REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DES SCIENCES DEPARTEMENT DE PHYSIQUE N° : DOMAINE : Sciences de la matière

FILIERE : Physique

OPTION : Physique Théorique

Mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master Académique

Par:

MOHAMMADI FATINE

Intitulé:

PHOTON NOIR
ET GENERALISATION
DANS LE TERME DE MIXAGE

Soutenu le /07 /2021 devant le jury composé de:

SABRI YOUCEF	Université	de M'sila	Président
BOUSSAHEL MOUNIR	Université	de M'sila	Rapporteur
DEBBABI MOURAD	Université	de M'sila	Examinateur

Année universitaire : 2020/2021

Remerciements

Je remercie tout d'abord le bon dieu de m' avoir donné la santé et la volonté pour arriver à ce niveau d'étude et le courage pour réaliser ce travail.

Mes remerciements les plus chaleureux vont à mon professeur < Mr. M. BOUSSAHEL>.

Mes vifs remerciements vont à Mes parents pour leur amour.

Mes vifs remerciements à tous les enseignants de la faculté des sciences. Et en fin à tous ceux qui m'on ont aidé

L'étudiante :

MOHAMMEDI FATINE

Dédicaces

Je dédie ce mémoire

A mes parent

A mes frères et sæurs

Table des matières:

Introduction générale :

Depuis son introduction en 1970 par les astronomes Vera Rubin et Kent Ford, la matière noire est devenue un enjeu essentiel de la cosmologie moderne et un domaine de recherche extrêmement actif en astrophysique.

Ces dernières années, les observations se sont multipliées dans le but de détecter cette matière représentant 27% de la densité d'énergie totale et 85% de la masse totale de l'univers. Si les physiciens ont avancé plusieurs hypothèses concernant les potentiels candidats constituant la matière noire, parmi lesquels les neutrinos stériles ou encore les WIM PS, ils ont également proposé des hypothèses concernant de potentiels médiateurs entre les « particules de matière noire ». En effet, les chercheurs partent du principe que si les particules de matière baryonique (matière ordinaire) interagissent entre elles via des particules médiatrices, les bosons, alors la matière noire doit aussi posséder ses propres « bosons noirs ».

Dans ce travaille nous connaissons d'abord la matière noire puis on a étudié l'élimination de mis cage ,ensuite on a étudié le terme d'interaction , et finalement nous examinons la brisure Spontanée de la symétrie d'une théorie de jauge normalisable $U^1(1) \times U^2(1)$

CHAPITRE1:
INTRODUCTION à LA Matière NOIRE

Dans ce chapitre je vais vous présenter quelques-unes des origines de l'idée de matière noire, certaines observations, ainsi que je vais introduire des hypothèses mentionnées dans différentes recherches et quelque suggestions d'expériences qui ont eu lieu.

1.1 introduction:

L'univers est-il limité ou infini? une question vieille de plus de 2000 ans, mise en hypothèse à L'époque d'Aflaton avec une tentative de réponse par Arkhitas et qui a conduit à l'hypothése (généralement irréel) qui s'appelle " lance d'arkhitas", une question qui va ouvrir de nouveaux horizons pour voir la taille réelle de l'univers (si nous étudions comment déplacer la lance , nous résoudrons le puzzle de rassembler les unités d'univers), en effet ,il y a des développements de "Nicholas Qupernikus" (2) et "Edwin Hubble" (3), il n'y a pas juste d'amas solaires et de terres en orbite autour du soleil, mais des millions de galaxies , d'amas galactique, de superamas, le plus étrange est la présence d'innombrables bulles et lacunes différentes (c'est comme des traces de pas sur le sable)

Ces étrange bulles, nous ont fait penser que nous vivons dans un univers ou les formes familières de matière (comme le soleil et la voie lactée) sont entièrement définies par des substance que nous ne pouvons pas voir qui sont des formes et compositions non identifiées …à ce jour …une matière qui peut être la clé de tout y compris nous , vraiment c'est bizarre de découvrir que nous savons ce que nous voyons , et toutes nos expérience ne sont qu'une fraction de ce qui existe dans l'univers!...

Un invisible réseau de matière étrange relie les galaxies et qui a joué un rôle important dans la création des premières étoiles depuis 20 à 100 million d'années après "le big-bang" n'interagit pas avec la matière visible.[1]

il est donc nécessaire de pousser nos études cette plus loin.

1.2 Mouvement et Rotation des Galaxies :

Historiquement , "**FRITZ ZWICKY"** a été l'un de premiers chercheurs à utiliser le concept de matière noire , c'est pour expliquer le mouvement des galaxies à l'intérieur d'amas galactique à l'aide de la technologie de déplacement avec décalage vers le rouge (coma cluster), en 1933, cet astronome a étudié le mouvement des galaxies au sein de cet amas en utilisant les lois de la gravité , il a constaté que la vitesse à l'intérieur de l'amas nécessitait une grande quantité de matière, 10 fois plus que la matière présente par les masses de galaxies visibles dans cet amas galactique [2].

L'étude du mouvement de rotation des galaxies spirales réalisé par **"Vera Rubin"**, avait montré que la vitesse de rotation des extrémités extérieures de la galaxie d'Andromeda c'est presque une vitesse constante pour toutes les parties extérieures de celui-ci , et il ne dépend pas de la distance du centre et c'est ce qui a intrigué les physiciens et les astronomes , il est contraire aux attentes selon laquelle la vitesse de déplacement des bords extérieurs de la galaxie devrait dépendre de sa distance par rapport au centre de la galaxie [3].

La vitesse attendue doit être inversement proportionnelle à la dimension

Cela peut être déduit de la relation :

$$\frac{v^2\, m}{r} = \frac{G\, m\, M}{r^2} \qquad (1)$$

$$v = \sqrt{\frac{G\, M}{r}} \qquad (2)$$

Dans le but de résoudre le problème de cette contradiction , l'hypothèse était que la masse des galaxies augmente de plus en plus comme la distance de centre à leurs bords extérieurs **,** mais le centre de la galaxie agit comme un disque dense ,la vitesse de rotation est proportionnelle à la distance des parties du disque du centre c'est à dire l'hypothèse est:

$$M \propto r \qquad (3)$$

1.3 le Fond Diffus Cosmologique (CMB):

Le rayonnement de fond cosmique à d'abord été prédit par "Relph Alpherin" en 1948 alors qu'il menait des recherches sur la simulation nucléaire Du Big-Bang avec "**Robert Herman** et "**George Gamow",** ce rayonnement a d'abord été détecté par "**Armo Penzias" et "Robert Willson"** dans les laboratoires dans Murray Hill-new jersey .

Le modèle du Big-Bang explique ces rayons. Quand l'univers était si petit et avant que les étoiles et les galaxies soient formées, il était rempli de gaz très chaud répartie uniformément partout , les composantes de cette fumée étaient le "plasma hydrogène".

L'univers a commencé à ce développer (expansion d'univers), alors des atomes d' hydrogène se sont formé, ensuite l'univers a commencé à être transparent , les photons existants se répandaient partout , mais leurs énergie s'affaiblissait avec le même nombre de photons remplissant un volume à croissance rapide de l'univers , ce sont ces photons qui se forment et ce que nous appelons "CMB" aujourd'hui [4] .

1.4 Matière Noire en Cosmologie Moderne:

"**Edwin Hubble"** a noté que plus la galaxie est éloignée ,plus elle sera rapide(expansion de l'univers) , nous pouvons mettre la loi de Hubble comme suit :

$$\boldsymbol{V = Hr} \qquad \textbf{(4)}$$

V: vitesse de galaxie , H: constante de Hubble, r : la distance de galaxie de nous

1.5 Propositions Pour La Composition de la Matière Noire :

A fin de couvrir le grand manque en masse des galaxies , et pour combler ce manque en masse , les chercheurs ont fourni de nombreuses propositions (WIMPS, neutrino du modèle standard, neutrino stéetrile, photon noire …etc).

CHAPITRE2:

ELEMINATION DE MIXAGE

2.1 Introduction:

Dans le cadre du modèle standard avec un boson de jauge de plus en général et dans la cadre de la théorie de jauge, ce genre de modèle a pour groupe de Lie $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_1(1) \otimes U_2(1)$

Le boson lié à $U_1(1)$ est le photon et celui lié à $U_2(1)$ est généralement nommé Z' [5]. Mais dans notre cas il sera associé a de la matière noire et qui est nommé photon noir où on peut présenter le terme de mixage qui est paramétré par le paramètre réel c que l'invariance de jauge ne peut pas fixer, au contraire il est base dépendant donc il n'a de sens qu' en fixant la base A_μ^1, A_μ^2 avec un ensemble de considération physique :

$$\mathcal{L}_{mélange} = -2c \quad F_{\mu\nu}^1 F^{2\mu\nu} \tag{5}$$

2.2 Elimination du Mixage :

Soient $F_{\mu\nu}^1$ et $F^{2\mu\nu}$ les forces de champ de$U_1(1)$ et respectivement U_2 ce qui nous permet d'écrire :

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^1 F^{1\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 F^{2\mu\nu} - 2C F_{\mu\nu}^1 F^{2\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu}^r = \partial_\mu A_\nu^r - \partial_\nu A_\mu^r \tag{6}$$

ce qui nous permet d'écrire le terme d'interaction du lagrangien comme suit :

$$\mathcal{L}_{int} = g_1 j_1^\mu A_\mu^1 + g_2 j_2^\mu A_\mu^2 \tag{7}$$

où sous la forme matricielle suivante :

$$\mathcal{L}_{int} = g_1 j_1^\mu A_\mu^1 + g_2 j_2^\mu A_\mu^2 = (j_1^\mu \quad j_2^\mu)\begin{pmatrix} g_1 & 0 \\ 0 & g_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \end{pmatrix} \tag{8}$$

$j_r^\mu (r = 1,2)$ le courant fermionique dû à la présence de charge $U(1)_r$ [6]

$$j_r^{\mu} = q_r^f \overline{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi \qquad (9)$$

Et g_r est le couplage correspondant.

A travers une transformation qui est en fait une rotation orthogonale d'un angle θquelconque dans le secteur $A_{\mu}^1 - A_{\mu}^2$ suivie d'une mise à l'échelle ''scaling'' on a :

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^1 G^{2\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^2 G^{2\mu\nu} \qquad (10)$$

Où :

$$G_{\mu\nu}^r = \partial_{\mu}B_{\nu}^r - \partial_{\nu}B_{\mu}^r \qquad (11)$$

Avec $r = 1{,}2$

L'essentiel dans tous ça est la disparition du terme de mixage dans la nouvelle base B_{μ}^1, B_{μ}^2

Qui est définie par :

$$\begin{pmatrix} A_{\mu}^1 \\ A_{\mu}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} \cos\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} & -\sin\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}}) \\ \sin\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} & \cos\theta\sqrt{\frac{1}{2}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_{\mu}^1 \\ B_{\mu}^2 \end{pmatrix} \qquad (12)$$

Mais nous avons perdu la forme d'interaction diagonale avec les fermions. Dans la matrice de transformation donnée dans l'équation (12),Nous donnons les paramètresλ_1 ,λ_2 par les relations suivantes :

$$\lambda_1 = \frac{1}{4} + 2c\cos\theta\sin\theta \qquad (13)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{4} - 2c\cos\theta\sin\theta \qquad (14)$$

Démonstration sur la détermination des valeurs de $\boldsymbol{\lambda_1}, \lambda_2$

On a

$$\begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} cos\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} & -sin\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \\ sin\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} & cos\,\theta\sqrt{\frac{1}{2}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_\mu^1 \\ B_\mu^2 \end{pmatrix} \tag{15}$$

$$A_\mu^1 = \frac{1}{2} cos\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} B_\mu^1 - \frac{1}{2}\sin\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} B_\mathrm{\mu}^2 \qquad \text{(a)}$$

$$A_\mu^2 = \frac{1}{2}\sin\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} B_\mu^1 + \frac{1}{2}\cos\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_2}} B_\mathrm{\mu}^2 \qquad \text{(b)}$$

On pose :

$$E = \frac{1}{2} cos\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \quad \text{et} \;\; D = -\frac{1}{2} sin\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_2}}$$

$$H = \frac{1}{2} sin\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_1}} \quad G = \frac{1}{2} cos\,\theta\sqrt{\frac{1}{\lambda_2}}$$

(a) et (b) devenu :

$$A_\mathrm{\mu}^1 = EB_\mathrm{\mu}^1 + DB_\mathrm{\mu}^2$$

$$A_\mathrm{\mu}^2 = HB_\mathrm{\mu}^1 + GB_\mathrm{\mu}^2$$

Nous remplaçons ces valeurs dans l'équations (6)

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} F_{\mathrm{\mu}\nu}^1 F^{1\mathrm{\mu}\nu} - \frac{1}{4} F_{\mathrm{\mu}\nu}^2 F^{2\mathrm{\mu}\nu} - 2C F_{\mathrm{\mu}\nu}^1 F^{2\mathrm{\mu}\nu}$$

$$= \frac{1}{4} F_{\mathrm{\mu}\nu}^1 F^{1\mathrm{\mu}\nu} + \frac{1}{4} F_{\mathrm{\mu}\nu}^2 F^{2\mathrm{\mu}\nu}$$

$$= \frac{1}{4}(\partial_\mathrm{\mu} A_\nu^1 - \partial_\nu A_\mathrm{\mu}^1)(\partial_\mathrm{\mu} A_\nu^1 - \partial_\nu A_\mathrm{\mu}^1) \quad + \frac{1}{4}(\partial_\mathrm{\mu} A_\nu^2 -$$
$$\partial_\nu A_\mathrm{\mu}^2)(\partial_\mathrm{\mu} A_\nu^2 - \partial_\nu A_\mathrm{\mu}^2) \quad + 2C(\partial_\mathrm{\mu} A_\nu^1 - \partial_\nu A_\mathrm{\mu}^1) \tag{16}$$

$$= \frac{1}{4}(\partial_\mu(EB_\mu^1 + DB_\nu^2) - \partial_\nu(EB_\mu^1 + DB_\mu^2)(\partial_\mu(EB_\mu^1 + DB_\nu^2) - \partial_\nu(EB_\mu^1 + DB_\mu^2) \quad + \frac{1}{4}(\,\partial_\mu(HB_\nu^1 + GB_\nu^2) - \partial_\nu(HB_\mu^1 + GB_\mu^2)(\partial_\mu(HB_\nu^1 + GB_\nu^2) - \partial_\nu(HB_\mu^1 + GB_\mu^2) \quad + 2C(\partial_\mu(EB_\mu^1 + DB_\nu^2) - \partial_\nu(EB_\mu^1 + DB_\mu^2) \qquad (17)$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^1 G^{1\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^2 G^{2\mu\nu}$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu^1 - \partial_\nu B_\mu^1)(\partial_\mu B_\nu^1 - \partial_\nu B_\mu^1) - \frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu^2 - \partial_\nu B_\mu^2)(\partial_\mu B_\nu^2 - \partial_\nu B_\mu^2) \qquad (18)$$

Ce qui correspond aux équations (6) et (11) on trouve :

$$\frac{1}{4}E^2 + \frac{1}{4}H^2 + 2CEH = \frac{1}{4} \Rightarrow \lambda_1 = \frac{1}{4} + 2c\cos\theta\sin\theta$$

$$\frac{1}{4}D^2 + \frac{1}{4}G^2 + 2CDG = \frac{1}{4} \Rightarrow \lambda_2 = \frac{1}{4} - 2c\cos\theta\sin\theta$$

$$\lambda_1 + \lambda_2 = \frac{1}{2} \qquad (19)$$

Pour$c > 0$ on trouve $\lambda_1 > \lambda_2$

Pour $0 < \lambda_{1,2} < \lambda_1 + \lambda_2$ on trouve $c < \left|\frac{1}{4}\right|$

Démonstration

$$0 < \lambda_{1,2} < \frac{1}{2}$$

$$0 < \frac{1}{4} + 2c\cos\theta\sin\theta < \frac{1}{2}$$

$$0 < c < \frac{1}{8\,cos\,\theta\,sin\,\theta}0$$

alors : $0 < c < \frac{1}{4}$

Sous la transformation $c \leftrightarrow -c$ on obtient $\lambda_1 \leftrightarrow \lambda_2$. Donc, on peut garder $c > 0$ et$\lambda_1 > \lambda_2$.

Nous définirons les charges $U(1) \times U(1)$ dans la base B qui est orthonormé en gardant à l'esprit que, sur cette base, les interactions non diagonales avec les fermions sont présents. Cependant, le paramètre de mélange c, défini dans la base A, peut toujours être défini de l'équation (10) comme :

$$\boldsymbol{\mathcal{L}_{int}} = (\boldsymbol{j_1^{\mu}} \quad \boldsymbol{j_2^{\mu}})\begin{pmatrix} \frac{g_1 \cos\theta}{\sqrt{\lambda_1}} & \frac{-g_1 \cos\theta}{\sqrt{\lambda_2}} \\ \frac{g_2 \sin\theta}{\sqrt{\lambda_2}} & \frac{g_2 \cos\theta}{\sqrt{\lambda_2}}) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \boldsymbol{B_{\mu}^1} \\ \boldsymbol{B_{\mu}^2} \end{pmatrix} \qquad (20)$$

La première description correspond à l'équation (20) et à l'équation (9) ou il existe un mélange cinétique entre les intensités de champ de jauge $U(1)$ (c'est -à –dire $c \neq 0$ et les courants ne se couplent qu'aux bosons de jauge correspondants, c'est -à –dire $\boldsymbol{j_r^{\mu}}$à $\boldsymbol{A_r^{\mu}}$ pour $r = 1{,}2$

Dans la deuxième image donnée par l'équation (11) et l'équation (20), un changement de c n'affecte que la mise à l'échelle dans la matrice et à la limite$c \to 0$ nous avons :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(j_1^{\mu} \quad j_2^{\mu})(\begin{matrix} g_1 & -g_1 \\ g_2 & g_2 \end{matrix})(\begin{matrix} B_{\mu}^1 \\ B_{\mu}^2 \end{matrix}) \qquad (21)$$

Nous réécrivons les interactions dans l'équation (21), et redéfinir $j_{1,2}^{\mu}$ On a alors :

$$\mathcal{L}_{int} = (J_1^{\mu} \quad J_2^{\mu})(\begin{matrix} \tilde{g}_1 & 0 \\ 0 & \tilde{g}_2 \end{matrix})(\begin{matrix} B_{\mu}^1 \\ B_{\mu}^2 \end{matrix})$$

$$\boldsymbol{\mathcal{L}_{int}} = (\boldsymbol{J_1^{\mu}} \quad \boldsymbol{J_2^{\mu}})\begin{pmatrix} \frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2}_1 + \boldsymbol{g^2}_2}}{2\sqrt{\boldsymbol{\lambda_1}}} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{0} & \frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2}_1 + \boldsymbol{g^2}_2}}{2\sqrt{\boldsymbol{\lambda_2}}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \boldsymbol{B_{\mu}^1} \\ \boldsymbol{B_{\mu}^2} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L}_{int} = (J_1^{\mu} \quad J_2^{\mu}) \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}} & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\ \sin\theta}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{\mu}^1 \\ B_{\mu}^2 \end{pmatrix} \quad (23)$$

Dans cette transformation, les courants impliquant des fermions sont mis à l'échelle par la rotation suivante :

$$\begin{pmatrix} J_1^{\mu} \\ J_2^{\mu} \end{pmatrix} = (\begin{smallmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi \\ -\cos\varphi & \sin\varphi \end{smallmatrix})(\begin{smallmatrix} j_1^{\mu} \\ j_1^{\mu} \end{smallmatrix}) \quad (24)$$

Qui est une transformation non orthogonale :

$$\cos\varphi = \frac{g_1}{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}, \sin\varphi = \frac{g_1}{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}, \tilde{g}_1 = \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\lambda_1}}, \ \tilde{g}_2 = \frac{\sqrt{g^2{}_2+g^2{}_2}}{2\sqrt{\lambda_2}}, \quad (25)$$

Pour $c > 0$ on a $\lambda_1 > \lambda_2$ ce qui conduit à $\tilde{g}_2 > \tilde{g}_1$

Dans le cas où $g_1 = g_2 = g$, les relations dans l'équation (25) deviennent :

$$\cos\varphi = \sin\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}, \tilde{g}_1 = \frac{g}{2\sqrt{\lambda_1}}, \tilde{g}_2 = \frac{g}{2\sqrt{\lambda_2}},$$

$$\cos\varphi = \sin\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}}, \tilde{g}_1 = \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}}, \tilde{g}_2 = \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\ \sin\theta}} \quad (26)$$

Notons que l'équation (23) est similaire à l'équation (9), mais une différence majeur est que les courant J^{μ}, j^{μ} sont liés par une rotation non orthogonale.

CHAPITRE 4:

$U^1(1) \times U^2(1)$ SSB

‘’Brisure de la Symétrie de la Théorie’’ et Photon Noir

Dans ce chapitre Nous étudions la brisure de la symétrie de la théorie $U^1(1) \times U^2(1)$.

Pour un champ Scalaire Φ avec $U^{1,2}(1)$ de charges $q_{1,2}^s$ la dérivée covariante est :

$$D^\mu\ \varphi = \left[\partial^\mu - ig_1 q_1^S A_1^\mu - ig_2 q_2^S A_2^\mu\right]\Phi$$

$$= \left[\partial^\mu - i\tilde{g}_1 Q_1^S A_1^\mu - i\tilde{g}_2 Q_2^S A_2^\mu\right]\Phi$$

$$= \left[\partial^\mu - i\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}}}\ Q_1^S B_1^\mu - iQ\,\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}}}{}_2^S B_2^\mu\right]\Phi \qquad (27)$$

Nous avons assigné la chargeQ_i dans la base B les charges$q_i$sont dans la base A

Ils sont liés par l'équation (24). Ainsi

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{Q_1}\\ \boldsymbol{Q_2}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\varphi & \sin\varphi\\ -\cos\varphi & \sin\varphi\end{pmatrix}\begin{pmatrix}q_1\\ q_2\end{pmatrix} \qquad (28)$$

Choisissons un état de vide $. < \Phi >= \frac{\nu}{\sqrt{2}} \neq 0$

La matrice de masse du boson de jauge dans la base $B_{1,2}$est :

$$M^2{}_{gauge} = \frac{\nu^2}{2}\begin{pmatrix}(\tilde{g}_1 Q_1^S)^2 & (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_1 Q_1^S)\\ (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_1 Q_1^S) & (\tilde{g}_2 Q_2^S)^2\end{pmatrix}$$

$$M^2{}_{gauge} = \frac{\nu^2}{2}\begin{pmatrix}\left(\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}}}Q_1^S\right)^2 & \left(\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\ \sin\theta}}}Q_2^S\right)\left(\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos}}}\right.\\ \left(\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\ \sin\theta}}}Q_2^S\right)\left(\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}}}Q_1^S\right) & \left(\frac{\sqrt{\boldsymbol{g^2{}_1+g^2{}_2}}}{\boldsymbol{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\ \sin\theta}}}Q_2^S\right)^2\end{pmatrix}$$

Démonstration :

$$D_\mu = \partial_\mu - iqgA_\mu(x)$$

$$D_\mu \emptyset = \partial_\mu - iqgA_\mu(x)\emptyset$$

$$\emptyset \to \acute{\emptyset} = e^{i\alpha q}\emptyset$$

$$D_\mu \emptyset = \left(\partial_\mu \emptyset - iq\emptyset\partial_\mu \alpha(x) - iqg\acute{A}_\mu(x)\right)\emptyset - iqg\acute{A}_\mu(x)$$

$$= iqg\acute{A}_\mu(x) + iq\partial_\mu \alpha(x)$$

$$\acute{A}_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \alpha(x)$$

$$D_\mu \emptyset = e^{i\alpha q}\emptyset\left(\partial_\mu - iqg_1 A_\mu^1(X) - iqg_2 A_\mu^2(x)\right))$$

$$D_\mu \emptyset = \left(\partial_\mu - iqg_1 A_\mu^1(X) - iqg_2 A_\mu^2(x))\emptyset\right)$$

$$\begin{aligned}(D^\mu \emptyset)(D_\mu \emptyset)^+ &= \emptyset^2\left[\partial^\mu - i\tilde{g}_1 Q_1^S B_1^\mu - i\tilde{g}_2 Q_2^S B_2^\mu\right] \times \left[\partial^\mu - i\tilde{g}_1 Q_1^S B_1^\mu - i\tilde{g}_2 Q_2^S B_2^\mu\right] \\ &= \emptyset^2\left[\partial^\mu\partial^\mu - (\tilde{g}_1 Q_1^S)^2 B_1^\mu B_{\mu 1} + (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_2 Q_2^S) B_1^\mu B_{\mu 2} + (\tilde{g}_1 Q_1^S)^2 B_2^\mu B_{\mu 2} \right. \\ &\left. + (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_2 Q_2^S) B_2^\mu B_{\mu 1}\right]\end{aligned}$$

$$= \frac{v^2}{2}\left[(\tilde{g}_1 Q_1^S)^2 B_1^\mu B_{\mu 1} + (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_2 Q_2^S) B_1^\mu B_{\mu 2} + (\tilde{g}_1 Q_1^S)^2 B_2^\mu B_{\mu 2} + (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_2 Q_2^S) B_2^\mu B_{\mu 1}\right]$$
$$= \frac{v^2}{2}\begin{pmatrix} B_{\mu 1} & B_{\mu 2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}(\tilde{g}_1 Q_1^S)^2 & (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_1 Q_1^S) \\ (\tilde{g}_2 Q_2^S)(\tilde{g}_1 Q_1^S) & (\tilde{g}_2 Q_2^S)^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}B_1^\mu \\ B_2^\mu\end{pmatrix}$$

X_μ^1, X_μ^2 sont des vecteurs propres d'une matrice symétrique réelle à valeurs propres distinctes, ils sont orthogonaux :

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{X_\mu^1} \\ \boldsymbol{X_\mu^2}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\chi & -\sin\chi \\ \sin\chi & \cos\chi\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{B_\mu^1} \\ \boldsymbol{B_\mu^2}\end{pmatrix} \qquad (30))$$

L'angle de mélange χ est :

$$cos\chi = \frac{1}{N}|g_2 Q_2^S|, \sin\chi = \frac{1}{N}|g_1 Q_1^S|$$

$$cos\chi = \frac{1}{N}\left|\frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\ \sin\theta}} Q_2^S\right|; \sin\chi = \frac{1}{N}\left|\frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}} Q_1^S\right| \qquad (31)$$

Le facteur de normalisation est donné par :

$$N^2 = (\tilde{g}_2 Q_2^S)^2 + (\tilde{g}_1 Q_1^S)^2$$

$$N^2 = (\frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\sin\theta}} Q_2^S)^2 + \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}} Q_1^S \qquad (32)$$

Il ya deux valeurs propres de la matrice de masse qui sont :

$$m_1^2 = 0\ , m_2^2 = N^2 v^2$$

$$m_1^2 = 0\ , m_2^2 = (\frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\sin\theta}} Q_2^S)^2 + \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\ \sin\theta}} Q_1^S v^2, \qquad (33)$$

On peut écrire à partir de l'équation (23) Les interactions des états propres de masse χ_μ^1 et χ_μ^2 où **<photon noir >** comme suit :

$$\mathcal{L}_{int} = (J_1^\mu \quad J_2^\mu)\begin{pmatrix} \tilde{g}_1 & 0 \\ 0 & \tilde{g}_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \boldsymbol{\chi_\mu^1} \\ \boldsymbol{\chi_\mu^2} \end{pmatrix}$$

$$\boldsymbol{\mathcal{L}_{int}} = (\boldsymbol{J_1^\mu} \quad \boldsymbol{J_2^\mu})\begin{pmatrix} \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}+2c\cos\theta\sin\theta}} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \frac{\sqrt{g^2{}_1+g^2{}_2}}{2\sqrt{\frac{1}{4}-2c\cos\theta\sin\theta}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \boldsymbol{\cos\chi} & \boldsymbol{\sin\chi} \\ \boldsymbol{-\sin\chi} & \boldsymbol{\cos\chi} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \boldsymbol{\chi_\mu^1} \\ \boldsymbol{\chi_\mu^2} \end{pmatrix} \qquad (34)$$

Lorsque la symétrie $U(1) \times U(1)$est spontanément brisée, il existe une charge conservée associée qui est une combinaison linéaire de Q_1 et Q_2 . Cette charge conservée peut être écrite sous une forme normalisée :

$$Q = \alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 \, , \qquad\qquad \alpha^2{}_1 + \alpha^2{}_2 = 1 \qquad (35)$$

Alors que le champ standard qui acquiert la valeur du vide satisfait :

$$\alpha_1 Q_1^S + \alpha_2 Q_2^S = 0 \qquad (36)$$

Cela implique :

$$\alpha_1 = \frac{Q_2^S}{\sqrt{Q_1^{S^2} + Q_2^{S^2}}} \, , \alpha_2 = \frac{-Q_2^S}{\sqrt{Q_1^{S^2} + Q_2^{S^2}}} \qquad (37)$$

On peut aussi définir une autre charge, non conservée, orthogonale à Q

$$\acute{Q} = -\alpha_2 Q_1 + \alpha_1 Q_2 \qquad (38)$$

$\acute{Q}$ est non conservée à cause de la symétrie $U(1)$ qui est brisée. On peut utiliser l'équation (37) pour trouver la masse de χ_μ^2 ou **<photon noir>** en termes de $\alpha_{1,2}$:

$$m_2^2 = \frac{\left(g^2{}_1 + g^2{}_2\right)\left(Q_1^{S^2} + Q_2^{S^2}\right)}{8} \left(\frac{\alpha_1^2}{\lambda_2} + \frac{\alpha_2^2}{\lambda_1}\right)$$

$$m_2^2 = \frac{\left(g^2{}_1 + g^2{}_2\right)\left(Q_1^{S^2} + Q_2^{S^2}\right)}{8} \left(\frac{\alpha_1^2}{\frac{1}{4} + 2c\cos\theta\sin\theta} + \frac{\alpha_2^2}{\frac{1}{4} + 2c\cos\theta\sin\theta}\right)\nu^2 \qquad (39)$$

Conclusion général :

Quand une théorie est de deux symétries (ou plus) l'existence d'un mélange cinétique de jauge est fortement possible. Nous avons étudié cette théorie en deux étapes. La première consiste en l'élimination du mixage par une transformation généralisée de la base A à la base B , chose que nous avons réalisé avec succès . Seulement le terme d'interaction qui est diagonale dans A ne l'est pas dans B , ce qui est très intéressant puisque ça permet d'observer le photon noir et ses interactions possibles avec de la matière ordinaire ou noire.

La deuxième consiste à étudier la brisure spontanée de la symétrie en ne considérant qu'un seule doubler de higgs avec le choix de la même valeur moyenne du vide que celle du modèle standard , nous avons réussi à avoir une formulation généralisé de l'expression de la masse ce qui est très intéressant pour une étude plus approfondie dans le but de la recherche de la matière noire.

Résumé:

Dans ce travail, une généralisation dans le terme de mixage a été étudié, et qui ça permet d'observer le photon noir et ses interactions possibles avec la matière ordinaire ou noire.

Abstract:

In this work, a generalized of the mixing termed have been studied, which allowed the observation of the dark photon and its possible interactions with ordinary or dark matter.

ملخص :

في هذا العمل، تم اقتراح تحويل معمم في حد الامتزاج و هذا ما سمح بملاحظة الفوتون الأسود و تفاعلاته الممكنة مع المادة العادية أو المظلمة.

Reference:

العدد 2718.كتاب الجانب المظلم للكون .تريفل جيمس .شارع الجبلاية بالأوبرا-الجزيرة-القاهرة 2016. [1] ,

[2] zwicky , F ,Helvetica physica Acta ,6,(1933)110

[3] Rubin, V,C, and Ford Jr, W, K, The Astrophysical Journal,159(1970)379

[4] penzias ,A. A and Wilson R.W., the Astrophysical Journal ,142(1965) 419.

[5] C. Alvarez-Luna and J.A.R. Cembranos,'' Dark photon searches with atomic transitions '' Published for SISSA by Springer, JHEP07(2019)110, https://doi.org/10.1007/JHEP07(2019)110.

[6] Jian-Yong Cen, Min He, Xiao-Gang He and Gang Li, '' Scrutinizing a massless dark photon: basis independence and new observables''arXiv:1807.11363v3 [hep-ph] 31 Jan 2019.