

暗黒物質としてのアクシオンとボース・アインシュタイン凝縮

Dark matter axion and its BEC

○齋藤大地¹, 二瓶武史²

*Daichi Saitoh, Takeshi Nihei

Abstract : Galaxy rotation curves and CMB radiation indicate existence of dark matter. In 2013, The Planck mission team claimed that dark matter accounts for 26.8 percent of the mass-energy content of the observable universe. We review physics of axion which is one of the dark matter candidates, since axion has a rich contents (instanton, strong CP problem, dark matter candidate). In particular, dark matter axion is cold dark matter and it may forms Bose-Einstein Condensation (BEC).

1. はじめに

暗黒物質は物理を研究する者のみに限らず, 多くの人々の関心を集める大変興味深い対象である. その存在自体は銀河の回転速度問題や Planck による宇宙背景放射の観測から指摘されており, 2013 年に Planck の観測から宇宙のエネルギー密度の 26.8 % は暗黒物質であるとわかった. 暗黒物質にはいくつかの候補があり, その内の一つにアクシオン [1][2][3] がある. この粒子は強い CP 問題を解決するために導入されたが, 暗黒物質をも説明できる.

初期 QCD のアクシオンは暗黒物質を構成する素粒子の候補としては既に否定されており, 現在は見えないアクシオンと呼ばれる粒子が候補のひとつとなっている [4][5][6][7]. また, 最近ではこのアクシオンが宇宙で BEC 状態である可能性が議論されている [8]. 以下ではアクシオンの物理と, そのボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) について紹介する.

2. θ -真空

1970 年代のインスタントンの研究により巻き付き数 n で区別されるような摂動論的な真空の構造が存在していることが分かっている. このような真空 $|n\rangle$ は巻き付き数を 1 だけ変えるゲージ変換 T_1 に対して不変ではない. そこで T_1 に対して不変な真空として θ -真空

$$|\theta\rangle \equiv \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\theta} |n\rangle \quad (1)$$

を定義することでゲージ不変な真空が与えられた [9]. 異なる θ -真空間の遷移振幅を計算すると

$$\langle \theta' | e^{-iHt} | \theta \rangle = \delta(\theta' - \theta) \sum_n \int [dA]_n e^{i \int d^4x (\mathcal{L}_{\text{eff}} + J A)} \quad (2)$$

である. ここで $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ は

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L} + \frac{\theta}{16\pi^2} g_s^2 \text{Tr} G_{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \quad (3)$$

であり, 有効ラグランジアンに θ という無次元パラメータが入る. ここで g_s は強い相互作用の結合定数で

あり, $G_{\mu\nu}$ はグルーオンの場の強さである. また, $\tilde{G}_{\mu\nu}$ は

$$\tilde{G}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} G_{\lambda\rho} \quad (4)$$

である.

3. 強い CP 問題

似たようなパラメータはクォークの質量項からも出てくる. 質量項 $-\mathcal{L}_M$ は次のようになる.

$$-\mathcal{L}_M = \bar{q}_L M q_R + \bar{q}_R M^\dagger q_L \quad (5)$$

ここで $q_{L,R}$ はそれぞれ左巻きと右巻きのクォーク場で, M は質量行列である. M は一般に複素数なので, 対角化すると

$$-\mathcal{L}_M = \sum_i |m_i| \bar{q}_i e^{i\beta_i \gamma_5} q_i \quad (6)$$

となり, この虚数部分を消すためにクォークにカイラル変換を行う必要がある. この変換によりアノマリーが出るため, 有効ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L} + \frac{\bar{\theta} + \theta_{\text{EW}}}{16\pi^2} g_s^2 \text{Tr} G_{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \quad (7)$$

となる. ここで $\bar{\theta}$ は QCD から出てきたパラメータであり, θ_{EW} はクォークのカイラル変換で出てきた電弱相互作用からのパラメータである. よって, それらの和 $\theta = \bar{\theta} + \theta_{\text{EW}}$ が物理的なパラメータになる.

この θ 項の $G\tilde{G}$ は CP 対称性を破っている. しかし中性子の電気双極子モーメントの実験から強い相互作用で CP が破れていることは確認されていない. このことから θ の値は

$$|\theta| \leq 10^{-9} \quad (8)$$

となっており, 無次元のパラメータがこれほど小さいことを自然に説明することが難しい. これが強い CP 問題である.

4. Peccei-Quinn 対称性

強い CP 問題の解決策として, 標準模型の $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 対称性に Peccei-Quinn 変換

¹ 日大理工・院 (前)・物理² 日大・教員・物理

のもとでの大域的な U(1) 対称性を加える模型が提案されている [1]. 弱い相互作用の自発的対称性の破れにともなう P Q 対称性が破れ、そのときの南部-Goldstone ボソンがアクシオンである. PQ 対称性を実現するためにはヒッグス 2 重項が少なくとも 2 組必要であり、その中の中性ヒッグス ϕ_1, ϕ_2 の位相部分にアクシオンの自由度が存在している.

$$\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} v_1 e^{\frac{iax}{v}}, \quad \phi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 e^{\frac{iax}{v}} \quad (9)$$

v_1, v_2 はヒッグスの真空期待値であり、 $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ かつ $x = \frac{v_1}{v_2}$ で、 a はアクシオン場である.

ヒッグスの位相にアクシオンが入っているので、クォークにカイラル変換を行うことで湯川相互作用項からアクシオン場を消去できる. このカイラル変換によりアノマリーが出るのでそれらの項をまとめると

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L} + \left[\theta + \frac{a}{v} \left(x + \frac{1}{x} \right) \right] \frac{g_s^2}{16\pi^2} \text{Tr} G_{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \quad (10)$$

となり、 a のポテンシャルを最少にすることにより θ にダイナミカルな場 a の寄与が加わる. このため a の真空期待値 $\langle a \rangle$ が

$$a = \langle a \rangle + a_{\text{phys}}, \quad \theta + \frac{\langle a \rangle}{v} \left(x + \frac{1}{x} \right) = 0 \quad (11)$$

を満たし、 $\theta = 0$ が保障される. ここでの a_{phys} が観測されるアクシオンであり、以下では a_{phys} を a と改めて書く.

アクシオンの質量 m_a は低エネルギーでの PCAC 関係を用いることで計算でき、

$$m_a^2 = \frac{m_\pi^2 f_\pi^2}{v_{\text{PQ}}^2} \frac{m_u m_d}{(m_u + m_d)^2} \left(x + \frac{1}{x} \right) \quad (12)$$

となる [10]. ここで m_u, m_d, m_π はそれぞれアップクォーク、ダウンクォーク、 π 中間子の質量で、 f_π は π 中間子の崩壊定数、 v_{PQ} は PQ 対称性の破れるスケール程度の真空期待値である.

5. 暗黒物質としてのアクシオン

(12) 式において $v_{\text{PQ}} = 247 \text{ GeV}$ で質量を求めると

$$m_a \sim 73 \left(x + \frac{1}{x} \right) \text{ keV} \quad (13)$$

になっており、加速器実験から QCD のアクシオンは否定された. 一方で現在考えられている見えないアクシオンの制限は加速器実験や宇宙論からの要請によりおよそ

$$10^9 \text{ GeV} \leq v_{\text{PQ}} \leq 10^{12} \text{ GeV} \quad (14)$$

となっている.

6. アクシオンの BEC

アクシオンは非常に軽いため、暗黒物質として宇宙空間を満たしているアクシオンは、ほぼ静止状態の非相対論的な粒子と考えられている [11]. このような性質からアクシオンは BEC 状態と主張する論文がある [8].

アクシオンは非摂動 QCD の効果により、宇宙初期

に 1 GeV 程度の温度で質量を得る. その臨界時間 t_1 は $m(t_1)t_1 = 1$ で定義され、

$$t_1 \simeq 2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ sec} \quad (15)$$

である. ただし f_a はアクシオンの崩壊定数である. アクシオンの数密度 [8] は

$$n(t) \sim \frac{4 \cdot 10^{47}}{\text{cm}^3} \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{\frac{5}{3}} \left(\frac{a(t_1)}{a(t)} \right)^3 \quad (16)$$

で与えられ、ここでの $a(t)$ は宇宙のスケール因子である. また、アクシオンの速度分散が次のように与えられる.

$$\delta v(t) \sim \frac{1}{m_a t_1} \frac{a(t_1)}{a(t)} \quad (17)$$

これらを用いてアクシオンの平均状態占有数は

$$\mathcal{N} \sim n \frac{(2\pi)^3}{\frac{4\pi}{3} (m_a \delta v)^3} \sim 10^{61} \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{\frac{8}{3}} \quad (18)$$

となり、アクシオンの有効温度は BEC 臨界温度

$$T_{\text{crit}} = \left(\frac{\pi^2 n}{\zeta(3)} \right)^{\frac{1}{3}} \simeq 300 \text{ GeV} \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{\frac{5}{9}} \frac{a(t_1)}{a(t)} \quad (19)$$

よりかなり小さいことがわかる [8].

7. まとめと今後の課題

U(1)_{PQ} 対称性によって導入されたアクシオンにより、強い C P 問題が解決される. 初期の QCD アクシオンは実験から既に否定されてしまったが、見えないアクシオンは暗黒物質の候補の一つであり、それが BEC 状態という可能性が指摘されている. BEC については長距離相関関係や臨界温度、状態占有数について意見が割れており、今後の課題である.

参考文献

- [1] R. D. Peccei and H. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977) and Phys. Rev. D16, 1791 (1977).
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 40, 223 (1978).
- [3] F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 40, 279 (1978).
- [4] J. E. Kim, Phys. Rev. Lett. 43, 103 (1979).
- [5] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B166, 493 (1980).
- [6] M. Dine, W. Fischler and M. Srednicki, Phys. Lett. B 104, 199 (1981).
- [7] A. R. Zhitnitsky, Sov. J. Nucl. Phys. 31, 260 (1980).
- [8] P. Sikivie and Q. Yang, Phys. Rev. Lett. 103, 111301 (2009).
- [9] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. 37, 8 (1976).
- [10] W. A. Bardeen and S. H. H. Tye, Phys. Lett. B 74, 229 (1978).
- [11] J. E. Kim, Phys. Rep. 150 (1987).