

LP07 – DYNAMIQUE RELATIVISTE.

1^{er} mai 2019

Lagoin Marc & Ramborghi Thomas

Niveau : L3

Commentaires du jury

- Des illustrations de physique moderne et/ou des situations réelles doivent être décrites et analysées.
- l'intérêt du formalisme quadrivectoriel doit être souligné
- l'intérêt de passer par le ref du centre de masse doit être souligné par exemple par la mise en évidence d'une énergie seuil dans une collision inélastique.
- invariance n'est pas égale à conservation

Bibliographie

- ✦ *Introduction à la relativité restreinte*, **Hladik, Chrysos**
- ✦ *Introduction à la relativité restreinte*, **Langlois**
- ✦ *Mécanique 1*, **BFR**

Prérequis

- Cinématique relativiste (transformation de Lorentz, espace de Minkowski, notion d'invariant relativiste, quadrivecteurs)

Table des matières

| | | |
|----------|--|----------|
| 1 | De la dynamique classique à la dynamique relativiste | 2 |
| 1.1 | Temps propre | 2 |
| 1.2 | Quadri-vecteur vitesse et quadri-vecteur énergie-impulsion | 2 |
| 1.3 | Principe fondamental de la dynamique relativiste | 3 |
| 2 | Collisions de particule | 4 |
| 2.1 | Effet Compton | 4 |
| 2.2 | Collision d'un méson π^- et d'un proton | 5 |
| 3 | Mouvement d'une particule dans un champ électromagnétique | 6 |
| 3.1 | Dans un champ électrique constant | 6 |
| 3.2 | Dans un champ magnétique | 7 |

Introduction

Nous avons vu dans le cours de cinématique relativiste que certains résultats de la mécanique de Newton (addition des vitesses) entraient en contradiction avec l'électrodynamique (les équations de Maxwell donnent la dynamique d'onde électromagnétique se déplaçant dans le vide à une vitesse constante c). Face à cette incompatibilité, Einstein proposa de modifier le modèle de Newton avec pour contrainte d'y inclure les équations de Maxwell. De plus, la théorie de la relativité restreinte doit converger à celle de Newton aux faibles vitesses devant c car dans ce cadre, les résultats obtenus par cette dernière collent bien à l'expérience.

Après avoir introduit les concepts de base de la nouvelle théorie, nous allons maintenant voir comment modifier le principe fondamental de la dynamique et s'en servir pour résoudre quelques problèmes nécessitant une approche relativiste.

1 De la dynamique classique à la dynamique relativiste

1.1 Temps propre

Nous avons vu qu'il existait en relativité restreinte une quantité qui était invariante sous l'action d'une transformation de Lorentz. Il s'agit par exemple de la norme du quadrivecteur position que nous avons appelé l'intervalle invariant d'espace-temps noté ΔS et qui était défini par :

$$\Delta S^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta L^2 \quad (1)$$

Nous avons défini le temps propre τ qui est le temps mesuré par la particule (dans son référentiel immobile). Si nous notons $d\tau$ la distance infinitésimale associée, nous pouvons la relier à dt mesurée dans un référentiel se déplaçant à la vitesse v par rapport au référentiel de la particule par :

$$d\tau = \frac{1}{\gamma} dt \quad \text{avec :} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2)$$

Le principe fondamental de la dynamique s'écrivant $\frac{d}{dt} \vec{P} = \vec{f}$, nous devons déterminer un équivalent de l'impulsion et de la force dans le formalisme relativiste (quadrivecteurs).

1.2 Quadrivecteur vitesse et quadrivecteur énergie-impulsion

De même qu'en mécanique newtonienne nous définissons une vitesse $\vec{v} = \frac{d}{dt} \vec{x}$ à partir de la position \vec{x} , nous allons définir ici la quadri-vitesse par :

$$\mathcal{V}^\mu = \frac{d\mathcal{X}^\mu}{d\tau} \quad \text{avec :} \quad \mu \text{ un indice égal à } t, x, y \text{ ou } z \quad (3)$$

Ce nouvel objet se transforme comme le quadrivecteur position \mathcal{X}^μ , à savoir par transformation de Lorentz :

$$\mathcal{V}^\mu = \Lambda^\mu_\nu \mathcal{V}^\nu \quad (4)$$

Rappelons que dans le cas général, Λ est une combinaison de rotations et de boost.

Réécrivons la quadri-vitesse en faisant apparaître la vitesse de notre particule de masse m :

$$\mathcal{V} = \begin{pmatrix} c \frac{dt}{d\tau} \\ \frac{d\vec{x}}{d\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma c \\ \gamma \vec{v} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Si nous calculons la norme de ce vecteur, nous obtenons :

$$\mathcal{V}^\mu \mathcal{V}_\mu = \mathcal{V}^\mu g_{\mu\nu} \mathcal{V}^\nu = c^2 \quad (6)$$

Si nous calculons la norme de ce vecteur après transformation de Lorentz, nous retrouvons le même résultat ; ce qui nous indique qu'il s'agit bien d'un invariant relativiste. Si nous écrivons ce vecteur dans le référentiel de la particule, nous remarquons que $\gamma \rightarrow 1$ lorsque $\vec{v} \rightarrow 0$. Il s'agira donc de la manipulation que nous devons effectuer lorsque nous voulons savoir si les résultats trouvés dans le cadre de la relativité restreinte sont compatibles avec ceux de la

mécanique Newtonienne.

Maintenant que nous avons défini un équivalent à la vitesse classique, nous n'avons pas de masse à définir la quadri-impulsion en multipliant par la masse :

$$\mathcal{P} = m\mathcal{V} = \begin{pmatrix} \gamma m c \\ \gamma m \vec{v} \end{pmatrix} \quad (7)$$

En prenant la première composante et en effectuant un développement de Taylor dans le cas où le rapport $\frac{v}{c}$ est petit devant un, nous obtenons :

$$\mathcal{P}^0 = \frac{1}{c} \left(m c^2 + \frac{1}{2} m v^2 + O(\beta^4) \right) \quad \text{avec :} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (8)$$

Le premier terme correspond à l'énergie de repos de la particule (à vitesse nul) appelé énergie de masse (le fameux $E = mc^2$). Il nous montre que la masse m d'une particule peut être vu comme de l'énergie et peut donc se convertir en une autre forme d'énergie à priori (accélérateur de particule). Le second terme est l'énergie cinétique de la particule.

Nous sommes donc invités à penser que la somme des termes dans la parenthèse représente donc l'énergie totale du système E qui s'écrit donc :

$$E = \gamma m c^2 \quad (9)$$

Si nous calculons la norme de notre quadrivecteur dans le référentiel de la particule de masse m , nous obtenons :

$$\mathcal{P}^\mu \mathcal{P}_\mu = m^2 c^2 \quad (10)$$

Il s'agit ici d'un invariant relativiste. Par conséquent, nous devons trouver le même résultat dans un référentiel mobile à la vitesse v . D'où le résultat :

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (11)$$

En physique classique, nous avons 3 grandeurs conservées : la masse, l'énergie et l'impulsion. La formule obtenue ici est une généralisation dans le cas relativiste en un principe de conservation unique.

Remarque qui claque : Appliquons ce résultat au photon. Par définition : $\mathcal{P} = m\mathcal{V}$ et la norme de ce vecteur est une constante. Par conséquent, puisque $m \rightarrow 0$ alors $\mathcal{V} \rightarrow \infty$. Le photon ne possède pas de référentiel propre dans lequel il est au repos ! On dit byebye au problème de Newton !

1.3 Principe fondamental de la dynamique relativiste

Si nous définissons le quadrivecteur force \mathcal{F} par :

$$\mathcal{F} = \begin{pmatrix} \mathcal{F}^0 \\ \gamma \vec{f} \end{pmatrix} \quad (12)$$

Le principe fondamentale de la dynamique s'écrit alors :

$$\frac{d}{d\tau} \mathcal{P} = \mathcal{F} \quad (13)$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{d}{d\tau} \vec{p} = \gamma \vec{f} \quad \text{d'où :} \quad \gamma \frac{d}{dt} \vec{p} = \gamma \vec{f} \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt} \vec{p} = \vec{f} \quad \text{avec} \quad \vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad (15)$$

ici $\gamma(v)$ donc $\vec{f} = \gamma m \frac{d}{dt} \vec{v} + m \vec{v} \frac{d}{dt} \gamma$. Nous en déduisons qu'en relativité restreinte, l'accélération et la force ne sont généralement plus colinéaire contrairement à la mécanique classique.

Essayons maintenant de ré-exprimer \mathcal{F}^0 en fonction de la vitesse de la particule et de la force extérieur agissant dessus. D'une part :

$$\mathcal{F}^0 = \gamma \frac{1}{c} \frac{dE}{dt} = \gamma m c \frac{d\gamma}{dt} = \frac{\gamma^4}{c} m \vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (16)$$

D'autre part :

$$\vec{f} \cdot \vec{v} = \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{v} = \frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) \cdot \vec{v} = \gamma^3 m \vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (17)$$

$$\text{On en déduit : } \mathcal{F}^0 = \frac{\gamma}{c} \vec{f} \cdot \vec{v} \longrightarrow \frac{dE}{dt} = \vec{f} \cdot \vec{v}$$

Le membre de droite est la puissance associée à la force s'exerçant sur notre système. par conséquent E s'apparente bien à l'énergie du système.

Maintenant que nous avons posés les bases de la dynamique relativiste, nous allons pouvoir l'appliquer à un exemple concret, la collisions de particules.

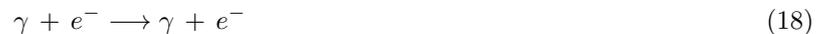
2 Collisions de particule

La collision entre différentes particules est souvent difficile à modéliser. Heureusement pour nous, les lois de conservations nous fournissent des relations entre l'état initial et final du système si bien que nous ne sommes pas obligé de réfléchir aux interactions entre particules au cours de la collision.

Nous distinguons les collisions dites élastiques dans lesquelles la nature des particules n'est pas modifiée des collisions inélastiques dans lesquelles l'état interne des particules à changé.

2.1 Effet Compton

Le premier exemple que nous allons traité ici est un phénomène qui permis en 1922 de, non seulement de vérifier les résultats prévus par la relativité restreinte, mais également de confirmer la dualité onde-corpuscule de la lumière. Il s'agit de l'effet Compton ; c'est à dire la diffusion de photons sur des électrons. La réaction associée est la suivante :



Nous considérerons qu'avant et après la collision les particules constituant notre système ne sont soumis à aucune force extérieure. Par soucis de simplicité, nous nous placerons dans un référentiel dans lequel l'électron est initialement au repos. L'impulsion du photon incident est notée $\vec{p}_{\gamma i}$, celle du photon diffusé $\vec{p}_{\gamma s}$ et celle de l'électron après collision \vec{p}_e . Nous définissons également les angles θ et φ les angles entre $\vec{p}_{\gamma i}$ et, respectivement $\vec{p}_{\gamma s}$ et \vec{p}_e . Une figure résumant les notations est donnée est figure 1.

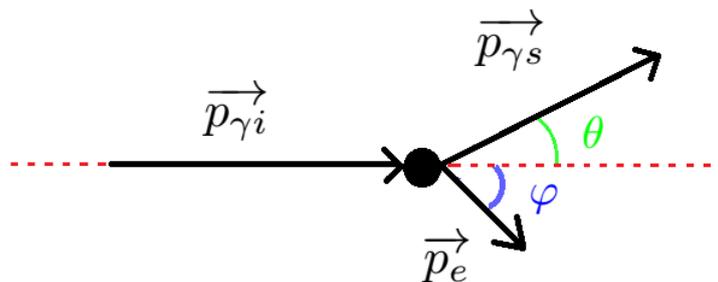


FIGURE 1 – Schéma donnant les notations utilisées pour l'étude de l'effet Compton.

La conservation de la quadri-impulsion totale 2 permet d'obtenir 2 relations :

- Si nous imposons que l'énergie totale soit conservée, nous obtenons la relation :

$$p_{\gamma i} + m_e c^2 = p_{\gamma s} + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2} \quad (19)$$

- Si nous imposons que l'impulsion totale soit conservée, nous obtenons :

$$p_{\gamma i} = p_{\gamma s} \cos(\theta) + p_e \cos(\varphi) \quad \text{et} : \quad 0 = p_{\gamma s} \sin(\theta) - p_e \sin(\varphi) \quad (20)$$

L'objectif est maintenant est de jouer avec les équations 19 et (20) afin d'obtenir une relation ne dépendant plus que des caractéristiques des photons ($p_{\gamma i}$, $p_{\gamma s}$ et θ). À l'aide des équations (20) nous obtenons :

$$p_e = (p_{\gamma i} - p_{\gamma s} \cos(\theta))^2 + p_{\gamma s}^2 \sin^2(\theta) \quad (21)$$

Nous pouvons alors injecter le résultat obtenu dans l'équation 19 et l'élever au carré. Nous obtenons :

$$c^2 (p_{\gamma i} - p_{\gamma s})^2 + m_e^2 c^4 + 2 c m_e (p_{\gamma i} - p_{\gamma s}) = c^2 (p_{\gamma i}^2 + p_{\gamma s}^2 + 2 p_{\gamma i} p_{\gamma s} \cos(\theta)) + m_e^2 c^4 \quad (22)$$

S'ensuit des étapes de simplification :

$$2 c m_e (p_{\gamma i} - p_{\gamma s}) = 2 p_{\gamma i} p_{\gamma s} (1 + \cos(\theta)) \quad (23)$$

$$2 c m_e \left(\frac{1}{p_{\gamma s}} - \frac{1}{p_{\gamma i}} \right) = (1 + \cos(\theta)) \quad (24)$$

Finalement nous obtenons :

$$\lambda_{\gamma s} - \lambda_{\gamma i} = \frac{2 h}{m_e c} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (25)$$

Où nous nous sommes servis de : $\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{1 + \cos(\theta)}{2}$ et de $p_{\text{photon}} = \frac{h}{\lambda_{\text{photon}}}$.

Compton réalisa cette expérience en 1922 par bombardement d'une cible de graphite par des rayons X, suite à ces prédictions et retrouva la loi 25 tel que le prévoit la relativité restreinte et la dualité onde-corpuscule.

2.2 Collision d'un méson π^- et d'un proton

Comme exemple de collision inélastique, nous allons prendre la collision d'un méson π^- arrivant sur un proton. Après collision sont créé un baryon Λ° et un méson K° . La réaction s'écrit :



Remarque qui claque : Un œil aguerrit aura remarqué que l'étrangeté n'est pas conservée au cours de la réaction. Il s'agit d'une des caractéristiques de l'interaction faible contrairement à l'interaction forte et à l'interaction électromagnétique !

Nous définissons le référentiel R dans lequel le proton est immobile (les variables exprimées dans ce ref seront notées sans le '). Nous définissons également le référentiel du centre d'inertie des particules incidentes que nous noterons R' (les variables exprimées dans ce ref seront notées avec un exposant '). Par définition la somme des impulsions est nulle dans ce référentiel ; ce qui est très commode ! Notons que ce référentiel est aussi le référentiel du centre d'inertie des particules sortante par conservation de l'impulsion totale.

Par la conservation de l'énergie exprimée dans le ref R' , nous obtenons la relation :

$$E'_{\pi^-} + E'_p = E'_{K^\circ} + E'_{\Lambda^\circ} \quad (27)$$

Nous avons vu que la norme du quadri-vecteur énergie-impulsion était un invariant relativiste. Il doit donc posséder la même valeur dans les 2 ref définis précédemment. Nous allons donc nous servir de cette propriété pour obtenir de nouvelles relations.

Pour le méson π^- exprimé dans le ref R , cet invariant prend la forme :

$$m_{\pi^-}^2 c^4 = E_{\pi^-}^2 - c^2 p_{\pi^-}^2 \quad (28)$$

L'invariant associé au système initial s'écrit :

$$(E_{\pi^-} + m_p c^2)^2 - c^2 p_{\pi^-}^2 = (E'_{\pi^-} + E'_p)^2 \quad (29)$$

Ce qui se réécrit, grâce à 27 :

$$(E_{\pi^-} + m_p c^2)^2 - c^2 p_{\pi^-}^2 = (E'_{K^\circ} + E'_{\Lambda^\circ})^2 \quad (30)$$

En développant et en substituant $c^2 p_{\pi^-}^2$ avec l'équation 28, nous obtenons :

$$(E_{\pi^-}^2 + 2m_p c^2 E_{\pi^-} + m_p^2 c^4) - E_{\pi^-}^2 - m_{\pi^-}^2 c^4 = (E'_{K^0} + E'_{\Lambda^0})^2 \quad (31)$$

Ce qui nous permet enfin d'obtenir l'expression l'énergie du méson incident π^- :

$$E_{\pi^-} = \frac{(E'_{K^0} + E'_{\Lambda^0})^2 - (m_p^2 c^4 + m_{\pi^-}^2 c^4)}{2m_p c^2} \quad (32)$$

Puisque l'énergie du proton dans le ref R est fixée, nous pouvons déterminer l'énergie minimal que doit posséder le méson incident pour que la réaction est lieux. Elle correspond à la configuration où les particules produites n'ont pas d'énergie autre que leur énergie de masse (vitesse nulle). Nous trouvons que cette énergie seuil est :

$$E_{\pi^-}^{min} = \frac{(m_{K^0}^2 c^4 + m_{\Lambda^0}^2 c^4)^2 - (m_p^2 c^4 + m_{\pi^-}^2 c^4)}{2m_p c^2} \quad (33)$$

Application numérique : les masses des différentes particules intervenant dans la réaction sont : $m_p = 938,3 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$, $m_{\pi^-} = 139,6 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$, $m_{K^0} = 497,8 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$ et $m_{\Lambda^0} = 1115,6 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$.

En effectuant le calcul, nous trouvons que l'énergie minimale du méson incident doit être $E_{\pi^-}^{min} = 907,6 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$. Pour nous rendre compte à quoi correspond cette énergie, nous pouvons calculer la vitesse minimale à laquelle doit arriver le méson. Nous nous servons pour cela des relations :

$$E_{\pi^-}^2 - m_{\pi^-}^2 c^4 = p_{\pi^-}^2 c^4 \quad \text{et} : \quad p_{\pi^-}^2 = (\gamma m_{\pi^-} v_{\pi^-})^2 \quad (34)$$

Nous trouvons une vitesse $v_{\pi^-} = 0,989 c$! En pratique il faut être bien au dessus de cette énergie minimale.

Ce résultat est cohérent avec la vitesse des particules accélérées par le LHC qui atteint 99,9999991% de la vitesse de la lumière (valeur prise sur le site officiel du LHC).

La valeur de la vitesse annoncée est colossale. Comment pouvons-nous provoquer de telles collisions expérimentalement ? Ceci sera l'objet de notre dernière partie.

3 Mouvement d'une particule dans un champ électromagnétique

3.1 Dans un champ électrique constant

Cette sous-section traite des particules chargées soumis à un champ électrique constant. Il s'agit du principe de base des accélérateur de particule linéaire.

Nous considérons une particule de masse m et de charge q se déplaçant dans un champ \vec{E} orienté suivant \vec{e}_x . Elle subis une force de la forme :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \vec{E} \quad (35)$$

À l'instant initial (choisis arbitrairement) $t = 0$, la particule se meut à une vitesse v_0 . Nous définirons le \vec{e}_y tel que v_0 soit dans le plan OXY . Nous obtenons alors les équations :

$$\begin{aligned} p_x &= q E t + p_{0x} \\ p_y &= p_{0y} \\ p_z &= 0 \end{aligned}$$

Nous avons vu que l'énergie totale d'une particule s'écrit : $E = \gamma m c^2$ et son impulsion est de la forme : $p_i = \gamma m v_i$.

D'où :

$$v_i = \frac{p_i c^2}{E} \quad (36)$$

En utilisant l'équation de conservation de l'énergie : $E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 \left((q E t + p_{0x})^2 + p_{0y}^2 \right)}$, nous obtenons finalement :

$$v_x = \frac{c(qEt + p_{0x})}{\sqrt{m^2 c^2 + (qEt + p_{0x})^2 + p_{0y}^2}}$$

$$v_y = \frac{cp_{0y}}{\sqrt{m^2 c^2 + (qEt + p_{0x})^2 + p_{0y}^2}}$$

Dans le cas simple où le champ \vec{E} est imposé suivant v_0 , nous obtenons la formule simplifiée suivante :

$$v(t) = \frac{cqEt}{\sqrt{m^2 c^2 + (qEt + p_{0x})^2}} \quad (37)$$

Il s'agit d'une courbe qui tend asymptotiquement vers c ; ce qui est observé expérimentalement. Il faut pour cela construire de très long accélérateur linéaire tel que celui de Stanford d'une longueur de 3,05km permettant aux électrons d'atteindre une énergie cinétique de 50GeV soit la vitesse annoncée précédemment.

Pour atteindre des énergies encore plus importantes, les particules peuvent être forcées à subir un mouvement circulaire et ainsi passer un grand nombre de fois dans une zone réduite où règne un fort champ électrique. Nous atteignons alors les longueurs colossales. Nous avons vu cependant que le champ électrique ne permettait de dévier le faisceau. Il faut donc passer par un champ magnétique. L'interaction de ce champ avec une particule chargée sera l'objet de notre prochaine sous-partie.

3.2 Dans un champ magnétique

Une particule de masse m et de charge q se déplaçant à la vitesse \vec{v} dans un champ magnétique \vec{B} subit une force de Lorentz. L'équation du mouvement s'écrit donc :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (38)$$

Notons que la force est constamment orthogonal à la vitesse par conséquent le travail associé est nul. Ce champ n'apporte pas d'énergie aux flux de particules et sert uniquement à le réorienter. Par conséquent l'énergie cinétique (et la norme de la vitesse en conséquence) est constante donc γ . Nous pouvons donc réécrire l'équation précédente de la même forme que le cas classique, à savoir :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \omega_c \vec{v} \wedge \vec{e}_B \quad (39)$$

où ω_c est appelée la pulsation cyclotron. La différence notable par rapport au cas classique est que cette grandeur pendant du temps.

Annexe

Attention : les expériences de Michelson et Morley réalisées entre 1881 et 1887 doivent être connues. Il s'agit d'un classique incontournable! Pour un petit récap voir wikipédia qui fait le job.

Caractéristiques principales les particules rencontrées pendant la leçon

- Le pion π^- : c'est un méson (quark + anti-quark) est composé un quark down et un anti-up. Son antiparticule associée est le pion π^+ . Il possède un spin nul, une masse d'environ $139,6 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$, d'une charge $-e$ et une durée de vie d'environ $2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$.
- Le kaon K^0 : c'est également un méson composé d'une combinaison linéaire des quarks down et strange ($\frac{1}{\sqrt{2}}$ (down anti-strange + anti-down strange)), de spin 0, de masse $497,7 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$, de charge nulle et de durée de vie $0,89 \cdot 10^{-10} \text{ s}$.
- Le baryon Λ^0 : c'est un baryon (3 quarks ou 3 anti-quarks) composé d'un quark up, un quark down et un quark strange, de spin $\frac{1}{2}$, de masse $1115,7 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$, d'une charge nulle et d'une durée de vie d'environ $2,63 \cdot 10^{-10} \text{ s}$.

Historique sur la physique de particule

- 1898 : Découverte de l'électron par JJ Thomson : la première particule
- 1909 : Expérience de Rutherford
- 1919 : Découverte du proton (E. Rutherford)
- 1923 : Découverte de l'effet Compton (les électrons et les photons peuvent interagir, les photons sont des particules)
- 1931 : Découverte du positron par C.D Anderson avec une chambre à brouillard
- 1930 : Premier accélérateur de particules, cyclotron d'E.O Lawrence (80keV)
- 1932-1940 : Découvertes du neutrons, du muon et du pion
- 1946-1950 : Formulation de la théorie quantique de l'électromagnétique (QED)
- 1951 : Découverte du quarks stranges
- 1956 : Découverte de la violation de la parité
- 1964 : Découverte de la violation de CP
- 1967 : Unification des forces électromagnétiques et faible \rightarrow début du modèle standard
- 1983 : Découverte des bosons W et Z au CERN
- 2008 : Mise en fonction du LHC.
- 4 juillet 2012 : Observation des produits de désintégration du bosons de Higgs au LHC par les détecteurs Atlas et Cms