

Foton

116
Wiosna
2012

Pismo dla nauczycieli i studentów fizyki oraz uczniów

INSTYTUT FIZYKI ✕ UNIwersYTET JAGIELLOŃSKI
SEKCJA NAUCZYCIELSKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



Ruchy Księżyca
Lodowe kolce
Komputery i los (II)
Muzyka kwantów (II)
Agrofizyka

Młodzi naukowcy w Centrum Nauk Przyrodniczych w Opolu
(patrz *Neutrino* 15)





Trudna sztuka popularyzacji

Odpowiedzią na dramatyczny spadek jakości i liczby lekcji matematyki i fizyki w szkole jest ogromne zainteresowanie festiwalami nauki i wizytami w obleganym Centrum Nauki Kopernik w Warszawie. Obfitość kolorowych książek popularnonaukowych też to potwierdza. Nie znamy jednak wpływu uczestnictwa w festiwalach, wizyt w „Koperniku”, czy nawet lektur popularnonaukowych książek na wiedzę uczestników i czytelników. Wierzymy jednak, że ten wpływ jest duży i wart kosztownych przedsięwzięć.

Sztuka popularyzacji jest bardzo trudna. Niedawno znajomi z nastoletnimi dziećmi zwiedzali filię *Deutsches Museum* w Bonn. Ekspozycja (przynajmniej część) poświęcona była osiągnięciom fizyków, laureatów Nagrody Nobla. Pomimo tego, że znajomi to osoby z solidną wiedzą z fizyki nabytą w szkole paręnaście lat temu, stwierdzili oni, że niewiele zrozumieli i że wystawa była nudna.

Czy istnieje dylemat: albo nudno, albo zrozumiałe (i zapewne trudno)? Chcemy wierzyć, że nie ma dylematu, że można i ciekawie, i zrozumiałe, i do tego poprawnie. Wielu autorów, w tym uczonych, czyni próby udowodnienia tego, pisząc książki popularnonaukowe. Z wielkich można przypomnieć Gammowa, z polskich autorów Arkadiusza Piekareę. Chwytem dydaktycznym stosowanym czasami bywa historia fizyki. Nie tak dawno Drzewiński i Wojtkiewicz napisali doskonałą książkę *Opowieści z historii fizyki*. Obecnie Jerzy Przystawa podjął wyzwanie w książce *Poznaj smak fizyki*. Spośród książek dla dzieci znalazłam *Bardzo ilustrowaną HISTORIĘ NAUKI*, nowoczesną w formie, z minimalną ilością tekstu. Książeczka ta zawiera niestety bardzo dużo błędów zarówno faktograficznych, jak i metodyczno-merytorycznych. Autorka stanęła przed dylematem wyjaśnienia nieletnim laikom np. praw Newtona: albo poprawnie – a wtedy niezrozumiałe dla dzieci, albo „swoimi słowami” w skrócie – a wtedy całkowicie błędnie. Piekara w *Felusiu maszyniście...* doskonale sobie z tym poradził, ale on potrzebował trochę więcej niż pół strony. Zmierzam do tego, że takie publikacje powinny być nadzwyczaj starannie recenzowane przez naukowców. Ich lekturze powinny towarzyszyć komentarze i uwagi osoby kompetentnej, nauczyciela czy rodziców. Nawet najlepsze książki, wizyty w „Koperniku” czy oglądanie filmików na *YouTube* nie zastąpi nauczyciela, który powinien być tak wyedukowany, by sprostać temu zadaniu.

Czytelników zapraszamy do lektury II części artykułów „Muzyka kwantów” oraz „Komputery i los”. Na łamy *Fotonu* zawitała agrofizyka. Macie też Państwo szansę rozważyć z *Fotonem* problem, dlaczego można opisywać ruch planet w układzie heliocentrycznym, pomijając ruch Słońca wokół centrum Galaktyki. Może komuś uda się wyhodować lodowe kolce według opisu w „Kąciku eksperymentatora”. Zapraszamy do lektury.

Z.G-M



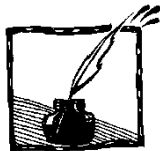
Contents

Difficult art of popularization of physics <i>Zofia Gołqb-Meyer</i>	1
Playing quanta (II) <i>Piotr Zieliński</i>	4
Agrophysics <i>Krystyna Konstankiewicz</i>	16
Computers and randomness (II) <i>Jerzy Karczmarczyk</i>	22
Motion of the Moon <i>Jerzy Ginter</i>	36
Experiments. Growing ice spikes <i>Katarzyna Cieślak</i>	44
A discovery withdrawn? <i>Krzysztof Fiałkowski</i>	47
Anniversary meeting of Physics Students Clubs <i>Wojciech Ganczarek</i>	48
Four theses on high schools education <i>Andrzej Białas</i>	51
Obituary: Tadeusz Pasierb (1930–2012), physics teacher – time irrecoverably lost? <i>Ryszard Nych</i>	53
Problems. Physics Challenge for Teachers and Students <i>Transl. Mateusz Wojtaszek</i>	54
Books review Jerzy Przystawa „Discover a taste of physics” <i>Zofia Gołqb-Meyer</i>	56
Announcement. Anniversary 20 th Autumn School „Problems of Didactics of Physics” <i>Ewa Dębowska</i>	59
Announcement. Contest for short lecture organized by conference „Problems of Didactics of Physics”	60
„Physics and Photography” 10 th Competition	61
Announcement. Workshop in CERN for physics teachers <i>Jerzy Jarosz</i>	62
Statement of the Commission for Physical Terminology of the Polish Physical Society on the notation for two physical quantities <i>Bernard Jancewicz</i>	63



Spis treści

Trudna sztuka popularyzacji <i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	1
Muzyka kwantów (II) <i>Piotr Zieliński</i>	4
Agrofizyka – fizyka w rolnictwie <i>Krystyna Konstankiewicz</i>	16
Komputery i los (II) <i>Jerzy Karczmarczyk</i>	22
Ruchy Księżyca <i>Jerzy Ginter</i>	36
Kącik eksperymentatora. Hodowla lodowych kolców <i>Katarzyna Cieślar</i>	44
Odkrycie odwołane? <i>Krzysztof Fiałkowski</i>	47
Jubileusz Ogólnopolskiej Sesji Kół Naukowych Fizyków <i>Wojciech Ganczarek</i>	48
Cztery tezy o szkole średniej <i>Andrzej Białas</i>	51
O Tadeuszu Pasierbie (1930–2012) nauczycielu fizyki – czy czas bezpowrotnie utracony? <i>Ryszard Nych</i>	53
Zadania Borysa Korsunsky'ego <i>Thum. Mateusz Wojtaszek</i>	54
Odkrywanie smaku fizyki z profesorem Przystawą <i>Zofia Gołąb-Meyer</i>	56
Komunikat. Jesienne Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki” <i>Ewa Dębowska</i>	59
Konkurs XX Jubileuszowej Jesiennej Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki”	60
X Ogólnopolski konkurs fizyczno-fotograficzny „Zjawiska fizyczne wokół nas”	61
Komunikat. Szkolenie dla nauczycieli w CERNie <i>Jerzy Jarosz</i>	62
Oświadczenie Komisji Nazewnictwa Fizycznego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w sprawie oznaczeń dwóch wielkości fizycznych <i>Bernard Jancewicz</i>	63



Muzyka kwantów (II)

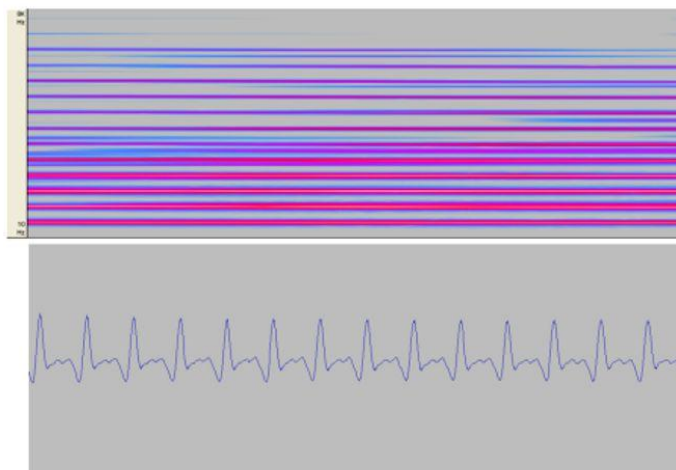
Piotr Zieliński

*Instytut Fizyki Politechniki Krakowskiej
Instytut Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie*

Spektroskopia w czasie rzeczywistym

Rysunek 5 przedstawia przebieg ciśnienia akustycznego w dźwięku trąbki i widmo tego dźwięku. Widać okresowość przebiegu ciśnienia akustycznego i wyraźną drabinkę częstotliwości alikwotów, co wskazuje, że mamy tu do czynienia z wielotonem harmonicznym: wszystkie częstotliwości składowych harmonicznymi są z dobrym przybliżeniem całkowitymi wielokrotnościami jednej częstotliwości podstawowej. W poprzedniej części przekonaliśmy się, że odtworzenie tego sygnału wstecz praktycznie nie zmienia barwy dźwięku, choć wykres ciśnienia akustycznego wyraźnie się zmienia, gdy zwrot osi czasu staje się przeciwny.

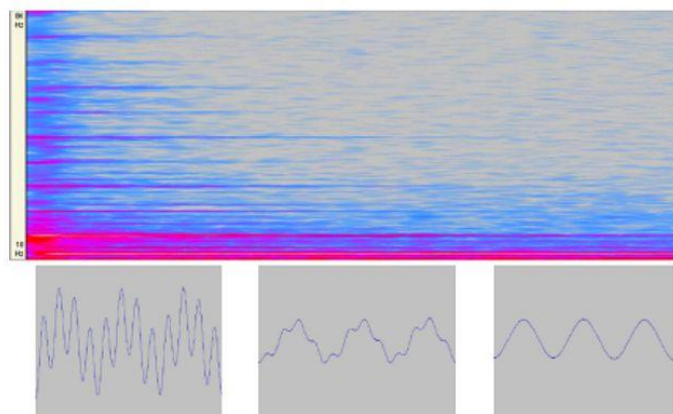
Proponuję teraz kolejne przykłady z odtwarzaniem fragmentów utworów wykonywanych przez różne instrumenty muzyczne z odwróceniem kierunku biegu czasu. Nagrania zebrane są w przykładach 7 [A_Instr1_wstecz.mp3](#) i [A_Instr1_w_przod.mp3](#) itd. Jak poprzednio, różnicę najłatwiej ocenić słuchając najpierw fragmentu odtworzonego wstecz i próbując rozpoznać instrument, a dopiero potem wysłuchać oryginału w przód.



Rys. 5. Spektrogram i przebieg czasowy ciśnienia akustycznego w dźwięku trąbki

Tutaj różnica jest wyraźna, może nawet szokująca. Skąd się ona bierze? Otóż w instrumentach [A_Instr1_wstecz.mp3](#) i [A_Instr1_w_przod.mp3](#) sygnał

nie jest stacjonarny. Jego widmo ewoluje w czasie, co łatwo zobaczyć na rys. 6, gdzie przedstawiono widmo i przebieg ciśnienia akustycznego podczas trwania jednego dźwięku wydawanego przez harfę. Sygnał ma ciągle ten sam okres, zatem i wysokość dźwięku jest stała. Jednak wyższe alikwoty stopniowo zanikają, wskutek czego sygnał coraz bardziej upodabnia się do pojedynczej sinusoidy. Kiedy odwrócimy strzałkę czasu, dźwięk będzie ewoluował przeciwnie: wyższe tony harmoniczne będą się stopniowo wzmacniać. Nasze organy słuchu postrzegają tę ewolucję i dlatego odwrócenie czasu zmienia odbierane wrażenie. Oczywiście jest kwestią nazewnictwa czy określić dźwięk harfy lub gitary osobną barwą, czy też raczej mówić o barwie zmiennej w czasie. W nauce o muzyce stosuje się często pierwsze podejście [9], fizyk zaś zauważy analogię z eksperymentami spektroskopowymi w czasie rzeczywistym. W eksperymentach tych obserwuje się zmiany widm, najczęściej optycznych, zachodzące, gdy obiekt wysyłający lub pochłaniający promieniowanie poddany jest zmiennym warunkom. Na przykład substancja ulegająca pod wpływem temperatury przemianie fazowej wykazuje zmiany widma absorpcji promieniowania podczerwonego. Podobnie można śledzić zmiany stanu cząsteczek chemicznych biorących udział w reakcjach związanych z funkcjami biologicznymi organizmów. Sztuka polega tu na zbudowaniu przyrządu zdolnego zarejestrować zmiany widma z dostateczną szybkością, aby nadążyć za zmianami stanu fizycznego [10]. W życiu codziennym także możemy obserwować zmiany widma elektromagnetycznego w czasie, np. patrząc na rozgrzewające się od ciemnej czerwieni aż do białości węgle w piecu.

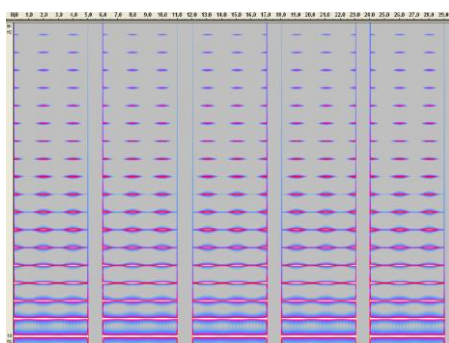


Rys. 6. Spektrogram i fragmenty przebiegu czasowego ciśnienia akustycznego w kolejnych stadiach dźwięku powstającego w wyniku szarpnięcia struny harfy

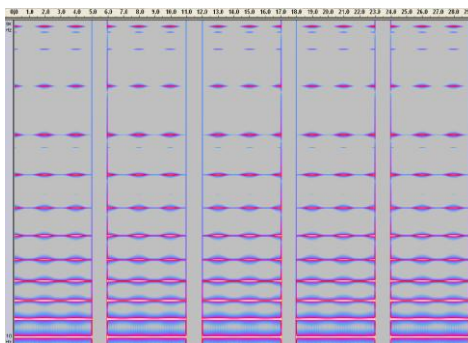
Oczywiście zmiana kierunku czasu, jak to zrobiliśmy w przykładach z instrumentami muzycznymi, zawsze da się sprowadzić do przesunięć faz tonów

składowych. Zatem twierdzenie Helmholtza o niezależności barwy dźwięku od faz składowych harmoniczných w zasadzie nie obowiązuje dla przebiegów, w których chwilowe widmo zmienia się w czasie, o ile barwę dźwięku określimy jako całościową cechę dźwięku wyróżniającą instrumenty muzyczne.

Przykład 8. [Osc_Kwant_Harmon_Zmienna_Temperatura.mp3](#) (rys. 7) pozwala posłuchać tego zjawiska na znanym „instrumencie”, jakim jest kwantowy oscylator harmoniczný w różnych temperaturach. Tutaj temperatura zmienia się w sposób sinusoidalny z częstotliwością 0,5 Hz, czyli z okresem równym 2 s. Słyszymy dwukrotnie pewien fragment w przód, potem dwukrotnie ten sam fragment w tył, a potem jeszcze raz ten sam fragment w przód. Czy odcinki narastania i opadania temperatury różnią się barwą dźwięku? Wydaje się, że nie. Ucho dobrze rejestruje chwilowe widmo dźwięku, a więc i chwilową barwę, o ile tylko widmo nie zmienia się zbyt gwałtownie. Warto jednak zwrócić uwagę na efekt początku i końca sygnału. Nagłe rozpoczęcie dźwięku powoduje wrażenie szarpniętej struny, którego to wrażenia nie mamy, gdy maksimum temperatury (patrz rys. 7) jest osiąganę stopniowo. Istotna różnica barwy występuje zatem wtedy, gdy mamy do czynienia z gwałtownymi zmianami przebiegu czasowego. Zwróćmy uwagę, że na rys. 7 nagłe rozpoczęcie i zakończenie uwidacznia się wąskimi obszarami w postaci pasm, zawierających wszystkie częstotliwości. Jeszcze bardziej wyraźnie efekt ten słycać, gdy oscylator staje się anharmoniczny. W przykładzie 9 [Osc_Kwant_Anharmon_Zmienna_Temperatura.mp3](#), rys. 8, potencjał oscylatora jest już dany parabolą, lecz posiada wyrazy powodujące, że wyższe poziomy są bardziej rozsunięte niż te położone niżej. Gdy te rozsunięte alikwoty są bogato reprezentowane w widmie, dźwięk staje się metaliczny, a gwałtowny początek zbliża nasz oscylator do brzmienia dzwonu. Znowu gwałtowny początek dźwięku, sprawiający wrażenie uderzenia w dzwon, powoduje na spektrogramie pasmo o widmie ciągłym. Można zapytać skąd w sygnale złożonym z samych sinusoid obszary widma ciągłego.



Rys. 7. Spektrogram przykładu
[Osc_Kwant_Harmon_Zmienna_Temperatura.mp3](#)



Rys. 8. Spektrogram przykładu
[Osc_Kwant_Anharmon_Zmienna_Temperatura.mp3](#)

Naturalna granica czasowej rozdzielczości spektroskopii w czasie rzeczywistym: zasada nieokreśloności Heisenberga

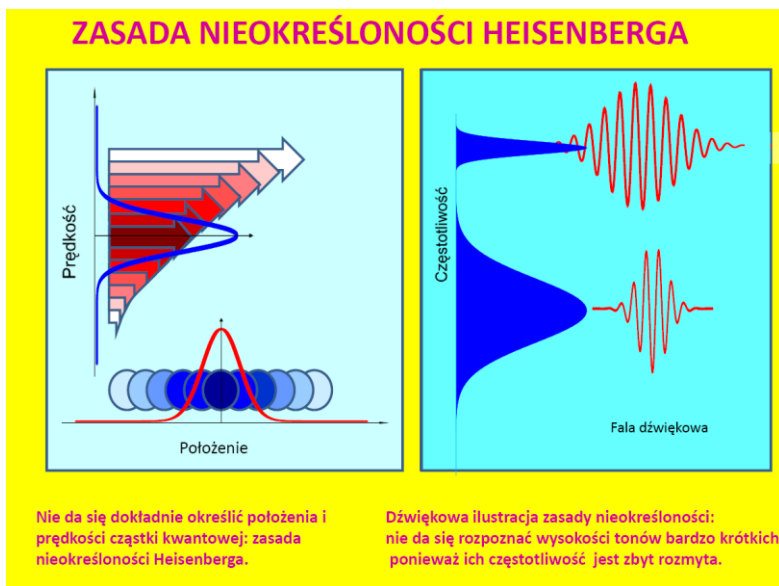
Odpowiedź na to pytanie należy zacząć od tego, że samo określenie „widmo chwilowe”, tak podstawowe dla spektroskopii w czasie rzeczywistym, zawiera w sobie pewną sprzeczność. Widmem wszak nazywamy zbiór amplitud poszczególnych sinusoid, na jakie rozkłada się dany sygnał. Sinusoidy są funkcjami ściśle okresowymi w przedziale od minus do plus nieskończoności, a rozkład każdego sygnału na takie składowe można zrobić zawsze w tylko jeden sposób. Jak zatem amplitudy funkcji okresowych od minus do plus nieskończoności składające się na raz zadaną funkcję mogą się zmieniać w czasie? Oczywiście nie mogą. Tylko że żaden eksperyment nie trwa od minus do plus nieskończoności: kiedyś zaczynamy rejestrować sygnał i kiedyś kończymy. Zatem jesteśmy zmuszeni określić okresowość funkcji na podstawie tylko skończonego jej fragmentu – próbki. Jesteśmy na to skazani zawsze z wyjątkiem przypadków, gdy sygnał podany jest w postaci matematycznego wzoru, który pozwala wyznaczyć składowe sinusoidy analitycznie. W przeciwnym razie musimy zdecydować sami, lub dostosować się do zdanej długości sygnału, jak długo będziemy zbierać dane. Ten zabieg nazywamy „oknowaniem”, lub „okienkowaniem” – odcinek czasu, w którym rejestrujemy sygnał jest bowiem jak otwarte okno w nieprzezroczystej ścianie [11]. Postęp spektroskopii w czasie rzeczywistym polegający na technice wyznaczania widm przy użyciu coraz to krótszych próbek ma zatem swój naturalny kres: gdy dostępny sygnał trwa zbyt krótko, jego widmo nie tyle nie da się technicznie WYZNACZYĆ, co staje się w ogóle NIEOKREŚLONE. Czegoś z-zasady-nieokreślonego nie da się wyznaczyć!

Żeby zrozumieć istotę tej zasady powrócimy do definicji częstotliwości. Jest to liczba okresów drgania w jednostce czasu. Ale żeby liczbę okresów można było wyznaczyć, trzeba dysponować odcinkiem czasu dostatecznie długim, aby w nim proces liczenia okresów w ogóle dało się przeprowadzić. Na przykład jeżeli okres trwa minutę, a my mamy do dyspozycji próbkę o długości 10 sekund, to nie możemy powiedzieć ile okresów przypada na godzinę – w tej sytuacji dość naturalną jednostką czasu. Na zbyt krótkim odcinku okresowość funkcji po prostu się nie objawia. Oczywiście podobne zjawisko występuje w mechanice kwantowej. Nie jest ono bowiem zależne od tego czy częstotliwość dotyczy ciśnienia akustycznego, czy amplitudy prawdopodobieństwa. Wystąpi zawsze wtedy, gdy chcemy wyznaczyć częstotliwość mając określony odcinek czasu. Jednakże odkrycie tego faktu w mechanice kwantowej przez Wernera Heisenberga (1927) [12] zdumiało, zarówno jego samego, jak cały świat naukowy. Oznacza ono bowiem – po pomnożeniu częstotliwości przez stałą Plancka – że jeżeli nie dysponujemy dostatecznie długim czasem pomiaru, to nie możemy dokładnie wyznaczyć energii badanego układu. Używając niepewności

Δt i Δf , czyli odchyłeń standardowych dla czasu i częstotliwości, możemy zapisać tę relację w następujący sposób

$$\Delta t \Delta f \geq 1/2\pi .$$

Jest ona znana jako relacja nieokreśloności Heisenberga [13]. Równość, czyli minimalny iloczyn niepewności występuje, gdy kształt próbki ma postać funkcji Gaussa znanej ze statystyki jako rozkład normalny. Znane twierdzenie o transformatkach Fouriera – wyrażające w istocie zasadę nieokreśloności Heisenberga – mówi, że widmo pojedynczej sinusoidy pomnożonej przez funkcję Gaussa jest także funkcją Gaussa w dziedzinie częstotliwości. Maksimum tej funkcji Gaussa odpowiada częstotliwości sinusoidy, a szerokość jest równa odwrotności szerokości obwiedni oryginalnego sygnału. Przedstawia to poglądowo rysunek 9. Widać z niego, że niemożność określenia częstotliwości polega na tym, że dla zbyt krótkich odcinków czasu nie można zliczyć maksimum sinusoidy, nie mówiąc o tym, że maksima wcale nie są sobie równe, więc samo pojęcie okresowości staje się problematyczne. Wysokość dźwięku staje się możliwa do określenia, gdy widmo częstotliwości staje się dostatecznie wąskie, aby można je było traktować jak pojedynczą częstotliwość.

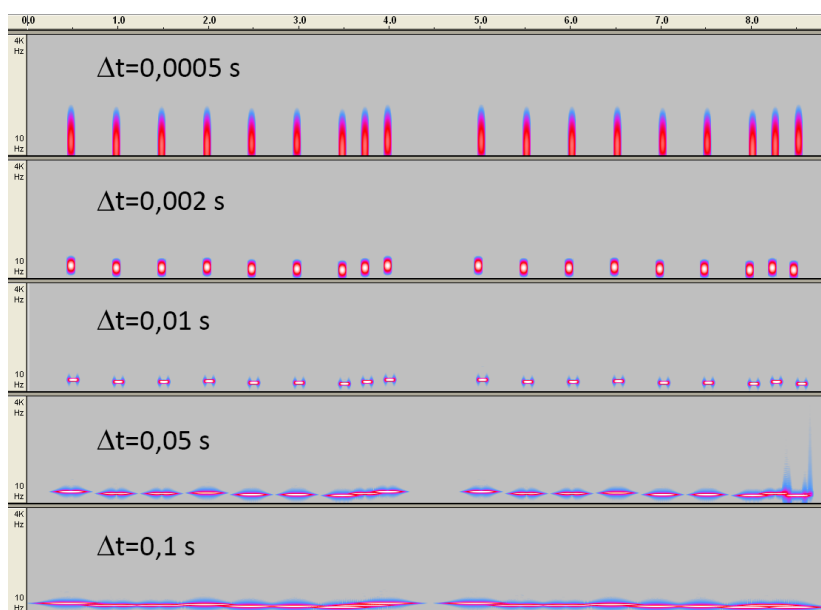


Rys. 9. Ilustracja zasady nieokreśloności Heisenberga

Opisana zasada nieokreśloności jest więc bardzo łatwa do zilustrowania: oznacza ona, że **pojedynczy ton prosty, który trwa zbyt krótko, nie ma określonej wysokości dźwięku**. Przykład 10. [Melodia1DT0_mlk. mp3](#) prezentuje znaną(?) melodię wykonaną tonami prostymi z obwiednią w postaci funkcji

Gausa (tak jak na rysunku 9), szerokość tej funkcji Δt (średnie kwadratowe odchylenie standardowe rozkładu normalnego) podana jest w sekundach, DT0_mlk oznacza $\Delta t = 0.mlk$. Czytelnik może sprawdzić jak długo musi trwać dźwięk, aby można było określić jego wysokość. Inny przykład tego rodzaju przedstawia 11. [Melodia2DT0_mlk.mp3](#). Podobny przykład z utworem dwugłosowym (12. [Dwa_GlosyDT0_mlk.mp3](#)), ilustruje fakt, że wysokość niskich dźwięków pozostaje niekreślona przy dłuższych czasach trwania Δt , gdy wysokość wyższych dźwięków jest już rozpoznawalna. Jest to dość oczywiste: liczy się niepewność względna, dla niższych tonów trzeba więcej czasu, aby określić choćby w przybliżeniu ich okresowość, skoro okres trwa dłużej. Przykład 13. [GamaDT0_mlk.mp3](#) przedstawia dźwięki gamy majorowej grane tonami prostymi o gaussowskich obwiedniach z różnymi parametrami szerokości poczynając od $\Delta t = 0,0005$ s.

Rysunek 10 ilustruje widma kilku przykładów z pliku 10. [Melodia1DT0_mlk.mp3](#). Widać tam, jak dźwięki krótkie nie mają jednej określonej częstotliwości, lecz cały jej obszar – pasmo. Są to więc impulsy szerokopasmowe. W dziedzinie fal elektromagnetycznych szerokopasmowe impulsy mają czas trwania rzędu femtosekund. Ich wytwarzanie i zastosowanie stało się możliwe dopiero całkiem niedawno.



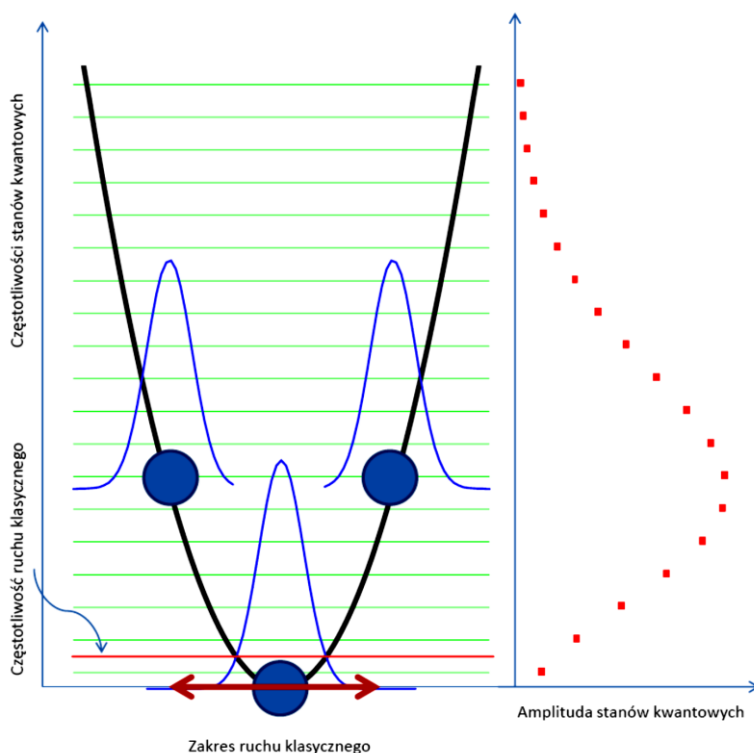
Rys. 10. Spektrogramy wybranych przebiegów z przykładu Melodia1DT0_mlk. Melodia wykonywana jest przez tony proste o obwiedniach w postaci funkcji Gaussa $g(t) = \exp(-(t - t_0)^2 / (2\Delta t^2))$ przy różnych wartościach parametru szerokości Δt . Dźwięki o krótkim czasie trwania wykazują szerokie pasmo częstotliwości

Ta sama zasada nieokreśloności, która uniemożliwia rozpoznanie wysokości tonów prostych, uniemożliwia też rozpoznanie barwy dźwięków zbyt krótkich. Jak wiadomo barwą dźwięku różnią się od siebie samogłoski. Przykład 14. [Samogloska.mp3](#) przedstawia nagrania samogłosek z nałożoną na nie obwiednią gaussowską o rosnącej szerokości. Sprawdźmy, ile czasu potrzebujemy, aby rozpoznać samogłoskę.

Granica klasyczna

Problemem, który niepokoił twórców mechaniki kwantowej było uzgodnienie świata rządzonego przez zjawiska falowe występujące w skali mikroskopowej, ze zjawiskami makroskopowymi znanymi z życia codziennego. Nikt przecież nie widział nieokreśloności energii ciężarka drgającego na sprężynie, albo stanów kwantowych widełek stroikowych. Wiąże się to z wielkością stałej Plancka, która jest tak mała, że pojedyncze kwanty dają się, przynajmniej pośrednio, obserwować dopiero w zakresie częstotliwości terahercowych (por. zjawisko fotoelektryczne dla światła widzialnego, tj. z zakresu $5 \cdot 10^{14} - 10^{15}$ Hz). Ciężarek wykonuje swój ruch opisany sinusoidą, którą łatwo można śledzić, gdyż z powodu małej wartości stałej Plancka nieokreśloność położenia ciężarka jest mniejsza niż rozmiar nukleonu. Zatem w ruchu ciężarka mamy do czynienia z ogromną liczbą niezwykle małych porcji energii. Rozwiązanie zaproponował już E. Schrödinger. Ruch makroskopowy, to taka superpozycja fal, czyli kwantowych stanów własnych energii, że maksimum prawdopodobieństwa, wynikające ze składania amplitud w tej superpozycji spełnia newtonowskie równania ruchu. Gdy ciężarek ma dostatecznie dużą masę i amplituda jego ruchu jest dostatecznie duża, to prawdopodobieństwo położenia musi być dane przez tzw. paczkę falową. Taka paczka falowa jest różna od zera tylko w bardzo bliskim otoczeniu miejsca, gdzie ciężarek powinien się znajdować według reguł klasycznych. Schrödinger zdołał skonstruować taką paczkę falową, z funkcji falowych oscylatora harmonicznego [14]. Te składowe funkcje falowe muszą mieć bardzo precyzyjnie określone amplitudy i fazy, dlatego taki stan został nazwany stanem koherentnym. Warto przypomnieć, że za rozwinięcie koncepcji stanów koherentnych Roy L. Glauber otrzymał w 2005 r. Nagrodę Nobla. W stanie koherentnym oscylatora harmonicznego funkcja falowa ma postać rozkładu Gaussa o stałej szerokości. Ten rozkład wędruje w sposób sinusoidalny pomiędzy punktami, gdzie ciężarek się zatrzymuje i zawraca. Na rysunku 11 przedstawiono tę funkcję Gaussa w punktach zwrotu i w minimum potencjału. Amplitudy poszczególnych kwantowych funkcji falowych składających się na tę wędrującą paczkę falową zilustrowano czerwonymi kropkami po prawej stronie. Rysunek ten odpowiada bardzo niskiej amplitudzie ruchu klasycznego, porównywalnej z nieokreślonością położenia cząstki. Dźwięku o tak niskiej amplitudzie nie da się usłyszeć. Osiągnięcie progu słyszalności wymaga ampli-

tud wielokrotnie przewyższających nieokreśloność położenia. Z tego powodu kwantowych efektów w odbiorze muzyki nie słyszymy. Stosując naszą analogię grających amplitud prawdopodobieństwa możemy sprawdzić jak brzmi stan koherentny. Przykład 15 [Stany_Koherentne.mp3](#) został wykonany następująco. Wyobraźmy sobie, że nasze widełki stroikowe zmniejszyły amplitudę swych drgań tak, że nie słyszymy już drgań klasycznych. Jednocześnie zakładamy, że stany własne oscylatora kwantowego też wykonują swoją muzykę. W miarę obniżania amplitudy ruchu klasycznego wyższe częstotliwości kwantowe stopniowo się wyciszają, aż zostaje tylko częstotliwość podstawowego stanu kwantowego. Jest ona o połowę niższa, niż częstotliwość oscylatora klasycznego. Pod koniec swego trwania, dźwięk staje się zatem o oktawę niższy. Duża liczba wysokich tonów daje wrażenie syku na początku każdego dźwięku w tym przykładzie, a „zjazd” o oktawę – pewnego „miauczenia”. Stąd charakterystyczne „cj-au”. Nasz stan koherentny znowu gra pierwsze dźwięki Bachowskiej *Kunst der Fuge*.



Rys. 11. Ilustracja stanu koherentnego kwantowego oscylatora harmonicznego przy amplitudzie ruchu klasycznego porównywalnej z kwantową nieokreślonością położenia

Zamiast podsumowania

Proces tłumaczenia czegokolwiek jest zawsze tym, czym w fizyce model: metaforą odnoszącą nieznaną do czegoś, co już rozumiemy. Bez wątpienia zjawiska związane z wysokością i barwą dźwięku przemawiają do nas bardzo bezpośrednio i sugestywnie, choć mechanizmy tych zjawisk są tylko analogiczne, a nie tożsame z efektami kwantowymi. Metafora bywa też niejednoznaczna. W podanych przykładach stacjonarne stany kwantowe występujące w pewnych superpozycjach zostały zilustrowane poprzez tony proste o amplitudach proporcjonalnych do współczynników stanów własnych energii w tych superpozycjach. Nie jest to jedyny sposób ilustracji. Inny poziom metafory polegałby na przypisaniu tonów prostych częstotliwościom promieniowania wysyłanego przez układy kwantowe. Mielibyśmy więc akustyczny obraz przeskoków kwantowych. Oczywiście brzmienie tych samych układów zilustrowanych na te dwa sposoby byłoby inne.

Bywa, że metafora nie oddaje wiernie wszystkich szczegółów. W tym artykule nie usłyszeliśmy, czym się różni superpozycja stanów, tj. spójna (koherentna) ich kombinacja (tylko takie słyszymy w podanych przykładach) od stanu mieszanego, opisywanego macierzą gęstości. W tym ostatnim przypadku byłyby to dźwięki powstające przypadkowo, a ich obwiednie odpowiadałyby długości koherencji w danych warunkach. W tym kontekście warto podkreślić istotną różnicę między superpozycją alikwotów, a superpozycją stanów kwantowych. W pierwszym przypadku wszystkie tony proste stale składają się na kształt sygnału i przez to decydują o barwie dźwięku. Można powiedzieć, że jest to koherentna superpozycja stanów koherentnych. Superpozycja stanów kwantowych ma jednak, według powszechnie przyjętej interpretacji, znaczenie inne. Każdy pojedynczy pomiar wykaże mianowicie tylko jeden ze stanów własnych zawartych w superpozycji, a nie wszystkie naraz. Znow wypelza skadeś półzywy kot Schrödingera... Znaczenie amplitudy prawdopodobieństwa polega na tym, że prawdopodobieństwo uzyskania konkretnego stanu własnego jest zadane przez moduł kwadratu amplitudy tego stanu w rozpatrywanej superpozycji. Ale prawdopodobieństwo to pojęcie albo z dziedziny nastrojów lub poglądów – oznacza ono wtedy przypuszczenie lub opinię, albo z dziedziny wielkich liczb. W tej ostatniej interpretacji możemy mieć wszystkie stany na raz, ale będą one pochodzić z różnych kopii takich samych obiektów, czyli z tzw. zespołu statystycznego tych obiektów. W przedstawionych tu przykładach zespół – chór takich samych obiektów został utożsamiony z jednym obiektem w odpowiedniej superpozycji stanów.

Czasem model wprowadza zjawiska nowe w porównaniu z tymi, które ma tłumaczyć. W podanych przykładach ilustrowaliśmy zasadę nieokreśloności Heisenberga za pomocą gaussowskich paczek falowych, tj. takich, dla których iloczyn niepewności – rozumianych jako średnie kwadratowe odchylenia standardowe – czasu i częstotliwości przyjmuje wartość minimalną. Tymczasem

wybór średniego kwadratowego odchylenia standardowego jako miary niepewności nie jest podyktowany naturą zjawiska fizycznego, lecz raczej zastosowaniem statystyki matematycznej. Warto byłoby więc zbadać dla jakiegoś kształtu paczki falowej wysokość dźwięku staje się określona przy najkrótszym czasie trwania sygnału i jakie parametry tego kształtu są rzeczywiście istotne. Zapewne zależy to także od bezwzględnej wysokości dźwięku (rejestr). Może też być osobniczo zmienne. Ten problem nie jest bynajmniej wyłącznie sprawą adekwatności naszej metafory. Kształt pakietu falowego ma z pewnością wpływ na określenie energii w eksperymentach z cząstkami kwantowymi. Dodatkową komplikacją jest tu dyspersja pakietów falowych cząstek obdarzonych niezerową masą. Podobnie przedstawione tu przykłady wskazują, że czasowa szerokość pakietu gaussowskiego umożliwiające rozpoznanie samogłosek jest zbliżona do szerokości umożliwiającej rozpoznanie wysokości dźwięku. Ciekawe byłoby jednak ilościowe zbadanie szybkości rozpoznania wysokości dźwięku w zależności od jego barwy, oraz barwy od kształtu i czasu trwania impulsu [15]. Czy istnieją tu różnice między samogłoskami – wielotonami harmonicznymi i spółgłoskami – szumami?

Spośród układów kwantowych rozpatrywanych w klasycznych podręcznikach mechaniki kwantowej tutaj przedstawiono w zasadzie tylko oscylator harmoniczny z jednym rodzajem anharmonizmu. Podobne ilustracje dźwiękowe można łatwo wykonać np. dla cząstki w studni potencjału. Tu także otrzymamy wieloton harmoniczny w odróżnieniu od ilustracji atomu wodoru, gdzie poziomy energii nie są naturalnymi wielokrotnościami jakiegoś tonu podstawowego. W tym ostatnim przypadku usłyszymy dźwięk, którego wysokości nie sposób określić, różny jednak od szumu, z powodu dyskretnego charakteru widma. Chóry bozonów i fermionów będą znacznie się różnić. Zjawisko Zeemana dla układów z określoną wysokością dźwięku wyjaśni, co to jest „chorusing”, czyli dudnienia kwantowe. Dysponując rozpowszechnionymi programami do syntezy dźwięku, nauczyciele fizyki i muzyki łatwo znajdą jeszcze wiele innych przykładów, by ukazać swym uczniom, jak ciekawe są przedmioty przez nich nauwane i jak zastanawiająca jest jedność zjawisk przyrody.

Przykłady dźwiękowe

7. [A_Instr1_wstecz.mp3](#), [A_Instr1_w_przod.mp3](#), [A_Instr2_wstecz.mp3...](#), [A_Instr4_w_przod.mp3...](#) nagrania fragmentów muzyki wykonywanej na różnych instrumentach analogicznie do przykładu 6. Najlepiej słuchać najpierw nagrania wstecz.
8. [Osc_Kwant_Harmon_Zmienna_Temperatura.mp3](#); ilustracja brzmienia kwantowego oscylatora harmonicznego w okresowo zmiennej temperaturze. Odcinek $2\frac{1}{2}$ okresu tych zmian poczynając od maksymalnej temperatury

jest prezentowany dwukrotnie. Potem ten sam odcinek przy odwróceniu biegu czasu i jeszcze raz odcinek oryginalny. Czytelnik zachce zwrócić uwagę na różnię gwałtownego początku i łagodnego narastania oraz różnicę gwałtownego początku i końca przebiegu (rys. 7).

9. [Osc_Kwant_Anharmon_Zmienna_Temperatura.mp3](#); przykład analogiczny do 8, lecz dla oscylatora anharmonicznego (rys. 8).
10. [Melodia1DT0_mlk.mp3](#); melodia złożona z tonów prostych o obwiedniach gaussowskich. Parametr „sigma” szerokości rozkładu Gaussa rozkładu podany w każdym przykładzie w postaci $0.mlk = 0_mlk$.
11. [Melodia2DT0_mlk.mp3](#); inna melodia przedstawiona jak w przykładzie 10.
12. [Dwa_GlosyDT0_mlk...mp3](#). Utwór dwugłosowy jak w przykładach 10 i 11.
13. [GamaDT0_mlk...mp3](#); dźwięki naturalnej gamy majorowej tony proste z obwiedniami gaussowskimi o szerokościach Δt : 0,0005 s, 0,001 s, 0,005 s i 0,02 s..
14. [Samogloskan.mp3](#); samogłoski nagrane z różnych wykonań wokalnych. Obwiednie gaussowskie o rosnącej szerokości począwszy od 0,0005 s, według wzoru $\Delta t(n) = 0,0005 \exp[(n-1) * 0,4]$ s.
15. [Stany_Koherentne.mp3](#); „muzyka amplitud prawdopodobieństwa” w stanach koherentnych kwantowych oscylatorów harmonicznym, których amplitudy klasyczne gasną do wartości zerowej.

Rozwiązania zagadek

7. harfa, gitara, klawesyn, fortepian.
10. Melodia1: „Wlazi kotek na płotek”.
11. Melodia2: *Sztuka Fugi* J.S. Bacha.
12. Dwa_Glosy: Inwencja dwugłosowa nr 8 F-dur J.S. Bacha.
14. Samogloska1 „o”, Samogloska2 „a”, Samogloska3 „e”, Samogloska4 „i”.

Literatura i przypisy

- [9] <http://www.chopin.edu.pl/pl/wydzialy/vi/katedra-akustyki-muzycznej>
- [10] J. Chou, D.R. Solli i B. Jalali, *Real time spectroscopy, with subgigahertz resolution using amplified dispersive Fourier transformation*, Appl. Phys. Lettrs. 92, 111102 (2004), w tym jednym z bardzo licznych artykułów na temat spektroskopii w czasie rzeczywistym porusza się problem rozdzielczości.
- [11] Zob. np. W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky i W.T. Vetterling, *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, Cambridge, 1986, s. 381, 423.
- [12] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, Z. Phys. 43, 172 (1927), autor pisze tu: „[...] dokładność pomiaru energii jest tym gorsza, im krótszy jest zakres czasu [...]”.

- [13] Niektórzy używają tu nazwy „zasada nieoznaczoności”. Profesor Średniawa przestrzegał przed tą nazwą, sugerującą jakąś techniczną trudność wyznaczenia pewnych wielkości, podczas gdy w istocie te wielkości w ogóle nie są określone. W oryginalnej relacji Heisenberga iloczyn niepewności wynosi $\Delta t \Delta f \geq 1/4\pi$, ponieważ w mechanice kwantowej „obwiednią” jest kwadrat obwiedni funkcji falowej, a nie sama obwiednia.
- [14] L.I. Schiff, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1977, s. 75.
- [15] Nie rozwiązaliśmy tu ilościowo problemu, jak szybkie muszą być zmiany widma, aby nie można było już mówić o zmiennej w czasie barwie dźwięku. Wskazówkę daje K. Zalewski ([2], s. 195) pisząc o „Zasadzie nieokreśloności dla energii i czasu II”. Z rozważań tam zawartych wynika, że istnieje związek między nieokreślonością częstotliwości a szybkością zmian średniej częstotliwości w widmie. Ta ostatnia wielkość nie ma znaczenia w percepcji dźwięku, ale można ją obliczyć, przynajmniej dla dźwięków syntezowanych sztucznie, tak jak w przykładach 8 i 9. Mając takie dane można by sprawdzić, czy nieokreśloność częstotliwości uniemożliwiająca rozpoznanie wysokości jest taka sama jak nieokreśloność chwilowej barwy dźwięku. Warto tu też przypomnieć „Zasadę nieokreśloności dla energii i czasu I” ([2], s. 174). Autor nawiązuje tam do zjawiska dudnień. Dwa tony proste o niewiele różniących się częstotliwościach f_1 i f_2 wywołują wrażenie pojedynczego tonu o częstotliwości równej średniej z obydwu częstotliwości $\bar{f} = (f_1 + f_2)/2$. Ton ten jednak zanika (i odradza się) po czasie $\Delta t \sim \frac{1}{|f_1 - f_2|}$. Gdy różnica częstotliwości staje się dostatecznie duża, czas trwania tonu średniego zmniejsza się na tyle, że ton ten nie jest on już postrzegany i słuchacz odbiera dwa różne tony. Przejście pomiędzy obydwoma sytuacjami wiąże się z zagadnieniem rozdzielczości częstotliwościowej narządu słuchu, tzw. wstęgi krytycznej i maskowania (por. np. B.C.J. Moore, *Wprowadzenie do psychologii słyszenia*, PWN, Warszawa–Poznań 1999, s. 197 i prace tam cytowane, zwłaszcza E. Zwickera). Ciekawe byłoby porównanie eksperymentów słuchowych z wnioskami płynącymi wprost z zasady nieokreśloności.



Agrofizyka – fizyka w rolnictwie

Krystyna Konstankiewicz¹

Instytut Agrofizyki im. B. Dobrzańskiego PAN w Lublinie

1. Trochę historii i wspomnień

Ostatni XLI Zjazd Fizyków Polskich odbył się w Lublinie w dniach 4–9 września 2011 roku. Był to trzeci zjazd w historii odbywający się w ośrodku lubelskim; pierwszy – XX Zjazd – odbył się w dniach 12–17 września 1967 roku, natomiast drugi – XXVII Zjazd – w dniach 21–25 września 1981 roku.

Tak się złożyło, że w pierwszym z tych spotkań brałam czynny udział w organizowaniu tej ogromnej imprezy – około 700 uczestników, znanych fizyków, goście zagraniczni. My, wówczas studenci i aktywni członkowie Naukowego Koła Studentów Fizyki, braliśmy udział w obsłudze biura Zjazdu, recepcji, przyjmowaliśmy gości, pomagaliśmy w takich sprawach jak przejazdy, zakwaterowanie, organizacja wystawy. Trzeba zaznaczyć, że wszystkie sprawy codzienne, bytowe w tamtych czasach wymagały zaangażowania i dużej pracy ze strony organizatorów. Studenci byli więc bardzo pomocni w wielu działaniach, a także uczyli się od największych mistrzów – podczas wykładów, naukowych dyskusji, spotkań. To było bardzo dobre doświadczenie w zakresie organizacji, odpowiedzialności i jednocześnie pozwalało nam, młodym ludziom, na bezpośrednie spotkanie ze wspaniałymi wykładowcami. Zapamiętałam wykłady profesorów Wojciecha Rubinowicza czy Arkadiusza Piekary. Próbowaliśmy także prezentować własne, studenckie osiągnięcia. W ramach imprez towarzyszących podczas XX Zjazdu odbył się Ogólnopolski Zjazd Kół Naukowych, w którym aktywnie uczestniczyliśmy.

Nie przypuszczałam wtedy, że zdobyte doświadczenie może być przydatne w dalszej mojej pracy. Przekonanie o potrzebie naukowych spotkań w szerokim gronie i wprowadzanie do nich młodych pracowników, doktorantów, studentów pozytywnie zweryfikowałam podczas wielu lat pracy naukowej w Instytucie Agrofizyki im. B. Dobrzańskiego PAN.

Na XLI Zjeździe, po raz pierwszy została zaprezentowana samodzielna sekcja *Agrofizyka*. Było to możliwe dzięki przychylności Komitetu Naukowego Zjazdu. Nie bez znaczenia był też fakt, że Zjazd ten odbywał się w Lublinie, gdzie od 1968 roku funkcjonuje Instytut Agrofizyki im. Bohdana Dobrzańskiego PAN. Ulokowanie takiego instytutu właśnie w regionie lubelskim – rolniczym wydaje się uzasadnione, chociaż w okresie powstawania nie było to takie oczywiste. Decyzję o powstaniu Instytutu Agrofizyki zawdzięczamy wielkiej

¹ Koordynator sesji specjalistycznej *Agrofizyka* podczas XLI Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin, 4–9 września 2011.

determinacji profesora Bohdana Dobrzańskiego (1909–1987), jego zdolnościom organizatorskim i uzasadnionemu przekonaniu o konieczności poszerzenia nauk rolniczych o nowe specjalności. Można powiedzieć, że był w tym zakresie prekursorem rozwoju badań interdyscyplinarnych.

Współczesne nauki rolnicze należą do najbardziej interdyscyplinarnych, z powodzeniem wykorzystują najnowsze osiągnięcia, m.in. biologii, fizyki, chemii, genetyki, informatyki, technologii żywności, automatyki i wielu innych.

2. Agrofizyka – dyscyplina, specjalność

Agrofizyka należy do stosunkowo nowych dyscyplin naukowych, pomimo że już w połowie XVIII wieku występowała w naukach rolniczych jako „agronomiczna fizyka”. Agrofizyka we współczesnym kształcie rozwinęła się wraz z powstaniem Instytutu Agrofizyki jako specjalność naukowa zajmująca się zastosowaniem metod fizyki i fizykochemii do badań właściwości materiałów rolniczych i produktów rolnych oraz procesów zachodzących w układach gleba–roślina–atmosfera oraz gleba–roślina–maszyna–produkt rolny, ze szczególnym uwzględnieniem jakości surowców i produktów żywnościowych.

Rezultaty badań agrofizycznych wpływają na rozwój praktycznych rozwiązań w rolnictwie poprzez doskonalenie metod i systemów monitoringu parametrów fizycznych środowiska, określenie przestrzennej zmienności właściwości gleb dla rolnictwa precyzyjnego, zarządzania bazami danych oraz tworzenia modeli prognostycznych, pomiaru charakterystyk materiałowych do oceny i monitoringu jakości surowców i produktów żywnościowych w poszczególnych ogniwach łańcucha produkcji żywności (spektroskopia dielektryczna, mikrotomografia, mechatronika, analiza obrazu), modelowanie procesów technologicznych produkcji bezpiecznej żywności, poszukiwanie alternatywnych technologii pozyskiwania biomasy na cele energetyczne, procesów gazyfikowania biomasy oraz sposobów utylizacji i zagospodarowania odpadów pofermentacyjnych.

Powyższe rozwiązania znajdują zastosowanie w kształtowaniu środowiska przyrodniczego, gleboznawstwie, uprawie roli i roślin, racjonalnym gospodarowaniu wodą, w rolnictwie ekologicznym, konstrukcji i eksploatacji maszyn rolniczych, przemyśle rolno-spożywczym, biotechnologii, energii odnawialnej.

Tematyka agrofizyczna jest także wprowadzana do dydaktyki, specjalistycznych kierunków na różnych poziomach kształcenia w wielu uczelniach. Z tego zakresu wykonywane są prace dyplomowe, magisterskie, doktoraty i habilitacje. Agrofizyka nie stanowi samodzielnej dyscypliny, ale jest wyodrębnioną specjalnością w naukach rolniczych. Publikacje dotyczące agrofizyki mają ugruntowaną pozycję w wielu znaczących, międzynarodowych czasopismach. Problematykę agrofizyczną kompleksowo przedstawił międzynarodowy zespół autorów (300 z 34 krajów) w pierwszym światowym wydaniu *Encyclopedia of Agrophysics*, która jest dostępna także w internecie [1, 2].

3. Specyfika badań agrofizycznych

Badania prowadzone w Instytucie Agrofizyki PAN [3, 4] dotyczą fizyki i biologii środowiska, fizyki materiałów roślinnych, metrologii agrofizycznej oraz monitoringu, modelowania i symulacji komputerowych. Tematyka badań obejmuje w szczególności:

- procesy fizyczne, fizykochemiczne i biologiczne w układzie: gleba–roślina–atmosfera,
- właściwości fizyczne roślin i płodów rolnych oraz procesy fizyczne zachodzące podczas wegetacji, zbioru, transportu, przechowywania i przetwarzania,
- opracowywanie i doskonalenie wyspecjalizowanych, fizycznych metod pomiarowych,
- monitoring badawczy, modelowanie procesów fizycznych w środowisku przyrodniczym oraz procesów przetwórczych.

Bardzo istotnym elementem prowadzonych prac jest poszukiwanie i wprowadzanie nowych metod pomiaru jakości środowiska oraz surowców i produktów rolniczych, jak też teoretycznego opisu procesów powodujących zmiany jakości.

Spełnienie wysokich wymagań co do jakości produktów rolnych, o różnym przeznaczeniu, ułatwia nie tylko ich wejście, ale i utrzymanie się na zglobalizowanym rynku światowym. Szczególnie wysokie wymagania są stawiane zdrowej żywności, co jest związane z przestrzeganiem bardzo ostrych standardów i wdrażaniem metod rolnictwa precyzyjnego. Przepisy dotyczące produkcji żywności są nadzwyczaj restrykcyjne i wymagają monitorowania coraz szerszej gamy właściwości tych materiałów, a także warunków ich produkcji, uprawy i przechowywania.

Określenie jakości surowców i produktów wiąże się z ilościowym oznaczeniem ich cech w sposób obiektywny, powtarzalny i najlepiej automatyczny. Doskonalenie procesu monitorowania w przypadku surowców i produktów rolniczych jest trudne głównie ze względu na ich dużą biologiczną różnorodność oraz ze względu na wpływ wielu czynników wynikających ze złożonych środowiskowych warunków uprawy, a także procesów technologicznych. Tak skomplikowane obiekty badawcze wymagają opracowania oryginalnych metod pomiarowych poprzedzonych badaniami podstawowymi. W większości wypadków nie jest możliwa adaptacja systemów pomiarowych powszechnie stosowanych w badaniach innych materiałów. Opracowane metody badawcze wymagają zaś ciągłego doskonalenia zarówno ze względu na szybki rozwój technik pomiarowych, jak i zmieniające się wymagania odmianowe związane z przeznaczeniem produktów rolnych, warunki uprawowe, klimatyczne, a także coraz wyższe wymagania ekologiczne i ekonomiczne.

Produkcja roślin jest ściśle związana z właściwościami środowiska naturalnego, glebowego, także z trudnymi warunkami wynikającymi z degradacji gleb – zanieczyszczenia, zakwaszenia, erozji, suszy, powodzi itp. Metody fizyczne wykorzystywane do tworzenia baz danych o środowisku wzrostu i rozwoju

roślin pozwalają na opracowywanie sposobów regulacji warunków powierzchniowych, hydro- i termofizycznych. Produkcja rolnicza przeznaczona na cele energetyczne wymaga biomasy o szczególnych właściwościach fizycznych, optymalnych do przeprowadzenia całego procesu technologicznego, od zbioru poprzez suszenie do spalania finalnego produktu.

Tylko coraz większa wiedza o prowadzonej działalności produkcji rolniczej może zaowocować podniesieniem jakości plonu, wprowadzaniem właściwych upraw – także tych związanych z nowo rozwijającym się rynkiem biopaliw i odnawialnych źródeł energii. Dobry surowiec rolniczy może przyspieszyć rozwój wielu gałęzi przemysłu – oprócz spożywczego także m.in. tłuszczowego, paliwowego, farmaceutyczno-kosmetycznego i wielu innych.

4. Prezentacje podczas specjalistycznej sekcji *Agrofizyka*

Podczas XLI Zjazdu Fizyków Polskich 5 września 2011 odbyła się samodzielna sesja specjalistyczna *Agrofizyka*, jako wyjazdowe spotkanie uczestników Zjazdu w Instytucie Agrofizyki PAN [5].

Do udziału w sesji zostali zaproszeni wszyscy zainteresowani poszerzeniem tematyki dydaktycznej na różnym poziomie, nawiązaniem współpracy i zapoznaniem się z najnowszą ofertą laboratoryjną Instytutu oraz pracownicy uczelni prowadzący zajęcia z agrofizyki, realizujący projekty z pokrewnych dyscyplin, doktoranci.

Instytut stanął przed dużym wyzwaniem, agrofizyka pojawiła się po raz pierwszy na zjeździe fizyków, chcieliśmy dobrze wypaść. Podczas sesji zostały przedstawione referaty i postery z wybranej problematyki, przygotowane przede wszystkim przez absolwentów fizyki, różnych roczników – pracowników i doktorantów.

W referacie wprowadzającym została zdefiniowana agrofizyka, pokazane główne kierunki badawcze – badania, kształcenie, działania innowacyjne, a także możliwości praktycznego wykorzystania wyników. Zostały przedstawione także dwa duże projekty i ich rezultaty – nowe laboratoria z wyposażeniem i problematyką badawczą [3].

W kolejnym referacie przedstawiono bieżący stan badań nad rolą struktury ścian komórkowych w teksturze owoców i warzyw, podstawowym atrybucie ich jakości, z wykorzystaniem mikroskopu sił atomowych (AFM), który umożliwia prowadzenie badań w skali nano, zarówno poszczególnych łańcuchów polisacharydów, jak i ich właściwości mechanicznych [6].

Następna prezentacja dotyczyła modelowania procesów transportu masy i energii w systemie gleba – roślina – atmosfera, z uwzględnieniem transportu w porowatym ośrodku glebowym, w roślinie – na długich i krótkich dystansach oraz z rośliny do otaczającej atmosfery [7].

Przedstawiono wykorzystanie obserwacji satelitarnych do oceny zmienności czasowej i przestrzennej procesów fizycznych i biologicznych w środowisku,

szczególnie wilgotności gleby, jako ważnego elementu kompleksowej oceny środowiska w dużej skali – od regionalnej po globalną [8].

W kolejnym referacie zaprezentowano techniki spektroskopii dielektrycznej oraz aparaturę pomiarową do nieinwazyjnego wyznaczania zmienności zespolonej przenikalności elektrycznej materiałów rolniczych do oceny wilgotności i cech jakościowych tych materiałów [9].

Dalsze dwa wystąpienia dotyczyły badań materiałów granulanych, ich specyficznych właściwości, dyskretnej budowy złoża (nieciągłość, niejednorodność, anizotropia) i związanych z tym problemów technologicznych oraz wykorzystania metody elementów dyskretnych do oceny zachowań tego typu materiałów – uwzględnienia oddziaływań pomiędzy pojedynczymi elementami ośrodka, realnych parametrów materiałowych, weryfikacji doświadczalnej w modelowym silosie [10, 11].

5. Oferta laboratoryjna

Prowadzenie badań z zakresu tematyki agrofizycznej wymaga wysoko wyspecjalizowanych laboratoriów, z dobrym wyposażeniem. Dzięki realizacji dwóch projektów w ramach Programu Operacyjnego Polski Wschodniej 2007–2013 Instytut doposażył 12 posiadanych laboratoriów oraz utworzył 6 nowych i zrealizował zakup najnowszej aparatury. Zwiększa to potencjał badawczy Instytutu i otwiera nowe możliwości do szerszej współpracy i wykorzystania badań w praktyce.

Uczestnicy sesji *Agrofizyka* zwiedzili wybrane laboratoria, m.in.: monitoringu środowiska przyrodniczego, termografii, mikrotomografii, zastosowań optycznych technik pomiarowych, spektroskopii dielektrycznej, mikroskopii, analizy sensorycznej i właściwości mechanicznych, właściwości powierzchniowych i strukturalnych gleb i roślin, chromatografii gazowej, systemu korzeniowego roślin, właściwości fizycznych owoców i warzyw, oceny jakości surowców zbożowych i oleistych, mechaniki materiałów sypkich, nowych technologii pozyskiwania energii odnawialnej z biomasy. Pokazy w laboratoriach przygotowali pracownicy i uczestnicy studiów doktoranckich w Instytucie.

6. Agrofizyka w procesach kształcenia

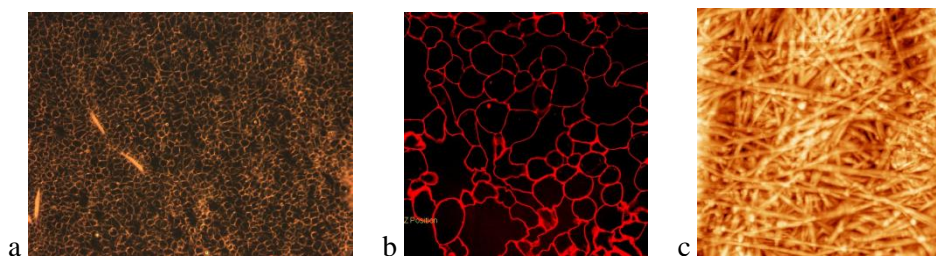
Podczas sesji została zaprezentowana także aktywność Instytutu w zakresie kształcenia. Przygotowano plansze dotyczące prowadzonych od wielu lat szkół tematycznych, zajęć dydaktycznych, popularyzatorskie, a przede wszystkim studiów doktoranckich.

Instytut Agrofizyki PAN ma pełne uprawnienia do nadawania tytułu i stopni naukowych w zakresie nauk rolniczych, agronomii/agrofizyki i z tego zakresu prowadzi studia doktoranckie od 2004 roku. Studia są dedykowane absolwentom kierunków przyrodniczych. Najliczniejszą grupę doktorantów stanowią fizycy, chemicy, biolodzy, a także absolwenci rolnictwa – ochrony środowiska, technologii żywności, inżynierii rolniczej, kierunków politechnicznych –

mechaniki. Doktoranci prowadzą badania, uczestniczą w programowych zajęciach, konferencjach, mogą ubiegać się o projekty badawcze i stypendia oraz brać udział w programach badawczych.

Dobrą i od wielu lat praktykowaną popularyzacją tematyki agrofizycznej są pokazy podczas takich imprez jak Piknik Naukowy Polskiego Radia i Centrum Nauki Kopernik, a także lokalny Lubelski Festiwal Nauki. Nasze stoiska odwiedza wielu zainteresowanych, a w ramach pokazów w laboratoriach uczestniczą setki młodzieży z różnych szkół, poszerzając programy nauczania.

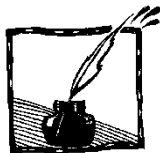
Doktoranci biorą aktywny udział w konferencjach, także przy ich organizacji, obsłudze, pracach redakcyjnych, a każdy rodzaj wykonywanych zadań spełnia też rolę kształcenia [4].



Obrazy komórkowej struktury tkanki jabłka w różnych powiększeniach: a) makroskop – 8 x 6 mm, b) skaningowy laserowy mikroskop konfokalny (CLSM) – 1,4 x 1,4 mm, c) mikroskop sił atomowych (AFM) – 1,5 x 1,5 μm , celuloza w ścianie komórkowej [12]

Bibliografia

- [1] J. Gliński, J. Horabik, J. Lipeć (eds): *Encyclopedia of Agrophysics*, Springer 2011.
- [2] [http://www.springerlink.com/reference-works/to visit the „Earth Sciences Series”](http://www.springerlink.com/reference-works/to%20visit%20the%20%22Earth%20Sciences%20Series%22).
- [3] J. Horabik, G. Józefaciuk, K. Konstankiewicz, *Agrofizyka – fizyka w rolnictwie. Przegląd badań prowadzonych w Instytucie Agrofizyki PAN*, Materiały XLI Zjazdu Fizyków Polskich, Sesja B Agrofizyka, Lublin, 4–9 września 2011.
- [4] <http://www.ipan.lublin.pl>
- [5] <http://www.ptf.umcs.lublin.pl/zjazd/>
- [6] A. Zdunek, *Budowa i mechanika ścian komórkowych a tekstura owoców: badania AFM*, ibidem.
- [7] C. Sławiński, P. Baranowski, K. Lamorski, B. Usowicz, *Modelowanie procesów transportu zachodzących w systemie gleba–roślina–atmosfera*, ibidem.
- [8] M. Łukowski, B. Usowicz, W. Marczewski, *Wilgotności gleby – obserwacje naziemne i satelitarne*, ibidem.
- [9] A. Wilczek, W. Skierucha, *Techniki spektroskopii dielektrycznej w zastosowaniach agrofizycznych*, ibidem.
- [10] R. Kobyłka, M. Molenda, *Symulacje obciążenia obiektów zanurzonych w materiale sypkim metoda elementów dyskretnych (DEM)*, ibidem.
- [11] P. Parafiniuk, M. Molenda, J. Horabik, *Wpływ modelu sił kontaktu na symulacje numeryczne wpływu rzepaku z modelowego silosu*, ibidem.
- [12] <http://www.mam.ipan.lublin.pl>



Komputery i los (II)

Jerzy Karczmarczuk

Zakład Informatyki, Uniwersytet w Caen, Francja

Twórczość jest zdolnością do uporządkowania losowości Natury. (Eric Hoffer)

Grajcie! 100 procent tych, co wygrali – grało!
(Reklama loterii we Francji)

1. Wstęp

Druga i zarazem ostatnia część artykułu porusza pobieżnie „losowanie” innych wielkości niż proste liczby, zajmuje się funkcjami losowymi (szumem) i niektórymi jego zastosowaniami, oraz metodami Monte-Carlo: technikami akumulacji informacji statystycznej otrzymanej dzięki symulacji przy użyciu liczb losowych. Te metody zostały po raz pierwszy rozpracowane przez Johna von Neumanna, Stanisława Ulama i Nicholasa Metropolisia podczas prac nad projektem Manhattan.

Z konieczności ten artykuł ograniczy się do dwóch części, mimo iż materiał zasługuje na grubą książkę. Sama teoria oraz praktyka „szumów”, czy procesów stochastycznych jest bardzo bogata i pełna wyników nie zawsze właściwie interpretowanych. W pierwszej części artykułu wspomnieliśmy – na przykładzie autobusów – o procesie Poissona, ciągu *niezależnych* zdarzeń, które mogą być również realizowane jako emisja i zliczanie indywidualnych fotonów przez osłabiony laser. Wyobraźmy sobie jednak słabe cieplne źródło światła, np. oddaloną żarówkę albo gwiazdę. Tutaj „statystyczność” przejawia się w dwóch kontekstach. Oczywiście dyskretna natura światła pozwoli nam – w sprzyjających okolicznościach – mierzyć pojedyncze fotony. Strumień fotonów jest dyskretnym procesem losowym. Ale wcześniej, klasycznie, natężenie fali elektromagnetycznej emitowanej przez źródło także jest obiektem losowym, fluktuującym w czasie i przestrzeni. Te dwa źródła losowości się nakładają, to, że jedno wynika z termiczności, a drugie z zasad fizyki kwantowej, może być źródłem nieporozumień.

W przedziale czasowym, w którym to natężenie jest większe, gęstość fotonów będzie większa, a gdy amplituda osłabnie, średnio fotonów będzie mniej. Pomiar zasugeruje, że fotony są „emitowane paczkami”, że są skorelowane ze sobą. Łatwo więc o złudzenie, że mechanizm emisji „lubi” produkować pakiety, a nie pojedyncze fotony. Nie ma to wiele wspólnego z rzeczywistością. Opisane zjawisko, charakteryzujące częściowo koherentne źródła światła, zwane efektem Hanbury Browna i Twissa znalazło zastosowania w astronomii [3].

Nauka wynikająca z tego przykładu jest następująca. Rozumowanie statystyczne, jeśli nie zna się mechanizmu jakiegoś zjawiska, może być prostą drogą na manowce. Kłopoty wynikną również w przypadku, gdy nie zna się próbki, z której szacuje się rozkład prawdopodobieństwa użyty następnie do przewidywań. W Stanach Zjednoczonych do tej pory pamięta się klapę prognozy wyborów prezydenckich 1936 r., dokonanej przez szacowne czasopismo *The Literary Digest*. Posłużyli się olbrzymią próbką, ponad dwumilionową (potworne koszty, nikt tego teraz nie robi...), i stwierdzili, że wygra Alf London, gubernator stanu Kansas, Republikanin, który następnie poniósł sromotną klęskę w starciu z Rooseveltem. Zostały popełnione dwa błędy, duży i mały.

Mały błąd polegał na ekstrapolacji *wyników* ankiety, a więc tej części ankietowanych, która odpowiedziała, na całą ankietowaną próbkę, ponad 10-milionową. Otóż w badaniach socjologicznych i innych dotyczących ludzi, trzeba się zastanowić, czy brak odpowiedzi nie oznacza już – statystycznie – pewnej orientacji, odmiennej niż ta, która charakteryzuje „posłusznych” ankietowanych.

Duży, a nawet olbrzymi błąd polegał na wzięciu próbki w oparciu o listy abonentów czasopisma, listy telefonów i danych z rejestracji samochodów. Jednym słowem, wybrano bezmyślnie pewną klasę społeczną, ludzi bogatszych, o określonym profilu (edukacja, kultura). Właściciele samochodów dzisiaj stanowią w USA próbkę dość zrównoważoną, ale nie w 1936 r., w okresie Wielkiej Depresji ekonomicznej! Ci bogatsi częściej głosowali na Republikanów, ale byli w mniejszości...

Czy fizykom mogą zdarzyć się podobne błędy? Owszem, i wiele innych. W fizyce wysokich energii w latach sześćdziesiątych obserwowano, że w zderzeniach produkujących dużo cząstek wtórnych (głównie mezonów) rozkład pędów podłużnych (wzdłuż osi zderzenia) sugeruje, że tworzone są dwa „bąble” zwane „fireballami” lecące jak cząstki pierwotne, i dopiero ich rozpad produkuje mezony. Widziano dużo lecących w przód, dużo w tył, a cząstek o małych pędach podłużnych było niewiele.

A zjawisko wzięło się z trudności z kalibracją rozkładu... Złe szacowanie położenia zera rozkładu pędu powodowało, że cząstki były „przesuwane” bardziej w przód, albo bardziej w tył, i próbka pozostawiała okolice zera niewypełnione. Powstał cały szereg modeli tłumaczących to fikcyjne zjawisko.

2. Co jeszcze możemy losować?

W pierwszej części artykułu omówiliśmy podstawowe metody generowania liczb losowych i wspomnieliśmy o wektorach losowych. Ale obiekty o charakterze losowym nie muszą sprowadzać się do prostych wartości numerycznych. Dość specyficznym, ale bardzo ważnym zagadnieniem, jest generowanie *konfiguracji*, np. losowy wybór m spośród n obiektów, z uwzględnieniem kolejności albo nie, z powtórkami, albo bez. Czasami musi się wprowadzać wagi, które

preferują niektóre rozkłady, a zakazują innych, jest to typowe np. w organizowaniu turniejów. Przy symulowaniu ruchu wielu animowanych postaci, ich kolejność winna być losowa, aby zachować pewien realizm, ale częściowo skorelowana: efekt tłumu bierze się częściowo z tego, że ludzie imitują swoich sąsiadów. Twórcy takich filmów jak „Titanic”, „Gladiator”, czy „Władca Pierścieni” korzystali z usług specjalistów od technik stochastycznych i jest dość prawdopodobne, że nie byli to „czyści informatycy”, lecz osoby mające niezłe pojęcie o własnościach systemów fizycznych...

2.1. Permutacje losowe

Jak wylosować kolejność elementów w ciągu o skończonej długości n , np. ciąg (3, 1, 8, 9, 6, 2, 10, 7, 5, 4) liczb od 1 do $n = 10$? Wspomnimy tutaj o dwóch algorytmach, aby pokazać, że w tej dziedzinie zbliżone wyniki można osiągnąć różnymi metodami.

Pierwsza metoda polega na wylosowaniu n liczb (standardowych, między 0 a 1) i użycie ich jako „kluczy” do wyboru liczb od 1 do n , albo do czegokolwiek innego. Praktycznie tworzymy tablicę par:

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
r_1	r_2	r_3	r_4	r_5	r_6	r_7	r_8	r_9	r_{10}

gdzie r_k jest standardową liczbą losową. Pierwszy rząd tablicy może zawierać inne, dowolne obiekty, których kolejność ma być przestawiona, lub – tak jak tutaj – liczby, które mogą indeksować te elementy.

Następnie sortujemy tę tablicę według wartości w drugim rzędzie, obiekty w pierwszym rzędzie zachowują tych samych partnerów z drugiego. Ponieważ kolejność liczb w drugim rzędzie jest „bylejaka”, po posortowaniu, kolejność w pierwszym rzędzie stanie się losowa. Jeśli wygeneruje się w ten sposób *bardzo dużo* permutacji, pewne rozumowanie pozwoli stwierdzić, że ta metoda *nie jest* idealnym próbkowaniem *wszystkich możliwych* permutacji, ale w praktyce nie jest to problemem. Technik sortowania nie będziemy omawiać, są one liczne, łatwe i dobrze udokumentowane.

Druga metoda polega na iterowaniu przestawień. Zaczynamy od permutacji trywialnej, tablica A zawiera elementy A_k w porządku „kanonicznym” (np. liczby 1, 2, ... n). Następnie iterujemy:

- Dla liczb i od $(n - 1)$ do 1, wykonać:
- j = całkowita liczba losowa między 0 a i ;
- następnie wymienić miejscami A_i i A_j .

2.2. Próbkowanie losowe

Wybór m spośród n elementów jest jedną z podstawowych technik statystycznych. Jest to użyteczne zarówno w *pollingu* społecznym jak i w testowaniu kombinacji składników jakiegoś lekarstwa w odniesieniu do konkretnego wroga bakteryjnego. W fizyce wybór kilku z możliwych zmian stanu, albo kilku możliwych stanów jest również jedną z podstawowych technik symulacji.

Pojęciowo algorytm jest prosty: wybieramy losowo jeden element spośród n , następnie drugi z próbki liczącej $n - 1$ itd., aż uzbiera się m . Ale to nie jest takie proste, jeśli obiekty są umieszczone w tablicy, po wybraniu jednego trzeba przesunąć inne, co zabiera sporo czasu. Okazuje się, że taki prosty problem wymaga różnych podejść w zależności od szczegółów.

Można po prostu wybierać losowo z n , ale potem trzeba sprawdzić, czy nie było powtórzeń, co także może drogo kosztować, zwłaszcza jeśli m jest porównywalne z n . Wtedy złożoność czasowa może się okazać większa niż n , bo pojawiają się wielokrotne powtórzenia.

Oto algorytm o złożoności m , dostarczający indeksów tablicy, w której mieszczą się wszystkie próbkowane elementy. Wymaga on dodatkowej pamięci, tablicy T o n elementach, której wartości początkowe są $0, 1, 2, \dots, n - 1$, tak więc $T_k = k$. Wyniki zostaną przechowane w tablicy S . Wartość $n - 1$ zostaje dodatkowo przechowana w zmiennej l .

Wykonać m przebiegów poniższej pętli, dla zmiennej k od 0 do $m - 1$:

- a. Wybrać całkowitą liczbę losową z od 0 do l .
- b. Zapisać w tablicy wynikowej zawartość odpowiedniego elementu T , czyli $S_k = T_z$.
- c. Przepisać $T_z = T_l$.
- d. Zmniejszyć l o 1 .

Dowód poprawności tego algorytmu jest bardzo dobrym ćwiczeniem, ale nie dla wszystkich.

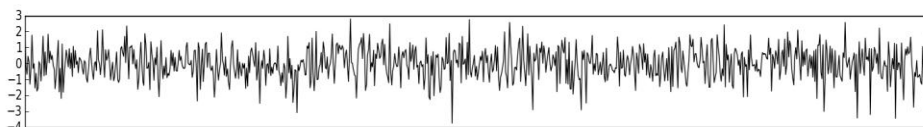
3. Funkcje losowe

Funkcje losowe, które będziemy nazywali także szumami, są to funkcje, których wartości mają charakter losowy: oglądając większą dyskretną próbkę takiej funkcji stwierdzamy, że przechodzi ona szereg testów statystycznych. Takie funkcje „wyglądają losowo”. Przebiegi losowe są wszędzie, napięcie elektryczne w funkcji czasu, prędkość płynu w przewodzie, ceny akcji na giełdzie itp.

Prosty wariant jednowymiarowej funkcji losowej przedstawia rys. 1. Taką „funkcję” (dyskretną), dla której kolejne wartości są dowolne i nieskorelowane ze sobą nazywa się często (choć niepoprawnie) „białym szumem”.

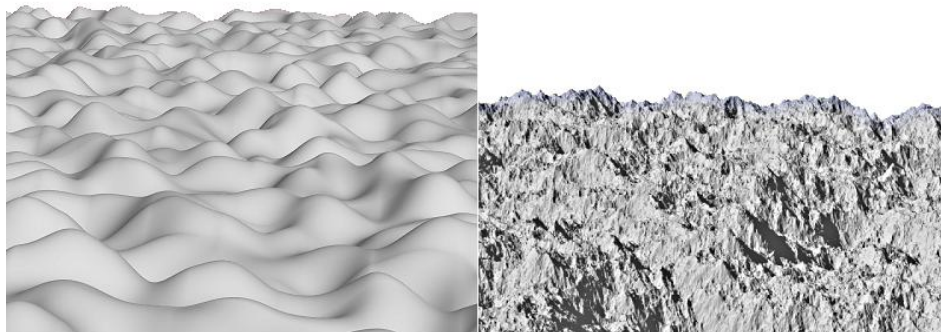
Wiemy już, że powyższa „definicja” jest niewiele warta, co to znaczy „wartości są dowolne”? Jaki jest ich rozkład? Zwykle – w fizyce – przyjmuje się rozkład Gaussowski, taki jest typowy rozkład prawdopodobieństwa szumów fizycznych. Dlaczego? Ponieważ szумы biorą się zwykle z fluktuacji jakiejś

wielkości wokół średniej; ten temat już poruszaliśmy. Rozkład normalny dominuje w przyrodzie i technice.



Rys. 1. Biały szum

„Prawdziwy” biały szum to funkcja tak dalece osobliwa, że nie da się jej narysować, jest nieskończenie gęsta. Jednak w informatyce wszystko jest dyskretne i skończone... Tak więc zwykle przyjmuje się, że jeśli charakterystyczny odstęp czasowy między próbkami wynosi Δt , wariancja rozkładu Gaussa charakteryzująca punktowo ten proces stochastyczny ma postać $\sigma^2 = c/\Delta t$, gdzie c jest pewną stałą. W granicy ciągłej ta wartość rozbiega się do nieskończoności, wykres białego szumu składałby się z linii nie tylko nieskończenie bliskich, ale nieskończenie wysokich. Technika informatyka to mało obchodzi, zażąda on podania Δt , i dobierze odpowiednio dyspersję w przybliżeniu dyskretnym. Fizyk, który pisze program symulacyjny winien wiedzieć, jakie są zależności między wielkościami, które mają osobliwe granice.



Rys. 2. Próbkę powierzchni losowych

Ale funkcje losowe w jednym lub większej liczbie wymiarów mogą być znacznie regularniejsze, gładkie, albo chropowate, jak widać na rys. 2.

Zastosowania funkcji losowych są bardzo szerokie. W grafice i syntezie obrazów mamy losowe wzory geometryczne, tekstury i rozkłady kolorów. Szumy w akustyce są niezbędne do generowania dźwięków naturalnych, w tym mowy i muzyki. Obiekty animowane udające rzeczywiste muszą się zachowywać trochę losowo, ich trajektorie, orientacje itp. są generowane przy użyciu funkcji losowych.

W jaki sposób je generować? Można mieć wrażenie, że jest to trudne i wymaga znacznej liczby parametrów. Metody dostosowane do specyficznych kategorii problemów są skomplikowane. Tutaj omówimy kilka metod prostych do zrozumienia i implementacji.

3.1. Całkowanie białego szumu

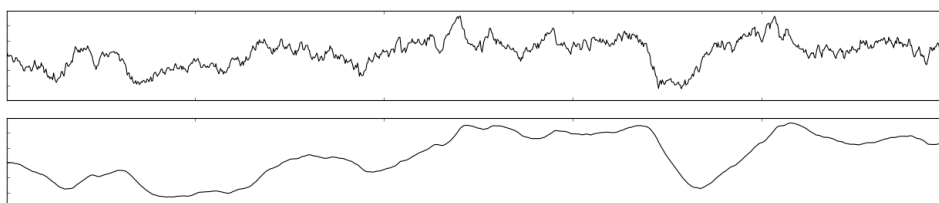
Wszyscy słyszeli o ruchach Browna. Pyłeczek zanurzony w cieczy jest bombardowany przez niezliczone molekule otaczające i porusza się chaotycznie. Mikroskopowo to zjawisko jest zbyt szybkie, aby je obserwować. W pewnym przybliżeniu można powiedzieć, że prędkość pyłku jest określona funkcją podobną do białego szumu. Obserwator mierzy jednak próbkowane położenie pyłku – sondy, co wymaga scałkowania tej osobliwej prędkości.

Oto solidnie uproszczony algorytm całkowania funkcji losowej, zadanej jako tablica ζ_n . Wynikiem jest ciąg w_n : $w_n = w_{n-1} + \zeta_n$. Otrzymaną w ten sposób funkcję nazywa się czasami procesem Wienera. W praktyce w pewnych okolicznościach ten algorytm ma pewną wadę. Nawet jeśli ζ_n jest funkcją stacjonarną, oscylującą wokół zera, więc wynik całkowania powinien też być stacjonarny, bez większych wychyleń dodatnich lub ujemnych, długofalowe duże fluktuacje występują. Wyobraźmy sobie jednak, że chcemy generować scałkowany szum akustyczny, niezbędny prawie wszędzie, np. w symulowaniu dźwięku fletni pana, która bardzo „szumi”.

Otóż bezwzględna wartość amplitudy dźwięku nie ma żadnego znaczenia, słyszy się jedynie fluktuacje wokół średniej, w określonym przedziale częstości (akustycznych). Programy generujące dźwięki korzystają więc czasami z algorytmu „całkowania ze stratami”:

$$w_n = a \cdot w_{n-1} + b \cdot \zeta_n,$$

gdzie a jest bliskie jedności, np. 0,98, a $b = (1 + a)/2$. Oto wynik scałkowania w ten sposób białego szumu gaussowskiego, oraz wynik powtórnego scałkowania poprzedniego wyniku.



Rys. 3. Całkowanie szumu

Jak widać, te funkcje są znacznie bardziej regularne i skorelowane niż biały szum. Istnieje wiele wariantów całkowania, np. w fizyce czasami korzysta się z równania Langevina, którego zapis funkcyjny ma postać:

$$\frac{d}{dt}v(t) = -\alpha v(t) + \beta \zeta(t).$$

Funkcja $\zeta(t)$ oznacza, jak poprzednio, biały szum. Pierwszy człon prawej strony „ściąga” wartość funkcji v do zera. Dyskretna postać tego równania dostarczy algorytmu „całkowania ze stratami”.

3.2. Metody spektralne

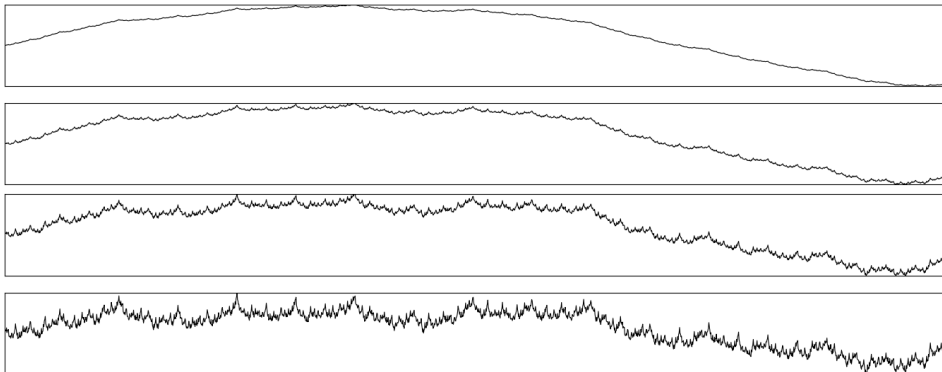
Nielokalny charakter powyższej metody jest niewygodny w implementacji. W praktyce, np. w syntezie obrazów, używa się często tzw. metody spektralnej, polegającej na dodaniu do siebie wielu wkładów funkcji regularnych, ale słabo skorelowanych, np. sinusoid z chaotycznie rozrzuconymi fazami i bardzo różnymi okresami. (Amplitudy także mogą być losowe, ale to nie jest istotne.)

Wzór na generowaną funkcję będzie miał postać

$$w(t) = \sum_{k=0}^N A_k \sin(\omega_k \cdot t + \phi_k),$$

gdzie losowe wartości ϕ_k , jednorodne między 0 a 2π , są podstawowymi parametrami losowymi algorytmu. Wartość N wcale nie musi być duża, zależy to od częstości ω_k w funkcji k . Często stosujemy zależność $\omega_k = \omega_0 2^k$, każdy nowy wkład podwaja częstość. Jeśli taki szum ma być użyty do grafiki komputerowej, nie ma sensu użyć tak wysokich częstości, że okres funkcji staje się mniejszy od jednego piksela. Więc, jeśli okres podstawowy jest porównywalny z wielkością ekranu, dla typowych ekranów $N = 12$ jest wystarczające.

Zależność amplitudy składnika od k jest dość zasadnicza. Jeśli maleje ona bardzo szybko, dominują niskie częstości, funkcja jest dość regularna. Jeśli wysokie częstości mają istotne wagi, szum staje się poszarpany. Bardzo często stosuje się zależność $A_k = k^{-\kappa}$, gdzie wykładnik κ mieści się typowo między 0 a, powiedzmy, 3. Wykresy poniżej przedstawiają próbki dla κ równych 2,5; 2,0; 1,5 i 1,0.



Rys. 4. Synteza spektralna szumów

3.3. Iteracyjne dzielenie przedziału

Ostatnią metodą poruszoną tutaj jest iteracyjne, albo rekurencyjne, podzielenie rozważanego przedziału na fragmenty i na losowym przesunięciu końców podprzedziałów. W żargonie używanym w grafice komputerowej, zwłaszcza w tworzeniu funkcji losowych dwuwymiarowych, technika ta nosi (niezbyt szczęśliwie) nazwę „plazmy”, co bierze się z faktu, że algorytm przypomina nieco iteracyjną technikę rozwiązywania równań pola dla przewodzącego ośrodka. W dziedzinie syntezy obrazów jest to ulubiona metoda generowania powierzchni terenów górskich.

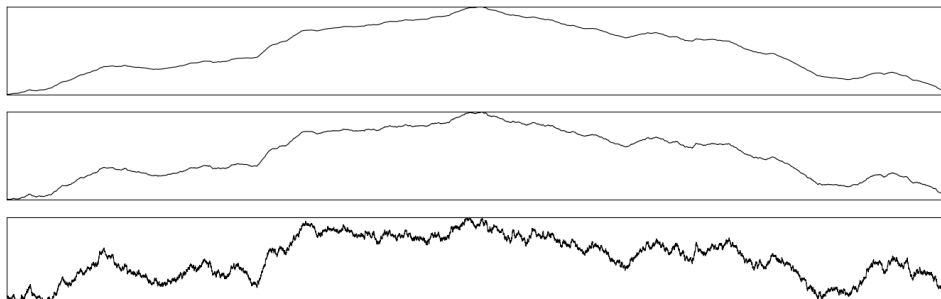
Algorytm w jednym wymiarze jest bardzo prosty. Bierze się dwa punkty – końce wykresu. Szum o „głębokości” zero jest po prostu linią łączącą te punkty. Aby otrzymać głębokość 1 dzielimy przedział na dwie połowy i środkowy punkt przesuwamy (np. dla prostoty tylko pionowo) o losową wartość, wybraną z jakiegoś rozkładu, jednorodnego, czy lepiej, Gaussowskiego. Wartość średnia losowanej zmiennej losowej wynosi zero, wtedy otrzymany szum winien oscylować wokół linii łączącej końce przedziału. Wariancja zależy od długości przedziału, powinna się zmniejszać wraz ze zmniejszaniem tej długości. Następnie stosujemy rekursję. Dwie połówki zostają znowu podzielone, a środki przesunięte. Wariancja losowych przesunięć powinna być mniejsza niż poprzednio. To jest szum o głębokości 2. Te podziały stosujemy tak długo, jak chcemy, w granicach rozsądku. Podobnie jak w syntezie spektralnej, jeśli celem szumu jest wizualizacja, nie warto schodzić poniżej długości jednego piksela. Głębokość rzędu kilkunastu jest wystarczająca.



Rys. 5. Chmury fraktalne, metoda „plazmy”

Aby kształt szumu, czy kształt jego funkcji autokorelacji, odpowiadał „typowym” funkcjom losowym opisującym obiekty naturalne, zwykle przyjmuje się dla głębokości p rozrzut $\sigma = \sigma_0 \cdot 2^{-\kappa p}$, gdzie κ jest stałą, tak jak poprzednio między 0 a 3 (powyżej wartości 2 widać właściwie tylko pierwszy podział, natomiast 0 generuje biały szum). Rysunek 6 obrazuje szum dla κ równych 1,0, 0,85 i 0,5.

Algorytm w dwóch wymiarach jest podobny, tylko bardziej skomplikowany. Przesuwa się środki kwadratów, tworzą one romby. Następnie dzieli się romby i przesuwa ich środki. Po tym etapie siatka zostaje zmniejszona dwa razy, mamy 4 razy więcej kwadratów i można procedurę posunąć dalej. W ten sposób możemy generować chmury lub szorstkie powierzchnie. Rysunek 5 przedstawia dwuwymiarowy szum wygenerowany tą metodą.



Rys. 6. Szum generowany przez podział odcinka

4. Metody Monte-Carlo

Przejdźmy do typowych – interesujących fizyków – zastosowań liczb losowych. Standardowe, podstawowe wykorzystanie liczb losowych, to próbkowanie statystyczne, zbieranie danych statystycznych, obliczanie średnich, dyspersji itp. W zasadzie można stwierdzić, że to wszystko sprowadza się do całkowania numerycznego (dyskretnego).

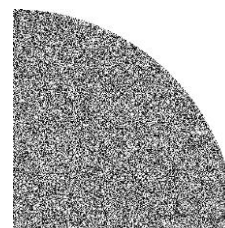
4.1. Całkowanie

Do obliczania pól figur geometrycznych można użyć metody „orzeł-reszka”. Poniższy przykład jest oczywiście akademicki. Losujemy w kwadracie jednostkowym pary liczb losowych – punkty (x,y) , i obliczamy liczbę punktów, dla których $\sqrt{x^2 + y^2} < 1$. Wynik dostarczy nam przybliżenia $\pi/4$.

Oczywiście wynik jest bardzo niedobrym przybliżeniem. Błąd względny przybliżenia zachowuje się jak $1/\sqrt{N}$, gdzie N jest liczbą losowań. Metody deterministyczne są tutaj znacznie precyzyjniejsze. Jednak obraz zmienia się zupełnie, jeśli całkowanie jest dokonywane w przestrzeni o dużej liczbie wymiarów. Zwróćmy uwagę, że nawet prosta molekula ma przynajmniej pięć stopni swobody: translacyjne i rotacyjne. Dla skomplikowanych cząsteczek wymiar przestrzeni parametrów jest znaczny. Okazuje się wtedy, że metody deterministyczne dzielenia przestrzeni na komórki dają zbieżność całkowania numerycznego już nie tak dobrą. W kilkunastu, lub więcej wymiarach metody losowe wygrywają bezapelacyjnie.

Metoda „orzeł-reszka” nie jest najbardziej klasyczną techniką całkowania. Zwykle używa się metody średniej ważonej:

$$\int_a^b f(x)dx \cong \frac{b-a}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i),$$



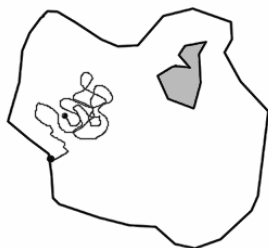
Rys. 7. Metoda „orzeł-reszka”

Gdzie x_i są liczbami losowymi z przedziału $[a, b]$. Dokładność tej metody jest nieco większa niż metody „orzeł-reszka” (np. dla $f(x) = \sqrt{1-x^2}$ między 0 a 1), ale zbieżność pozostaje proporcjonalna do $1/\sqrt{N}$. Im bardziej funkcja f jest fluktuująca, szybkozmienna, tym błąd jest większy. Lepsze (dokładniejsze) wyniki uzyska się, jeśli rozkład użytej zmiennej losowej nie jest jednorodny, ale przypomina zachowanie f (a właściwie jej wartości bezwzględnej).

4.2. Rozwiązywanie równań różniczkowych cząstkowych

To jest także całkowanie... Rozważmy bardzo ważne dla fizyków równanie różniczkowe Laplace'a w dwóch wymiarach:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) f(x, y) = 0.$$



Rys. 8. Równanie Laplace'a i ruch Browna

Równanie to opisuje np. rozkład wartości jakiegoś pola fizycznego w przestrzeni. (Może to być pole elektromagnetyczne, pole prędkości płynu, itp.) Obszar, w którym występuje to pole może mieć skomplikowaną geometrię. Znane są warunki brzegowe, tj. wartości pola na brzegach obszaru.

Metoda stochastyczna obliczania wartości pola w jakimś punkcie polega na losowaniu trajektorii, „ruchu Brownowskiego” teoretycznej cząstki, wychodząc od analizowanego punktu. Wybieramy losowo kierunek: góra, dół, lewo lub prawo i powtarzamy tę operację, aż „cząstka” dotrze do brzegu obszaru, gdzie wartość funkcji jest znana. Sumujemy wszystkie wartości. Ta średnia, po podzieleniu przez liczbę trajektorii, da nam oszacowanie wartości funkcji. Zauważmy, że szansa natrafienia na bliski brzeg jest większa niż na daleki. Wynik, jak zawsze, będzie obciążony błędem statystycznym, ale metoda jest użyteczna w praktyce.

5. Wybrane metody Monte-Carlo w fizyce

Jak wiemy, w stacjonarnej fizyce statystycznej prawdopodobieństwo jakiegoś stanu $\mathbf{S}(\dots)$ opisanego szeregiem parametrów mikroskopowych: położeń, orientacji itp. składników, zwykle wyraża się wzorem na rozkład kanoniczny Gibbsa

$$p(\mathbf{S}) = \mathcal{N} e^{-\beta E(\mathbf{S})},$$

gdzie \mathcal{N} jest stałą normującą, a E – energią stanu \mathbf{S} . Czynnikiem $\beta = 1/(kT)$, gdzie T jest temperaturą, a k – stałą Boltzmanna. Symulacja systemu powinna dostarczyć próbek zgodnych z tym prawdopodobieństwem. Mierzac zależności mię-

dzy symulowaną temperaturą a innymi wielkościami, np. średnią energią systemu.

Zależność energii od stanu może być bardzo skomplikowana i praktyczne obliczenia własności systemu za pomocą metod analitycznych jest rzadko możliwe. Dysponujemy wieloma metodami symulacyjnymi, z których ciągle dość popularną jest metoda Metropolis, którą pokrótce omówimy. Nie generujemy bezpośrednio prawdopodobieństwa jak we wzorze powyżej, ale wychodząc z jakiegoś stanu początkowego pozwalamy, aby układ się „uspokoił”, doszedł do swojego stanu równowagi, a raczej do zespołu takich stanów. Będą to stany minimalizujące energię.

Mierzając „doświadczalnie” energię systemu w stanie bliskim równowagi, możemy obliczyć takie własności termodynamiczne jak ciepło właściwe i otrzymać liczbowe wyniki dotyczące występowania przejść fazowych. Oto zarys metody:

1. Wybieramy jakiś stan początkowy \mathbf{S} i obliczamy energię systemu.
2. Iterujemy pewną liczbę razy, aż stwierdzimy, że układ się ustabilizował, następujące operacje:
 - a. Losujemy nowy *możliwy* stan, \mathbf{S}' . Zmieniamy wartości energii jednego lub kilku składników, położenia, orientacje cząsteczek itp., w zależności od szczegółów. Obliczamy nową energię $E' = E(\mathbf{S}')$. Zwykle, jeśli zmiany są lokalne, nie potrzeba przeliczyć całej energii, tylko oszacować jej zmianę, ΔE .
 - b. Jeśli ta zmiana jest ujemna, kierunek zmiany stanu jest korzystny, układ zbliża się do równowagi. Akceptujemy nowy stan. W przeciwnym wypadku energia się zwiększa, oddalamy się od równowagi, więc jest to niekorzystna zmiana stanu.
 - c. Jednak, aby uniknąć zablokowania systemu w stanie lokalnej pseudo-równowagi dalekiej od rzeczywistego minimum globalnego, pozwolimy systemowi się „ruszyć”:
 - i. Obliczamy $p = e^{-\Delta E/kT}$.
 - ii. Losujemy standardową liczbę z przedziału 0 – 1 i porównujemy z p . Jeśli $r < p$, nowy stan zostaje zaakceptowany. Jeśli nie, stan \mathbf{S}' zostaje odrzucony i wychodząc z \mathbf{S} generujemy nowy stan \mathbf{S}' .
 - d. Mierzymy wielkości, które nas interesują.
3. Zmieniamy temperaturę i kontynuujemy.

Zauważmy, że jeśli temperatura jest wysoka, wartość p pozostaje bliska jedności nawet dla dość sporych ΔE . System będzie fluktuował losowo, jego „energia termiczna” będzie dominowała nad energią „potencjalną” związaną ze stanem mikroskopowym. W niskich temperaturach niekorzystne zmiany stanu będą silnie hamowane. W praktyce, jeśli interesuje nas jakaś niska temperatura, zaczynamy od wysokiej i powoli ją obniżamy, bez reinicjalizacji parametrów

systemu Mamy w ten sposób nadzieję, że osiągniemy stany bliskie równowagi globalnej.

5.1. Model Isinga (2 wymiary)

Często używanym modelem, interesującym dydaktycznie, gdyż obliczalnym także analitycznie, jest model dwuwymiarowego „kryształu ferromagnetycznego” zawierającego spiny $S_{(k,l)}$ o dwóch możliwych orientacjach, powiedzmy „+1” i „-1”. Energia pary sąsiadów $a = (k, l)$ i np. $b = (k + 1, l)$ wynosi $E_{ab} = -cS_a \cdot S_b$, gdzie c jest dodatnią stałą. Jeśli dwa sąsiednie spiny są zorientowane identycznie, energia jest mniejsza, jeśli przeciwnie – większa. Całkowita energia systemu jest sumą

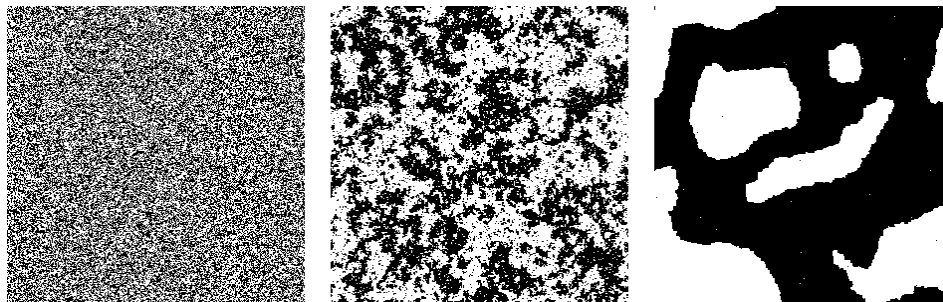
$$E(S) = -c \sum_{\text{sąsiedzi}(a,b)} S_a \cdot S_b.$$

Spin „do góry” może być wizualizowany jednym kolorem, np. czarnym, a „w dół” – białym. Oprócz energii możemy mierzyć również magnetyzację, średni spin systemu, a jeśli interesuje nas dynamika w obecności zewnętrznego pola magnetycznego, możemy dodać do energii człon $E_H(S) = H \sum_a S_a$. Zajmiemy się jednak doświadczeniem bez zewnętrznego pola. Takie stałe jak c , czy stała Boltzmannna nie mają żadnego znaczenia, gdyż jednostki energii czy temperatury są umowne. Rysunek 9 obrazuje konfigurację systemu Isinga, dla temperatur wysokich, średnich: bliskich tzw. temperatury krytycznej, i niskich, po długim czasie symulacji.

Każdy spin ma czterech sąsiadów (zaniedbujemy sąsiadów diagonalnych; możemy ich uwzględnić, a także dalszych sąsiadów, ale tutaj podajemy najprostszy możliwy przykład). Lokalna zmiana stanu systemu polega na przekręceniu jednego spinu. W zależności od sąsiadów, zmiana energii wyniesie: +8, (z -4 do +4) jeśli wszystkie sąsiednie węzły miały tę samą orientację co centralny, +4, jeśli jeden miał inną, (z -2 do +2) i 0 jeśli dwa miały inną. Pozostałe przypadki dają ΔE_a równe -4 lub -8. Możemy stabilizować odpowiednie wartości funkcji wykładniczej, aby przyspieszyć obliczenia. Możemy także użyć wartości -2, -1, 0, 1, 2, sprowadzi się to do przedefiniowania wartości stałej c (albo temperatury).

To jest w zasadzie wszystko, pozostaje zaprogramować i puścić w ruch symulację. Jednak odpowiedź na pytanie: które, i w jakim porządku przekręcimy spiny, aby otrzymać nowy stan, nie jest prosta. Jeśli dokonamy tego sekwencyjnie, spin po spinie, linia po linii, kolumna po kolumnie, zmiana energii będzie zależeć od tego co stało się przed chwilą z sąsiadem, taki sekwencyjny algorytm jest nienaturalny, niefizyczny. Postąpimy inaczej, zajmiemy się równoległą (w symulacji) zmianą orientacji wszystkich spinów. Założymy okresowe (toroidalne) warunki brzegowe, tj. na prawo od ostatniej kolumny znajdzie się pierw-

sza, itd. Algorytm podany poniżej także jest nieco niefizyczny, ale realistyczny i szybki.



Rys. 9. Model Isinga, zachowanie w zależności od temperatury

5.2. Program i wyniki

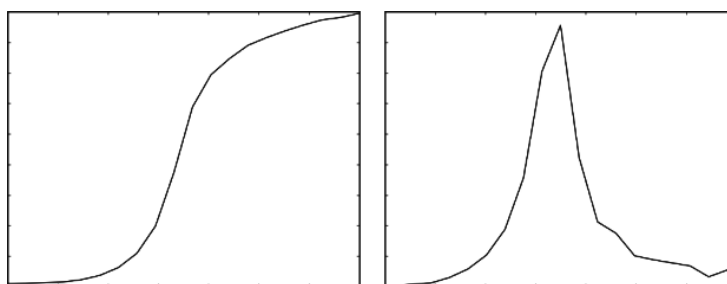
Naszym celem nie jest podawanie technik programowania, odstawimy jednak od tego, gdyż chcemy pokazać jak współczesny fizyk powinien programować zbliżone problemy, przy użyciu uniwersalnych języków i pakietów programowania i jak niewiarygodnie krótkie programy można tworzyć, jeśli ma się odrobinę kompetencji. Dość dawno temu proponowaliśmy na łamach *Fotonu* użycie pakietu Scilab, pozwalającego na tzw. programowanie wektorowe: całe tablice liczbowe, wielowymiarowe, mogą być w jednej instrukcji dodane do siebie, albo poddane innym operacjom matematycznym. Unika się pisania jawnych pętli iteracyjnych, co przyspiesza program (pętle są wykonywane przez wielokrotnie szybszy kod w skompilowanej bibliotece), a także unika się błędów.

Tym razem proponujemy użycie języka Python i pakietów **numpy** oraz **Matplotlib**, pozwalającymi razem na przetwarzanie tablic i ich wizualizację. Po załadowaniu tych pakietów, (ewentualnie innych jeśli trzeba) utworzenie tablicy liczb losowych $N \times N$ o wartościach ± 1 sprowadzi się do jednej instrukcji: **a = (2*rand(N,N)<1)-1**. Niech **beta** oznacza aktualną wartość $1/T$. W jaki sposób obliczyć energię systemu? Pakiet zawiera funkcję **roll**, pozwalającą przesunąć cyklicznie w lewo – prawo / górę – dół linie lub kolumny tablicy.

Poniższy program dokonuje modyfikacji tablicy **a**:

```
d=(roll(a,1,axis=0)+roll(a,-1,axis=0)+
    roll(a,1,axis=1)+roll(a,-1,axis=1))
en=a*d                                # Aktualna energia
z=(2*rand(N,N)<1)-1                    # Prop. nowego stanu; losowa.
p=exp(beta*(d*z-en))                   # Prawdopodobieństwo zmiany
rr=rand(N,N)<p
a=z*rr + a*(1-rr)
```


To wszystko, reszta to pętle zmieniające temperaturę, oraz iterujące kilkadziesiąt razy powyższe instrukcje dla każdej temperatury, aby układ się ustabilizował. Rysunek 10 przedstawia zależność sumarycznej energii systemu w funkcji temperatury oraz jej pochodną, tj. ciepło właściwe. Temperatura zmienia się od 0,5 do 4. Widać wyraźnie efekt progowy, w okolicy $T = 2$, nie zaznaczyliśmy jednostek, gdyż są one czysto umowne.



Rys. 10. Energia i ciepło właściwe w funkcji temperatury dla symulowanego modelu Isinga

Zakończenie

Metody Monte-Carlo zbliżone do metody Metropolis są także używane w technikach obliczeniowych dalekich od fizyki, gdyż stanowią one przykład technik *optymalizacji stochastycznej*, interesującej np. ekonomistów, inżynierów projektujących linie produkcyjne itp.

Literatura

- [1] R. Zieliński, (1970), *Metody Monte Carlo*, WNT, Warszawa.
- [2] N. Metropolis (1987). *The beginning of the Monte Carlo method*. Los Alamos Science (Specjalne wydanie zadedykowane Stanisławowi Ulamowi): 125–130.
- [3] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss (1958). *Interferometry of the intensity fluctuations in light. II. An experimental test of the theory for partially coherent light*. *Proc. of the Royal Society of London A* **243** (1234): 291–319.
- [4] N. Metropolis *et al* (1953). *Equations of state calculations by fast computational machine*. *Journal of Chemical Physics*, 21:1087–1091.



Ruchy Księżyca

Jerzy Ginter

Uniwersytet Warszawski

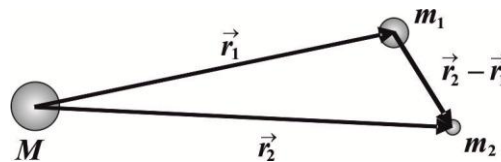
Postawienie zagadnienia

Kiedy uczy się o ruchach ciał niebieskich na poziomie I klasy liceum, omawia się najczęściej najpierw ruch Ziemi i innych planet wokół Słońca w układzie heliocentrycznym. Potem przechodzi się do omawiania ruchów Księżyca i sztucznych satelitów Ziemi w układzie geocentrycznym. Zwykle nie zadaje się jednak pytania, dlaczego taka procedura w ogóle jest możliwa? Dlaczego można opisywać ruch Księżyca wokół Ziemi niezależnie od ruchu Ziemi wokół Słońca? Musi to być opis przybliżony, ale na czym to przybliżenie polega? W gruncie rzeczy powinniśmy też spytać, dlaczego możemy opisywać ruch planet w układzie heliocentrycznym, zapominając o ruchu Słońca wokół centrum Galaktyki?

Model

Rozważmy uproszczony model naszego problemu (rys. 1).

1. Centralne pole wytwarza bardzo duża, nieruchoma masa M . Początek układu odniesienia pokrywa się ze środkiem tej masy.
2. W jej polu znajdują się dwa oddziałujące ze sobą grawitacyjnie ciała o masach m_1 i m_2 . Ich wektory wodzące oznaczmy \vec{r}_1 i \vec{r}_2 .



Rys. 1. Ilustracja modelu

Oddziaływanie grawitacyjne naszych ciał z masą centralną opisywać będą wektory \vec{r}_1 i \vec{r}_2 . Natomiast ich wzajemne oddziaływanie – wektor $\vec{r}_2 - \vec{r}_1$.

Współrządne uogólnione

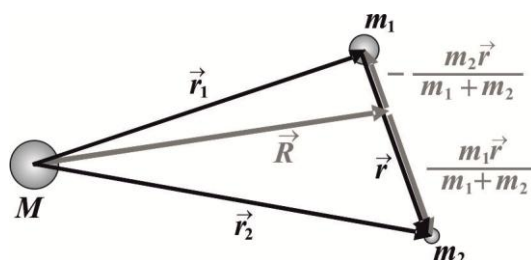
Aby można było w ogóle sformułować główną tezę tego artykułu, trzeba wprowadzić dwie pomocnicze wielkości (rys. 2):

1. wektor położenia środka masy

$$\vec{R} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}; \quad (1)$$

2. wektor względnego położenia ciał:

$$\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1. \quad (2)$$



Rys. 2. Wektory \vec{R} i \vec{r}

Współrzędne „prawdziwe” \vec{r}_1 i \vec{r}_2 wyrażają się przez te współrzędne „sztuczne” wzorami:

$$\vec{r}_1 = \vec{R} - \frac{m_2 \vec{r}}{m_1 + m_2}; \quad (3)$$

$$\vec{r}_2 = \vec{R} + \frac{m_1 \vec{r}}{m_1 + m_2}. \quad (4)$$

Interpretacja nowych współrzędnych jest łatwiejsza, jeżeli jedna z poruszających się mas jest znacznie większa od drugiej. Jeżeli na przykład $m_1 \gg m_2$, wtedy \vec{r}_1 jest bliskie współrzędnej środka masy \vec{R} , a \vec{r} określa położenie ciała 2 względem ciała 1.

Teza

Główna teza naszych rozważań jest następująca:

Jeżeli $r \ll R$ wtedy ruch każdej z poruszających się mas można przedstawić jako złożenie dwóch **niezależnych** ruchów;

- pierwszego zależnego tylko od \vec{R} ,
- drugiego zależnego tylko od \vec{r} .

Pewną – choć dość daleką – analogię może stanowić rzut ukośny w jednorodnym polu grawitacyjnym. W takim ruchu współrzędna pozioma i współrzędna pionowa zmieniają się niezależnie od siebie.

Równania ruchu

Napiszmy równania ruchu naszych dwóch ciał ($m\vec{a} = \vec{F}$). Musimy uwzględnić i oddziaływanie wzajemne, i oddziaływanie z masą centralną:

$$m_1 \frac{d^2 \vec{r}_1}{dt^2} = + \frac{Gm_1 m_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} - \frac{Gm_1 M \vec{r}_1}{r_1^3}; \quad (5)$$

$$m_1 \frac{d^2 \vec{r}_2}{dt^2} = - \frac{Gm_1 m_2 (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} - \frac{Gm_2 M \vec{r}_2}{r_2^3}. \quad (6)$$

Podstawmy wzory (3) i (4) do równań (5) i (6), przy czym ostatnie człony (5) i (6) po prawej stronie pozostawimy na razie niezmienione. Dostaniemy:

$$m_1 \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} - \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = + \frac{Gm_1 m_2 \vec{r}}{r^3} - \frac{Gm_1 M \vec{r}_1}{r_1^3}; \quad (7)$$

$$m_2 \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} + \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = - \frac{Gm_1 m_2 \vec{r}}{r^3} - \frac{Gm_2 M \vec{r}_1}{r_1^3}. \quad (8)$$

Ruch środka masy

Dodajmy teraz równania (7) i (8). Otrzymamy:

$$(m_1 + m_2) \frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = -GM \left(\frac{m_1 \vec{r}_1}{r_1^3} + \frac{m_2 \vec{r}_2}{r_2^3} \right). \quad (9)$$

Założymy teraz, że $r \ll R$ i zastąpimy w mianownikach prawej strony wyrażenia (9) wielkości r_1 i r_2 przez R . Dostaniemy wtedy

$$\frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = - \frac{GM}{R^3} \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}, \quad (10)$$

czyli, korzystając z wyrażenia (1) na \vec{R} :

$$\frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} = -GM \frac{\vec{R}}{R^3}. \quad (11)$$

Założenie $r \ll R$ doprowadza do tego, że na ruch środka masy dostajemy zwykle równanie dla ruchu pojedynczego ciała w polu dużej nieruchomej masy M . Zauważmy, że to równanie nie zależy od mas m_1 i m_2 . Podobnie od masy nie zależy równanie pojedynczego ciała, poruszającego się w centralnym polu grawitacyjnym.

Ruch względny

Przekształćmy teraz równania (7) i (8) do postaci:

$$\frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = + \frac{Gm_2 \vec{r}}{r^3} - \frac{GM \vec{r}_1}{r_1^3}; \quad (12)$$

$$\frac{d^2 \vec{R}}{dt^2} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{Gm_1 \vec{r}}{r^3} - \frac{GM \vec{r}_1}{r_1^3}; \quad (13)$$

i odejmijmy pierwsze od drugiego. Dostaniemy:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{G(m_1 + m_2) \vec{r}}{r^3} + GM \left(\frac{\vec{r}_1}{r_1^3} - \frac{\vec{r}_2}{r_2^3} \right). \quad (14)$$

Jeżeli $r \ll R$, w zerowym przybliżeniu można uznać, że drugi człon po prawej stronie jest równy zero. Wtedy dla ruchu względnego uzyskujemy równanie

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{G(m_1 + m_2) \vec{r}}{r^3}. \quad (15)$$

Jest to zwykle równanie ruchu pojedynczego ciała w polu grawitacyjnym, wytwarzanym przez masę równą $m_1 + m_2$.

Wnioski

Podsumujmy: Przy założeniu $r \ll R$ z dwóch równań ruchu (7) i (8) wynikają dwa niezależne od siebie równania ruchu: oddzielne dla ruchu środka masy (11) i oddzielne dla ruchu względnego (15). Oba te równania mają postać równań pojedynczego ciała, poruszającego się w centralnym polu grawitacyjnym.

Znamy rozwiązania takich równań. W szczególności mogą one odpowiadać ruchowi po okręgu albo ruchowi po elipsie. Jeżeli znamy zależności $\vec{R}(t)$ i $\vec{r}(t)$, zależności $\vec{r}_1(t)$ i $\vec{r}_2(t)$ znajdziemy za pomocą wzorów (3) i (4).

Ruch Księżyca w zerowym przybliżeniu

Nasze rozważania ogólne możemy zastosować do Ziemi i Księżyca.

1. Założenie $r \ll R$ jest w tym przypadku dobrze spełnione. Orbita Ziemi w jej ruchu wokół Słońca ma promień równy $R \approx 150\,000\,000$ km. Odległość od Księżyca do Ziemi jest równa $r \approx 385\,000$ km. Zatem stosunek $r/R \approx 0,0026$.
2. Masa Ziemi m_1 jest około 82 razy większa od masy Księżyca m_2 . Zatem z niezłą dokładnością można przyjąć, że ruch Ziemi wokół Słońca jest zgodny z ruchem środka masy.

Nasze dotychczasowe rozważania pokazują, że prymitywny „szkolny” opis ruchu Księżyca jest dobrze uzasadniony.

Większa dokładność

Spójrzmy jeszcze na nasz problem troszkę dokładniej – z dokładnością do pierwszego rzędu w potęgę r . Będziemy mogli w ten sposób oszacować, jakie-

go rzędu poprawki mogłyby wnieść do naszych rozważań opuszczone człony w równaniach ruchu.

Zacznijmy od członu $\frac{\vec{r}_1}{r_1^3}$. Obliczmy najpierw r_1^2 (wzór 3):

$$r_1^2 = \left(\vec{R} - \frac{m_2 \vec{r}}{m_1 + m_2} \right)^2 \approx R^2 - \frac{2m_2 \vec{R} \vec{r}}{m_1 + m_2} = R^2 \left(1 - \frac{2m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{R} \vec{r}}{R^2} \right). \quad (16)$$

Teraz obliczmy $\frac{1}{r_1^3}$ i przybliżmy go, rozwijając nawias na szereg z dokładnością do pierwszego wyrazu:

$$\frac{1}{r_1^3} = \frac{1}{R^3} \left(1 - \frac{2m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{R} \vec{r}}{R^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \approx \frac{1}{R^3} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{2m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{R} \vec{r}}{R^2} \right) = \frac{1}{R^3} + \frac{3m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{R} \vec{r}}{R^5}. \quad (17)$$

I dalej:

$$\begin{aligned} \frac{\vec{r}_1}{r_1^3} &= \left(\vec{R} - \frac{m_2 \vec{r}}{m_1 + m_2} \right) \left(\frac{1}{R^3} + \frac{3m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{R} \vec{r}}{R^5} \right) \approx \\ &\approx \frac{\vec{R}}{R^3} - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{r}}{R^3} + \frac{3m_2}{m_1 + m_2} \frac{\vec{R}(\vec{R} \vec{r})}{R^5}. \end{aligned} \quad (18)$$

Czyli

$$\frac{\vec{r}_1}{r_1^3} \approx \frac{\vec{R}}{R^3} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right]. \quad (19)$$

Podobnie wykażemy, że

$$\frac{\vec{r}_2}{r_2^3} = \frac{\vec{R}}{R^3} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right]. \quad (20)$$

Wyrażenie na ruch środka masy

Powróćmy do wyrażenia na ruch środka masy. Obliczmy poprawioną sumę we wzorze (9):

$$\begin{aligned} \frac{m_1 \vec{r}_1}{r_1^3} + \frac{m_2 \vec{r}_2}{r_2^3} &\approx m_1 \left\{ \frac{\vec{R}}{R^3} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right] \right\} + \\ &+ m_2 \left\{ \frac{\vec{R}}{R^3} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right] \right\} = (m_1 + m_2) \frac{\vec{R}}{R^3}. \end{aligned} \quad (21)$$

Poprawki rzędu pierwszego w r redukują się. Uwzględnienie ich nie wnosi niczego nowego, wzór (11) pozostaje w mocy.

Wyrażenie na ruch względny

Inaczej jest dla wyrażenia na ruch względny. Powróćmy do różnicy we wzorze (14):

$$\begin{aligned} \frac{\vec{r}_1}{r_1^3} - \frac{\vec{r}_2}{r_2^3} &\approx \frac{\vec{R}}{R^3} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right] + \\ &- \frac{\vec{R}}{R^3} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right] = \frac{1}{R^3} \left[3 \frac{\vec{R}}{R} \left(\frac{\vec{R}}{R} \vec{r} \right) - \vec{r} \right] = \\ &= \frac{1}{R^3} [3\vec{n}(\vec{n}\vec{r}) - \vec{r}]; \end{aligned} \quad (22)$$

gdzie \vec{n} jest wersorem wektora \vec{R} .

Poprawione wyrażenie na ruch względny ma więc postać:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{G(m_1 + m_2)\vec{r}}{r^3} + \frac{GM}{R^3} [3\vec{n}(\vec{n}\vec{r}) - \vec{r}]. \quad (23)$$

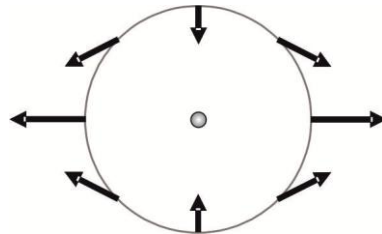
Dyskusja

Przedyskutujmy otrzymany wynik. Ze wzoru (23) wynika, że teraz ruch względny, opisany współrzędną \vec{R} , nie jest już niezależny od ruchu środka masy.

1. Poprawkowy człon we wzorze (23) zależy jak R^{-3} od odległości środka masy od masy centralnej.
2. Aby ustalić, jaki charakter kątowy ma poprawka, założmy dla uproszczenia, że:
 - a) orbita ruchu opisanego zmienną \vec{r} leży w płaszczyźnie ruchu środka masy, mamy więc do czynienia z ruchami w ustalonej płaszczyźnie.
 - b) w wybranej chwili wektor \vec{R} ma tylko składową x -ową, czyli $\vec{R} = [R, 0]$. Wtedy $\vec{n} = [1, 0]$. Wektor $\vec{r} = [x, y]$. Nawias we wzorze (23) ma więc postać:

$$3\vec{n}(\vec{n}\vec{r}) - \vec{r} = [3x - x, -y] = [2x, -y]. \quad (24)$$

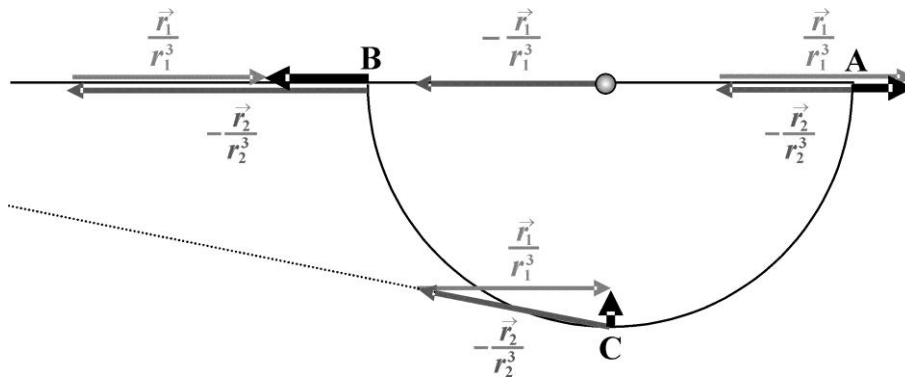
Dla ustalonej wartości r poprawkowa siła ma charakter przedstawiony na rys. 3. Maksymalna wartość poprawkowego przyspieszenia we wzorze (23) jest równa $\frac{2GM}{R^3} r$.



Rys. 3. Siły poprawkowe

Poprawkowa siła prowadząca do wyrażenia (23) ma dość prosty sens fizyczny. Do dyskusji tej sprawy przyjmijmy dla uproszczenia, że $m_1 \gg m_2$. Wyrażenie na dodatkową siłę wynika z bezpośredniego oddziaływania ciała lżejszego z masą centralną. Przyjmijmy też, że ciało lżejsze obiega ciało cięższe w przybliżeniu po okręgu. Rozpatrzmy trzy sytuacje (rys. 4):

- Ciało lżejsze znajduje się dalej od masy centralnej, niż ciało cięższe (punkt A). Wtedy wartość $\frac{\vec{r}_2}{r_2^3}$ jest mniejsza, niż wartość $\frac{\vec{r}_1}{r_1^3}$. Wektor w nawiasie wzoru (14) ma kierunek osi x , a zwrot dodatni.
- Ciało lżejsze znajduje się bliżej masy centralnej, niż ciało cięższe (punkt B). Wtedy wartość $\frac{\vec{r}_2}{r_2^3}$ jest większa, niż wartość $\frac{\vec{r}_1}{r_1^3}$. Wektor w nawiasie wzoru (14) ma kierunek osi x , a zwrot ujemny.
- Ciało lżejsze znajduje się w przybliżeniu w tej samej odległości masy centralnej, co ciało cięższe (punkt C). Wektory $\frac{\vec{r}_2}{r_2^3}$ i $\frac{\vec{r}_1}{r_1^3}$ mają te same wartości, ale różne kierunki. Wektor w nawiasie wzoru (14) ma w przybliżeniu kierunek osi y i zwrot do wnętrza okręgu.



Rys. 4. Wyjaśnienie pochodzenia sił poprawkowych ($r = 0,2 R$)

Siły te zaburzają ruch masy lżejszej. Na przykład hamują go na łuku BC, a rozpędzają na łuku CA. O tych poprawkach wspomina się zwykle marginesowo w typowych podręcznikach astronomii¹.

¹ Patrz np. Eugeniusz Rybka, *Astronomia ogólna*, §66 Orbita Księżyca.

Ruch Księżyca z poprawkami

Wszystko, co powiedzieliśmy wyżej, można odnieść do ruchu Księżyca. Warto jednak zapytać, jak silny może być wpływ tych efektów na jego ruch. Miarą tego może być stosunek największej wartości siły poprawkowej, wynikającej ze wzoru (23), do wartości siły grawitacyjnego oddziaływania Księżyc–Ziemia. Stosunek ten jest w przybliżeniu równy:

$$\frac{2GMr}{R^3} : \frac{Gm_1}{r^2} = 2 \frac{M}{m_1} \left(\frac{r}{R} \right)^3 \approx 2 \cdot \frac{2 \cdot 10^{30} \text{ kg}}{6 \cdot 10^{24} \text{ kg}} \left(\frac{0,38 \cdot 10^6 \text{ km}}{150 \cdot 10^6 \text{ km}} \right)^3 \approx 0,01. \quad (25)$$

Nie jest to więc efekt bardzo silny. Dlatego najprostsze przybliżenie (15) było zupełnie dobre.

Siły Księżyc–Słońce i Księżyc–Ziemia

Jeżeli stosunek r/R będzie dostatecznie mały, wtedy oddziaływanie Ziemia–satelita Ziemi będzie silniejsze niż oddziaływanie Słońce–satelita. Można więc zapytać, czy to właśnie nie jest powodem, że lokalny ruch satelity względem Ziemi można opisywać niezależnie od ruchu Ziemi wokół Słońca. Odpowiedź jest przecząca. Jak powiedzieliśmy wyżej, prawdziwy stosunek $r/R \approx 0,0026$ dla układu Słońce–Ziemia–Księżyc wystarcza do omówionego wyżej przybliżonego opisu ruchu.

Obliczmy stosunek wartości siły F_{KS} oddziaływania Księżyc–Słońce do wartości siły F_{KZ} oddziaływania Księżyc–Ziemia. Jest on równy w przybliżeniu:

$$\frac{F_{KS}}{F_{KZ}} = \frac{M}{m_1} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \approx \frac{2 \cdot 10^{30} \text{ kg}}{6 \cdot 10^{24} \text{ kg}} \left(\frac{0,38 \cdot 10^6 \text{ km}}{150 \cdot 10^6 \text{ km}} \right)^2 \approx 2. \quad (26)$$

Dla parametrów omawianych torów stosunek ten nie tylko nie jest znacznie mniejszy od jedności, ale wręcz od jedności większy.

Ale co z tego wszystkiego można przekazać uczniom I klasy liceum?



KĄCIK EKSPERYMENTATORA

Hodowla lodowych kolców

Katarzyna Cieślar

Zima to okres, kiedy mamy wiele okazji do podziwiania piękna i subtelności świata przyrody. Obserwacje płatków śniegu, skomplikowanych wzorów na zamrożonych szybach czy szronu mogą dostarczyć zarówno miłych wrażeń estetycznych jak i pobudzać ciekawość odkrywców-naukowców.

Poniższe doświadczenie można wykonać w domowej zamrażarce lub poza domem w czasie mroźnej nocy. Eksperyment wykonany w zamrażarce pozwala na dokładne kontrolowanie warunków doświadczalnych, za to wyniki prób przeprowadzonych w domowym ogródku lub na balkonie mogą być naprawdę spektakularne.

Przebieg eksperymentu

Najlepsze warunki do przeprowadzenia tego doświadczenia zapewnia zamrażarka z systemem ochrony przed szronem (*frost free*), ze względu na nieustanny przepływ zimnego powietrza w jej wnętrzu. Jeśli możliwa jest regulacja temperatury, to należy ustawić termostat na -7°C . Potrzebne będą dwie plastikowe tacki na kostki lodu, wody destylowana i woda z kranu. Do jednej z tacek należy nalać wody destylowanej, a drugą wypełnić wodą z kranu, po czym obydwie tacki umieścić w zamrażarce. Po kilku godzinach wyjmujemy obydwa naczynia. Większość zamrożonych kostek wygląda całkiem normalnie, natomiast z powierzchni niektórych kostek wyrastają lodowe kolce; przy czym w naczyniu zawierającym wodę destylowaną pojawia się więcej kolców niż w kostkach z wody z kranu.



Jak powstają lodowe kolce?

Pojawianie się lodowych kolców w tackach na kostki lodu zainspirowało dwóch naukowców pracujących w Kalifornijskim Instytucie Technologii w Pasadenie do dokładniejszego zbadania tego efektu. Wykazali oni między innymi, że najczęściej lodowych kolców można uzyskać w temperaturze około -7°C oraz że w ustalonej temperaturze liczba kolców bardzo silnie zależy od ilości rozpuszczonej w wodzie soli. Na podstawie przeprowadzonych obserwacji zaproponowali oni wyjaśnienie zjawiska formowania się lodowych kolców.

Klucz do zagadki tkwi w tym, że woda nie zamarza jednorodnie w całej objętości. Proces zamarzania w każdej przegródce zaczyna się od górnej powierzchni, w pobliżu ścianek. Lód rozrasta się następnie w kierunku środka komórki, aż na jej powierzchni pozostaje tylko mały otworek. Lód pokrywa też stopniowo wszystkie wewnętrzne ścianki oraz dno przegródki. Ponieważ lód ma większą objętość niż woda, z której powstał, procesowi zamarzania towarzyszy wypychanie wody znajdującej się w środku komórki przez otworek na górnej powierzchni powstającej kostki lodu. Jeśli zamarzanie przebiega w optymalnych dla tworzenia się kolców warunkach, to wokół otworka tworzy się krótka lodowa rurka umożliwiająca wypchanie kolejnej porcji wody coraz wyżej ponad zamrożoną powierzchnię. Woda dostająca się na szczyt rurki zamarza następnie w pobliżu jej krawędzi, powodując tym samym wzrost lodowego kolca.

Ale dlaczego kolce pojawiają się częściej w tackach z wodą destylowaną, niż w tych z wodą z kranu? Otóż, jeśli w wodzie znajdują się zanieczyszczenia, jak np. rozpuszczone sole mineralne, to proces zamarzania ulega znacznemu spowolnieniu. Dzieje się tak dlatego, że zanieczyszczenia nie wbudowują się łatwo w krystaliczną sieć rozrastających się kryształków lodu, skutkiem czego ich stężenie w niezamrożonej wodzie rośnie. Obecność znacznej ilości soli mineralnych utrudnia zamarzanie (to dlatego jezdnie w zimie posypuje się solą), w wyniku czego proces wzrostu kolca może ulec zahamowaniu już na bardzo wczesnym etapie.



PS₁: Więcej szczegółów na temat hodowli lodowych kolców można znaleźć na stronie internetowej grupy naukowców, którzy zajęli się zbadaniem tego zjawiska: <http://www.its.caltech.edu/~atomic/snowcrystals/icespikes/icespikes.htm>

PS₂: Fotografie lodowych kolców pochodzą ze strony internetowej czasopisma *New Scientist* (<http://www.newscientist.com>). Doświadczenie to, wraz z wieloma innymi ciekawymi eksperymentami, zostało opisane przez redaktora tego czasopisma Mike'a O'Hare w książce *Skamieniałość z chomika – zrób to sam!*. Gorąco zachęcam do lektury tej inspirującej książki.

PS₃: <http://www.its.caltech.edu/~atomic/snowcrystals/icespikes/icespikes.htm>





Odkrycie odwołane?

Krzysztof Fiałkowski

Instytut Fizyki UJ

Polska Agencja Prasowa podała 23 lutego br. wiadomość, powtórzoną następnie przez wszystkie portale internetowe:

W zeszłym roku poinformowano o „odkryciu” w ośrodku badawczym CERN, zgodnie z którym elementarne cząstki zwane neutrinami mogłyby pędzić szybciej niż światło. Jednak, jak podał na stronach internetowych renomowany amerykański magazyn naukowy „Science”, okazało się, że przyczyną tego niespotykanego zachowania cząstek był zbyt luźno podłączony kabel. (...) – Złe połączenie między GPS a komputerem jest bez wątpienia źródłem błędu – podał „Science”, powołując się na źródła zbliżone do eksperymentu. Dodał przy tym, że potrzebne będą dalsze badania, by potwierdzić, że właśnie zbyt luźny kabel światłowodowy zafałszował wynik eksperymentu.

Już porównanie drugiego zdania z cytatem z „Science” nasuwa smutne myśli na temat rzetelności autora informacji. Między oczywistym stwierdzeniem, że złe połączenie jest źródłem błędu, a oświadczeniem, że jest ono przyczyną zmierzenia prędkości większej niż prędkość światła, jest przecież istotna różnica. Dodanie cudzysłowu do słowa „odkrycie” stawia kropkę nad „i”: zdaniem dziennikarza uczeni nie potrafili nawet podłączyć kabla, a ogłosili, że dokonali ważnego odkrycia...

Zostawmy jednak nierzetelnego autora notatki i zajmijmy się tym, co się rzeczywiście stało. Szczęśliwie tego samego dnia dyrektor generalny CERNu Rolf Heuer wydał krótkie oświadczenie następującej treści:

Autorzy eksperymentu OPERA poinformowali swoich sponsorów i laboratoria, w których pracują, że zidentyfikowali dwa możliwe zjawiska, które mogły mieć wpływ na ich pomiar prędkości neutrina. Oba wymagają dalszych testów z użyciem wiązki z krótkimi impulsami. Jedno z tych zjawisk, jeśli się potwierdzi, może zwiększyć zmierzony efekt, drugie może go zmniejszyć. Pierwsze możliwe zjawisko dotyczy oscylatora używanego jako wzorzec czasu synchronizowany z GPS. Mogło prowadzić do zawyżenia wartości czasu przelotu neutrina. Drugie zjawisko związane jest z łącznikiem światłowodowym, który przesyła zewnętrzny sygnał GPS do głównego zegara OPERA. Mógł on nie działać właściwie podczas pomiarów. Jeśli tak było, mogło to prowadzić do niedoszacowania czasu przelotu neutrin. Potencjalny zakres tych dwóch efektów jest obecnie badany przez grupę OPERA. Nowe pomiary z użyciem wiązki z krótkimi impulsami są zaplanowane na maj.

A więc jak dotąd nie wiadomo czy odkryte obecnie źródła błędów powodują w sumie przeszacowanie, czy też niedoszacowanie czasu przelotu neutrin. Nie wiadomo też, jak duże są te efekty. Przypomnijmy, że opublikowany czas prze-

lotu neutrina był o 60 ns krótszy, niż obliczony dla prędkości światła, a oceniona przez autorów niepewność pomiaru wynosiła 10 ns. Dopóki nie dowiemy się, czy uwzględnienie rozważanych obecnie efektów spowoduje wydłużenie mierzonego czasu o 60 ns lub więcej, nie można stwierdzić, że opublikowane wyniki należy odwołać. Nie można też jednak uważać nadal wyników eksperymentu OPERA za pewny dowód, że neutrina poruszają się szybciej niż światło. Należy po prostu uzbroić się w cierpliwość!



Jubileusz Ogólnopolskiej Sesji Kół Naukowych Fizyków

Wojciech Ganczarek

Koordinator VIII OSKNF

To już dziesięć lat studenci fizyki z całej Polski rokrocznie zbierają się na Ogólnopolskich Sesjach Kół Naukowych Fizyków (OSKNF), by opowiedzieć o swoich wynikach, wymienić się doświadczeniami czy zainteresować zebra-nych zaskakującym, czasem niewyjaśnionym zjawiskiem fizycznym. OSKNF po raz pierwszy (i drugi) odbył się na Uniwersytecie Jagiellońskim, zaraz potem jednak „wywędrował” w Polskę. Kolejne sesje organizowały koła fizyków z: Politechniki Warszawskiej, Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, Uniwersytetu Wrocławskiego, Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, Uniwersytetu Warszawskiego, ponownie Uniwersytetu Jagiellońskiego, Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. Zeszłoroczny, jubileuszowy OSKNF, odbył się na Uniwersytecie im. Adama Mickiewicza w Poznaniu.

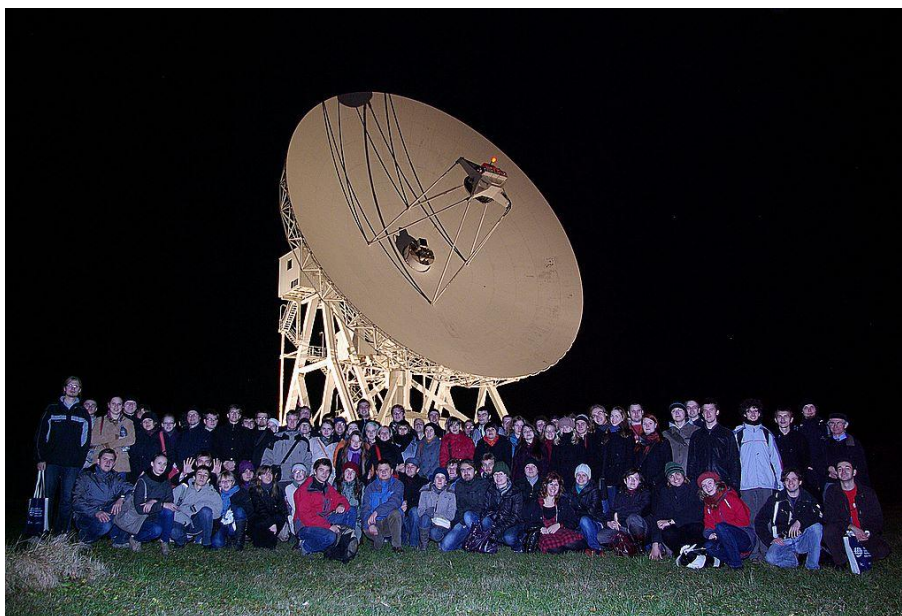
Przez lata konferencja rozwijała się, zarówno pod względem merytorycznym jak i technicznym. Wykrystalizował się model 4-dniowego spotkania z porannymi i popołudniowymi sesjami wykładowymi oraz jedną sesją plakatową. Nieodłącznym elementem konferencji są również wycieczki o profilu edukacyjnym (jak zwiedzanie obserwatorium astronomicznego w Piwnicach podczas edycji toruńskiej) czy turystycznym, a także wieczorne imprezy. Uczestnicy ubiegłorocznej edycji zostali zaskoczeni prawdziwym balem z okazji jubileuszu konferencji. OSKNF jest konferencją realizowaną z rozmachem i wielkim profesjonalizmem. Tak jak przy „poważnych” konferencjach, także i tu udaje się pozyskać sponsorów czy nawet ściągać zainteresowanie mediów. Po VII (warszawskiej) i VIII (krakowskiej) edycji OSKNF zostały wydane recenzowane książki pokonferencyjne z artykułami dotyczącymi wygłaszanych prezentacji.

OSKNF jest zjawiskiem niezwykle istotnym w społeczności polskich studentów fizyki. Oczywiście wydarzenie ma charakter edukacyjny i naukowy – stojące na wysokim poziomie prezentacje i plakaty (zgłoszone propozycje są selekcjonowane przez organizatorów) pozwalają dowiedzieć się wiele na temat współczesnych kierunków badań. Nie jest to konferencja specjalistyczna: usłyszymy tutaj referaty z najróżniejszych dziedzin fizyki teoretycznej i doświadczalnej – od kwantowej teorii pola, przez fizykę ciała stałego po bio-, geo- czy socjofizykę. To ważne szczególnie dla studentów niższych lat, aby dowiedzieć się co można w fizyce robić. I przede wszystkim ośmielić do tego, by samemu na poważnie się nią zajmować: bo skoro robią to koledzy z innych uczelni, to dlaczego nie ja? Nie tylko o poważnej fizyce mówi się na OSKNFach. Do najciekawszych prezentacji należą zagadnienia tzw. fizyki „niepoważnej”. Z tego typu prezentacji zasłynął zwłaszcza Michał Krupiński, zaskakując opowieściami o nie takiej znowu prostej fizyce... bąbelków w piwie, czy nietrywialnych efektach związanych z... kroplami deszczu. W corocznych spotkaniach niezmiernie ważny jest też aspekt społecznościowy. Uczestnicy poznają się, inspirowają wzajemnie, dyskutują, zawierają znajomości, które często owocują współpracą naukową. Wszystko to sprawia, że konferencja przyciąga coraz więcej uczestników: zwykle zjawia się od około sześćdziesięciu nawet do stu osób.

Powodzenie OSKNFu sprawia, że rozwijają się również inne tego typu projekty. Na początku należy wspomnieć o „mniej poważnym” bracie OSKNFu: „Pikniku Naukowym”, czyli Ogólnopolskiej Konferencji Kół Naukowych Fizyków (OKKNF), który niezmiennie organizowany jest przez studentów Uniwersytetu Śląskiego, a od kilku lat odbywa się stale w wiosce Brenna w Beskidzie Śląskim. W przeciwieństwie do jesiennej, listopadowej i miejskiej atmosfery OSKNF „Piknik Naukowy” odbywa się w kwietniu lub maju w zacisznym górskim pensjonacie. Formuła spotkań jest podobna, aczkolwiek ich charakter jest z pewnością nieco luźniejszy. W ostatnich latach pojawiły się dwie nowe konferencje. W tym roku w Krakowie odbędzie się III Ogólnopolska Konferencja Studentów Biofizyki organizowana przez Koło Naukowe Studentów Biofizyki „Nobel”, natomiast Koło Naukowe Studentów Fizyki UMCS w listopadzie ub. roku przeprowadziło II Ogólnopolską Konferencję Studencką: Nowoczesne Metody Doświadczalne Fizyki i Chemii.

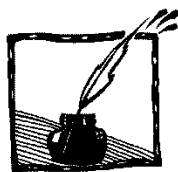
Na koniec wypadałoby odesłać Czytelnika do odpowiedniej strony internetowej, by mógł dowiedzieć się więcej. Niestety, na razie nie ma takiej strony, nie ma też organizacji, która koordynowałaby działalność polskich studentów fizyki czy prowadzenie kolejnych edycji konferencji. Dlatego podczas Jubileuszowej X Ogólnopolskiej Sesji Kół Naukowych Fizyków powstał pomysł założenia Polskiego Stowarzyszenia Studentów Fizyki (PSSF). Dyskusje na temat utworzenia takowej organizacji, jak i innych spraw dotyczących studentów fizyki, prowadzone są na forum, które można znaleźć pod adresem <http://www.mif.pg.gda.pl/knf/pssf/forum/>. W zamierzeniach pomysłodawców

jest m.in. utworzenie portalu z informacjami o stażach, praktykach czy konferencjach studenckich, a także wydawanie studenckiego czasopisma naukowego. Serdecznie zachęcam do wzięcia udziału w tym przedsięwzięciu.



Uczestnicy IX OSKNF podczas wycieczki do obserwatorium astronomicznego w Piwnicach

Strony poszczególnych edycji wymienionych konferencji znajdują się w internecie i zainteresowany Czytelnik znajdzie je z łatwością. Organizatorów (a więc i miejsce) kolejnych edycji uczestnicy wybierają sami. Podczas ostatniego OSKNF-u zaproponowano, by wybrać organizatorów dwóch kolejnych edycji konferencji. I tak tegoroczny XI OSKNF odbędzie się na Politechnice Warszawskiej, natomiast w przyszłym roku spotkamy się znowu w Krakowie. Tym razem – po raz pierwszy – koła naukowe fizyków z rywalizujących uczelni: Uniwersytetu Jagiellońskiego i Akademii Górniczo-Hutniczej (a także Politechniki Krakowskiej) postanowiły połączyć siły i zorganizować OSKNF wspólnie. Co z tego wyjdzie? – zobaczymy. A tymczasem: do zobaczenia w Warszawie!



Cztery tezy o szkole średniej

Andrzej Białas

Polska Akademia Umiejętności

Narzekanie na szkołę jest prawdopodobnie stare jak świat, a przynajmniej tak stare, jak sama szkoła. Dołączam dzisiaj do chmary zrędlivych laików, którzy nigdy nie uczyli w szkole, ale wiedzą lepiej. Tym razem narzekanie w formie czterech tez o szkole średniej.

Teza pierwsza. Bodaj najważniejszą cechą, jaką szkoła winna wpoić młodemu człowiekowi, to wewnętrzna samodyscyplina i umiejętność mobilizacji do wykonania nawet nieprzyjemnych obowiązków. Tylko w ten sposób można go bowiem dobrze przygotować do dorosłego życia, które niemal zawsze wymaga – krótszych lub dłuższych – okresów ciężkiej i niezbyt interesującej pracy, i to nawet wtedy, gdy wykonujemy ulubiony zawód, sprawiający nam satysfakcję.

Jestem więc przeciwny zrelaksowanej szkolnej atmosferze, w której uczeń zajmuje się tylko tym, co go interesuje (lub przychodzi mu łatwo), a resztę zaniedbuje. Wprowadzaną obecnie wczesną specjalizację i lansowanie olimpijczyków uważam za poważny błąd.

Teza druga. Nie zgadzam się z poglądem, że wystarczy ucznia motywować do myślenia i uczyć poprawnie rozumować, nie obciążając dodatkowo podawaniem faktów. To oczywiste, że należy uczyć myśleć i do myślenia motywować, ale wymaganie faktów, oraz ćwiczenie pamięci jest też niezbędnym elementem nauki. Fakty są ważne: bez faktów nie ma skojarzeń. Gdy nie zna się faktów pozostaje myślenie o niczym (to też pewnie warto robić, ale nie **wyłącznie**).

Teza trzecia. Ponieważ czas spędzany w szkole jest z konieczności ograniczony, a zawartość ludzkiej wiedzy ciągle się zwiększa, nie ma sposobu, aby nauczyć dogłębnie wszystkiego. Dlatego trzeba dokonać drastycznej rewizji programu, dzieląc przedmioty na **podstawowe** i **pomocnicze**. Podstawowe winny mieć szeroki zakres, zapewniający rozsądnie wysoki poziom. Pomocnicze powinny być nauczane w wymiarze minimalnym, z możliwością rozszerzenia.

W moim przekonaniu wśród podstawowych powinny się znaleźć: (i) język polski i kultura narodowa na tle kultury europejskiej i światowej; (ii) historia Polski na tle historii powszechnej; (iii) języki obce i związane z tym elementy obcych kultur; (iv) matematyka.

Pierwsze dwa mają utrwalić świadomość narodową uczniów poprzez przekazanie im podstawowego kanonu polskiej historii i kultury (w szerokim kontekście historii i kultury powszechnej). Drugie dwa mają dać im narzędzia do konkurowania we współczesnym świecie.

Pozostałe tradycyjne przedmioty winny mieć program składający się z minimum wiadomości niezbędnych do poruszania się w społeczeństwie. Dla tych przedmiotów należy jednak zorganizować obowiązkowe zajęcia do wyboru w programie rozszerzonym. Wyboru dokonuje uczeń.

Teza czwarta. Szkoła powinna kończyć się maturą w wieku 17 lat. Można to osiągnąć albo przez skrócenie czasu nauki, albo przez rozpoczynanie jej w wieku 5 lat. Osobiście opowiadam się raczej za skróceniem szkoły do 11 lat i zredukowaniem programu. Trzeba bowiem pamiętać, że dla większości uczniów szkoła średnia to nie koniec edukacji, i że już od dawna matura nie jest przepustką do tzw. inteligencji. Dlatego nie należy dążyć do nauczania dogłębnie wszystkiego (dotyczy to zwłaszcza tych dziedzin nauki, które szybko się rozwijają, jak np. biologia, bo tam materiał zaawansowany docierający do szkoły jest z konieczności przestarzały).

Dodam, że rozpoczynanie nauki w wieku 7 lat uważam za zbrodnię na młodych ludziach, a protesty przeciwko sześciolatkom w szkołach za objaw samolubstwa rodziców, którzy myślą o swojej wygodzie zamiast o przyszłości swoich dzieci.

Komentarz. Oczywiście to tylko szkic, i nie będę się upierał, jeżeli ktoś zaproponuje inny wybór przedmiotów. Ta sprawa, jak również szczegółowe programy, winna być przedmiotem poważnej *fachowej* dyskusji. Chodzi przecież o rozstrzygnięcie, jakie wartości pragniemy utrwalić w następnych pokoleniach wykształconych Polaków.

Jakie będą korzyści? Po pierwsze, zmniejszenie obciążenia uczniów. Po drugie, koncentracja na tym, co najważniejsze. Po trzecie, pełna możliwość rozwijania własnych zainteresowań. I wreszcie zakończenie wiecznych sporów i przepychanek o liczbę godzin w programie dla różnych przedmiotów. Aby uspokoić przedstawicieli przedmiotów, które nazwałem pomocniczymi dodam, że pomimo ograniczenia programów nie ma potrzeby zmniejszania liczby nauczycieli: dodatkowe zajęcia do wyboru uzupełnią z nawiązką mniejszą liczbę godzin obowiązkowych. I chociaż będą to prawdopodobnie zajęcia trudniejsze, to jednak z pewnością znacznie bardziej przyjemne. Wreszcie matura w wieku 17 lat oznacza, że młodzi ludzie szybciej przestaną udawać dzieci, co wyjdzie im tylko na dobre. Nie mówiąc już o studiach: im wcześniej tym lepiej.

Zdaję sobie sprawę, że to wszystko jest zupełnie nierealne, a także niekompletne. Jeżeli również błędne, chętnie poznam argumenty.



O Tadeuszu Pasierbie (1930–2012), nauczycielu fizyki – czy czas bezpowrotnie utracony?

Ryszard Nych

*Nauczyciel fizyki, doradca metodyczny WOM
Wrocław*

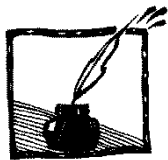
Odszedł Tadeusz Pasierb. Na pogrzebie mówiono o Jego pracy w szkole w Miliczu, nie wspomniano natomiast o Jego pracy w II LO we Wrocławiu. Pracował także jako wizytator-metodyk w Kuratorium Oświaty. Były to bowiem czasy, w których władzy zależało na tym, aby nadzór pedagogiczny dotyczył pracy nauczyciela, jakości lekcji, poprawności merytorycznej, wykonywania doświadczeń. I właśnie te doświadczenia stały się głównym obszarem zainteresowania Tadeusza Pasierba. W II LO we Wrocławiu była świetnie wyposażona pracownia fizyczna. Opiekowali się nią tacy ludzie jak panowie Grochocki i Aszkiełowicz (również metodyk, u którego odbywałem praktykę pedagogiczną na studiach). W tamtych, zapominanych już obecnie latach (od 1966 roku), program nauczania wymagał realizacji około 100 eksperymentów lub pokazów. Jak przygotować doświadczenie, jak umieścić je w toku lekcji, jaką rolę ma ono spełniać w procesie nauczania – to były tematy istotne w pracy Tadeusza Pasierba z nauczycielami; był On wtedy w swoim żywiole.

Kiedy myślę o Tadeuszu to myślę o czasach, w których dla nauczycieli organizowano konferencje metodyczne, szkolenia. Ośrodek metodyczny służył nauczycielom, a nie wydziałom edukacji. Wraz z odejściem Tadeusza odeszły czasy, w których dbano o odpowiednio wysoki poziom merytoryczny lekcji, o wykonywanie eksperymentów.

Tadeusz był również organizatorem konkursów fizycznych dla szkół podstawowych, przygotowywał zadania teoretyczne jak i doświadczalne.

Czas mija, świat się zmienia. Ale czy na pewno powinien się zmieniać właśnie tak? Czy powinni uczyć w szkołach (liceach!!!) nauczyciele, którzy mówią do uczniów: „nie rozwiążemy tego zadania, bo ja nie umiem rozwiązywać równań kwadratowych”? Czy doświadczenia to jedynie fajerwerki oglądane na różnych festiwalach nauki lub w tzw. centrach nauki? A w szkole??? Dlaczego fizyka przestała być ciekawa dla uczniów? Bo niewłaściwie „odchudzono” programy, wyrzucając zagadnienia interesujące uczniów.

Dlaczego piszę o tym? Bo tak jak niedawne odejście Ignacego Stępniewskiego, odejście Tadeusza oznacza dla mnie odchodzenie pewnego świata, w którym nauczanie fizyki było lepsze.



Zadania Borysa Korsunsky'ego

Physics Challenge for Teachers and Students

Tłumaczył Mateusz Wojtaszek

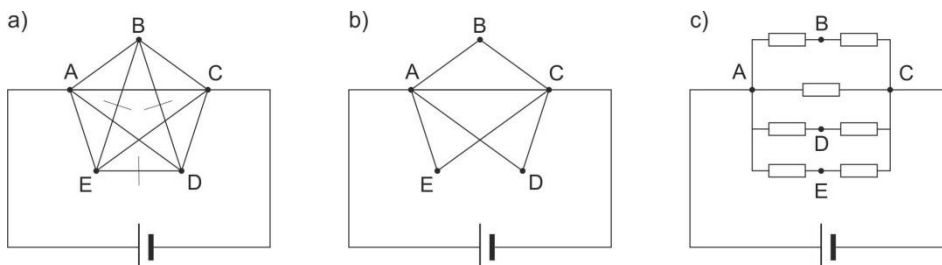
1. Kocia kołyska (The Cat's Cradle, *The Physics Teacher*, Vol. 48, April 2010)

Zadanie:

Danych jest 2010 punktów na gigantycznej płycie elektronicznej. Dowolny punkt jest połączony bezpośrednio z każdym z pozostałych za pomocą przewodu o oporze R . Znajdź opór r pomiędzy dowolnymi dwoma punktami.

Rozwiązanie:

Rozpatrzmy najpierw przypadek prostszy, z pięcioma punktami. Pentagram (rysunek poniżej) jest podłączony do źródła stałego napięcia w punktach A i C. Pozostałe punkty (B, D oraz E) mają jednakowy potencjał – wynika to z założenia, że wszystkie punkty są z sobą bezpośrednio połączone. Skoro punkty B, D oraz E mają jednakowy potencjał, to przez kable je łączące nie przepływa prąd elektryczny. Wystarczy więc, że będziemy rozpatrywać połączenia równoległe czterech gałęzi pomiędzy punktami A i C. Jedno z nich ma opór R , a pozostałe trzy opór $2R$.



W przypadku n punktów istnieje $n - 1$ gałęzi połączonych równoległe pomiędzy dwoma punktami. Wśród nich jedna ma opór R , a pozostałe $(n - 2)$ opór $2R$. Opór pomiędzy dwoma dowolnymi punktami można obliczyć stosując równanie na opór zastępczy oporników połączonych równoległe:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} + (n-2)\frac{1}{2R},$$

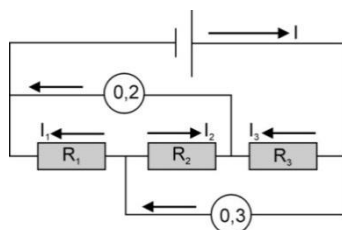
a po kilku prostych przekształceniach otrzymujemy: $r = \frac{2}{n}R$.

Dla $n = 2010$ otrzymujemy $r = \frac{R}{1005}$.

2. Zamiana rezystorów (Bait and Switch, *The Physics Teacher*, Vol. 49, April 2011) [zadanie oryginalnie autorstwa A. Zilbermana opublikowano w czasopiśmie „Kvant” (9) 1988, s. 37]

Zadanie:

Obwód elektryczny (rysunek poniżej) zawiera ogniwo o pomijalnie małym oporze wewnętrznym, trzy oporniki (R_1 , R_2 , R_3) i dwa idealne¹ amperomierze. Odczyty amperomierzy wynoszą odpowiednio 0,2 A i 0,3 A. Po zamianie miejscami dwóch oporników amperomierze nadal wskazują takie same wartości jak wcześniej. Oblicz natężenie prądu I płynącego w obwodzie.



Rozwiązanie:

Jeżeli amperomierze są idealne, to można przyjąć, że oporniki są połączone z sobą równolegle. Wtedy ich opór zastępczy dany jest wzorem:

$$\frac{1}{R_C} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}$$

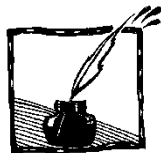
$$R_C = \frac{R_1 R_2 R_3}{R_1 R_2 + R_1 R_3 + R_2 R_3}$$

Z symetrii układu oraz z wiedzy, iż wartości odczytane na amperomierzach są różne, wynika, że wartości oporów R_1 oraz R_3 nie są identyczne. Innymi słowy, jeżeli zamienimy miejscami oporniki R_1 oraz R_3 wartości natężenia prądu odczytywane przez amperomierze również się zmienią. Mamy więc dwie możliwości: albo $R_1 = R_2$ – wtedy przy ich zamianie wartości natężenia prądu mierzone przez amperomierze nie zmieniają się, albo $R_2 = R_3$ – wtedy również ich zamian miejscami nie wpłynie na wartości odczytywane na amperomierzach.

Dwa możliwe rozwiązania są następujące:

- Jeżeli $R_1 = R_2$, to $I_2 = I_1 = 0,15$ A oraz $I_3 = 0,05$ A. Wtedy natężenie prądu baterii wynosi $I_1 = 0,35$ A.
- Jeżeli $R_2 = R_3$, to $I_2 = I_1 = 0,1$ A oraz $I_3 = 0,2$ A to natężenie prądu baterii wynosi $I = 0,4$ A.

¹ W idealnych amperomierzach rezystancja wewnętrzna jest nieskończenie mała (przypis tłumacza).



Odkrywanie smaku fizyki z profesorem Przystawą

Zofia Gołqb-Meyer

Niedawno ukazała się książka Jerzego Przystawy *Odkryj smak fizyki*, która z miejsca stała się bestsellerem (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2011). Na forach internetowych można znaleźć entuzjastyczne opinie, jak te cytowane poniżej:

Przeczytałam od deski do deski w dwa dni.

Super jest, nigdy nie rozumiałam fizyki i wydawało mi się, że jest nudna jak przeczytałam „odkryj smaki fizyki”, to zupełnie zmieniłam swoje zdanie o nauce, naukowcach i ich pracy i samej fizyce.

Super książka dla każdego – taka niebanalna.

Cudowna i wspaniała książka, która pozwoliła mi odkryć to, co przegapiłam podczas edukacji szkolnej. Już wiem, że dla moich dzieci będzie to lektura obowiązkowa!

Życzę polskim wydawnictwom więcej naukowo popularnej literatury. Profesorowi zaś gratuluję pionierskiej pracy na Polskim gruncie.

Blogerka Klaudyna zachęca nowych czytelników:

Chciałabym jednak, abyście dali szansę tej publikacji. Nie porwie Was jak Zmierzch, nie poruszy jak Jesienna miłość, ale otworzy przed Wami drzwi, które tak długo były zamknięte. Dla mnie poznawanie świata z Jerzym Przystawą było znakomitą przygodą. Życzę Wam, abyście i Wy mogli to przeżyć. Bo dobrze jest się otworzyć i rozruszać nieco szare komórki.

Takich opinii jest więcej. Nic dziwnego, że książka cieszy się powodzeniem. Wydawnictwo wydało ponadto broszurę zachęcającą do kupna. Sama książka jest pięknie wydana, już tylko oglądanie ilustracji może dawać czytelnikowi dużo satysfakcji.

Książka powstała na podstawie wykładów Profesora Przystawy prowadzonych dla studentów wydziałów humanistycznych Uniwersytetu Wrocławskiego. Profesor potrafił zainteresować słuchaczy. Dobrał właściwie tematy, które są interesujące i jednocześnie dające obraz nie tylko historii, lecz i frontu współczesnych badań w fizyce. Uczynił to na niecałych 400 stronach, w 12 rozdziałach o wyważonych proporcjach prezentacji idei fizyki, faktów z historii fizyki,



a w szczególności historii przyznawania Nagród Nobla. Historia fizyki to historia zmagania uczonych żyjących w konkretnych czasach historycznych. To często były zmagania nie tylko z materią fizyki, lecz także z obowiązującymi paradygmatami i z oporem środowiska naukowego. Autor starał się wprowadzić swych czytelników w najważniejsze idee i prawa fizyki, oczywiście na ogół bez pomocy matematyki. Karkołomne zadanie, które – sądząc po opiniach czytelników – zostało znakomicie wykonane. Gratulacje dla autora za pomysł książki.

Autor pisze we wstępie, iż inspirację do napisania książki zaczerpnął od profesora Arkadiusza Piekary, wielkiego fizyka i popularyzatora fizyki, autora książki *Fizyka stwarza nową epokę*. Ta książka zaważyła w decydujący sposób na wyborze drogi zawodowej wówczas czternastoletniego autora. Ta, i inne książki Piekary, w tym doskonałe podręczniki zachęciły do studiów fizyki wielu późniejszych fizyków. Profesor Piekara był w tym niedościgłym mistrzem.

Istnieją inne książki, żeby wymienić tylko *Dzieje świecy* Faradaya, które odegrały wielką rolę w wyzwaniu impulsu do zajmowania się fizyką. Profesor Grotowski w swych wspomnieniach wymienia z nostalgią *Nowy Świat Fizyki* Jeansa. Od czasów Piekary wiele się zmieniło. Fizyka rozwinęła się lawinowo, przybyło jej zastosowań technicznych. Coraz trudniej jest przedstawiać w prosty sposób osiągnięcia fizyki. Stosunkowo prosto możemy objaśnić, za co Nagrodę Nobla dostała Skłodowska-Curie, jej córka Irena czy Wilhelm Konrad Roentgen. Uzasadnienia kolejnych Nagród Nobla z fizyki zupełnie nic nie mówią laikom. Konia z rzędem temu, kto potrafi powiedzieć, za co dostali Nagrodę Nobla Veltman i t'Hoft i dlaczego akurat ich prace są godne Nobla.

Tymczasem ludzie chcą przynajmniej „coś” rozumieć. Profesor Przystawa podejmuje wyzwanie i zapoznaje czytelników z niektórymi, niekiedy dramatycznymi wydarzeniami związanymi z przyznaniem Nagród Nobla, a przy tym „niezauważenie”, jak niektórzy czytelnicy piszą, przemycą „coś” z fizyki. Jak dalece mu się to udaje? Sądząc po opiniach czytelników, jak najbardziej. Czy rzeczywiście? Natrafiamy na trudność w określeniu sensu pojęcia „rozumienie”. Zachodzi słuszne przypuszczenie, że jeśli wiedza z fizyki jest przekazana/nabyta „niezauważenie”, to nie jest ona zrozumiana w takim sensie, w jakim fizyk rozumie pojęcie „rozumienie”. W miejsce tego, co my fizycy bylibyśmy skłonni uznać za zrozumienie, jest jedynie zaznajomienie, przyjęcie do wiadomości, wzmocnione np. autorytetem wielkiego fizyka Feynmana, bardzo udanie przywołanym przez profesora Przystawę, przy prezentacji równań Maxwella i ich doniosłości dla fizyki XIX wieku.

Z odwagą autor przedstawia czytelnikom kluczowy dla współczesnej fizyki związek praw zachowania z symetriami (konsekwencje twierdzenia Emmy Noether). Niestety, wyłożone przy okazji prawo zachowania krętu (momentu pędu) na przykładzie tancerki na lodzie jest przedstawione w sposób niepoprawny. Z tej prezentacji czytelnik nie nauczy się, co to jest moment pędu ani na czym polega prawo jego zachowania. Takich „wpadek” autor powinien był unikać,

natomiast cytowane przez niego książki Arkadiusza Piekary uczą fizyki z mistrzostwem dydaktycznym.

Profesor Andrzej Kajetan Wróblewski, ekspert od historii fizyki, autor dzieła *Historia Fizyki*, wytyka autorowi całą listę błędów faktograficznych, (patrz „Wiedza i Życie” nr 2, Luty 2012, artykuł pt. *Smak pełen dziegciu*) w tym cały szereg poważnych. Nawet w ogromie podawanych przez autora faktów jest to jednak znacząca ilość.

Można zadać prowokacyjne pytanie, czy te przekłamane fakty zmieniają coś w obrazie narodzin fizyki, jaki sobie czytelnik wyrabia na podstawie książki? Czy np. informacja o tym, że Maria Goeppert-Mayer brała udział w projekcie Manhattan, czy też nie, zmienia obraz projektu? Przecież czytelnik i tak nie jest w stanie zapamiętać wszystkich nazwisk uczonych? Czytając w tym samym numerze WiŻ artykuł z historii Japonii, naspikowany japońskimi nazwiskami i nazwami miejscowości, których i tak czytelnik prawdopodobnie nie zapamięta, można zadać pytanie, czy ważne jest, by autor artykułu jednak rzetelnie podał te wszystkie nazwy? Nawet gdyby coś przekręcił lub pomylił, ogólny obraz owej epoki pozostałby taki sam. A jednak chciałoby się wierzyć, że historia została przedstawiona rzetelnie, że będzie w razie potrzeby stanowić punkt odniesienia do dalszych pytań, porównań. Mamy prawo oczekiwać tego od autora.

Podobnie jest z historią fizyki. Czytelnicy, przynajmniej niektórzy, chcą mieć komfort otrzymania prawdy historycznej. Mają zaufanie do autora. Zdają sobie sprawę, że to wymaga ogromu pracy. Jej część powinna być wykonana przez wydawnictwo – przez odpowiedzialnego redaktora.

I na końcu uwaga nie tyle pod adresem autora, ile wydawnictwa. Książeczka reklamowa bardzo słusznie zawiera spis rzeczy. Jako zachętę do czytania przytoczony jest *passus* o Edwinie Schrodingerze, jednym z twórców mechaniki kwantowej. Był on faktycznie wielkim oryginałem, wybitną osobowością i – co wytknęła redakcja – kobieciarzem. Ale czy epatowanie czytelników faktem posiadania przez niego nieślubnych dzieci wnosi coś w historię mechaniki kwantowej? W przeciwieństwie do tego wzajemna niechęć z Wernerem Heisenbergiem już tak. Nie z powodu jego nieślubnych dzieci powinniśmy pamiętać o Schrodingerze! Książka Jerzego Przystawy nie potrzebuje takiej reklamy.

Mam nadzieję, że w drugim wydaniu wszystkie usterki i błędy zostaną usunięte i czytelnicy będą mogli się rozkoszować smakami fizyki bez groźby niestrawności.



KOMUNIKAT

Jesienne Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki”

Ewa Dębowska

Jesienne Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki” organizowane są od 1975 roku. Ideą przewodnią Szkół jest integracja środowiska dydaktyków fizyki i nauczycieli fizyki. Ostatnia, XIX Jesienna Szkoła PDF: „Dydaktyka fizyki w Polsce. Historia – terażniejszość – perspektywy”, odbyła się w dniach 14–17 października 2010 roku, w Krośnicach k/Milicza. Podstawowa sesja poświęcona była przeglądowi dorobku badawczo-organizacyjnego uczelnianych zakładów i zespołów dydaktycznych. Zagadnieniem, nad którym dyskutowaliśmy, było nauczanie przedmiotu Przyroda w szkole ponadgimnazjalnej. Po Szkole została wydana książka *Problemy dydaktyki fizyki*, A. Krajna, L. Ryk, K. Sujak-Lesz (red.), Oficyna Wydawnicza ATUT, Wrocławskie Wydawnictwo Oświatowe, Centrum Edukacji Nauczycielskiej Uniwersytetu Wrocławskiego, w której zaprezentowano dorobek merytoryczny Szkoły.

XX Jubileuszowa Jesienna Szkoła „PDF”: „Potrzeba środowiska dydaktyków i nauczycieli fizyki?!” odbędzie się 18–21 października 2012 roku, w Krośnicach k/Milicza.

Szkoła jest organizowana przez Zakład Nauczania Fizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Wydziału Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Wrocławskiego oraz Centrum Edukacji Nauczycielskiej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Szczegółowe informacje będą sukcesywnie podawane na stronie internetowej Szkoły www.pdf20.ifd.uni.wroc.pl.

Prosimy o internetową rejestrację na stronie <http://www.pdf20.ifd.uni.wroc.pl/> wraz ze zgłoszeniem tytułu wystąpienia lub plakatu oraz krótkim streszczeniem **do 1 czerwca 2012 roku**. Koszt uczestnictwa w Szkole wynosi 450 zł dla pracowników uczelni i 150 zł dla czynnych nauczycieli.

Opłata konferencyjna pokrywa koszty związane z uczestnictwem w Szkole:

- wpisowe,
- materiały konferencyjne,
- kolację 18 X, całodzienne wyżywienie 19 i 20 X oraz śniadanie i obiad 21 X,
- uroczystą kolację 20 X,
- udział w warsztatach terenowych 21 X.



KOMUNIKAT

Konkurs XX Jubileuszowej Jesiennej Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki”

Konkurs XX Jubileuszowej Jesiennej Szkoły „Problemy Dydaktyki Fizyki” organizowanej przez Zakład Nauczania Fizyki Instytutu Fizyki Doświadczalnej Wydziału Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Wrocławskiego oraz Centrum Edukacji Nauczycielskiej Uniwersytetu Wrocławskiego, w dniach **18–21 października 2012 w Krośnicach k/Milicza**.

Cel konkursu: Popularyzacja fizyki

Regulamin konkursu

1. Uczestnikiem konkursu może być każdy (od ucznia do profesora). Nie jest konieczne formalne uczestnictwo w XX Jubileuszowej Szkole PDF.
2. Zadaniem uczestnika jest wygłoszenie wykładu. Wykład może być wspomagany prezentacją multimedialną, pokazami fizycznymi, muzyką itp.
3. Czas wykładu nie może przekroczyć 15 minut.
4. Temat wykładu powinien być związany z fizyką lub jej popularyzacją, np.: „**Dlaczego warto studiować fizykę?**”, „**Najpiękniejsze eksperymenty fizyczne**”, „**Jak odkryć smak fizyki?**”.
5. Zgłoszenie należy przesłać pocztą elektroniczną na podany niżej adres. Zgłoszenie powinno zawierać:
 - Scenariusz wykładu, nieprzekraczający jednej strony formatu A4.
 - Imię i nazwisko, numer telefonu komórkowego oraz adres e-mailowy.
6. Najlepsze projekty zostaną zakwalifikowane do wygłoszenia podczas XX Jubileuszowej Jesiennej Szkoły PDF. Kwalifikacji dokona jury w składzie: Władysław Błasiak – przewodniczący, Ryszard Cach i Ewa Dębowska.
7. Zwycięzca zostanie wyłoniony przez uczestników XX Jubileuszowej Jesiennej Szkoły „PDF” po prezentacjach konkursowych w dniu 20 października 2012 roku.

Termin zgłoszenia: **20 września 2012 r.**

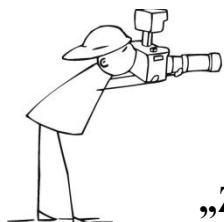
Adres: **tomaszg@ifd.uni.wroc.pl** z dopiskiem: Mini-Wykład

Nagrody

Tablet PC – przenośny komputer osobisty (I nagroda).

Sława oraz uznanie dla uczestników Konkursu.

www.pdf20.ifd.uni.wroc.pl



X Ogólnopolski konkurs fizyczno-fotograficzny



„ZJAWISKA FIZYCZNE WOKÓŁ NAS”

Oferta dla uczniów z gimnazjów i szkół ponadgimnazjalnych
luty–maj 2012

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

Konkurs jest adresowany do uczniów szkół gimnazjalnych i ponadgimnazjalnych (**wiek uczestników: 13–19 lat**). Warunkiem udziału w konkursie jest przesłanie lub osobiste dostarczenie do Młodzieżowego Domu Kultury **własnoręcznie wykonanych zdjęć**, przedstawiających dowolnie wybrane zjawiska fizyczne, dostrzeżone w otaczającej przyrodzie lub świadomie wyeksponowane w przeprowadzonym przez ucznia eksperymencie. **Każdy uczestnik konkursu powinien dołączyć negatyw lub płytę CD z zapisem cyfrowym przesłanych zdjęć**. Oczekujemy fotografii barwnych lub czarno-białych, formatu 15 x 21 cm i poprawnych technicznie.

Konkurs rozstrzygniemy w dwóch kategoriach:

1. fotografie przedstawiające określone **zjawiska fizyczne zaobserwowane w otaczającej przyrodzie**,
2. serie zdjęć ilustrujące **eksperymenty fizyczne**.

Termin nadsyłania fotografii upływa 22 maja 2012 roku (decyduje data stempla pocztowego).

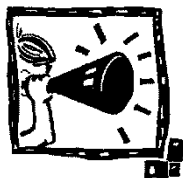
Rozstrzygnięcie konkursu nastąpi do 5 czerwca 2012 roku.

Koordinator konkursu: Zenona Stojeczka, e-mail: zstojeczka@o2.pl

Informacji o konkursie udziela i prace przyjmuje:

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

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



KOMUNIKAT

Szkolenie dla nauczycieli w CERNie

Jerzy Jarosz

*Instytut Fizyki, Uniwersytet Śląski
Katowice*

W dniach **13–22 kwietnia 2012** roku Instytut Fizyki Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach we współpracy ze Śląskim Kuratorem Oświaty organizuje kolejne szkolenie nauczycieli nauk przyrodniczych w Europejskim Centrum Badań Jądrowych (CERN) w Genewie, w ramach programu edukacyjnego przygotowanego przez CERN.

W czasie szkolenia prezentowane będą badania naukowe i eksperymenty prowadzone w CERN. Program szkolenia obejmuje cykl wykładów prowadzonych w języku polskim przez uczonych pracujących w CERNie (**w tym roku wykłady prowadzone będą również przez wyjątkowego gościa CERN księdza profesora Michała Hellera**) oraz zwiedzanie samego Centrum i najważniejszych laboratoriów, w tym kompleksu akceleratorów wraz z największym na świecie akceleratorem LHC. Program socjalny obejmuje między innymi zwiedzanie Lucerny, Berna oraz Genewy zakończone uroczystą kolacją, a także wyjazd do Chamonix z możliwością wjazdu kolejką linową na Aiguille du Midi (3800 m n.p.m.), z którego można podziwiać piękną panoramę Mont Blanc.

Całkowity koszt szkolenia wynosi około 2800 zł, w tym koszty zakwaterowania w hotelu na terenie CERNu i całodziennego wyżywienia w czasie pobytu w Centrum Badań Jądrowych, koszty przejazdu autokarem z Katowic do Genewy i z powrotem, a także koszt dodatkowego noclegu na terenie Szwajcarii.

Wszystkich nauczycieli zainteresowanych wyjazdem prosimy o pilne zgłoszenia na adres **jerzy.jarosz@us.edu.pl**

Po zakwalifikowaniu do grupy, państwa szkoła otrzyma oficjalne zawiadomienie z Instytutu Fizyki z prośbą o wsparcie Waszych starań o wyjazd na szkolenie. Ostatnią przeszkodą do pokonania będzie znalezienie koniecznych funduszy. Liczymy tu na wsparcie Waszych dyrektorów oraz jednostek prowadzących Wasze szkoły; starania o te fundusze pozostaną jednak w Waszych rękach.

Konferencja kończy się uzyskaniem certyfikatu wystawianego w CERNie.



**Oświadczenie
Komisji Nazewnictwa Fizycznego
Polskiego Towarzystwa Fizycznego
w sprawie oznaczeń dwóch wielkości fizycznych**

Bernard Jancewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego

Zalecamy używanie w gimnazjach i szkołach ponadgimnazjalnych następujących oznaczeń dla dwóch wielkości fizycznych:

1. małe f dla częstotliwości,
2. małe d dla gęstości (masy właściwej).

Uzasadnienie takiego zalecenia:

- a) litery greckie nie są dobrze znane uczniom;
- b) grecka czcionka „ni” (w przeciwieństwie do „alfa” czy „beta”) nie ma charakterystycznego kształtu i jest prawie identyczna z zapisanym kursywą „v” niezbędnym do oznaczania prędkości;
- c) symbole f i d są powszechnie używane w innych dyscyplinach, np. naukach technicznych.

Uważamy za korzystne podanie uczniom odniesienia do angielskich nazw *frequency* oraz *density*.

Postulujemy, aby do tej konwencji zechcieli stosować się autorzy podręczników dla gimnazjów i szkół ponadgimnazjalnych, Centralna Komisja Egzaminacyjna, nauczyciele, redakcje czasopism: *Foton*, *Neutrino*, *Delta*, wydawnictwa podręczników. Wykładowcy i autorzy podręczników akademickich powinni być poinformowani o wspomnianej konwencji i rozważyć jej stosowanie wszędzie tam, gdzie nie pozostaje w sprzeczności z używanymi i utrwalonymi w tej dyscyplinie oznaczeniami.

IX Ogólnopolski konkurs fizyczno-fotograficzny
„Zjawiska fizyczne wokół nas”



Kategoria "Obserwacje"
wyróżnienie I stopnia
Maciej Wydmuch
„Zimowy kryształ”
II Liceum Ogólnokształcące
im. Janusza Korczaka
w Wieluniu

Kategoria "Eksperyment"
wyróżnienie I stopnia
Magda Urbanowicz
„Obraz ogniskowej
w zwierciadle wklęsłym”
Liceum Ogólnokształcące
im. Mieszka I
z Oddziałami Integracyjnymi
w Świnoujściu

