

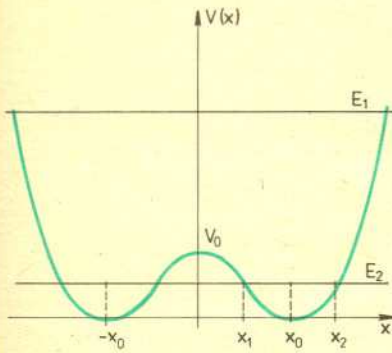


istnieją jego partnerzy supersymetryczni (grawitina) oraz inne pola, których interpretacja niskoenergetyczna nie jest jasna. Istnieje dokładnie 8 różnych teorii supergrawitacji: można je charakteryzować liczbą  $N$  równą liczbie grawitin ( $1 \leq N \leq 8$ , a dla  $N = 0$  supergrawitacja jest równoważna ogólnej teorii względności Einsteina). Supergrawitacja jest teorią atrakcyjną z wielu powodów. Jest ona pierwszym znanym przykładem teorii zawierającej grawitację, którą (prawdopodobnie) można skwantować. We wszystkich znanych dotychczas modelach teorii grawitacji pojawia się problem tzw. renormalizowalności. W dużym uproszczeniu polega on na tym, że w teoriach tych po skwantowaniu pojawiają się wyrażenia nieskończone. Istnieje przypuszczenie, że w teoriach supergrawitacji, ze względu na symetrie, współczynniki przy nieskończonych wkładach od bozonów i fermionów mają równe wartości i przeciwne znaki i w efekcie kasują się. Ponieważ wierzymy w istnienie spójnej, kwantowej teorii grawitacji, byłby to silny argument za przyjęciem supergrawitacji.

Drugim powodem nadziei związanych z teorią supergrawitacji jest możliwość unifikacji w jej ramach wszystkich znanych oddziaływań. Najbardziej atrakcyjną jest w tym kontekście maksymalna, zawierająca 8 grawitin teoria supergrawitacji. Zawiera ona tylko dwa dowolne parametry, które muszą być znalezione doświadczalnie (co jest olbrzymim postępem w stosunku do teorii wielkich unifikacji oddziaływań elektrosłabych i silnych, która ma ponad 20 takich parametrów), a mianowicie stałą grawitacyjną i uogólnienie ładunku elementarnego. Co najważniejsze, teoria ta unifikuje w sposób naturalny grawitację i inne oddziaływania cząstek elementarnych.

Charakterystyczną skalą energii dla tej teorii (odpowiednik wysokości bariery  $V_0$  na rysunku) jest tzw. masa Plancka — wielkość o wymiarze energii zbudowana ze stałej grawitacyjnej (bo mamy grawitację), stałej Plancka i prędkości światła (teoria jest kwantowa i relatywistyczna), wynosząca  $10^{19}$  GeV. Przypuszcza się, że poniżej tej skali supersymetria zostaje złamana (przynajmniej częściowo), a oddziaływanie grawitacyjne staje się zaniedbywalnie małe w porównaniu z innymi oddziaływaniami cząstek elementarnych. Łamanie supersymetrii prowadzi do pojawienia się olbrzymich mas grawitin, których w związku z tym nie obserwuje się w doświadczeniach akceleratorowych (jednak masywne grawitina mogą mieć duże znaczenie w kosmologii). Sądzi się ponadto, że obserwowane w przyrodzie cząstki nie są elementarne, a raczej, że są to obiekty złożone z podstawowych obiektów opisywanych w ramach supergrawitacji.

Należy jednak wyraźnie powiedzieć, że wszystkie powyższe stwierdzenia mają charakter wysoce spekulatywny. Niemniej odkrycie dowolnej supercząstki byłoby silnym argumentem na korzyść supergrawitacji. Jest ona bowiem najbardziej elegancką spośród teorii supersymetrycznych, a jak wiadomo, przyroda jest bardzo elegancka.



## 10. Transformacja Lorentza

Wróćmy do opisanego w części 2 zjawiska Dopplera. Jego relatywistyczną wersję przedstawia rysunek 10a, na którym zaznaczyliśmy tylko linie światła promieni świetlnych, źródła i obserwatora. Źródło emituje impulsy światła w odstępach czasu  $T_0$  w punktach  $O, A, A_1, \dots$ , a detektor rejestruje je w punktach  $O, B, B_1, \dots$  w odstępach  $T$ . Nasze zadanie polega na znalezieniu związku między okresami  $T_0$  i  $T$ .

Odcinek  $AG$  (rys. 10b) składa się ze zdarzeń równoczesnych z  $A$  w układzie źródła, a  $BK$  ze zdarzeń równoczesnych z  $B$  w układzie detektora. Prędkość względna źródła i detektora jest równa

$$v = \frac{X_G}{T_0} = \frac{X'_K}{T}$$

Z niezmienniczości interwału czasoprzestrzennego wynika, że

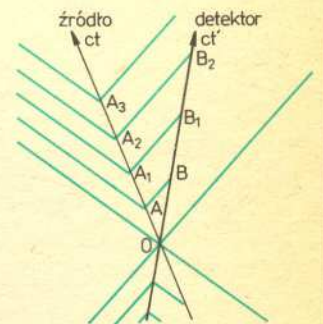
$$c^2 t_K^2 = c^2 T^2 - v^2 T^2,$$

a stąd  $t_K/T = \sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Podobnie otrzymujemy

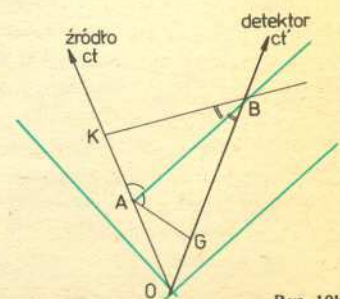
$$\frac{t_K}{T_0} = \frac{X_G + cT_0}{cT_0} = 1 + v/c$$

i z dwóch ostatnich równości:

$$(*) \quad \frac{T}{T_0} = \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}$$



Rys. 10a



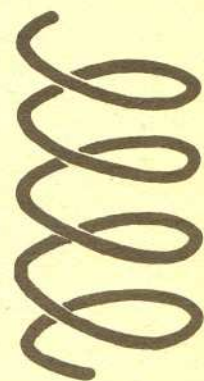
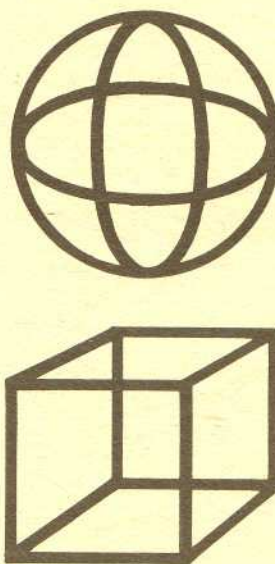
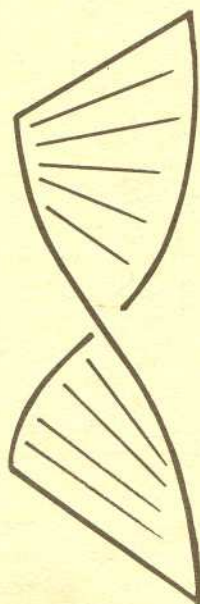
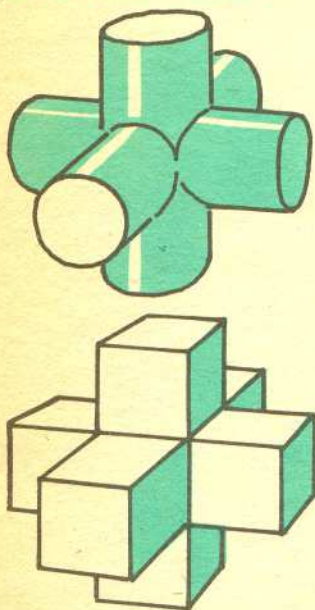
Rys. 10b



I tak minął rok i kto nie kleił mapy nieba co miesiąc, może teraz to zrobić za jednym zamachem mając już wszystkie (13) jej fragmenty. Kto ma komplet *Delty* z 1985 r., dysponuje też instrukcją sklejaną mapy zamieszczoną w numerze 1/1985, str. 16, ale na wszelki wypadek przypominamy ją w skrócie. Otóż, wpiery skleja się wszystkie sektory ząbkami na zewnątrz i wzmacnia linie sklejen dodatkowymi łukami naklejanymi na ząbki z obu stron. Podobnie wzmacnia się obrzeże całej czaszy — wzory łuków podane były również w *Delcie* 1/1985. Do chwili wyschnięcia spójnej wygodnie jest je przytrzymać odpowiednią liczbą klamerek do wieszania białizny. Na końcu wkleja się w pozostały otwór kołowy (okolobiegunowy) fragment mapy wzmocniony dodatkową warstwą kartonu. Należy tu zwrócić uwagę na właściwe ustawienie tego koła względem reszty czaszy, a zorientować się w tym można według granic gwiazdozbiorów i linii łączących gwiazdy.

Autorem mapy jest *dr Tomasz CHLEBOWSKI*

## Rozwiązanie cieni



Na przykład te oba krzyżaki.

Helikoida (taka skrzyżona wstążka).

Trzy prostopadłe okręgi i krawędzie sześciangu (z których kierunków należy oświetlić sześciang?).

Linia śrubowa.

Na relatywistyczne zjawisko Dopplera wpływ mają dwa czynniki: oddalanie się źródła od obserwatora oraz to, że odstęp czasu między dwoma zdarzeniami mierzony w układzie źródła jest inny niż w układzie obserwatora (dylatacja czasu). Przy małych prędkościach istotny jest tylko pierwszy czynnik (porównaj punkt 2). Przy dużych można tak wybrać warunki doświadczenia, żeby o zjawisku decydowała dylatacja czasu. Wystarczy, by prędkość źródła była prostopadła do kierunku obserwacji (tzw. poprzeczne zjawisko Dopplera).

Na zakończenie wyprowadzimy związek między współrzędnymi czasoprzestrzennymi w dwóch różnych inercjalnych układach odniesienia.

Dwaj obserwatorzy  $0$  i  $0'$  wyznaczają współrzędne zdarzenia  $A$  (rys. 10c) metodą opisaną w punkcie 4. Obserwator  $0$  wysyła w chwili  $t_1$  sygnał świetlny, który jest rejestrowany przez  $0'$  w chwili  $t'_1$  (według jego zegara) i biegnie dalej, aż do momentu odbicia (zdarzenie  $A$ ). Obserwator  $0'$  rejestruje odbity sygnał w chwili  $t'_2$ , a  $0$  w chwili  $t_2$ . Ze wzoru (\*) wynika, że

$$(**) \quad t'_1 = kt_1 \text{ i } t_2 = kt'_2, \text{ gdzie } k = \sqrt{(1+v/c)/(1-v/c)}.$$

Obserwator  $0$  przypisze zdarzeniu  $A$  czas  $t = \frac{1}{2}(t_1 + t_2)$  i położenie  $x = \frac{1}{2}(t_2 - t_1)c$ , a obserwator

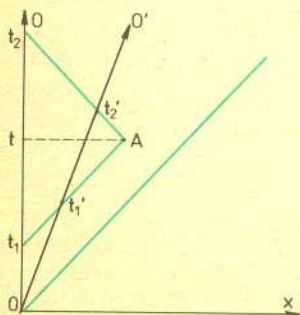
$$0' \text{ czas } t' = \frac{1}{2}(t'_1 + t'_2) \text{ i położenie } x' = \frac{1}{2}(t'_2 - t'_1)c.$$

Z równań (\*\*) wynika poszukiwany związek między współrzędnymi (transformacja Lorentza):

$$ct' = \frac{ct - \frac{v}{c}x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

Korzystając z tej transformacji można wyprowadzić wszystkie otrzymane przez nas uprzednio wnioski bez uciekania się do wykresów czasoprzestrzennych.

*mgr Maciej JĘDRZEJCZAK*



Rys. 10c