Secrets of cosmology – problem of non-homogeneity	
<i>Sebastian J. Szybka</i>	20
Quantum System of Units	
<i>Andrzej Zięba</i>	23
On the twin paradox in a different way – part II. Geometry of paradox	
<i>Leszek M. Sokołowski</i>	35
Professor Krzysztof Fiałkowski in memoriam	
<i>Zdzisław Burda</i>	44
Teacher State Exam of Prof. Hoborski in 1902	
<i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	48
From radioactive quackery to radiophobia	
<i>Łukasz Karolewski</i>	53
„Problems from the early Physics Olympiads solutions and comments by Waldemar Gorzkowski”	57
Meeting of physics teachers – Borowice in Kudowa	
<i>Danuta Latos</i>	60
Communication. GIREP-EPEC 2015 Conference in Wrocław	62
Communication. Contest on physics of light for teachers	64



Spis treści

Nowe na fundamencie tradycji <i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	1
Ciężkie bariony <i>Michał Przaszłowicz</i>	4
Niebieskie diody – Nagroda Nobla z fizyki w roku 2014 <i>Jacek Nizioł</i>	12
Tajemnice kosmologii – problem niejednorodności <i>Sebastian J. Szybka</i>	20
Kwantowy układ SI i jego jednostki elektryczne <i>Andrzej Zięba</i>	23
O paradoksie bliźniąt nieco inaczej – cz. II. Geometria paradoksu <i>Leszek M. Sokołowski</i>	35
Wspomnienie o Profesorze Krzysztofie Fiałkowskim <i>Zdzisław Burda</i>	44
Egzamin nauczycielski matematyka Antoniego Hoborskiego <i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	48
Od radowego szaleństwa do radiofobii <i>Łukasz Karolewski</i>	53
Zadanie ze zbioru „25 Olimpiad Fizycznych” Waldemara Gorzkowskiego <i>Tadeusz M. Molenda</i>	57
Borowice w Kudowie 2014 – Konferencja dydaktyki fizyki <i>Danuta Latos</i>	60
Komunikat. Konferencja GIREP-EPEC 2015 we Wrocławiu.....	62
Komunikat. Konkurs dla nauczycieli – Jak uczyć o świetle?	64



Ciężkie bariony

Michał Praszalowicz

Instytut Fizyki UJ

1. Wstęp

W dniu 19 listopada 2014 roku jedna z grup doświadczalnych (tzw. LHCb) działająca w ośrodku badań jądrowych CERN pod Genewą ogłosiła odkrycie dwóch nowych cząstek, które nazwano Ξ'_b oraz Ξ_b^* . Istnienie tych cząstek, a także ich własności takie jak spin, czy przybliżone wartości mas, były od dawna przedmiotem spekulacji teoretycznych w ramach modelu kwarków. Jednak precyzyjne wartości mas właśnie, czy czasów życia, oraz tzw. kanałów rozpadu są teoretycznie bardzo trudne do obliczenia. Z tego powodu dokładny pomiar tych wielkości wykonany w CERNie stanowić będzie wyzwanie i zarazem test różnych podejść teoretycznych.

Wyróżniamy kilka typów cząstek subatomowych, dawniej określanych jako elementarne, w zależności od sposobu w jaki oddziałują i jaką mają strukturę. W atomach pierwiastków mamy jądra atomowe zbudowane z protonów i neutronów oraz elektrony, które krążą po orbitach wokół jądra. Elektron jest przykładem cząstki prawdziwie elementarnej zwanej *leptonem*, oprócz elektronu znamy dwa inne leptony naładowane: mion i taon oraz związane z nimi neutrina, które nie posiadają ładunku. Z kolei neutron i proton należą do grupy cząstek zwanej *hadronami*. Hadrony są to cząstki złożone, zbudowane z kwarków. Hadrony z kolei dzielimy na dwie podgrupy: *bariony*, które tak jak proton i neutron składają się z trzech kwarków i *mezony* składające się z kwarku i antykwarku. Dlaczego tylko takie kombinacje kwarków są dozwolone i dlaczego kwarki nie mogą istnieć samodzielnie, jest dziś już dość dobrze zrozumiane w ramach teorii, która nazywa się chromodynamiką kwantową. Odkryte przez grupę doświadczalną LHCb dwie nowe cząstki Ξ'_b oraz Ξ_b^* są barionami, a więc składają się z trzech kwarków.

Oprócz leptonów i hadronów znamy jeszcze cząstki związane z oddziaływaniami fundamentalnymi. Są to: foton odpowiedzialny za oddziaływania elektromagnetyczne, bozony pośredniczące W i Z związane z tzw. oddziaływaniami słabymi oraz enigmatyczne *gluony* (od angielskiego słowa *glue* – klej), które „sklejają” w jedną całość kwarki tworzące hadrony.

Wreszcie ostatnim elementem układanki cząstek subatomowych jest odkryty ostatnio także w CERNie tzw. bozon Higgsa.

2. Cząstki subatomowe i model kwarków

Chociaż mówimy tu o cząstkach, co sugeruje, że mamy na myśli jakieś obiekty trwałe, to trzeba sobie zdać sprawę z tego, że zarówno cząstki elementarne jak i złożone rozpadają się na lżejsze cząstki i to w ciągu ułamków sekundy. Rozpady te zachodzą ze względu na znaną z Teorii Względności Einsteina równoważność energii i masy zawartą w najbardziej znanym wzorze fizycznym $E = mc^2$. Wzór ten mówi, że np. spoczywająca cząstka o dużej masie może zamienić się na lżejsze cząstki, których suma mas jest mniejsza od masy cząstki rozpadającej się. Ponieważ energia musi być zachowana, to te lżejsze cząstki w przeciwieństwie do cząstki wyjściowej będą się poruszać tak, aby ich energia kinetyczna wraz z ich masami sumowały się do masy cząstki wyjściowej. Oczywiście rozpady te zachodzą według pewnych ścisłych reguł. Jedną z nich jest zasada zachowania energii, o której już wspomnieliśmy. Inną bardzo ważną regułą jest zasada zachowania ładunku. Ponieważ elektron jest najlżejszą cząstką naładowaną, zatem nie ma na co się rozpaść tak, aby ładunek był zachowany. Z tego powodu elektron nie rozpada się na przykład na fotony, mimo że rozpad taki byłby zgodny z zasadą zachowania energii (fotony są bezmasowe – mają masę dokładnie równą zero). Inną zasadą zachowania jest zasada zachowania liczby kwarkowej (zwanej fachowo liczbą barionową). Tak więc np. neutron, który jest cięższy od protonu, rozpada się na proton, elektron i antyneutrino. Rozpad taki jest zgodny z zasadą zachowania energii, gdyż masa elektronu jest dwa tysiące razy mniejsza od masy neutronu, a neutrino jest w dobrym przybliżeniu bezmasowe. Rozpad ten jest też zgodny z zasadą zachowania ładunku i z zasadą zachowania liczby kwarków. Szczęśliwie dla nas proton nie może się na nic rozpaść, bo jest najlżejszą cząstką zawierającą kwarki (warto pamiętać, że istniejące mezony są lżejsze od protonu, ale składają się z kwarku i antykwarku, więc mają liczbę kwarkową równą zeru). Dzięki temu, że proton i elektron są absolutnie stabilne, mogą istnieć atomy, a zatem świat, jaki nas otacza, a także życie. Swobodne neutrony, które jak już wspomnieliśmy, nie są stabilne, związane wewnątrz jąder w zdecydowanej większości przypadków mają zablokowane tzw. kanały rozpadu. Jednak w niektórych jądrach może dochodzić do takich rozpadów i wtedy mamy do czynienia z promieniotwórczością naturalną.

Okazuje się, że aby oszacować masy barionów wystarczy po prostu dodać masy trzech kwarków, które wchodzi w skład danego barionu. Trudno tu zagłębiać się w dyskusję, dlaczego taka reguła działa. Choć w życiu codziennym masę obiektów złożonych obliczamy dodając masy ich składników, to w fizyce kwantowej do całkowitej masy wchodzi także energia oddziaływania, energia oddziaływania spinów i jeszcze wiele innych efektów. O ile dla barionu dodanie mas jego składników daje dobre przybliżenie masy, o tyle dla niektórych mezonów z reguły tej dostaje się wyniki kompletnie mijające się z rzeczywistością.

Zobaczmy zatem jakie kwarki udało się dotychczas „zaobserwować” w różnorodnych eksperymentach. Słowo „zaobserwować” ujęliśmy w cudzysłów, gdyż

ze względu na to, że nie można wyizolować pojedynczego kwarku, o ich istnieniu i własnościach wnioskujemy na podstawie badań układów złożonych (barionów i mezonów), których składnikiem jest interesujący nas kwark. Dodatkową trudnością jest pewna osobliwa właściwość oddziaływań kwantowych, powodująca, że masa kwarku zależy od otoczenia, w jakim się znajduje. Aby to zrozumieć można posłużyć się analogią z fizyką klasyczną związaną z prawem Archimedesesa, które mówi, że np. jednokilogramowy odważnik zanurzony w wodzie „traci na wadze” i jest lżejszy niż w zwykłych warunkach.

W tabeli 1 zamieściliśmy wszystkie znane kwarki, podając skrótowe oznaczenia i angielskie nazwy, ładunki i przybliżone masy. Masy cząstek podajemy w jednostkach zwanych elektronowoltami (które oznaczamy jako eV). Są to jednostki dopasowane do świata cząstek subatomowych. Masa protonu i neutronu (neutron jest nieco cięższy od protonu, ale na potrzeby oszacowań, jakie tu będziemy wykonywać, przyjmiemy, że ich masy są równe) wynosi 0,939 GeV (gigaelektronowolta, przedrostek *giga* oznacza miliard), czyli prawie jeden GeV. Masa protonu wyrażona w kilogramach wynosi $1,67 \times 10^{-27}$ kg. Widać więc, że jest to jednostka bardzo niewygodna. Patrząc na tabelę 1 zauważamy, że kwarki można podzielić na trzy grupy: kwarki lekkie: u, d i s, kwarki ciężkie c i b oraz bardzo ciężkie, czyli kwark t. Podobnie jak w przypadku masy ładunek cząstek subatomowych przyjęło się określać jako wielokrotność ładunku elementarnego, czyli ładunku elektronu $-e$ (ze znakiem minus). Widzimy, że kwarki mają ładunki ułamkowe. Są one jednak dobrane w taki sposób, że złożone z nich cząstki mają zawsze ładunek, który jest całkowitą wielokrotnością $-e$.

Bariony zbudowane z lekkich kwarków znane są od dawna. Przyjmując uproszczony model, mówiący, że masa barionu równa jest sumie mas kwarków, dostajemy, że masa kwarków u i d równa jest około 0,31 GeV. Bierze się to stąd, że jak już zauważyliśmy proton (p) i neutron (n), o następującej strukturze kwarkowej

$$p = (uud), n = (udd)$$

mają w przybliżeniu równe masy wynoszące 0,939 GeV. Jednakże znane są jeszcze inne bariony, które składają się z tych samych kwarków u i d. Są to tzw. rezonanse Δ o następującej strukturze:

$$\Delta^- = (ddd), \Delta^0 = (udd), \Delta^+ = (uud), \Delta^{++} = (uuu),$$

gdzie indeks górny oznacza ładunek cząstki Δ . Rezonanse Δ , choć zbudowane są z tych samych kwarków co neutron i proton (określanych wspólnie mianem nukleonu), mają masę o prawie 0,3 GeV od nich większą: $m_\Delta = 1,232$ GeV. Aby zrozumieć skąd bierze się ta różnica, musimy odwołać się do bardzo ważnej własności cząstek, mianowicie do spinu.

Spin stanowi charakterystykę cząstki, która ma czysto kwantowy charakter. Klasycznym analogiem spinu jest tzw. moment pędu, zwany też czasem krętem, który charakteryzuje cząstki poruszające się po torach zakrzywionych. Na przy-

kład cząstka o masie m poruszająca się z prędkością v po okręgu o promieniu r posiada moment pędu o wartości $L = mvr$. Moment pędu jest wektorem, jego kierunek i zwrot określa tzw. reguła śruby prawoskrętnej. Podobnie jak kręt, spin jest także wektorem, ale może przyjmować tylko pewne dyskretne wartości, mianowicie: $1/2$, 1 , $3/2$ itd. Często w literaturze popularnej znajdujemy stwierdzenie, że spin jest *wewnętrznym momentem pędu* cząstki. Jest to jednak analogia bardzo ułomna, gdyż spin posiadają także cząstki, które nie mają masy, jak np. foton, co w myśl wyżej przytoczonego wzoru na L prowadzi do sprzeczności.

Tabela 1. Kwarki wraz z ich angielskimi nazwami, ładunkami i przybliżonymi masami, których wartości dobrano w sposób opisany w tekście

kwark	nazwa	ładunek	masa [GeV]
u	up	+2/3	0,31
d	down	-1/3	0,31
s	strange	-1/3	0,46
c	charm	+2/3	1,65
b	bottom	-1/3	5
t	top	+2/3	173,

Wszystkie kwarki z tabeli 1 mają spin równy $1/2$. Mechanika kwantowa mówi, że dwie cząstki o spinie $1/2$ mogą mieć całkowity spin 1 lub 0 . Można to sobie wyobrazić w następujący sposób. Wybierzmy jedną dowolną oś, np. oś z w kartezjańskim układzie współrzędnych i wyobraźmy sobie, że spin jest wektorem, który leży na tej osi, ale może mieć zwrot „do góry” ($+1/2$) lub „w dół” ($-1/2$). Dwa kwarki mogą mieć spiny skierowane „do góry” lub „do dołu”, wówczas sumaryczny rzut spinu na oś z wynosi odpowiednio 1 lub -1 , a długość takiego wektora w obu przypadkach wynosi 1 . Dwa spiny mogą też być skierowane przeciwnie i wtedy ich sumaryczny rzut na oś z wynosi 0 . Dokładając trzeci spin musimy rozważyć trzy przypadki. Jeżeli dwa pierwotne kwarki mają sumaryczny spin 0 to dołożenie do nich kwarku o spinie $1/2$ daje całkowity spin równy także $1/2$. Natomiast, jeżeli dwa pierwotne kwarki mają spin 1 , to dołożenie kolejnego kwarku o spinie $1/2$ może dać w sumie albo $3/2$ (wszystkie spiny mają ten sam zwrot wzdłuż osi z) lub $1/2$ (rzuty dwóch spinów skierowane są w jedną stronę, a rzut trzeciego w przeciwną).

Widzimy zatem, że z trzech kwarków możemy zbudować barion o spinie $1/2$ lub $3/2$. Neutron i proton mają spin $1/2$ natomiast rezonanse Δ mają spin $3/2$. Różnica w całkowitym spinie powoduje, że rezonanse Δ są cięższe od nukleonu. Jest to pierwsze odstępstwo od prostej zasady, że masa barionu równa jest sumie mas kwarków. Dodatkowo własności spinowe i inne własności kwantowe tłumaczą, dlaczego nie można utworzyć cząstki o sumarycznym spinie $1/2$ z trzech identycznych składników o spinie $1/2$ każdy. Wiąże się to z tym, że

dwa identyczne kwarki mogą mieć tylko spin 1, natomiast wykluczony jest spin 0. Oznacza to, że z trzech kwarków u lub d możemy utworzyć jedynie cząstki o spinie 3/2 (rezonanse $\Delta^- = (ddd)$ i $\Delta^{++} = (uuu)$).

Do lekkich barionów zaliczamy także cząstki zawierające jeden kwark s zwany kwarkiem dziwnym (strange). Istnieją cztery bariony o spinie 1/2 zawierające jeden kwark dziwny. Są to cząstki Σ :

$$\Sigma^-(1,197) = (sdd), \quad \Sigma^0(1,192) = (sud), \quad \Sigma^+(1,189) = (suu)$$

oraz cząstka Λ^0

$$\Lambda^0(1,116) = (sud),$$

gdzie liczby w nawiasach oznaczają masy w GeV. Widzimy, że z kwarków s, u i d można utworzyć dwie neutralne cząstki Σ^0 i Λ^0 o różnych masach, choć mają one ten sam skład kwarkowy. Wiąże się to ze wspomnianym wyżej faktem, że barion o spinie 1/2 można utworzyć na dwa różne sposoby składając wyjściowe spiny dwóch kwarków na 0 lub 1. To właśnie jest powodem różnicy mas między cząstkami $\Sigma^{0,\pm}$, (które mają wszystkie bardzo zbliżone masy) a cząstką Λ^0 . Tego problemu nie ma w przypadku spinu 3/2, gdzie istnieją tylko cząstki analogiczne do cząstek $\Sigma^{0,\pm}$, oznaczane gwiazdką jako Σ^{*0} lub $\Sigma^{*\pm}$ o masie około 1,385 GeV. Wśród cząstek o spinie 3/2 nie ma więc analogu barionu Λ^0 .

Idąc dalej tym tropem, jest jasne, że powinny istnieć także cząstki zawierające dwa kwarki s. Rzeczywiście zaobserwowano takie cząstki zarówno o spinie 1/2

$$\Xi^-(1,322) = (ssd), \quad \Xi^0(1,315) = (ssu)$$

jak i 3/2

$$\Xi^{*-}(1,535) = (ssd), \quad \Xi^{*0}(1,532) = (ssu).$$

Czy może istnieć cząstka złożona z trzech kwarków s? Oczywiście tak, ale z powodów, o których wspomnieliśmy powyżej, może mieć ona tylko spin 3/2. Czy możemy pokusić się o „przewidzenie”, jaką mogłaby ona mieć masę? Zauważmy, że różnice mas między cząstkami o spinie 3/2, które różnią się liczbą kwarków dziwnych wynoszą:

$$\Sigma^*(1,38) - \Delta(1,23) = 0,15 \text{ GeV},$$

$$\Xi^*(1,53) - \Sigma^*(1,38) = 0,15 \text{ GeV}.$$

A zatem w grupie cząstek o spinie 3/2 podmienienie kwarku u lub d na kwark s wiąże się ze zwiększeniem masy o około 0,15 GeV. Zatem cząstka (sss) powinna mieć około 1,68 GeV. Cząstkę taką odkryto w roku 1964 w ośrodku BNL (Brookhaven National Laboratory) pod Nowym Jorkiem, po tym jak została ona przewidziana w modelu kwarków przez Murraya Gell-Manna w pracach z roku 1962. Obecnie przyjmuje się, że masa tej cząstki nazwanej $\Omega^- = (sss)$ wynosi 1,682 GeV. Zauważmy jeszcze, że wśród cząstek o spinie 1/2 podmienienie kwarku u lub d na s zwiększa masę o około 0,2 GeV, a dokładna wartość tej

różnicy zależy od tego, czy mamy do czynienia z cząstkami Σ , czy z cząstką Λ^0 . Widzimy tu kolejne odstępstwa od prostej zasady, że masa barionu jest sumą mas jego składników, co wiąże się ze skomplikowaną strukturą spinową lekkich barionów o spinie $1/2$. Na potrzeby dalszej analizy, przyjęliśmy w tabeli 1, że kwark dziwny jest o $0,15$ GeV cięższy od kwarków u i d .

Oprócz lekkich kwarków w tabeli 1 znajdują się dwa kwarki ciężkie: c i b . Kwarki te są niestabilne i bardzo szybko rozpadają się na jeden z kwarków lekkich, lepton i odpowiednie neutrino. Zatem wykrycie cząstek, w których skład wchodzi ciężkie kwarki, wymaga wyrafinowanych metod doświadczalnych. Dodatkowo, aby takie cząstki powstały, musimy zderzyć ze sobą dwie cząstki stabilne (np. protony jak to ma miejsce w zderzaczach LHC) o bardzo dużej energii. Oczywiście znacznie łatwiej wyprodukować cząstki z kwarkiem c niż z kwarkiem b .

3. Bariony z jednym ciężkim kwarkiem

Opis teoretyczny barionów zawierających jeden ciężki kwark wydaje się w pewnym sensie prostszy od opisu barionów lekkich. Związane jest to z faktem, że środek masy takiej cząstki pokrywa się z miejscem, gdzie znajduje się ciężki kwark. Zatem w układzie spoczynkowym takiego barionu ciężki kwark spoczywa, a wokół niego poruszają się po zamkniętych orbitach pozostałe dwa lekkie kwarki. Dla lekkich barionów taki obrazek byłby nieprawdziwy, bo wszystkie trzy kwarki są lekkie i poruszają się w skomplikowany sposób po zmiennych orbitach. Dodatkowo okazuje się, że dwa lekkie kwarki można potraktować z dobrym przybliżeniem jako jeden obiekt zwany dikwarkiem. Ponieważ dikwark może mieć spin 1 lub 0 , mamy trzy możliwe konfiguracje spinowe przedstawione na rysunku 1. Najlżejszy będzie barion o spinie $1/2$, w którym dikwark ma spin 0 . Cięższe będą bariony, w których dikwark ma spin 1 . Całkowity spin barionu może być w takim przypadku $1/2$ lub $3/2$.

3.1. Bariony z kwarkiem c

Skoro już poznaliśmy reguły budowania barionów z kwarków, a także szacowania ich mas, spróbujmy zastosować je do barionów z kwarkiem c . Najlżejszy będzie barion zawierający kwark c i dwa lekkie kwarki o sumarycznym spinie 0 . Można utworzyć tylko jeden taki stan o spinie $1/2$, który nazwano Λ_c^+ :

$$\Lambda_c^+ = (cud)_{1/2}.$$

Jeżeli założymy, że masa Λ_c^+ jest sumą jego składników, to musimy przyjąć, że masa kwarku c jest równa $1,65$ GeV (patrz tabela 1), gdyż masa Λ_c^+ wynosi $2,29$ GeV. Jest to masa nieco większa od przyjmowanej powszechnie wartości około $1,5$ GeV.

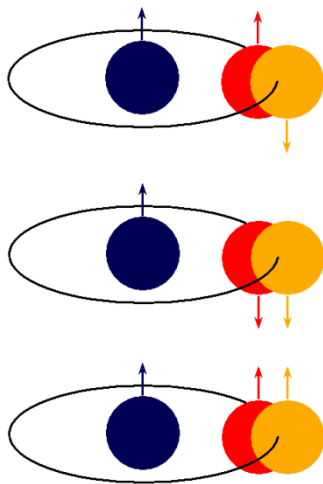
Dwa kwarki mogą mieć także spin 1, ale wtedy oprócz dikwarku (ud), który w wersji o spinie 0 występuje w Λ_c^+ , mamy jeszcze do dyspozycji dikwarki złożone z identycznych kwarków: (uu) i (dd). Z tego wynika, że poprzez dodanie kwarku c możliwe jest utworzenie trzech cząstek zarówno o spinie 3/2 jak i 1/2:

$$\begin{aligned}\Sigma_c^{*++} &= (\text{cuu})_{3/2}, \quad \Sigma_c^{*+} = (\text{cud})_{3/2}, \quad \Sigma_c^{*0} = (\text{cdd})_{3/2}, \\ \Sigma_c^{++} &= (\text{cuu})_{1/2}, \quad \Sigma_c^+ = (\text{cud})_{1/2}, \quad \Sigma_c^0 = (\text{cdd})_{1/2}.\end{aligned}$$

Dla lekkich barionów rezonanse Δ są cięższe o około 0,3 GeV od barionów o spinie 1/2. Spodziewamy się zatem, że masy cząstek Σ_c^* powinny być rzędu 2,6 GeV. Rzeczywiście dane doświadczalne są bardzo bliskie tej liczby. W rzeczywistości masa cząstek Σ_c^* wynosi 2,52 GeV. Jeżeli chodzi o cząstki Σ_c , gdzie spin lekkiego dikwarku i kwarku c składają się przeciwnie na spin 1/2, moglibyśmy oczekiwać, że mają one masę równą cząstkom Σ_c^* . Z drugiej strony można argumentować, że ponieważ całkowity spin tych cząstek jest 1/2, powinny mieć one masę zbliżoną do Λ_c^+ . Natura wybrała rozwiązanie pośrednie: masa Σ_c leży mniej więcej w połowie „odległości” między Λ_c^+ a Σ_c^* i wynosi 2,45 GeV, czyli mniej więcej 0,15 GeV powyżej Λ_c^+ i 0,15 GeV poniżej Σ_c^* .

Następna możliwość to tzw. bariony Ξ_c zawierające kwark c i jeden kwark s. Mamy tu tylko dwie możliwości jeżeli chodzi o skład: (csd) i (csu), ale trzy możliwości jeżeli chodzi o spin (patrz rysunek 1):

$$\begin{aligned}\Xi_c^+ &= (\text{csu})_{1/2}, \quad \Xi_c^0 = (\text{csd})_{1/2}, \\ \Xi_c^{*+} &= (\text{csu})_{3/2}, \quad \Xi_c^{*0} = (\text{csd})_{3/2}, \\ \Xi_c^{*+} &= (\text{csu})_{1/2}, \quad \Xi_c^{*0} = (\text{csd})_{1/2}.\end{aligned}$$



Rys. 1. Poglądowy schemat barionu z jednym ciężkim kwarkiem (w środku), wokół którego krążą dwa lekkie kwarki tworzące jeden dikwark. Strzałki oznaczają spin 1/2 (a dokładnie rzut spinu na oś z). Dikwark może mieć całkowity spin równy zero (rysunek górny) i wówczas cały barion ma spin 1/2 niesiony przez ciężki kwark. Całkowity spin dikwarku może być też równy 1 i wtedy całkowity spin barionu może być równy 1/2 (rysunek środkowy) lub 3/2 (rysunek dolny)

W cząstkach Ξ_c dikwark zawierający lekkie kwarki ma spin 0, natomiast w cząstkach Ξ'_c oraz Ξ_c^* dikwark ten ma spin 1.

Spróbujmy teraz oszacować masy. Dla cząstki Ξ_c mamy:

$$\Xi_c : \underbrace{1,65 + 0,46 + 0,31}_{\text{suma mas kwarków}} = 2,42 \text{ GeV [dośw.: 2.47]}.$$

Z kolei dla Ξ_c^* musimy dodać 0,3 GeV w związku ze spinem 3/2:

$$\Xi_c^* : \underbrace{1,65 + 0,46 + 0,31}_{\text{suma mas kwarków}} + \underbrace{0,30}_{\text{spin 3/2}} = 2,72 \text{ GeV [dośw.: 2.65]},$$

a dla Ξ'_c tylko 0,15 GeV, przez analogię z cząstkami Σ_c

$$\Xi'_c : \underbrace{1,65 + 0,46 + 0,31}_{\text{suma mas kwarków}} + \underbrace{0,15}_{\text{spin 1/2}} = 2,57 \text{ GeV [dośw.: 2.58]}.$$

Widzimy, że ten bardzo naiwny sposób liczenia mas daje zaskakująco dobre wyniki.

Tabela 2. Bariony zawierające jeden kwark b. W kolumnie *model* podano wyniki oszacowań omówionych w tekście. Wyniki doświadczalne oznaczone gwiazdką odpowiadają nowym cząstkom odkrytym ostatnio przez LHCb

barion	spin	model	dośw.
Λ_b	1/2	5,62	5,62
Σ_b	1/2	5,77	5,81
Σ_b^*	3/2	5,92	5,83
Ξ_b	1/2	5,77	5,79
Ξ'_b	1/2	5,92	5,94*
Ξ_b^*	3/2	6,07	5,96*

Możemy także utworzyć cząstkę o składzie (css), którą nazwano Ω_c^0 . Ma ona masę 2,7 GeV, a jej spin jest nieznan. Ponieważ dwa kwarki s mogą uformować tylko dikwark o spinie 1, mamy więc dwa przewidywania co do masy Ω_c^0 :

$$\Omega_c^0 : \underbrace{1,65 + 0,46 + 0,46}_{\text{suma mas kwarków}} + \underbrace{0,15}_{\text{spin 1/2}} = 2,72 \text{ GeV},$$

$$\Omega_c^0 : \underbrace{1,65 + 0,46 + 0,46}_{\text{suma mas kwarków}} + \underbrace{0,30}_{\text{spin 3/2}} = 2,87 \text{ GeV}.$$

Zatem najprawdopodobniej spin Ω_c^0 wynosi 1/2. Znana jest też druga cząstka Ω_c^0 o masie 2,77 GeV, której spin jest też nieznan. Z naszej analizy wynika, że powinna to być cząstka Ω_c^0 o spinie 3/2.

3.2. Bariony z kwarkiem b

Analizę przedstawioną w poprzednim paragrafie dla barionów z kwarkiem c można praktycznie bez zmian powtórzyć dla barionów z kwarkiem b. Skład i sposób liczenia mas pozostanie bez zmian, za wyjątkiem tego, że masę kwarku c należy zamienić na masę kwarku b, którą na potrzeby naszej analizy przyjmujemy równą 5 GeV. Druga różnica bierze się stąd, że ładunek kwarku b wynosi $-1/3$ w porównaniu z ładunkiem $+2/3$ kwarku c. A zatem bariony zawierające kwark b będą miały ładunek o jeden mniejszy niż ładunek analogicznych barionów z kwarkiem c i będą cięższe o 3,35 GeV. Przewidywania teoretyczne wraz z danymi doświadczalnymi w GeV, łącznie z najnowszymi rezultatami grupy LHCb oznaczonymi gwiazdką, są zawarte w tabeli 2.

Widzimy z tabeli 2, że wyniki naszego oszacowania są w miarę „przyzwoite”, aczkolwiek dane wyraźnie wskazują, że konfiguracje, w których dikwark o spinie 1 składa się na dwa różne sposoby ze spinem 1/2 kwarku b, mają w przybliżeniu równe masy. Zatem nasze założenie, że te różnice mas są jednakowe dla wszystkich barionów, jest zapewne błędne. Dyskusja tych subtelnych efektów wykracza poza ramy tego artykułu.

Wreszcie ostatnim elementem naszej układanki są bariony typu Ω^b z dwoma kwarkami s. Z naszej analizy wynika, że powinny istnieć dwa takie stany o spinie 1/2 i masie około 6,07 GeV, i o spinie 3/2 i masie około 6,22 GeV. Jak wygląda sytuacja doświadczalna? Otóż jak na razie odkryto tylko jedną cząstkę Ω_b^- o masie 6,05 GeV o nieznanym spinie. Porównując te dane z naszym przewidywaniem skłaniałobyśmy się do stwierdzenia, że jest to cząstka o spinie 1/2. Musimy być tu jednak ostrożni, gdyż dla barionów z kwarkami b nasze przewidywania dotyczące różnicy mas między stanami o spinie 3/2 i 1/2 dla cząstek Σ_b i Ξ_b były zawyżone.

4. Zakończenie

Ogłoszone w listopadzie przez LHCb odkrycie cząstek Ξ_b^- oraz Ξ_b^{*0} dopełnia układankę barionów z jednym ciężkim kwarkiem i co najwyżej jednym kwarkiem s. Do kompletu brakuje nam cząstek typu Ω_Q zawierających dwa kwarki s i jeden ciężki kwark Q (c lub b). Model kwarków przewiduje istnienie dwóch takich stanów z kwarkiem c lub b, o spinie 1/2 oraz 3/2. Na razie znaleziono tylko po jednej takiej cząstce, ale nie zmierzono ich spinu. Osobnym zagadnieniem są podwójnie ciężkie bariony: (ccq), (bcq) i (bbq), gdzie q oznacza jeden z lekkich kwarków s, u lub d. Na razie istnieje dość niejasna ewidencja cząstki

typu (ccq). W Japonii w ośrodku badawczym JParc planuje się uruchomienie programu poszukiwania takich cząstek. Przed nami jeszcze odkrycia cząstek potrójnie ciężkich, jak np. (bbb), (ccc) czy mieszanych (ccb) lub (bbc).

Omawiając sposób obliczenia mas barionów przyjęliśmy pewne uproszczenia i – jak to już zaznaczyliśmy – nieprawdziwe założenie co do stałości rozszczepienia między stanami o spinie 1/2 i 3/2. Próba lepszego opisu wykracza poza ramy tego artykułu, jednak zainteresowanym czytelnikom podamy pewną wskazówkę. Otóż zauważmy, że

$$\frac{\Xi_c^* - \Xi_c'}{\Xi_b^* - \Xi_b'} = 3,5 \simeq \frac{m_b}{m_c} = 3,03$$

co sugeruje, że rozszczepienie między stanami, w których lekki dikwark o spinie 1 składa się na całkowity spin 3/2 lub 1/2 jest odwrotnie proporcjonalne do masy ciężkiego kwarku, wokół którego taki dikwark się porusza. Oczywiście powyższy wzór jest przybliżony, ale widać, że jest bliższy prawdy niż nasze poprzednie założenie, że stosunek ten jest rzędu jedynki.

Niestety, choć dysponujemy kwantową teorią oddziaływań silnych – jest to wspomniana na wstępie chromodynamika kwantowa, to obliczenie mas cząstek, a w szczególności barionów, wymaga bardzo zaawansowanych metod komputerowych. Inną metodą podejścia do tego zagadnienia jest próba konstruowania uproszczonych modeli, takich jak schemat omówiony w tym artykule, które z jednej strony uwzględniają pewne aspekty chromodynamiki, jak np. ten, że dwa identyczne kwarki mogą tworzyć jedynie dikwark o spinie 1, a z drugiej operują pewnymi uproszczonymi założeniami, jak np. ten, że masa cząstki jest w pierwszym przybliżeniu równa sumie mas jej składników. Wykonane przez LHCb pomiary oraz planowane eksperymenty stanowią wyzwanie dla tych modeli, ale także dla naszego myślenia o tym, jak zbudowany jest mikroświat.



Niebieskie diody – Nagroda Nobla z fizyki w roku 2014

Jacek Nizioł

Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

Technologia wytwarzania diod świecących LED (ang. *light emitting diode*) znana jest od ponad półwiecza. Jest to najdoskonalsze urządzenie do zamiany energii elektrycznej na światło, gdyż proces ten odbywa się bezpośrednio. We wszystkich innych źródłach światła mają miejsce etapy pośrednie, w których część energii tracona jest w procesach niezwiązanych ze świeceniem. Na przykład w klasycznej żarówce większość dostarczanej energii zużywana jest na wytwarzanie ciepła.

By wykorzystać technologię LED do celów oświetleniowych lub do wyświetlania pełnokolorowych obrazów, należy dysponować diodą emitującą światło niebieskie. Przez pierwszych trzydzieści lat rozwoju technologii LED nie umiano pokonać istniejących trudności. Sukces w tej dziedzinie odnieśli niezależnie od siebie Isamu Akasaki z Hiroshi Amano oraz Shuji Nakamura dopiero na przełomie lat 80. i 90. XX wieku. W roku 2014 uhonorowano ich Nagrodą Nobla z fizyki za – jak to ujął w sposób nieco poetycki Komitet Noblowski – „nowe światło, które rozświetliło świat”. Wynalazek ten ma ogromne znaczenie dla ludzkości, ponieważ umożliwił skonstruowanie jasnych i energooszczędnych źródeł światła białego.



Isamu Akasaki (ur. 30.01.1929) ukończył uniwersytet w Kyoto w 1952 r. Do 1959 r. był pracownikiem Kobe Kogyo Corp. (późniejsze Fujitsu). Następnie rozpoczął pracę na uniwersytecie w Nagoji, gdzie w 1964 r. uzyskał doktorat. W tym samym roku został kierownikiem laboratorium badań podstawowych firmy Matsushita. Do pracy uniwersyteckiej powrócił w 1981 r. obejmując stanowisko profesora uniwersytetu w Nagoji. W ciągu lat 80. XX w. doskonalił technikę otrzymywania kryształów GaN, co w roku 1989 doprowadziło do skonstruowania diody LED emitującej niebieskie światło. Technologia ta nie nadawała się jednak do produkcji na skalę przemysłową. W 2004 r. został profesorem honorowym tej uczelni, a dwa lata później dla podkreślenia zasług jeden z nowych instytutów nazwano jego imieniem.



Hiroshi Amano (ur. 11.09.1960) jeszcze jako student uniwersytetu w Nagoji został członkiem grupy badawczej prof. Akasaki'ego w 1982 r. Uzyskiwał tam kolejne stopnie naukowe do doktoratu włącznie (1989). W latach 1992–2010 pracował na uniwersytecie w Meijo, gdzie w 2002 r. został profesorem. W 2010 r. powrócił do pracy na uniwersytecie w Nagoji.

Shuji Nakamura (ur. 22.05.1954). Studia w zakresie elektroniki ukończył na uniwersytecie w Tokushima w 1979 r. Następnie podjął pracę w małym przedsiębiorstwie Nichia Chemicals. W połowie lat 80. XX w. zaczęto tam produkować diody LED emitujące światło w zakresie czerwonym i podczerwonym. Ze względu na konkurencję ze strony większych firm, przedsięwzięcie to okazało się nieopłacalne. Nakamura przekonał wtedy kierownictwo, biorąc pod uwagę możliwości firmy, że sukces w dziedzinie produkcji LED można osiągnąć tylko oferując produkt niedostępny na rynku. Otrzymał na ten cel 3 miliony dolarów, które przeznaczył na roczne badania prowadzone na University of Florida w USA. Po powrocie ulepszył proces wytwarzania niebieskiej diody LED, której produkcję na skalę przemysłową rozpoczęto w 1993 r. W 1996 r. opracował pierwszy na świecie niebieski laser półprzewodnikowy, pracujący w trybie ciągłym. Cztery lata później opuścił firmę Nichia podejmując pracę jako profesor w University of California w Santa Barbara. Po długim procesie sądowym w 2004 r. uzyskał od poprzedniego pracodawcy wynagrodzenie za dokonane wynalazki.



Źródło: *Encyclopediae Britannica* – www.britannica.com, S. Nakamura, S. Pearton, G. Fasol, „The Blue Laser Diode”, Springer, 2000.

Historia rozwoju diod LED

1907	Henry Joseph Round (Anglia), zaobserwował świecenie podczas przykładania potencjału ok. 10 V do kryształu węgliku krzemu SiC za pomocą metalowych przyłączy. Innymi słowy, była to elektroluminescencja złącza typu Schottky'ego. Jednakże brak powtarzalności spowodowany kiepską jakością dostępnych wówczas kryształów spowodował zaniechanie badań.
------	---

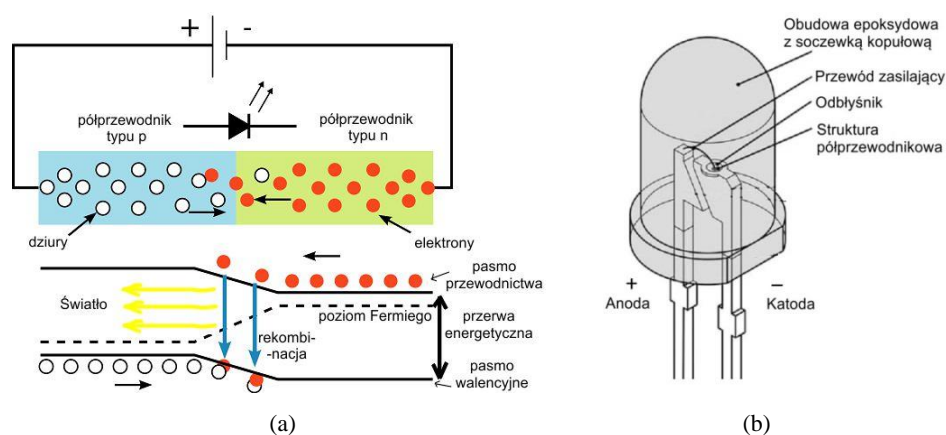
1927	Oleg Vladimirovich Losev (ZRSS) pogłębił badania złącz metal-SiC, wskazując na dużą szybkość przełączania. Jednakże mimo publikacji w czasopismach międzynarodowych, jego prace zostały zignorowane. Poza tym natura zjawiska pozostawała niezrozumiała.
lata 50.	Postęp w fizyce i technologii wytwarzania półprzewodników. O ile półprzewodniki typu II-VI występowały w przyrodzie, to półprzewodniki typu III-V należało wytworzyć sztucznie. Zrozumiano zjawiska towarzyszące elektroluminescencji.
1961	Robert Biard i Gary Pittman (USA) opatentowali diodę elektroluminescencyjną LED opartą na GaAs, emitującą światło w zakresie podczerwonym.
1962	Nick Holonyak Jr. (USA) zbudował pierwszą diodę LED emitującą światło w zakresie widzialnym (czerwone), jednak jej jasność była zbyt mała by dostrzec ją przy normalnym oświetleniu.
1968	Monsanto Company (USA) rozpoczęła masową produkcję diod LED świecących w zakresie czerwonym.
lata 70.	Rozwój technologii LED w kierunku uzyskania wszystkich barw. Poszukiwania nowych, efektywniejszych półprzewodników.
lata 80.	Budowa superjasnych diod LED, mogących służyć do oświetlania.
1993	Shuji Nakamura (Japonia) zbudował pierwszą diodę opartą na InGaN emitującą barwę niebieską, której dotąd brakowało.
1995	Pierwsza dioda świecąca światłem białym, uzyskanym na drodze konwersji światła niebieskiego.
1996	Shuji Nakamura (Japonia) zademonstrował niebieską diodę laserową.
2006	Pierwsza biała dioda LED osiągająca wydajność 100 lm/W.
2014	Wydajność oświetleniowych diod LED dochodzi do 300 lm/W (Cree Inc.).

Budowa diody LED

Działanie każdej diody półprzewodnikowej, w tym diody LED, możliwe jest dzięki specyficznym cechom związanym z ruchem nośników ładunku elektrycznego w ciałach stałych. Opisuje to szczegółowo teoria pasmowa, mająca swoje uzasadnienie w mechanice kwantowej. Mówi ona, że elektrony nie mogą posiadać dowolnej energii, a tylko wartości mieszczące się w pewnych przedziałach, tzw. pasmach. Rozróżnia się pasmo walencyjne, wypełnione przez elektrony związane z jądrami atomów oraz pasmo przewodnictwa, w którym mogą znajdować się elektrony swobodne, tj. mogące się poruszać. Pasma walencyjne od pasma przewodnictwa oddziela tzw. przerwa energetyczna. W półprzewodnikach jej szerokość odpowiada energii niesionej przez światło w zakresie od podczerwieni do bliskiego ultrafioletu. Jeżeli elektronowi z pasma walencyjnego dostarczy się energii równej lub większej niż szerokość przerwy, to przejdzie on do pasma przewodnictwa. Pozostawi po sobie puste miejsce, tzw. dziurę. Dziura może zmieniać położenie (a więc przemieszczać się) dzięki przeskokom elektronów z sąsiednich atomów. Ze względu na to, że ładunek jądra nie będzie już skompensowany, dziurę można uważać za ładunek dodatni.

Jeśli elektron z pasma przewodnictwa wypełni puste miejsce w paśmie walencyjnym, to mówimy, że dokonał rekombinacji z dziurą. Zjawisku temu towarzyszy oddanie energii w ilości równej przynajmniej szerokości przerwy energetycznej.

Głównym elementem każdej diody jest złącze $p-n$ istniejące na granicy dwóch rodzajów półprzewodników domieszkowanych – typu p oraz typu n . W półprzewodniku typu p łatwo mogą się przemieszczać tylko dziury, a w półprzewodniku typu n – tylko elektrony. Złącze $p-n$ jest naturalną barierą energetyczną dla ruchu ładunków elektrycznych. Bariery tę można zmniejszyć przyłączając zewnętrzne napięcie w taki sposób, jak to pokazano w górnej części rys. 1a. Wtedy możliwy staje się przepływ prądu. Przy podłączeniu o odwrotnej biegunowości wysokość bariery energetycznej w złączu $p-n$ wzrasta jeszcze bardziej. Idea działania diod LED nie różni się zasadniczo od budowy diod prostowniczych, czyli takich, które służą jedynie do przepuszczania prądu elektrycznego tylko w jednym kierunku. Podstawowa różnica polega na rodzaju przerwy energetycznej. W bardzo dużym uproszczeniu można powiedzieć, że energia elektronu w paśmie zależy od jego pędu, a ten od kierunku ruchu względem sieci krystalicznej utworzonej przez atomy półprzewodnika. Jeśli dno pasma przewodnictwa (czyli najmniejsza możliwa energia) i wierzchołek pasma walencyjnego (czyli największa możliwa energia) występują dla tej samej wartości pędu (zwykle równej zero), to przerwę energetyczną określa się jako prostą. W przeciwnym wypadku jest to przerwa skośna. Emisja światła możliwa jest tylko wtedy, kiedy przerwa jest przerwą prostą. Rekombinacja nośników ładunku w półprzewodnikach o przerwie skośnej odbywa się na drodze bezpromienistej.



Rys. 1. (a) Budowa i działanie diody LED, (b) Poglądowy schemat jednego z najstarszych typów obudowy

Pracę nad niebieską diodą LED rozpoczęto jeszcze w połowie lat 70. XX wieku. Rozważano użycie różnych półprzewodników o odpowiedniej przerwie energetycznej. Największe firmy, takie jak Sony czy Xerox, postawiły na selenek cynku, który początkowo wydawał się najlepszy. Jednakże przełomu dokonali w latach 80. i 90. tegorocznymi laureatami Nagrody Nobla, skupiając się na znany już wcześniej, ale niedocenionym azotku galu (GaN).

Podstawową trudnością było uzyskanie krystalicznych warstw GaN pozbawionych defektów oraz ich domieszkowanie typu *p*. Pracując niezależnie Akasaki i Nakamura udowodnili, że wymaganą warstwę GaN można osadzić na podłożu szafirowym ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) za pomocą techniki MOCVD (ang. *Metal Organic Chemical Vapor Deposition*). Technika ta polega na osadzaniu warstw na powierzchni materiałów poprzez zastosowanie związków metaloorganicznych w formie gazowej, których fragmenty organiczne są później redukowane. Kluczem do sukcesu było wytworzenie serii warstw pośrednich pomiędzy podkładem szafirowym a właściwym GaN. Akasaki wykazał, że domieszkowanie typu *p* można wytworzyć przez naświetlanie elektronami o niskiej energii (tzw. LEEBI), co pozwoliło zbudować pierwszą diodę niebieską w 1989 roku. Technologia LEEBI była jednak mało wydajna i nie nadawała się do produkcji wielkoseryjnej. Nakamura w roku 1992 opracował o wiele prostsze, konkurencyjne rozwiązanie oparte na odpowiedniej obróbce termicznej materiału. Tym samym otworzył drogę do komercjalizacji niebieskich diod LED.

Obszar czynny złącza *p-n* zwykle jest w diodzie LED bardzo mały i konieczne jest stosowanie odpowiednich obudów, niejednokrotnie znacznie większych od samego złącza. Jednym z elementów składowych tych obudów zwykle jest soczewka odpowiednio kształtująca wychodzącą wiązkę światła oraz doprowadzenia zasilania (rys. 1b).

Dioda LED może zostać tak udoskonalona, że wzbudzona zostanie w niej akcja laserowa. Diody laserowe są najtańszym rodzajem laserów, więc znajdują wiele zastosowań w technice. Jednym z najważniejszych jest optyczne przetwarzanie informacji. Im krótsza długość fali światła laserowego, tym gęściej może być zapisana informacja, którą odczytuje się przy jego użyciu. W przypadku płyt CD (standardowa pojemność 700 MB) długość tej fali wynosi 780 nm, płyt DVD (4,7 GB) 650 nm, a płytek Blue-ray (25 GB) 405 nm. Jak widać, w tym ostatnim przypadku do odczytu konieczny jest laser niebieski.

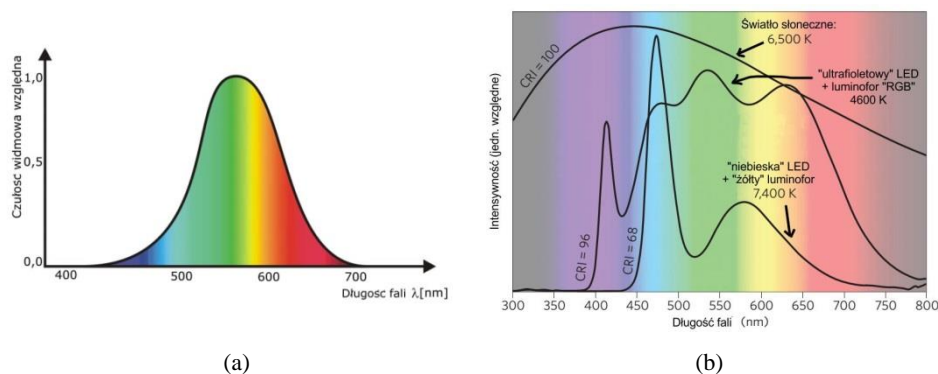
Polscy uczeni także mają swój wkład w rozwój technologii niebieskiego lasera. Na początku lat 90. XX wieku w Instytucie Wysokich Ciśnień PAN opracowano technologię wytwarzania kryształów GaN o liczbie defektów znacznie mniejszej niż w owym czasie otrzymywane w ośrodkach zagranicznych. W 2001 roku przedstawiono działający laser półprzewodnikowy, jednak nie osiągnął on sukcesu komercyjnego. Obecnie w Polsce działają dwie firmy zajmujące się wytwarzaniem materiałów potrzebnych do produkcji niebieskich laserów. Są to TopGan oraz Ammono z Warszawy.

Diody LED jako oświetlenie

Monochromatyczne (czerwone, zielone, żółte) diody LED już pod koniec lat 80. XX wieku osiągnęły wystarczającą wydajność i moc, by je stosować jako źródła światła. Początkowo, ze względu na koszty, używano je w miejscach, w których liczyła się przede wszystkim niezawodność i bezpieczeństwo. Była to sygnalizacja uliczna. W przypadku zwykłych żarówek kolorowy klosz zatrzymywał około 50% światła. Poza tym wskazania sygnalizatora oświetlonego od frontu światłem słonecznym stawały się nieczytelne. Zastosowanie LEDów rozwiązywało ten problem. Na światło białe należało poczekać jeszcze dekadę, do chwili pełnej komercjalizacji niebieskich diod LED. Światło białe można uzyskać mieszając w odpowiednich proporcjach światło czerwone, zielone i niebieskie (RGB), tak jak ma to miejsce w wielkopowierzchniowych wyświetlaczach reklamowych. Położenia diod RGB zamontowanych blisko siebie, z dostatecznie dużej odległości nie można odróżnić ze względu na ograniczoną rozdzielczość oka ludzkiego. Tym samym zlewają się one dla obserwatora w jedną całość.

Rozwiązanie takie posiada jednak pewne wady. Postrzeganie barwy to efekt wywołany zarejestrowaniem przez oko fali elektromagnetycznej w bardzo wąskim przedziale długości. Barwy monochromatyczne, tzw. spektralne, można otrzymać przez rozszczepienie światła białego. Pewnych barw postrzeganych przez człowieka nie da się jednak otrzymać w ten sposób – na przykład brązowej czy różowej. Można je uzyskać jedynie mieszając z sobą w odpowiednich proporcjach różne barwy spektralne. Udaje się to zrobić na wiele równoważnych sposobów, jednakże bezkrytyczne stosowanie tej zasady może skończyć się katastrofą. Dobrze o tym wiedzą wszyscy, którzy przed zakupem odzieży sprawdzają jej barwę w świetle dziennym. Wewnątrz sklepu dwie sztuki odzieży mogą wydawać się jednakowej barwy. W świetle jarzeniowym, zwykle stosowanym w obiektach handlowych, brak jest niektórych barw spektralnych lub są niedostatecznie intensywne. Dlatego optymalnym rozwiązaniem jest, aby źródło światła posiadało widmo maksymalnie zbliżone do widma światła słonecznego w zakresie czułości ludzkiego oka (rys. 2a). Wierność odtwarzania widma słonecznego wyraża współczynnik oddania barw CRI (ang. *colour rendering index*), wynoszący maksymalnie 100. Dla świetlówek wynosi on 50–90, a dla ulicznych lamp sodowych tylko 5–20. Barwę białą w diodach LED uzyskuje się na drodze luminescencji. Luminescencja jest to zjawisko wtórnego świecenia poprzedzone wcześniejszą absorpcją światła. Światło oryginalnie emitowane w złączu *p-n* ulega częściowej absorpcji przez luminofor. Światło luminescencji emitowane jest w zakresie dłuższych fal i nakłada się na widmo światła pierwotnie emitowanego ze złącza *p-n*. Z absorpcją i luminescencją wiążą się straty energii. Z drugiej strony lepsze oddanie barwy wymaga zastosowania kilku luminoforów (rys. 2b). Tak więc wydajność energetyczna białej diody i wierność oddania barw są zwykle kompromisem wynikającym z prze-

znaczenia danego typu żarówek LED. Uzyskiwane wartości współczynnika CRI w niektórych typach mogą osiągać 96–97.



Rys. 2. (a) Czulość widmowa oka, (b) Widmo światła słonecznego oraz przykładowych diod LED świecących światłem białym uzyskiwanym przez wzbudzenie pojedynczego fosforu światłem niebieskim lub trzech fosforów RGB wzbudzanych światłem ultrafioletowym

Zaletą diod LED jest bardzo małe zużycie energii i bardzo długi czas pracy. Wciąż udoskonalane stają się coraz jaśniejsze i zużywają coraz mniej prądu. Obecnie osiąga się wydajność blisko 300 lumenów na wat, czyli mniej więcej 15 razy większą niż w przypadku typowych żarówek halogenowych. Jednocześnie dioda może świecić przez 100 000 godzin, podczas gdy normalna żarówka około 1000, a świetlówki między 10 000 a 15 000. Na dodatek częste włączanie i wyłączenie nie skraca żywotności żarówek LED.

Ponieważ na świecić aż jedną czwartą wytworzonej energii zużywa się na oświetlenie, powszechne wprowadzenie LEDów pozwoli na znaczne oszczędności. Należy jednak zaznaczyć, że sprawność świecenia żarówek diodowych z czasem maleje, natomiast są one bardzo odporne na warunki atmosferyczne i wstrząsy. Światło emitowane przez żarówki diodowe jest bezpieczne dla oczu i zdrowia, gdyż nie występuje w nim promieniowanie UV i migotanie. Mogą być produkowane w dowolnych kształtach, a odcień wytwarzanego światła – dobierany według przeznaczenia oświetlanego pomieszczenia (rodzaj oświetlenia ma istotny wpływ na psychikę człowieka). Na przykład **światło tzw. ciepłe odpowiadające temperaturze barwowej 3000–3300 K** poleca się przede wszystkim do pomieszczeń mieszkalnych. Wywołuje ono pogodny nastrój i nadaje pomieszczeniu przytulnego klimatu. Z drugiej strony nieco niebieskawe **tzw. chłodne światło o temperaturze barwowej powyżej 5000 K** poprawia koncentrację i zwiększa wydajność pracy, gdyż światło o wysokiej temperaturze barwowej powoduje zmniejszenie wydzielania melatoniny w organizmie. Dla porównania warto pamiętać, że światło dzienne ma barwę między 5000 a 6500 K.

Dodatek: Wielkości fizyczne związane z oświetleniem, czyli jak czytać ze zrozumieniem tekst na opakowaniu żarówki

Fotometria zajmuje się opisem procesów związanych z przenoszeniem energii promienistej przez promieniowanie elektromagnetyczne. Rozróżnia się fotometrię energetyczną i wizualną. Pierwsza z nich zajmuje się opisem ilościowym w jednostkach bezwzględnych, druga uwzględnia ograniczoną czułość ludzkiego oka. Ta sama ilość energii promienistej może wywołać duże lub bardzo nieznaczne wrażenie wzrokowe. Zależy to od długości fali promieniowania elektromagnetycznego. Przyjmuje się, że oko ludzkie jest w stanie rejestrować promieniowanie elektromagnetyczne o długościach fal w zakresie 380–780 nm, które umownie nazywa się zakresem widzialnym. Oko rejestrując fale z różnych przedziałów widmowych wywołuje w mózgu powstanie wrażenia barwy. W przybliżeniu, fale o długościach od 380 nm do 436 nm człowiek widzi jako fiolet, od 436 nm do 495 nm jako niebieski, od 495 nm do 566 nm jako zielony, od 566 nm do 589 nm jako żółty, od 589 nm do 627 nm jako pomarańczowy, a od 627 nm do 780 nm jako czerwony. Fale krótsze niż 380 nm (bliski ultrafiolet) lub dłuższe niż 780 nm (bliska podczerwień) nie wywołują żadnego wrażenia wzrokowego.

W zakresie widzialnym widma elektromagnetycznego czułość oka waha się znacznie dla tej samej wartości energii przy różnych długościach fal. Na przykład w warunkach widzenia fotonowego (dziennego) oko jest około dwadzieścia razy czulsze rejestrując światło o długości fali równej 555 nm, niż światło o długości fali 700 nm lub 450 nm. Z tego względu fotometria wizualna, w przeciwieństwie do fotometrii energetycznej, korzysta z jednostek względnych. Miarą wrażenia wzrokowego jest światłość. Stanowi ona wielkość podstawową w układzie jednostek SI. Odpowiednią jednostką jest kandela (cd). Jest to światłość, jaką ma w określonym kierunku źródło emitujące promieniowanie monochromatyczne o częstotliwości $5,40 \cdot 10^{14}$ Hz (a więc odpowiadające maksymalnej czułości oka), którego natężenie w tym kierunku wynosi 1/683 W/sr. Poniżej zestawiono wielkości używane w fotometrii radiacyjnej i ich odpowiedniki w fotometrii wizualnej.

Fotometria energetyczna		Fotometria wizualna		Objaśnienia
Nazwa ^(*)	Jednostka ^(**)	Nazwa ^(*)	Jednostka ^(**)	
Natężenie promieniowania	W/sr	Światłość	cd	„Efekt” promieniowania wysyłanego w kąt bryłowy
Strumień energii promieniowania	W	Strumień świetlny	lm = cd · sr	Całkowity „efekt” wysyłanego promieniowania
		Wydajność świetlna	lm/W	Określa, z jaką wydajnością pobrana moc prądu elektrycznego jest przetwarzana na światło

(*) W literaturze spotyka się też inne nazwy tych wielkości fizycznych

(**) Oznaczenia jednostek: W – wat, cd – kandela, lm – lumen, sr – steradian

Często też do oceny wrażenia wzrokowego oświetlenia podaje się jego tzw. temperaturę barwową. Jest to wyrażona w kelwinach temperatura ciała doskonale czarnego, które emituje promieniowanie wywołujące to samo wrażenie wizualne. Przykładowo, temperatura barwowa płomienia zapalki to ok. 1700 K, tradycyjnej żarówki ok. 2700–2900 K, widmo Słońca 5780 K, światło dzienne 5000–6500 K (w zależności od pory dnia, kierunku obserwacji, zachmurzenia itp.), lampa błyskowa stosowana w fotografii ok. 5500 K. Temperatura barwowa błękitnego nieba waha się od kilkunastu do ponad dwudziestu tysięcy kelwinów. Im wyższa jest temperatura barwowa wytwarzanego światła, tym w jego widmie większy jest udział fal o długościach odpowiadających barwie niebieskiej, a niższy fal odpowiadających barwie czerwonej. Ze względu na wrażenie wzrokowe źródła światła białego dzieli się umownie na wytwarzające biel ciepłą, neutralną, chłodną. Podział ten ma uzasadnienie czysto psychologiczne. Paradoksalnie, źródła światła białego „chłodnego” mają wyższą temperaturę barwową, gdyż w ich widmie większy udział stanowi światło niebieskie. Warto zaznaczyć, że ciało doskonale czarne jest pojęciem modelowym i nie istnieje w rzeczywistości, jednakże w wielu zastosowaniach przybliżenie to sprawdza się dostatecznie dobrze. Na przykład pomiaru temperatury surówki w piecu hutniczym można dokonać za pomocą pirometru optycznego, w którym barwę rozgrzanego metalu porównuje się z barwą żarzącego się wolframowego drucika.



Tajemnice kosmologii – problem niejednorodności

Sebastian J. Szybka

Obserwatorium Astronomiczne UJ

Artykuł ten jest rozszerzoną wersją eseju, który został opublikowany w folderze wydanym z okazji przeniesienia wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej na Nowy Kampus.

W 1922 roku prof. Aleksander Friedmann z Petersburga opublikował artykuł otwierający nowy rozdział w historii kosmologii. Formuły matematyczne, które się pojawiły w tej pracy, niosły z sobą treści przełomowe. Po raz pierwszy w historii kosmologii dopuszczono myśl, na razie tylko jako jedną z matematycznie niesprzecznych możliwości, że budowla Wszechświata nie jest niezmienna. Ta i kolejna praca Friedmanna pozostawały niezauważone przez parę lat. Jakiś czas później okazało się, że obserwacje galaktyk sugerują, iż Wszechświat jest opisywany właśnie przez jedno z tego typu dynamicznych, ekspandujących rozwiązań. Skąpe dane obserwacyjne przez długie dziesięciolecia nie pozwalały dokładnie wyznaczyć parametrów charakteryzujących kosmologiczną czasoprzestrzeń. Obecnie sytuacja ta uległa zmianie. Żyjemy w epoce, o której twórcy kosmologii: Friedmann, Lemaître, Einstein mogli tylko marzyć. Postęp technologiczny wprowadził nas w erę kosmologii niemal precyzyjnej. To, co było snem jeszcze w połowie lat 90. XX wieku, dziś staje się rzeczywistością. Każdego dnia za pośrednictwem satelitów czy też obserwatoriów naziemnych, na Ziemię docierają olbrzymie ilości danych, których analiza pozwala nam coraz dokładniej poznawać Wszechświat. Kilka razy do roku, gdy ogłaszane są dane z takich instrumentów jak Planck, rozważania i spekulacje na temat naszego Wszechświata przenoszą się z uniwersytetów i instytutów badawczych na pierwsze strony światowych mediów – wystarczy wspomnieć zaskakujące wyniki zaprezentowane w marcu 2014 roku przez zespół BICEP-2 oraz obecne (grudzień 2014) pełne napięcia oczekiwanie na ogłoszenie najnowszych danych z satelity Planck.

Jak dotychczas prosty model matematyczny, którego podstawy stworzono prawie 100 lat temu, wytrzymał próbę czasu. Jest on zgodny ze wszystkimi danymi docierającymi do nas z odległych zakątków Wszechświata. Pojawiły się jednak tajemnicze koincydencje. Dane obserwacyjne zinterpretowane w ramach tego modelu implikują, że żyjemy w bardzo szczególnym momencie istnienia Wszechświata, a on sam w dominującej części wypełniony jest egzotyczną, jak na ziemskie warunki, formą energii. Nowa era kosmologii rzuciła nowe wyzwania teoretykom.

Czy tajemnicze właściwości modelu kosmologicznego nie są skutkiem przyjętych upraszczających założeń? Może pozwolą się one wytłumaczyć za pomocą subtelnych efektów związanych z teorią grawitacji Einsteina – efektów, które nie zostały dotychczas uwzględnione w rachunkach. Na przykład wiadomo, że drobne niejednorodności rozłożenia materii mogłyby zmienić globalną dynamikę Wszechświata. Istotnie, niejednorodności takie są obserwowane, bo przecież istnieją gwiazdy, galaktyki i struktury znacznie od nich większe. Te zaburzenia gęstości mają również wpływ na trajektorie fotonów docierających do nas z odległych obiektów, a tym samym na nasze oszacowania parametrów kosmologicznych. Obecnie w środowisku naukowym nie ma zgody co do skali efektów związanych z niejednorodnościami. Jest tak z powodu trudności rachunkowych i koncepcyjnych przy uwzględnianiu ich w ramach teorii grawitacji Einsteina. Właśnie tutaj pojawia się pole do popisu dla teoretyków, którzy konstruują różne matematyczne formalizmy umożliwiające efektywny opis niejednorodności i ich wpływu na strukturę czasoprzestrzeni.

Problem niejednorodności w kosmologii oraz ich wpływu na geometrię Wszechświata można, przynajmniej teoretycznie, rozstrzygnąć bez odwoływania się do metod efektywnych za pomocą odpowiednio przygotowanej symulacji komputerowej. Niestety, równania Einsteina to bardzo skomplikowane równania różniczkowe cząstkowe, więc w pełni relatywistyczna symulacja tego typu jest obecnie poza naszym zasięgiem. Oczywiście, jeśli nawet analiza numeryczna byłaby możliwa, to pełne zrozumienie zagadnienia niejednorodności w kosmologii wymaga ujęcia problemu w sposób analityczny.

Efektywne formalizmy opisu wpływu niejednorodności mają różne zalety i wady. Niektóre z nich poświęcają matematyczną precyzję i koncepcyjną jasność na rzecz prostoty opisu, inne zachowują matematyczną ścisłość za cenę komplikacji rachunkowych uniemożliwiających osiągnięcie jednoznacznych konkluzji. Jeszcze inne, pomimo swej matematycznej precyzji i oczywistości wniosków nie są powszechnie akceptowane, bo nie wiadomo czy nasz Wszechświat spełnia założenia ich twierdzeń i czy matematyczny formalizm ich równań w pełni ujmuje naturę efektu niejednorodności. Problemy te są przedmiotem intensywnych badań prowadzonych przez kosmologów na całym świecie, w tym również w Zakładzie Astrofizyki Relatywistycznej i Kosmologii Obserwatorium Astronomicznego UJ (przykładowe rachunki w dosyć nietypowej notacji przedstawiono na rys. 1). Zagadka związków niejednorodności z tajemniczą formą energii, która zdaje się wypełniać Wszechświat, czeka na swoje ostateczne rozwiązanie.

Prostota i piękno koncepcyjne teorii Einsteina idą w parze z nieintuicyjnością i złożonością rachunkową. Dlatego postępowanie i zrozumienie odlicza się tutaj nie dniami i miesiącami, ale dziesiątkami lat. Większość ważnych, nierozwiązanych zagadnień w teorii grawitacji Einsteina pozostaje nierozwikłanych, ponieważ obroniły one swoje tajemnice przed największymi umysłami naszej plane-

ty. Jednak względem dawnych mistrzów jesteśmy na pozycji uprzywilejowanej. Wspierają nas potężne superkomputery i dokonania tych, co pracowali przed nami. Niedługo nagromadzona wiedza powinna przekroczyć próg graniczny, po którym obecne zagadki modelu kosmologicznego zostaną rozwiązane. Wtedy zapewne Wszechświat objawi przed nami nowe i jeszcze bardziej ekscytujące tajemnice.

$$\begin{aligned}
 m_{abcdef} &= -\frac{4}{3} (\alpha_{c(ab)def} + \alpha_{e(ab)fed} - \alpha_{e(cd)fab}) + \beta_{abcdef} + \beta_{abefcd} - \beta_{cdefab} \\
 m &= \text{diagram} = \text{diagram} = \text{diagram}, \quad \alpha = \text{diagram} = \text{diagram}, \quad \beta = \text{diagram} = \text{diagram}, \quad t^{(0)} = \text{diagram} \\
 \text{diagram} &= -\frac{4}{3} (\text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram}) + \text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram} \\
 8\pi \Lambda &= \frac{1}{8} \pi \left[-\text{diagram} - \text{diagram} + 2 \text{diagram} \right] + \dots = \frac{1}{8} \pi \left[\frac{4}{3} (\text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram}) - \text{diagram} - \text{diagram} + \text{diagram} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{4}{3} (\text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram}) - \text{diagram} - \text{diagram} + \text{diagram} - \frac{8}{3} (\text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram}) + 2 \text{diagram} + \text{diagram} \right] = \\
 &= \frac{1}{8} \pi \left[\frac{4}{3} (\text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram} + \text{diagram} - 2 \text{diagram} - 2 \text{diagram} + 2 \text{diagram}) + \dots \right] = \\
 &= \frac{1}{6} \pi \left[\text{diagram} + \text{diagram} - \frac{1}{2} \text{diagram} - \frac{1}{2} \text{diagram} - \text{diagram} - \text{diagram} - \text{diagram} - \text{diagram} + \text{diagram} + \text{diagram} \right] + \dots = \\
 &= \frac{1}{6} \pi \left[\text{diagram} + 2 \text{diagram} + \frac{4}{3} \text{diagram} + \text{diagram} + \text{diagram} - \text{diagram} \right] + \dots = \frac{1}{6} \pi \left[\frac{3}{2} \text{diagram} + 3 \text{diagram} \right] + \dots = \\
 &= \frac{1}{4} \pi \left[-\text{diagram} + 2 \text{diagram} \right] + \dots \quad \text{diagram} = -\text{diagram} = \text{diagram}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 8\pi \Lambda &= \frac{1}{4} \pi \left[-\text{diagram} + 2 \text{diagram} \right] + \dots \\
 8\pi t^{(0)}_{ab} &= -\frac{1}{4} g_{ab} \left[\alpha^{cd}{}_{cd}{}^e{}_e - 2\alpha^{cde}{}_{cde} \right] + \dots
 \end{aligned}$$

Rys. 1. Przykładowe obliczenia prowadzone w notacji diagramatycznej Penrosa



Kwantowy układ SI i jego jednostki elektryczne

Andrzej Zięba

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH

W artykule (*Foton* 125 [1]) zainspirowanym listem licealisty z Nowego Sącza, przedstawiłem zagadnienie definicji ampera w fizyce klasycznej. Ten artykuł, będący jego kontynuacją, opisuje projekt tzw. kwantowego układu SI, czyli oparcia makroskopowych jednostek na ustalonych wartościach stałych fizycznych. Następnie zostanie opisana techniczna realizacja jego wzorców pierwotnych o najwyższej dokładności dla wielkości elektrycznych. Na zakończenie zostaną podsumowane istotne zmiany, jakie wprowadzenie kwantowego układu SI przyniesie dla naszego rozumienia spójnego układu jednostek miary.

1. Wprowadzenie

Jednostki miary są starsze niż fizyka. Początkowo każda jednostka była definiowana oddzielnie do danego pomiaru. Przykładowo, mila rzymska (czy angielska) oznaczała po prostu tysiąc podwójnych kroków¹ i służyła do pomiaru odległości w terenie, natomiast materiał krawiecki był mierzony przy pomocy własnego przedramienia (krawca, kupca lub klienta) i nikt nie zadawał sobie pytania, ile łokci zawartych jest w mili. Pomińmy niezwykle ciekawy historyczny rozwój jednostek miar, poprzestając na stwierdzeniu, że stworzenie *układów jednostek*, najpierw CGS i CGSM, potem MKS i MKSA, wreszcie obecnego SI, było wynikiem wykorzystania praw fizyki klasycznej.

Współcześnie, czołowe instytucje metrologiczne świata pracują nad projektem redefinicji podstaw układu SI przez wykorzystanie praw fizyki kwantowej. Projekt ten znany jest pod nazwą „nowy układ SI” lub „kwantowy układ SI”, przy czym w artykule, w myśl angielskiego hasła „be specific”, będzie stosowany drugi termin. Przed przejściem do rozważań szczegółowych trzeba zdefiniować wykorzystywany w tej argumentacji podział fizyki na klasyczną i kwantową. Fizykę klasyczną określić można jako fizykę ciał makroskopowych, gdyż podstawowym jej wyróżnikiem jest, że wszystkie wielkości fizyczne są traktowane w jej fundamentalnych równaniach jako wielkości ciągłe. Częścią fizyki klasycznej jest mechanika nierelatywistyczna (niutonowska), ale do fizyki klasycznej zaliczyć trzeba również mechanikę relatywistyczną i ogólną teorię względności, gdyż i w tych teoriach wszystkie występujące wielkości są ciągłe.

¹ *Milia* – to łac. tysiąc w liczbie mnogiej. Przyjmując 80 cm za długość pojedynczego kroku otrzymujemy przybliżoną wartość mili angielskiej.

Za początek *fizyki kwantowej* należy uznać hipotezę atomistyczną. Pierwszą stałą tego działu fizyki jest stała Avogadra N_A określająca ziarnistość materii. Jeszcze w XIX stuleciu do fizyki wprowadzono kolejne stałe fizyki kwantowej: stałą Boltzmanna k_B , występującą w atomistycznej teorii zjawisk cieplnych, i ładunek elementarny e , określający kwantowanie ładunku. Hipoteza Plancka o kwantowaniu promieniowania elektromagnetycznego, wprowadzająca stałą h , jest początkiem teorii mechaniki kwantowej i elektrodynamiki kwantowej. Jak zobaczymy, wymienione cztery stałe fizyczne zostaną wykorzystane do zdefiniowania jednostek kwantowego układu SI.

2. Potrzeba arbitralnych wzorców jednostek w fizyce klasycznej

Podstawą definicji jednostek mechanicznych tak układu CGS jak i SI (w formie, w jakiej funkcjonowały przed wprowadzeniem obecnej definicji metra) jest druga zasada dynamiki,

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{\mathbf{F}}{m} \quad (1)$$

Zapis przyspieszenia jako drugiej pochodnej położenia \mathbf{r} po czasie t uświadamia nam, że w równaniu tym mamy *cztery* wielkości fizyczne. Jeżeli układ jednostek mechanicznych oparty na tych jednostkach ma być spójny, trzeba w sposób arbitralny zdefiniować *trzy* wzorce, są nimi metr, kilogram i sekunda. Jednostka siły (niuton w układzie SI) jest jednostką pochodną, nieposiadającą niezależnego wzorca.

Czy liczbę niezależnych wzorców można zmniejszyć? Fundamentalnym, a niezależnym od zasad dynamiki prawem mechaniki nierelatywistycznej jest tylko prawo grawitacji,

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (2)$$

Prawo to można wykorzystać do eliminacji jednego z arbitralnych wzorców. Na przykład, można uzyskać jednostkę masy jako jednostkę pochodną, jeżeli przyjąć, że stała grawitacji G jest równa 1, względnie *ustalić* wartość stałej grawitacji na wartości $G = 6,6738 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/(\text{kg}\cdot\text{s}^2)$ (aktualna wartość określona w roku 2010 przez komitet CODATA [2]). W pierwszym przypadku uzyskujemy uproszczenie zapisu równań, z których znika G . Odbywa się to jednak kosztem niewygodnej wartości jednostki masy².

Dlaczego ta opcja nigdy nie była poważnie rozważana? Przyczyną jest fakt, że siły grawitacji między obiektami o zwykłych rozmiarach są niezmiernie słabe i trudno je zmierzyć dokładnie. W konsekwencji, stała grawitacji pozostaje

² Dociekliwemu czytelnikowi pozostawiamy obliczenie, że jeżeli zachowamy metr i sekundę i przyjmiemy $G = 1$, uzyskana jednostka masy będzie równa 8,17 mg.

najmniej dokładnie znaną stałą przyrody, jej aktualna niepewność względna wynosi $80 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/(\text{kg} \cdot \text{s}^2)$ [2].

W mechanice relatywistycznej pojawia się dodatkowa fundamentalna stała – prędkość światła

$$c = \frac{x}{t} \quad (3)$$

Przyjęcie wartości $c = 1$ oznacza usunięcie tej stałej z równań, natomiast jej ustalenie na wartości $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$ umożliwiło, w aktualnym sformułowaniu układu SI, eliminację niezależnego wzorca długości. W ramach fizyki klasycznej, nawet gdy zostaną wykorzystane obydwie stałe G i c , nadal istnieje potrzeba przynajmniej jednego arbitralnego wzorca.

3. Układ jednostek Plancka

Początkiem mechaniki kwantowej było odkrycie stałej Plancka określającej energię kwantów promieniowania elektromagnetycznego (fotonów),

$$E = h f \quad (4)$$

Planck szybko zorientował się, że odkrycie nowej stałej przyrody umożliwia wprowadzenie układu jednostek, w którym znika potrzeba jakiegokolwiek arbitralnego wzorca. Artykuł wprowadzający układ jednostek nazwany później jego imieniem został opublikowany przez Plancka już w 1899 roku [3], przed ogłoszeniem jego teorii promieniowania ciała doskonale czarnego (publiczna prezentacja w grudniu 1900, publikacja w 1901 roku).

Wybrane jednostki mechaniczne układu Plancka zestawiono w tabeli 1. Wyrażenie wielkości fizycznych w jednostkach Plancka umożliwia eliminację stałych z równań fizyki przez przyjęcie $G = c = \hbar = 1$, co jest wygodne w fizyce teoretycznej. Ponadto uważa się, że czas Plancka określa w kosmologii czas po Wielkim Wybuchu, przy którym nieznanne prawa grawitacji kwantowej przechodzą w prawa makroskopowej teorii grawitacji (Ogólnej Teorii Względności), zaś energia Plancka $E_p = m_p c^2$ określa skalę energii unifikacji wszystkich oddziaływań.

Standardowe przedstawienie jednostek układu Plancka [4] wyróżnia definicje jednostek podstawowych, z których uzyskać można potrzebne jednostki pochodne. W istocie wszystkie wielkości fizyczne w układzie Plancka są równouprawnione przez fakt, że każda, zarówno „podstawowa” jak i „pochodna” jednostka Plancka, może być zdefiniowana niezależnie przy użyciu stałych fundamentalnych – które przejmują w pewnym sensie rolę dawnych jednostek podstawowych.

Tabela 1. Wybrane jednostki mechaniczne układu Plancka

Nazwa	Relacja do stałych G , c i \hbar	Wartość w jednostkach układu SI
długość Plancka	$l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$	$1,6162 \cdot 10^{-35}$ m
czas Plancka	$t_p = \frac{l_p}{c} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}}$	$5,391 \cdot 10^{-44}$ s
masa Plancka	$m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}$	$2,1765 \cdot 10^{-8}$ kg

4. Kwantowy układ SI

W analogii do jednostek Plancka kwantowy układ SI ma się opierać o ustalone wartości podstawowych stałych fizycznych. Definicje jednostek makroskopowych będą sformułowane zasadniczo tak samo: wartość danej jednostki makroskopowej (ampera, kilograma, oma, kelwina itd.) jest taka, by wyrażone w tych jednostkach wartości stałych fizycznych były równe dokładnie:

- prędkość światła $c = 299\,792\,458$ m/s,
- stała Plancka $h = 6,626\,06X \cdot 10^{-34}$ J·s,
- ładunek elementarny $e = 1,602\,17X \cdot 10^{-19}$ C,
- stała Boltzmanna $k = 1,380\,6X \cdot 10^{-24}$ J/K,
- stała Avogadra $N_A = 6,022\,14X \cdot 10^{23}$ 1/mol.

(symbol X oznacza cyfry jeszcze nieuzgodnione [5]). Sekundę definiuje umownie częstotliwość $9\,192\,631\,770$ Hz dla przejścia kwantowego w atomach ^{133}Cs wykorzystywanego w zegarze atomowym. Pozafizyczne jednostki oświetlenia (kandela, lumen, luks) pozostają poza zakresem niniejszych rozważań (zob. [6]).

Jak widzimy, kwantowy układ SI może być uważany za kontynuację idei Plancka. Tyle, że aby umożliwić jak najdokładniejsze pomiary, trzeba było zrezygnować z wykorzystania stałej grawitacji. Konsekwencją jest powrót do pojedynczego arbitralnie wybranego wzorca – jest nim wzorzec sekundy. W nieodległej przyszłości definicja sekundy może zostać zmieniona ze względu na rozwój metod pomiaru czasu: w roku 2009 dokładność zegarów optycznych przewyższyła dokładność zegarów atomowych [7].

5. Kwantowe wzorce napięcia i rezystancji

Propozycja kwantowego układu SI pozostałaby ciekawostką teoretyczną, gdyby nie odkrycie dwóch makroskopowych zjawisk kwantowych: efektu Josephsona oraz kwantowego efektu Halla. Efekt Josephsona, postulowany teoretycznie

przez Briana Josephsona³ w 1962 roku i doświadczalnie potwierdzony przez Sidneya Shapira w roku następnym, dotyczy tunelowania par Coopera w złączu nadprzewodnik–izolator–nadprzewodnik w obecności pola elektromagnetycznego o częstotliwości f . Na złączu wytwarza się napięcie stałe

$$U = \frac{fh}{2e}i \quad (5)$$

Stosunek $K_J = 2e/h$ nazwano stałą Josephsona (tabela 2), liczba naturalna $i = 1, 2, 3, \dots$ jest numerem tzw. stopnia Shapira na charakterystyce złącza. Napięcie nie zależy zupełnie od materiałów, z jakich wykonane jest złącze.

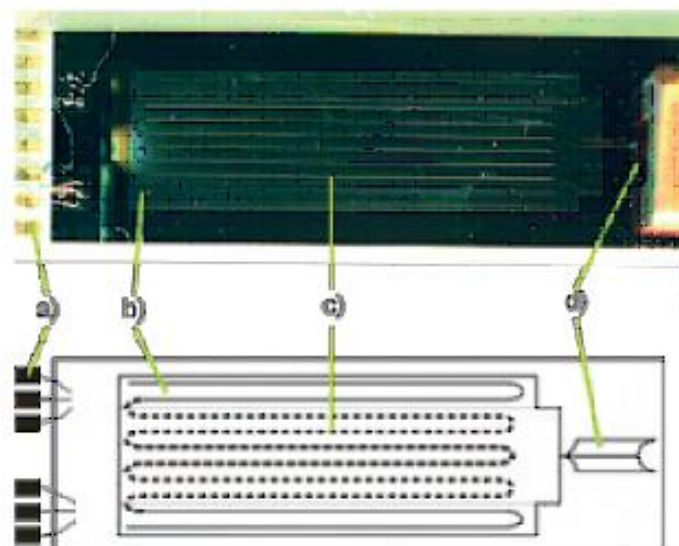
Tabela 2. Wartości stałych Josephsona i von Klitzinga

Stała	Wartość umowna (CIPM, 1988)	Aktualna wartość doświadczalna (CODATA, 2010)
Josephsona	$K_{J-90} = 483\,597,9 \text{ GHz/V}$	$K_J = 483\,597,870(11) \text{ GHz/V}$
von Klitzinga	$R_{K-90} = 25\,812,807 \, \Omega$	$R_K = 25\,812,807\,4434(84) \, \Omega$

Przy częstotliwości f rzędu dziesiątek GHz (kontrolowanej przez zegar atomowy), na złączu wytwarzane jest napięcie stałe poniżej 1 mV. To mało, ale wymagane napięcie w zakresie od jednego do dziesięciu woltów uzyskać można przez szeregowe połączenie indywidualnych złącz. Ostatnio, udało się zbudować, w oparciu o złącza Josephsona, kwantowy wzorzec napięcia przemienego.

Współcześnie elementy aparatury potrzebnej do realizacji kwantowych wzorców napięcia i rezystancji są dostępne komercyjnie i są niezawodne (nie mają żadnych części ruchomych). Dla przykładu zostaną podane wybrane parametry zestawów do realizacji kwantowych wzorców napięcia i rezystancji pracujących w Głównym Urzędzie Miar (GUM). Kluczowym elementem kwantowego wzorca napięcia jest układ scalony zawierający ok. 15 tys. złącz Josephsona (rys. 1), który przy częstotliwości doprowadzonych mikrofal $f \cong 75 \text{ GHz}$ generuje napięcie stałe około 10 V [8]. Temperatura pracy 4,2 K uzyskana jest przez użycie kriostatu helowego.

³ Nagroda Nobla dla Josephsona w 1973 r.



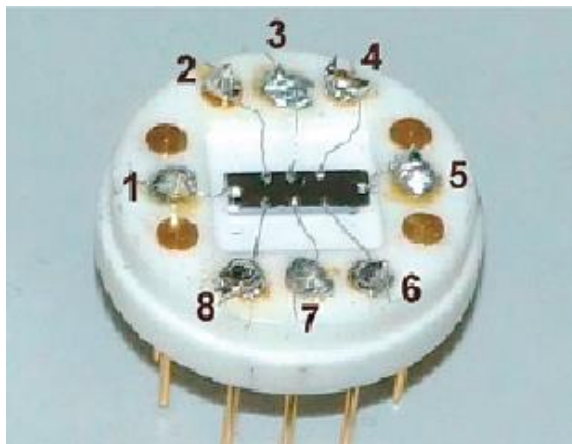
Rys. 1. Matryca złącz Josephsona, fotografia i rysunek elementu: a) kontakty prądowe, b) podłoże, c) matryca złącz, d) doprowadzenie mikrofal (według [8])

Kwantowy efekt Halla jest odmianą klasycznego efektu Halla obserwowaną dla dwuwymiarowego gazu elektronowego w niskich temperaturach i silnym polu magnetycznym B . Zależność napięcia Halla od pola wykazuje charakterystyczne stopnie (*plateau*), dla których wartość rezystancji Halla $R_H = U_H / I$ zależy tylko od stałych e i h oraz liczby całkowitej i określającej numer stopnia.

$$R_H = \frac{U_H}{I} = \frac{h}{ie^2} \quad (6)$$

Również w tym przypadku niezwykła jest zupełna niezależność rezystancji Halla od materiału. Kwantowy efekt Halla został odkryty przez Klause von Klitzinga⁴ przy wykorzystaniu warstwy elektronów w strukturze krzem–tlenek krzemu–metal. Współcześnie wykorzystuje się do tego celu heterozłącze GaAs – Ga_{1-x}Al_xAs. Nie udało się zmierzyć jakiegokolwiek różnicy wartości R_H dla dwóch tak różnych układów [9].

⁴ Efekt nie został przewidziany teoretycznie. Von Klitzing odkrył go w 1980 r., za co otrzymał Nagrodę Nobla w roku 1985.



Rys. 2. Element Halla wykorzystywany do realizacji wzorca oporu [8]

Warunki realizacji kwantowego efektu Halla są bardziej wymagające. W przypadku kwantowego wzorca rezystancji w GUM (rys. 3) potrzebna jest temperatura około 0,3 K wytwarzana w chłodziarce, której działanie oparte jest na odparowaniu ciekłego ^3He . Wykorzystuje się stopnie charakterystyki $i = 2$ oraz $i = 4$, pojawiające się przy wartościach pola odpowiednio 8,4 oraz 4,2 T.

Niepewność realizacji obydwu wzorców pierwotnych jest lepsza niż 10^{-9} . Są one używane do sprawdzania i kalibracji wzorców wtórnych o niższej dokładności, takich jak wzorcowe źródła napięcia (wykorzystujące diody Zenera), rezystory wzorcowe i woltomierze cyfrowe wysokiej klasy.



Rys. 3. Stanowisko wzorca rezystancji w GUM [8]

6. Kwantowa realizacja ampera: pompa elektronowa

W przedstawionej realizacji kwantowych wzorców jednostek elektrycznych nie ma wzorca ampera – aktualnie najdokładniejsze pomiary natężenia prądu wykonywane są w sposób pośredni, przez wykorzystanie wzorców napięcia i rezystancji. Niemniej od wielu lat pracuje się nad kwantowym wzorcem natężenia prądu, który wytwarzać ma prąd elektryczny przez kontrolowane przepuszczenie określonej liczby elektronów na sekundę, przy wykorzystaniu odpowiedniej struktury półprzewodnikowej o rozmiarach rzędu nanometrów [10, 11]. Wartość natężenia prądu wynosi

$$I = e f \quad (7)$$

gdzie f jest częstotliwością, z jaką układ „wpuszcza” pojedyncze elektrony do obwodu.

W chwili obecnej testowane są różne prototypy „pompy elektronowej”, różniące się istotnie zasadą działania i częstotliwością pracy (do kilku GHz). Uzyskana niepewność, jak dotąd w zakresie 10^{-6} – 10^{-7} , pozostaje o ponad dwa rzędy wielkości gorsza niż niepewność kwantowych wzorców napięcia i oporu. Ale niewykluczone, że doczekamy się przełomu w tej sprawie.

7. Konsekwencje przyjęcia kwantowego układu SI: rezygnacja z dawnych wzorców i podziału na jednostki podstawowe i pochodne

Przykład redefinicji metra wskazuje, że ustalenie wartości prędkości światła c powoduje, że długość fali linii kryptonu używanej poprzednio do definicji metra staje się, jak każda inna długość fali linii widmowej, wielkością doświadczalną znaną ze skończoną niepewnością. Analogicznie, ustalenie czterech dodatkowych stałych: h , e , k_B i N_A spowoduje, że cztery wielkości uważane uprzednio za dokładne przejdą do kategorii wielkości mierzalnych. Są to:

- dotychczasowy wzorec kilograma w postaci cylindra ze stopu Pt-Rh,
- stała magnetyczna i elektryczna (nie są niezależne, gdyż wiąże je zależność $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$),
- temperatura punktu potrójnego wody, określająca obecnie wartość kelwina,
- umowna wartość masy atomowej izotopu ^{12}C , równa dokładnie 12 g/mol.

Najbardziej paradoksalna zmiana dotyczy stałych ϵ_0 i μ_0 . Czy liczba π definiująca dotąd wartość $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am stanie się wartością doświadczalną, obciążoną niepewnością pomiaru? Oczywiście nie. Sprawa jest dość prosta. Popatrzmy na prawo Coulomba

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (8)$$

W obowiązującym układzie SI ustalenie ε_0 dostarczało definicji kulomba i innych wielkości elektrycznych. W kwantowym układzie SI jednostki elektryczne, w tym kulomb, są definiowane w sposób niezależny, poprzez ładunek elementarny e . W analogii do stałej grawitacji G w równaniu (2), stała elektryczna ε_0 staje się wielkością mierzoną doświadczalnie.

W dotychczasowym układzie SI istnieje podział na jednostki podstawowe i pochodne. Realnym wyróżnikiem jednostek podstawowych był fakt, że każda z nich posiadała własny, fizycznie realizowany wzorzec, do którego była przypisana ustalona wartość (bez niepewności pomiaru). Teraz, gdy ustalone są stałe, każdą jednostkę makroskopową można określić jako zależną od określonych stałych fizycznych. W dziedzinie wielkości elektrycznych nie ma powodu uważać ampera za jednostkę podstawową, a wolta, oma czy farada – za pochodne. Co nie wyklucza, że umowny podział na jednostki podstawowe i pochodne może zostać zachowany w przyszłych dokumentach Konwencji Metrycznej. Na tym m.in. polega różnica między prawem stanowionym i Prawami Przyrody.

8. Perspektywy przyjęcia zmian w układzie SI

Ograniczona objętość artykułu powoduje, że nie sposób omówić fizycznej realizacji wielkości innych niż elektryczne [11]. Dla przyjęcia kwantowego układu SI kluczowe znaczenie ma wykorzystanie wagi Watta do ustanowienia odtwarzalnego wzorca kilograma. Przypomnijmy podstawowe równanie

$$UI = m g v \quad (9)$$

opisujące to urządzenie (zob. wzór (12) w [1]). W klasycznym układzie SI waga Watta umożliwia realizację jednostki prądu na podstawie masy m utożsamianej z platynowo-irydowym wzorcem kilograma. Teraz, gdy natężenie prądu I oraz napięcie U definiowane są poprzez stałe e i h , waga Watta jest wykorzystana do realizacji nowego wzorca kilograma, który – w przeciwieństwie do dotychczasowego artefaktu – jest wzorcem odtwarzalnym.

Urzędowe zmiany w układzie SI pozostają w gestii organów Konwencji Metrycznej. Zamiar wprowadzenia kwantowego układu SI został oficjalnie ogłoszony w roku 2005. Następnie, w roku 2011, została zaaprobowana lista stałych i ich wstępne wartości (podane w punkcie 4). Sformułowano również wymagania dotyczące niepewności realizacji wzorca masy, potrzebne do zaakceptowania zmian w układzie SI. Jak dotąd, wymagania te nie zostały spełnione, potrzebny jest w przybliżeniu dwu- trzykrotny wzrost dokładności.

Warto jednak zauważyć, że kwantowe definicje jednostek elektrycznych zostały *de facto* zaakceptowane. Współcześnie wszystkie dokładne pomiary elektryczne opierają się na opisanych kwantowych wzorcach napięcia i rezystancji. Do opracowania danych przyjmuje się przyjęte w roku 1990 umowne wartości

stałych Josephsona i von Klitzinga (tabela 2). Ustalenie tych stałych to nic innego, jak doraźne ustalenie wartości stałej Plancka i ładunku elementarnego.

Literatura

- [1] A. Zięba, O definicji i realizacji ampera w fizyce klasycznej, *Foton* **125** (Lato 2014) s. 31
- [2] P.J. Mohr, B.N. Taylor and D. B. Newell, CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010. *Rev. Mod. Phys.* **84** (2012) s. 1527. Same wartości stałych dostępne m.in. na stronie *The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty*
- [3] M. Planck, Über irreversible Strahlungsvorgänge. *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften* **5** (1899) s. 479
- [4] Inne jednostki Plancka: zob. hasło *jednostki Plancka* w Wikipedii
- [5] Resolution 1 CGMP (2011), On the possible future revision of the International System of Units the SI
- [6] A. Zięba, O świecy zwanej kandelą, *Foton* **102** (Jesień 2008), s. 34
- [7] Czesław Radzewicz, Fizyka Laserów, wykład 15 (dostępny w sieci). Warto polecić także wykład 14 poświęcony historii zegarmistrzostwa, od gnomonu do zegara atomowego
- [8] E. Dudek, M. Mosiądz, M. Orzepowski (2009), Wzorce wielkości elektrycznych oparte na zjawiskach kwantowych. *Metrologia. Biuletyn Głównego Urzędu Miar* **14**, nr 3 (2009), s. 3
- [9] A. Hartland i inni, Direct comparison of the quantized Hall resistance in gallium arsenide and silicon. *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) s. 969
- [10] B. Camarota i inni, Electron Counting Capacitance Standard with an improved five-junction R-pump. *Metrologia* **49** (2012) s. 8
- [11] K. Szymaniec, Zastosowanie zjawisk kwantowych w metrologii. *Postępy Fizyki* **62**, z. 2/2011, s. 77



O paradoksie bliźniąt nieco inaczej – cz. II

Geometria paradoksu

Leszek M. Sokółowski

Obserwatorium Astronomiczne UJ

Co było w pierwszej części?

W pierwszej części artykułu uzasadniłem, że wbrew rozpowszechnionemu mniemaniu, paradoksu w sytuacji realistycznych ruchów bliźniąt nie da się wyjaśnić za pomocą samej transformacji Lorentza, że konieczne jest odwołanie się do geometrii czasoprzestrzeni. Prostota liniowej transformacji Lorentza (czyli tzw. „szczególnej transformacji Lorentza”) stwarza iluzję, iż całą szczególną teorię względności da się sformułować w języku elementarnej szkolnej algebry. Tak nie jest, teoria ta wymaga aparatu matematycznego dużo bardziej zaawansowanego niż algebra funkcji liniowych. Aparatem tym jest geometria czasoprzestrzeni Minkowskiego. Geometria ta jest, podobnie jak euklidesowa, geometrią metryczną, lecz w odróżnieniu od niej kwadrat interwału (odległości) między dwoma zdarzeniami nie jest wielomianem kwadratowym dodatnio określonym, ale dowolną liczbą rzeczywistą. Jeżeli dwa zdarzenia w czasoprzestrzeni można połączyć sygnałem świetlnym, to interwał między nimi jest zerem. Dzięki temu interwał jest taki sam we wszystkich inercjalnych układach odniesienia, czyli jest niezmiennikiem przy zmianach układu odniesienia. Zrazem to, że kwadrat interwału między różnymi punktami może być ujemny lub zerem sprawia, iż geometria Minkowskiego różni się istotnie od geometrii euklidesowej, do której jesteśmy przyzwyczajeni. Ta geometria czasoprzestrzeni jest istotą teorii względności: teoria ta jest systemem fizycznie zinterpretowanych twierdzeń geometrii Minkowskiego. Twierdzenia, które nie mają treści geometrycznej w czasoprzestrzeni, nie wchodzą w zakres teorii względności. Paradoks bliźniąt, podobnie jak wszystkie inne paradoksy teorii Einsteina, ma prostą treść geometryczną i podobnie jak one jest wolny od jakichkolwiek sprzeczności.

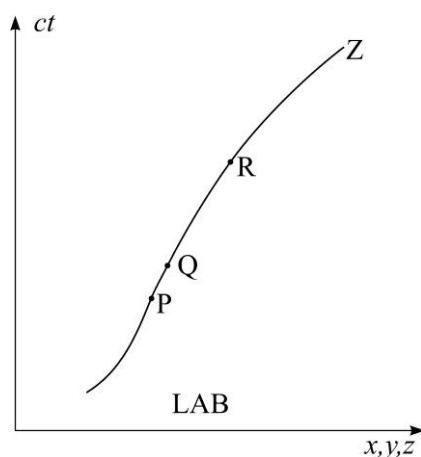
Czas własny

Naturalnie nie wszystkie (a jest ich nieskończenie wiele) twierdzenia geometrii Minkowskiego dają się prosto zinterpretować fizycznie; dotyczy to twierdzeń, które fizycy zgodnie uważają za ważne. Fundamentalnym przykładem więzi geometrii z fizyką jest pojęcie *czasu własnego*. Co to jest czas? W fizyce czasem jest to, co mierzy dobry zegar. Odwołujemy się tu do ogółu doświadczeń z kilku wieków. Istnieją zjawiska cykliczne (powtarzalne), które są ściśle periodyczne. O tym, że dane zjawisko cykliczne ma stały w czasie okres, możemy przekonać się tylko porównując je z jednym lub kilkoma innymi zjawiskami cyklicznymi, o których przypuszczamy, że mają stały okres, bowiem nie działa-

ją na nie siły zewnętrzne mogące zmieniać ich okres. Jeżeli mamy tylko jedno zjawisko cykliczne, to nie jesteśmy w stanie stwierdzić, czy jego okres jest stały. Klasyczny zegar wahadłowy jest zależny od przyspieszenia ziemskiego, zatem na różnych wysokościach nad Ziemią idzie w różnym tempie, natomiast zegarom sprężynowym, kwarcowym i atomowym zmiana wysokości (prawie) nie szkodzi. W układzie inercyjnym dobry zegar jest z założenia wolny od zakłóceń, więc dobrze mierzy czas, który jest *czasem własnym tego zegara i układu, w którym spoczywa*.

W geometrii euklidesowej rozpatrujemy linie proste i krzywe, podobnie w czasoprzestrzeni badamy nie tylko ruchy jednostajne prostoliniowe (którym odpowiadają linie świata będące prostymi), definiujące układ inercjalny, w którym dane ciało spoczywa, lecz również ruchy ciał poddanych różnym przyspieszeniom, opisane zakrzywionymi liniami świata. (Podkreślam ten oczywisty fakt, bowiem parokrotnie spotkałem się z tekstami głoszącymi, że szczególna teoria względności opisuje tylko ruch jednostajny prostoliniowy, a wszelki ruch przyspieszony jest domeną ogólnej teorii względności.) Jeżeli dane ciało doznaje przyspieszeń, to nie istnieje układ inercjalny, w którym ono stale spoczywa, natomiast w każdej chwili spoczywa momentalnie w innym układzie.

Niech dowolnie poruszającym się ciałem będzie zegar Z. Ustalamy pewien układ inercjalny, zwany LAB („laboratoryjny”), w nim Z ma zmienną prędkość $\mathbf{v}(t)$, gdzie t jest czasem mierzonym przez zegary spoczywające w LAB. Bierzemy dwa punkty bliskie na linii świata Z, w LAB mają one współrzędne $P(ct, \mathbf{r})$ i $Q(ct + cdt, \mathbf{r} + d\mathbf{r})$, $\mathbf{r} = (x, y, z)$, rys. 2. Na infinytezymalnym łuku PQ zegar Z ma prędkość $\mathbf{v}(t_P)$, zatem spoczywa w inercyjnym układzie $S(P)$, który porusza się względem LAB z prędkością $\mathbf{v}(t_P)$. Układ $S(P)$ nazywamy *chwilowym układem spoczynkowym zegara Z* lub jego *chwilowym układem własnym*. Pomiędzy P i Q zegar Z idzie w tym samym tempie, co zegary układu $S(P)$. W innym punkcie R zegar Z ma inną prędkość i inny chwilowy układ własny.



Rys. 2

Rozpatrzmy interwał $ds(P,Q)$. W układzie LAB mamy

$$ds^2 = c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2 = c^2 dt^2 [1 - 1/c^2 (d\mathbf{r}/dt)^2],$$

wektor $d\mathbf{r}/dt$ ma w P składowe $dx/dt = v_x$ itd. równe składowym prędkości Z w P, więc

$$ds = c dt \sqrt{1 - \mathbf{v}^2 / c^2}.$$

Z kolei w układzie własnym zegar Z spoczywa, więc od P do Q zmianie ulega tylko jego współrzędna czasowa, od t' do $t' + dt'$, gdzie dt' jest upływem czasu własnego zmierzonym przez Z i zegary w S(P). Ponieważ interwał jest w obu układach taki sam, więc w S(P) jest on dany wzorem $ds = c dt'$. Przyrównując oba wyrażenia dostajemy

$$dt' = \sqrt{1 - (\mathbf{v} / c)^2} dt. \quad (5)$$

Dostaliśmy znany wzór na dylatację czasu – bez użycia transformacji Lorentza! Co więcej, prędkość S(P) względem LAB jest dowolnie skierowana, więc faktycznie (5) jest istotnym uogólnieniem znanego wzoru. Z (5) wynika naturalna interpretacja geometryczna czasu własnego: mnożąc go przez c dostajemy

$$ds = c dt' = \sqrt{1 - (\mathbf{v} / c)^2} c dt. \quad (6)$$

Infinityzalny przedział czasu własnego pomnożony przez c jest równy długości (czyli interwałowi) odpowiadającego mu łuku linii świata. Ograniczenie do infinityzalnych przedziałów wynika ze zmienności prędkości; przy stałej prędkości \mathbf{v} ta równość zachodzi dla wszystkich przedziałów (Q jest dowolnie daleko od P). Ponieważ prędkość c jest stałą fizyczną, możemy przejść od tradycyjnych jednostek czasu, sekundy i godziny, do jednostek o wymiarze długości: 1 km czasu to przedział czasu, w jakim światło przebywa odległość 1 km, czyli $\Delta t = 1/c$ km. W tych jednostkach można utożsamić: dobry zegar mierzy czas własny równy długości jego linii świata. Jest to kluczowe twierdzenie teorii względności. Dysponując nim możemy z miejsca rozwiązać paradoks bliźniąt. Zanim to zrobimy, przyda się komentarz do tego twierdzenia, bowiem jest to kolejne miejsce, w którym pojawiają się nieporozumienia.

Jaki jest zakres fizycznej stosowalności tego twierdzenia? Ściśle biorąc, wzór (5) stosuje się do przedziału czasu własnego dt' mierzonego zegarami spoczywającymi w chwilowym układzie własnym S(P), które z założenia są wolne od jakichkolwiek oddziaływań zewnętrznych, zatem ich bieg nie jest zakłócony. Zegar Z doznaje przyspieszeń zmieniających jego ruch, więc od P do Q również zmierzy czas dt' , jeżeli przyspieszenie nie zaburza jego pracy. W przypadku zegarów mechanicznych (sprężynowych) nawet niezbyt duże przyspieszenia zakłócają ich bieg. Zegary kwarcowe są mniej wrażliwe. Z kolei

zegary atomowe są bardziej czułe na zakłócenia, lecz faktycznie wstrząsy szkoda nie samym periodycznym procesom atomowym, na jakich są oparte, ale aparaturze pomiarowej zliczającej cykle tych procesów. Doświadczenie minionych wieków z konstrukcją zegarów mechanicznych (przede wszystkim chronometrów morskich koniecznych do ustalania długości geograficznej na morzu) oraz ostatniego stulecia z zegarami atomowymi ukazuje, że możliwe są dokładne zegary odporne na coraz większe przyspieszenia. Podsumowuje to *hipoteza o zegarach*:

Dla dowolnych warunków fizycznych (tzn. przyspieszeń) panujących w danym miejscu czasoprzestrzeni, istnieje taki ściśle periodyczny proces fizyczny, że oparty na nim zegar ma chód niezakłócony nimi, czyli idzie tak, jak gdy by był wolny od zewnętrznych oddziaływań i poruszał się jednostajnie prostoliniowo. Taki zegar mierzy czas własny będący długością jego linii świata.

(To ostatnie zdanie jest celowym powtórzeniem, by podkreślić geometryczny sens czasu.) Można podać argumenty, że tempo chodu zegara atomowego nie jest zakłócone, jeżeli „mechanizm” tego zegara (ale nie aparatura zliczająca i odczytująca) jest poddany przyspieszeniu dużo mniejszemu niż $10^{23} \text{ m/s}^2 = 10^{22} g$, gdzie $g = 10 \text{ m/s}^2$ jest przyspieszeniem ziemskim. Tego oczywiście eksperymentalnie sprawdzić się nie da, więc najodporniejszych zegarów szukamy wśród cząstek elementarnych. Cząstki takie jak *miony* są nietrwałe i rozpadają się przeciętnie po upływie czasu $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ od momentu ich wytworzenia w określonych reakcjach jądrowych. Czas ich życia τ jest mierzony w ich układzie spoczynkowym. W laboratorium miony powstają z relatywistycznymi prędkościami i w nim ich czas życia Δt jest dłuższy (dylatacja czasu) i wyraża się, zgodnie z (5), za pomocą czynnika Lorentza γ jako $\Delta t = \gamma\tau$, gdzie $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Ten wzór jest na pewno słuszny, jeżeli miony biegają swobodnie. Można go sprawdzić poddając miony przyspieszeniom. W 1966 roku w laboratorium CERN w Genewie wykonano eksperyment, w którym wiązka wytworzonych mionów krążyła po okręgu o promieniu $R = 2,5 \text{ m}$ ze stałą relatywistyczną prędkością dającą $\gamma = 12,1$. Pomiar czasu ich życia dał wartość $26,15 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, zgodną ze wzorem $\Delta t = \gamma\tau = 26,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ z dokładnością 2%. Cząstki te miały w układzie LAB przyspieszenie dośrodkowe $a = v^2/R$, natomiast odczuwane przez nie przyspieszenie w ich chwilowym układzie własnym było większe,

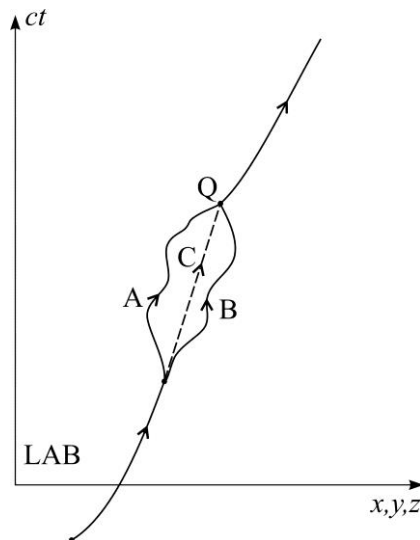
$$w = \gamma^2 a = 5 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2 = 5 \cdot 10^{17} g.$$

Oznacza to, że wewnętrzny zegar kwantowy mionu, mierzący jego wiek i decydujący (czysto losowo) o jego momencie rozpadu, jest nieczuły na tak duże przyspieszenie i działa tak, jak gdyby mion był swobodny. Oczywiście zegar oparty na tym zjawisku, tj. zliczający rozpady mionów, byłby bardzo kłopotliwy w użyciu i mało dokładny, lecz istotne jest, że taki zegar jest teore-

tycznie możliwy. Uznajemy, że hipoteza o zegarach jest prawdziwa co najmniej do tak wielkich przyspieszeń.

Wyjaśnienie paradoksu

Dysponujemy teraz aparatem pojęciowym adekwatnym do wyjaśnienia paradoksu bliźniąt w całej jego ogólności. Początkowo bliźniacy mają wspólną linię świata (prostą lub zakrzywioną) ze wspólnym początkiem, są więc w tym samym wieku. W zdarzeniu P w czasoprzestrzeni rozdzielają się i poruszają dowolnie i w zdarzeniu Q ich linie świata spotykają się (to, czy później ich linie pokrywają się, czy ponownie rozchodzą, nie ma znaczenia), rys. 3. Dla pogłębokości linie świata bliźniąt zostały przedstawione na diagramie Minkowskiego, lecz w ogólności linie te nie muszą być krzywymi płaskimi, a wtedy nie da się ich narysować na płaszczyźnie. Zegary biologiczne i fizyczne bliźniaków odmierzają czas własny, czyli długości linii świata A i B pomiędzy P i Q.



Rys. 3

Długość dowolnej krzywej określamy w taki sposób, że dzielimy ją na dużą liczbę bardzo małych odcinków (łuków), a wówczas każdy z nich można potraktować jak odcinek prostej. Na linii świata długość takiego odcinka to interwał ds pomiędzy jego punktami końcowymi. Długość całej krzywej jest sumą interwałów dla poszczególnych odcinków i w granicy liczby odcinków dążącej do nieskończoności (i długości każdego z nich dążącej do zera) sumę zastępujemy całką. Zatem czas własny bliźniaka A, który upłynął od P do Q, jest równy

$$s_A = \int_P^Q ds(A),$$

gdzie $ds(A)$ oznacza kolejne interwały dla odcinków linii świata A. Bliźniak B przeżyje natomiast czas

$$s_A = \int_P^Q ds(B),$$

Obu całkom można nadać konkretną postać umożliwiającą ich obliczenie. Wprowadzamy wybrany układ inercjalny LAB, w nim punkt P ma współrzędną czasową t_1 , a Q – współrzędną t_2 , bliźniacy mają pomiędzy P i Q zmienne prędkości, odpowiednio $\mathbf{v}_A(t)$ i $\mathbf{v}_B(t)$. Zgodnie ze wzorem (6) mamy wtedy

$$s_A = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \left(\frac{\vec{v}_A(t)}{c}\right)^2} c dt \quad (7)$$

oraz

$$s_B = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \left(\frac{\vec{v}_B(t)}{c}\right)^2} c dt. \quad (8)$$

Przy geometrycznym opisie ruchów bliźniaków żaden paradoks nie pojawia się – różne krzywe o wspólnych końcach mają różne długości i nikogo to nie dziwi. Jest bowiem doświadczeniem każdego człowieka, nabywanym około trzeciego roku życia, iż z jednego miejsca na drugie można zwykle przejść po różnych drogach i na każdej trzeba zrobić inną liczbę kroków. Przeciwnie, bliźniacy musieliby starannie dobrać swoje ruchy, aby ich linie świata miały równą długość. Bez znajomości prędkości każdego bliźniaka jako funkcji czasu nie możemy obu całek wyliczyć, a tym samym stwierdzić, który bliźniak będzie w Q młodszy.

Zamiast paradoksu mamy geometryczną oczywistość. Jest tu jednak pewna subtelność; aby ją wskazać, wprowadźmy trzeciego bliźniaka C, który pomiędzy zdarzeniami P i Q znajduje się w jednym ustalonym układzie inercjalnym, więc jego linia świata jest odcinkiem prostej, na rys. 3 jest zaznaczona linią przerywaną. Intuicja geometryczna podpowiada nam, że linia świata C jest najkrótsza, zatem on będzie z całej trójki najmłodszy. Tak nie jest. Wprowadzenie C jest nawiązaniem do najprostszej, tradycyjnej wersji paradoksu, w której jeden bliźniak jest nieruchomy (spoczywa w układzie Ziemi), a drugi jest astronautą. Z dyskusji tej tradycyjnej wersji wiemy, że astronauta jest młodszy. W przypadku trzech bliźniąt, astronauta A i B będą młodszy od C. Dlaczego?

Aby to wyjaśnić, przyjmujemy, że układ LAB jest układem spoczynkowym bliźniaka C. Czas własny C pomiędzy P i Q wylicza się prosto w jego układzie własnym:

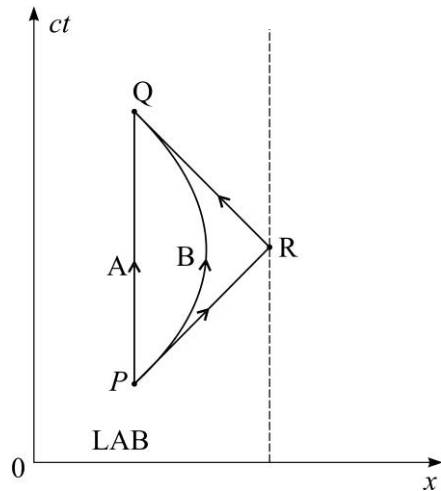
$$s_C = c dt = c(t_2 - t_1). \quad (9)$$

Zgodnie z wzorem (7) czas przeżyty przez A jest

$$s_A = \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \left(\frac{\vec{v}_A}{c}\right)^2} c dt < c(t_2 - t_1) \quad (10)$$

i podobna nierówność zachodzi dla czasu własnego podróży B. Zauważmy, że ten wynik jest niezależny od tego, jak konkretnie poruszają się A i B, byle tylko byli w ruchu względem C (i spotkali się z nim w Q). Zatem *ze wszystkich linii świata łączących zadane dwa zdarzenia, linia prosta jest najdłuższa – jest dłuższa od każdej linii zakrzywionej*. W geometrii Minkowskiego jest dokładnie na odwrót w stosunku do geometrii euklidesowej. Uściślijmy, że przez linie krzywe (i proste) rozumiemy linie, które mogą być liniami świata ciał materialnych (nie światła), czyli ciał, które w wybranym układzie inercyjnym (a w konsekwencji – we wszystkich układach) mają prędkość mniejszą od c .

Wynika stąd interesująca własność. Załóżmy, że liczba bliźniaków jest dowolnie duża, rozstają się w punkcie P, każdy porusza się dowolnie, wszyscy spotykają się razem w Q. Okazuje się, że w Q nie istnieje bliźniak absolutnie najmłodszy. Oczywiście przy skończonej liczbie bliźniąt jeden z nich (lub więcej) będzie najmłodszy, lecz nie absolutnie – zawsze można wprowadzić jeszcze jednego bliźniaka poruszającego się tak, że będzie młodszy od tamtego. Geometrycznie jest to oczywiste, rys. 4. Dla prostoty rozpatrujemy ruch jednowymiarowy – po osi Ox pewnego układu LAB. Bliźniak A spoczywa w tym układzie i z punktu P wysyła sygnał świetlny (foton) biegnący na prawo, foton odbija się od nieruchomego lustra (jego linia świata – lustro jest punktem materialnym – jest zaznaczona linią przerywaną) w R, leci na lewo i w Q wraca do A. Czas własny A od P do Q jest $c(t_Q - t_P)$. Linia świata fotonu PRQ składa się z dwu odcinków prostych, PR i RQ. Z samej definicji interwału czasoprzestrzennego wynika, że interwał pomiędzy dwoma dowolnymi punktami na linii świata sygnału świetlnego jest równy zero. Zatem długość linii świata tego fotonu jest $s(\text{PRQ}) = s(\text{PR}) + s(\text{RQ}) = 0 + 0 = 0$. Weźmy teraz bliźniaka B, który startuje z P z prędkością bliską c i porusza się na prawo, w pobliżu zwierciadła hamuje intensywnie, lecz gładko, zawraca, przyspiesza i z prędkością niemal c wraca do A w Q. Jego linia świata może być dowolnie bliska linii świata fotonu PRQ. Z ciągłości wynika, że długość linii świata B jest wtedy dowolnie bliska długości prostej łamanej PRQ, czyli zera. Analitycznie wynik ten dostajemy ze wzoru (8), gdy prędkość v_B jest minimalnie mniejsza od c . Zatem kresem dolnym długości linii świata od P do Q jest zero, lecz jest to kres nieosiągalny – wymaga ruchu z prędkością światła. Za to istnieje osiągalny kres górny długości linii świata: jest to długość linii prostej PQ, równa $c(t_Q - t_P)$. Dlatego też w teorii względności (szczegółnej i ogólnej) interesują nas najdłuższe, a nie najkrótsze linie świata. Jest to skutek istotnej różnicy pomiędzy geometrią Minkowskiego i euklidesową.



Rys. 4

Podsumujemy: w teorii względności nie istnieje jeden czas, jak w fizyce newtonowskiej, lecz jest ich nieskończenie wiele (zbiór mocy continuum) – tyle, ile jest możliwych ruchów ciał materialnych – i żaden z nich nie jest lepszy od innych. Każdy z nich jest czasem własnym pewnego dobrego zegara i jest równy długości jego linii świata. Różnica czasów własnych jest zjawiskiem rzeczywistym, wynikającym z odmienności ruchów zegarów i nie zależy od wyboru inercjalnego układu odniesienia, w którym te ruchy opisujemy. Aby tę różnicę zmierzyć, należy dwa zegary zsynchronizować w momencie, gdy się spotkają i wprowadzić je w dowolne zadane ruchy, z tym warunkiem, by w przyszłości spotkały się ponownie. Wynika stąd, że oba zegary nie mogą poruszać się jednostajnie prostoliniowo, przynajmniej jeden musi mieć zakrzywioną linię świata.

Ten ostatni wniosek rodzi pytanie: co jest przyczyną różnicy czasów własnych, prędkość względna, czy przyspieszenie? Często w książkach popularnonaukowych (np. w tej wspomnianej na początku) pada fałszywa odpowiedź: przyspieszenie. Tak nie jest. Aby się o tym przekonać, rozpatrzmy wspomnianą wcześniej prostą wersję paradoksu. Bliźniak A jest stale nieruchomy, a bliźniak B krąży po okręgu o promieniu R ze stałą prędkością v . Jeżeli okres okrążenia mierzony przez A jest równy T , to korzystając z (8) wyliczamy, że czas własny s_B jednego okrążenia, mierzony przez B, jest

$$s_B = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} cT = \frac{c}{\gamma} T. \quad (11)$$

W układzie spoczynkowym A bliźniak B ma przyspieszenie dośrodkowe $a = v^2/R$, natomiast w układzie własnym odczuwa przyspieszenie $w = \gamma^2 v^2/R$. Zwiększamy teraz prędkość kątową ω ruchu po okręgu i jednocześnie zmniejsz-

szamy jego promień R tak, by prędkość liniowa $v = \omega R$ pozostawała stała. Z (11) widzimy, że stosunek s_B do cT jest równy $1/\gamma$ i pozostaje stały, natomiast przyspieszenie w rośnie nieograniczenie. Zatem istotna jest prędkość, a nie przyspieszenie.

Eksperyment

Na zakończenie powiem o doświadczalnym potwierdzeniu tego wszystkiego. Pierwszy eksperyment makroskopowy wykonali w 1972 roku Amerykanie J.C. Hafele i R.E. Keating. Był on prosty: przewieźli samolotami dwa zegary nad równikiem dookoła Ziemi. Jeden zegar leciał na wschód, drugi – na zachód. Oba samoloty miały względem Ziemi prędkości o module równym v_0 . Aby wyliczyć różnicę wskazań zegarów po okrążeniu Ziemi wprowadzamy układ inercjalny S , w którym środek Ziemi spoczywa (zaniedbujemy roczny ruch orbitalny). Ziemia obraca się z zachodu na wschód z prędkością liniową na równiku równą ωR , gdzie ω jest jej prędkością kątową, a R jest promieniem równikowym. Zegar lecący na wschód ma w S prędkość $v_E = \omega R + v_0$, a lecący na zachód ma $v_W = \omega R - v_0$, zatem zegar lecący na wschód ma większą prędkość i zmierzony przezeń czas okrążenia Ziemi będzie krótszy. Wszystkie prędkości są nierelatywistyczne, więc można stosować odpowiednie przybliżenia. W rezultacie okazuje się, że różnica czasów własnych w ogóle nie zależy od prędkości v_0 samolotów i jest równa

$$s_W - s_E \approx \frac{4\pi}{c} \omega R^2. \quad (12)$$

Podstawiając $\omega = 2\pi/T$ z $T = 86\,400$ s oraz $R = 6378$ km dostajemy różnicę czasów około $410 \cdot 10^{-9}$ s. Wykonane pomiary na czterech zegarach atomowych (cezowych) dały dobrą zgodność z tym przewidywaniem.

I jeszcze komentarz podsumowujący. Ten poglądowy eksperyment sprzed czterdziestu lat nie zakończył bynajmniej dyskusji o paradoksie bliźniąt. Większość dyskutantów nie słyszała o nim, a przede wszystkim – jak się zdaje – nie przyjmuje do wiadomości faktu, iż paradoksu nie można rozwiązać na „poziomie szkolnym”, tzn. za pomocą prostej algebry szczególnej transformacji Lorentza, lecz że należy odwołać się do geometrii Minkowskiego, w której upływ czasu ma jednoznaczny sens geometryczny i zależy nie tylko od zdarzeń granicznych, między którymi się go mierzy, ale także od historii mierzącego go zegara, czyli od tego, jak on się między nimi poruszał. Najtrudniej jest pojąć (jest to wniosek z moich wieloletnich kontaktów z filozofami), że czas nie jest czymś, co – jak wierzył Newton – „płyne samo przez się i dzięki swej naturze, jednostajnie i niezależnie od jakiegokolwiek przedmiotu zewnętrznego”, lecz że jest on zespolony z przestrzenią i ruchem, i że fizyczny jest tylko taki czas własny.



Wspomnienie o Profesorze Krzysztofie Fiałkowskim

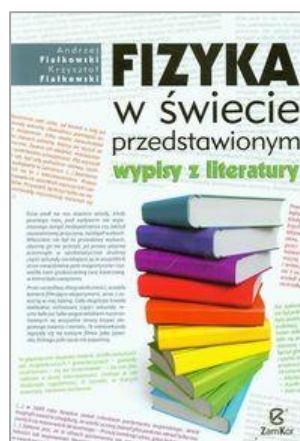
Zdzisław Burda
Instytut Fizyki, AGH Kraków

Siódmego listopada 2014 roku zmarł w Krakowie w wieku 70 lat Profesor Krzysztof Fiałkowski, wybitny fizyk, specjalista z zakresu fizyki cząstek elementarnych. Profesor Fiałkowski był też wielkim popularyzatorem nauki, humanistą i erudytą. Warto krótko przypomnieć sylwetkę Profesora czytelnikom *Fotonu*, dla których napisał 38 artykułów.

Profesor Fiałkowski był typem społecznika, niezwykle uczynnym i szlachetnym człowiekiem. Przez całe życie aktywnie angażował się w życie środowiska akademickiego. Pełnił ważne funkcje organizacyjne na Uniwersytecie Jagiellońskim, między innymi kierownika instytutu, dziekana, senatora i członka Konwentu Laur Jagielloński. Przez wiele lat kierował Zespołem Zakładów Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki. Zasiadał w Zarządzie Głównym Polskiego Towarzystwa Fizycznego i był Przewodniczącym Zarządu Okręgu Krakowskiego tego Towarzystwa.

Działalność naukowa Profesora Fiałkowskiego była nierozłącznie związana z popularyzacją fizyki. Był autorem podręczników, książek i licznych artykułów popularnonaukowych. Swoje książki i wykłady przeplatał niezliczonymi anegdotami, które fascynowały czytelników i słuchaczy. Do annałów przeszły Jego wykłady, na przykład o Ettore Majoranie, o historii kwarków, o projekcie Manhattan, które wygłosił w ramach Krakowskiego Konwersatorium Fizycznego. Profesor Fiałkowski był chodzącą skarbnicą wiedzy. Swoją erudycję zawdzięczał wyjątkowej pamięci. Potrafił przykładowo w trakcie debat akademickich w sekundę przypomnieć uchwały Senatu Uniwersytetu Jagiellońskiego podjęte kilkanaście lat wcześniej wraz z wszystkimi późniejszymi poprawkami.

Miałem szczególną przyjemność przekonać się o wyjątkowości Profesora Fiałkowskiego i Jego genialnej pamięci, gdy wspólnie pracowaliśmy nad podręcznikiem do Przyrody dla szkół ponadgimnazjalnych. Na każdy temat potrafił przywołać tysiące przykładów, trafnych cytatów i odnośników z literatury. Tak powstał pomysł niezwyklej książki, którą napisał ze swoim synem Andrzejem, *Fizyka w świecie przedstawionym*, zawierającej wypisy z literatury, głównie *science fiction*, opowieści o uczonych oraz fragmenty tekstów popularnonaukowych. Było to ostatnie Jego dzieło.



Profesor Fiałkowski starał się docierać z wiedzą do uczniów na wszystkich szczeblach edukacji. Wygłaszał pogadanki w szkołach podstawowych i średnich. Prowadził wykłady dla studentów i uczniów w ramach tzw. Przedszkola Fizyki, które przez wiele lat odbywało się przy Szkole Fizyki Teoretycznej w Zakopanem. Wielką uwagę przywiązywał do jakości przekazywanej wiedzy. Przez wiele lat był członkiem Komisji Polskiej Akademii Umiejętności do Oceny Podręczników Szkolnych. Ze swoją małżonką Marią i panią Barbarą Sagnowską napisali wspaniały podręcznik do fizyki dla liceów. Jest to wyjątkowa pozycja na rynku edukacyjnym fizyki.

Niedawno spotkałem profesora matematyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, który wspominał pogadankę o cząstkach elementarnych, kwarkach i symetriach sprzed ponad 30 lat, którą Krzysztof Fiałkowski, będąc wtedy jeszcze doktorem fizyki, młodym adeptem nauki, wygłosił dla uczniów krakowskiego liceum, do którego ów profesor wtedy jako uczeń uczęszczał. Do dziś pamięta ten wykład i ogromne wrażenie, jakie on wtedy na nim wywarł i wywołał zafascynowanie fizyką. W podobny sposób Profesor Fiałkowski zarażał wiedzą całe pokolenia uczniów i studentów.

Wszystkim nam będzie bardzo brakowało Pana Profesora.



Na zdjęciu od lewej: Jerzy Karczmarczuk, prof. Bronisław Średniawa, Krzysztof Fiałkowski i Wojciech Gawlik podczas imprezy Naukowego Koła Fizyków, koniec lat 60. XX w.

Lista artykułów prof. Krzysztofa Fiałkowskiego w *Fotonie*

Lp.	Tytuł artykułu	Nr strony	Nr <i>Fotonu</i>	Rok
1	Ostatni kwark (?)	13	30	1994
2	Ostatni kwark – potwierdzenie (?)	2	37	1995
3	Nobel z remanentu	3	39	1995
4	Historia i pseudohistoria na przykładzie neutrina	8	42	1996
5	W poszukiwaniu granic struktury materii, czyli co to znaczy, że coś się z czegoś składa?	5	44	1996
6	Najciekawsze doświadczenia w fizyce (wspólnie z Tomaszem Dohnalikiem i Andrzejem Szytułą)	14	46	1996
7	Neutrino mają masę!	45	60	1998
8	Kronika – PTF. Nagroda Smoluchowskiego-Warburga dla profesora Białasa. Medal Smoluchowskiego dla profesora Zalewskiego	47	62	1999
9	Nobel'99 z fizyki: nagroda dla Holendrów – radość w Krakowie	49	65	1999
10	Kronika – Neutrino w Krakowie	32	66	2000
11	Kronika. Pomnik Stefana Banacha w Krakowie	58	66	2000
12	Co czytać. Krótko i węzłowato O fizyce najnowszej M. Tempczyka	50	67	2000
13	Po zjeździe absolwentów – moje wspomnienia o nauczycielach	45	69	2000
14	Obserwacja neutrina taonowego	49	69	2000
15	Okrucy wspomnień – Andrzej Staruszkiewicz	14	73	2001
16	Neutrino naprawdę oscylują	56	74	2001
17	Fizyka współczesna w zadaniach (wspólnie z Marią Fiałkowską)	37	77	2002
18	Nagroda Nobla 2002	9	79	2002
19	Kartka z historii. Heisenberg w okupowanym Krakowie	56	80	2003

20	Nobel 2004 z fizyki: nagroda po latach	13	87	2004
21	Neutrino – cząstki XXI wieku?	5	92	2006
22	Czego nauczył nas Lem?	38	93	2006
23	Setna rocznica urodzin Ettore Majorany	38	94	2006
24	Wspomnienia z wykładów i egzaminów u Profesora Średniawy	40	97	2007
25	Jak zostałem fizykiem? Wspomnienia z profesorem Marianem Mięśowiczem w tle	42	98	2007
26	Najważniejsze osiągnięcie fizyki roku 2006	26	99	2007
27	Skąd pochodzą cząstki o największej energii?	15	100	2008
28	Nowości neutrinowe: skąd pochodzą neutrino i jak je rejestrować?	15	104	2009
29	Od Kosmosu do mikroświata: liczby w przyrodzie	26	111	2010
30	Neutrino szybsze od światła?	4	115	2011
31	Odkrycie odwołane?	47	116	2012
32	70 lat od stworzenia Projektu Manhattan	28	119	2012
33	Detektory w fizyce cząstek	4	120	2013
34	Projekt Manhattan – Los Alamos	50	121	2013
35	Uwagi o „masie relatywistycznej”	14	122	2013
36	Nobel po upływie pół wieku. Nagroda Nobla z fizyki 2013	11	123	2013
37	„BJ” (Bidzej), człowiek, który odkrył kwarki – James D. Bjorken	27	125	2014
38	Czy fizycy mogą sprowokować koniec świata?	4	126	2014



Egzamin nauczycielski matematyka Antoniego Hoborskiego

Zofia Gołąb-Meyer

Zawsze było dla mnie zagadką, dlaczego moja mama Irena, urodzona w 1903 roku, po zakończeniu studiów matematyki na UJ zdawała egzamin nauczycielski w Poznaniu. Podejrzewam, że egzamin był trudny. Może w Poznaniu, gdzie matematyka była zapewne na niższym poziomie niż w Krakowie, był on łatwiejszy. Mama moja wybrała studia matematyczne bynajmniej nie z powodu swojego zamiłowania do tego przedmiotu, lecz na życzenie dyrektora Państwowego Gimnazjum Żeńskiego im. Królowej Wandy*, do którego uczęszczała. Otóż dr Gustaw Leśniodorski „upatrzył” sobie moją mamę jako nauczycielkę w swoim gimnazjum. Zapotrzebowanie było akurat na matematyczkę.

To, że egzaminy nauczycielskie były trudne, uzmysłowił mi opis takiego egzaminu wybitnego matematyka Antoniego Hoborskiego (1884–1940). W czasach Hoborskiego i Smoluchowskiego studenci uniwersytetów często kończyli studia egzaminem nauczycielskim, lub jeśli myśleli o pracy naukowej, egzaminem i pracą doktorską. Nie było stopnia magistra.

Kim był matematyk Antoni Hoborski, pierwszy rektor Akademii Górniczej w Krakowie?

Wikipedia podaje:

Antoni Maria Emilian Hoborski urodził się 1 kwietnia 1879 r. w Tarnowie, zmarł 9 lutego 1940 r. w obozie koncentracyjnym w Sachsenhausen. W 1901 r. ukończył matematykę na UJ. W 1908 r. uzyskał doktorat na UJ. Studia uzupełniające przeszedł w Paryżu i Getyndze. W 1912 r. habilitował się na UJ. W 1919 r. powołany na członka Komitetu Organizacyjnego Akademii Górniczej (AG) i mianowany profesorem w Katedrze Matematyki. W 1922 r. otrzymał tytuł prof. zw. UJ i Katedrę Matematyki. Pozostał jednak w Katedrze Matematyki AG aż do wybuchu drugiej wojny światowej. Był pierwszym urzędującym rektorem AG.

Stworzył mocne fundamenty, na których oparto rozwój AG. Był wybitnym dydaktykiem. Został członkiem honorowym Stowarzyszenia Studentów AG – SSAG.

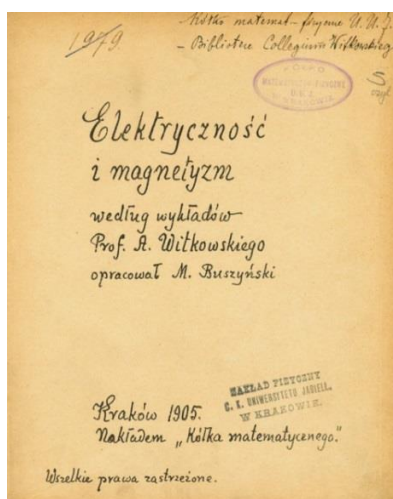
Jest autorem kilkunastu prac, z których część jest pierwszymi w literaturze światowej podręcznikami akademickimi. Był członkiem-założycielem Polskiego Towarzystwa Matematycznego.

* Gimnazjum to w 1935 r. otrzymało piękny modernistyczny budynek przy ulicy Oleandry. Była to wtedy najnowocześniejsza szkoła w Polsce na kilkuset uczniów. Miałam szczęście uczęszczać po wojnie do tej szkoły (do podstawówki). Widziałam w życiu dużo szkół na całym świecie, lecz ta na Oleandrach była nie tylko najładniejsza, lecz najbardziej funkcjonalna i przyjazna uczniom.



Tyle mówi o Hoborskim suchy tekst encyklopedii. Niewiele o nim, jako człowieku.

Antoni Maria Emilian Hoborski, rówieśnik Einsteina, należy do pokolenia matematyków i fizyków, które dokonało wielkiego przełomu, wręcz rewolucji w nauce, a zwłaszcza w fizyce. Urodził się w 1879 roku w Tarnowie. Tak jak wielu jego rówieśników w Europie uczęszczał do szkoły nazywanej wtedy gimnazjum. Była to szkoła kończąca się maturą, która dawała wstęp na wyższe studia. W 1897 roku, jako dziewiętnastolatek, wybrał UJ i matematykę jako kierunek studiów. W 1900 roku, będąc studentem, został prezesem Kółka Matematyków i Fizyków (istniejącego obecnie w postaci dwóch kół matematyków i fizyków) i bardzo przyczynił się do rozkwitu działalności Kółka.



Na ilustracji znajduje się emblemat Kółka oraz okładka skryptu spisane przez słuchacza M. Buszyńskiego

Studenci organizowali nie tylko wykłady, na które zapraszali profesorów, lecz sami je wygłaszali. Co bardzo ważne, spisywali wykłady profesorów, wydawali skrypty, założyli bibliotekę Kółka. Z egzemplarzami pochodzącymi z tego zbioru można zapoznać się w bibliotece Instytutu Fizyki UJ na III Kampusie UJ przy ulicy Łojasiewicza 11.

Po ukończeniu studiów w 1901 roku zakończonych egzaminem nauczycielskim Antoni Hoborski przez 18 lat pracował jako nauczyciel w szkołach Tarnowa, Nowego Sącza i Krakowa.

W tym czasie prowadził również prace naukowe, zrobił doktorat u profesora Stanisława Zaremby w Krakowie, odbył naukowe podróże zagraniczne i habilitował się uzyskując tytuł prywatnego docenta, którego obowiązkiem było wygłaszanie wykładów na UJ.



AGH – stan powojenny

Antoni Hoborski bardzo poważnie traktował nauczycielskie obowiązki czy to jako nauczyciel gimnazjalny, czy później jako profesor Akademii Górniczej. Pisał skrypty dla studentów, a dla utalentowanych uczniów szkół średnich prowadził kółko matematyczne i wydawał dla nich (ręcznie pisane) pisemko z zadaniami i problemami. Zachowało się takie z V Gimnazjum w Krakowie, do którego uczęszczał jego najbardziej ulubiony wychowanek, późniejszy profesor matematyki, Stanisław Gołąb.



Kilkunastoletni Stanisław Gołąb, gimnazjalista, uczeń V Gimnazjum w Krakowie

Hoborski, który własnych dzieci nie posiadał, był dla swoich uczniów nie tylko nauczycielem przedmiotu, był mistrzem, doradcą, przewodnikiem.

Jak był przygotowywany do zawodu nauczyciela matematyki Antoni Hoborski?

Wiemy to dokładnie dzięki pracy historyka Juliana Dybca (Zeszyty Naukowe Akademii Górniczo-Hutniczej, Matematyka–Fizyka–Chemia, nr 935/1984.).

Po ukończeniu studiów matematyki (i zdaniu egzaminów tak zwanych rygorozów) można było poświęcić się pracy nauczycielskiej lub naukowej. Droga do szkolnictwa prowadziła przez egzamin składany (tak się wtedy mówiło) przed „C.K. Komisją Egzaminacyjną Krakowską dla Kandydatów na Nauczycieli w Gimnazjach i Szkołach Realnych”. Hoborski przedłużył o rok studia, aby otworzyć sobie drogę do zawodu nauczyciela matematyki i fizyki. W tym czasie uczęszczał na wykłady z termodynamiki teoretycznej Władysława Natansonna oraz uczestniczył w praktycznym kursie dla nauczycieli w gimnazjum św. Anny w Krakowie. 28 maja 1902 roku Hoborski otrzymał absolutorium i w trzy tygodnie złożył do komisji podanie o dopuszczenie go do egzaminu nauczycielskiego z matematyki i fizyki. Komisja zwolniła go z napisania rozprawy z pedagogiki. Hoborski otrzymał tematy rozpraw z matematyki i fizyki, które miał przygotować w ciągu sześciu miesięcy. Jak pisze Dybiec w piśmie do Hoborskiego zaznaczono: „Co do samych wypracowań, należy w każdym z nich wykazać szczegółowo i sumiennie tak na początku, jak w toku wypracowania wszelkie źródła, na których się opiera, pisać je *in folio* i należy zeszyte odesłać”. Żądano również, pisemnego oświadczenie, iż w wykonaniu pracy nie posługiwano się żadnymi innymi dziełami niż te, które wymieniono w źródłach.

Profesor Kazimierz Żorawski (skąd inąd niedoszły narzeczony Marii Skłodowskiej) podał Hoborskiemu następujący temat: „Wyłożyć metody Neumanna i Robina całkowania równania Laplace’a dla powierzchni wypukłych, poprzedzając ten wykład ścisłym uzasadnieniem tych własności potencjałów warstw podwójnych, na których opierają się rzeczony metody”. Fizyk, profesor August Witkowski polecił „Wyłożyć teorie ruchu światła w ośrodkach pochłaniających”. Zadane tematy świadczą o tym, iż Uniwersytet, mimo szczupłej kadry nie był ośrodkiem peryferyjnym oddalonym od bieżącej myśli naukowej.

Hoborski oddał wymagane wypracowania z dwumiesięcznym opóźnieniem, tłumaczył się dużymi obowiązkami w szkole. Rozwiązanie matematyczne liczące 171 stron było pozytywnie ocenione przez recenzentów. Praca z fizyki liczyła 61 stron. Składała się z dwóch części. W pierwszej omówił Hoborski rozchodzenie się światła w ciałach izotropowych, a w drugiej w kryształach (może ze względu na zainteresowania Zaremby). Jak pisze Dybiec, traktat Hoborskiego obejmował znane wówczas teorie naukowe dotyczące omawianego zagadnienia. Jego podstawą była obszerna literatura niemiecka (Kundt, Drude, Winkelmann). Zarówno w przypadku pracy matematycznej jak i fizycznej podkreślano sumiennność autora. Złożone i pozytywnie ocenione prace otwierały drogę do ustnych egzaminów zamkniętych, które trwały po 8 godzin!

W komisji matematyki egzaminatorem był profesor Zaremba. Hoborski dostał dwie pary tematów. Zadania były czasochłonne i pomimo, że Hoborski nie dokończył zadań drugiej pary profesor Zaremba uznał rozwiązania za wystarczające.

Natomiast tematy z fizyki podane przez profesora Witkowskiego były dość łatwe. Oto one:

- 1) „Znaleźć ruch złożony z dwóch ruchów kolistych, jednostajnych, odbywających się w tej samej płaszczyźnie, mających te same okresy i amplitudy”.
- 2) „Opisać jakkolwiek metodę mierzenia oporu elektrycznego w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych”.

Profesor Witkowski pozytywnie ocenił wypracowania i podkreślił bardzo dobre przygotowanie do przedmiotu przez kandydata.

Po tych egzaminach pisemnych nastąpiła seria egzaminów ustnych. Hoborski odpowiadał na 6 pytań zadanych przez dwóch egzaminatorów z matematyki i fizyki. W szkolnictwie galicyjskim obowiązywały dwa języki, krajowy i oczywiście niemiecki. Musiał więc Hoborski zdać jeszcze te dwa języki.

Zapewne dobre podstawy zyskał Hoborski już w tarnowskim gimnazjum, a na studiach uczęszczał na wykłady słynnego profesora Tarnowskiego. Egzaminatorem był profesor Tretiak badacz poezji Mickiewicza i Słowackiego. Hoborski referował główne ogniska oświaty w Polsce, omawiał *Dziady* Mickiewicza, *Kordiana* Słowackiego, *Kazanie Sejmowe* Skargi oraz utwory Orzeszkowej. Niemczyzna Hoborskiego została oceniona bardzo dobrze.

Po zdaniu wszystkich egzaminów Hoborski uzyskał dyplom uprawniający do nauczania w gimnazjach i szkołach realnych. Dawało to stabilizację (nauczyciele byli urzędnikami państwowymi) z idącym za tym materialnym zabezpieczeniem bytu. W 1904 roku Hoborski został mianowany rzeczywistym nauczycielem matematyki i fizyki w gimnazjum w Brzeżanach, a następnie przeniesiony do Nowego Sącza, by w 1907 roku objąć posadę w V Gimnazjum w Krakowie (spadkobiercą tej szkoły zostało później III LO im. Jana Kochanowskiego). Wtedy też nadano Hoborskiemu tytuł profesora gimnazjalnego.



Od radowego szaleństwa do radiofobii

Łukasz Karolewski

Narodowe Archiwum Cyfrowe

Radiofobia to lęk przed promieniowaniem jonizującym. Z racji niewielkiego poziomu wiedzy u niefachowców rozszerza się na inne rodzaje promieniowania, np. z kuchenek mikrofalowych, telefonów komórkowych itp. urządzeń, choć są to różne rodzaje fal elektromagnetycznych, o zupełnie różnym pochodzeniu i charakterze. Lęk ten jest dość powszechny, głównie z racji niewidzialnego charakteru promieniowania oraz jego wieloaspektowych skutków, zarówno bezpośrednich (ostra choroba popromienna), jak i długofalowych (nowotwory, mutacje genetyczne).

Najpierw, po odkryciu zjawiska radioaktywności i jego biologicznego działania (małżeństwo Curie wspólnie z H. Becquerellem), zaczęto stosować promieniowanie do niszczenia komórek rakowych. Pomyślnie wyniki w walce z do tej pory nieuleczalnymi nowotworami stworzyły nadzieję na możliwość leczenia również innych chorób. Powszechnie zaczęto używać radu i innych substancji na większość schorzeń, jak również w wielu wyrobach przemysłowych. Świecącej farby radowej używano do pokrywania przedmiotów codziennego użytku – tarcz zegarków, numerów domów czy strojów tancerek w nocnych lokalach. Sprzedawano wiele kosmetyków, m.in. *La Creme Activa*, mający przedłużać młodość dzięki substancjom promieniotwórczym. Używano pasty do zębów z wodorotlenkiem toru, którego promieniowanie miało masować dziąsła (sic!), a jak wiadomo, zdrowe dziąsła to zdrowe zęby :) Jako środek kontrastowy przy prześwietleniach stosowano podawany dożylnie „Thorotrast”, zawierający dwutlenek toru (dziś w tym celu używa się siarczanu baru). Na choroby płuc polecano inhalatory z radonem, który mógł te choroby jeszcze bardziej pogłębić, choć początkowo przynosił ulgę. Swoistym panaceum był Radithor, roztwór związków radu w wodzie destylowanej, stosowany również doustnie (!). Promieniowanie przyciągało różnej maści szarlatanów, oferujących np. kubek do napromieniowania wody, zawierający związki uranu i radu w polewie. Wierzono też, że specjalna promieniotwórcza wkładka w papierosnicy eliminuje nikotynę i substancje smoliste z papierosów, jednocześnie zwiększając przyjemność z palenia. Jednakże po serii zgonów wywołanych zatruciem i chorobą popromienną ludzie zaczęli się obawiać promieniowania.

Kluczowa stała się sprawa pracownic fabryki zegarków, które śliniły pędzelki używane do malowania cyferblatów oraz malowały sobie paznokcie radową farbą. Większość tych kobiet zmarła, a ich zwłoki do tej pory są radioaktywne. Te, które przeżyły, założyły sprawę producentowi zegarków, zakończono-

ną sukcesem i wydaniem pierwszych restrykcji w stosowaniu substancji radioaktywnych.

Równie spektakularny jest przykład przemysłowca i futbolisty Ebena Byersa, który po kontuzji podczas meczu zaczął przyjmować duże ilości Radithoru. W ciągu kilku lat wypił łącznie 1400 butelek. Gdy zmarł, ważył 40 kg i miał dziury w czaszce oraz inne objawy nowotworów, wywołanych skumulowaniem radu w organizmie. Pochowano go w ołowianej trumnie, tak jak 50 lat później były chowane ofiary Czarnobyla.

Swoistą bez troskę w stosowaniu substancji radioaktywnych można tłumaczyć po części brakiem świadomości skutków napromieniowania, częściowo również naiwną wiarą w możliwość rozwiązania problemów ludzkości za pomocą „cudownych” środków. Takimi środkami wcześniej była zarówno elektryczność, jak i magnetyzm, później stało się nim promieniowanie jonizujące. Sami naukowcy zresztą eksperymentowali na sobie, wystawiając się na działanie promieniowania i obserwując objawy. Bardzo znany był eksperyment polegający na przyłożeniu substancji promieniotwórczej do skroni – badana osoba widziała poświatę przed oczami, prawdopodobnie na skutek podrażnienia nerwu wzrokowego. Skoro więc naukowcy w ten sposób eksperymentowali, trudno dziwić się „szarym obywatelom”. Oczywiście, świetny biznes zwietrzyli też różnego rodzaju oszuści, jak np. wynalazca „Radithoru”, rzekomy lekarz, niemający w rzeczywistości ukończonych studiów medycznych...

Następnie przyszła II wojna światowa, gdy atom ukazał swoją niszczącą moc. Jednakże pomimo sporadycznych głosów przestrogi, traktowano go jako jedyny sposób na zakończenie wojny i szantaż wobec rosnącej potęgi ZSRR. Pomimo załamania na wszystkich frontach i upadku pozostałych państw należących do Osi Berlin–Rzym–Tokio, Japonia konsekwentnie odmawiała kapitulacji. Nawet po zrzuconiu drugiej bomby (na Nagasaki) koła wojskowe przekonywały cesarza, że Amerykanie nie mają już więcej bomb. Tymczasem trzecia bomba była już w drodze, a czwartą montowano. Taki fanatyzm „usprawiedliwiał” atak jądrowy z wojskowego punktu widzenia. Próba zdobycia wysp japońskich przez desant morski oznaczałaby duże straty dla wojsk amerykańskich, szacowane nawet na 500 tys. żołnierzy.

Masowy charakter rażenia broni jądrowej od początku wywoływał kontrowersje. Podczas prac nad Projektem Manhattan naukowcy mieli wątpliwości natury etycznej i postulowali, aby najpierw dokonać demonstracji na poligonie w obecności japońskich wojskowych. Dopiero odmowa kapitulacji miała zezwolić na atak. Były to jednak pobożne życzenia i bomby użyto w celach wojskowych – po części, by przekonać się o jej bojowej wartości, częściowo również, by zaprezentować społeczeństwu, czego dotyczył supertajny i niezwykle

kosztowny Projekt Manhattan. Po zakończeniu wojny prowadzono szeroko zakrojone próby nuklearne. Podczas prób na atolu Bikini napromieniowaniu uległa załoga statku rybackiego „Szczęśliwy Smok” oraz mieszkańcy okolicznych wysp, co zaczęło wywoływać niepokoje w społeczeństwie. W obliczu wyścigu zbrojeń i zimnej wojny przeprowadzono testy działania broni jądrowej na ludziach i to zarówno w ZSRR, jak i w USA. Żołnierze w okopach znajdowali się w bezpośredniej bliskości epicentrum wybuchu, a następnie „zdobywali” skażony teren. Nadal jednak wierzono w możliwość zastosowania energii jądrowej do celów pokojowych. Budowano kolejne elektrownie jądrowe, projektowano samoloty i samochody o napędzie atomowym. Atomowa łódź podwodna „Nautilus” przepłynęła pod lodami Bieguna, atomowy lodołamacz „Lenin” pokonywał zamrożone wody Północy. Śpiewano „atomowe” piosenki i noszono modne kostiumy „bikini”, nazwane tak od atolu, na którym przeprowadzano test bomby wodorowej o kryptonimie „Castle Bravo”.

Jednocześnie przygotowywano się na ewentualny atak atomowy ze strony ZSRR (i USA po drugiej stronie Żelaznej Kurtyny). Budowano schrony, produkowano sprzęt dozymetryczny, przeprowadzano ćwiczenia i rozprowadzano odpowiednie instrukcje. To z tego okresu pochodzą słynne żarty, będące rozwinięciem oficjalnych zaleceń „w razie wybuchu należy nakryć się prześcieradłem... i czołgać do najbliższego cmentarza” albo „włożyć głowę między kolana... i pocałować swój tyłek na pożegnanie”. Bomba wodorowa, o mocy mierzonej w megatonach trotylu (1 MT = 1 milion ton), jeszcze pogłębiła psychozę. Nowe bomby testowano masowo, a opad promieniotwórczy po nich miał dużo szerszy zasięg niż ten od „zwykłych” bomb uranowych. Najsilniejsza, tzw. Car-Bomba (58 MT), spowodowała odparowanie całego archipelagu na Nowej Ziemi i oparzenia trzeciego stopnia w odległości 100 km od epicentrum. Jej moc miała być jeszcze większa (100 MT), ale zmniejszono ją z obawy, że wytrąci Ziemię z orbity albo spowoduje zbyt duży opad promieniotwórczy. Takie liczby robią wrażenie i w połączeniu z plotkami oraz twórcami kultury masowej (filmy o Godzilli będącej zmutowanym małym gadem) wywoływały prawdziwą panikę. Napięte stosunki między USA i ZSRR (kryzys kubański) groziły rozpoczęciem atomowej wojny i kompletnym zniszczeniem naszej planety. W newralgicznym momencie wystarczyła jednak błędna decyzja, nawet na niskim szczeblu, stąd dowcip o sprzątaczkę, która niechcący nacisnęła „czerwony guzik” („Poszła!” – mówi operator systemów – „Ja?” – pyta przestraszona sprzątaczką – „nie, Kalifornia!”). Gdy dodamy do tego liczne incydenty ze zgubieniem bomb jądrowych, oznaczone kodem „Złamana Strzała” (incydent w Palomares), mamy przed oczami prawdziwy obraz psychozy. Stopniowo przestawano wierzyć we wszelkiego rodzaju schrony, gdyż... kiedyś trzeba z nich wyjść, a może nie być dokąd. Taka sytuacja jest m.in. fabułą popularnych gier serii Fallout. Ktoś stwierdził, że w razie eksplozji jądrowej... biegłby jak najszybciej do epicentrum, by od razu ze sobą skończyć.

Oprócz militarnego aspektu energii jądrowej różne awarie w reaktorach (Windscale, Three Mile Island) powodowały coraz większy sceptycyzm, aż do „finalnej” w Czarnobylu. O ile Hiroszima budziła mieszane uczucia (brak innej alternatywy do pokonania Japonii), o tyle Czarnobyl miał odbiór jednoznacznie negatywny. Cenzura informacji i idące za nią wyolbrzymianie skutków awarii spowodowały prawdziwą radiofobię. Wierzone w „tysiące ofiar grzebanych w przydrożnych rowach” (cytat za jedną z gazet), zmutowane dzieci i zagrożenie dla całej Europy. Bomby jądrowe wybuchały albo na odległych atolach Pacyfiku, albo w Semipałatyńsku na stepach. Tu radioaktywnym pyłem ział reaktor u wrót Europy, obdzielając milionami kiurów cały kontynent. Awarii nie dawało się ukryć, zresztą panowała już „głasność” Gorbaczowa (jak się okaże, bardzo względna).

Katastrofa wywołała odchodzenie państw od energetyki jądrowej, nawet tych posiadających wiele elektrowni. W Polsce wstrzymano, a następnie zakończono zaawansowaną budowę elektrowni jądrowej „Żarnowiec”, głównie z powodu nacisków organizacji ekologicznych. Organizacje te stosowały nieuczciwe chwyt w dyskusji, z czołowym o reaktorze „typu czarnobylskiego”. Tymczasem miał tam pracować reaktor wodno-ciśnieniowy WWER-440, a nie grafitowy RBMK-1000, była to jednak wiedza dostępna tylko ekspertom. Brak rzetelnych informacji dotyczących skażenia po Czarnobylu i bagatelizowanie obaw obywateli spowodowały wzrost nieufności wobec techniki jądrowej.

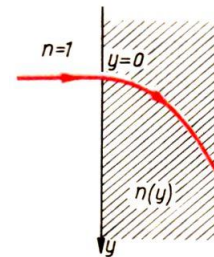
Po wielu latach od awarii w Czarnobylu i stopniowym rekultywowaniu strefy wokół elektrowni, która stała się swego rodzaju rezerwatem przyrody, radiofobia zaczęła stopniowo ustępować. Ceny energii elektrycznej uzyskiwanej z elektrowni węglowych oraz obiektywnie większa szkodliwość tych siłowni (dym, żużel) stopniowo przekonywały opornych. W każdej tonie węgla znajduje się ok. 0,5 kg uranu, a elektrownia o mocy 1000 MW zużywa rocznie 3 mln ton, zatem w żużlu i dymie znajdują się duże ilości substancji promieniotwórczych. Elektrownie jądrowe zużywają kilka ton paliwa jądrowego rocznie, a odpady w sporej części nadają się do powtórnego przetworzenia. Nadeszła jednakże awaria w Fukushima, która choć miała miejsce 25 lat po Czarnobylu, na nowo rozbudziła lęk przed radiacją. Brak rzetelnych informacji oraz wykryte fałszowanie wyników pomiarów przez obkładanie dozymetrów ołowiem przyczyniły się do wzrostu nieufności wobec energii jądrowej. Japonia, kraj znany z najlepszej technologii, padł ofiarą połączonych sił przyrody i techniki w sposób mniej zawiniony niż Czarnobyl, ale równie niebezpieczny. Jest to dowód dla sceptyków, że nawet najlepiej zaprojektowana elektrownia jądrowa nie jest w 100% bezpieczna. Podejrzewam, że takie zaufanie, jakie istniało wobec atomu w latach dwudziestych XX wieku, nie powtórzy się w ciągu najbliższego stulecia.



Zadanie

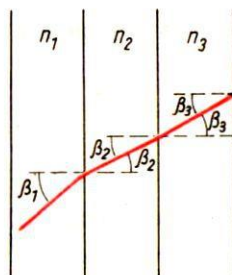
ze zbioru „25 lat Olimpiad Fizycznych”
Waldemara Gorzkowskiego

Zad. 8. (s. 84) na ośrodek przezroczysty o współczynniku załamania zależnym od zmiennej y , w punkcie $y = 0$, pod kątem prostym pada promień światła – rysunek 21. Jaka powinna być postać funkcji $n_1(y)$, aby wewnątrz rozpatrywanego ośrodka promień biegł po paraboli? Wartość $n(0)$ jest równa n_0 .

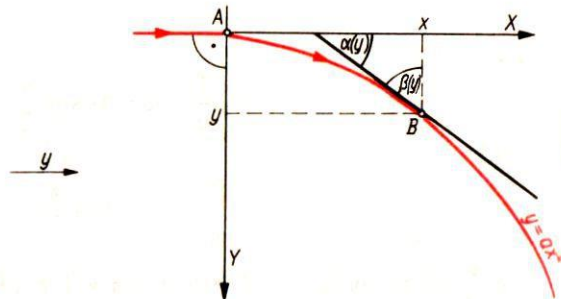


Rys. 21

Odp. zad 8. Rozpatrzmy promień światła przechodzący przez kilka płytek płasko-równoległych o różnych współczynnikach załamania – rysunek 116.



Rys. 116



Rys. 117

Prawo Snelliusa

$$\frac{\sin \beta_2}{\sin \beta_1} = \frac{n_1}{n_2}$$

można zapisać w postaci

$$n_2 \sin \beta_2 = n_1 \sin \beta_1.$$

W podobny sposób dostajemy

$$n_3 \sin \beta_3 = n_2 \sin \beta_2 \text{ itd.}$$

Zatem

$$n_i \sin \beta_i = \text{const.}$$

Związek powyższy – jak wynika z wyprowadzenia – zachodzi niezależnie od liczby i grubości poszczególnych warstw. Możemy więc z niego skorzystać i w przypadku ciągłej zmiany współczynnika załamania w jednym kierunku – w naszym wypadku w kierunku y :

$$n(y) \sin \beta(y) = \text{const.}$$

$\beta(y)$ oznacza tu kąt, jaki tworzy promień z kierunkiem y zaznaczonym na rysunku 117.

Zauważmy, że w punkcie $x = 0$ parabola musi być styczna do osi x . Jej równanie w przyjętym układzie współrzędnych możemy więc napisać w postaci:

$$y = ax^2,$$

gdzie a jest stałą charakteryzującą „rozwartość” paraboli.

Korzystając z zależności, którą wyżej wyprowadziliśmy, możemy napisać (dla punktów A i B):

$$n(y) \sin \beta(y) = n(0) \sin \beta(0),$$

ale

$$\sin \beta(0) = \sin 90^\circ = 1, \text{ a } n(0) = n_0,$$

a więc

$$\sin \beta(y) = \frac{n_0}{n(y)}.$$

Tangens kąta nachylenia stycznej w punkcie B jest równy pochodnej funkcji $y = ax^2$:

$$\text{tg } \alpha(y) = 2ax = 2a\sqrt{y/a} = 2\sqrt{ay}.$$

Mając $\text{tg } \alpha(y)$, czyli $\text{ctg } \beta(y)$, możemy wyznaczyć $\sin \beta(y)$ w sposób inny niż poprzednio:

$$\sin \beta(y) = \frac{1}{\sqrt{1 + \text{ctg}^2 \beta(y)}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4ay}}$$

Wobec tego

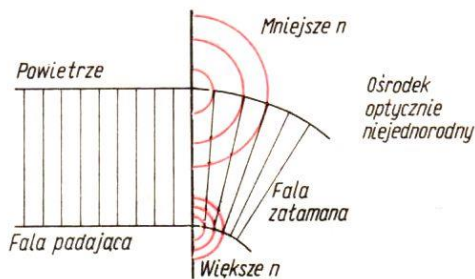
$$\frac{n_0}{n(y)} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4ay}}.$$

i

$$n(y) = n_0 \sqrt{1 + 4ay},$$

co kończy rozważania.

Zadanie powyższe może się Czytelnikowi wydać nieco paradoksalne. Mogłoby się bowiem wydawać, że promień padający nie pobiegł po torze zakrzywionym, lecz prosto wzdłuż osi x . Warto więc tej sprawie poświęcić parę słów.



Rys. 118

Otóż mówiąc o promieniach świetlnych z reguły mamy na myśli wąskie wiązki światła, które z niezłym przybliżeniem można traktować jako wycinki fali płaskiej. Niech fala taka pada prostopadłe na ośrodek optycznie niejednorodny tak, jak to pokazano na rys. 118.

Fale wtórne w różnych obszarach rozchodzą się z różnymi prędkościami. Tam gdzie n jest mniejsze, tam szybciej i odwrotnie. Jak widać, czoło fali załamanej, będące obwiednią czoł fali wtórnych (zasada Huyghensa), musi ulec pochyleniu.

Promień rozpatrywany w optyce geometrycznej stanowią pewną idealizację, której w ścisłym znaczeniu nie ma w przyrodzie. Dlatego w razie jakichkolwiek wątpliwości trzeba wyobrazić sobie promień jako wycinek fali płaskiej o szerokości znacznie większej niż długość fali i zobaczyć, jak dane zjawisko przebiega zgodnie z optyką falową. Dowcipnie ujmuje to Feynmann mówiąc, że promień w optyce geometrycznej wprawdzie porusza się po określonej linii, ale tak jak piesek obwącjuje otoczenie.



KOMUNIKAT

Borowice w Kudowie 2014 – Konferencja dydaktyki fizyki

Danuta Latos

Była nauczycielka fizyki

w Zespole Szkół Gastronomiczno-Uslugowych w Chorzowie

Od 8 do 11 listopada 2014 r. w Kudowie Zdroju miała miejsce piąta już, a więc poniekąd jubileuszowa undergroundowa konferencja dydaktyki fizyki organizowana przez Tajny Komitet Organizacyjny. Była ona zarazem (to kolejny przykład kwantowego dualizmu) wyjazdową sesją seminarium środowiskowego „Problemy Dydaktyki Fizyki”, któremu patronował Zakład Nauczania Fizyki – Wydział Fizyki i Astronomii Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Uczestnicy Jesiennej Szkoły Dydaktyki Fizyki, odbywającej się co dwa lata w Borowicach (Karkonosze), odczuli niegdyś potrzebę spotykania się częściej – i tak narodziło się BwK jako kontynuacja tradycji, a zarazem „międzyszkole”.

„No i jak to tam było, może coś napiszesz?” – to prośba Ludwika Lehmana, szefa BwK. Trudno mi jest zdać typową relację, jakiej na ogół oczekują redaktorzy szanujących się pism i pisemek naukowych.

Oficjalnie można powiedzieć, że były wykłady, prezentacje, pokazy, warsztaty, komunikaty, dyskusje – i niezmiennie pytanie: dokąd nas prowadzisz, systemie oświaty? Pozwolę sobie oszczędzić Czytelnikom streszczenia wystąpień, bowiem obecni doskonale je pamiętają, a nieobecni, acz zainteresowani, znajdą sobie szczegółowy program na stronie: <http://obserwatorium.lo2.pl/kudowa.htm>.

Ale jak oddać tę jedyną w swoim rodzaju atmosferę, co nas tak fascynuje, że od wielu lat rzucamy wszystko i poświęcamy swój wolny czas i z całej Polski ściągamy do Kudowy czy Borowic? Za oknem często jeszcze złota jesień, a tu maraton taki, że „nie ma czasu załadować taczek” – i nikt się nie urywa na wargary! Fakt, że potem wracamy na stanowiska pracy z nowymi pomysłami i siłami do zmagania się ze szkolną rzeczywistością, co świetnie oddał w swym wierszyku jeden z tegorocznych uczestników BwK:

Fizyków dola

Wielu fizyków ze szkół wylali,
Pracownie także zlikwidowali,
Słychać wokoło groźne okrzyki,
Bo nasza młodzież nie chce fizyki.

Nasi uczniowie poszli w biznesy,
Teraz im szybko pęcznią kiesy.
Myśmy fizyce wierni zostali
Daj Boże, byśmy jakoś przetrwali.

Zwalniają z pracy i płacą mało,
Z fizyki w szkole nic nie zostało,
Brakuje zajęć, coraz mniej ludzi,
A my w Kudowie i świt nas budzi!

Osobiście jestem zdania, że każdy poważnie traktujący swój zawód nauczyciel fizyki powinien przynajmniej raz w życiu wziąć udział w „Borowicach” lub „Kudowie”.





KOMUNIKAT

Konferencja GIREP-EPEC 2015 we Wrocławiu

W dniach 6–10 lipca odbędzie się we Wrocławiu międzynarodowa konferencja organizowana przez Uniwersytet Wrocławski pod patronatem GIREP – Międzynarodowej Grupy ds. Badań w Nauczaniu Fizyki oraz EPS PED – Komórki ds. Edukacji Fizyki przy Europejskim Towarzystwie Fizycznym.

Tematem tegorocznego spotkania będą *Kompetencje kluczowe w nauczaniu i uczeniu się fizyki*. Przez cały tydzień w centrum konferencyjnym Hotelu Ha-ston naukowcy i praktycy z całego świata będą prezentować swoje prace w dziedzinie edukacji fizyki w licznych prelekcjach, warsztatach oraz sesjach plakatowych, debatując jednocześnie nad różnymi aspektami związanymi z wiedzą, kompetencjami i postawami w nauczaniu i uczeniu się fizyki. W szczególności przewidziano trzy tematy wiodące:

1. Badania kształtowania kompetencji kluczowych – nowe metody i modele oraz innowacyjne strategie uczenia.
2. Wpływ kluczowych kompetencji na zmiany w edukacji – ocenianie kształtujące, rola nauczyciela i ucznia, pedagogika nastawiona na wspomaganie rozwoju kluczowych kompetencji.
3. Rozwijanie kluczowych kompetencji – przykłady dobrych praktyk.

Konferencje GIREP dotyczą nauczania fizyki na wszystkich szczeblach edukacji, począwszy od elementów fizyki w szkole podstawowej (w nauczaniu przyrody), poprzez naukę fizyki w szkole gimnazjalnej i ponadgimnazjalnej, aż po nauczanie tego przedmiotu w ramach szkolnictwa wyższego. Przedstawiane prace dotyczą badań i rozwoju nie tylko edukacji ściśle szkolnej, ale także edukacji nieformalnej. Wszelkie informacje dotyczące konferencji można znaleźć na stronie internetowej: **www.girep2015.ifd.uni.wroc.pl**

Imprezą towarzyszącą spotkaniu we Wrocławiu będzie seminarium dla nauczycieli przewidziane na 5–6 lipca, a zorganizowane w formie trzech sesji. W zależności od zainteresowań istnieje możliwość udziału w jednej, dwóch lub wszystkich trzech sesjach poświęconych głównie kompetencjom kluczowym oraz innowacjom w nauczaniu fizyki. Na seminarium zapraszamy nie tylko nauczycieli fizyki, ale także przyrody, zarówno tych ze szkoły podstawowej, jak i gimnazjalnej i ponadgimnazjalnej. Koszt udziału to od 60 zł (jedna sesja) do 120 zł (3 sesje). Szczegółowy plan sesji pojawi się wkrótce na stronie: <http://girep2015.ifd.uni.wroc.pl/teachers/>

Serdecznie zapraszamy w imieniu Komitetu Organizacyjnego Konferencji GIREP-EPEC.



KOMUNIKAT

Konkurs dla nauczycieli – Jak uczyć o świetle?

Komisja Nauczania Fizyki Zarządu głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego ogłosiła konkurs dla nauczycieli, którego celem jest rozpropagowanie dobrych i sprawdzonych pomysłów na zapoznanie uczniów z zagadnieniami związanymi ze światłem. Warunkiem udziału w konkursie jest nadesłanie scenariusza lekcji lub cyklu maksymalnie czterech lekcji w formacie PDF lub DOC (DOCX) wraz z podpisaną deklaracją uczestnictwa w konkursie do dnia 1 marca 2015 r. na adres podany w regulaminie konkursu na stronie

www.ptf.net.pl/pl/jak-uczyc-o-swietle-konkurs/

Każdemu uczestnikowi przysługuje prawo do przekazania tylko jednego scenariusza lekcji lub cyklu lekcji.

Do dnia 15 kwietnia 2015 r. na wyżej wymienionej stronie internetowej ogłoszone zostaną wyniki konkursu oraz wysłane listy gratulacyjne do laureata pierwszej nagrody oraz do autorów prac wyróżnionych. Nauczyciel nagrodzony pierwszą nagrodą oraz nauczyciele – autorzy 3 wyróżnionych prac otrzymają: roczną prenumeratę czasopisma *Foton* oraz bezpłatne uczestnictwo (wstęp, noclegi, dojazd) w sesji dydaktycznej XLIII Zjazdu Fizyków Polskich, który odbędzie się w dniach 6–11 września 2015 r. w Kielcach.

Nagrodą główną jest wyjazd autora najlepszej pracy na Europejski Festiwal Science on Stage, który odbędzie się w dniach 17–20 czerwca 2015 r. w Londynie; nagroda obejmuje pokrycie kosztów dojazdu, noclegów oraz opłaty konferencyjnej, która obejmuje także koszty wyżywienia.

Zachęcamy do udziału w konkursie!

Nowy budynek Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ

