

Podstawy fizyki kwantowej i budowy materii

prof. dr hab. Aleksander Filip Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych
Instytut Fizyki Doświadczalnej



Wykład 2
10 października 2016

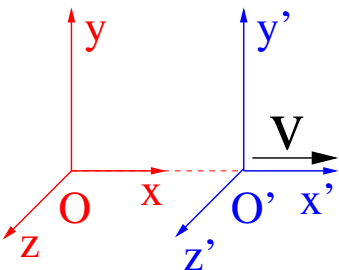
- 1 Dynamika relatywistyczna
- 2 Budowa materii
- 3 Natura światła
- 4 Pozytonowa tomografia emisyjna

Transformacja Lorentza

Z postulatów Einsteina (1905):

- prawa fizyki są identyczne w układach będących względem siebie w ruchu jednostajnym prostoliniowym (zasada względności)
- prędkość światła w próżni, c , jest jednakowa w każdym kierunku we wszystkich inercjalnych układach odniesienia (uniwersalność prędkości światła)

Wynika transformacja współrzędnych zdarzeń:



$$\left\{ \begin{array}{l} c t = \gamma c t' + \gamma \beta x' \\ x = \gamma \beta c t' + \gamma x' \\ y = y' \\ z = z' \end{array} \right.$$

$$\beta = \frac{V}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Zagadnienia ruchu ciał w mechanice **nierelatywistycznej** (Newtona/Galileusza) często rozwiązujemy w oparciu o **zasady zachowania**.

Dla układu izolowanego i ruchu pod wpływem sił zachowawczych (np. sił grawitacji lub sprężystości):

$$\vec{P} = \sum_i m_i \vec{v}_i = \text{const}$$

$$\vec{p}_i = m_i \vec{v}_i$$

$$E = E_p + E_k = E_p + \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2} = \text{const}$$

$$\vec{E}_{k,i} = \frac{m_i v_i^2}{2}$$

Czy podejścia te można też wykorzystać w przypadku relatywistycznym?

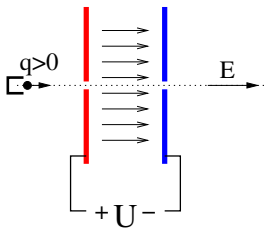
TAK! Ale musimy uogólnić pojęcia pędu i energii!

- 1 Dynamika relatywistyczna
- 2 Budowa materii
- 3 Natura światła
- 4 Pozytonowa tomografia emisyjna

Relatywistyczna definicja pędu

Granice podejścia klasycznego

Elektron w kondensatorze
(najprostszy 'akcelerator' cząstek):



Potrafimy wytwarzać pola elektryczne

$$E \sim 10 \text{ MV/m} = 10^7 \text{ V/m}$$

Dla elektronu:

$$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$|q_e| \equiv 1 e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$\Rightarrow a \approx 20 \text{ m}^{-1} \cdot c^2 \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ m/s}^2$$

Klasycznie:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m\vec{a} = \vec{F}_{\text{wyp}} = q\vec{E}$$

W **podejściu klasycznym** elektron powinien osiągnąć **prędkość światła** już po przebyciu $\Delta x \approx 2.5 \text{ cm}$!!!

$\Rightarrow$ konieczność modyfikacji
definicji pędu

Jeśli chcemy zachować klasyczną definicję siły opartą na II prawie Newtona

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

musimy zmienić definicję pędu...

Jeśli chcemy zachować klasyczną definicję siły opartą na II prawie Newtona

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

musimy zmienić definicję pędu...

Wychodząc z bardzo ogólnych założeń (symetria + zasada względności)
można pokazać, że poprawnym uogólnieniem definicji pędu jest

$$\vec{p} = m \gamma \vec{v} = m c \gamma \vec{\beta}$$

Dla małych prędkości ($v \ll c$) $\Rightarrow$ definicja klasyczna ($\gamma \approx 1$)

Dla dużych prędkości ($v \rightarrow c$) $\Rightarrow$ pęd rośnie w nieskończoność
nawet gdy prędkość jest już praktycznie stała

Przykład

Rozwiązanie dla ruchu w stałym polu $\vec{E}$:

$$\beta(t) = \frac{\alpha t}{\sqrt{1 + (\alpha t)^2}}$$

gdzie: $\alpha = \frac{qE}{mc}$

W naszym przykładzie (e^- w polu $10 \frac{MV}{m}$):

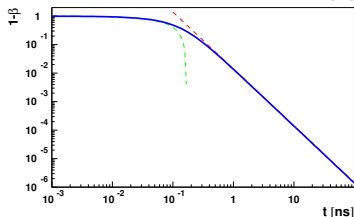
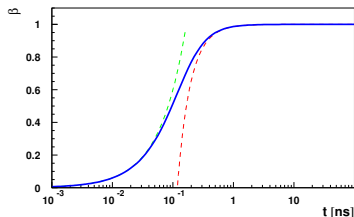
$$\alpha \sim 6 \cdot 10^9 s^{-1}, \quad \alpha^{-1} \sim 0.17 ns$$

W granicy $\alpha t \gg 1$:

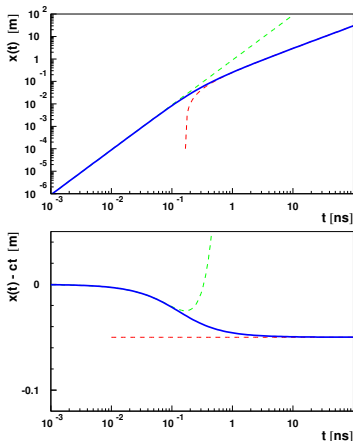
$$1 - \beta(t) \approx \frac{1}{2\alpha^2 t^2}$$

nigdy nie osiągniemy $\beta = 1$

Ale: $p(t) = mc \alpha \cdot t$ – rośnie $\sim t$!



Przykład



Rozwiązanie dla ruchu w stałym polu $\vec{E}$:
Zależność drogi od czasu:

$$\Rightarrow x(t) = \frac{c}{\alpha} \left(\sqrt{1 + (\alpha t)^2} - 1 \right)$$

W granicy $\alpha t \ll 1$:

$$x(t) \approx \frac{c \alpha t^2}{2}$$

klasyczny ruch jednostajnie przyspieszony

W granicy $\alpha t \gg 1$:

$$x(t) \approx c t - \frac{c}{\alpha}$$

światło wyprzedzi elektron tylko o 5 cm !!!

Dla ruchu ciała pod wpływem zewnętrznej siły uzyskana **energia kinetyczna** powinna być równa **pracy** wykonanej przez siłę.

Można pokazać, że prowadzi to do wzoru na energie kinetyczną:

$$E_k = m c^2 (\gamma - 1)$$

Dla ruchu ciała pod wpływem zewnętrznej siły uzyskana **energia kinetyczna** powinna być równa **pracy** wykonanej przez siłę.

Można pokazać, że prowadzi to do wzoru na energie kinetyczną:

$$E_k = m c^2 (\gamma - 1)$$

ale energia kinetyczna NIE JEST ZACHOWANA !

Relatywistyczna definicja energii

Dla ruchu ciała pod wpływem zewnętrznej siły uzyskana **energia kinetyczna** powinna być równa **pracy** wykonanej przez siłę.

Można pokazać, że prowadzi to do wzoru na energię kinetyczną:

$$E_k = m c^2 (\gamma - 1)$$

ale energia kinetyczna NIE JEST ZACHOWANA !

Musimy wprowadzić dodatkowy wkład: **energię spoczynkową**

$$E_o = m c^2$$

Zachowana w procesach relatywistycznych jest **TYLKO energia całkowita**

$$E = E_o + E_k = m c^2 \gamma$$

Wychodząc z transformacji Lorentza oraz bardzo ogólnych zasad (zasada bezwzględności + zasada względności), i symetrii czasoprzestrzeni można dojść do:

Energia całkowita ciała:

$$E = \gamma \cdot m c^2$$

pęd ciała:

$$\vec{p} = \gamma \cdot m \vec{v}$$

$$c \vec{p} = \vec{\beta} E$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$$

$$\sum_i E_i = \sum_i \gamma_i m_i c^2 = \text{const}$$

zasada zachowania energii

$$\sum_i \vec{p}_i = \sum_i \gamma_i \cdot m_i \vec{V}_i = \text{const}$$

zasada zachowania pędu

Zasady te są fundamentalne,
obowiązują we wszystkich procesach !!!

Zasada zachowania energii ma jednak swoją “cenę”
Zderzenie całkowicie nieelastyczne dwóch ciał:



Z zasady zachowania energii:

$$\begin{aligned}E_c &= E_1 + E_2 \\M c^2 &= \gamma m c^2 + \gamma m c^2 \\M &= 2 \gamma m\end{aligned}$$

Masa “zlepka” jest większa niż suma mas cząstek! $M > m + m$

W świecie relatywistycznym przestaje obowiązywać zachowanie masy!!!

Energia kinetyczna zderzających się cząstek została zamieniona na energię wewnętrzną, co jest równoważne ze wzrostem masy (energii spoczynkowej).

Energia spoczynkowa cząstki:

$$E_0 = m c^2$$

Energia całkowita:

$$E = E_0 + E_k = m c^2 \cdot \gamma$$

Wyrażenie na pęd:

$$p = m c \cdot \beta \gamma$$

W układzie własnym cząstki:

$$p_0 = 0$$

Możemy zauważyć, że:

$$E = \gamma E_0$$

$$p c = \beta \gamma E_0$$

Jeśli cząstka porusza się wzdłuż osi X :

$$E = \gamma E_0$$

$$c p_x = \beta \gamma E_0$$

$$c p_y = 0$$

$$c p_z = 0$$

Definicja układu środka masy

Okazuje się, że **energia i pęd** podlegają, przy zmianie układu odniesienia, transformacji **Lorenza** identycznej z transformacją **czasu i położenia**:

$$\begin{pmatrix} E \\ c p_x \\ c p_y \\ c p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E' + \gamma \beta c p'_x \\ \gamma \beta E' + \gamma c p'_x \\ c p'_y \\ c p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma \beta & 0 & 0 \\ \gamma \beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E' \\ c p'_x \\ c p'_y \\ c p'_z \end{pmatrix}$$

gdzie dla układu własnego cząstki: $E' = E_0$ i $\vec{p}' \equiv 0$.

Ale transformacja jest całkowicie ogólna !

Można ją stosować do pojedynczych ciał jak i dowolnych układów.

Okazuje się, że **energia i pęd** podlegają, przy zmianie układu odniesienia, transformacji **Lorenza** identycznej z transformacją **czasu i położenia**:

$$\begin{pmatrix} E \\ c p_x \\ c p_y \\ c p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E' + \gamma \beta c p'_x \\ \gamma \beta E' + \gamma c p'_x \\ c p'_y \\ c p'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma \beta & 0 & 0 \\ \gamma \beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E' \\ c p'_x \\ c p'_y \\ c p'_z \end{pmatrix}$$

gdzie dla układu własnego cząstki: $E' = E_0$ i $\vec{p}' \equiv 0$.

Ale transformacja jest całkowicie ogólna !

Można ją stosować do pojedynczych ciał jak i dowolnych układów.

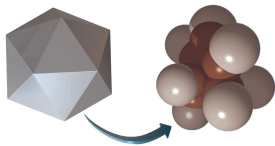
Niezmiennikiem transformacji Lorenza dla dowolnego układu fizycznego jest tzw. **masa niezmiennicza**, M :

$$M^2 c^4 = E^2 - c^2 p^2$$

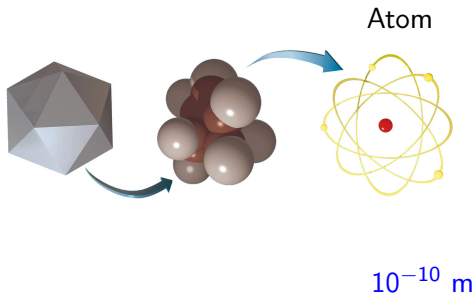
dla pojedynczej cząstki $M \equiv m$

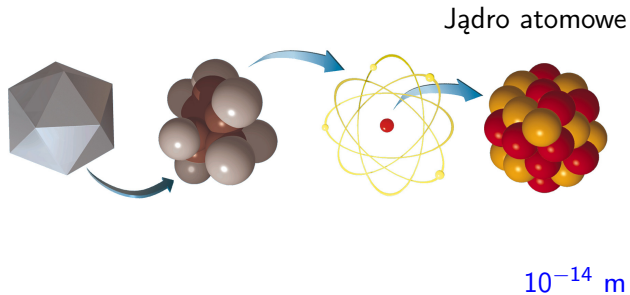
- 1 Dynamika relatywistyczna
- 2 Budowa materii**
- 3 Natura światła
- 4 Pozytonowa tomografia emisyjna

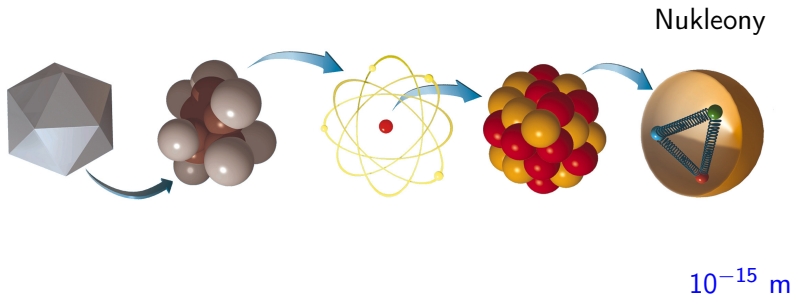
Cząsteczka

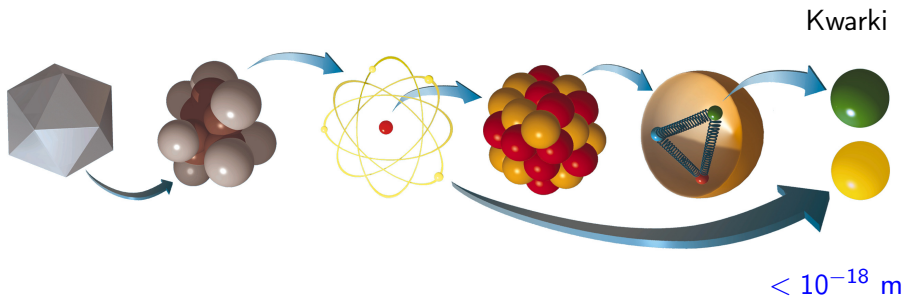


10^{-9} m









Obecnie za najbardziej fundamentalne, niepodzielne składniki materii uważamy **kwarki** i **leptony**.

Fermiony

Świat “codzienny”: 3 “cegiełki” (elektron oraz kwarki u i d)

	leptony	kwarki	
	e elektron	d down	u up
ładunek [e]	-1	-1/3	+2/3

Fermiony

Świat “codzienny”: 3 “cegietki” (elektron oraz kwarki u i d) + *neutrino*

	leptony		kwarki	
	e elektron	ν_e neutrino el.	d down	u up
ładunek [e]	-1	0	-1/3	+2/3

Fermiony

Świat “codzienny”: 3 “cegiełki” (elektron oraz kwarki u i d) + *neutrino*

Fizyka cząstek $\Rightarrow$ 12 fundamentalnych “cegiełek” materii, fermionów

	leptony		kwarki	
pokolenie 1	e <i>elektron</i>	ν_e <i>neutrino el.</i>	d <i>down</i>	u <i>up</i>
pokolenie 2	μ <i>mion</i>	ν_μ <i>neutrino mionowe</i>	s <i>strange</i>	c <i>charm</i>
pokolenie 3	τ <i>taon</i>	ν_τ <i>neutrino taonowe</i>	b <i>beauty</i> <i>(bottom)</i>	t <i>top</i> <i>(truth)</i>
ładunek [e]	-1	0	-1/3	+2/3

Fermiony

Świat “codzienny”: 3 “cegietki” (elektron oraz kwarki u i d) + *neutrino*

Fizyka cząstek $\Rightarrow$ 12 fundamentalnych “cegietek” materii, fermionów

	leptony		kwarki	
pokolenie 1	e <i>elektron</i>	ν_e <i>neutrino el.</i>	d <i>down</i>	u <i>up</i>
pokolenie 2	μ <i>mion</i>	ν_μ <i>neutrino mionowe</i>	s <i>strange</i>	c <i>charm</i>
pokolenie 3	τ <i>taon</i>	ν_τ <i>neutrino taonowe</i>	b <i>beauty</i> <i>(bottom)</i>	t <i>top</i> <i>(truth)</i>
ładunek [e]	-1	0	-1/3	+2/3

+ *anty-fermiony* (kolejnych 12)

Bozony

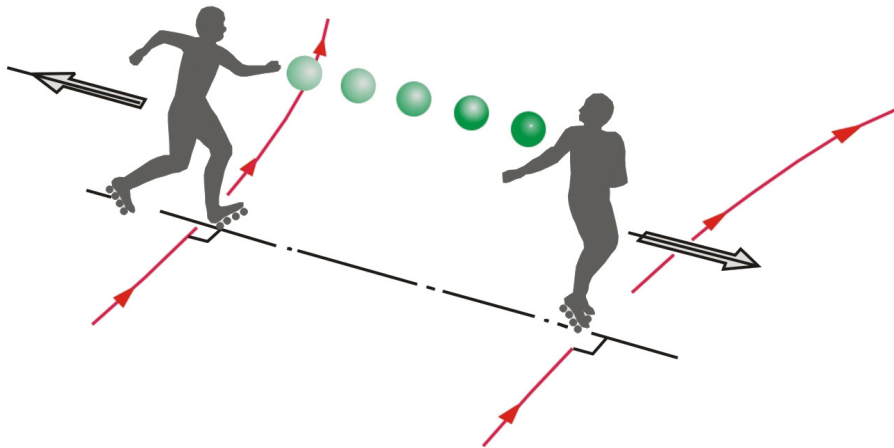
“Cegiełki” oddziałują ze sobą poprzez wymianę **nośników oddziaływań**
 Nośnik przekazuje część energii i/lub pędu jednej cząstki drugiej cząstce

<i>oddziaływanie</i>	<i>źródło</i>	<i>nośnik</i>	<i>moc</i>
grawitacyjne	masa	grawiton	G 10^{-39}
elektromagnetyczne	ładunek	foton	γ 10^{-2}
silne	“kolor”	gluony	g 1
słabe	“ładunek słaby”	“bozony pośredniczące”	$W^{\pm}, Z^0$ 10^{-7}

“moc” - przykładowe porównanie wielkości oddziaływań dla dwóch sąsiadujących protonów

Bozony

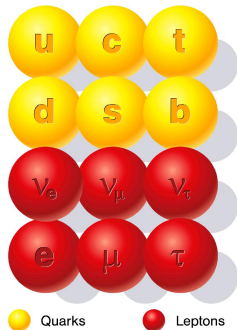
Klasyczny obraz opisu oddziaływania poprzez wymianę cząstek-nośników



Podsumowanie

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne**
w ramach tzw. **Modelu Standardowego fizyki cząstek**

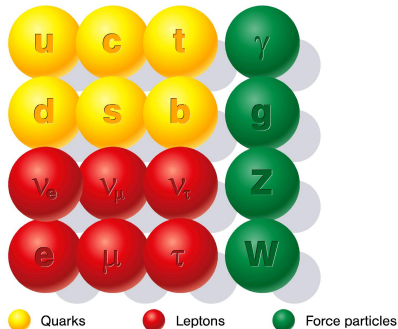
- cząstki materii
 kwarki i leptony



Podsumowanie

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne**
w ramach tzw. **Modelu Standardowego fizyki cząstek**

- cząstki materii
 kwarki i leptony
- nośniki oddziaływań
 γ , g , $W^\pm$ i Z^0

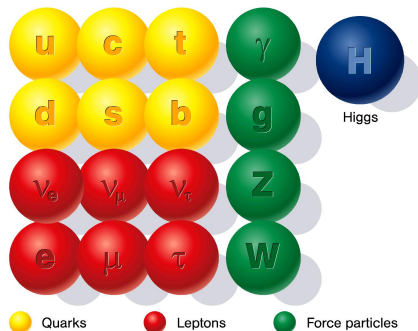


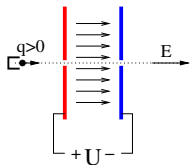
Podsumowanie

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne**
w ramach tzw. **Modelu Standardowego fizyki cząstek**

- cząstki materii
 kwarki i leptony
- nośniki oddziaływań
 γ , g , $W^\pm$ i Z^0
- bozon Higgsa
 konieczny dla
 spójności modelu

“Nadaje masy”
wszystkim cząstkom





Naturalną jednostką energii w fizyce mikroświata jest **1 elektronowolt (1 eV)** - energia jaką zyskuje cząstka o ładunku **1 e** (ładunek elementarny) przy przejściu różnicy potencjału **1 V**.

$$1 e = 1.6 \cdot 10^{-19} C \Rightarrow 1 eV = 1.6 \cdot 10^{-19} J$$

$$\Delta E = U \cdot q \quad \text{Jednostki pochodne:}$$

$$1 keV = 10^3 eV, 1 MeV = 10^6 eV, 1 GeV = 10^9 eV.$$

Jednostkę energii możemy też przyjąć za jednostkę masy ($E = mc^2$)

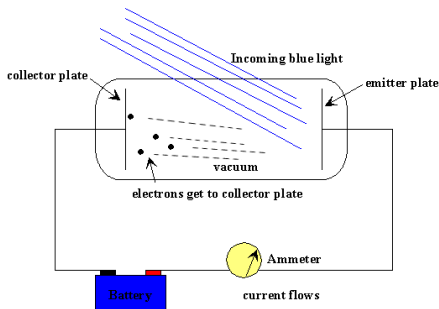
$$1 eV/c^2 = 1.8 \cdot 10^{-36} kg$$

elektron	e	511 keV/c ² (9.1 · 10 ⁻³¹ kg)	kwark	t	173 GeV/c ²
proton	p	938 MeV/c ² (1.7 · 10 ⁻²⁷ kg)	bozon	W [±]	80.4 GeV/c ²
neutron	n	940 MeV/c ²		Z ⁰	91.2 GeV/c ²

- 1 Dynamika relatywistyczna
- 2 Budowa materii
- 3 Natura światła**
- 4 Pozytonowa tomografia emisyjna

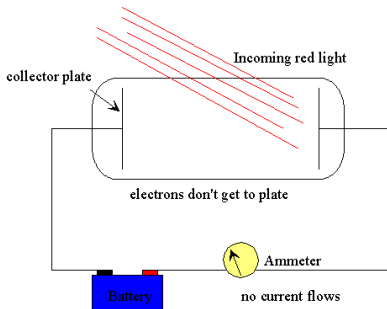
Efekt fotoelektryczny

Odkryty przez Hertza w 1887
W 1902 **Philipp Lenard** pokazał, że efekt fotoelektryczny obserwujemy tylko dla wybranych **długości fali** światła:



Efekt fotoelektryczny

Odkryty przez Hertza w 1887
W 1902 **Philipp Lenard** pokazał, że efekt fotoelektryczny obserwujemy tylko dla wybranych **długości fali** światła:



Efektu tego nie można było wytłumaczyć w oparciu o falową teorię światła!

Efekt fotoelektryczny

W roku 1905, Albert Einstein wysunął hipotezę, że światło jest strumieniem niepodzielnych **kwantów** energii, które dziś nazywamy **fotonami**.

Energia fotonu:

$$E_{\gamma} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$



Efekt fotoelektryczny

W roku 1905, Albert Einstein wysunął hipotezę, że światło jest strumieniem niepodzielnych **kwantów** energii, które dziś nazywamy **fotonami**.

Energia fotonu:

$$E_{\gamma} = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

Aby wybić elektron z metalu energia padającego fotonu, E_{γ} , musi być większa od tzw. **pracy wyjścia**
 $\Rightarrow$ zależność od długości fali światła

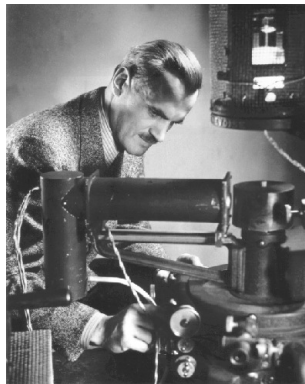
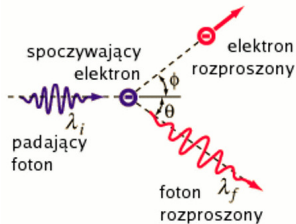
$$E_{\gamma}^{\text{blue}} > E_{\gamma}^{\text{green}} > E_{\gamma}^{\text{red}}$$



Arthur Compton 1923

Rozpraszanie promieniowania X na kryształach

⇒ fotony rozpraszają się na
quasi-swobodnych elektronach



Compton wykazał, że fotony niosą nie tylko **energię**, ale i **pęd**

⇒ zachowują się jak “zwykłe” **cząstki**

Foton jako cząstka

Wyrażenia na energię i pęd cząstki relatywistycznej ($E = \gamma mc^2$, $p = \gamma mv$) tracą sens zarówno dla $v = c$ jak i dla $m = 0$.

Ale to nie znaczy, że taka cząstka nie może być poprawnie opisana.

Wprost przeciwnie!

Foton jako cząstka

Wyrażenia na energię i pęd cząstki relatywistycznej ($E = \gamma mc^2$, $p = \gamma mv$) tracą sens zarówno dla $v = c$ jak i dla $m = 0$.

Ale to nie znaczy, że taka cząstka nie może być poprawnie opisana.

Wprost przeciwnie!

Jeśli cząstka pozbawiona jest masy (jak foton) musi poruszać się z prędkością światła $\Rightarrow$ Wtedy związek energii i pędu jest postaci: $E = pc$

Rozpraszanie Comptona

Foton jako cząstka

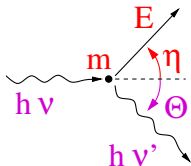
Wyrażenia na energię i pęd cząstki relatywistycznej ($E = \gamma mc^2$, $p = \gamma mv$) tracą sens zarówno dla $v = c$ jak i dla $m = 0$.

Ale to nie znaczy, że taka cząstka nie może być poprawnie opisana.

Wprost przeciwnie!

Jeśli cząstka pozbawiona jest masy (jak foton) musi poruszać się z prędkością światła $\Rightarrow$ Wtedy związek energii i pędu jest postaci: $E = pc$

Dla fotonu o częstości ν należy przyjąć $E_\gamma = h\nu$, $p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$



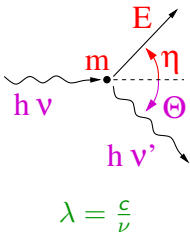
Zderzenie foton-elektron możemy “zwyczajnie” opisać z zasad zachowania (E , p - energia i pęd elektronu):

$$E : \quad h\nu + mc^2 = h\nu' + E$$

$$p_{\parallel} : \quad \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \eta$$

$$p_{\perp} : \quad 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta - p \sin \eta$$

Wzór Comptona



$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m}(1 - \cos \theta)}$$

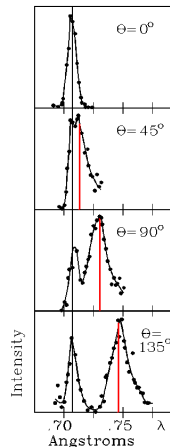
$$\lambda' = \lambda + \frac{h}{m c}(1 - \cos \theta)$$

$$\Delta \lambda = \lambda_c \cdot (1 - \cos \theta)$$

Comptonowska długość fali:

$$\lambda_c = \frac{h}{m c} = 2.43 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 2.43 \text{ pm}$$

odpowiada przesunięciu przy rozproszeniu pod kątem 90°



W podejściu klasycznym mamy dwa przypadki:

Ruchome źródło

Źródło o częstości ν poruszające się z prędkością v względem ośrodka.

Częstość dźwięku mierzona przez nieruchomego obserwatora:

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{v}{c}}$$

Ruchomy obserwator

Obserwator porusza się z prędkością v względem ośrodka i źródła dźwięku

Mierzona częstość:

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

Jeśli źródło i/lub obserwator poruszają się z dużymi prędkościami

⇒ należy uwzględnić dylatację czasu: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta)(1 + \beta)}}$

⇒ Pełna symetria !

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

Podejście “cząstkowe”

Wyrażenia na **relatywistyczny efekt Dopplera** (dla światła) wynikają wprost z **transformacji Lorentza** !

W układzie O' foton emitowany jest pod kątem θ' do osi X' :

$$E' = h\nu'$$

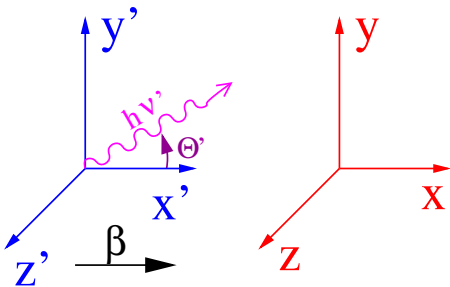
$$c p'_x = h\nu' \cos \theta'$$

$$c p'_y = h\nu' \sin \theta'$$

$$c p'_z = 0$$

W układzie O , z transformacji Lorentza:

$$\begin{aligned} h\nu = E &= \gamma E' + \beta \gamma p'_x \\ &= h\nu' \gamma (1 + \beta \cos \theta') \end{aligned}$$



Podejście “cząstkowe”

Wyrażenia na **relatywistyczny efekt Dopplera** (dla światła) wynikają wprost z **transformacji Lorentza** !

Otrzymujemy:

$$\nu = \nu' \gamma (1 + \beta \cos \theta')$$

Dla $\theta' = 0$ mamy:

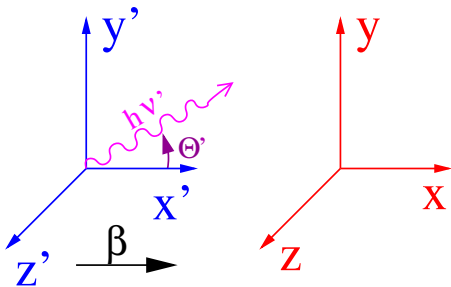
$$\nu = \nu' \frac{1 + \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \nu' \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

częstość (energia) rośnie

Dla $\theta' = \pi$ mamy:

$$\nu = \nu' \frac{1 - \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \nu' \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

częstość (energia) maleje



Rozkłady kątowe

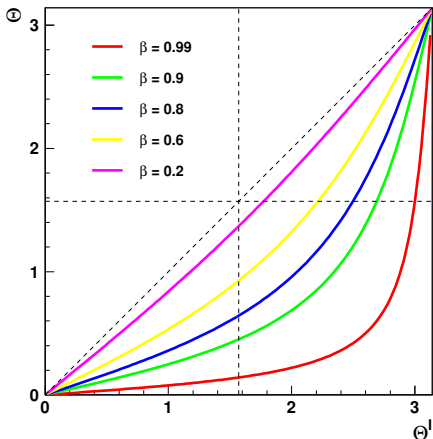
Foton emitowany pod kątem θ' w układzie poruszającego się źródła

Obserwowany kąt lotu fotonu:

$$\cos \theta = \frac{p_x}{E} = \frac{\beta + \cos \theta'}{1 + \beta \cos \theta'}$$

Dla $\theta' = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \cos \theta = \beta \Rightarrow \theta < \frac{\pi}{2}$

Izotropowe promieniowanie szybko poruszającego się ciała jest skolimowane w kierunku ruchu...



- 1 Dynamika relatywistyczna
- 2 Budowa materii
- 3 Natura światła
- 4 Pozytonowa tomografia emisyjna

Rozpad β^+

Odkryty przez Frederica and Irene Joliot-Curie w 1934. Przykładowo:



średni czas życia: 110 minut, energia rozpadu: 634 keV

Rozpad β^+

Odkryty przez Frederica and Irene Joliot-Curie w 1934. Przykładowo:



średni czas życia: 110 minut, energia rozpadu: 634 keV

Szybko poruszające się pozytony niechętnie anihilują w materii.

Najczęściej tracą wpierw energię na jonizację ośrodka i anihilują dopiero po zatrzymaniu, “w spoczynku”.

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma$$

Anihilacja w jeden foton nie jest możliwa! ($E = 2m_e c^2$, $p = 0$)

Rozpad β^+

Odkryty przez Frederica and Irene Joliot-Curie w 1934. Przykładowo:



średni czas życia: 110 minut, energia rozpadu: 634 keV

Szybko poruszające się pozytony niechętnie anihilują w materii.

Najczęściej tracą wpierw energię na jonizację ośrodka i anihilują dopiero po zatrzymaniu, “w spoczynku”.

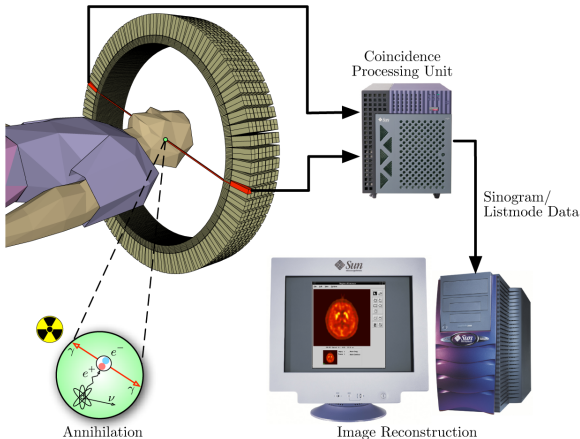


Anihilacja w jeden foton nie jest możliwa! ($E = 2m_e c^2$, $p = 0$)

Powstaje zawsze **para fotonów**, które muszą poruszać się dokładnie w przeciwnych kierunkach (“back-to-back”):

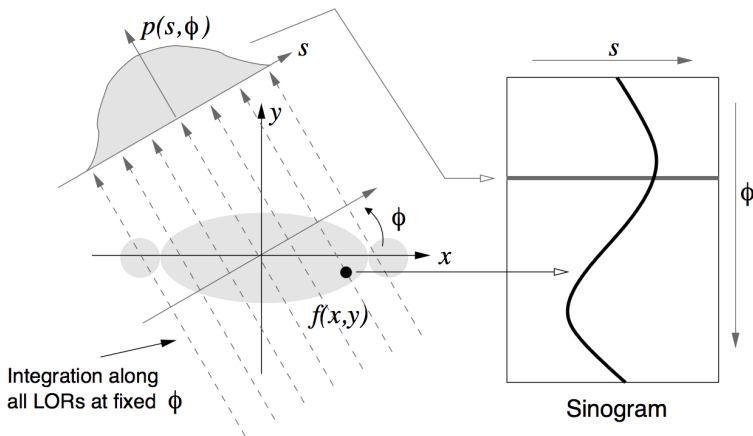
$$E_1 = E_2 = m_e c^2 \quad \vec{p}_1 = -\vec{p}_2$$

Po podaniu radiofarmaceutyka (np. fludeoksyglukoza z ^{18}F) rejestrujemy przypadki koincydencji dwóch wysokoenergetycznych fotonów

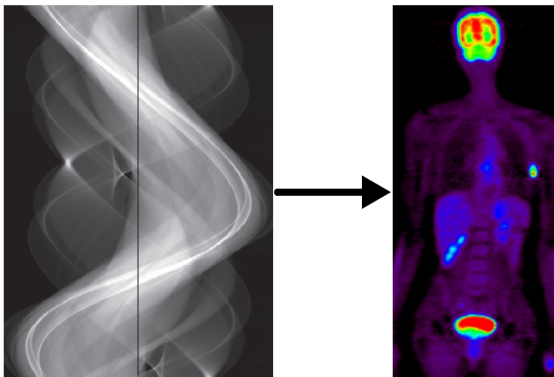


Wiemy, że rozpad ^{18}F nastąpił na linii łączącej punkty detekcji fotonów!

Rejestrując **miliony rozpadów** możemy otrzymać rozkład “linii odpowiedzi” (line of response - LOR) w przestrzeni opisujących je parametrów (s , ϕ)



Dedykowane algorytmy komputerowe rekonstruuja na tej podstawie rozkład źródeł emisji (podobnie jak w przypadku CT)



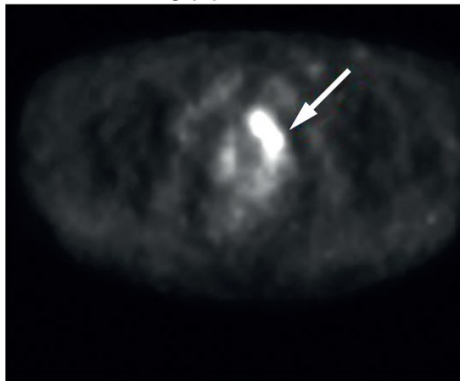
Musimy uwzględnić dodatkowe efekty: tło, pochłanianie i rozpraszanie fotonów, wydajność detektorów...

Obecnie najczęściej wykorzystuje się urządzenia hybrydowe PET+CT lub PET+MRI:

Obraz CT



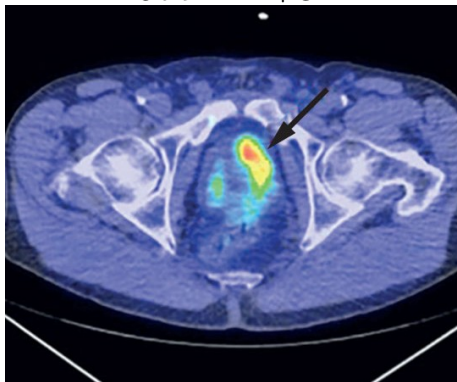
Obraz PET



M.A. Bjurlin et al., Nature Reviews Urology 12 (2015) 617

Obecnie najczęściej wykorzystuje się urządzenia hybrydowe PET+CT lub PET+MRI:

Obraz PET+CT



rak prostaty

M.A. Bjurlin et al., Nature Reviews Urology 12 (2015) 617