the general science journal

A propos de "l'anomalie" du moment magnétique de l'électron

André Michaud
Service de Recherche Pédagogique

➔ **Click here for English version**
➔ **Haga clic aquí para versión en español**
➔ **Hier anklicken für die Deutsche Fassung**

Résumé:

Il peut être démontré que la différence entre la valeur expérimentale du moment magnétique de l'électron et celle du magnéton de Bohr est due à la dérive magnétique de l'énergie porteuse de l'électron qui est induite au rayon de giration de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène, correspondant au fait que l'électron est forcé de se déplacer en changeant constamment de direction sur une orbite fermée autour du noyau dans un atome d'hydrogène isolé au lieu de se déplacer en ligne droite.

Cet article a été publié en 2013 dans le *International Journal of Engineering Research and Development*:

Michaud, A. (2013) *On the Electron Magnetic Moment "Anomaly"*. International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X. Volume 7, Issue 3 (May 2013), PP. 21-25.

http://ijerd.com/paper/vol7-issue3/E0703021025.pdf

Autres articles dans le même projet:

INDEX – Mécanique électromagnétique (Le modèle des 3-espaces)

Voici la traduction française de cet article:

INTERNATIONAL JOURNAL OF ENGINEERING RESEARCH AND DEVELOPMENT

E-ISSN: 2278-067X, P-ISSN: 2278-800X, WWW.IJERD.COM

VOLUME 7, ISSUE 3 (MAY 2013), PP. 21-25

A propos de l'anomalie du moment magnétique de l'électron

André Michaud
SRP Inc Service de Recherche Pédagogique Québec Canada

Résumé:- Il peut être démontré que la différence entre la valeur expérimentale du moment magnétique de l'électron et celle du magnéton de Bohr est due à la dérive magnétique de l'énergie porteuse de l'électron qui est induite au rayon de giration de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène, correspondant au fait que l'électron est forcé de se déplacer en changeant constamment de direction sur une orbite fermée autour du noyau dans un atome d'hydrogène isolé au lieu de se déplacer en ligne droite.

Mots clés:- Densité d'énergie, rayon de giration, magnéton de Bohr, anomalie du moment magnétique, mouvement circulaire, mouvement en ligne droite, facteur g de l'électron, dérive magnétique, principes premiers, atome d'hydrogène isolé.

I. Mouvement en ligne droite et densités d'énergies électrique et magnétique égales

Résumons en premier lieu les différents éléments qui doivent être pris en compte pour résoudre la question de la différence encore inexpliquée et considérée comme une anomalie en physique classique, entre le magnéton de Bohr obtenu de manière théorétique et le "moment magnétique de l'électron" mesuré expérimentalement.

Il a été vérifié dans un article précédent, ([1], Équation (35) et note de bas de page associée), que l'égalité des densités d'énergie électrique et magnétique locales impose un mouvement en ligne droite aux photons localisés en mouvement libre et également aux particules élémentaires massives, conformément à la théorie de Maxwell.

La valeur du magnéton de Bohr (**μ_B**) est obtenue à partir de l'équation du moment gyromagnétique théorique de l'électron, c'est-à-dire :

$$\frac{e}{m_0} = \frac{\mu_B}{S_z}, \quad \text{où } S_z = h/4\pi, \quad \text{donc} \quad \mu_B = \frac{eh}{4\pi m_o} = 9.27400899\text{E} - 24\ \text{J/T} \tag{1}$$

Nous avons également déterminé dans la Référence [1] que le champ magnétique d'un quantum d'énergie égal à celui induit au niveau de l'orbite de repos de Bohr ([1], Équation (18)) implique exactement la moitié de l'énergie induite à cette distance du noyau ([1], Équations (26) et (27), et note de bas de page associée), ce qui signifie que le magnéton de Bohr (**μ_B**) **ne peut pas être une propriété de l'électron proprement dit**, mais plutôt une propriété de son énergie porteuse induite au rayon de giration de Bohr.

Or, la géométrie de l'espace maxwellien étendu à 3 espaces [3] révèle que cette énergie magnétique ne peut qu'osciller à sa fréquence d'énergie nominale entre un état électrique et un état magnétique, un état magnétique dont le moment peut être mesuré expérimentalement.

Pour un mouvement en ligne droite, que ce soit en tant que photons libres ou en tant qu'énergie-porteuse pour des particules massives, cette énergie oscillant de manière cyclique passera complètement d'un état à l'autre à chaque cycle, ce qui garantit une densité locale égale d'énergie pour les aspects électriques et magnétiques pendant chaque cycle dans ce modèle, ce qui à son tour est la condition obligatoire pour un mouvement en ligne droite pour l'énergie libre en mouvement comme le démontre la 4ème équation de Maxwell, et également un mouvement en ligne droite pour les particules chargées massives comme le démontre l'équation de Lorentz, respectivement résumée par les deux équations suivantes :

$$c = \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{B}} \text{ de la } 4^{e} \text{ équation de Maxwell, et } v = \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{B}} \text{ de l'équation de Lorentz} \qquad (2)$$

Nous avons également vérifié ([1], Équation (33)) que le champ magnétique théorique du quantum d'énergie induit sur l'orbite de Bohr peut être calculé avec l'équation :

$$\mathbf{B}_0 = \frac{\mu_0 \pi e c}{\alpha^3 \lambda^2} \qquad (3)$$

et que la relation entre ce champ magnétique et le magnéton théorique de Bohr est donnée par l'équation ([1], Équation (25)) :

$$\mathbf{B}_0 = E / 2\boldsymbol{\mu}_{\mathbf{B}} = 235051.735 \text{ T} \qquad (4)$$

où l'énergie E est bien sûr l'énergie de l'orbite de repos de Bohr (4,35974377E-18 Joules) et le magnéton de Bohr est bien sûr égal à 9,27400899E-24 J/T tel que calculé avec l'Équation (1).

II. Le mouvement circulaire et le magnéton de Bohr

La grande question qui se pose maintenant est la suivante :

Comment se fait-il que le magnéton de Bohr, théoriquement sensé impliquer un électron **se déplaçant sur une orbite circulaire fermée** autour du noyau, puisse ainsi être assimilé au champ magnétique d'un électron libre **se déplaçant en ligne droite** avec la même énergie ?

En 1909, Samuel Jackson Barnett [4] a découvert que si une tige de matériau ferromagnétique démagnétisé est suspendue à un fil fin et mise en rotation par un moyen mécanique quelconque, la tige se magnétise et que l'intensité du champ magnétique macroscopique qui en résulte demeure directement proportionnelle à la vitesse angulaire de la tige lorsqu'on fait varier cette vitesse !

Nous avons analysé à la Référence [5] que cela ne pouvait être dû qu'à l'énergie cinétique de momentum de chaque électron non pairé dans la tige démagnétisée qui s'alignent toutes orthogonalement par rapport à l'axe de rotation fourni par le fil de support, ce qui fait que les champs magnétiques locaux associés à chaque composante de l'énergie cinétique de momentum qui soutient le mouvement de translation circulaire de chacun de ces électrons s'alignent parallèlement les uns aux autres perpendiculairement à cette direction commune de mouvement et par conséquent s'additionnent pour devenir détectables par addition au niveau macroscopique, et s'intensifient logiquement à mesure que leur vitesse, donc leur énergie, augmente.

III. Mouvement circulaire et densités d'énergie des champs inégales

D'autre part, il est bien compris dans le milieu des accélérateurs de particules circulaires ([6], p. 43) que lorsqu'un électron est forcé à se déplacer dans un champ magnétique qui n'est pas contrebalancé par un champ électrique de même densité d'énergie, il commencera à se déplacer en cercle et si le champ magnétique est encore augmenté, le rayon de ce cercle diminuera encore.

L'équation relativiste fondamentale utilisée dans tous les accélérateurs à haute énergie en circuit fermé existants, y compris le LHC récemment activé, est la suivante :

$$qv\mathbf{B}_o = \gamma \frac{m_o v^2}{r_o} \tag{5}$$

D'où l'équation du rayon de l'orbite magnétique de la particule (nommée rayon de giration) :

$$r_o = \gamma \frac{m_o v}{q\mathbf{B}_o} \tag{6}$$

L'effet Barnett confirme effectivement que lorsque des électrons sont forcés de se déplacer en cercle, ils génèrent un champ magnétique qui, par définition, ne sera pas contrebalancé par un champ électrique à densité d'énergie égale, puisque l'égalité locale de densité d'énergie des champs électriques et magnétiques entraînerait obligatoirement un déplacement en ligne droite des charges concernées, et que ce champ magnétique augmentera à mesure que la vitesse de translation de l'électron (donc l'énergie porteuse associée) est accrue.

Alors pourquoi le même effet Barnett ne s'appliquerait-il pas à un électron unique contraint de se déplacer en cercle autour d'un proton isolé (comme dans un atome d'hydrogène isolé) ?

Que savons-nous du moment magnétique de l'électron en dehors du magnéton de Bohr, qui est calculé à partir de la théorie (Équation (1)) ? Nous savons, grâce aux mesures expérimentales effectuées depuis les années 1930, que le moment magnétique réel de l'électron dans l'orbitale de repos de l'atome d'hydrogène est sensiblement plus élevé que le magnéton de Bohr!

Quelle surprise, à la lumière de toutes ces considérations, que le moment magnétique réel de l'électron dans l'orbitale de repos de l'atome d'hydrogène soit plus élevé que le magnéton de Bohr puisque nous avons vérifié à la Référence [1] que le magnéton de Bohr calculé théoriquement implique implicitement des densités d'énergie électrique et magnétique égales associées au **mouvement en ligne droite** d'un électron ayant la même énergie que l'énergie de l'état fondamental de l'atome de Bohr, <u>en contradiction flagrante</u> avec l'état de l'électron réel captif dans l'état fondamental d'un atome d'hydrogène isolé qui est **forcé de se déplacer en cercle** !

La différence entre la valeur du magnéton de Bohr et la valeur expérimentale est généralement représentée par un ratio entre la seconde et la première. La valeur actuellement acceptée pour ce ratio, nommée "**L'anomalie du moment magnétique de l'électron**" ([2], p.1-3) est approximativement :

$$\frac{\mu_e}{\mu_B} = 1.001159653 \qquad (7)$$

qui fixe la valeur actuelle ([2], p.1-3) du moment magnétique de l'électron vérifié expérimentalement à:

$$\mu_e = 1.00115965\ \ 3 \times \mu_B = 9.28476362\ \ \mathrm{E}-24\ \mathrm{J/T} \qquad (8)$$

IV. Le facteur g de l'électron

Le moment magnétique de l'électron (**μ_e**) est actuellement calculé à partir de l'équation classique du moment gyromagnétique mentionnée précédemment (1), modifiée par l'introduction du **facteur g de l'électron**, dont la définition dépasse le cadre de ce texte, et dont la valeur, théoriquement fixée à 2, est en outre finement corrigée de manière *ad hoc* à g/2 =1,001159653 pour tenir compte aussi précisément que possible de la valeur de **μ_e** mesurée expérimentalement :

$$\mu_e = \frac{g}{2}\frac{eh}{4\pi m_o} = 9.28476362\mathrm{E}-24\ \mathrm{J/T} \qquad (9)$$

Notez que ce rapport est approximatif dans une certaine mesure car il ne peut être mesuré que de manière très indirecte et implique des valeurs pour tous les sous-états hyperfins de l'état fondamental des atomes d'hydrogène et de deutérium. Par exemple, l'article de Julian Schwinger de 1947 sur cette question [7] l'évalue à 1,001162.

Plus récemment, dans la Référence [8], c'est-à-dire en 2006, le **facteur g/2** a été établi à 1,00115965218 avec une méthode différente. Ainsi, toute valeur dans cette gamme est susceptible de s'appliquer physiquement à l'un ou l'autre des états réels ou à une valeur moyenne de l'état fondamental dépendant des circonstances particulières de la prise de mesure.

V. Densité d'énergie magnétique locale plus élevée pour un mouvement circulaire

Ce moment magnétique plus élevé mesuré, associé au fait que l'électron isolé de l'état fondamental de l'atome d'hydrogène ne peut se déplacer que sur une orbite fermée, quelle que soit l'incertitude de sa position à tout moment donné, révèle évidemment que le champ magnétique de l'énergie porteuse de cet électron impliquera une densité d'énergie porteuse magnétique supérieure à sa densité d'énergie porteuse électrique, puisque nous savons qu'une égalité impliquerait obligatoirement un mouvement en ligne droite de l'électron.

VI. Champ électrique local plus faible en cas de mouvement circulaire

Cela signifie que le l'énergie du champ magnétique de l'énergie porteuse de l'électron sera augmenté tandis que celle du champ électrique correspondant sera diminuée en proportion pour tenir compte du fait physique que l'électron est obligé de se déplacer en cercle fermé, tandis que la quantité totale moyenne d'énergie porteuse sur l'orbite de Bohr doit rester invariable étant donné que cette quantité totale ne dépend que de la distance moyenne au noyau.

VII. Le facteur g de dérive magnétique de l'électron est une quantité *ad hoc*

Soulignons ici que le facteur g de l'électron, étant une quantité ad hoc, **n'est pas calculé à partir des principes premiers**, puisqu'il est établi uniquement en comparant le magnéton de l'électron mesuré expérimentalement avec le magnéton de Bohr théorique. Cela signifie à son tour que, jusqu'à présent, aucune théorie n'a été capable de relier la dérive magnétique observée associée au mouvement circulaire des particules élémentaires aux principes premiers !

Cependant, le modèle des 3 espaces fournit de nombreuses raisons de conclure que cette dérive forcée de l'énergie de l'état électrique vers l'état magnétique de l'énergie porteuse des particules massives captives d'orbites circulaires est directement liée à, et varie avec, la distance entre les particules chargées en interaction. En d'autres termes, conformément à l'observation, plus le cercle fermé dans lequel un électron est contraint de s'engager est étroit, plus la dérive de l'énergie du cycle de son photon porteur de son état électrique vers son état magnétique sera importante.

VIII. Dérive magnétique due au mouvement circulaire, ou due à la distance au noyau, selon les principes premiers

Nous verrons plus loin que l'Équation (33b) de l'article précédent [9], qui utilise les niveaux d'énergie liés à la distance, ou l'Équation (49) du même article, qui utilise les longueurs d'onde d'énergie correspondantes, permettent de calculer **<u>à partir des principes premiers</u>** une valeur dans la plage appropriée sans avoir besoin d'un facteur correctif *ad hoc* puisque les deux équations ont été dérivées des principes premiers. Notez que l'Équation (55) dérivée de la relativité restreinte à la Référence [1] est identique à l'Équation (49) dérivée du modèle des 3 espaces à la Référence [9].

Les deux Équations (33b) et (49) de la Référence [9] permettent en fait de calculer un ratio de dérive d'énergie effective vers l'état magnétique pour toute la gamme des distances d'interaction possibles jusqu'à et y compris celles des quarks up et down à l'intérieur des nucléons, fournissant ainsi peut-être une méthode théorique directe pour expliquer la dérive de la charge unitaire de l'électron vers les charges fractionnaires des quarks up et down ([10], Chapitre 17) et le ratio de dérive de l'énergie de leurs photons porteurs locaux vers leurs champs magnétiques respectifs, ce qui pourrait permettre un calcul précis du moment magnétique observé des nucléons, comme nous allons le faire à la Référence [12].

Maintenant, pourquoi ces équations seraient-elles susceptibles de fournir un tel ratio ?

Considérons qu'ils fournissent déjà un ratio de la vitesse relativiste réelle d'une particule massive par rapport à la vitesse de la lumière, calculé à partir de la longueur d'onde absolue de l'énergie liée à la distance orbitale qu'un électron couvrirait autour d'un noyau d'hydrogène isolé s'il orbitait au rayon de Bohr, qui est la distance moyenne de présence de l'orbitale occupée par l'énergie de l'électron dans l'état fondamental de l'atome d'hydrogène isolé. Considérons par exemple l'Équation (49) de la Référence [9], que nous reproduisons ici :

$$\frac{v}{c} = \frac{\sqrt{\lambda_C(4\lambda + \lambda_C)}}{(2\lambda + \lambda_C)} \tag{10}$$

où λ_C est la longueur d'onde Compton de l'électron et λ sera ici la longueur d'onde absolue de l'énergie-porteuse de l'électron sur l'orbite de Bohr.

Ou l'Équation (33b) du même article

$$\frac{v}{c} = \frac{\sqrt{4EK + K^2}}{2E + K} \tag{11}$$

où E est l'énergie captive de la masse de repos de l'électron et K est l'énergie cinétique induite à la distance séparant l'orbite de l'électron et le noyau (ici, le rayon de Bohr comme distance moyenne).

La relation directe entre ce ratio de vitesses et le moment magnétique de l'électron est que la vitesse impliquée est la vitesse relativiste réelle qu'un électron libre aurait lorsqu'il se déplace en ligne droite, lorsque les densités d'énergie sont égales pour les deux champs électrique et magnétique de son énergie porteuse, tel qu'analysé à la Référence [1], lorsqu'il possède une énergie exactement égale à celle induite à tout rayon de giration donné autour d'un noyau d'atome d'hydrogène.

Nous allons voir maintenant que la division de l'une ou l'autre de ces équations par $\boldsymbol{2\pi}$ pour impliquer une relation perpendiculaire à la direction du mouvement de l'électron, comme un rayon de giration l'est par rapport à la direction du mouvement de l'électron sur une orbite circulaire, fournira un ratio dans la gamme exacte de valeurs du facteur g *ad hoc* de l'électron.

Calculons maintenant le ratio de dérive magnétique moyen pour l'état fondamental de l'hydrogène à l'aide de l'Équation (10), où λ_C = 2,426310215E-12 m est la longueur d'onde absolue de l'énergie de la masse au repos de l'électron et λ = 4,556335256E-8 m est la longueur d'onde absolue de l'énergie induite dans l'électron au rayon de Bohr (dans cet exemple, l'énergie du rayon de giration de Bohr).

$$\text{dérive\_magnétique} = \frac{\delta\mu}{\mu_B} = \frac{\sqrt{\lambda_C(4\lambda + \lambda_C)}}{2\pi(2\lambda + \lambda_C)} = 1.161386535\,E-3 \tag{12}$$

En utilisant la longueur d'onde absolue appropriée de l'énergie porteuse moyenne de chaque orbitale qu'un électron peut occuper dans n'importe quel atome, le ratio de dérive magnétique approprié sera obtenu pour le rayon de giration particulier considéré, ce qui permettra de calculer la **dérive magnétique** de l'énergie porteuse locale correspondante en fonction de ce rayon orbital et le **champ électrique réduit** associé à l'énergie porteuse de cet électron.

$$\mathbf{B}_d = \mathbf{B}_0 \text{ x } (1 + \text{dérive\_magnétique}) = 235324.3134 \text{ T} \tag{13}$$

En d'autres termes, étant donné que la moitié de l'énergie porteuse d'un électron oscille entre les états électrique et magnétique au cours de chaque cycle, une partie de celle-ci sera empêchée par la contrainte due à la rotation en circuit fermé de passer complètement à l'état électrique. Ainsi, au cours de chaque cycle, l'énergie moyenne composant le champ magnétique local de l'énergie porteuse deviendra égale à **(E/2) x (1 + dérive_magnétique**) et l'énergie moyenne composant le champ électrique local correspondant deviendra **E - [(E/2) x (1 + dérive_magnétique)]**, cette différence dans les densités d'énergie moyennes résultantes entre les états électrique et magnétique locaux associe alors directement la dérive magnétique à ce rayon de giration particulier.

Alternativement, l'équation réciproque [11] utilisant l'énergie peut être utilisée pour couvrir la même gamme complète de ratios de dérive magnétique possibles, où E= 8.18710414 E-14 joules est l'énergie constituant la masse au repos de l'électron et K = 4.359743805 E-18 joules est l'énergie porteuse de l'électron (dans cet exemple, l'énergie au rayon de giration de Bohr)

$$\text{dérive\_magnétique} = \frac{\delta\mu}{\mu_B} = \frac{\sqrt{4EK + K^2}}{2\pi(2E + K)} = 1.161386535\,\mathrm{E\text{-}3} \tag{14}$$

Maintenant, le champ magnétique augmenté ($\mathbf{B}_d$) de l'Équation (13) qui doit physiquement exister au rayon de Bohr en raison du mouvement circulaire en orbite fermée impliqué est clairement observé comme étant augmenté au-delà de la valeur qu'il aurait si l'électron se déplaçait en ligne droite avec la même énergie. En fait, ce champ magnétique accru est égal à celui d'un photon libre ou porteur d'énergie plus élevée qui se déplacerait en ligne droite, en fait, une énergie plus élevée dont ce champ magnétique constituerait exactement la moitié du complément total d'énergie de ce photon d'énergie accrue lorsqu'il se déplace en ligne droite.

Mais comme le calcul du moment magnétique correspondant de l'électron (**μ_e**) nécessite l'utilisation de l'énergie correspondant au champ magnétique accru et que cette énergie correspond à la moitié de l'énergie de ce photon d'énergie supérieure, nous devons calculer l'énergie de ce photon d'énergie supérieure avant de poursuivre.

L'Équation (3) nous fournit la clé de ce calcul puisque la seule variable impliquée est la longueur d'onde du champ magnétique augmenté. Ainsi,

$$\text{De } \mathbf{B}_d = \frac{\mu_0 \pi e c}{\alpha^3 \lambda^2} \text{ nous définissons } \lambda = \sqrt{\frac{\mu_0 \pi e c}{\alpha^3 \mathbf{B}_d}} \tag{15}$$

Et puisque E=hc/λ, nous pouvons écrire

$$E = h\sqrt{\frac{c\,\alpha^3\,\mathbf{B}_d}{\mu_0\,\pi\,e}} \tag{16}$$

Ainsi, à partir de la théorie, et sans utiliser de constante ad hoc, nous obtenons maintenant pour le moment magnétique de l'électron au rayon de Bohr la valeur suivante :

$$\mu_{er_0} = \mu_B \times 1.00116138653 = 9.284779694\,\mathrm{E} - 24\,\mathrm{J/T} \tag{17}$$

qui se situe à peine en dehors du facteur d'incertitude établi de 4,0E-6 de la valeur mesurée de 9,28476362 E-24 J/T.

IX. Dérivation de la constante de structure fine (α) à partir de la théorie

Mieux encore, la dérivation à partir des principes premiers actuellement reconnus de ce que l'on nomme le *moment magnétique anormal de l'électron* a été établie initialement par Julian Schwinger en 1948 comme étant égale à la constante de structure fine divisée par **2π** [7], mais n'était pas liée à l'époque à la dérive magnétique décrite dans cet article :

$$\text{Dérive\_magnétique} = \frac{\alpha}{2\pi} = 1.161409727\text{E} - 3 \tag{18}$$

Ceci a établi le *moment magnétique anormal de l'électron* comme étant une constante, alors que nous venons de découvrir qu'il n'est que l'une des nombreuses valeurs possibles, celle-ci étant la *dérive magnétique variable* spécifique de l'énergie magnétique du photon-porteur de l'électron au rayon de giration spécifique de l'orbitale moyenne de repos de l'atome d'hydrogène.

En comparant la valeur obtenue à partir de l'Équation (18) avec la dernière valeur expérimentale obtenue en 2006 [11], qui fixe le facteur g/2 à 1+ 1.15965218E-3, on constate que la valeur obtenue par cette approche totalement différente des équations électromagnétiques (12) et (14) de 1.161386535E-3 est pratiquement identique à celle obtenue par Schwinger, c'est-à-dire qu'elle se situe à 2.319211E-8 de α/2π. Mais la différence entre ces valeurs obtenues par la théorie et la mesure expérimentale réelle reste encore à expliquer.

Ce que cette identité du résultat de Schwinger avec celui des Équations (12) et (14) signifie, en fait, c'est que lorsque la longueur d'onde de Compton de l'électron et la longueur d'onde de l'énergie adiabatique induite pour l'électron à la distance moyenne de son orbitale de repos dans un atome d'hydrogène isolé sont utilisées pour résoudre l'Équation (10), nous obtenons la valeur exacte de la constante de structure fine:

$$\alpha = \frac{\sqrt{\lambda_C(4\lambda + \lambda_C)}}{(2\lambda + \lambda_C)} = 7.297206813\text{E} - 3 \tag{19}$$

De même, lorsque l'énergie de la masse au repos de l'électron et l'énergie porteuse de l'électron sur l'orbitale moyenne de l'état fondamental d'un atome d'hydrogène isolés sont utilisées pour résoudre l'Équation (11), nous obtenons exactement le même résultat :

$$\alpha = \frac{\sqrt{4\text{EK} + \text{K}^2}}{2\text{E} + \text{K}} = 7297206813\text{E} - 3 \tag{20}$$

Puisque la longueur d'onde de Compton de l'électron est une constante liée à l'invariance de l'énergie de la masse au repos de l'électron, le niveau d'énergie adiabatique en excès devient la seule variable de l'équation, et peut *de facto* représenter le niveau d'énergie de n'importe quelle orbitale d'un atome, pour permettre de calculer sa dérive magnétique spécifique à l'aide de l'équation à l'aide de l'Équation (12) ou encore à l'aide de l'Équation (14).

X. Conclusions

En guise d'observation finale, nous constatons que l'expression "**moment magnétique de l'électron**" est tout à fait erronée puisque sa valeur se rapporte spécifiquement à l'énergie porteuse adiabatique induite dans l'électron captif en équilibre électromagnétique sur l'orbitale de repos de l'atome d'hydrogène isolé, c'est-à-dire l'énergie du photon-porteur de l'électron, et devrait être nommée en conséquence.

Il y a donc lieu de conclure que le moment magnétique dit "de l'électron" n'est qu'un état discret de la gamme de toutes les valeurs possibles de moments magnétiques de l'énergie-porteuse de l'électron qui dépendent directement du rayon de giration de l'électron à l'intérieur des atomes.

XI. Références

[1]. Michaud, A. (2007) *Field Equations for Localized Individual Photons and Relativistic Field Equations for Localized Moving Massive Particles*, International IFNA-ANS Journal, No. 2 (28), Vol. 13, 2007, p. 123-140, Kazan State University, Kazan, Russia.
https://www.researchgate.net/publication/282646291_Field_Equations_for_Localized_Photons_and_Relativistic_Field_Equations_for_Localized_Moving_Massive_Particles

[2]. LIde, D.R. Lide, Editor-in-chief. (2003) *CRC Handbook of Chemistry and Physics.* 84th Edition 2003-2004, CRC Press, New York. 2003.

[3]. Michaud, A. (2013) *The Expanded Maxwellian Space Geometry and the Photon Fundamental LC Equation.* International Journal of Engineering Research and Development **e**-ISSN: 2278-067X, **p**-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 8 (April 2013), PP. 31-45.
http://ijerd.com/paper/vol6-issue8/G06083145.pdf

[4]. Barnett, S.J. (1935) *Gyromagnetic and Electron-Inertia Effects.* Rev.Mod.Phys. Vol 7, 129 (1935).
https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.7.129

[5]. Michaud, A. *On the Einstein-de Haas and Barnett Effects.* International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 12 (May 2013), PP. 07-11.
http://ijerd.com/paper/vol6-issue12/B06120711.pdf

[6]. Humphries, S. Jr. (1986) *Principles of Charged Particle Acceleration,* John Wiley & Sons, 1986.

[7]. Schwinger, J. (1948) *On Quantum-electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron.* Phys. Rev. 73, 416-417 (1948).
https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.73.416

[8]. Odom, B., Hanneke, D., D'Urso, B., and Gabrielse, G. (2006) *New Measurement of the Electron Magnetic moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron.* Phys. Rev. Let. 97, 030801.
https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/16907490/

[9]. Michaud, A. (2013) *From Classical to Relativistic Mechanics via Maxwell.* International Journal of Engineering Research and Development, e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X. Volume 6, Issue 4 (March 2013), PP. 01-10 (http://ijerd.com/paper/vol6-issue4/A06040110.swf). https://www.researchgate.net/publication/282353551_From_Classical_to_Relativistic_Mechanics_via_Maxwell

[10]. Michaud, A. (2004) *Expanded Maxwellian Geometry of Space*, 4th edition, SRP Books.
https://www.smashwords.com/books/view/163704.

[11]. Lowrie, W. (2007) *Fundamentals of Geophysics*, Second Edition, Cambridge University Press.

[12]. Michaud, A. (2013) *The Mechanics of Neutron and Proton Creation in the 3-Spades Model.* International Journal of Engineering Research and Development e-ISSN: 2278-067X, **p**-ISSN: 2278-800X. Volume 7, Issue 9 (July 2013), PP. 29-53
http://www.ijerd.com/paper/vol7-issue9/E0709029053.pdf

