

Que signifie G-2 dans l'expérimentation du 07.04.2021 au Fermilab ?

Introduction :

Depuis de nombreuses années les physiciens, les mathématiciens et les scientifiques qui sont spécialisés dans la physique quantique et dans le domaine de la science des particules élémentaires de la matière effectuent des recherches, des expérimentations et des mesures sur l'anomalie du moment magnétique du muon. Le Fermilab (USA) vient de publier les premiers résultats de l'expérimentation G-2 du 07 avril 2021 sur les mesures de l'anomalie du moment magnétique du muon. Ces résultats confirmeraient une certaine mise à l'épreuve du modèle standard des particules élémentaires de la matière, ce qui amènerait les scientifiques à définir une nouvelle physique et de devoir compléter le modèle standard par des nouvelles particules à découvrir ou par des nouvelles lois à définir dans le domaine de la physique quantique afin de résorber un possible désaccord entre le modèle standard et le comportement réel de la nature.

Qu'est-ce qu'un muon ? Il s'agit d'une particule élémentaire de la matière qui a des propriétés semblables à celles de l'électron mais qui a une masse plus élevée (207 fois plus grande) que celle de l'électron. C'est la raison pour laquelle on appelle le muon « électron lourd ». Le muon a une charge négative identique à celle de l'électron.

Où trouve-t-on des muons ? Ceux-ci sont produits lorsque les rayons cosmiques à haute énergie viennent bombarder la haute atmosphère de notre planète Terre. Au point d'impact d'un rayon cosmique constitué de particules (protons) sur la haute atmosphère, il y a production d'une gerbe de toute une série de particules élémentaires de la matière. Une partie de ces particules se désintègrent en émettant des photons et d'autres particules se désintègrent en muons et en neutrinos. Les muons ont une durée de vie très courte de l'ordre de 2,2 μ s. Toutefois, les muons produits dans la haute atmosphère ont une grande énergie à telle enseigne que l'on peut les observer à la surface de la terre au moyen de détecteurs à muons.

Dans les expérimentations des grands laboratoires de ce monde, c'est-à-dire les accélérateurs de particules, on peut reproduire l'apparition et ensuite la désintégration de particules de la matière en les mettant en collisions entre elles avec une très haute énergie. Il en résulte la création de toutes pièces de nouvelles particules de matière qui ont des durées de vie plus ou moins courte et que l'on parvient à détecter au moyens de capteurs spécialisés qui sont reliés à un central informatique de très grande puissance d'enregistrement et de calcul.

Lorsqu'on évoque une désintégration de particule, il y a lieu d'éviter un abus de langage. Lors d'une collision de particules dans un accélérateur, par exemple des protons, on n'obtient pas après collision des morceaux de protons mais bien toute une série de nouvelles particules qui sont créées de toute pièces à partir de l'énergie acquise par les protons lors de leur accélération. Hé oui, il y a moyen de créer de toutes pièces de la matière seulement à partir d'énergie, certes une très grande énergie. Pour vous en convaincre, je vous invite à lire l'article technique que j'ai rédigé sur le sujet de l'équation d'Einstein $E = mc^2$.

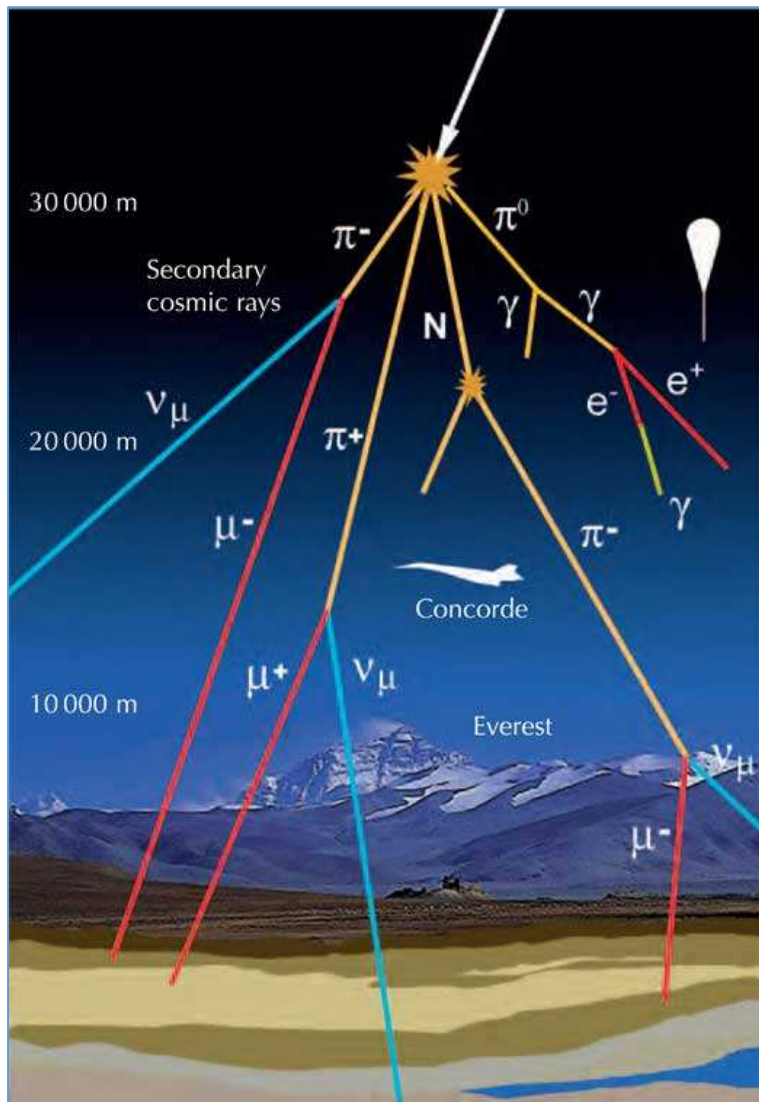


Fig. 1 : Gerbe de particules créées à partir du point d'impact d'un rayon cosmique dans la haute atmosphère terrestre avec apparition de muons, de neutrinos et d'autres particules. Source : illustration de Francisco Barradas-Solas et préparée par Alberto Izquierdo ; Francisco Barradas-Solas est professeur et chercheur dans l'enseignement des éducateurs et travaille actuellement au Consejería de Educación, Comunidad de Madrid.

Lorsqu'on évoque des désintégrations de particules élémentaires, il s'agit de celles qui ont été créées de toutes pièces lors d'une collision dans un accélérateur et dont la durée de vie de ces particules est très courte. Parfois, on appelle ces particules des particules virtuelles du fait de leur durée de vie très courte et du fait qu'on ne les rencontre pas dans un état stable d'une manière naturelle dans la matière physique et concrète que nous observons dans la vie de tous les jours. Et pourtant, ces particules de matière à la durée de vie très courte, elles existent bel et bien, cela a été prouvé par des prédictions théoriques qui ont été confirmées par des expérimentations dans des laboratoires. La dernière prédiction d'une nouvelle particule date de 1964 et dont la découverte a été confirmée en 2012 : il s'agit du boson de Brout-Englert-Higgs ou boson de Higgs en abrégé.

Grands laboratoires de ce monde avec des accélérateurs de particules :

Les laboratoires les plus connus et qui utilisent des accélérateurs de particules sont le LHC (*Large Hadron Collider*) de Genève (Europe), le BNL (*Brookhaven National Laboratory*) de Upton (NY Long Island USA) et le FNAL (*Fermi National Accelerator Laboratory*, en abrégé *Fermilab*) de Batavia (IL USA).

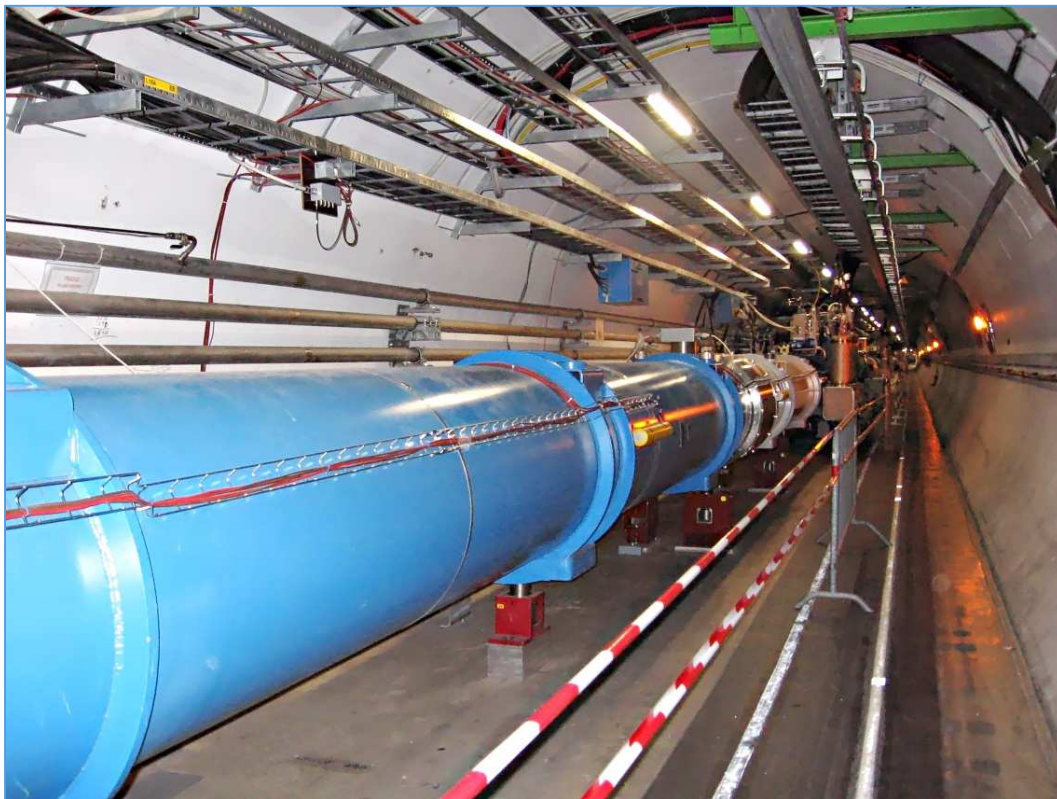


Fig. 2 : Tunnel du LHC (CERN) de Genève où l'on peut observer le tube contenant des aimants supraconducteurs. Source : Wikipédia.



Fig. 3 : Tunnel du BNL d'Upton. Cet accélérateur est en cours de reconversion pour devenir un collisionneur électron-ion. Source : Sciencemag.



Fig. 4 : Accélérateur du Fermilab préparé avec un nouvel aimant pour la réalisation de l'expérimentation G-2. Source : Fermilab.

Des particules élémentaires de matière et des particules élémentaires d'interactions :

La théorie de la physique quantique dans le domaine des particules élémentaires de la matière repose sur ce qu'on appelle le modèle standard des particules élémentaires. Le modèle standard a été construit à partir du début des années 1970 au fur et à mesure des découvertes à partir des recherches théoriques, des prédictions d'existence de particules et de la confirmation de l'existence de celles-ci par des expérimentations éprouvées. Une description de toutes les particules élémentaires sera esquissée plus loin dans le texte de cet article technique.

Le modèle standard repose aussi sur les quatre forces fondamentales de la nature connues à ce jour et qui existent sous la forme de particules élémentaires d'interactions entre les particules élémentaires de la matière. Il s'agit de la force électromagnétique, la force nucléaire faible et la force nucléaire forte. Il y a lieu de rajouter la force de gravitation qui agit de manière spectaculaire dans le monde macroscopique mais qui a une interaction pratiquement négligeable au niveau microscopique, c'est-à-dire au niveau des particules élémentaires.

La force électromagnétique est relativement intuitive pour nous tous lorsqu'on évoque les aimants, les boussoles, les électroaimants, les corps chargés d'électricité statique, les ondes radios et la lumière. Le champ magnétique et le champ électrique sont indissociables pour former le champ électromagnétique lorsqu'on évoque un rayonnement électromagnétique qui se propage ou une interaction électromagnétique entre des particules de matière. Le médiateur de la force électromagnétique au niveau des particules élémentaires est le photon. Le photon est donc une particule d'interaction qui caractérise la force électromagnétique. Le photon est de masse nulle et la force ou interaction électromagnétique est de portée infinie.

La force nucléaire faible est responsable de la désintégration radioactive des particules subatomiques qui sont les constituants de la matière (protons, neutrons, électrons) avec une dispersion d'autres particules de matière (muons et neutrinos) et aussi avec un rayonnement sous la forme d'autres particules qui sont les photons. La force nucléaire faible est aussi responsable de la fusion nucléaire dans les étoiles (nucléosynthèse). On évoque parfois la force électrofaible qui est une description unifiée de la force électromagnétique et de la force faible. L'interaction électrofaible est décrite à des niveaux d'énergie de l'ordre d'une centaine de GeV (Giga électron Volt) où la force électromagnétique et la force nucléaire faible interviennent avec le même ordre de grandeur. Les médiateurs de la force nucléaire faible sont les bosons intermédiaires W^+ , W^- et Z^0 . Ces bosons ont une masse relativement élevée ce qui explique que leur interaction avec les particules de matière a une portée très courte ; on peut évoquer une interaction pratiquement de contact.

La force nucléaire forte, parfois appelée force de couleur agit sur les particules élémentaires qui ont une charge de couleur (r rouge, v vert et b bleu), c'est-à-dire sur les quarks qui constituent les protons et les neutrons en associant trois quarks dont la somme des charges de couleur assure la neutralité de la charge de couleur du proton ou du neutron : $r + v + b = \text{blanc}$.

Cette force nucléaire forte maintient les quarks ensemble pour former les hadrons (confinement des quarks). Les hadrons sont des particules composites (et donc pas des particules élémentaires) qui se déclinent en deux sortes : les baryons qui sont composés de trois quarks (protons et neutrons) et les mésons qui sont composés d'une paire quark - antiquark. La neutralité de la charge de couleur dans les mésons est assurée par l'association d'une charge de couleur avec une charge d'anti-couleur dans la paire quark - antiquark.

La force nucléaire forte est aussi responsable de la cohésion des nucléons, c'est-à-dire les protons et les neutrons qui constituent le noyau de l'atome. En effet, les protons ont tous une charge positive et ont donc tendance à se repousser les uns les autres par la force de Coulomb (interaction électrique entre particules chargées). La force de gravitation entre les protons et les neutrons constituant le noyau d'un atome est tellement faible qu'elle ne parviendrait pas à vaincre la force de Coulomb. Seule la force nucléaire forte peut donc expliquer la cohésion qui existe au niveau du noyau d'un atome.

Les médiateurs de la force nucléaire forte sont les gluons. Ceux-ci possèdent une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Les gluons n'interagissent qu'avec les quarks et les particules composites constituées elles-mêmes de quarks. Les gluons interagissent avec les quarks par échange de charge de couleur et d'anti-couleur. Bien que les gluons aient une masse nulle, la portée de leur interaction est relativement faible et est de l'ordre de la taille du noyau d'un atome (10^{-15} m). Cette portée est cent fois plus élevée que celle de l'interaction faible (10^{-17} m). Les gluons subissent aussi eux-mêmes l'interaction forte, ce qui explique le phénomène de confinement des quarks.

Contrairement à la force électromagnétique et à la force nucléaire faible, la force nucléaire forte exerce une force d'attraction d'autant plus grande que la distance entre les quarks augmente (comme un ressort qui se tend). À l'opposé, lorsque les quarks sont très proches les uns des autres, la force de rappel entre quarks due à l'interaction avec les gluons, cette force disparaît presque complètement d'où l'on évoque le concept de liberté asymptotique entre les quarks confinés dans un hadron.

Modèle standard des particules élémentaires :

Dans cette partie, nous allons découvrir beaucoup de jolis noms de particules élémentaires. Pour la plupart d'entre vous, vous en reconnaîtrez plusieurs que vous connaissez déjà et qui vous sont très familières (par exemple l'électron, le photon, etc.). Certaines particules élémentaires vous paraîtront peut-être exotiques car vous les découvrirez pour la première fois, mais il faudra se résoudre à accepter l'existence prouvée de ces particules de matière et de ces particules d'interaction. Vous ne retiendrez pas tout en une fois, mais lorsque vous entendrez citer un de ces jolis noms dans un reportage ou dans une publication scientifique, vous aurez déjà une idée où cette particule élémentaire se situe dans le tableau du modèle standard.

Les particules de matière et les particules d'interaction sont classées d'une manière bien ordonnée dans le modèle standard des particules élémentaires. Il y a lieu de consulter à plusieurs reprises la figure ci-dessous (page suivante) pour pouvoir suivre plus facilement la description des particules élémentaires du modèle standard.

Les particules élémentaires de matière font partie de la famille des fermions et les particules d'interactions font partie de la famille des bosons, parfois appelés bosons vecteurs car ils sont les médiateurs des interactions (forces) ou appelés bosons de jauge lorsqu'on les évoque comme des particules virtuelles.

Dans la famille des fermions, on retrouve d'une part les leptons qui ont la caractéristique de pouvoir se déplacer librement dans l'espace et d'autre part les quarks qui sont « prisonniers » par le phénomène de confinement dans des particules composites (hadrons) constituées soit de trois quarks pour les baryons (protons, neutrons), soit d'une paire de quark - antiquark pour les mésons (pion, kaon, etc.).

Les fermions (particules de matière) se répartissent en trois générations :

- 1^{ère} génération : leptons et quarks qui existent dans un état stable et de manière réelle dans la matière ordinaire de la vie courante ; électron (e), neutrino électronique (ν_e) et quark up (u), quark down (d) ;
- 2^{ème} génération : leptons et quarks qui étaient présents lors du Big Bang de l'univers ; aujourd'hui on les retrouve dans les rayons cosmiques ou dans les gerbes créées par ceux-ci dans la haute atmosphère terrestre ; on peut recréer ces particules de toutes pièces dans les accélérateurs de particules où l'on recrée dans le présent les conditions qui existaient dans le passé lors du Big Bang de l'univers ; ces particules ont une masse plus élevée que celles de la 1^{ère} génération ; muon (μ), neutrino muonique (ν_μ) et quark charm (c), quark strange (s)
- 3^{ème} génération : leptons et quarks similaires à ceux de la 2^{ème} génération mais dont la masse est encore plus élevée ; tau (τ), neutrino tauique (ν_τ) et quark top (t) [découvert en 1995], quark bottom (b).

Les leptons chargés ont une charge électrique négative (e^- , μ^- , τ^-). Les leptons non chargés (neutrinos) n'ont pas de charge électrique (ν_e , ν_μ , ν_τ). Les quarks n'ont pas de charge électrique mais ont une charge de couleur (r , v , b).

Dans la famille des bosons vecteurs, parfois appelés bosons de jauge (particules d'interaction) ceux-ci se répartissent en trois catégories en fonction du type d'interaction qu'ils effectuent sur les particules de matière :

- boson vecteur de l'interaction électromagnétique ; photon (γ) de masse nulle ;
- boson vecteur de l'interaction nucléaire forte ; gluon (g) de masse nulle ;
- bosons vecteurs (recevant en outre l'appellation de bosons intermédiaires) de l'interaction nucléaire faible ; (W^+ , W^- , Z^0) dont les masses sont relativement élevées [découverts en 1983].

Enfin, le boson de Higgs (H) [découvert en 2012] qui est le quantum du champ de Higgs et qui est responsable de l'interaction des particules élémentaires avec le vide (qui du coup n'est pas vide) et qui donne une masse aux particules élémentaires en fonction de leur interaction qu'elles ont avec le champ scalaire de Higgs présent dans le vide. Il est à remarquer que les photons et les gluons n'ont aucune interaction avec le vide et n'ont donc pas de masse.

Selon les informations du CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), d'autres types de bosons de Higgs sont prédits par d'autres théories que celle du mécanisme de Brout-Englert-Higgs ; ces autres théories vont au-delà du modèle standard.

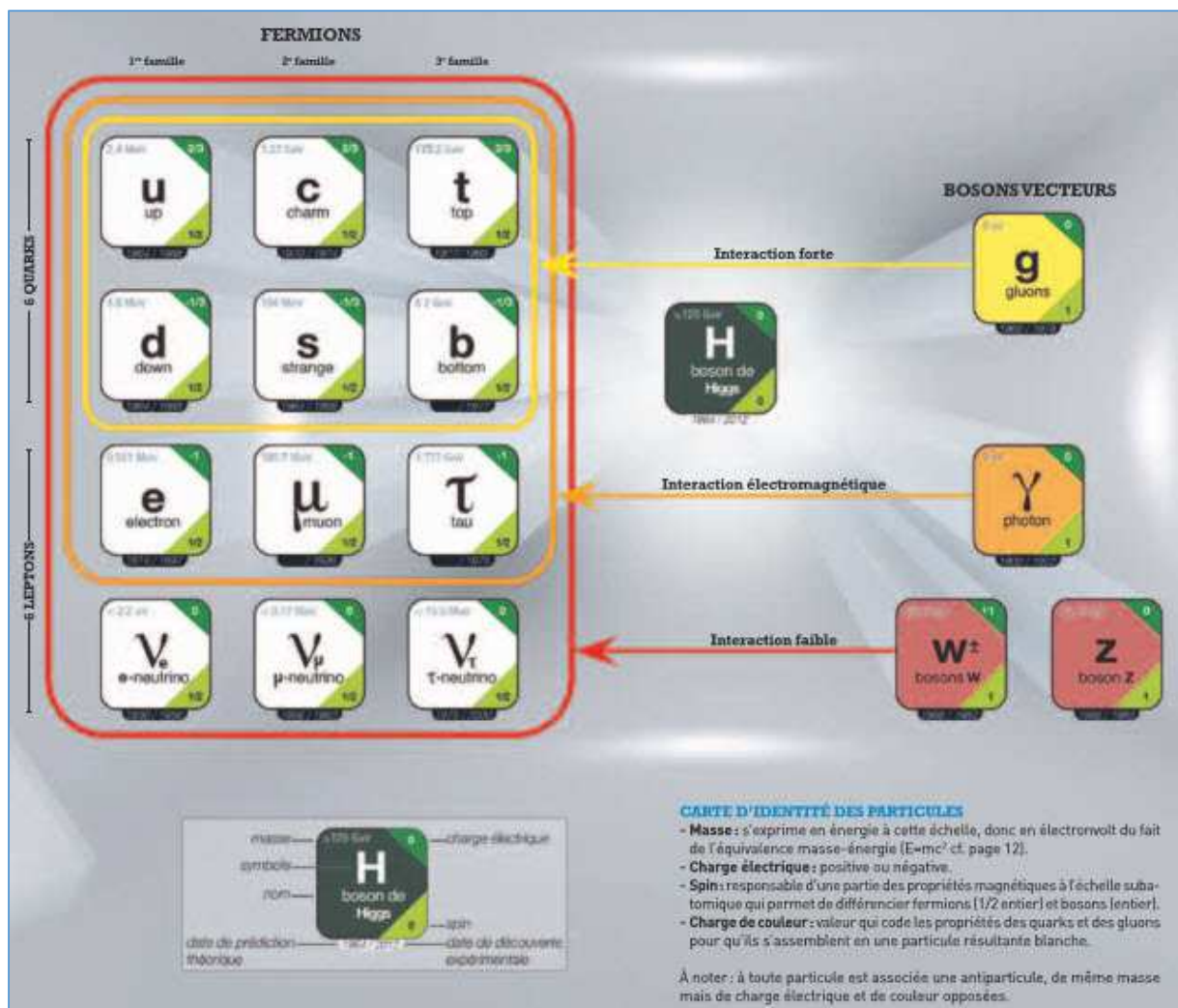


Fig. 5 : Modèle standard de la physique des particules. Source : graphisme CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives).

Matière et antimatière :

Toutes les particules de matière, c'est-à-dire les fermions et donc les leptons et les quarks possèdent leurs antiparticules. Par exemple, l'antiparticule d'un électron est un positon, l'antiparticule d'un quark est un antiquark. Comme il y a 12 particules parmi les fermions (6 leptons et 6 quarks), il y a donc 12 antiparticules. Si au lieu de regrouper 3 quarks comme dans un proton ou un neutron, on regroupe 3 antiquarks, alors on obtient un antiproton ou un antineutron. Les antiprotons et antineutrons forment des anti-noyaux et si l'on ajoute des antiélectrons (positons) à un anti-noyau, alors on obtient un antiatome. En théorie, le Big Bang de l'univers aurait synthétisé autant de matière que d'antimatière, hors on observe dans l'univers beaucoup moins d'antimatière que de matière. Heureusement car lorsqu'une particule rencontre une antiparticule, les deux s'annihilent avec une production d'énergie énorme. Cette différence de quantité de matière par rapport à la quantité d'antimatière reste un mystère de la science moderne.

Il est possible de créer des antiatomes dans les laboratoires, par exemple des antiélectrons (positons) dans la radioactivité bêta (β) et des antiprotons dans les accélérateurs de particules. On combine ensuite un antiélectron avec un antiproton pour créer ainsi un antiatome d'hydrogène.

Il est à remarquer que les bosons W^+ et W^- sont l'antiparticule l'un de l'autre et que le boson Z^0 est sa propre antiparticule.

Particules composites :

Les particules composites font partie de la famille des hadrons : les mésons sont formés d'une paire de quark - antiquark et les baryons sont formés de trois quarks. La matière que nous connaissons à l'état stable dans la nature est parfois appelée matière baryonique. Celle-ci est donc constituée de baryons qui associent trois quarks parmi les deux types de quarks qui sont stables, c'est-à-dire le quark up et le quark down. Il y a donc deux seules manières d'associer ces deux types de quarks par groupe de trois : d'une part deux quark up et un quark down pour former proton et d'autre part un quark up et deux quarks down pour former un neutron.

Il existe toute une série d'hadrons qui sont recréés dans les accélérateurs de particules, c'est-à-dire des mésons (paire quark - antiquark) et des baryons où interviennent des quarks de 1^{ère}, 2^{ème} et de 3^{ème} génération.

Parmi les mésons, ceux qui sont observés dans les gerbes des rayons cosmiques en haute atmosphère terrestre sont les pions (π). Ceux-ci existent sous trois formes : π^+ , π^- et π^0 . Les pions se composent de d'une paire de quark - antiquark up ou d'une paire de quark - antiquark down ou d'une paire de quark - antiquark du mélange up et down.

Il existe 6 types de quarks et 6 types d'antiquarks. En physique quantique, on n'évoque pas le terme « type » mais plutôt le terme « saveur ». Ainsi, on évoque les saveurs des fermions. Pour les leptons, il y a 6 saveurs (électron, muon, tau et les 3 neutrinos qui y sont associés) et pour les quarks il y a 6 saveurs (up, down, charm, strange, top, bottom). Comme un méson est formé d'une paire quark - antiquark et qu'il y a 6 saveurs de quarks, il y a plusieurs manières de les associer pour obtenir toute une série de familles de mésons qui portent chacun des jolis noms.

Famille de méson	Symbole	Paires quark - antiquark (u, d, s, c, t, b) - (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s} , \bar{c} , \bar{t} , \bar{b})
Pion	π^+	$u\bar{d}$
	π^-	$\bar{u}d$
	π^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$; superposition de paires quark - antiquark
Kaon	K^+	$u\bar{s}$
	K^-	$\bar{u}s$
	K^0	$d\bar{s}$
	K_S^0	$(d\bar{s} - s\bar{d})/\sqrt{2}$; superposition de paires quark - antiquark
	K_L^0	$(d\bar{s} + s\bar{d})/\sqrt{2}$; superposition de paires quark - antiquark
Êta	η^0	$(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$; superposition de paires quark - antiquark
	η'	$(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})/\sqrt{3}$; superposition de paires quark - antiquark
	η_c	$c\bar{c}$
	η_b	$b\bar{b}$
Rho	ρ^+	$u\bar{d}$
	ρ^-	$\bar{u}d$
	ρ^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$; superposition de paires quark - antiquark
Phi	ϕ	$s\bar{s}$
D	D^+	$c\bar{d}$
	D^-	$\bar{c}d$
	D^0	$c\bar{u}$
	\bar{D}^0	$\bar{c}u$
	D_s^+	$c\bar{s}$
	D_s^-	$\bar{c}s$
J/ψ	J/ψ	$c\bar{c}$
B	B^+	$u\bar{b}$
	B^-	$\bar{u}b$
	B^0	$d\bar{b}$
Upsilon	Υ	$b\bar{b}$

Il en va de même pour les baryons qui sont constitués de 3 quarks parmi les 6 saveurs de quarks : on retrouve toute une série de familles de baryons aux jolis noms.

Famille de baryon	Symbole	Trois quarks (u, d, s, c, t, b)
Proton	p	uud
Neutron	n	udd
Delta	Δ^{++}	uuu
	Δ^+	uud
	Δ^0	udd
	Δ^-	ddd
Lamda	Λ^0	uds
	Λ_c^+	udc
	Λ_b^0	udb
Sigma	Σ^+	uus
	Σ^0	uds
	Σ^-	dds
Xi	Ξ^0	uss
	Ξ^-	dss
	Ξ_c^0	dsc
	Ξ_c^+	usc
Oméga	Ω^-	sss
	Ω_c^0	ssc

Calculs théoriques, prédictions, expérimentations et confirmation des découvertes :

L'existence de toutes les particules élémentaires que nous connaissons à ce jour en 2021 a été confirmée par des expérimentations éprouvées. Les mathématiques appliquées à la physique quantique reposent sur des théories (théorie des champs et théories de jauge) qui ont permis d'établir des prédictions sur l'existence de ces particules en établissant un modèle. Les mathématiques et les théories de la physique quantique sont tellement robustes que les valeurs des mesures obtenues par les expérimentations ont toujours (presque toujours) été en accord avec les valeurs théoriques calculées en se basant sur le modèle standard. Ce qui est impressionnant, c'est que l'accord sur les valeurs est d'une précision redoutable avec de nombreux chiffres significatifs et une incertitude de calcul d'une part et une incertitude de mesure d'autre part extrêmement faibles.

À titre d'exemple et par analogie, tout se passe comme si l'on devait calculer d'une manière théorique la valeur de π qui est un nombre irrationnel avec une infinité de décimales. En prenant le calculateur informatique le plus puissant du monde, admettons que l'on ait été capable de déterminer le nombre π jusqu'à la 15^{ème} décimale, ce qui signifie que l'incertitude sur le calcul théorique de π serait de 10^{-15} et voici le résultat (vous pouvez aller le vérifier par vous-même) : 3,141 592 653 589 793. Pour confirmer cette valeur théorique, on va réaliser une expérimentation avec des instruments de mesure sur un cercle le plus parfait possible. Il suffit de mesurer le périmètre du cercle et de mesurer son rayon ; en multipliant par deux la mesure du rayon, on obtient le diamètre. En effectuant le rapport entre la mesure du périmètre du cercle et de son diamètre, on obtient la valeur expérimentale du nombre π . Avec des instruments de mesures très précis et étalonnés, admettons que l'on obtienne la valeur expérimentale de : 3,141 592 653 589 793. Dans ce cas, il y a un accord parfait entre la théorie et l'expérimentation.

Tout cela va bien dans le meilleur des mondes, mais on doit tenir compte des incertitudes du calcul théorique et des incertitudes des mesures effectuées lors des expérimentations. Dans notre exemple (toute analogie a ses limites), l'incertitude théorique pourrait résider dans la puissance finie et non pas illimitée du calculateur qui a été utilisé pour déterminer la valeur théorique du nombre π . Dans l'expérimentation, on a utilisé des instruments de mesures qui ont un certain degré de précision ; ceux-ci ont dû être d'une précision de 10^{-15} . Mais la méthode de mesure doit être rigoureuse, entre d'autres mots, les conditions de mesures doivent être parfaitement bien définies et le protocole de mesure doit être aussi parfaitement établi. Par exemple, la méthode pour tracer le cercle sur lequel on va mesurer le périmètre et le rayon lors de l'expérimentation, cette méthode doit être parfaitement définie. Imaginons que le cercle qui a été tracé soit légèrement faussé, même avec les instruments les plus précis, on risque d'avoir dès le départ une erreur de mesure ; dans ce cas précis il s'agirait d'une erreur systématique.

Barres d'erreur :

Les incertitudes des calculs théoriques et les incertitudes de mesures sont définies par des barres d'erreur que l'on représente sur un graphique.

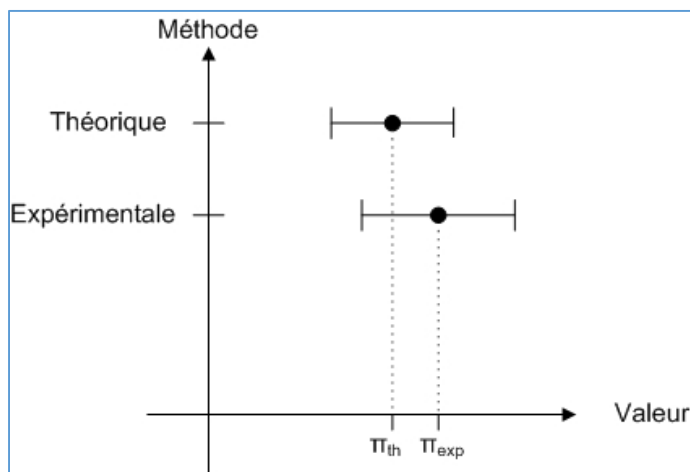


Fig. 6 : Représentation des barres d'erreur sur un graphique. Graphisme : ON4IJ.

On peut observer sur la figure ci-dessus que les valeurs obtenues pour le nombre π par la théorie et par l'expérimentation dans notre exemple fictif sont très proches l'une de l'autre et que celles-ci sont contenues dans des barres d'erreurs qui se recouvrent largement. Peut-on confirmer que l'expérimentation sur la valeur de π confirme celle obtenue par la théorie ? Oui peut-être ? Non peut-être ? Comment faire ? Solution : accumuler une très grande quantité de mesures et en établir un calcul de probabilité et de statistique. Est-ce suffisant ? Oui, non, peut-être. Comment aller plus loin ? Demander à d'autres laboratoires d'effectuer la même expérimentation dans les mêmes conditions de mesure et avec le même protocole de mesure, mais où chaque laboratoire procède avec ses propres instruments de mesure et où chaque laboratoire procède au tracé d'un cercle là où se trouve le laboratoire. Cela pourrait résorber par exemple une erreur systématique (celle du traçage du cercle dans notre exemple fictif).

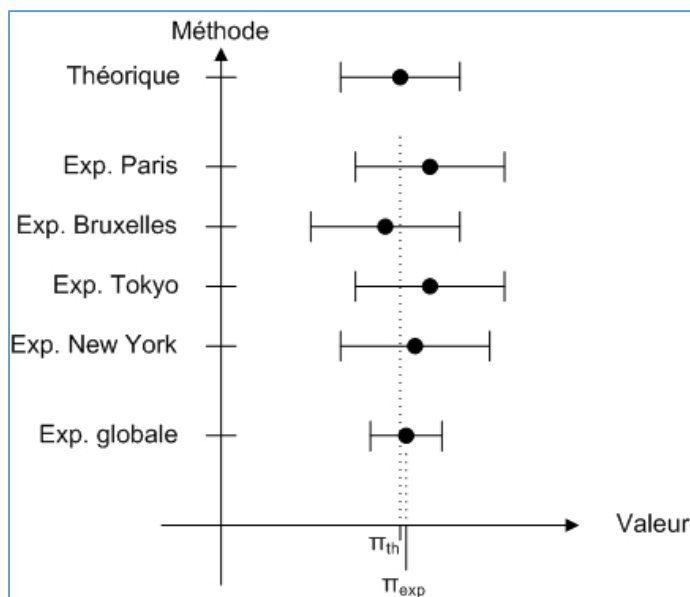


Fig. 7 : Représentation des barres d'erreur sur un graphique où ont eu lieu plusieurs expérimentations ; la barre d'erreur globale de l'expérimentation est plus étroite grâce à l'aspect statistique de la collecte des mesures. Graphisme : ON4IJ.

On observe sur la figure ci-dessus qu'en accumulant des résultats d'expérimentations, on parvient à réduire la barre d'erreur globale en établissant des statistiques sur les groupes de mesures de chaque expérimentation. En d'autres mots, il s'agit d'une incertitude conjuguée des plusieurs expérimentations et non plus d'incertitudes individuelles de chaque expérimentation prise isolément.

On peut rencontrer la notation d'une incertitude (étendue de la barre d'erreur) sur une valeur par exemple de deux chiffres mis entre parenthèse après le chiffre significatif de la dernière décimale de la valeur. Dans notre exemple fictif sur la valeur de π , on aurait les notations suivantes :

$$\pi_{th} = 3,141\,592\,653\,589\,793(47) ; \text{incertitude de } 47 \cdot 10^{-15}$$

$$\pi_{exp} = 3,141\,592\,653\,589\,793(23) ; \text{incertitude de } 23 \cdot 10^{-15}$$

Cinq sigmas (5σ), sinon rien :

Dans les calculs de statistiques et de probabilités, la lettre sigma minuscule représente l'écart-type (*Standard Deviation*) de la fonction d'une loi normale de probabilité parfois appelée loi gaussienne ou courbe en cloche. L'écart-type donne la dispersion des valeurs sur les mesures d'une expérimentation. L'écart-type est la racine carrée de la variance ou, de manière équivalente, la moyenne quadratique des écarts par rapport à la moyenne des mesures.

En science, il est fréquent de considérer que les mesures d'une grandeur physique se répartissent selon une loi gaussienne (loi normale). En donnant la valeur moyenne des mesures et l'écart-type, la loi gaussienne est parfaitement définie, ce qui permet d'établir un niveau de fluctuation des mesures ou un intervalle de confiance, parfois appelé niveau de confiance qui caractérise l'essentiel des observations. On peut ainsi associer des probabilités à des intervalles de valeurs centré sur la moyenne et dont l'amplitude est un multiple de l'écart type.

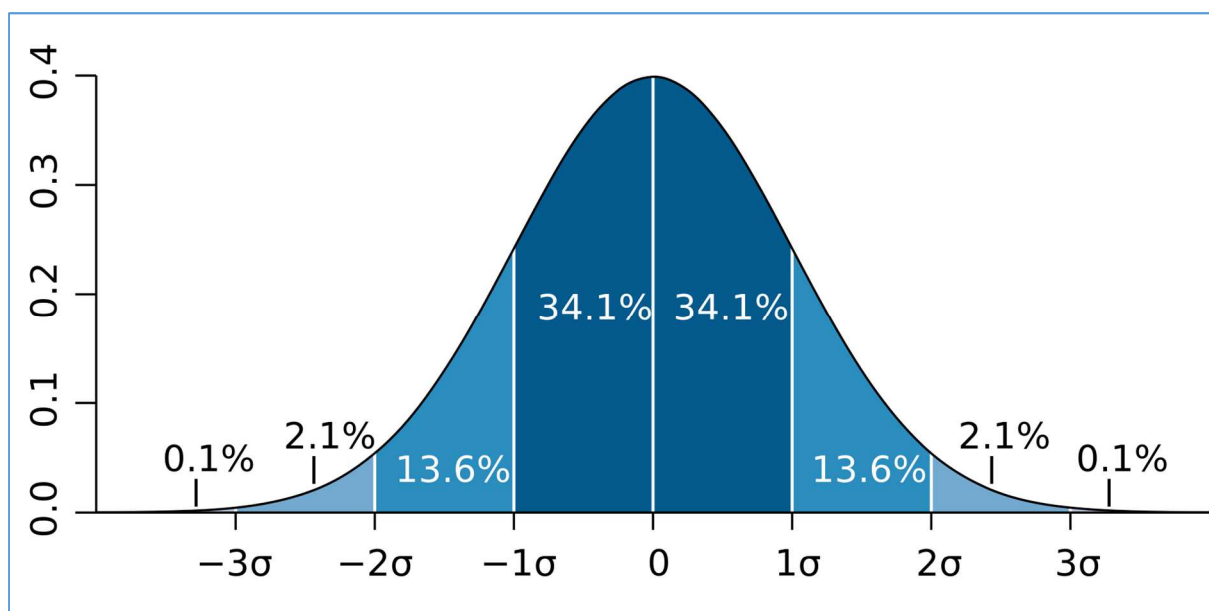


Fig. 8 : Représentation de la fonction de densité d'une loi normale (gaussienne). Chaque bande colorée a la largeur d'un écart-type. Source : Wikipédia.

Pour un écart-type de 3σ , on a 99,73 % de chance que la valeur de la mesure obéisse à la loi gaussienne. On peut l'exprimer autrement : il y a $100\% - 99,73\% = 0,27\%$ de chance qu'une mesure soit en dehors de la courbe en cloche. On peut encore l'exprimer autrement : il y a une chance sur 740 que la mesure se situe en dehors de la barre d'erreur. Pour obtenir une chance sur 2000, il faudrait augmenter l'écart-type à une valeur de $3,3\sigma$. Pour annoncer une découverte qui pourrait valoir le prix Nobel, avec $3,3\sigma$, cela est complètement insuffisant. C'est la raison pour laquelle les scientifiques ont adopté par convention un écart type de 5σ , ce qui correspond à une chance sur 3,5 million. Pour vous donner une idée plus pratique, 5σ correspond à un événement lors d'une journée sur une période de 9589 ans, ce qui est plus facile à retenir qu'un niveau de confiance de 99,999 942 669 6856 %.

Recherches scientifiques lorsqu'il y a un désaccord entre la théorie et la pratique :

Comme évoqué dans notre introduction, lorsqu'il y a un désaccord entre la théorie et l'observation, il y a deux types d'approche : une approche ontologique et une approche législative.

Une approche ontologique est une méthode d'analyse de ce qui existe en appliquant le rasoir d'Ockham, c'est-à-dire de réduire certaines entités à des fictions logiques qui n'existent que de manière secondaire, en d'autres mots en appliquant la principe de la simplicité, le principe de l'économie ou le principe de parcimonie. Un exemple réel d'approche ontologique est celle qui a permis de découvrir la planète Neptune en 1846. Les astronomes ne parvenaient pas à une mesure correcte de l'orbite d'Uranus car cette orbite ne correspondait pas à leurs calculs. Il y avait donc un désaccord entre la théorie et l'observation. L'approche ontologique a consisté à prédire l'existence d'une nouvelle planète qui, par sa gravitation, influence l'orbite d'Uranus. Les astronomes ont même pu prédire où devait se situer cette nouvelle planète baptisée Neptune. En orientant leurs télescopes sur l'endroit prédit où devait se situer Neptune, les astronomes ont découvert l'existence de cette nouvelle planète. Ainsi, les physiciens ont pu prédire l'existence de nouvelles particules élémentaires de la matière et l'existence de ces nouvelles particules ont été confirmées par l'observation dans les expérimentations au moyen des accélérateurs de particules.

Une approche législative est une méthode où l'on remplace ou bien où l'on fait évoluer le modèle mathématique ou le modèle physique qui devrait caractériser le comportement de la nature. Un exemple réel d'approche législative a eu lieu peu après la découverte de la relativité générale d'Albert Einstein. De nouveau, les astronomes constataient par des observations qu'il y avait une anomalie dans la position du périhélie de la planète Mercure. Le périhélie est la position la plus rapprochée du soleil dans l'orbite elliptique d'une planète. L'anomalie constatée par les astronomes était de l'ordre de grandeur de quelques secondes d'arc, ce qui est certes une valeur très faible, mais toutefois qui n'est pas nulle. Il y avait donc un désaccord entre la modélisation de l'orbite de Mercure et la mesure de celle-ci par l'observation. Les astronomes ont tenté une approche ontologique en imaginant la présence d'une planète qu'ils baptisèrent Vulcain. Ils ont eu beau chercher, les astronomes ne trouvèrent jamais la planète Vulcain. Il fallait donc adopter une autre approche, c'est-à-dire une approche législative.

C'est en testant sa propre théorie de la relativité générale qu'Albert Einstein lui-même a recalculé la position du périhélie de la planète Mercure en 1915. Les résultats de ses calculs tombaient pile sur la valeur de l'anomalie du périhélie de Mercure. Albert Einstein fut très ému à cette époque lorsqu'il s'est aperçu de la confirmation de sa découverte de la relativité générale. Le calcul de l'orbite de la planète Mercure devait donc tenir compte d'une nouvelle loi, c'est-à-dire la relativité générale d'Einstein.

La découverte du boson de Higgs en 2012 tient à la fois d'une approche ontologique et d'une approche législative. L'approche législative consiste à des calculs basés sur la théorie des champs et qui ont été effectués en 1964 d'une part par Peter Higgs et d'autre part par François Englert et Robert Brout. Cela les a conduit à construire une nouvelle théorie appelée le mécanisme de Brout-Englert-Higgs où le vide contient un champ scalaire appelé le champ de Higgs. Du coup, le vide que l'on croyait vide n'est pas vide car il contient le champ scalaire de Higgs. Comme en physique quantique, tout est quantifié par des valeurs discrètes (valeurs finies et dénombrables), il fallait prédire un quantum du champ scalaire de Higgs. C'est ici que les trois physiciens ont appliqué une approche ontologique en faisant la prédiction d'un quantum qui prend la forme d'une particule et qui porte le nom de boson de Higgs. Le boson de Higgs, prédit en 1964 a été découvert en 2012 au LHC (*Large Hadron Collider*) de Genève.

Quel était le désaccord en 1964 et en 2012 entre le modèle standard et le comportement de la nature ? Selon le modèle standard, toutes les particules élémentaires ont une masse nulle et tout cela va pour le mieux dans le meilleur des mondes car les théories de la physique quantique fonctionnent très bien avec des particules de masse nulle et tous les calculs mathématiques tombent juste. En revanche, ce n'est pas ce que l'on observe dans la nature : toutes les particules ont une masse (sauf le photon et le gluon). Il y avait donc un désaccord entre le modèle standard et l'observation de la nature. Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs et le boson de Higgs ont permis de résorber ce désaccord : les particules de masse nulle acquièrent une masse du fait de leur interaction avec le vide qui n'est pas vide, c'est-à-dire leur interaction avec le champ de Higgs. La particule d'interaction « du vide » (le champ de Higgs) est le boson de Higgs. Comme les photons et les gluons n'ont aucune interaction avec le vide, il ont donc bel et bien une masse nulle. En revanche plus l'interaction d'une particule est forte avec le vide et plus celle-ci devient massive. En réalité il y a lieu d'évoquer un couplage avec le vide ou avec le champ de Higgs à la place d'évoquer une interaction. La découverte du boson de Higgs a donc permis de résorber le désaccord entre le modèle standard des particules et les observations du comportement de la nature.

Revenons à nos moutons ; pardon, revenons à nos muons :

Si vous avez eu la patience de lire cet article technique depuis le début et que vous êtes arrivé jusqu'à cette page dans votre lecture, alors vous êtes dans les conditions optimales pour comprendre tout ce qui va suivre. Vous allez encore devoir apprendre quelques notions et quelques définitions qui seront nécessaires avant d'entrer dans le vif du sujet. Accrochez-vous et vous saurez bientôt ce que cela veut dire « G-2 ».

Tout d'abord une petite mise au point. L'expérimentation G-2 du Fermilab du 07 avril 2021 porte sur l'anomalie du moment magnétique du muon. Le muon a un comportement magnétique anomal. Oui, vous lisez bien « anomal » et non pas « anormal ». Autrement dit, le muon est tout-à-fait normal, il ressemble même très fort à l'électron sauf que le muon est 207 fois plus lourd que l'électron et que la durée de vie d'un muon est de $2,2 \mu\text{s}$ alors que l'électron existe à l'état stable dans la nature. Le comportement du muon est tout-à-fait comparable à celui de l'électron : tous deux possèdent un Spin demi-entier, c.à.d. $1/2$ (voir définition plus loin) et un moment magnétique proche de 2 (voir définition plus loin). Le terme anomal est issu du mot anomalie, ce qui signifie « qui s'écarte de la règle » ou « qui est inhabituel ».

Un petit « Spoiler » avant de commencer ; un petit « mal nécessaire » :

Un *Spoiler* désigne toute chose qui interrompt le suspense ou qui dévoile une partie de l'énigme, ce qui a pour effet de supprimer tout mystère quant au dénouement.

Quelle est la règle ? Le moment magnétique de Spin d'un électron ou d'un muon est de 2 (voir équation de Dirac) [découverte en 1928]. Quelle est l'écart par rapport à la règle, c'est-à-dire quelle est l'anomalie ? Le moment magnétique de Spin d'un électron ou d'un muon est proche de 2 (très légèrement supérieur à 2 en valeur absolue). Est-ce que la valeur de l'anomalie du moment magnétique de Spin d'un électron est connue et confirmée ? Réponse : oui. Est-ce que la valeur de l'anomalie du moment magnétique de Spin d'un muon est connue et confirmée ? Réponse : oui, non, peut-être.

Quel est le problème en ce qui concerne l'anomalie du moment magnétique de Spin d'un muon ?

Les calculs effectués par les mathématiques de la physique quantique en ce qui concerne le moment magnétique de Spin d'un muon donnent une valeur prédite avec une incertitude relativement faible. Or cette valeur n'est pas exactement la même lorsqu'elle est mesurée par l'observation lors des expérimentations effectuées dans les accélérateurs de particules des grands laboratoires de ce monde (LHC de Genève, BNL d'Upton et Fermilab de Batavia). Bien que cette différence de valeur soit extrêmement ténue et qu'elle soit donnée avec un nombre de chiffres significatifs impressionnant, cette différence n'est pas nulle. Il y aurait donc une possibilité de désaccord entre le modèle standard des particules élémentaires et le comportement de la nature. Si ce désaccord devait être confirmé dans un proche avenir, alors nous allons tout droit vers une nouvelle physique et ce serait la découverte majeure de cette décennie qui vaudra certainement l'attribution d'un prix Nobel.

Après la publication des résultats de l'expérimentation G-2 du Fermilab du 07 avril 2012, l'incertitude globale calculée d'une manière statistique vient de diminuer à pas de géants grâce aux résultats conjugués du BNL (2004) et du Fermilab (2021). En d'autres mots, la barre d'erreur des mesures vient de diminuer d'une manière substantielle par rapport aux barres d'erreurs individuelles du BNL et du Fermilab.

Pour qu'un désaccord soit confirmé avec le modèle standard des particules élémentaires, il faudrait probablement encore diminuer l'incertitude des mesures pour atteindre un écart-type de 5 sigmas (5σ). Rappelez-vous : c'est 5σ sinon rien. En revanche les résultats du Fermilab conjugués aux résultats du BNL viennent d'augmenter l'écart-type individuel des travaux du BNL qui était de $3,7\sigma$ à un écart-type conjugué BNL et Fermilab de **$4,2\sigma$** ! Avouez que cela devient très chaud et que cela se rapproche cette fois-ci très fortement de 5σ .

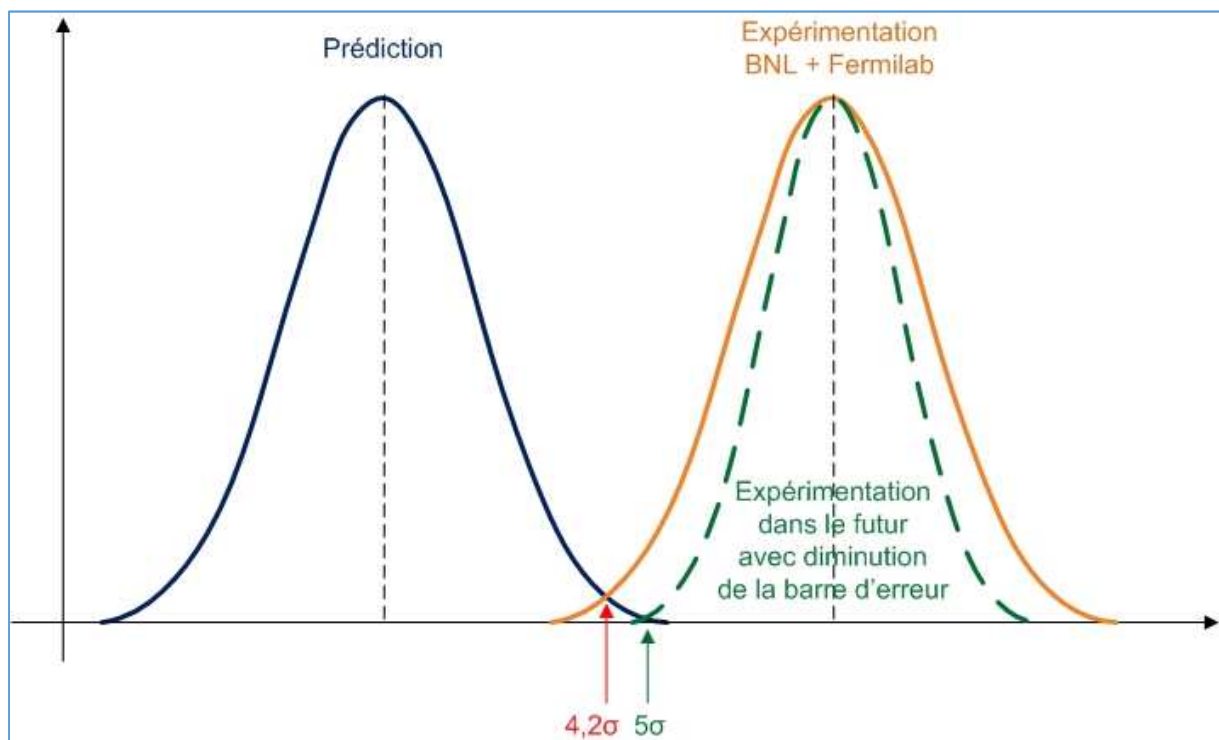


Fig. 9 : Actuellement le désaccord entre la théorie et l'observation de l'anomalie du moment magnétique du muon atteint un écart-type de $4,2\sigma$ (BNL + Fermilab). Il faudrait encore améliorer la précision des mesures (diminution de la barre d'erreur) pour pouvoir annoncer une découverte lorsque l'écart type aura atteint 5σ . Graphisme : ON4IJ.

Quelques définitions :

Moment, moment de force :

Le moment de force en mécanique classique est une grandeur vectorielle qui traduit l'aptitude de cette force à faire tourner un système mécanique autour d'un point (pivot). C'est relativement intuitif à comprendre lorsqu'on veut dévisser un écrou au moyen d'une clef d'outillage. Par convention, le vecteur moment de force est représenté le long de l'axe de rotation du système mécanique. Pour déterminer le sens d'orientation du vecteur moment de force, on applique la règle du produit vectoriel dans un référentiel dextrogyre (qui tourne à droite avec règle du sens d'enfoncement d'un tire-bouchon) : le vecteur de position \vec{r} et le vecteur force \vec{F} sont dans le plan de rotation et l'axe de rotation est perpendiculaire à ce plan dans le sens donné par le produit vectoriel : $\vec{M} = \vec{r} \wedge \vec{F}$ (voir figure ci-dessous). Nous avons donc à présent une meilleure idée de ce que l'on entend par « moment ».

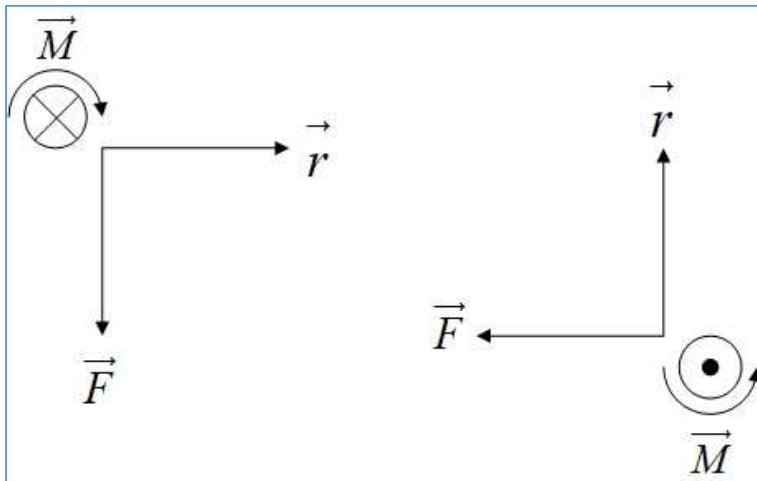


Fig. 10 : Représentation graphique du sens d'orientation du moment de force dans un référentiel dextrogyre. Graphisme : ON4IJ.

Quantité de mouvement :

Dans un mouvement de translation, la quantité de mouvement est le produit de la masse par la vitesse de translation : $\vec{p} = m \cdot \vec{v}$. Il s'agit d'un vecteur qui est aligné avec le vecteur vitesse du mouvement de translation.

Moment cinétique :

Dans un mouvement de rotation, le moment cinétique, parfois appelé moment angulaire est le moment d'une quantité de mouvement d'une masse située à un point matériel M et en rotation autour d'un point O. Le moment cinétique \vec{L}_O est une grandeur vectorielle qui est le résultat du produit vectoriel $\vec{L}_O = \vec{OM} \wedge \vec{p}$. On peut comprendre intuitivement la notion de moment cinétique en évoquant un volant d'inertie qui est en rotation autour de lui-même. Une toupie ou un gyroscope en rotation ont un moment cinétique.

Moment magnétique :

En physique classique, le moment magnétique $\vec{\mu}$ est une grandeur vectorielle qui permet de caractériser l'intensité d'une source magnétique. Cette source magnétique peut prendre son origine à partir de la circulation d'un courant électrique dans un anneau conducteur (ou une spire d'une bobine). La source magnétique peut tout simplement être un objet aimanté (un aimant permanent par exemple). Telle l'aiguille d'une boussole, le moment magnétique d'un corps a tendance à l'aligner dans le sens d'un champ magnétique. Le moment de force $\vec{\tau}$ que subit le corps aimanté est le produit vectoriel de son moment magnétique par le champ d'induction magnétique \vec{B} dans lequel le corps est placé : $\vec{\tau} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$.

Le modèle le plus simple de moment magnétique est celui d'une boucle de courant (spire d'une bobine) : $\vec{\mu} = I \cdot S \cdot \hat{n}$ où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique de la boucle, I est l'intensité du courant électrique, S est la surface de la boucle et où \hat{n} est le vecteur unitaire de l'orientation de la surface de la boucle qui est fonction du sens de circulation du courant (règle du tire-bouchon). En abrégé, on peut écrire : $\vec{\mu} = I \cdot \vec{S}$.

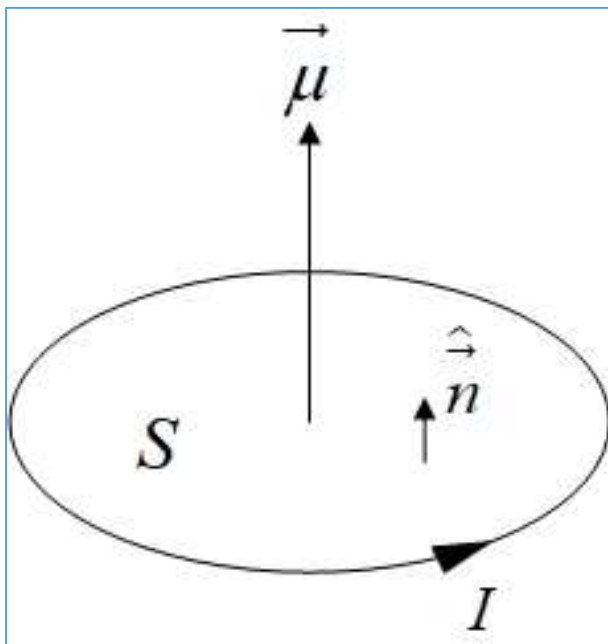


Fig. 11 : Moment magnétique $\vec{\mu}$ d'une boucle de courant I et d'une surface S orientée par le vecteur unitaire \hat{n} qui se situe sur une droite qui est normale par rapport au plan de la surface de la boucle. Graphisme : ON4IJ.

Boucle de courant placée dans un champ d'induction magnétique :

Une boucle de courant peut être vue comme un barreau aimanté où, selon le sens de circulation du courant électrique, la boucle aura une face Nord et à l'opposé une face Sud, tout comme les pôles Nord et Sud d'un aimant. La boucle de courant peut donc être perçue comme un dipôle magnétique.

Lorsqu'on place une boucle de courant dans un champ d'induction magnétique, la boucle de courant va subir un couple de force (comme l'aiguille d'une boussole placée dans le champ magnétique terrestre) :

$\vec{\tau} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$ où $\vec{\tau}$ est le couple de force, c'est-à-dire le moment de force, où $\vec{\mu}$ est le moment magnétique et où \vec{B} est le champ d'induction magnétique.

Au moment de force $\vec{\mu}$, on peut y associer une énergie potentielle magnétique E_m qui est le résultat d'un produit scalaire du moment magnétique par l'induction du champ magnétique :

$$E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}.$$

Le produit scalaire de deux vecteurs donne pour résultat une grandeur scalaire. Le résultat scalaire est fonction de l'angle θ qui est formé par les deux vecteurs :

$$E_m = -\|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\| \cdot \cos \theta$$

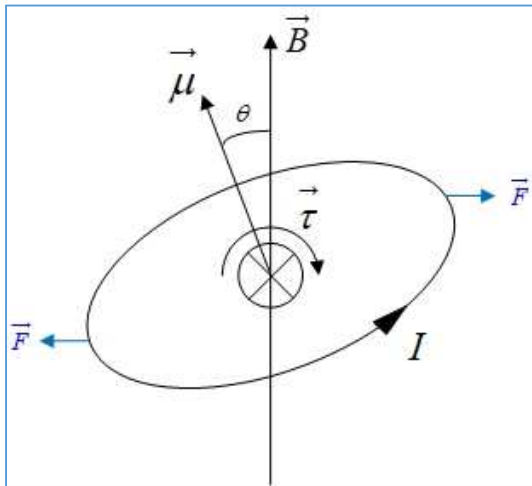


Fig. 12 : Moment de force $\vec{\tau}$ d'une boucle de courant placée dans un champ d'induction magnétique \vec{B} et on associe au moment de force une énergie potentielle magnétique E_m . Graphisme : ON4IJ.

Le couple de force \vec{F} est le gradient du produit scalaire $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, c'est-à-dire la variation de \vec{F} en fonction de la variation de $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, en d'autres mots la variation de \vec{F} en fonction de la variation de $\|\vec{\mu}\|$, de $\|\vec{B}\|$ et de θ .

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} E_m = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{B}) = \text{grad} (\vec{\mu} \cdot \vec{B})$$

Ainsi, une boucle de courant qui est orientée dans un champ d'induction magnétique avec un angle θ par rapport à l'orientation de ce champ subit un couple de force \vec{F} . Si l'on veut maintenir la boucle de courant avec une inclinaison θ , il faut que l'on y consacre une certaine quantité d'énergie :

$$E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

$$E_m = -\|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\| \cdot \cos \theta$$

$$\text{Si } \theta = 0^\circ \Rightarrow E_m = -\|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\|$$

$$\text{Si } \theta = 180^\circ \Rightarrow E_m = \|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\|$$

Si on veut retourner une boucle de courant de 180° , alors il faut y consacrer une énergie de :

$$\Delta E_m = \|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\| - (-\|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\|) = 2 \cdot \|\vec{\mu}\| \cdot \|\vec{B}\|$$

Spin :

Le Spin est une propriété intrinsèque des particules élémentaires en physique quantique et adopte des valeurs discrètes ($1, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 0$, etc.). Il s'agit d'une propriété qui n'a pas d'équivalent en physique classique comme la position, la quantité de mouvement ou l'énergie, par exemple. C'est donc une propriété relativement abstraite et qui est difficile à comprendre sans l'aide d'un dessin ou d'une image. Le Spin est souvent assimilé à un moment cinétique intrinsèque de la particule. Le moment cinétique de Spin et le moment magnétique de Spin d'une particule élémentaire peuvent parfois être confondus sous l'appellation Spin (en abrégé). On peut dès lors comprendre que le moment magnétique de Spin est celui qui est associé au moment cinétique de Spin d'une particule élémentaire.

La seule image qui puisse nous aider à comprendre le Spin est une petite bille de masse m qui tourne sur elle-même autour d'un axe de symétrie. Le Spin exprime ainsi le moment cinétique de la petite bille. On peut imaginer que l'équateur de la petite bille soit une boucle de courant, alors, dans ce cas, on peut se représenter par une image le moment magnétique de Spin. Cette représentation ne correspond pas à la réalité car les particules élémentaires ne se comportent pas du tout comme des petites billes. En effet, un électron ou un muon peut être vu comme une particule ou bien comme une fonction d'onde.

Historiquement (en quelques mots abstraits), le Spin a été conceptualisé par Wolfgang Pauli en 1927 par une modélisation mathématique en termes de matrice qui est un opérateur sur une fonction d'ondes (équation de Schrödinger, équation de Pauli). En 1928, Paul Dirac étend ce concept en tenant compte de la théorie de la relativité d'Einstein et Dirac découvre une équation que l'on appelle l'équation de Dirac.

Pour l'instant, raccrochez-vous à l'image de la petite bille tout en sachant que ce n'en n'est pas une et que le Spin est une des composantes de l'équation de Dirac. Nous verrons plus loin en quoi l'équation de Dirac intervient dans le « G-2 ». Retenez tout simplement que le Spin est le vecteur d'un moment, c'est-à-dire un moment angulaire. Le Spin d'un électron a une valeur de $1/2$ ou de $-1/2$ selon son orientation par rapport à un axe vertical de référence et orienté vers le haut. Si le Spin d'un électron est orienté vers le haut, par convention son Spin est de $1/2$; si le Spin d'un électron est orienté vers le bas, par convention son Spin est de $-1/2$.

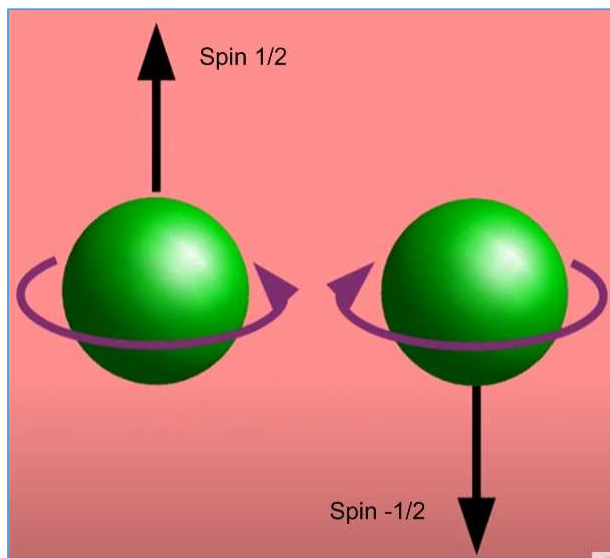


Fig. 13 : Le Spin d'un électron, par convention, a pour valeur $1/2$ s'il pointe vers le haut et a pour valeur $-1/2$ s'il pointe vers le bas. Source : Think Like a Physicist 11.03.2021.

Entrons dans le vif du sujet « G-2 » :

À partir d'ici, nous allons nous intéresser au moment magnétique de Spin μ .

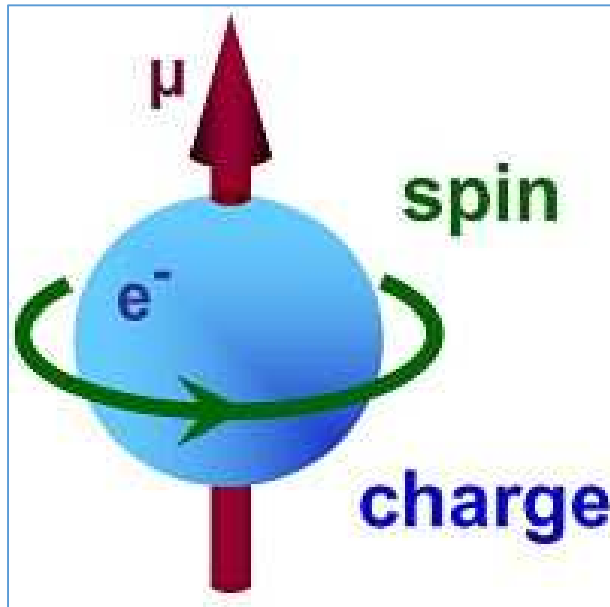


Fig. 14 : Représentation fictive du moment magnétique de Spin d'un électron par une « image ». L'électron est caractérisé par un Spin, une charge et un moment magnétique de Spin. Source : Abbie and Jenna's Chemistry Project.

Plaçons un électron dans un champ magnétique. Du fait que l'électron est placé dans un champ magnétique, il existe une énergie électromagnétique de cet électron qui est proportionnelle au produit scalaire de son moment magnétique de Spin $-\mu_e$ et de l'intensité du champ magnétique B .

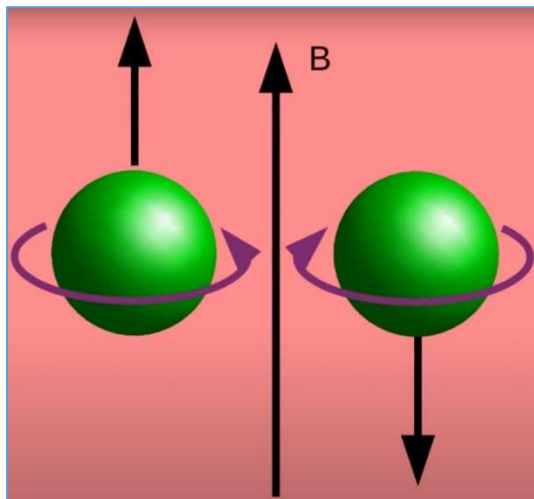


Fig. 15 : Le signe de l'énergie magnétique d'un électron est fonction de l'orientation de son moment magnétique de spin par rapport à l'orientation du champ magnétique dans lequel l'électron est placé. Source : Think Like a Physicist 11.03.2021.

$$E = -\mu_e \cdot B \text{ (Spin } 1/2)$$

$$E = \mu_e \cdot B \text{ (Spin } -1/2)$$

La valeur du moment magnétique de Spin d'un électron est donnée par la relation suivante :

$$\mu_e = g_e \cdot \frac{e}{2 \cdot m_e} \cdot S$$

e : charge de l'électron $1,602\,176\,565(35) \cdot 10^{-19}$ [C]

m_e : masse de l'électron $9,109\,4\,10^{-31}$ [kg]

S : Spin de l'électron (1/2)

g_e : facteur de Landé de l'électron

Ah ! Voici enfin le fameux « G » du « G-2 » : il s'agit du facteur de Landé découvert par Alfred Landé en 1921. Ce facteur « g » lie le moment magnétique de Spin et le moment cinétique de Spin d'un état quantique. Il s'agit d'un nombre sans dimension (sans unité). Ce nombre varie en fonction de la particule élémentaire concernée. Pour l'électron et pour le muon, le facteur de Landé a une valeur proche de $g = 2$.

On peut formuler cette relation du moment magnétique de Spin de l'électron sous une forme contractée :

$$\mu_e = \gamma_e \cdot S$$

S : Spin de l'électron (1/2)

$$\gamma_e = \frac{g_e \cdot e}{2 \cdot m_e} : \text{rapport gyromagnétique de l'électron}$$

Le rapport gyromagnétique exprime le rapport entre le moment magnétique et le moment cinétique (moment angulaire) d'une particule élémentaire. Nous avons pour l'instant deux relations :

$$E = -\mu_e \cdot B \text{ et } \mu_e = g_e \cdot \frac{e}{2 \cdot m_e} \cdot S$$

Or la charge d'un électron est négative : $e = -|e|$, ce qui implique que le moment magnétique de Spin d'un électron pointe dans le sens opposé du Spin.

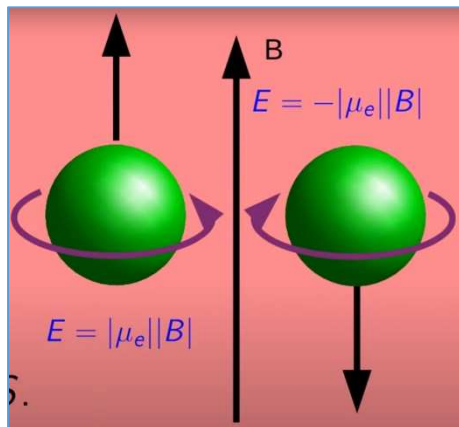


Fig. 16 : Du fait que la charge de l'électron est négative, le moment magnétique de Spin est de sens opposé par rapport à celui du Spin. Source : Think Like a Physicist 11.03.2021.

Il est à remarquer que le muon (μ^-) est une particule élémentaire similaire à l'électron (e^-) : ils ont tous deux la même charge électrique et le muon a juste une masse plus élevée que celle de l'électron. Tout ce que nous venons de décrire pour l'électron reste donc valable pour le muon :

$$\mu_\mu = g_\mu \cdot \frac{e}{2 \cdot m_\mu} \cdot S$$

g_μ : facteur de Landé pour le muon

e : charge de l'électron qui est la même que celle du muon

m_μ : masse du muon $= 1,88 \cdot 10^{-28}$ [kg]

S : Spin du muon

Pour l'électron et le muon, le facteur de Landé est très proche de la valeur 2. Il est fréquent que le facteur de Landé pour le muon soit noté g à la place de g_μ . Ainsi le « G » de l'expression « G-2 » est le facteur de Landé du muon qui est g ou g_μ . On peut encore rencontrer la notation $(g-2)_\mu$ à la place de $g-2$ (voir plus loin).

Un électron ou un muon oscille comme une toupie dans un champ magnétique :

En ce qui concerne le moment magnétique de Spin, nous devons examiner un phénomène particulier qui intervient dans la détermination du facteur de Landé g .

Plaçons un électron dans un champ magnétique uniforme, mais cette fois avec un angle entre le vecteur Spin S et le vecteur du champ magnétique B . Soit le Spin d'un électron pointant vers le bas à gauche comme le montre la figure suivante. Comme l'électron a une charge négative, le vecteur du moment magnétique de Spin μ pointe dans la direction opposée de celle du Spin de l'électron.

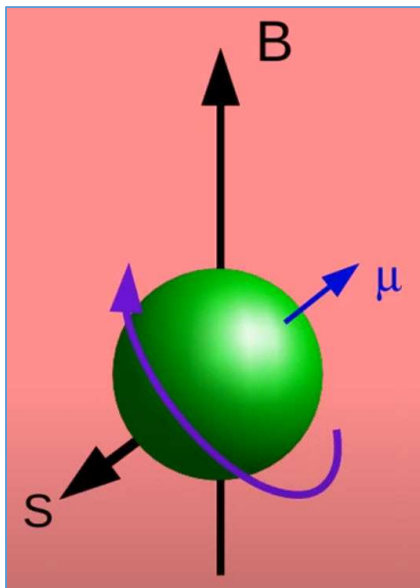


Fig. 17 : Électron placé dans un champ magnétique B avec un angle entre le vecteur Spin et le vecteur du champ magnétique B . L'électron ayant une charge négative, le moment magnétique de Spin μ est de sens opposé à celui du Spin. Source : Think Like a Physicist 11.03.2021.

Dans le cas de figure où il y a un angle entre le vecteur du moment magnétique de Spin μ et le vecteur du champ magnétique B , le vecteur μ ne va pas rester constant : il va décrire un mouvement d'oscillation et l'extrémité du vecteur μ va décrire un cercle autour d'un axe dont la direction est celle du champ magnétique. Ce phénomène est appelé la précession de Larmor découverte par Joseph Larmor en 1897. Tout se passe comme si l'axe autour duquel l'électron « tourne » autour de lui-même se mettait à osciller comme on peut l'observer dans le mouvement d'oscillation d'une toupie en rotation. D'autres mouvements de précession sont connus dans la nature comme celui de l'oscillation de l'axe de rotation de la terre qui effectue une révolution de précession tous les 26 000 ans. Le mouvement de précession de Larmor trouve des applications dans le domaine médical avec l'imagerie spectroscopique par résonance magnétique (IRM ; RMN).

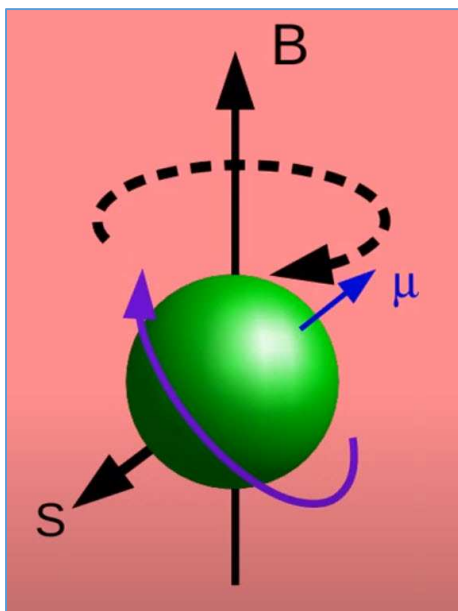


Fig. 18 : Mouvement de précession de l'axe de rotation d'un électron placé dans un champ magnétique. L'extrémité du vecteur du moment magnétique de Spin μ va décrire un cercle autour d'un axe matérialisé par le vecteur du champ magnétique uniforme B . Source : Think Like a Physicist 11.03.2021.

Vous vous rappelez que le couple de force exercé sur une boucle de courant placée dans un champ magnétique est : $\vec{\tau} = \vec{\mu} \wedge \vec{B}$ (voir figure 12). On peut donc comprendre, que le champ magnétique B exerce un couple de force (que l'on va appeler Γ) sur le moment magnétique de Spin μ . On peut exprimer ce couple Γ en fonction du moment magnétique de Spin μ ou bien en fonction du moment cinétique orbital L de l'électron et du rapport gyromagnétique γ . Le moment cinétique orbital concerne la trajectoire de l'électron.

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \wedge \vec{B} = \gamma \cdot \vec{L} \wedge \vec{B}$$

Pour rappel, le rapport gyromagnétique γ est une constante de proportionnalité qui existe dans le rapport entre le moment magnétique de Spin μ et le moment cinétique (moment angulaire) de Spin : $\gamma_e = \frac{g_e \cdot e}{2 \cdot m_e}$.

Ce qui va nous aider à déterminer le facteur de Landé g_μ pour un muon, c'est la fréquence d'oscillation de la précession de Larmor du moment magnétique de Spin μ du muon. Cette fréquence est appelée la fréquence de Larmor qui est donnée sous la forme d'une pulsation $\omega_s = 2\pi f_s$ à la relation suivante :

$$\omega_s = -g_\mu \frac{q_\mu}{2m_\mu} \cdot B - (1-\gamma) \cdot \frac{q_\mu}{\gamma \cdot m_\mu} \cdot B$$

en bleu : fréquence de Larmor ; en rouge : correction de la relativité restreinte d'Einstein

g_μ : facteur de Landé du muon

q_μ : charge électrique du muon (identique à celle de l'électron)

m_μ : masse du muon

B : champ magnétique

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} ; \text{facteur de Lorentz (correction relativiste)}$$

v : vitesse relative du muon se déplaçant à une vitesse proche de celle de la lumière dans un accélérateur de particules

c : vitesse de la lumière

$$\omega_s = -\frac{q_\mu}{2m_\mu} \cdot B \cdot \left(g_\mu - 2 + \frac{2}{\gamma} \right)$$

La fréquence de Larmor est fonction du facteur de Landé du muon, de sa charge électrique, de sa masse et de l'intensité du champ magnétique B . En d'autres mots, en mesurant la fréquence de Larmor, il y a moyen de mesurer le facteur de Landé g_μ du muon et donc de déterminer la valeur du moment magnétique de Spin du muon μ .

Tout ce qui vient d'être décrit pour la précession et la fréquence de Larmor est tout aussi valable pour l'électron et pour le muon.

Ainsi, ce qu'il faut comprendre jusqu'à présent, c'est que le moment magnétique de Spin μ d'un électron ou d'un muon est fonction de la manière dont il interagit avec un champ électromagnétique. Le quantum du champ électromagnétique est le photon γ . Le moment magnétique de Spin μ d'un électron ou d'un muon est fonction de la manière dont interagit cet électron ou ce muon avec un photon γ .

En physique quantique, les interactions entre les particules élémentaires de matière (fermions) avec des particules élémentaires d'interaction (bosons vecteurs ou bosons de jauge) sont représentées par les diagrammes de Feynman. Ce sont des jolis dessins qui peuvent vous sembler très abstraits au premier abord, mais quelques explications sur les diagrammes de Feynman vont vous aider à mieux comprendre les choses.

Richard Feynman (1918-1988) est un physicien américain qui a beaucoup contribué aux sciences de la physique quantique grâce à ses nombreux travaux sur l'électrodynamique quantique (science de la physique quantique qui traite des interactions électromagnétiques entre les particules) et ses travaux sur les quarks. Feynman a inventé les diagrammes qui portent son nom à la fin des années 1940 et ceux-ci sont largement utilisés dans la théorie quantique des champs ; il reçut le prix Nobel de physique en 1965.

Diagrammes de Feynman :

Pour pouvoir apprécier la suite des explications sur la signification de « G-2 », il devient nécessaire de comprendre ce que sont les diagrammes de Feynman. En voici un exemple à la figure suivante.

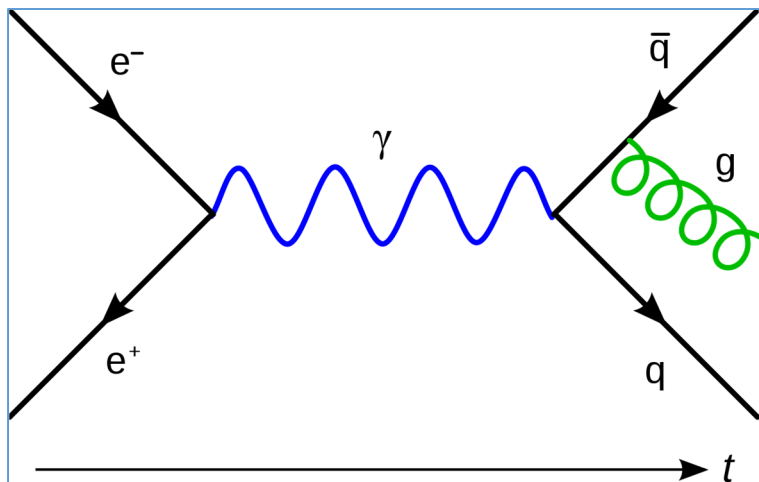


Fig. 19 : Exemple de diagramme de Feynman où est représentée l'interaction entre un électron et un positon (antiélectron) qui s'annihilent en émettant un photon virtuel (en bleu) et qui devient une paire quark - antiquark où ensuite l'antiquark émet un gluon. Dans ce diagramme, le temps est représenté de gauche à droite. Il est à remarquer que le sens des flèches ne désigne pas le sens de déplacement des particules mais leur charge qui est souvent indicatrice qu'il s'agit d'une particule de matière ou d'antimatière. Source : Wikipédia.

Le diagramme de Feynman est une représentation graphique d'équations mathématiques décrivant les interactions des particules subatomiques dans le cadre de la théorie des champs de l'électrodynamique quantique. Un diagramme de Feynman représente la contribution du parcours d'une classe de particules qui se « joignent » (interagissent) et qui ensuite se « séparent » dans ce diagramme. Malgré leurs aspects, les diagrammes de Feynman ne représentent pas des événements physiques. Les seuls éléments réels sont les particules entrantes et sortantes du graphique et non pas les interactions décrites par le diagramme.

Il y a certaines règles et conventions de représentations dans les diagrammes de Feynman. La règle principale et immuable est le principe de conservation de l'énergie : toute l'énergie entrante équivaut l'énergie sortante et vice-versa. Il y a deux types de représentations des axes selon les usages des scientifiques : soit l'axe du temps est représenté en abscisse et l'axe de l'espace est représenté en ordonnée – c'est l'usage conventionnel qui semble être adopté par la majorité des scientifiques – soit le temps est représenté en ordonnée et l'espace en abscisse, ce qui correspond à la convention

de Feynman. Cela signifie qu'il y a lieu de toujours annoter le diagramme pour spécifier ce que représentent les axes.

Les lignes dans les diagrammes de Feynman représentent des particules qui se déplacent dans l'espace et dans le temps. Selon le type de ligne, les particules sont des fermions, c'est-à-dire les leptons et les quarks (ligne continue avec flèche), les bosons W^+ , W^- , Z^0 et le boson de Higgs (lignes discontinues), des photons (lignes ondulées) et des lignes en forme de ressort (gluons).

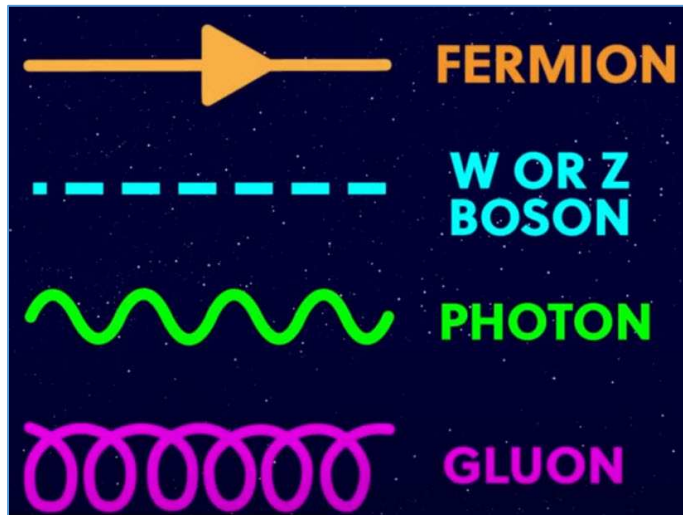


Fig. 20 : Convention de représentation des particules de matière (fermions) et des particules d'interaction (bosons, photons, gluons) dans les diagrammes de Feynman. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Les flèches n'apparaissent que sur les lignes continues qui représentent les fermions (leptons et quarks). Les flèches sont orientées dans le sens de la flèche du temps pour les particules de matière et sont orientées dans le sens contraire de la flèche du temps pour les particules d'antimatière. Voici un rappel de toutes les particules élémentaires du modèle standard illustré à la figure ci-dessous et où sont représentées aussi bien les particules de matière que les particules d'antimatière.



Fig. 21 : Modèle standard des particules élémentaires avec les particules de matière et d'antimatière. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Voici une représentation bien résumée et plus détaillée du modèle standard des particules élémentaires avec les 6 saveurs des quarks et antiquarks où figurent les charges de couleur des quarks et d'anti-couleur des antiquarks ainsi que les 8 saveurs de gluons avec leurs charges de couleur et d'anti-couleur. Dans le bas du tableau se situent les leptons avec les 3 saveurs électron, muon et tau et les 3 saveurs des neutrinos qui y sont associés neutrino électronique, neutrino muonique et neutrino tauique. Sur la droite sont représentés les bosons vecteurs (ou bosons de jauge) qui sont responsables des trois interactions (forces) fondamentales (électromagnétique, nucléaire faible et nucléaire forte). Tout en haut à droite, le boson de Higgs responsable du couplage des particules avec le champ de Higgs présent dans le vide ; les particules acquièrent de la masse en fonction de leur degré de couplage avec le vide (qui du coup n'est pas vide).

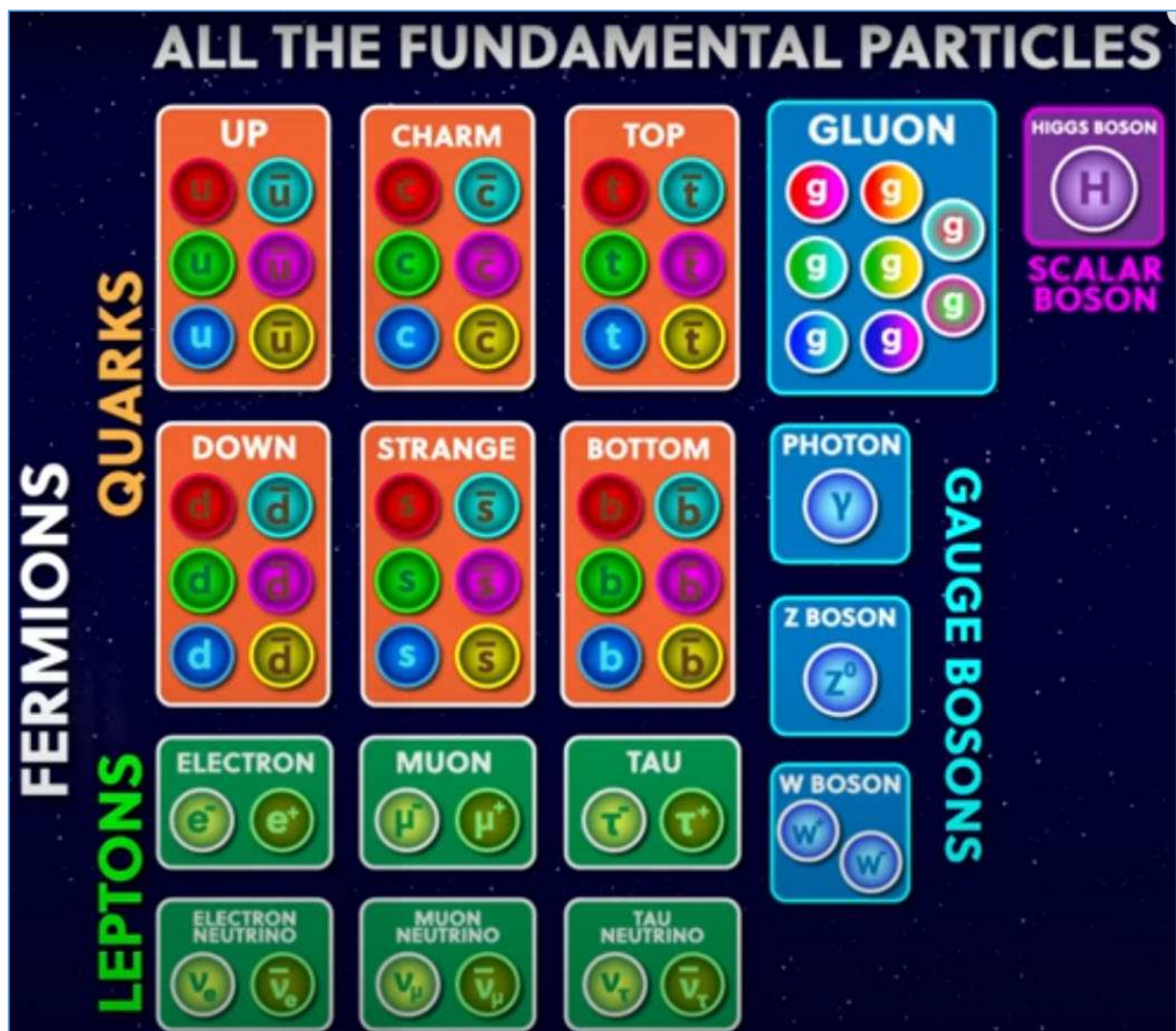


Fig. 22 : Modèle standard des particules élémentaires avec les particules de matière et d'antimatière et avec les charges de couleur et d'anti-couleur des quarks, antiquarks et gluons. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Voici quelques diagrammes de Feynman qui représentent les trois forces fondamentales en physique quantique. Attention, sur ces diagrammes, l'axe du temps est en ordonnée de bas en haut (convention de Feynman).

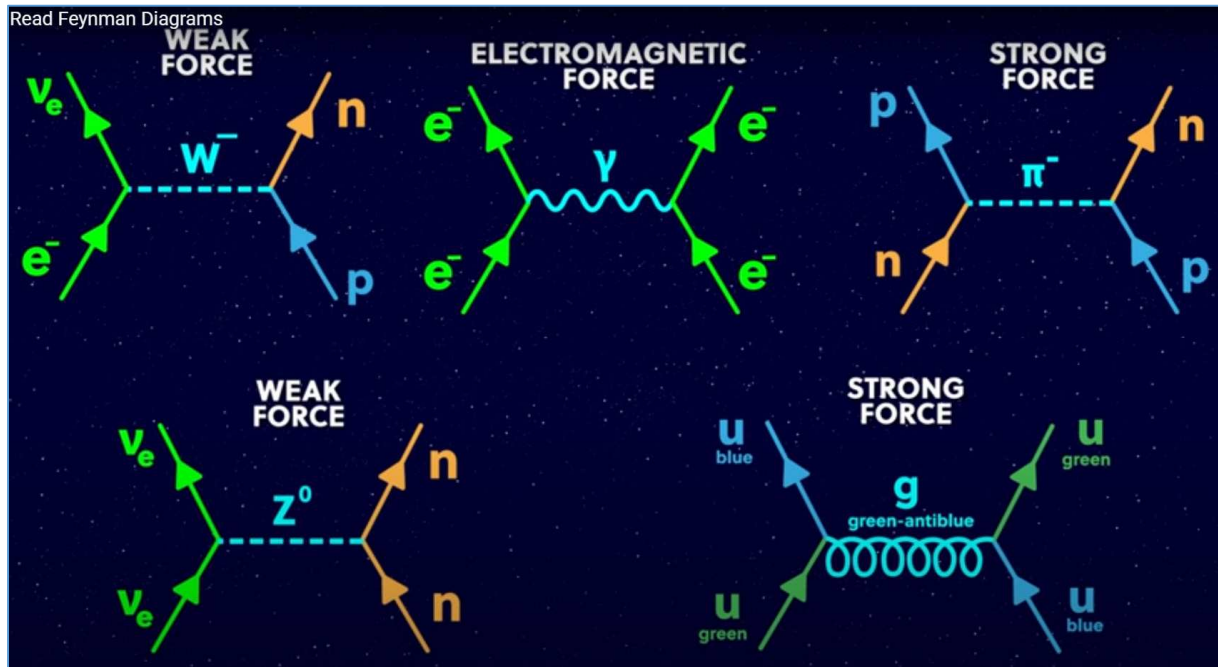


Fig. 23 : Diagrammes de Feynman où sont représentées les trois forces fondamentales de la physique quantique. L'axe du temps est en ordonnées de bas en haut. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Les diagrammes de Feynman contiennent des vertex, parfois représentés par des points et que l'on peut comprendre comme « points de rencontre » entre les particules où comme des phénomènes d'interactions qui se déroulent dans l'espace-temps. Ces phénomènes sont appelés des séquences. La séquence d'émission ou d'absorption d'un photon est appelée jonction ou couplage et est représentée par un vertex au point de jonction des lignes.

Un diagramme de Feynman est donc construit sur trois éléments : des vertex où l'énergie et l'impulsion (quantité de mouvement) sont conservées, des lignes externes représentant les particules réelles qui entrent et qui sortent et des lignes internes représentant des particules virtuelles.

Dans un diagramme de Feynman, toutes les observables (l'équivalent des grandeurs en physique classique) qui sont entrantes ou sortantes sont mesurables. En revanche, tout ce qui se trouve au milieu du diagramme et donc qui ni rentre ni sort ne sont pas mesurables car il s'agit de particules virtuelles.

Les particules virtuelles ont la propriété de violer (pendant un temps très court) l'équivalence énergie-masse ($E = mc^2$), elles ne sont pas limitées par la vitesse de la lumière et ne sont pas non plus tenues de suivre la flèche du temps (comme si elles remontaient le temps). Avouez que c'est un comportement assez impressionnant de la nature. Pourtant, cela se passe tout le temps dans le vide cosmique ; par exemple, une particule peut emprunter de l'énergie à partir du vide, mais tôt ou tard cette particule doit restituer son énergie empruntée au vide. Des particules peuvent naître subitement à partir de perturbations d'énergie dans l'espace vide et puis disparaître tout aussi subitement. Il y a donc dans l'espace vide (qui du coup n'est pas vide) un fourmillement de créations sporadiques de particules de matière ou d'antimatière et qui disparaissent d'une manière tout aussi sporadique. Cela peut nous laisser quelque peu rêveur quant à la compréhension de ce qui se passe dans l'univers. En revanche, le fait de savoir que les observables des particules virtuelles ne sont pas mesurable est une notion essentielle à connaître pour la compréhension de ce qui va suivre pour les explications sur le « G-2 ».

Voici quelques exemples de vertex des diagrammes de Feynman illustrés à la figure suivante.

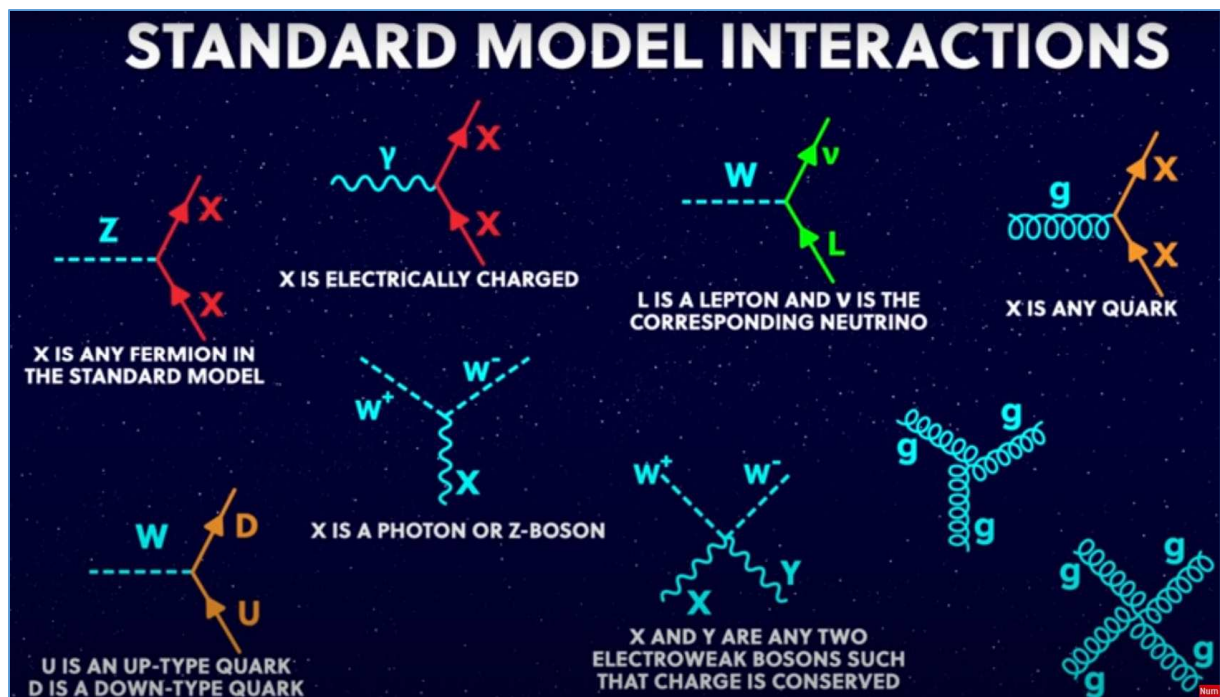


Fig. 24 : Diagrammes de Feynman où sont représentés les vertex. L'axe du temps est en ordonnées de bas en haut. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Dans les diagrammes de Feynman, on rencontre parfois des séquences qui se déroulent sous la forme d'une boucle. Dans l'exemple de la figure suivante, deux électrons interagissent pour émettre un photon mais au milieu du diagramme, le photon se transforme spontanément en une paire électron - positon. Dans une partie de la boucle, l'électron de cette paire va dans le sens de la flèche du temps (ici de bas en haut). En revanche l'antiélectron (positon) « remonte » le temps dans le sens contraire de la flèche du temps (ici de haut en bas). Ensuite, la paire électron - positon s'annihile pour redevenir à l'état de photon.

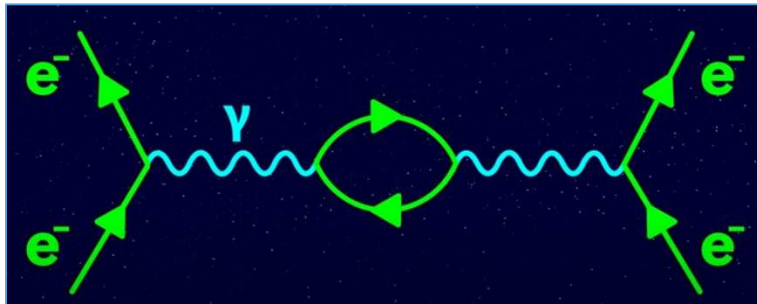


Fig. 25 : Diagrammes de Feynman où deux électrons sont rapprochés et interagissent en s'échangeant un photon virtuel pour se repousser. Dans le procédé, intervient une séquence sous la forme d'une boucle où est créée spontanément une paire électron - positon. L'axe du temps est en ordonnées de bas en haut. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Voici enfin une propriété intéressante des diagrammes de Feynman lorsque l'on fait pivoter une figure d'un quart de tour (par exemple dans le sens des aiguilles d'une montre).

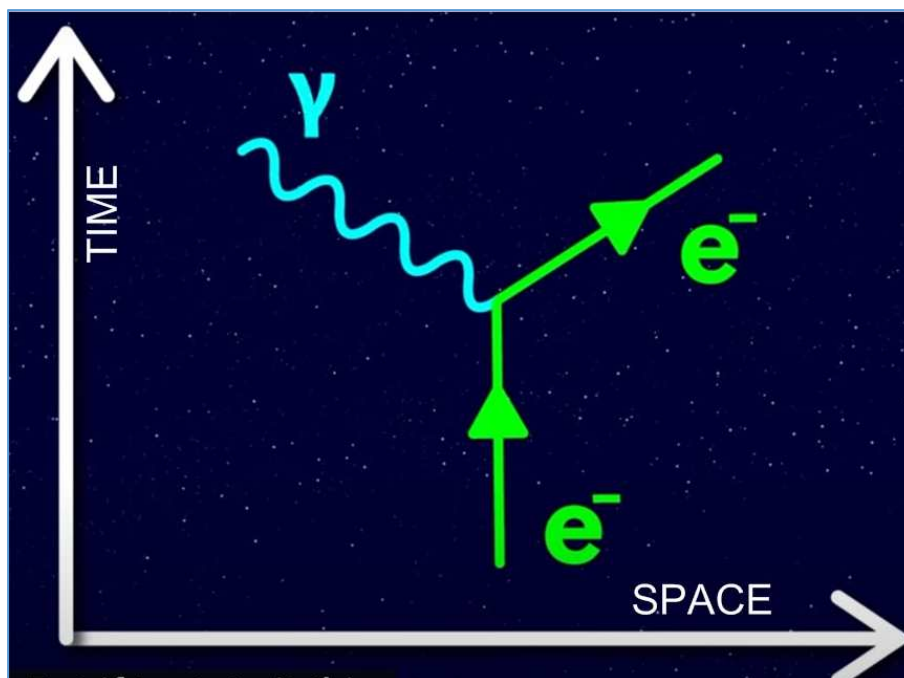


Fig. 26 : Diagrammes de Feynman où un électron change de moment angulaire ou de moment magnétique en émettant un photon. L'axe du temps est en ordonnées de bas en haut. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

En étant attentif à ce que signifient l'axe des temps et son orientation (flèche du temps) une particule de matière peut se transformer en sa particule d'antimatière si elle remonte l'axe des temps à contre-sens après la rotation du diagramme.

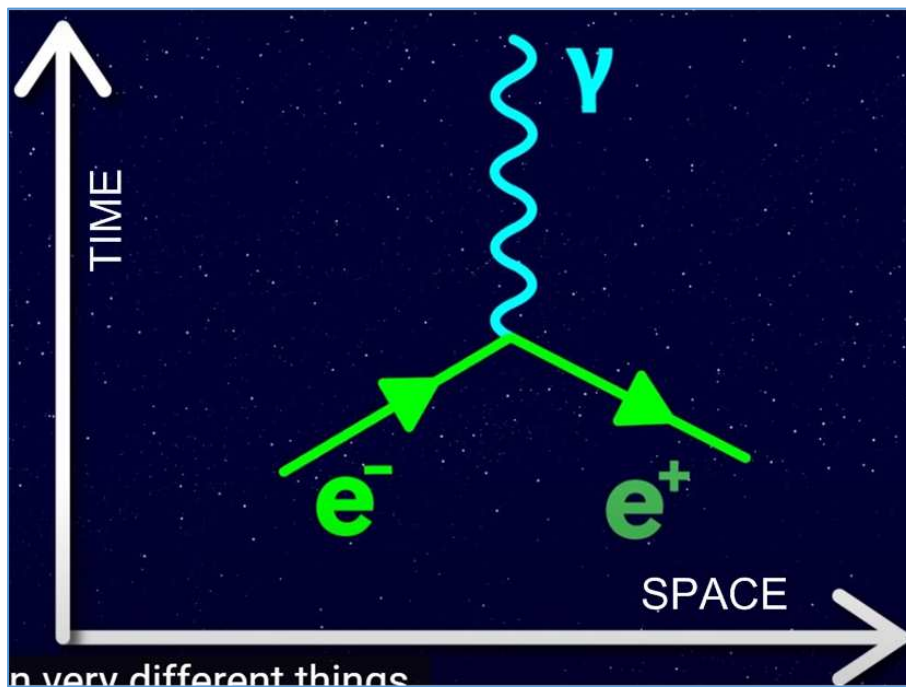


Fig. 27 : Diagrammes de Feynman où un électron et un positon s'annihilent pour émettre un photon. L'axe du temps est en ordonnées de bas en haut. Source : Youtube DOS Domain of Science 19.03.2021 ; graphisme du Dr. Dominic Walliman.

Interaction électromagnétique du photon sur le muon et détermination du facteur de Landé g_μ :

Comme nous savons à présent comment interpréter les diagrammes de Feynman, analysons le comportement d'un muon lorsque celui-ci reçoit ou émet un photon. Si l'on trace le diagramme de Feynman le plus simple avec un muon qui interagit avec un photon, nous obtenons la description d'une interaction avec un facteur de Landé $g = 2$.

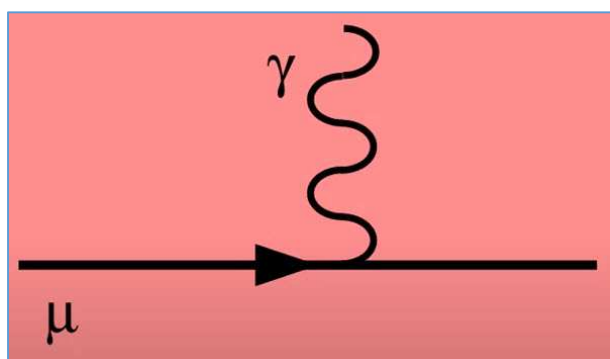


Fig. 28 : Diagramme de Feynman de l'interaction d'un photon avec un muon. L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 18.03.2021.

Ce résultat n'est pas du tout trivial car il provient d'une résolution de l'équation de Dirac qui prédit cette valeur exactement égale à 2 en 1928. L'explication de l'équation de Dirac sort du cadre de cet article technique.

Par comparaison, si on substitue le muon par une boucle de courant dont le moment cinétique de Spin (moment angulaire de Spin) est S, alors on obtiendrait un facteur de Landé $g = 1$.

En revenant au diagramme de Feynman de la figure ci-dessus, le simple photon n'est pas la seule contribution d'interaction électromagnétique que reçoit le muon. Il existe toute une série d'autres contributions d'interactions (qui sont très nombreuses) avec le muon, ce qui a comme conséquence que la valeur du facteur de Landé prédite par Dirac n'est plus de 2 et donc $g \neq 2$.

Ainsi, si l'on mesure $g - 2$, alors on peut quantifier toutes les autres contributions d'interactions électromagnétiques avec le muon que l'on note $(g - 2)_\mu$.

Et c'est seulement maintenant que vous pouvez comprendre ce que signifie « G-2 », mais ce n'est pas fini, il reste encore bien des choses à décrire pour bien comprendre l'expérimentation « G-2 » du Fermilab.

Anomalie du moment magnétique de Spin du muon :

Le calcul de l'anomalie du moment magnétique de Spin du muon, parfois appelée moment magnétique anomal du muon est donné par la relation suivante :

$$a_\mu = \frac{(g - 2)_\mu}{2}$$

Description des contributions d'interactions électromagnétiques responsables de $g \neq 2$ et recherche de la valeur de $(g - 2)_\mu$:

Les différentes contributions d'interactions électromagnétiques avec le muon sont modélisées sous la forme d'un développement en série comprenant plusieurs termes. La somme de tous ces termes permet de calculer l'anomalie du moment magnétique du muon :

$$a = A_1 \cdot \alpha_1 + A_2 \cdot \alpha_1^2 + A_3 \cdot \alpha_1^3 + A_4 \cdot \alpha_1^4 + o(\alpha_1^4)$$

Il s'agit d'un développement en série de puissances de α_1 où $\alpha_1 = \frac{\alpha}{\pi}$ avec α qui est la constante de structure fine de l'atome, également appelée la constante de couplage électromagnétique (voir plus loin). Pour information, il existe d'autres constantes de couplage pour caractériser l'intensité de l'interaction nucléaire forte et pour caractériser l'intensité de l'interaction nucléaire faible.

L'enjeu consiste à déterminer la valeur des différents coefficients A_1 , A_2 , A_3 et A_4 . Les choses se complexifient très vite. Pour le calcul du premier terme (terme de Schwinger, voir plus loin) avec le coefficient A_1 , les choses restent relativement simples et nécessitent un seul diagramme de Feynman (correction d'ordre 1). En revanche, pour déterminer le coefficient A_2 , cela nécessite 7 diagrammes de Feynman (correction d'ordre 2). Pour déterminer le coefficient A_3 , il faut 72 diagrammes de Feynman (correction d'ordre 3). Et pour déterminer le coefficient A_4 , il ne faut pas moins de 891 diagrammes de Feynman, ce qui nécessite le recours à des ordinateurs très puissants.

Constante de structure fine de l'atome : constante de couplage électromagnétique :

En physique atomique, la structure fine décrit le dédoublement des raies spectrales d'une particule que l'on mesure par la spectroscopie à haute résolution spectrale. La structure fine est un effet qui trouve son origine de l'application de la théorie de la relativité d'Einstein dans l'équation de Dirac.

Voici une explication plus simple pour mieux comprendre. Dans le modèle de l'atome qui a été décrit par Niels Bohr en 1913, les électrons gravitent autour du noyau en se répartissant par des couches qui se situent à des niveaux discrets (en valeurs finies et dénombrables) de quantité d'énergie, parfois appelées bandes d'énergie. Grâce aux travaux de Max Planck et d'Albert Einstein, on a découvert que lorsqu'un électron « saute » d'une bande d'énergie supérieure à une bande d'énergie inférieure, l'électron émet un photon dont l'énergie est calculée par la formule de Planck :

$$\Delta E = h \cdot \nu$$

ΔE : différence d'énergie

h : constante de Planck

ν : fréquence

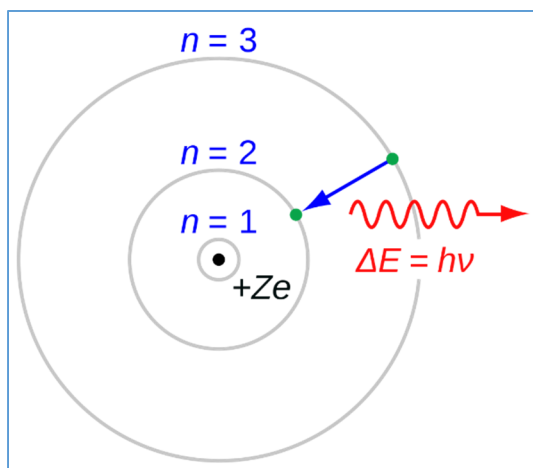


Fig. 29 : Modèle de Bohr illustrant les niveaux d'énergie des électrons d'un atome où « n » représente le nombre quantique principal. Source : Wikipédia.

Comme les photons émis ont une fréquence bien précise, et donc une longueur d'onde bien quantifiée, on peut réaliser une mesure de la différence d'énergie grâce à la spectroscopie optique où l'on mesure les raies spectrales.

Les électrons se répartissent autour du noyau de l'atome sur des couches électroniques (càd. un ensemble d'orbitales) bien spécifiques qui sont connues entres autres dans le domaine de la chimie physique sous les noms K, L, M, O, P et Q avec les ensembles d'orbitales s, p, d, et f.

Avec l'équation de Dirac où intervient la théorie de la relativité d'Einstein, on a pu découvrir l'existence d'une structure fine de l'atome par l'observation du dédoublement des raies spectrales des photons (raies de Lyman- α) émis par les électrons qui se répartissent sur des couches électroniques de l'atome à différents niveaux d'énergie comme illustré à la figure suivante.

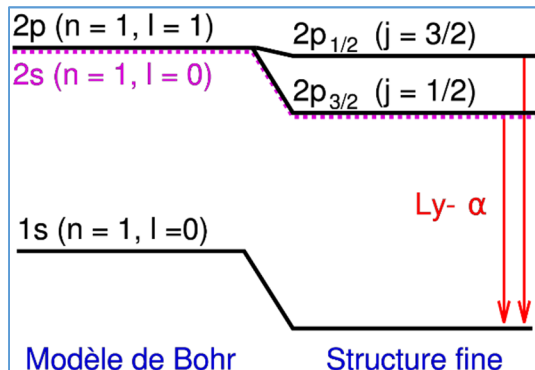


Fig. 30 : Structure fine d'un atome d'hydrogène où l'on observe un dédoublement des niveaux d'énergie d'un électron. Source : Wikipédia.

En physique quantique, la constante de structure fine est la constante de couplage associée à l'interaction électromagnétique qui est médiatisée par les photons. Cette constante est ainsi désignée par une référence historique à la structure fine de l'atome. Cette constante (sans unité) a été découverte par le physicien allemand Arnold Sommerfeld en 1916. Voici la constante de structure fine, c'est-à-dire la constante de couplage électromagnétique :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c}$$

$$\alpha = \frac{1}{137,035\,999\,046(27)} = 7,297\,352\,566\,4(17) \cdot 10^{-3}$$

α : constante de structure fine ; constante de couplage électromagnétique

e : charge de l'électron (et aussi du muon) $-1,602\,176\,565(35) \cdot 10^{-19}$ [C]

ϵ_0 : permittivité du vide $8,854\,187\,82 \cdot 10^{-12}$ [$A^2 \cdot s^4 \cdot kg^{-1} \cdot m^{-3}$]

\hbar : constante de Plack réduite

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

h : constante de Planck $6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34}$ [$J \cdot s$] ou [$kg \cdot m^2 \cdot s^{-1}$]

c : vitesse de la lumière $299\,792\,458$ [$m \cdot s^{-1}$]

Il est usuel d'employer la valeur : $\alpha^{-1} = 137,035\,999\,046(27)$

On peut relier la constante de couplage électromagnétique à la perméabilité magnétique du vide grâce à la relation entre la permittivité du vide et la perméabilité magnétique du vide :

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 \cdot c^2}$$

ϵ_0 : permittivité du vide

μ_0 : perméabilité magnétique du vide $4\pi \cdot 10^{-7} \left[\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2} \right]$

$\mu_0 = 12,566\,370\,614 \cdot 10^{-7} \left[\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2} \right]$

c : vitesse de la lumière

Dans ce cas, la relation qui exprime la constante de couplage électromagnétique devient :

$$\alpha = \frac{\mu_0 \cdot c \cdot e^2}{2 \cdot h}$$

Première contribution majeure à l'anomalie du moment magnétique du muon (terme de Schwinger) :

Les choses commencent à se compliquer ...

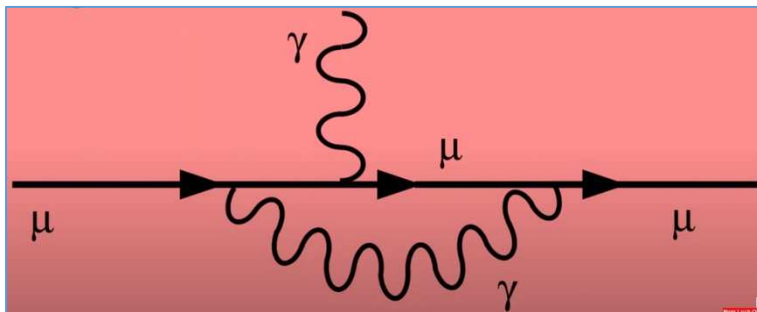


Fig. 31 : Diagramme de Feynman de l'interaction d'un photon avec un muon où intervient une boucle. L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 18.03.2021.

Comme sur le diagramme de Feynman de la figure précédente, la figure ci-dessus illustre l'interaction d'un photon avec un muon mais cette fois où intervient une boucle dans le diagramme. Il y a un deuxième photon qui est émis et puis réabsorbé par le muon. Cette séquence de phénomènes va constituer une contribution d'interaction sur le muon et donc avoir une influence sur la valeur de l'anomalie du moment magnétique de celui-ci.

Si l'on veut mesurer l'observable $(g-2)_\mu$, on analyse la façon dont le muon interagit avec le champ électromagnétique. Expérimentalement, on prend un muon et on lui applique un champ électromagnétique ; ensuite on observe les changements qui s'opèrent dans le Spin du muon (précession de Larmor). Ces changements donnent des résultats de mesures. Donc, ce que l'on connaît, c'est un muon entrant et placé dans un champ électromagnétique, on connaît la valeur du champ électromagnétique (représenté ici par un photon), et on connaît le muon sortant.

Pendant cette observation, on est en quelque sorte « aveugle » par rapport aux détails de ce qui se déroule au milieu de la séquence représentée par le diagramme de Feynman ci-dessus. Rappelez-vous que dans le milieu d'un diagramme de Feynman, on est en présence de particules virtuelles dont les observables ne peuvent pas être mesurées.

Ainsi, pendant l'expérimentation, on ne peut pas distinguer s'il s'agit du cas simple ou du cas avec une boucle où un extra photon a été émis et réabsorbé par le muon.

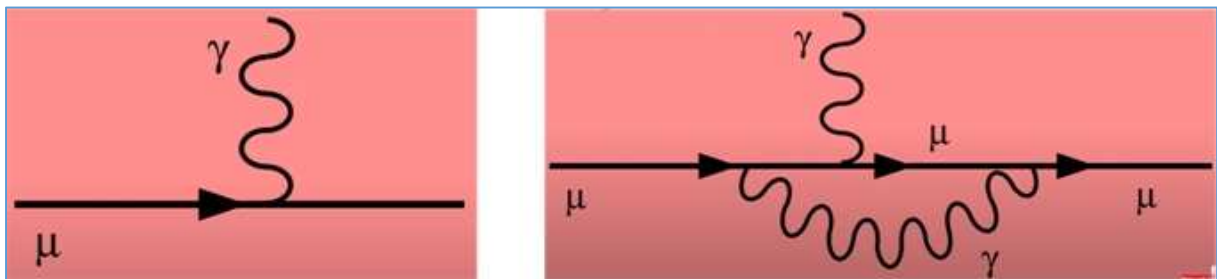


Fig. 32 : Diagrammes de Feynman des interactions d'un photon simple avec un muon et de l'interaction avec un extra photon qui intervient dans une boucle. L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 18.03.2021.

Le deuxième diagramme avec une boucle constitue donc une des possibilités de contribution d'interaction donnant une mesure du $(g-2)_\mu$. Ce type contribution est appelé le terme de Schwinger car il s'agit du premier terme du développement en série permettant de calculer l'anomalie du moment magnétique :

$a = A_1 \cdot \alpha_1 + \dots$ avec $\alpha_1 = \frac{\alpha}{\pi}$ et avec $a_\mu = \frac{(g-2)_\mu}{2}$. Le terme de Schwinger porte la valeur initialement de $g = 2$ à la valeur de $g = 2 + \frac{\alpha}{\pi}$, ce qui donne la valeur du coefficient $A_1 = \frac{1}{2}$. En effet :

$$a = A_1 \cdot \frac{\alpha}{\pi} \text{ et } g_\mu = 2 + \frac{\alpha}{\pi} \text{ avec } \alpha = \frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c} \text{ et } \alpha^{-1} = 137,035\,999\,046(27)$$

$$a_\mu = \frac{(g-2)_\mu}{2} = \frac{\left[\left(2 + \frac{\alpha}{\pi} \right) - 2 \right]}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha}{\pi} = \frac{\alpha}{2\pi}$$

Ce terme a été découvert par le physicien américain Julian Schwinger en 1947.

Avec le terme de Schwinger uniquement :

$$g = 2 + \frac{\alpha}{\pi} = 2,00232281946642(46) \text{ [Facteur de Landé]}$$

et l'anomalie du moment magnétique du muon devient :

$$a_\mu = \frac{(g-2)_\mu}{2} = 0,00116140973321(23) \text{ et cette valeur n'est pas nulle.}$$

Le terme de Schwinger constitue la correction majeure de $(g-2)_\mu$ mais ce n'est pas la seule contribution d'interaction du champ électromagnétique, médiatisée par le photon, avec le muon.

Corrections d'ordre 2,3 et 4 pour le calcul de l'anomalie du moment magnétique du muon :

Il existe des milliers d'autres contributions d'interactions représentées par autant de diagrammes de Feynman ; toutes ces contributions d'interactions ont été calculées par de puissants ordinateurs. Ces autres contributions sont tout aussi importantes pour amener les corrections nécessaires au calcul de $(g-2)_\mu$.

Voici quelques exemples des diagrammes de Feynman où interviennent plusieurs boucles, parfois imbriquées pour les autres corrections de $(g-2)_\mu$.

Les choses se compliquent de plus en plus ...

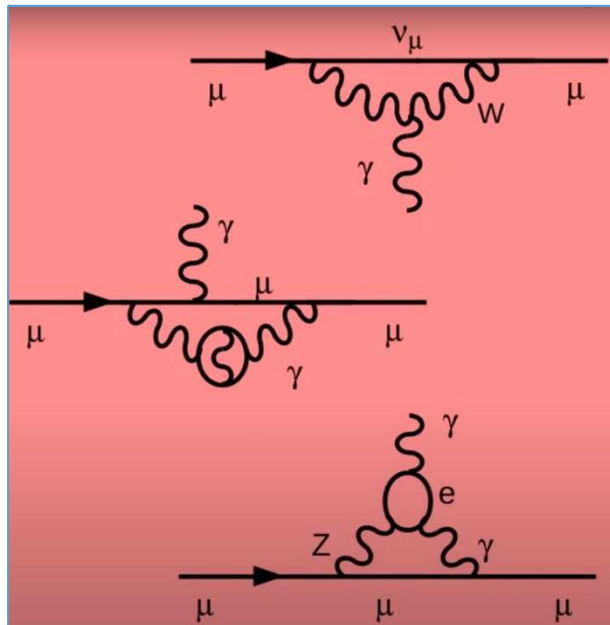


Fig. 33 : Diagrammes de Feynman des interactions avec un muon où interviennent plusieurs boucles, parfois imbriquées. L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 18.03.2021.

Toutes ces formes de contributions d'interaction sont aussi importantes pour le calcul de $(g-2)_\mu$. Ces contributions additionnelles vont rajouter des incertitudes dans les mesures qui devront être exprimées par des barres d'erreur.

En principe, dans le modèle standard des particules élémentaires, toutes ces contributions d'interaction avec le muon peuvent être évaluées. Il y a toutefois une infinité de diagrammes de Feynman qui sont possibles ; cela signifie que les physiciens mathématiciens scientifiques doivent tenir compte des incertitudes de toutes les contributions des interactions qui n'auront pas été calculées parmi l'infinité des diagrammes de Feynman.

Tout cela nous conduit à des prédictions du modèle standard des particules élémentaires par les calculs de la valeur de $(g-2)_\mu$ avec une grande précision et par les calculs d'incertitude. Ensuite, ces prédictions vont pouvoir être comparées aux résultats des mesures effectuées lors des expérimentations. Ces prédictions peuvent être organisées en plusieurs classes de corrections avec leurs incertitudes.

Valeur expérimentale de $(g-2)_\mu$ mesurée par le BNL (2004) :

Avant la publication des résultats de l'expérimentation du Fermilab du 07 Avril 2021, la mesure expérimentale de l'anomalie du moment magnétique du muon était de :

$a_\mu^{\text{exp.}} = 0,00116592089(63)$. Cette valeur avait été mesurée par le BNL (Brookhaven National Laboratory d'Upton USA) en 2004.

La valeur prédite par le modèle standard des particules élémentaires est de :

$$a_\mu^{\text{SM}} = 0,00116591810(43).$$

Il est à remarquer que ces valeurs sont déjà d'une précision redoutable ! La barre d'erreur est donnée dans les deux derniers chiffres significatifs.

La différence entre ces deux valeurs était de :

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{exp.}} - a_\mu^{\text{SM.}} &= 0,00116592089(63) \\ &\quad - 0,00116591810(43) \\ &= 0,00000000279(76) \end{aligned}$$

Cette différence correspondait à un écart-type de $3,7\sigma$.

La valeur $a_\mu^{\text{exp.}} = 0,00116592089(63)$ a été mise à jour dans la publication des expérimentations du Fermilab le 07 Avril 2021. Nous en reparlerons plus loin.

Valeur de $(g-2)_\mu$ prédite dans le modèle standard des particules élémentaires :

Nous allons analyser les différentes classes de contribution dans le calcul de $(g-2)_\mu$ dans le modèle standard des particules élémentaires. Nous examinerons aussi quelles sont les incertitudes dans ce calcul et d'où viennent ces incertitudes.

La première classe de contribution qui a déjà été décrite est le terme de Schwinger qui amène une correction majeure à la valeur de l'anomalie du moment magnétique du muon :

$$a_\mu = \frac{\alpha}{2\pi}$$

Pour parvenir à une grande précision de cette valeur a_μ on va devoir inclure d'autres contributions, très petites, mais qui ont leur importance. Les contributions à la valeur $(g-2)_\mu$ sont subdivisées en trois classes :

- les corrections de l'électrodynamique quantique (QED), c'est-à-dire les corrections qui sont issues des interactions électromagnétiques ;
- les corrections issues des interactions électrofaibles ;
- les corrections hadronique (du nom des hadrons : baryons constitués de 3 quarks et mésons constitué d'une paire quark - antiquark).

Comme vous êtes à présent devenus des experts du modèle standard des particules élémentaires et expert des diagrammes de Feynman en ayant lu tout ce qui précède dans cet article technique, toutes les particules élémentaires du modèle standard vous sont déjà (presque) toutes familières (revoir la figure 22) et vous êtes dans les conditions optimales pour comprendre ce qui va suivre.

Rappel sur les trois interactions (forces) fondamentales en physique quantique :

Interactions (forces)	Particules médiatrices des interactions (bosons de jauge)	Remarques
électromagnétique	Photon γ	γ masse nulle
Nucléaire faible	Bosons W^+ , W^- , Z^0	W^+ , W^- , Z^0 masse élevée
Nucléaire forte	Gluons g	Masse nulle ; pas d'interaction avec les leptons (e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ)

Les corrections issues des interactions électromagnétiques sont basées sur des diagrammes de Feynman qui contiennent uniquement des leptons et des photons. Ce sont ces interactions qui donnent les contributions de corrections les plus élevées sur la valeur de $(g-2)_\mu$.

Les corrections issues des interactions électrofaibles sont basées sur des diagrammes de Feynman qui contiennent des bosons W^+ , W^- , Z^0 et le boson de Higgs H . Ces interactions donnent des contributions de corrections relativement faibles sur la valeur de $(g-2)_\mu$.

Les corrections hadroniques sont basées sur des diagrammes de Feynman où interviennent des quarks (plus précisément des hadrons qui contiennent des quarks et des paires quark - antiquark) et des photons. Ces interactions donnent des corrections très faibles sur la valeur de $(g-2)_\mu$ mais en revanche ce sont ces corrections qui ont le degré d'incertitude le plus élevé.

Corrections issues des interactions électromagnétiques sur le calcul de $(g-2)_\mu$:

Nous avons déjà évoqué une correction majeure qui est le terme de Schwinger où intervient une boucle dans le diagramme de Feynman (voir figure 31). Les corrections issues des interactions électromagnétiques doivent être très précises car elles font partie des corrections les plus importantes sur le calcul de la valeur de $(g-2)_\mu$. Cela nécessite donc d'analyser des diagrammes de Feynman qui contiennent jusqu'à cinq boucles. Voici quelques exemples de diagrammes de Feynman qui contiennent de deux à cinq boucles.

Les choses se compliquent fameusement ...

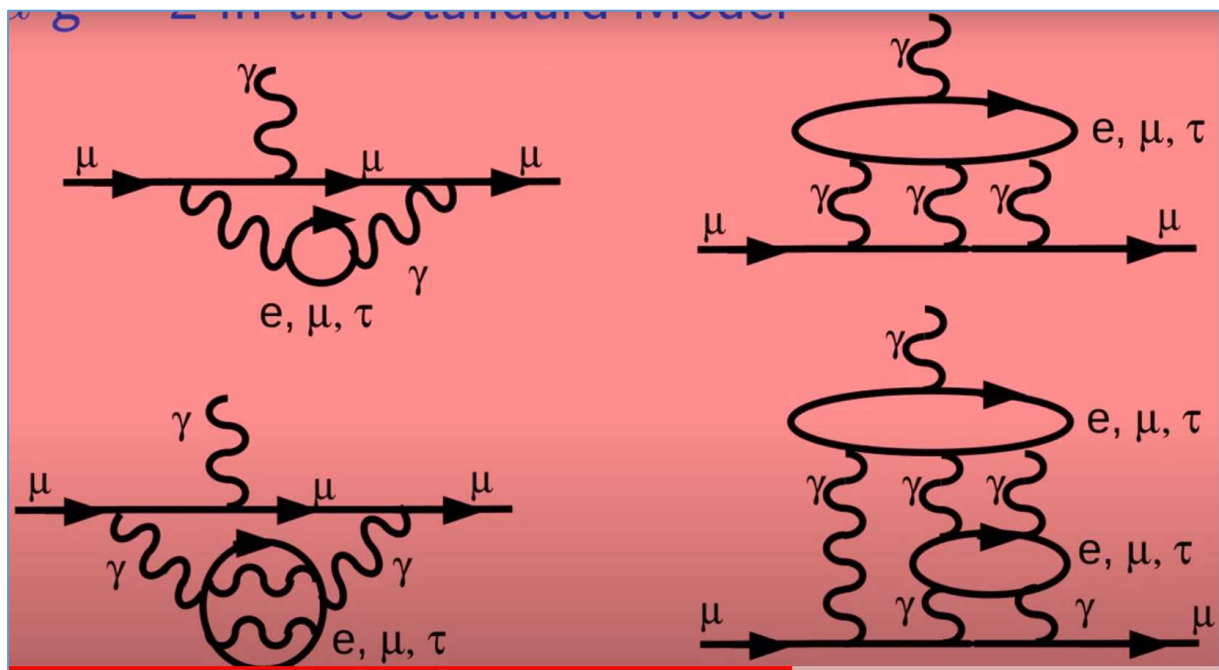


Fig. 34 : Diagrammes de Feynman des interactions avec un muon où interviennent plusieurs boucles, parfois imbriquées. En haut à gauche : un diagramme avec deux boucles. En bas à droite : un diagramme avec cinq boucles. L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 25.03.2021.

Lorsqu'on passe d'interactions électromagnétiques d'une seule boucle à des interactions électromagnétiques à cinq boucles, on a besoin d'un nombre de plus en plus élevé de diagrammes de Feynman. Dans une interaction électromagnétique avec une seule boucle, on n'a besoin que d'un seul diagramme (terme de Schwinger), mais pour une interaction électromagnétique à cinq boucles, on a besoin de plus de 10 000 diagrammes de Feynman ! Un diagramme à une seule boucle amène une correction sur la valeur de a_μ (anomalie du moment magnétique) de l'ordre de grandeur de 10^{-3} ; l'ensemble des diagrammes à cinq boucles amènent une correction sur la valeur de a_μ de l'ordre de grandeur de 10^{-10} .

En incluant le terme de Schwinger, les contributions issues des interactions électromagnétiques donnent une valeur de a_μ corrigée de la valeur suivante :

$a_\mu^{\text{QED}} = 0,00116584718931(104)$, ce qui donne un nombre élevé de chiffres significatifs et une barre d'erreur intervenant sur les trois derniers chiffres.

L'origine majeure des incertitudes constituant la barre d'erreur de ce type de correction provient de l'omission des diagrammes de Feynman qui contiennent six boucles et plus de six boucles. Les autres origines des incertitudes proviennent de celles qui portent sur les valeurs des masses des leptons, de celle qui porte sur la constante de couplage électromagnétique (constante de structure fine) α et de celles qui proviennent des intégrations numériques.

En ce qui concerne la constante de structure fine α , la valeur de celle-ci a été mesurée par une expérimentation d'interférométrie sur un atome de Césium (Cs). Il est à remarquer que les raies spectrales du Césium ont servi jusqu'il n'y a pas longtemps à définir l'étalon du mètre et que les horloges atomiques de référence sont des horloges à fontaine de Césium.

Il y a une autre méthode pour mesurer la constante de structure fine α : il s'agit de mesurer l'anomalie du moment magnétique de l'électron $(g-2)_e$, que l'on appelle parfois le moment magnétique anomal de l'électron. Cette expérimentation est même bien plus précise que celle qui a servi au Fermilab pour la mesure du moment magnétique anomal du muon $(g-2)_\mu$. La valeur du moment magnétique anomal de l'électron a la valeur suivante :

$a_e^{\text{exp.}} = 0,00115965218073(28)$. Il est à remarquer que la barre d'erreur est très petite.

Les deux expérimentations $(g-2)_e$ et $(g-2)_\mu$ dépendent de la constante de structure fine α . Ainsi, on peut prendre la valeur de α déterminée par l'expérimentation $(g-2)_e$ et s'en servir pour l'expérimentation $(g-2)_\mu$. Cette valeur de α a été extraite de l'expérimentation $(g-2)_e$ après des calculs extrêmement compliqués. Il en ressort une valeur de α qui est légèrement moins précise que celle qui a été effectuée par l'expérimentation d'interférométrie sur un atome de Césium.

Corrections issues des interactions électrofaibles sur le calcul de $(g-2)_\mu$:

Cette classe de contributions dues aux interactions électrofaibles fait intervenir des diagrammes de Feynman qui contiennent des bosons W^+ , W^- , Z^0 et le boson de Higgs H. Ces contributions sont relativement faibles à cause des masses élevées de ces bosons. Comme les contributions des interactions électrofaibles sont faibles, il n'est pas nécessaire d'avoir une précision sur les calculs aussi poussée que celle qui porte sur les calculs des contributions dues aux interactions électromagnétiques. Les calculs se limitent donc sur base de diagrammes de Feynman qui contiennent au maximum deux boucles. Voici l'exemple de deux diagrammes de Feynman où interviennent une boucle pour le premier et deux boucles pour le second.

Les choses se compliquent encore ...

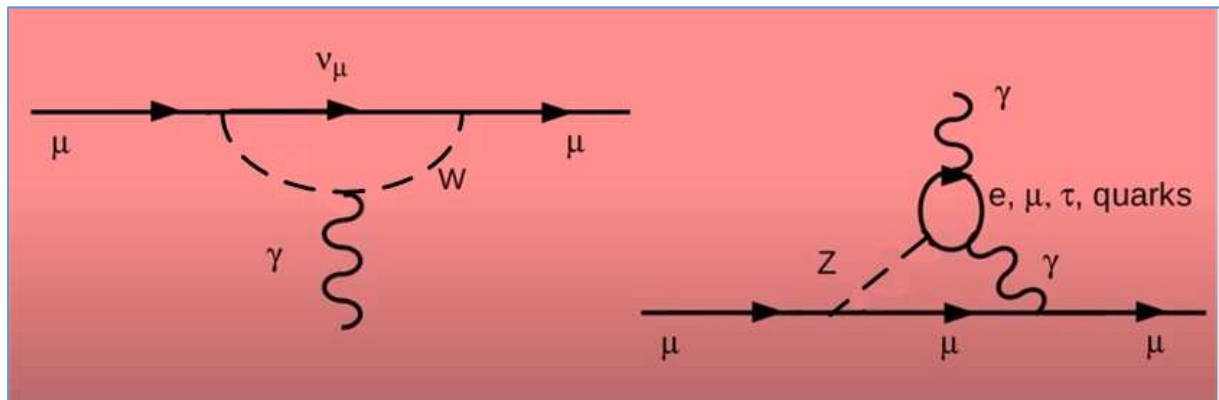


Fig. 35 : Diagrammes de Feynman des interactions électrofaibles avec un muon où interviennent une boucle (à gauche) et deux boucles (à droite). L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 25.03.2021.

Les contributions issues des interactions électrofaibles donnent une valeur corrigée de l'anomalie du moment magnétique du muon a_μ :

$$a_\mu^{\text{EW}} = 0,000000001536(10)$$

On constate que cette valeur est de loin plus faible que celle qui a été calculée pour les corrections dues aux interactions électromagnétiques.

Corrections hadroniques sur le calcul de $(g-2)_\mu$:

Dans cette classe de correction interviennent les quarks qui sont confinés dans les hadrons par la force nucléaire forte qui est médiatisée par les gluons. Cela signifie que les calculs échouent et des techniques plus spécialisées doivent être mises en œuvre pour parvenir à donner une estimation des valeurs des contributions hadroniques pour obtenir une valeur corrigée de l'anomalie du moment magnétique du muon a_μ .

Ces techniques font appel à des procédés d'itérations dans des traitements informatiques par des ordinateurs puissants où interviennent la chromodynamique quantique (QCD) sur réseau (ou en maillage, *Lattice QCD*) et la mise en relation des contributions avec d'autres observables qui ont été mesurées. La QCD sur réseau (ou en maillage) est une théorie de jauge formulée sur une grille (réseau) de points dans l'espace-temps où l'on fait tendre la taille du réseau vers l'infini et la taille de la maille vers zéro. La chromodynamique quantique tire son nom de la charge de couleur des quarks ($\chi\rho\omega\mu\alpha$, *chrôma* : couleur). L'explication de la chromodynamique quantique sur réseau (en maillage) sort du cadre de cet article technique.

Les contributions hadroniques prennent deux formes : la polarisation hadronique du vide (HVP *Hadronic Vacuum Polarization*) et la diffusion hadronique lumière – lumière (HLbL *Hadronic Light-by-Light*).

Les choses deviennent extrêmement compliquées ...

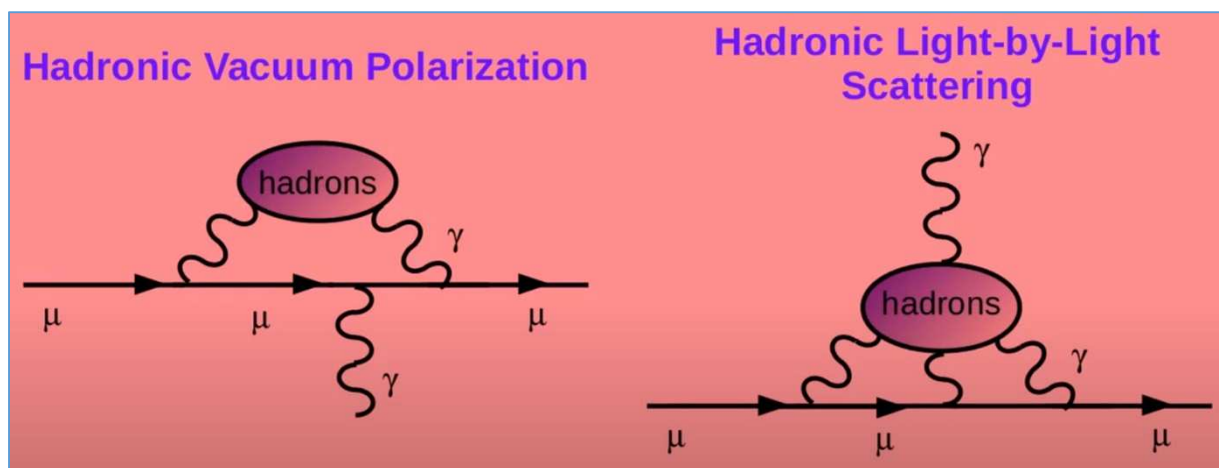


Fig. 36 : Diagrammes de Feynman illustrant les deux formes de contributions hadroniques où intervient une cellule d'hadrons. À gauche : contributions sous la forme de la polarisation hadronique du vide ; à droite : contribution sous la forme de la diffusion hadronique lumière - lumière. L'axe du temps est ici celui des abscisses, c'est-à-dire horizontalement de gauche à droite. Source : Think Like a Physicist 25.03.2021.

Il serait trop complexe de décrire en détails ces deux formes de contributions. Pour vous donner une idée, la polarisation hadronique du vide est étudiée dans le cadre de la chromodynamique quantique sur réseau (*Lattice QCD*, parfois appelée chromodynamique quantique en maillage) pour déterminer l'ordre dominant des contributions hadroniques par la polarisation hadronique du vide (LO-HVP *Leading Order - Hadronic Vacuum Polarisation*) qui actuellement est un facteur limitant la précision des calculs pour déterminer les corrections à effectuer sur la valeur de l'anomalie du moment magnétique du muon dans le modèle standard des particules. Cette forme de contributions fait l'objet de recherches intenses au CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire).

La diffusion hadronique lumière - lumière est un phénomène très rare dans lequel deux photons interagissent, ce qui a pour effet de produire une nouvelle paire de photons.

La diffusion hadronique lumière - lumière a été mise en évidence lors d'expérimentations au LHC de Genève avec des ions lourds (ions plomb) et a été captée par les détecteurs d'ATLAS du LHC.

Dans les deux diagrammes de Feynman de la figure ci-dessus, il y a la présence d'une cellule qui comprend des hadrons. La distinction entre ces deux diagrammes de Feynman s'établit sur le nombre de photons qui interagissent avec la cellule d'hadrons. S'il y a deux photons qui interagissent avec la cellule d'hadrons, on est en présence d'une polarisation hadronique du vide ; s'il y a quatre photons qui interagissent avec la cellule hadronique, on est en présence d'une diffusion hadronique lumière - lumière.

Les contributions par la polarisation hadronique du vide amènent une correction sur la valeur de a_μ (anomalie du moment magnétique du muon) de l'ordre de grandeur de 10^{-7} et les contributions par la diffusion hadronique lumière - lumière amènent une correction sur la valeur de a_μ de l'ordre de grandeur de 10^{-9} .

La source d'incertitude la plus élevée provient des données expérimentales dont les valeurs sont utilisées dans les calculs des contributions par la polarisation hadronique du vide. Les contributions hadroniques donnent une valeur corrigée de a_μ :

$$a_\mu^{\text{Hadronic}} = 0,00000006937(43)$$

Cette correction est légèrement plus élevée que celle de la correction électrofaible, mais elle comporte une incertitude plus élevée.

Somme des corrections des trois classes (électrodynamique, électrofaible et hadronique) :

En totalisant les valeurs des corrections (électrodynamique, électrofaible et hadronique) amenées sur la valeur de l'anomalie du moment magnétique du muon a_μ prédite par le modèle standard des particules élémentaires, on arrive au résultat suivant :

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{SM}} &= a_\mu^{\text{QED}} + a_\mu^{\text{EW}} + a_\mu^{\text{Hadronic}} \\ &= 0,00116584718931(104) \left[a_\mu^{\text{QED}} : \text{correction électromagnétique (QED)} \right] \\ &\quad + 0,000000001536(10) \left[a_\mu^{\text{EW}} : \text{correction électrofaible (EW)} \right] \\ &\quad + 0,00000006937(43) \left[a_\mu^{\text{Hadronic}} : \text{correction hadronique (QCD)} \right] \\ a_\mu^{\text{SM}} &= 0,00116591810(43) \left[a_\mu^{\text{SM}} : \text{moment magnétique anomal du muon} \right. \\ &\quad \left. \text{prédit par le modèle standard} \right] \end{aligned}$$

Il est à remarquer, dans le résultat final du calcul de la valeur du moment magnétique anomal du muon prédite par le modèle standard des particules élémentaires, que la correction dominante est celle qui est amenée par les interactions électromagnétiques (QED). En revanche l'incertitude globale portant sur cette valeur prédite par le modèle standard correspond à celle de la correction hadronique dont l'incertitude est la plus élevée.

Désaccord probable entre le modèle standard des particules élémentaires et les mesures de l'anomalie du moment magnétique du muon suite à l'expérimentation « G-2 » du 07 Avril 2021 au Fermilab :

Avant l'expérimentation « G-2 » au Fermilab, le désaccord entre la valeur de l'anomalie du moment magnétique du muon prédite par le modèle standard des particules et la valeur mesurée par l'expérimentation du BNL (*Brookhaven National Laboratory*) en 2004 était établi sur une différence des valeurs avec un écart type de $3,7\sigma$. L'écart-type est parfois appelé « signifiante » dans les expérimentations de physique quantique.

Depuis la publication des résultats de l'expérimentation « G-2 » du Fermilab le 07 Avril 2021, il semble que ce désaccord entre le modèle standard et les expérimentations se soit renforcé grâce à des mesures plus précises de la valeur de l'anomalie du moment magnétique du muon à telle enseigne que la différence entre la valeur prédite et la valeur mesurée atteint actuellement un écart-type (signifiante) de $4,2\sigma$. Pour annoncer une découverte valant le prix Nobel, il faudra que la différence entre ces deux valeurs soit confirmée avec un écart-type de 5σ . Nous allons analyser cela en détails.

Avant le 07 Avril 2021, les meilleurs résultats obtenus sur la valeur expérimentale $(g-2)_\mu$ au BNL en 2004 ont donné la valeur suivante pour l'anomalie du moment magnétique du muon :

$$a_\mu^{\text{exp BNL}} = 0,00116592089(63)$$

Cette valeur peut être comparée à celle qui est prédite par le modèle standard des particules élémentaires :

$$a_\mu^{\text{SM}} = 0,00116591810(43)$$

Les résultats du BNL donnent une valeur légèrement supérieure à celle du modèle standard et la différence entre les valeurs donne un écart-type (signifiante) de $3,7\sigma$:

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{exp BNL}} - a_\mu^{\text{SM}} &= 0,00116592089(63) \\ &\quad - 0,00116591810(43) \\ &= 0,00000000279(76) \end{aligned}$$

Voici les résultats de l'expérimentation « G-2 » du Fermilab (FNAL) comparés à ceux du BNL :

$$a_{\mu}^{\text{exp FNAL}} = 0,00116592040(54)$$

$$a_{\mu}^{\text{exp BNL}} = 0,00116592089(63)$$

Il y a trois éléments à relever de cette comparaison :

- La différence entre les résultats de ces deux expérimentations se situe à un écart-type qui est à peine de 1σ ; l'écart n'est que de 49 sur les deux derniers chiffres significatifs, ce qui signifie que les mesures des deux expérimentations se superposent presque parfaitement et sont en accord l'une par rapport à l'autre.
- L'incertitude sur les mesures a diminué et la barre d'erreur d'une valeur de (63) de l'expérimentation BNL atteint maintenant une valeur plus serrée de (54) dans l'expérimentation du FNAL (Fermilab). Les deux expérimentations sont donc très bien en accord entre elles.
- La valeur des mesures du FNAL (Fermilab) sont légèrement plus proche du modèle standard que celle des mesures du BNL.

Il est intéressant de comparer à présent la valeur des mesures du Fermilab par rapport à celle qui est prédite dans le modèle standard des particules élémentaires :

$$\begin{aligned} a_{\mu}^{\text{exp FNAL}} - a_{\mu}^{\text{SM}} &= 0,00116592040(54) \\ &\quad - 0,00116591810(43) \\ &= 0,00000000230(69) \end{aligned}$$

La différence entre la valeur des mesures du Fermilab et celle prédite par le modèle standard est plus petite que celle qui existe entre la valeur des mesures du BNL et celle prédite par le modèle standard mais aussi avec une incertitude plus faible qui correspond à un écart-type (signifiante) de $3,3\sigma$.

Mais ce n'est pas tout : les scientifiques du Fermilab ont établi une comparaison statistique en conjuguant les résultats obtenus au BNL avec ceux obtenus au Fermilab et voici ce que cela donne :

$$a_{\mu}^{\text{exp FNAL}} = 0,00116592040(54)$$

$$a_{\mu}^{\text{exp BNL}} = 0,00116592089(63)$$

$$a_{\mu}^{\text{exp}} = 0,00116592061(41)$$

La combinaison des résultats conjugués BNL et FNAL donnent une valeur intermédiaire entre les valeurs BNL et FNAL prises isolément. Mais, ce qui devient particulièrement intéressant est que l'incertitude expérimentale globale se situe à présent dans une barre d'erreur encore plus serrée et d'une valeur de (41) sur les deux derniers chiffres significatifs en comparaison avec les barres d'erreur individuelles des deux expérimentations.

Comparaison entre la valeur expérimentale conjuguée BNL et FNAL avec celle qui est prédite par le modèle standard des particules élémentaires :

La différence entre la valeur expérimentale conjuguée BNL et FNAL et celle du modèle standard est plus faible que celle qui existait entre la valeur expérimentale du BNL prise isolément et celle du modèle standard. Mais cette fois, l'incertitude est réduite sur la différence entre la valeur expérimentale conjuguée et celle du modèle standard par rapport à l'incertitude qui résidait sur la différence entre la valeur expérimentale du BNL prise isolément et celle du modèle standard.

$$\begin{aligned} a_{\mu}^{\text{exp}} - a_{\mu}^{\text{SM}} &= 0,00116592061(41) \\ &\quad - 0,00116591810(43) \\ &= 0,00000000251(59) \end{aligned}$$

Avec cette incertitude réduite sur la différence entre la valeur expérimentale conjuguée BNL et FNAL et celle qui est prédite par le modèle standard des particules élémentaires, l'écart-type (significance) est actuellement de $4,2\sigma$ en 2021.

Ceci démontre toute l'importance de réduire au maximum les incertitudes sur les prédictions et sur les mesures expérimentales.

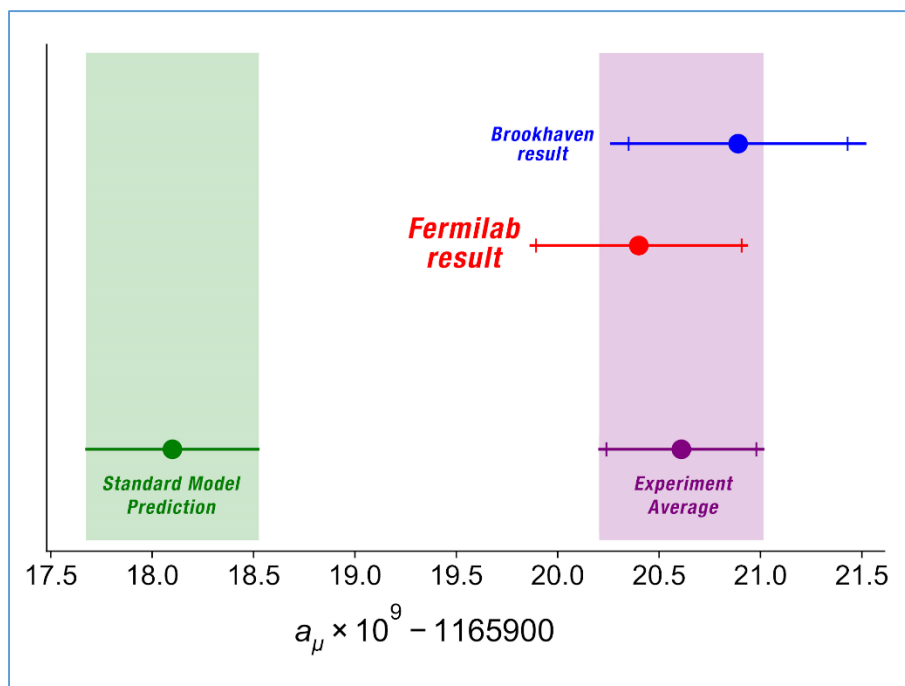


Fig. 37 : Illustration des barres d'erreur sur la valeur de l'anomalie du moment magnétique du muon (valeur prédite par le modèle standard des particules élémentaires, valeur expérimentale du BNL en 2004 et valeur expérimentale du Fermilab en 2021). Source : blog « Ça se passe là-haut », Ingénieur-Physicien, Ingénieur R&D et Ingénieur-chercheur français.

Une nouvelle physique ?

Actuellement en 2021, la valeur expérimentale de l'anomalie du moment magnétique du muon vient d'atteindre une très grande précision avec une incertitude devenue très faible. Cette valeur serait en désaccord avec la valeur prédite par le modèle standard des particules. La valeur prédite par le modèle standard est aussi d'une très grande précision avec une incertitude très faible. La différence entre la valeur expérimentale et celle prédite par le modèle standard avec leur incertitudes respectives donne un écart-type (significance) de $4,2\sigma$. Pour confirmer qu'il y ait une découverte, il faut atteindre un écart-type (significance) de 5σ .

Face à une telle situation, on peut penser que la valeur expérimentale doit encore gagner en précision avec des nouvelles expérimentations. Il est aussi possible de penser que le modèle standard lui-même devrait être affiné pour obtenir une valeur prédite avec une incertitude encore plus petite. Il est tout aussi légitime de penser que le modèle standard doit être complété avec des nouvelles corrections amenées par des contributions d'interactions avec le muon. Enfin, on peut se poser des questions quant à la validité des approches théoriques qui permettent de prédire la valeur du moment magnétique anomal du muon dans le modèle standard.

Ainsi, le BNL et le Fermilab auraient-ils tous deux mesuré la bonne valeur du moment magnétique anomal du muon ? Dans ce cas, les calculs qui ont permis de déterminer la valeur prédite par le modèle standard seraient donc à revoir avec des nouvelles approches théoriques. Il s'agirait ainsi d'une nouvelle physique, mais cela ne veut pas dire nécessairement que toutes les spéculations sont permises ; il serait prudent de passer ces spéculations au rasoir d'Ockham.

Collaboration Budapest-Marseille-Wuppertal :

Actuellement, il existe une collaboration de scientifiques appelée Budapest-Marseille-Wuppertal Collaboration (BMW Collaboration en abrégé) qui a étudié de façon très poussée les contributions hadroniques dans le calcul des corrections sur le moment magnétique anomal du muon dans le modèle standard des particules élémentaires.

Ces scientifiques ont relevé que la source dominante d'incertitude qui réside dans les déterminations théoriques sur la valeur du moment magnétique anomal du muon se situe dans la boucle des corrections hadroniques qui surviennent dans la polarisation hadronique du vide (HVP *Hadronic Vacuum Polarization*). En raison de la valeur élevée de la constante de couplage de l'interaction nucléaire forte à basse énergie, la contribution par la polarisation hadronique du vide ne peut être accessible que par des méthodes non-perturbatives, c'est-à-dire la chromodynamique quantique sur réseau (ou en maillage, *Lattice QCD*). Ceci a pour conséquence que les théories basées sur les méthodes perturbatives viendraient à échouer.

Les scientifiques de la BMW Collaboration ont appliqué la chromodynamique quantique sur réseau (en maillage) pour traiter ces contributions hadroniques de manière non-perturbative. Leurs calculs incluent toutes les contributions à partir des quarks up, down, strange et charm, directement avec les valeurs physiques de leurs masses respectives, se trouvant dans leurs configurations de quarks connectés et de quarks déconnectés (voir figure ci-dessous).

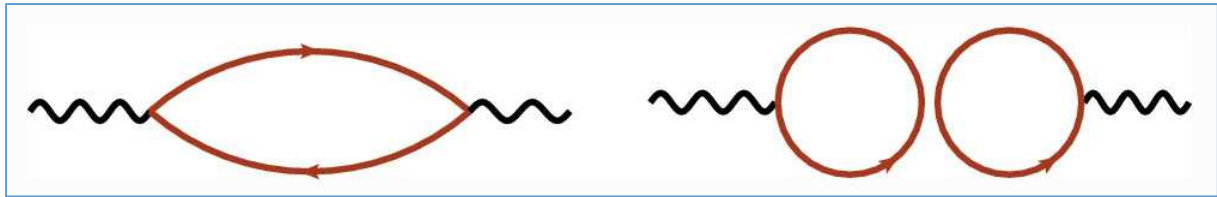


Fig. 38 : Représentation sur des diagrammes de Feynman de quarks connectés (à gauche) et de quarks déconnectés (à droite). On évoque les contractions de Wick pour la LO-HVP *Leading Order – Hadronic Vacuum Polarization*. Les contractions de Wick sont des manières de lier la création et l'annihilation d'opérateurs dans des propagateurs. Chaque contraction correspond à un diagramme de Feynman. Il existe des diagrammes de Feynman beaucoup plus complexes que ceux qui sont représentés sur cette figure. Source : The anomalous magnetic moment of the muon : status of QCD calculation, Antoine Gérardin, The European Physical Journal, 06 Avril 2021.

Les scientifiques de la BMW Collaboration trouvent que leur valeur calculée pour la contribution de la polarisation hadronique du vide d'ordre principal (LO-HVP *Leading Order - Hadronic Vacuum Polarization*) au moment magnétique anomal du muon avec sa barre d'erreur combinée de 2,7 % est compatible avec les résultats expérimentaux actuels (i.e. BNL et Fermilab). Leurs découvertes sont compatibles avec le modèle standard. Ceci est résumé à la figure suivante qui illustre la barre d'erreur selon la méthode de calculs réalisés par le BMW Collaboration et les barres d'erreur selon les méthodes de calculs réalisés par d'autres équipes de scientifiques.

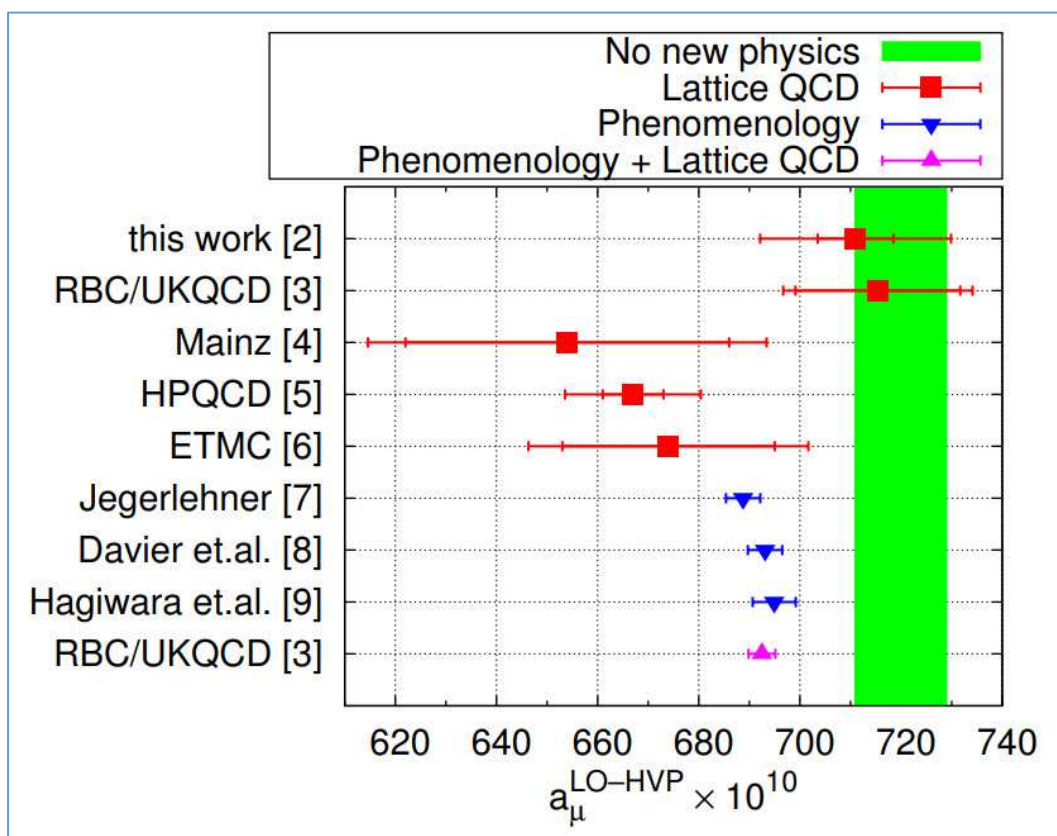


Fig. 39 : Illustration de la barre d'erreur selon la méthode de calculs de la BMW Collaboration comparée à celles d'autres méthodes utilisées par d'autres équipes de scientifiques. Source : The leading order hadronic contribution to the anomalous magnetic moment of the muon, B. Toth, Budapest-Marseille-Wuppertal Collaboration.

En résumé, voici un extrait du blog « Ça se passe là-haut » écrit par un Ingénieur-Physicien, Ingénieur R&D et Ingénieur-chercheur français ; publié le 07 Avril 2012. Cet extrait mentionne les travaux récents de l'équipe des scientifiques de la BMW Collaboration et porte un regard critique sur l'effet d'annonce de l'expérimentation « G-2 » du Fermilab.

(...) La valeur obtenue par calcul à partir du modèle standard vaut $a_\mu = 116\,591,810 \cdot 10^{-8}$ et la nouvelle de Fermilab vaut $a_\mu = 116\,592,04 \cdot 10^{-8}$ alors que celle de Brookhaven en 2004 valait $116\,592,08 \cdot 10^{-8}$. Combinées entre elles, les deux valeurs expérimentales valent donc $116\,592,061 \cdot 10^{-8}$. Avec la précision améliorée de 15% par rapport à la mesure précédente, la nouvelle mesure de Muon g-2 parvient à une incertitude statistique de seulement 462 parties par milliard (462 ppb).

La valeur théorique calculée à partir du modèle standard a été déterminée par un consortium de 132 physiciens théoriciens, nommé le *Theory Initiative*, dans un livre blanc publié l'année dernière, mais des calculs sont toujours en cours par différentes méthodes et par différentes équipes.

Et c'est justement aujourd'hui même que le journal *Nature* a eu la bonne idée (et la très bonne opportunité) de publier un nouveau calcul, qui va à l'encontre du livre blanc du consortium *Theory Initiative* et qui se trouve à une valeur totalement cohérente avec les mesures expérimentales !

Dans cet article, Sz. Borsanyi et ses collègues (qui se font appeler le groupe BMW pour Budapest, Marseille and Wuppertal) se sont intéressés au terme correctif du moment magnétique anomal qui est le plus incertain dans le modèle standard en utilisant des superordinateurs et la méthode de QCD en maillage (*Lattice QCD*).

Les physiciens expérimentateurs du Fermilab vont avoir du mal à avaler cette nouvelle évaluation théorique qui vient jusqu'à saper l'annonce de leur mesure, eux qui ont mis près de 20 ans pour arriver à ce résultat.

Le consortium *Theory Initiative* était au courant du calcul de BMW mais ne l'a pas intégré dans son formalisme car les chercheurs ont considéré qu'il devait encore être validé par d'autres groupes indépendants. Le consortium de théoriciens a été constitué à partir de 2016 dans le but de converger vers une valeur du moment magnétique anomal du muon avant que Muon g-2 ne sorte son premier résultat. Et c'est l'été dernier qu'ils ont publié leur valeur théorique pour le paramètre $g = 2,0023318362$ qui produisait un écart avec la valeur expérimentale de Brookhaven avec une signifiante statistique de 3,7 sigma (une valeur plus petite).

La plus grande incertitude de la prédiction du modèle standard vient de la contribution des quarks aux particules virtuelles qui entourent le muon et qui modifient son moment magnétique. Les quarks sont soumis à la chromodynamique quantique (QCD) qui régit l'interaction forte qui est très difficile à mettre en équations et à résoudre.

Le scénario dominant est le suivant : le muon émet un photon qui se transforme en une paire quark-antiquark, qui s'annihile très vite pour reformer un photon qui est réabsorbé par le muon. Cette suite de processus est appelée la polarisation hadronique du vide. La difficulté vient ici qu'il faut prendre en compte la somme de toutes les combinaisons de paires de quarks-antiquarks qui peuvent apparaître. Le terme correctif dans le moment magnétique qui est associé à cette polarisation hadronique du vide peut à lui seul résorber la différence qui est vue entre théorie et expérience.

Il y a plusieurs façons d'évaluer ce terme : la première, utilisée par le consortium *Theory initiative*, ne cherche pas à calculer le comportement des quarks, elle cherche simplement à traduire les données d'autres expériences pour en déduire le terme de polarisation hadronique. Cette approche a été raffinée et optimisée depuis de très nombreuses années et plusieurs groupes de recherche utilisant des détails un peu différents, arrivent au même résultat.

La deuxième méthode repose sur des calculs massifs sur des machines de haute performance. Le but est de résoudre les équations de l'interaction forte en des points discrets d'un maillage d'espace-temps plutôt que dans un volume continu. Cela permet de transformer un problème infiniment détaillé en un problème fini, à l'image de ce qui se fait pour les prévisions météo. Ensuite, le calcul peut être rendu de plus en plus précis en rapprochant de plus en plus les différents nœuds du réseau. C'est la méthode qui est utilisée par le groupe BMW. Leur nouveau résultat tire profit de quatre améliorations importantes dans leur calcul qui nécessitent des puissances de calcul gigantesques. Ils ont notamment multiplié par plus de 2 la taille de leur réseau, ce qui permet de s'affranchir des effets de bord lorsqu'on regarde ce qui se passe au centre. Ils ont aussi introduit les petites différences de masse entre quarks qui étaient jusque-là négligées.

Borsanyi et ses collaborateurs ont utilisé sept superordinateurs répartis dans plusieurs institutions à Jülich, Munich, Stuttgart, Orsay, Rome, Wuppertal et Budapest. Ils ont fait tourner leurs calculs sur plusieurs centaines de millions de cœur-heures pour déterminer le terme de polarisation hadronique du vide. Leur résultat avait été publié en février 2020 sur arXiv, mais seulement officiellement aujourd'hui dans *Nature*, le jour même de l'annonce du Fermilab (le papier a été reçu par *Nature* le 2 août 2020)...

Le chiffre que BMW trouve est $g = 2,00233183908$ ce qui se traduit par $a_\mu = 116591,954 \cdot 10^{-8}$ une valeur théorique qui n'est séparée de la valeur de Muon $g-2$ que de $0,09 \cdot 10^{-8}$ et de celle de Brookhaven de $0,13 \cdot 10^{-8}$.

Les résultats annoncés aujourd'hui par la collaboration Muon $g-2$ ne concernent que le premier *run* de l'expérience, les données des *runs* 2 et 3 sont déjà en cours d'analyse et le *run* 4 est en cours de prise de données. Ce *run* 1, qui permet d'arriver à une incertitude statistique remarquable de 462 ppb, ne représente que 6% de ce que pourra produire Muon $g-2$ en tout. La précision sur la valeur du moment magnétique anomal du muon ne pourra que se préciser d'avantage dans un futur proche et probablement dès cet été, d'après ce qu'a annoncé le porte-parole de l'expérience.

Il est un peu dommage que cette annonce qui tend à confirmer de sérieuses possibilités de nouvelle physique via la présence de particules non prédites par le modèle standard soit ternie par la publication opportune de *Nature* montrant que le calcul théorique serait erroné. Car il est tout aussi possible que le calcul numérique se trouve être faux lui aussi. Une source d'erreur a très bien pu être mal évaluée dans le calcul. Tant que ces gros calculs n'auront pas été refaits par d'autres équipes, le flou persistera.

Du côté de la méthode du consortium *Theory Initiative*, les chercheurs estiment très improbable que les données utilisées soient elles-mêmes erronées car elles proviennent de plusieurs décennies de mesures très précises sur 35 processus hadroniques. Mais c'est leur interprétation qui pourrait éventuellement être trompeuse selon les spécialistes. Il se pourrait par exemple que des interférences réduisent la probabilité des processus hadroniques qui apparaissent dans certaines collisions électron-positon sans affecter par ailleurs la polarisation hadronique du vide au voisinage des muons. L'extrapolation d'un jeu de données à l'autre ne pourrait alors pas marcher. Mais la résolution de ce type de défaut pourrait aussi produire une nouvelle tension avec la valeur mesurée expérimentalement... renforçant le besoin d'une nouvelle physique. (...) Extrait du blog « Ça se passe là-haut » écrit par un Ingénieur-Physicien, Ingénieur R&D et Ingénieur-chercheur français ; publié le 07 Avril 2012.

Conclusion :

G-2, une lettre, un chiffre et un signe moins, une expression toute simple mais derrière laquelle se cache beaucoup de science. Le monde de la physique quantique est complexe, mais il devient très vite passionnant lorsqu'on apprend les choses par le début. Ainsi, en ayant appris à se construire une certaine base de connaissances, on peut mieux comprendre les enjeux de la recherche scientifique et imaginer les retombées bénéfiques de ce savoir dans notre vie quotidienne et pour le futur. Il n'y aurait ni ordinateur ni smartphone ni télévision sans la physique quantique. En effet, dans les transistors et les microprocesseurs, il y a beaucoup de phénomènes de physique quantique qui s'y passent.

La physique quantique peut sembler être éloignée des activités des radioamateurs et des ondes radio ; cette science n'est pas au programme de l'examen pour l'obtention d'une licence de radioamateur. Cela ne doit pas empêcher un radioamateur de s'instruire de temps en temps sur des sujets scientifiques puisque nous avons déjà une certaine culture technique de l'expérimentation électronique et un savoir-faire dans le domaine des télécommunications par radio. Les ondes radio, c'est bien une interaction d'un champ électromagnétique lorsque celle-ci se manifeste dans une antenne. Mais là-haut, à l'antenne, il s'agit d'électrons et non pas de muons. Pourtant ils ont en commun la propriété d'avoir un moment magnétique anomal qui vient de g-2.