

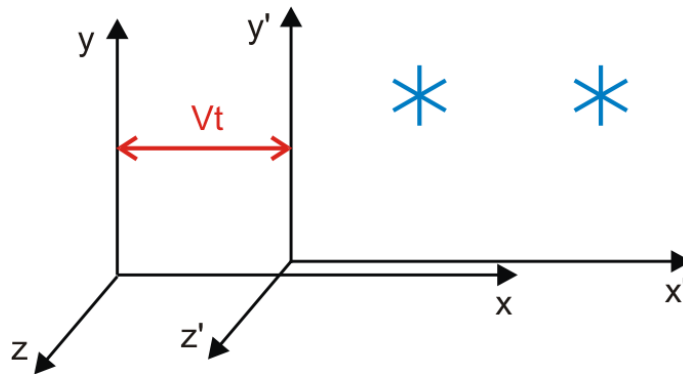
# UZUPEŁNIENIE

## U.1 Elementy szczególnej teorii względności

Mechanika klasyczna oparta na zasadach dynamiki Newtona poprawnie opisuje zjawiska, w których prędkości ciał są małe w porównaniu z prędkością światła. Jednak w zjawiskach atomowych, jądrowych i w astrofizyce spotykamy się z prędkościami zbliżonymi do prędkości światła i wtedy zamiast mechaniki klasycznej musimy stosować *mechanikę relatywistyczną* opartą na *szczególnej teorii względności* opracowanej przez Einsteina. Mechanika klasyczna nie jest sprzeczna z mechaniką relatywistyczną, a stanowi jej szczególny przypadek (dla małych prędkości).

### U.1.1 Transformacja Galileusza

Spróbujemy teraz opisać zjawiska widziane z dwóch różnych inercjalnych układów odniesienia, poruszających się względem siebie (rysunek U.1). W tym celu wyobraźmy sobie, obserwatora na Ziemi, który rejestruje dwa zdarzenia (na przykład dwie eksplozje) zachodzące na pewnej, jednakowej wysokości.



Rys. U1.1. Obserwacja zjawisk z dwóch poruszających się względem siebie układów odniesienia

Odległość między miejscami wybuchów wynosi, (według ziemskiego obserwatora)  $\Delta x$ , natomiast czas między wybuchami  $\Delta t$ . Te same dwa zdarzenia obserwowane są przez pasażera samolotu lecącego z prędkością  $V$  po linii prostej łączącej miejsca wybuchów. Względem lokalnego układu odniesienia związanego z lecącym samolotem różnica położenia wybuchów wynosi  $\Delta x'$ , a różnica czasu  $\Delta t'$ .

Porównajmy teraz spostrzeżenia obserwatorów na ziemi i w samolocie. Zróbmy to na przykład z pozycji obserwatora na ziemi, który próbuje opisać to co widzą pasażerowie samolotu. Jeżeli, pierwszy wybuch nastąpił w punkcie  $x_1'$  (wg samolotu), a drugi po czasie  $\Delta t$ , to w tym czasie samolot przeleciał drogę  $V\Delta t$  (względem obserwatora na Ziemi) i drugi wybuch został zaobserwowany w punkcie

$$x_2' = x_1' + \Delta x - Vt \quad (\text{U1.1})$$

czyli

$$\Delta x' = x_2' - x_1' = \Delta x - Vt \quad (\text{U1.2})$$

Jednocześnie, ponieważ samolot leci wzdłuż linii łączącej wybuchy, to  $\Delta y' = \Delta z' = 0$ . Oczywistym wydaje się też, że  $\Delta t' = \Delta t$ . Otrzymaliśmy więc wzory przekładające wyniki obserwacji jednego obserwatora na spostrzeżenia drugiego

$$\begin{aligned}x' &= x - Vt \\y' &= y \\z' &= z \\t' &= t\end{aligned}\tag{U1.3}$$

Te równania noszą nazwę *transformacji Galileusza*.

Sprawdźmy, czy stosując powyższe wzory do opisu doświadczeń, otrzymamy takie same wyniki, niezależnie od układu w którym to doświadczenie opisujemy. Jako przykład wybierzmy ciało poruszające wzdłuż osi  $x$  ruchem jednostajnie przyspieszonym z przyspieszeniem  $a$ .

W układzie nieruchomym prędkość chwilowa ciała wynosi

$$u = \frac{\Delta x}{\Delta t}\tag{U1.4}$$

Jego przyspieszenie jest stałe i równe  $a$ . Natomiast obserwator w pojeździe poruszającym się wzdłuż osi  $x$  ze stałą prędkością  $V$  rejestruje, że w czasie  $\Delta t'$  ciało przebywa odległość  $\Delta x'$ . Zatem prędkość chwilowa ciała zmierzonego przez tego obserwatora wynosi

$$u' = \frac{\Delta x'}{\Delta t'}\tag{U1.5}$$

Zgodnie z transformacją Galileusza  $\Delta x' = \Delta x - V\Delta t$ , oraz  $\Delta t' = \Delta t$ , więc

$$u' = \frac{\Delta x'}{\Delta t'} = \frac{\Delta x - V\Delta t}{\Delta t} = u - V\tag{U1.6}$$

Otrzymaliśmy prędkość względną jednego obiektu względem drugiego co jest wynikiem intuicyjnie oczywistym. Natomiast przyspieszenie w układzie poruszającym się wynosi

$$a' = \frac{\Delta u'}{\Delta t'} = \frac{\Delta(u - V)}{\Delta t} = \frac{\Delta u}{\Delta t} = a\tag{U1.7}$$

Widać, że w tym przypadku zastosowanie wzorów transformacji Galileusza daje wynik zgodny z doświadczeniem. Jednak nie jest to prawdą w każdym przypadku. Miedzy innymi stwierdzono, że ta transformacja zastosowana do równań Maxwella nie daje tych samych wyników dla omawianych układów inercjalnych. W szczególności z praw Maxwella wynika, że prędkość światła jest podstawową stałą przyrody i powinna być sama w każdym układzie odniesienia. Oznacza to na przykład, że gdy impuls światła rozchodzący się w próżni w kierunku  $x$  jest obserwowany przez dwóch obserwatorów pokazanych na rysunku U.1.1 to zarówno obserwator nieruchomy jak poruszający się

z prędkością  $V$  (względem pierwszego) zmierzają identyczną prędkość impulsu  $c = 2.998 \cdot 10^8$  m/s. Tymczasem zgodnie z transformacją Galileusza i ze zdrowym rozsądkiem powinniśmy otrzymać wartość  $c - V$ .

Wykonano szereg doświadczeń, w których próbowano podważyć równania Maxwella, a w szczególności próbowano pokazać, że prędkość światła, tak jak prędkość dźwięku zależy od układu odniesienia (stosuje się do transformacji Galileusza). Najślawniejsze z nich, to doświadczenie Michelsona-Morleya mające na celu wykrycie wpływu ruchu orbitalnego Ziemi na prędkość światła poprzez pomiar prędkości światła w kierunku prostopadłym i równoległym do ruchu Ziemi. Wszystkie te doświadczenia dały wynik negatywny i musimy uznać, że



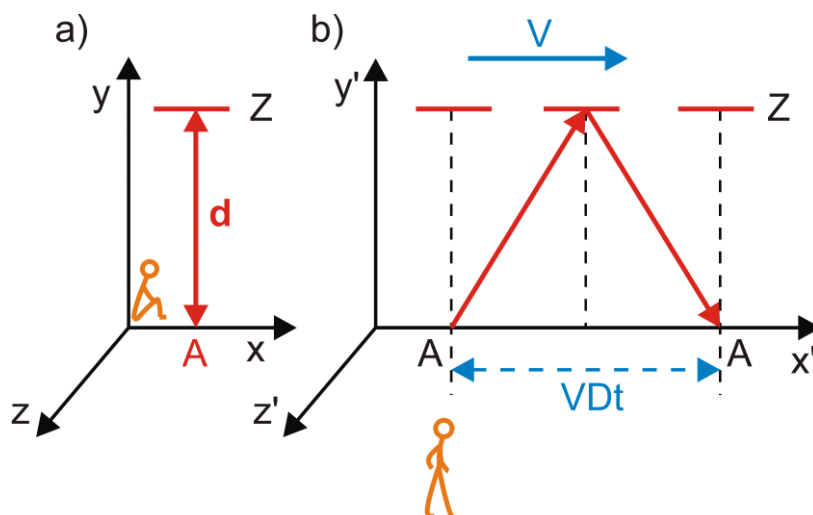
### **Prawo, zasada, twierdzenie**

*Prędkość światła w próżni  $c = 2.998 \cdot 10^8$  m/s jest jednakowa we wszystkich inercjalnych układach odniesienia.*

Rozpatrzmy teraz niektóre wnioski wynikające ze stałości prędkości światła.

### **U.1.2 Dylatacja czasu**

Rozpatrzmy raketę, w której znajduje się przyrząd wysyłający impuls światła z punktu A, który następnie odbity przez zwierciadło Z, odległe o  $d$ , powraca do tego punktu A, gdzie jest rejestrowany (rysunek U.1.2).



Rys. U1.2. Pomiar czasu przebiegu impulsu świetlnego w dwóch układach odniesienia

Czas  $\Delta t'$  jaki upływa między wysłaniem światła, a jego zarejestrowaniem przez obserwatora będącego w rakiecie (rysunek a) jest oczywiście równy  $\Delta t' = 2d/c$ . Teraz to samo zjawisko opisujemy z układu nieruchomego obserwatora (rysunek b), względem którego rakietka porusza się w prawo z prędkością  $V$ . Chcemy, w tym układzie, znaleźć czas  $\Delta t$  przelotu światła z punktu A do zwierciadła i z powrotem do A. Jak widać na rysunku U1.2 (b) światło przechodząc od punktu A do zwierciadła Z porusza się po linii o długości  $S$

$$S = \sqrt{\left(V \frac{\Delta t}{2}\right)^2 + d^2} \quad (\text{U1.8})$$

Zatem czas potrzebny na przebycie drogi AZA (to jest dwóch odcinków o długości  $S$ ) wynosi

$$\Delta t = 2 \frac{\sqrt{\left(V \frac{\Delta t}{2}\right)^2 + d^2}}{c} \quad (\text{U1.9})$$

Przekształcając to równanie otrzymujemy ostatecznie


$$\Delta t = \frac{\frac{2d}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (\text{U1.10})$$

Widzimy, że warunek stałości prędkości światła w różnych układach odniesienia może być spełniony tylko wtedy gdy, czas pomiędzy dwoma zdarzeniami obserwowanymi i mierzonymi z różnych układów odniesienia jest różny. W konsekwencji



### **Prawo, zasada, twierdzenie**

*Każdy obserwator stwierdza, że poruszający się zegar idzie wolniej niż identyczny zegar w spoczynku.*

To zjawisko *dylatacji czasu*  jest własnością samego czasu i dlatego spowolnieniu ulegają wszystkie procesy fizyczne gdy są w ruchu. Dotyczy to również reakcji chemicznych, więc i biologicznego starzenia się.

Dylatację czasu zaobserwowano doświadczalnie między innymi za pomocą nietrwałych cząstek. Cząstki takie przyspieszono do prędkości bliskiej prędkości światła i mierzono zmianę ich czasu połowicznego zaniku.



### **Ćwiczenie U.1**

Spróbuj obliczyć ile razy wzrośnie czas połowicznego zaniku cząstki poruszającej się z prędkością  $V = 0.99 c$ . Żeby sprawdzić czy można zarejestrować taką cząstkę oblicz jaką drogę  $s$  przebędzie ona w tym czasie, jeżeli czas połowicznego zaniku nieruchomej cząstki wynosi  $10^{-8}$  s. Wynik zapisz poniżej.

$t =$

Rozwiązanie możesz sprawdzić na końcu modułu.

### U.1.3 Transformacja Lorentza

Szukamy ponownie (jak przy transformacji Galileusza) wzorów przekładających spostrzeżenia jednego obserwatora na obserwacje drugiego. Chcemy znaleźć transformację współrzędnych ale taką, w której obiekt poruszający się z prędkością równą  $c$  w układzie nieruchomym  $(x, y, z, t)$ , również w układzie  $(x', y', z', t')$  poruszającym się z prędkością  $V$  wzdłuż osi  $x$  będzie poruszać się z prędkością  $c$ . Transformacja współrzędnych, która uwzględnia niezależność prędkości światła od układu odniesienia ma postać

$$\begin{aligned}
 x' &= \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\
 y' &= y \\
 z' &= z \\
 t' &= \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}},
 \end{aligned}
 \tag{U1.11}$$

gdzie  $\beta = V/c$ . Te równania noszą nazwę *transformacji Lorentza*. Omówimy teraz niektóre wnioski wynikające z transformacji Lorentza.

#### U.1.3.1 Jednoczesność

Przyjmijmy, że według obserwatora w rakiecie poruszającej się wzdłuż osi  $x'$  (czyli także wzdłuż osi  $x$ , bo zakładamy, że te osie są równoległe) pewne dwa zdarzenia zachodzą równocześnie  $\Delta t' = t_2' - t_1' = 0$ , ale w różnych miejscach  $x_2' - x_1' = \Delta x' \neq 0$ . Sprawdźmy, czy te same zdarzenia są również jednoczesne dla obserwatora w spoczynku. Z transformacji Lorentza wynika, że

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{V}{c^2} \Delta x}{\sqrt{1 - \beta^2}}
 \tag{U1.12}$$

oraz

$$\Delta x = \Delta x' \sqrt{1 - \beta^2} + V \Delta t'
 \tag{U1.13}$$

Łącząc te równania otrzymujemy związek

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2} - \frac{V}{c^2} \Delta x'
 \tag{U1.14}$$

Jeżeli teraz uwzględnimy fakt, że zdarzenia w układzie związanym z rakieta są jednoczesne  $\Delta t = 0$  to otrzymamy ostatecznie

$$\Delta t = \frac{\frac{V}{c^2}}{\sqrt{1-\beta^2}} \Delta x' \quad (\text{U1.15})$$

Widzimy, że równoczesność zdarzeń nie jest bezwzględna, w układzie nieruchomym te dwa zdarzenia *nie są jednoczesne*.

### U.1.3.2 Skrócenie długości

Teraz rozpatrzmy inny przykład. W rakiemie poruszającej się z prędkością  $V$ , wzdłuż osi  $x'$  leży pręt o długości  $L'$ . Sprawdźmy jaką długość tego pręta zaobserwuje obserwator w układzie nieruchomym.

Pomiar długości pręta polega na zarejestrowaniu dwóch zjawisk zachodzących równocześnie na końcach pręta (np. zapalenie się żarówek). Ponieważ żarówki zapalają się na końcach pręta to  $\Delta x' = L'$ . Ponadto żarówki zapalają się w tym samym czasie (dla obserwatora w układzie spoczywającym) to dodatkowo  $\Delta t = 0$ . Uwzględniając te warunki otrzymujemy na podstawie transformacji Lorentza

$$L' = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \Delta x \quad (\text{U1.16})$$

gdzie  $\Delta x$  jest długością pręta  $L$  w układzie nieruchomym. Stąd

$$\Delta x = L = L' \sqrt{1-\beta^2} \quad (\text{U1.17})$$

Okazuje się, że pręt ma mniejszą długość, jest krótszy.

### U.1.3.3 Dodawanie prędkości

W poprzednim punkcie rozważaliśmy obiekt spoczywający w rakiemie. Teraz zajmiemy się przypadkiem gdy obiekt ma już pewną prędkość  $U_x'$  w ruchomym układzie odniesienia (to jest względem rakiety). Sprawdźmy jaką prędkość  $U_x$  zarejestruje nieruchomy obserwator, w układzie którego rakieta porusza się z prędkością  $V$  wzdłuż osi  $x$ . Z transformacji Lorentza wynika, że

$$\Delta x' = \frac{\Delta x - V \Delta t}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{U1.18})$$

oraz

$$\Delta t' = \frac{\Delta t - \frac{V}{c^2} \Delta x}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{U1.19})$$

Dzieląc te równania przez siebie otrzymujemy

$$\frac{\Delta x'}{\Delta t'} = \frac{\Delta x - V\Delta t}{\Delta t - \frac{V}{c^2}\Delta x} = \frac{\frac{\Delta x}{\Delta t} - V}{1 - \frac{V}{c^2} \frac{\Delta x}{\Delta t}} \quad (\text{U1.20})$$

a po podstawieniu  $U_x' = \frac{\Delta x'}{\Delta t'}$  oraz  $U_x = \frac{\Delta x}{\Delta t}$

$$U_x' = \frac{U_x - V}{1 - \frac{VU_x}{c^2}} \quad (\text{U1.21})$$

Powyższe równanie można rozwiązać ze względu na  $U_x$

$$U_x = \frac{U_x' + V}{1 + \frac{VU_x'}{c^2}} \quad (\text{U1.22})$$



### Ćwiczenie U.2

Rozpatrzmy dwa samoloty naddźwiękowe, które lecą ku sobie po linii prostej. Prędkości samolotów względem Ziemi wynoszą odpowiednio: pierwszego 1500 km/h, a drugiego 3000 km/h. Oblicz jaką prędkość pierwszego samolotu zmierzy obserwator w samolocie drugim. Zauważ, że ponieważ samolot drugi jest układem, względem którego prowadzimy obliczenia to zgodnie z naszymi oznaczeniami  $U_x = 1500$  km/h, a  $V = -3000$  km/h. Ujemny znak prędkości  $V$  wynika z przeciwnego kierunku ruchu. Wynik zapisz poniżej.

$U_x =$

Rozwiązanie możesz sprawdzić na końcu modułu.

#### U.1.3.4 Zależność masy od prędkości

Dotychczas zajmowaliśmy się kinematyką ruchu ciała obserwowanego z dwóch układów odniesienia poruszających się względem siebie ze stałą prędkością. Teraz chcemy odpowiedzieć na pytanie jak można opisać zachowanie ciała pod wpływem sił w sytuacji, gdy transformacja Lorentza, (a nie Galileusza) jest prawdziwa. Chodzi o to, czy druga zasada dynamiki Newtona  $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$  może być stosowana i czy zasada zachowania pędu ma taką samą postać we wszystkich układach inercjalnych.

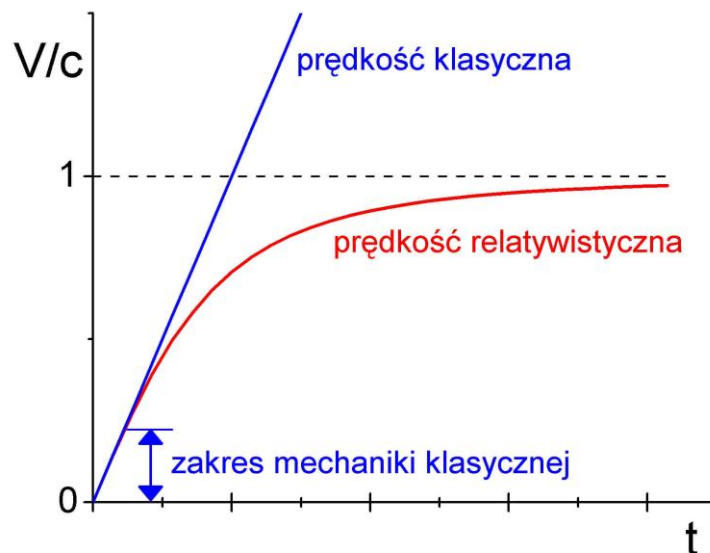
Okazuje się, że warunkiem zachowania pędu przy transformacji z jednego układu odniesienia do innego jest uwzględnienie zależności masy ciała  $m$  od jego prędkości  $V$ , danej następującym wyrażeniem

$$m(V) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (\text{U1.23})$$

w którym  $m_0$  oznacza masę spoczynkową, czyli masę nieruchomego ciała. Zauważmy ponadto, że masa cząstki rośnie wraz z prędkością i zmierza do nieskończoności gdy  $V \rightarrow c$ . Rozpatrzmy teraz ruch ciała pod wpływem stałej siły  $F$  działającej równoległe do kierunku ruchu. Zależność prędkości ciała od czasu obliczamy na podstawie drugiej zasad dynamiki Newtona. Uwzględniając zależność masy od prędkości (U1.23) otrzymujemy

$$V(t) = \frac{Ft/m_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{Ft}{m_0 c}\right)^2}} \quad (\text{U1.24})$$

Porównanie zależności prędkości ciała od czasu działania siły w mechanice klasycznej i relatywistycznej jest pokazane na rysunku U1.3. W przeciwieństwie do opisu klasycznego, z powyższej zależności wynika, że cząstki nie da się przyspieszać w nieskończoność działając stałą siłą.



Rys. U.1.3. Zależność prędkości ciała od czasu działania stałej siły w mechanice klasycznej i relatywistycznej

Zmiana masy z prędkością została potwierdzona wieloma doświadczeniami przeprowadzonymi dla cząstek elementarnych.

### U.1.3.5 Równoważność masy i energii

Einstein pokazał, że zasada zachowania energii jest spełniona w mechanice relatywistycznej pod warunkiem, że pomiędzy masą i całkowitą energią ciała zachodzi związek

$$E = mc^2 \quad (\text{U1.25})$$

gdzie  $m$  zależy od prędkości ciała  $V$  zgodnie z równaniem (U1.23). To znane powszechnie równanie Einsteina opisuje równoważność masy i energii. Wynika z niego, że ciało w spoczynku ma zawsze pewną energię związaną z jego masą spoczynkową

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (\text{U1.26})$$

Energię kinetyczną ciała poruszającego się z prędkością  $V$  obliczamy odejmując od energii całkowitej energię spoczynkową (nie związaną z ruchem)

$$E_k = E - E_0 = mc^2 - m_0 c^2 = (m - m_0)c^2 \quad (\text{U1.27})$$

Widzimy, że mechanika relatywistyczna wiąże energię kinetyczną z przyrostem masy ciała.



#### Ćwiczenie U.3

Spróbuj teraz obliczyć prędkość cząstki, której energia kinetyczna jest równa jej energii spoczynkowej. O ile wzrosła masa tej cząstki w stosunku do masy spoczynkowej? Wynik zapisz poniżej.

$$\frac{m}{m_0} =$$

Rozwiązanie możesz sprawdzić na końcu modułu.

Na zakończenie zobaczymy jaką wartość przyjmuje energia całkowita, jeśli prędkość  $V$  jest mała. Dla małego  $V$  równanie (U1.23) można przybliżyć (rozwijając w szereg) do postaci

$$m(V) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \approx m_0 \left( 1 + \frac{V^2}{2c^2} \right) \quad (\text{U1.28})$$

Podstawiając tę wartość do wyrażenia na energię całkowitą otrzymujemy

$$E = m(V)c^2 \approx m_0c^2 + \frac{m_0V^2}{2} \quad (\text{U1.29})$$

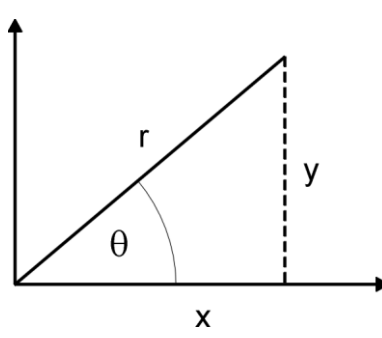
Pierwszy wyraz jest energią związaną z istnieniem samej masy (energia spoczynkowa) natomiast drugi jest klasyczną energią kinetyczną związaną z ruchem ciała. Otrzymaliśmy rozwiązanie klasyczne jako graniczny przypadek (dla małych prędkości) rozwiązania relatywistycznego.

## Uniwersalne stałe fizyczne

Wielkość	Symbol	Wartość
Prędkość światła w próżni	$c$	$2.9979 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Przenikalność magnetyczna próżni	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$
Przenikalność elektryczna próżni	$\epsilon_0$	$8.8542 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$
Stała Plancka	$h$	$6.6262 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Elektryczny ładunek elementarny	$e$	$1.60219 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Masa spoczynkowa elektronu	$m_e$	$9.1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Masa spoczynkowa protonu	$m_p$	$1.6726485 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masa spoczynkowa neutronu	$m_n$	$1.6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Stała Rydberga	$R$	$1.0974 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Liczba Avogadro	$N_{Av}$	$6.0220 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Jednostka masy atomowej	$u$	$1.6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Stała Boltzmanna	$k$	$1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Stała Stefana-Boltzmannna	$\sigma$	$5.67031 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
Stała gazowa	$R$	$8.3144 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Stała grawitacyjna	$G$	$6.6720 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$

**Użyteczne wzory matematyczne**

<b>Geometria</b>	
Pole okręgu	$\pi r^2$
Pole kuli	$4\pi r^2$
Objętość kuli	$\frac{4}{3}\pi r^3$

<b>Trygonometria</b>	
	$\sin \theta = \frac{y}{r}$ $\cos \theta = \frac{x}{r}$ $\operatorname{tg} \theta = \frac{y}{x}$ $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$ $\sin 2\theta = 2 \sin \theta \cos \theta$ $\sin(\alpha \pm \beta) = 2 \sin \frac{\alpha \pm \beta}{2} \cos \frac{\alpha \mp \beta}{2}$

<b>Niektóre pochodne</b>	
$\frac{d}{dx} a = 0$	$\frac{d}{dx} (af(x)) = a \frac{df(x)}{dx}$
$\frac{d}{dx} (x^n) = nx^{n-1}$	$\frac{d}{dx} (\ln x) = \frac{1}{x}$
$\frac{d}{dx} (\sin(ax)) = a \cos ax$	$\frac{d}{dx} (\cos(ax)) = -a \sin ax$
$\frac{d}{dx} (f + g) = \frac{df}{dx} + \frac{dg}{dx}$	$\frac{d}{dx} (f \cdot g) = f \frac{dg}{dx} + g \frac{df}{dx}$

<b>Niektóre całki (C = const.)</b>	
$\int dx = x + C$	$\int x^n dx = \frac{x^{n+1}}{n+1} + C$
$\int \frac{dx}{x} = \ln x + C$	$\int \sin ax dx = -\frac{1}{a} \cos ax + C$
$\int \cos ax dx = \frac{1}{a} \sin ax + C$	$\int (f(x) + g(x)) dx = \int f(x) dx + \int g(x) dx$
$\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = F(x) \Big _{x_1}^{x_2} = F(x_2) - F(x_1)$	

## Układ okresowy pierwiastków

Grupa IA Litowce		IIA Berylowce		IIIA Borowce		IVA Węglowce		VA Azotowce		VIA Tlenowce		VIIA Fluorowce		VIIIA Helowce			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
H 1.008 Wodór	He 4.0026 Hel	Li 6.941 Lit	Be 9.012 Beryl	B 10.81 Bor	C 12.011 Węgiel	N 14.006 Azot	O 15.999 Tlen	F 18.998 Fluor	Ne 20.179 Neon	Na 22.989 Sód	Mg 24.305 Magnez	Al 26.981 Glin	Si 28.085 Krzem	P 30.974 Fosfor	S 32.06 Siarka	Cl 35.453 Chlor	Ar 39.948 Argon
K 39.098 Potas	Ca 40.08 Wapń	Sc 44.956 Skand	Ti 47.90 Tytan	V 50.952 Wanad	Cr 51.996 Chrom	Mn 54.938 Mangan	Fe 55.847 Żelazo	Ni 58.70 Nikiel	Cu 63.546 Miedź	Zn 65.38 Cynk	Ga 69.72 Gal	Ge 72.59 German	As 74.921 Arsen	Se 78.96 Selen	Br 79.904 Brom	Kr 83.80 Krypton	
Rb 85.467 Rubid	Sr 87.62 Stront	Y 88.906 Itr	Zr 91.22 Cyrkon	Nb 92.906 Niob	Mo 95.94 Molibden	Tc 98.906 Technet	Ru 101.07 Ruten	Rh 106.4 Pallad	Ag 107.868 Srebro	Cd 112.41 Kadm	In 114.82 Ind	Sn 118.69 Cyna	Sb 121.75 Antymon	Te 127.60 Tellur	I 126.904 Jod	Xe 131.30 Ksenon	
Cs 132.905 Cez	Ba 137.33 Bar	La 138.905 Lantan	Hf 178.49 Hafn	Ta 180.948 Tantal	W 183.85 Wolfram	Re 186.20 Ren	Os 190.2 Osm	Pt 195.09 Platyna	Au 196.966 Złoto	Hg 200.59 Rtęć	Tl 204.37 Tal	Pb 207.2 Ołów	Bi 208.980 Bizmut	Po 208.982 Polon	At 209.987 Astat	Rn 220.017 Radon	
Fr 223.02 Franc	Ra 226.025 Rad	Ce 140.12 Cer	Pr 140.907 Prazeodym	Nd 144.24 Neodym	Pm 145 Promet	Sm 150.35 Samar	Eu 151.96 Europ	Tb 158.925 Terb	Dy 162.50 Dysproz	Ho 164.930 Holm	Er 167.26 Erb	Tu 168.934 Tul	Yb 173.04 Iterb	Lu 174.967 Lutet			
		Th 232.038 Tor	Pa 231.036 Protaktyn	U 238.029 Uran	Np 237.048 Neptun	Pu 244 Pluton	Am 243.061 Ameryk	Bk 247.07 Berkel	Cm 251 Kaliforn	Es 254.088 Einstein	Fm 253 Ferm	Md 255 Mendelew	No 254 Nobel	Lr 257 Lorens			

### Układ okresowy pierwiastków

liczba atomowa  
symbol  
masa atomowa  
nazwa