アクシオンの観測と制限

理学部物理学科 41122
斉藤広樹

平成 19 年 5 月 21 日

目 次

1 はじめに 3

2 太陽アクシオンの探索 5

2.1 太陽アクシオン 5
2.2 定磁場中でのアクシオンの遷移確率 6
2.3 アクシオン helioscope 9
2.4 そのほかの太陽アクシオン観測実験 10

3 天体物理からの制限 11

3.1 球状星団 11
3.2 Axion Like Particle 11
3.3 磁場中での 2 色性と複屈折 12
3.4 アクシオン-電子相互作用 13
3.5 アクシオン-核子相互作用 14

4 Dark Matter におけるアクシオン 15

4.1 アクシオンの崩壊率 15
4.2 熱的アクシオンと Hot Dark Matter 18
4.3 非熱的アクシオンと Cold Dark Matter 19

5 まとめ 21

1　はじめに

強い相互作用を説明する SU(3) ゲージ対称性に基づくゲージ場の量子論である量子色力学 (QCD) では、強い相互作用のもとで CP 対称性が破れる。しかし、実際の実験では CP 対称性は十分な精度で保存していることが知られている。この問題は「強い CP 問題」と言われるが、この問題の解決法として、Peccei と Quinn(PQ) が新たにグローバル U(1) 対称性が存在することを提案した。この対称性は大きいエネルギースケールで自発的に破れ、CP 対称性を回復させる。この PQ 対称性の破れの結果として、擬スカラーの南部-Goldstone ボソンが現れこの粒子は「アクシオン」と呼ばれる。この PQ 対称の処方に基づくアクシオンは「標準アクシオン」と呼ばれ、初期の探索では発見されずこの存在は否定された。そのため、現在はそれまでの実験では見つけられないようなアクシオン、つまり「見えないアクシオン」と呼ばれるモデルの可能性が研究されている。現在までアクシオンに関する様々な探索が行われてきたが、いまだ発見されていない。しかし、もし存在すれば強い CP 問題の解決だけでなく宇宙の暗黒物質の有力な候補になりうるため多くの関心がもたれている。

アクシオンの主な特性のひとつに 2 光子との相互作用があり、以下の相互作用ラグランジアン $\mathcal{L}_{\alpha\gamma}$ をもつ。

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = -g_{a\gamma}\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}a \tag{1.1}$$

ここで、$g_{a\gamma}$ は結合定数、E が電場、B が磁場、a がアクシオン場である。本文では自然単位系を用いる。この特性から宇宙に存在する磁場や電場内で光子からアクシオンが生成される過程が考えられる。このように 2 光子 vertex を持つ粒子が電磁場中で光子から生成されたり、粒子が光子になったりする効果は「Primakoff 効果」と呼ばれる。この効果により内部に強い磁場を持つ恒星の寿命など天体物理的な現象に影響を及ぼす事が考えられる。また、電磁場中でアクシオンを光子に変換することにより宇宙から飛んでくるアクシオンの観測実験などにも利用されている。

アクシオンの現象を議論するときには結合定数 $g_{a\gamma}$ とアクシオン質量 m_a が重要になってくる。m_a の値は

$$m_a = \frac{z^{1/2}}{1+z}\frac{f_\pi m_\pi}{f_a} = \frac{6.0\,\mathrm{eV}}{f_a/10^6\,\mathrm{GeV}} \tag{1.2}$$

で与えられる。ここで f_a はアクシオンの崩壊定数、あるいは PQ 対称の破れのスケールで、これがアクシオンの特性の全てを決定する。また、$f_\pi = 93\,\mathrm{MeV}$ はパイオンの崩壊定数、m_π はパイオン質量、$z = m_u/m_d = 0.56$ はアップクォークとダウンクォークの質量比である。
また、 $g_{a\gamma}$ の値は

$$g_{a\gamma} = \frac{e^2}{8\pi^2}\left(\frac{E}{N} - \frac{2}{3}\frac{4+z}{1+z}\right)\frac{1+z}{\sqrt{z}}\frac{m_a}{m_\pi f_\pi} \tag{1.3}$$

で与えられる。ここで E と N はそれぞれ電磁気異常項とカラー異常項に現れる係数であり、モデルに依存する量である。大統一理論のモデル（例、DFSZ モデル）では $E/N = 8/3$、KSVZ と呼ばれるモデルでは $E/N = 0$ でとられる。一般に E/N の値は知られておらず広い範囲で値をとりうるが、単位量のオーダーであるとすれば $g_{a\gamma}$ が m_a に比例することから図 1 のように m_a-$g_{a\gamma}$ 平面上に「アクシオン線」が引かれる。この範囲内にアクシオンが存在すると思われ、観測実験などはアクシオン線に到達することを目標に観測を行っていくことになる。

本文では、まず helioscope を用いた太陽アクシオンの探索、またその他に試みられている探索や、それらの結果から導かれるアクシオンの制限について論じる。次にアクシオンの存在から考えられる天体物理への影響、それから得られるアクシオンの制限について論じる。最後にアクシオンの暗黒物質への関与などについて論じていく。

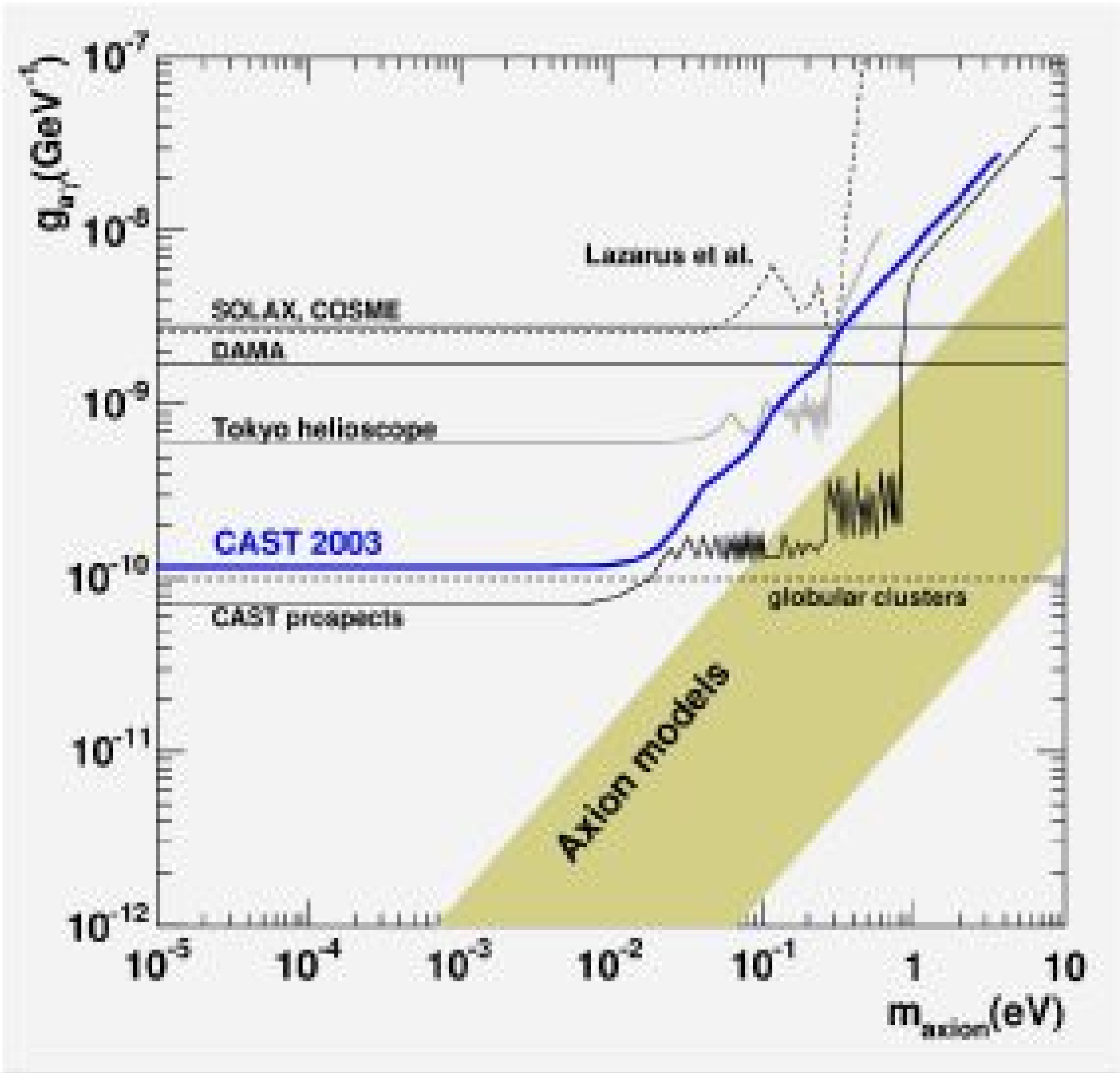

図 1: アクシオンの制限；影になっているところが「アクシオン線」である。各実験から得られた曲線より上の範囲のアクシオンの存在が否定される。[2]

2　太陽アクシオンの探索

2.1　太陽アクシオン

Primakoff 効果により、外磁場中で光子からアクシオンが生成される。したがって、太陽内でのプラズマの電磁場中でアクシオンが生成されていると考えられる。
プラズマ中でエネルギー E の光子がエネルギー E のアクシオンに変換する確率は

$$\Gamma_{\gamma \to a} = \frac{g_{a\gamma}^2 T \kappa_s^2}{32\pi} \left\{ \left(1 + \frac{\kappa_s^2}{4E^2}\right) \ln \left(1 + \frac{\kappa_s^2}{4E^2}\right) - 1 \right\} \tag{2.1}$$

で与えられる。T は温度、κ_s は screening スケールである。これは Debye-Hückel 近似から得られる。プラズマ中では正の電荷を持つイオンと負の電荷を持つ電子が自由に飛び回っている。種類の j のイオンまわりの電位を Φ_j とする。その j のイオンの周りに電荷が集まり電荷密度 ρ_j のイオン雰囲気をつくる。このとき Poisson 方程式より

$$\boldsymbol{\nabla}^2 \Phi_j = -\frac{4\pi\rho_j}{\epsilon} \tag{2.2}$$

ここで ϵ は真空の誘電率である。
電位 Φ_j のところにおける種類 i のイオンの密度は Boltzmann 分布

$$n_i \exp\left(-\frac{e_i \Phi_j}{T}\right) \tag{2.3}$$

と考えてよい。ただし i 番目の電荷の密度を n_i、$k_B = 1$ の単位系を採用した。
全電荷密度は

$$\rho_j = \sum_i e_i n_i \exp\left(-\frac{e_i \Phi_j}{T}\right) \tag{2.4}$$

高温であれば

$$\rho_j \approx \sum_i e_i n_i \left(1 - \frac{e_i \Phi_j}{T}\right) \tag{2.5}$$

j のイオンの周りで電荷が打ち消しあったとすると

$$\sum_i e_i n_i = 0 \tag{2.6}$$

よって (2.5) は

$$\rho_j = -\sum_i \frac{n_i e_i^2 \Phi_j}{T} \tag{2.7}$$

(2.2) 式の Poisson 方程式は Φ_j が球対称であるとして

$$\frac{1}{r} \frac{d^2 (f\Phi_j)}{dr^2} = \kappa_s^2 \Phi_j \tag{2.8}$$

ここで

$$\begin{aligned} \kappa_s^2 &= \frac{4\pi}{\epsilon T} \sum_i n_i e_i^2 \\ &= \frac{(4\pi)^2 \alpha}{T} \left(n_e + \sum_{\text{nuclei}} Z_j^2 n_j\right) \end{aligned} \tag{2.9}$$

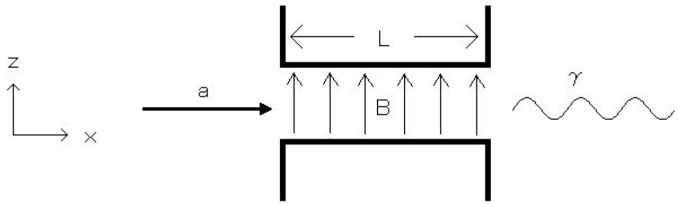

図 2: 定磁場中を通り抜けるアクシオン

で与えられる。ここで n_e は電子密度、n_j は電荷 Z_je のイオンの密度である。$r\to\infty$ で $\Psi_j=0$ であるからこの式を解けば

$$\Phi_j \propto \frac{e^{-\kappa_s r}}{r} \tag{2.10}$$

となり湯川型のポテンシャルになっており、κ_s^{-1} で電位が screening されていることが分かる。

太陽中心付近では $\kappa_s\approx 9$、太陽のいたるところで $(\kappa_s/T)^2\approx 12$ でほぼ一定である。以上より、地球でのアクシオンのフラックスは (2.1) 式に光子の黒体放射の式をかけて、標準太陽モデルに基づいて数値計算を行うと以下の式でフィッティングできる。

$$\frac{d\Phi_a}{dE}=g_{10}^2 6.0\times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{keV}^{-1}\,E^{2.481}e^{-E/1.205} \tag{2.11}$$

ここで E の単位は keV、$g_{10}=g_{a\gamma}/(10^{-10}\,\mathrm{GeV}^{-1})$ である。積分して

$$\Phi_a=g_{10}^2\,3.75\times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1} \tag{2.12}$$

これよりアクシオンのルミノシティーは

$$L_a=g_{10}^2\,1.85\times 10^{-3}\,L_\odot \tag{2.13}$$

ここで $L_\odot$ は太陽のルミノシティーで

$$L_\odot=3.86\times 10^{33}\,\mathrm{erg\,sec}^{-1}$$

(2.11) のエネルギー分布は 3.0 keV で最大になり、平均エネルギーは 4.2 keV である。このルミノシティーで飛んでくると思われるアクシオンを観測するために様々な方法が行われてきた。以下では定磁場中でアクシオンを光子に変換することにより観測する「アクシオン helioscope」実験について論じる。まず定磁場中でのアクシオンの光子への遷移確率を考察していく。

2.2 定磁場中でのアクシオンの遷移確率

図 2 のようにアクシオンが進行方向 (x 方向) と垂直で一様な磁場 $\boldsymbol{B}=(0,0,B)$ を通過する場合を考えてみる。
2 光子相互作用を含めたラグランジアンは

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}(\partial_\mu a)^2-\frac{1}{2}m_a^2a^2-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}-g_{a\gamma}(\partial_0 A)Ba \tag{2.14}$$

ここで $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$、$A_\mu$ は4元ベクトルポテンシャルで $A_z = A$ とした。右辺の第4項目は相互作用ラグランジアンを変形したものである。A は時間と x 方向にのみ依存するのでEuler-Lagrange 方程式から

$$\begin{cases} \partial_0^2 A - \partial_x^2 A - g_{a\gamma} B \partial_0 A = 0 \\ \partial_0^2 a - \partial_x^2 a + m_a^2 a + g_{a\gamma} B \partial_0 A = 0 \end{cases} \tag{2.15}$$

が得られる。
フーリエ変換

$$A(t,x) = \frac{1}{2\pi}\int \tilde{A}(\omega,x) e^{i\omega t} d\omega \quad , \quad a(t,x) = \frac{1}{2\pi}\int \tilde{a}(\omega,x) e^{i\omega t} d\omega$$

を行い、行列の形になおすと

$$(\omega^2 + \partial_x^2)\begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -igB\omega \\ igB\omega & m_a^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{a} \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

ただし、$g_{a\gamma} = g$ とした。ここで

$$U^\dagger \begin{pmatrix} 0 & -igB\omega \\ igB\omega & m_a^2 \end{pmatrix} U U^\dagger \begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} U^\dagger \begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{a} \end{pmatrix}$$

のように行列を対角化する。永年方程式を解いて

$$\lambda_1 = \frac{m_a^2 + \sqrt{m_a^4 + 4g^2B^2\omega^2}}{2} \quad , \quad \lambda_2 = \frac{m_a^2 - \sqrt{m_a^4 + 4g^2B^2\omega^2}}{2} \tag{2.17}$$

また

$$U = \begin{pmatrix} -igB\omega b & -igB\omega c \\ \lambda_1 c & \lambda_2 c \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

ここで b、c はユニタリー性 $U^\dagger U = 1$ により

$$\begin{cases} g^2B^2\omega^2 b^2 + \lambda_1^2 b^2 = 1 \\ g^2B^2\omega^2 c^2 + \lambda_1^2 c^2 = 1 \end{cases} \tag{2.19}$$

満たす。
また、$UU^\dagger = 1$ より

$$\begin{cases} \lambda_1^2 b^2 + \lambda_2^2 c^2 = 1 \\ (gB\omega b)(\lambda_1 b) + (gB\omega c)(\lambda_2 c) = 0 \end{cases} \tag{2.20}$$

も満たしていることが分かる。ここで

$$\cos\theta \equiv gB\omega b = \lambda_2 c \quad , \quad \sin\theta \equiv \lambda_1 b = -gB\omega c \tag{2.21}$$

とおいてもこの条件を満たしている。
新しく $\tilde{A}'$,$\tilde{a}'$ を

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}' \\ \tilde{a}' \end{pmatrix} \equiv U^\dagger \begin{pmatrix} \tilde{A} \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\cos\theta\tilde{A} + i\sin\theta\tilde{a} \\ -i\sin\theta\tilde{A} + i\cos\theta\tilde{a} \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

と定義すれば

$$(\omega^2+\partial_x^2)\begin{pmatrix}\tilde{A}'\\ \tilde{a}'\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\lambda_1 & 0\\ 0 & \lambda_2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\tilde{A}'\\ \tilde{a}'\end{pmatrix}$$

となり、これを解けば

$$\begin{cases}\tilde{A}'=C_A e^{i\sqrt{\omega^2-\lambda_1}x}+C_A' e^{-i\sqrt{\omega^2-\lambda_1}x}\\ \tilde{a}'=C_a e^{i\sqrt{\omega^2-\lambda_2}x}+C_a' e^{-i\sqrt{\omega^2-\lambda_2}x}\end{cases} \tag{2.23}$$

となる。C_A、C_a、C_A'、C_a' は定数である。

(2.22) を変形して

$$\begin{cases}\tilde{A}=-i\cos\theta\tilde{A}'+i\sin\theta\tilde{a}'\\ \tilde{a}=\sin\theta\tilde{A}'+\cos\theta\tilde{a}'\end{cases} \tag{2.24}$$

$x=0$ での $\tilde{A}$、$\tilde{a}$、$\tilde{A}'$、$\tilde{a}'$ の状態をそれぞれ $\tilde{A}_0$、$\tilde{a}_0$、$\tilde{A}_0'$、$\tilde{a}_0'$ と書き、それぞれ規格化されていて、$\tilde{A}_0$、$\tilde{a}_0$ がそれぞれ純粋な光子、アクシオン状態であるとすると、アクシオン状態の x 依存性は (2.23) 式の進行波成分だけを考えて

$$\tilde{a}(x)=\tilde{A}_0' e^{ik_A x}\sin\theta+\tilde{a}_0' e^{ik_a x}\cos\theta \tag{2.25}$$

$$\left(k_A=\sqrt{\omega^2-\lambda_1}\quad,\quad k_a=\sqrt{\omega^2-\lambda_2}\right)$$

以上から $x=0$ で磁場に入射したアクシオンが $x=L$ で光子に変換される確率 $P_{a\to\gamma}$ は

$$\begin{aligned}P_{a\to\gamma} &= \left|\left\langle\tilde{A}_0\middle|\tilde{a}(x=L)\right\rangle\right|^2\\ &= \left|\left\langle -i\tilde{A}_0'\sin\theta+i\tilde{a}_0'\sin\theta\middle|\tilde{A}_0' e^{ik_A L}\sin\theta+\tilde{a}_0' e^{ik_a L}\cos\theta\right\rangle\right|^2\\ &= \left|i\sin\theta\cos\theta e^{ik_A L}-i\sin\theta\cos\theta e^{ik_a L}\right|^2\\ &= \sin^2 2\theta\sin^2\left(\frac{k_a-k_A}{2}L\right)\end{aligned} \tag{2.26}$$

エネルギー $\omega=E$ のアクシオンが入射したとする。光子に変換される確率は小さく $E^2\gg\lambda_1,\lambda_2$、また結合は小さく $m^2\gg 2gBE$ であると考えられる。

ゆえに運動量差 $q\equiv k_a-k_A$ は

$$\begin{aligned}q=k_a-k_A &= \sqrt{E^2-\lambda_2}-\sqrt{E^2-\lambda_1}\\ &\approx \frac{\lambda_1-\lambda_2}{2E}\\ &= \frac{\sqrt{m_a^4+4g^2B^2E^2}}{2E}\\ &\approx \frac{m_a^2}{2E}\end{aligned} \tag{2.27}$$

また、(2.19)、(2.21) より

$$\begin{aligned}\sin 2\theta &= 2gBE\lambda_1 b^2\\ &= \frac{gBE\lambda_1}{g^2B^2E^2+\lambda^2}\\ &\approx \frac{2gBE}{m_a^2}\\ &= \frac{gB}{q}\end{aligned} \tag{2.28}$$

よって遷移確率は

$$P_{a\to\gamma} = \left(\frac{gB}{q}\right)^2 \sin^2\left(\frac{qL}{2}\right) \tag{2.29}$$

となる。

2.3　アクシオン helioscope

helioscope 実験は CAST（CERN Axion Solar Telescope）、東京大学などで行われている。装置は望遠鏡で太陽から来るアクシオンを捕らえ、それを磁石によって作られる磁場中で光子に変換し検出するものである。上述の遷移確率では振動の長さが観測に使われている磁石の長さよりはるかに長いものと考えられ、$qL \ll 1$ では

$$P_{a\to\gamma} \approx \left(\frac{g_{a\gamma}BL}{2}\right)^2 \tag{2.30}$$

になる。このとき helioscope で観測される変換光子のフラックスは

$$\begin{aligned} \Phi_\gamma &= \Phi_a P_{a\to\gamma} \\ &= 0.51\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{day}^{-1}\,g_{10}^4 \left(\frac{L}{9.26\mathrm{m}}\right)^2 \left(\frac{B}{9.0\mathrm{T}}\right)^2 \end{aligned} \tag{2.31}$$

となる。分母に記述してある値は CAST 実験で用いられている磁石の長さと強さである。q の値が大きくなってくると（つまり調べたい m_a の値が大きくなると）(2.22) 式の $(g_{a\gamma}B/q)^2$ 因子により観測されるフラックスが振動し、減少してしまう。これを避けるためにアクシオンを変換させるための helioscope の磁場空洞内にヘリウムなどの気体をみたし、屈折光子の有効質量 m_γ を与えることで運動量差 $q = |m_\gamma^2 - m_a^2|/2E$ の値を下げることにより、$P_{a\to\gamma}$ の値を $(g_{a\gamma}BL/2)^2$ に戻す方法が考えられる。

現在まで行われてきた helioscope 実験でアクシオンと思われるシグナルはまだ発見されていない。その事実から m_a と $g_{a\gamma}$ について図 1 のような制限が得られる。その中で東京大学で行われている実験では、観測装置としてアクシオンの変換用の磁石に長さ 2.3 m、強さ 3.93 T のものを用いて、望遠鏡を回転台に乗せて太陽の運動に付随できるようにしてある。
この実験で得られた結果として、$m_a < 0.03\,\mathrm{eV}$ で

$$g_{a\gamma} < 6.0 \times 10^{-10}\,\mathrm{GeV}^{-1} \qquad (95\,\%\,\mathrm{CL}) \tag{2.32}$$

の制限が得られ、図 1 の“ Tokyo helioscope ”のようになる。

一方、CAST 実験で得られた制限はアクシオン線に到達できそうである。CAST 実験では helioscope の装置の磁石に LHC（Large Hadron Collider）加速器の試験用の超伝導磁石を再利用している。長さは 9.26 m、強さは 9.0 T である。また、2 つのパイプを用いて $\pm 8^\circ$ の垂直動作ができるように固定してある。これを使って日の出、日の入りの 1.5 時間を観測することができる。2003 年に約 6ヶ月間観測が行われた。得られた制限は図 1 の“ CAST 2003 ”のようになり、$m_a \lesssim 0.02\mathrm{eV}$ で

$$g_{a\gamma} < 1.16 \times 10^{-10}\,\mathrm{GeV}^{-1} \qquad (95\,\%\,\mathrm{CL}) \tag{2.33}$$

となっている。さらに 2004 年にデータがとられて、より強い制限が与えられる。現在進行中の観測では磁場空洞内をヘリウムでみたし光子に有効質量を与えている。これにより 1.8 K での He^4 蒸気圧でみたすことにより、転換率を下げることなく観測できる m_a の値を 0.26 eV 以上にすること

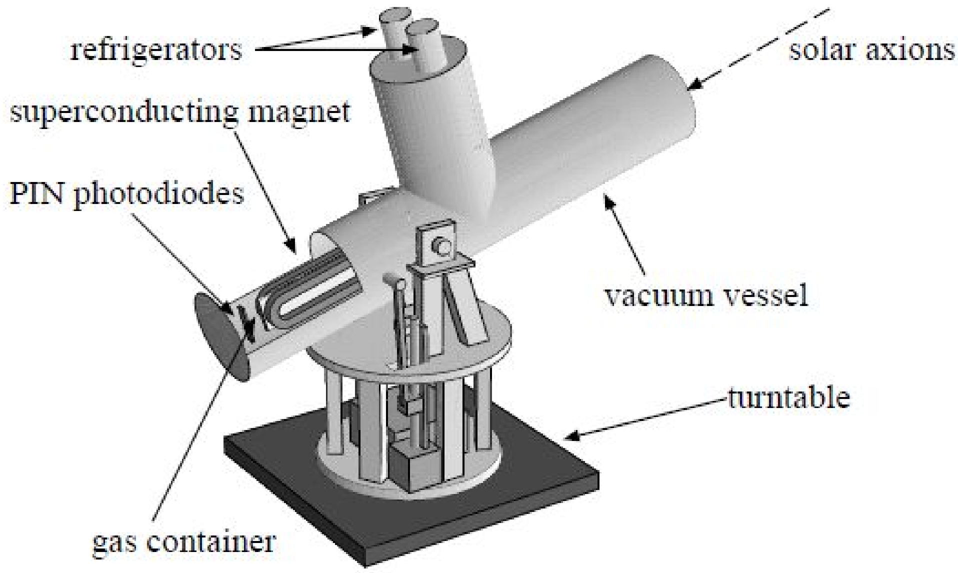

図 3: helio scope；東京大学で使われている helioscope[6]

ができる。さらにこれからの計画としては He^3 を使う予定でこれは、より蒸気圧が高く 0.8 eV にまで届くことができる。これらをまとめて得られる見込みの制限は図 1 の“ CAST prospect ”のようになる。

2.4　そのほかの太陽アクシオン観測実験

helioscope 以外にも様々な方法でアクシオン探索が行われている。helioscope では定磁場でアクシオンを変換していたが、SOLAX、COSME、DAMA などでは結晶にアクシオンを入射させ結晶内の核クーロン場により光子に変換させ、ブラッグ反射により検出効果を高めた検出器を用いた実験が行われている。結晶については SOLAX、COSME ではゲルマニウム、DAMA ではヨウ化ナトリウムを使用している。この観測から得られる制限は図 1 の“ SOLAX,COSME ”、“ DAMA ”のようになる。

$m_a \lesssim 10^{-4}$ で $g_{a\gamma}$ の値を下げる方法も考えられている。X 線衛星を利用して太陽が地球に隠されたときに太陽から出たアクシオンが地球の磁場で変換された光子を探索する方法である。これに関連したアイディアで、地磁気によるアクシオンの変換を利用して高エネルギー γ 線を観測することが考えられている。例えば GLAST 衛星を利用することなどが考えられている。

3　天体物理からの制限

3.1　球状星団

天体物理から得られる $g_{a\gamma}$ の最もきつい制限は球状星団の議論から生じる。球状星団とは恒星が互いの重力で束縛され球状に集まった天体である。星団はほぼ同時期に作られ、それにより恒星の進化を理解するうえで便利である。星団形成後、現在まで生き残っている星のほとんどは太陽質量よりやや少ない質量を持つ。この程度の軽い星は水素の燃えている主系列星から、ヘリウムが燃える段階になると赤色巨星になる。ヘリウムフラッシュを起こすと縦軸に絶対等級、横軸にスペクトル型（表面温度）をとった恒星の分布図であるヘルツシュプルング - ラッセル図で言うところの水平分岐（HB）と呼ばれる段階に入る。この時期では星の芯でのヘリウム燃焼と芯の外での水素燃焼がバランスを保ち表面温度が変化するのに全光度は普遍に保たれるような状態になる。このとき、芯（質量約 $0.5\mathrm{M}_{\odot}$）ではヘリウム燃焼で炭素や酸素が生成されているが、それに伴い平均約 $80\,\mathrm{erg\,g^{-1}\,s^{-1}}$ のエネルギーが放出される。一方、星の内部電磁場による Primakoff 効果によりアクシオンが生成され $g_{10}\,30\,\mathrm{erg\,g^{-1}\,s^{-1}}$ のエネルギーが放出されると考えられる。この効果がヘリウム消費を加速し、したがって $80/(80+30g_{10}^2)$ の因子で HB の寿命の減少が起きる。$g_{10}=1$ では 30% 程になる。15 個の星団の HB 星の寿命の調査から $g_{a\gamma}$ に制限が得られ、

$$g_{a\gamma} < 10^{-10}\,\mathrm{GeV}^{-1} \tag{3.1}$$

となり、図 1 の“ globular clusters ”のようになる。またこの制限から崩壊定数の制限を得られ、図 4 の“ Globular Cluster Stars(Photons) ”のようになる。この制限は CAST に匹敵するほどの強い制限で、高質量にも適用できる。

3.2　Axion Like Particle

宇宙の至る所に大きなスケールの磁場があるので光子-アクシオンの転換が興味をもたれるが、実際にはアクシオン線付近で光子とアクシオンの運動量差が大きくなってしまうことから転換を妨げてしまう。ただ、その一方でより小さな質量を持つ「Axion Like Particle」(ALP) が存在するかもしれない。それがなにか面白い現象を起こす可能性がある。例としては、放射銀河やクエーサーの偏光や、拡散 X 線バックグラウンド、超高エネルギー宇宙線などが考えられる。

興味深い結果として離れた光源から出た光が銀河内部の磁場 B での $\gamma \to$ ALP の効果により減光することが考えられる。SNe Ia で減光が起きていることが確認されているが、これは主に宇宙の膨張による効果であり、結局 $\gamma \to$ ALP によるものではなかった。しかし、将来の SN Ia のデータから出る宇宙方程式を詳細に解釈するための助けになるかもしれない。このとき $\gamma \to$ ALP の効果が高いと現在の SNe Ia の減光に影響がでてしまうことから、

$$m_a \lesssim 10^{-16} - 10^{-15} \tag{3.2}$$

の制限を必要とする。

このような小さな質量であれば SN 1987A で得られた γ 線の欠損は

$$g_{a\gamma} \lesssim 1 \times 10^{-11}\,\mathrm{GeV}^{-1} \tag{3.3}$$

を意味している。ALP は超新星 SN1987A 中で Primakoff 効果で生成、放出され、それが銀河内の磁場によって光子に転換されたと考えられる。同様の議論が赤色巨星ベテルギウスにも適用されて

SN 1987A よりわずかにゆるい制限を得る。また、星間磁場中での ALP の転換も考えられる。特に太陽の黒点やパルサーの強磁場であるが、現在までこれらの考えから新しい制限や ALP と思われるシグナルは得られていない。

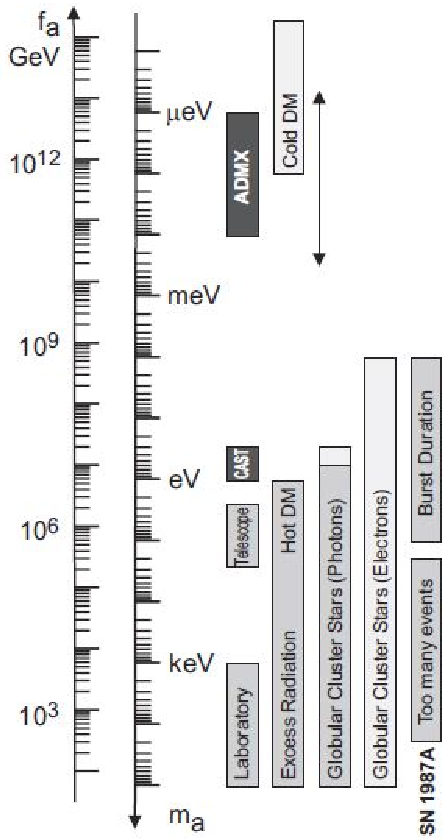

図 4: 灰色の部分がアクシオンが排除される範囲、うすい灰色は宇宙論やモデルに強く依存する部分、黒い部分は進行中、あるいは将来のアクシオン探索から見込まれる範囲 [1]

3.3 磁場中での 2 色性と複屈折

磁場は 1 ループで量子電磁気学（QED）補正を受けた Maxwell 方程式により、磁場に平行、垂直な偏光の光に対して異なる屈折指数を持つ。そのため磁場中で光が真空で 2 つに分かれて屈折する複屈折という現象を起こす。この効果は観測されることはないが、実験室で直線偏光のレーザーを強磁場中に伝搬させることで小さな楕円性を測定することが可能である。

ALP、アクシオン、π^0 などの 2 光子 vertex を持つ粒子は効果に寄与する。その場合、横向きの磁場と光子が混合する。もし十分な強さの光があれば、これらの粒子は真空の 2 色性の原因にもなる。2 色性とは偏光の向きによって吸収係数が異なる性質のことである。これは、磁場に平行な偏光と垂直な偏光の光が $\gamma \to$ ALP の効果によって別々に吸収されることに由来する。観測できるのは偏光面の回転効果である。この種の大きな効果が観測されたとイタリアの PVLAS によって報告された。そこで観測された 2 色性の大きさというのは、QED で予想される楕円偏光より 10^4 倍も

大きなものになっている。この起源が何なのかはまだ特定されていないが、さらなる実験の試行と修正が行われていくことだろう。

PVLAS の実験装置は超伝導磁石を回転させ、そこにレーザーを通過させ 2 色性を観測するものである。報告された 2 色性の原因が ALP によるものだとすると、その場合、結合定数は

$$g_{a\gamma} = 2\text{-}5 \times 10^{-6}\,\mathrm{GeV}^{-1} \quad , \quad m_a = 1\text{-}1.5\,\mathrm{meV}$$

となる。これは図 1 のアクシオン線より遠く離れている。またこのときの太陽 ALP ルミノシティーは太陽からの光子の放出を 10^6 以上で上回る。したがって太陽が 1000 年しか生きられないということになる。これを避けるために多くのモデルが考えられたが PVLAS の粒子解釈を天体物理の制限と一致させるのは無理であるということが明らかになった。それゆえ PVLAS から得られたシグナルは何か機器的なものが原因なのかもしれない。

3.4 アクシオン-電子相互作用

アクシオンは光子の他にフェルミオン Ψ とも相互作用する。そのときの相互作用ラグランジアンは以下のようになる。

$$\mathcal{L} = -i\frac{Cm}{f_a}\bar{\Psi}\gamma_5\Psi a \tag{3.4}$$

ここで C はモデル依存の因子、m はフェルミオン質量である。このラグランジアンはファインマン図でのフェルミオン線に一個のアクシオンが付随していることを意味する。また、これから相互作用は無次元 Yukawa カップリング $g = Cm/f_a$ とこれに関する「微細構造定数」$\alpha_a = g^2/4\pi$ で特徴づけられる。

星間プラズマではアクシオンは、コンプトン効果 $\gamma + e \to e + a$、制動放射 $e + Ze \to Ze + e + a$、bound-free,free-bound 遷移、対消滅 $e^+ + e^- \to \gamma + a$ による放出が考えられる。これらの効果から放出される太陽アクシオンのルミノシティーは

$$L_a = \alpha_a\, 6.0 \times 10^{21}\, L_\odot \tag{3.5}$$

で与えられる。このうち 25% がコンプトン効果によるものである。日震学（電磁波では直接観測することのできない太陽の内部を、音波を使って調べる）から控え目にいってもこの新しいエネルギー損失は $L_\odot$ の 20% を超えないとされているから、

$$\alpha_a < 3 \times 10^{-23} \tag{3.6}$$

を得る。また、白色矮星の極端な冷却、あるいは球状星団でのヘリウム燃焼の遅れを避けるためには

$$\alpha_a \lesssim 1 \times 10^{-26} \tag{3.7}$$

となる。DESZ モデルでは電子での C の値は $C_e = \cos^2\beta/3$（β はヒッグスの真空期待値の比）で $\cos^2\beta = 1$ のときの除外範囲が α_a の制限から

$$f_a \lesssim 4.7 \times 10^8\,\mathrm{GeV} \tag{3.8}$$

となり、図 4 の“ Globular Cluster Stars (Electron) ”の領域が排除される。

3.5　アクシオン-核子相互作用

KSVZ などのモデルによるアクシオンは、摂動の最低次のレベルでは電子と結合しない。そのため、ハドロン的アクシオンと呼ばれる。この性質に伴いハドロン的アクシオンは低エネルギーではα粒子と相互作用しない。つまり $\gamma + \alpha \to \alpha + a$ は起きない。しかし、太陽は主に水素でできているのでコンプトン的な過程 $\gamma + p \to p + a$ が考えられる。
このフェルミオンとのコンプトン過程の cross section は

$$\sigma = \frac{4\pi}{3}\alpha\alpha_a\frac{E^2}{m^4} \tag{3.9}$$

で与えられ、m はフェルミオンの質量である。このことから $\gamma + \alpha \to \alpha + a$ の cross section は電子のコンプトン過程よりも $(m_e/m_p)^4 = 0.9 \times 10^{-13}$ の因子で小さくなる。太陽の陽子数密度を電子の 1/2 として、(3.5) の内の 25% が電子のコンプトン過程によるものなので、陽子のコンプトン過程によるルミノシティーは

$$\begin{aligned} L_{\gamma+p\to p+a} &= \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^4 \times \frac{1}{2} \times 25\,\% \times \alpha_a 6.0 \times 10^{21} L_\odot \\ &= \alpha_a\, 6.8 \times 10^7 L_\odot \end{aligned} \tag{3.10}$$

日震学から $L_\odot$ の 20% を超えないので

$$\alpha_a \lesssim 3 \times 10^{-9} \tag{3.11}$$

の制限を得る。

これよりももっと強い制限が超新星（SN）1987A のニュートリノバーストにおいてバーストが約 10 秒間続いたという事実から得られる。これは超新星のコアにある中性子星でのアクシオンの閉じ込めや開放が関係するので、アクシオンとハドロンの結合定数に制限がつくことになる。アクシオンが存在すると、ニュートリノと同様の効果でバースト時間を縮めてしまう。これは結合が小さいときに起きる現象なので結合定数に対する下限を与える。結合がもっと強くなると今度はニュートリノと同じようにアクシオンも見つかっているはずである。このことから結合定数に対して上限を与える。これらをまとめると図 4 の“ SN1987A Too many events , Burst Duration ”のようになる。

4　Dark Matter におけるアクシオン

4.1　アクシオンの崩壊率

アクシオンの崩壊率を相対論的量子力学から求めてみる。アクシオンの相互作用ハミルトニアンは以下の式で与えられる。

$$\mathcal{H}_{\rm int} = -\mathcal{L}_{\rm int} = g\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}a \tag{4.1}$$

ベクトル、スカラーポテンシャルを用いて

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{\nabla}\phi - \frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{A} \tag{4.2}$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{A} \tag{4.3}$$

である。Maxwell 方程式より

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{E} = \boldsymbol{\nabla}^2\phi - \frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{A} = \rho \tag{4.4}$$

ここで ρ は電荷密度である。真空中では $\rho = 0$ となる。
ここでクーロンゲージ $\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{A} = 0$ を用いると

$$\boldsymbol{\nabla}^2\phi = 0 \tag{4.5}$$

アクシオンは 2 光子に崩壊する。そのときの S-行列要素は

$$\begin{aligned} S_{a\to\gamma\gamma} &= -i\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_0^L d^3\boldsymbol{r}\left\langle\gamma_{n,\alpha}\gamma_{n',\alpha'}\middle|\mathcal{H}_{\rm int}\middle|\phi_a(p_i)\right\rangle \\ &= -i\int_{-\infty}^{\infty}dt\int_0^L d^3\boldsymbol{r}\left\langle\gamma_{n,\alpha}\gamma_{n',\alpha'}\middle|g\frac{\partial\boldsymbol{A}}{\partial t}\cdot(\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{A})a\middle|\phi_a(p_i)\right\rangle \end{aligned} \tag{4.6}$$

ここで、$\gamma_{n,\alpha}$ は状態 (n,α) の光子状態であり、$n = (n_x, n_y, n_z)$ は光子の波の状態を表す量子数であり、平面波での 4 元運動量 $k_n = (\omega_n, \boldsymbol{k}_n)$ は一辺 L の長さの box normalization 中で

$$\boldsymbol{k}_n = \frac{2\pi n_i}{L} \quad (n_i = 0, \pm1, \pm2\cdots,\ i = x, y, z) \tag{4.7}$$

である。また、$\alpha = 1, 2$ は光子の偏光状態を表す量子数である。$\phi_a(p_i)$ は 4 元運動量 $p_i = (E_i, \boldsymbol{p}_i)$ のアクシオン状態である。
量子化された $\boldsymbol{A}$ は

$$\boldsymbol{A}(x) = \sum_{m,\beta}\frac{1}{\sqrt{2\omega_m L^3}}\left(\boldsymbol{\epsilon}_m^\beta b_{m,\beta}e^{-ik_m\cdot x} + \boldsymbol{\epsilon}_m^\beta b_{m,\beta}^\dagger e^{ik_m\cdot x}\right) \tag{4.8}$$

ここで、x は 4 次元座標、$\boldsymbol{\epsilon}_m^\beta$ は光子の偏光を担う単位ベクトル量、$b_{m,\beta}^\dagger, b_{m,\beta}$ は状態 (m,β) の光子の生成、消滅演算子である。
アクシオン場 a は

$$a(x) = \sum_j\frac{1}{\sqrt{2E_jL^3}}\left(c(p_j)e^{-ip_jx} + c^\dagger(p_j)e^{-ip_jx}\right) \tag{4.9}$$

$c^\dagger(p_j), c(p_j)$ は 4 元運動量 $p_j = (E_j, \boldsymbol{p}_j)$ のアクシオンの生成、消滅演算子である。
まず 2 光子の生成を担う演算子部分を計算すると

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \cdot (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}) \\
= &\sum_{m,\beta} \frac{i\omega_m}{\sqrt{2\omega_m L^3}} \left(-\boldsymbol{\epsilon}_m^\beta b_{m,\beta} e^{-ik_m \cdot x} + \boldsymbol{\epsilon}_m^\beta b_{m,\beta}^\dagger e^{ik_m \cdot x} \right) \\
&\quad \cdot \sum_{m',\beta'} \frac{i}{\sqrt{2\omega_{m'} L^3}} \boldsymbol{k}_{m'} \times \left(-\boldsymbol{\epsilon}_{m'}^{\beta'} b_{m',\beta'} e^{-ik_{m'} \cdot x} + \boldsymbol{\epsilon}_{m'}^{\beta'} b_{m',\beta'}^\dagger e^{ik_{m'} \cdot x} \right) \\
= &\sum_{m,\beta} \sum_{m',\beta'} \frac{\omega_m}{2L^3 \sqrt{\omega_m \omega_{m'}}} \boldsymbol{\epsilon}_m^\beta \cdot (\boldsymbol{k}_{m'\beta'} \times \boldsymbol{\epsilon}_{m'}^{\beta'}) \Big(b_{m,\beta} b_{m',\beta'} e^{-i(k_m + k_{m'}) \cdot x} \\
&- b_{m,\beta} b_{m',\beta'}^\dagger e^{-i(k_m - k_{m'}) \cdot x} - b_{m,\beta}^\dagger b_{m',\beta'} e^{i(k_m - k_{m'}) \cdot x} + b_{m,\beta}^\dagger b_{m',\beta'}^\dagger e^{i(k_m + k_{m'}) \cdot x} \Big)
\end{aligned} \tag{4.10}$$

ただし今回は 2 光子を生成する演算子 $b_{m,\alpha}^\dagger b_{m',\alpha'}^\dagger$ の項しか残らないので

$$\sum_{m,\beta} \sum_{m',\beta'} \frac{\omega_m \boldsymbol{\epsilon}_m^\beta \cdot \left(\boldsymbol{k}_{m'} \times \boldsymbol{\epsilon}_{m'}^{\beta'} \right)}{2L^3 \sqrt{\omega_m \omega_{m'}}} b_{m,\beta}^\dagger b_{m'\beta'}^\dagger e^{i(k_m + k_{m'}) \cdot x}$$

だけ考えることになる。

状態 $< \gamma_{n,\alpha} \gamma_{n',\alpha'} |$ 、$|\phi_a(p_i) >$ はそれぞれアクシオンと光子の状態の直積であることを考慮して

$$\begin{aligned}
S_{a \to \gamma\gamma} &= -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^L d^3\boldsymbol{r}\, g \left\langle \gamma_{n,\alpha} \gamma_{n',\alpha'} \middle| \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}) \middle| 0 \right\rangle \left\langle 0 \middle| a \middle| \phi_a(p_i) \right\rangle \\
&= -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^L d^3\boldsymbol{r}\, g \sum_{m,\beta} \sum_{m',\beta'} \frac{\omega_m \boldsymbol{\epsilon}_m^\beta \cdot \left(\boldsymbol{k}_{m'} \times \boldsymbol{\epsilon}_{m'}^{\beta'} \right)}{2L^3 \sqrt{\omega_m \omega_{m'}}} \\
&\qquad \times \left\langle \gamma_{n,\alpha} \gamma_{n',\alpha'} \middle| b_{m,\beta}^\dagger b_{m',\beta'}^\dagger \middle| 0 \right\rangle e^{i(k_m + k_{m'}) \cdot x} \\
&\qquad \times \sum_j \frac{1}{\sqrt{2L^3 E_j}} \left\langle 0 \middle| c(p_j) \middle| \phi_a(p_j) \right\rangle e^{-ip_j \cdot x} \\
&= -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^L d^3\boldsymbol{r}\, g \sum_{m,\beta} \sum_{m',\beta'} \frac{\omega_m \boldsymbol{\epsilon}_m^\beta \cdot \left(\boldsymbol{k}_{m'} \times \boldsymbol{\epsilon}_{m'}^{\beta'} \right)}{2L^3 \sqrt{\omega_m \omega_{m'}}} \\
&\qquad \times \left(\delta_{m,n} \delta_{\beta,\alpha} \delta_{m',n'} \delta_{\beta',\alpha'} + \delta_{m,n'} \delta_{\beta,\alpha'} \delta_{m',n} \delta_{\beta',\alpha} \right) e^{i(k_m + k_{m'}) \cdot x} \\
&\qquad \times \sum_j \frac{1}{\sqrt{2L^3 E_j}} \delta_{i,j} e^{-ip_j \cdot x} \\
&= -i \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(\omega_n + \omega_{n'} - E_j)t} \int_0^L d^3\boldsymbol{r} \frac{g}{(2L^3)^{3/2} \sqrt{\omega_n \omega_{n'} E_j}} \\
&\qquad \times \left\{ \omega_n \boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha \cdot (\boldsymbol{k}_{n'} \times \boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'}) + \omega_{n'} \boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'} \cdot (\boldsymbol{k}_n \times \boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha) \right\} e^{-i(\boldsymbol{k}_n + \boldsymbol{k}_{n'} - \boldsymbol{p}_j) \cdot \boldsymbol{r}} \\
&= -i 2\pi \delta(\omega_n + \omega_{n'} - E_j) \int_0^L d^3\boldsymbol{r} \frac{g}{(2L^3)^{3/2} \sqrt{\omega_n \omega_{n'} E_j}} \\
&\qquad \times \left\{ \omega_n \boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha \cdot (\boldsymbol{k}_{n'} \times \boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'}) + \omega_{n'} \boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'} \cdot (\boldsymbol{k}_n \times \boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha) \right\} e^{-i(\boldsymbol{k}_n + \boldsymbol{k}_{n'} - \boldsymbol{p}_j) \cdot \boldsymbol{r}} \qquad (4.11) \\
&\qquad \left(\because \quad \int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{iyt} = 2\pi \delta(y) \right)
\end{aligned}$$

アクシオンが静止していたとすると

$$
\begin{aligned}
S_{a\to\gamma\gamma} &= -i2\pi\delta(\omega_n+\omega_{n'}-m_a)\int_0^L d^3\boldsymbol{r}\,\frac{g}{(2L^3)^{3/2}\sqrt{\omega_n\omega_{n'}m_a}} \\
&\quad\times\left\{\omega_n\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot(\boldsymbol{k}_{n'}\times\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'})+\omega_{n'}\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'}\cdot(\boldsymbol{k}_n\times\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha)\right\}e^{-i(\boldsymbol{k}_n+\boldsymbol{k}_{n'}-\boldsymbol{p}_j)\cdot\boldsymbol{r}}
\end{aligned}
\tag{4.12}
$$

box normalization の下では $\boldsymbol{k}_n=\boldsymbol{k}_{-n}$ より

$$
\int_0^L\frac{d^3\boldsymbol{r}}{L^3}\,e^{-i(\boldsymbol{k}_n+\boldsymbol{k}_{n'})\cdot\boldsymbol{r}}=\delta_{n,-n'}
\tag{4.13}
$$

だから

$$
\begin{aligned}
S_{a\to\gamma\gamma} &= -i2\pi\delta(\omega_n+\omega_{n'}-m_a)\frac{g}{\sqrt{8L^3m_a\omega_n\omega_{n'}}} \\
&\quad\times\left\{\omega_n\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot(\boldsymbol{k}_{n'}\times\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'})+\omega_{n'}\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'}\cdot(\boldsymbol{k}_n\times\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha)\right\}\delta_{n,-n'}
\end{aligned}
\tag{4.14}
$$

以上より崩壊振幅 $f_{a\to\gamma\gamma}$ は

$$
f_{a\to\gamma\gamma}=\frac{g\,\delta_{n,-n'}}{\sqrt{8m_a\omega_n\omega_{n'}}}\left\{\omega_n\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot(\boldsymbol{k}_{n'}\times\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'})+\omega_{n'}\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'}\cdot(\boldsymbol{k}_n\times\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha)\right\}
\tag{4.15}
$$

全崩壊率は同じ光子を 2 回数えないように 2 で除してやると

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{a\to\gamma\gamma} &= \frac{1}{2}\sum_{n,\alpha}\sum_{n',\alpha'}2\pi\delta(\omega_n+\omega_{n'}-m_a)\frac{1}{L^3}\left|f_{a\to\gamma\gamma}\right|^2 \\
&= \sum_{n,\alpha}\sum_{n',\alpha'}2\pi\delta(\omega_n+\omega_{n'}-m_a)\frac{g^2\delta_{n,-n'}}{16L^3m_a\omega_n\omega_{n'}} \\
&\qquad\times\left\{\omega_n\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot(\boldsymbol{k}_{n'}\times\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'})+\omega_{n'}\boldsymbol{\epsilon}_{n'}^{\alpha'}\cdot(\boldsymbol{k}_n\times\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha)\right\}^2 \\
&= \sum_{n,\alpha}\sum_{\alpha'}2\pi\delta(2\omega_n-m_a)\frac{g^2\omega_n^2}{16L^3m_a\omega_n^2} \\
&\qquad\times\left\{\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot(\boldsymbol{k}_{-n}\times\boldsymbol{\epsilon}_{-n}^{\alpha'})+\boldsymbol{\epsilon}_{-n}^{\alpha'}\cdot(\boldsymbol{k}_n\times\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha)\right\}^2 \\
&\qquad(\because\ \omega_n=\omega_{-n})
\end{aligned}
\tag{4.16}
$$

ここで偏光 $\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha$ と運動量 $\boldsymbol{k}_n$ は

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot\boldsymbol{k}_n &= 0 \\
\boldsymbol{\epsilon}_n^{\alpha_1}\cdot\boldsymbol{\epsilon}_n^{\alpha_2} &= 0\quad(\alpha_1\neq\alpha_2)
\end{aligned}
$$

の関係をみたすから

$$
\sum_{\alpha,\alpha'}\left\{\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha\cdot(\boldsymbol{k}_{-n}\times\boldsymbol{\epsilon}_{-n}^{\alpha'})+\boldsymbol{\epsilon}_{-n}^{\alpha'}\cdot(\boldsymbol{k}_n\times\boldsymbol{\epsilon}_n^\alpha)\right\}^2=(2k_n)^2
\tag{4.17}
$$

ただし $|\boldsymbol{k}_n|=k_n$
また、連続極限

$$
\sum_n\frac{1}{L^3}\quad\longrightarrow\quad\int\frac{d^3\boldsymbol{k}}{(2\pi)^3}
$$

をとると

$$\Gamma_{a\to\gamma\gamma}=\int\frac{d^3\boldsymbol{k}}{(2\pi)^3}2\pi\delta(2\omega-m_a)\frac{g^2(2k)^2}{16m_a} \tag{4.18}$$

分散関係より $\omega=k$ だから

$$\begin{aligned}\Gamma_{a\to\gamma\gamma} &= \int\frac{dk}{(2\pi)^2}4\pi k^2\delta(2k-m_a)\frac{g^2(2k)^2}{16m_a}\\ &= \frac{g^2m_a^2}{64\pi}\end{aligned} \tag{4.19}$$

と崩壊率が求められた。

4.2 熱的アクシオンと Hot Dark Matter

アクシオンは初期宇宙のプラズマ中で生成され、質量を持っているので dark matter に関与していると考えられる。まず、$T=\Lambda_{\mathrm{QCD}}$（Λ_{QCD}：QCD のクォーク閉じ込めが移り変わるエネルギースケール）になる以前ではアクシオンはクォークとグルーオンと相互作用する。$T=\Lambda_{\mathrm{QCD}}$ 以降では主な相互作用はパイオンとの相互作用になり、$\pi+\pi\leftrightarrow\pi+a$ が起こる。$T=\Lambda_{\mathrm{QCD}}$ のずっと後になると $T\lesssim 30\,\mathrm{MeV}$ で熱的パイオンがなくなり始める。アクシオンがもし $f_a\lesssim 3\times10^7\,\mathrm{GeV}$（つまり、$m_a\gtrsim 0.2\,\mathrm{eV}$）であれば、$T=\Lambda_{\mathrm{QCD}}$ の後崩壊してしまう。

熱的アクシオンはニュートリノとよく似た hot dark matter 成分を与える。hot dark matter とは、宇宙の晴れ上がりの時に、運動エネルギーが質量エネルギーを上回っていたものである、そうではないものを cold dark matter と呼ぶ。宇宙の構造のデータから得られるニュートリノの質量制限がアクシオンにも使えて、パイオン過程で生成されるアクシオンだけを考えると、ハドロン的アクシオンにおいては

$$m_a<1.05\,\mathrm{eV}\qquad(95\%\,\mathrm{CL}) \tag{4.20}$$

の制限が与えられる。これはニュートリノの制限 $\Sigma m_\nu<0.65\,\mathrm{eV}\quad(95\%\,\mathrm{CL})$ に対応している。

アクシオンおよび ALP は (1.1) 式のラグランジアンから 2 光子崩壊をしてその崩壊率は

$$\begin{aligned}\Gamma_{a\to\gamma\gamma}=\frac{g_{a\gamma}^2m_a^3}{64\pi} &= \frac{\alpha^2}{256\pi^3}\left[\left(\frac{E}{N}-\frac{2}{3}\frac{4+z}{1+z}\right)\frac{1+z}{\sqrt{z}}\right]^2\frac{m_a^5}{m_\pi^2f_\pi^2}\\ &= 1.1\times10^{-24}\,\mathrm{s}^{-1}\left(\frac{m_a}{\mathrm{eV}}\right)^5\end{aligned} \tag{4.21}$$

となる。ここで $z=0.56$、ハドロン的アクシオンの場合で考えた。宇宙の年齢 $4.3\times10^{17}\,\mathrm{s}$ と比較するとアクシオンの平均寿命は $\Gamma_{a\to\gamma\gamma}$ の逆数だから、

$$m_a\gtrsim 20\,\mathrm{eV} \tag{4.22}$$

では初期宇宙でできたアクシオンは宇宙の時間スケール内で崩壊してしまっていることになる。また、崩壊光子はアクシオンの質量によっては観測可能な結果を引き起こしているはずであり、現在まででそれは観測されていないので、そこから宇宙論より

$$m_a>1\,\mathrm{eV} \tag{4.23}$$

のアクシオンが除外されることになる。以上をつなげたのが図 4 の“ Excess Radiation Hot DM ”になる。

hot dark matter のアクシオンは銀河と銀河星団に捕獲されている。そこでアクシオンが崩壊したときに発するであろう単色光（アクシオンはビリアル運動をするから完全には単色ではない）を望遠鏡で観測する実験が行われているが、まだ見つかっていない。この結果から、図 4 の“ Telescope ”の部分が排除される。

4.3 非熱的アクシオンと Cold Dark Matter

熱的アクシオンが宇宙を閉じるには約 100 eV 程度の質量が必要であるが、前節の議論より熱的アクシオンが宇宙密度に相当程度寄与するという可能性は特別なケース以外は除外される。ゆえにアクシオンが cold dark matter の候補になり得るかということがより興味を持たれている。「見えない」アクシオンのモデルが作られた後、すぐにそれが「傾斜メカニズム」によってそれが大量に生成されることが可能であるということが分かった。ある高エネルギー領域で PQ 対称性が自発的に破れた後、アクシオン場はメキシカンハット型のポテンシャルのどこかで基底状態をとっている。QCD は $\Lambda_{\rm QCD} \sim 200\,{\rm MeV}$ 以下になると QCD のカイラル対称性が破れる。そのエネルギースケール付近ではインスタントン効果と呼ばれる効果の影響で PQ 対称性があらわに破れる、つまりラグランジアンに異常項が付加される。その結果として PQ 対称性が回復することになる。このとき、異常項によるポテンシャルを感じてメキシカンハット型ポテンシャルが傾く。これが原因でアクシオンは CP 保存する極小値に向かって転がり始める。しかし、その動きは極小値では止まることなく振動運動を始める。この振動が最終的には cold dark matter の凝縮をもたらすことになる。
この場合の宇宙の物質密度は

$$\Omega_a h^2 \approx 0.7 \left(\frac{f_a}{10^{12}\,{\rm GeV}}\right)^{7/6} \left(\frac{\Theta_i}{\pi}\right)^2 \tag{4.24}$$

ここで $-\pi \leq \Theta_i \leq \pi$ は初期「傾斜角」と呼ばれ、CP 保存の位置に関係する。
インフレーション宇宙において、インフレーションの後に PQ 対称性が破れたとすると Θ_i は宇宙の異なる場所で異なる値を持つことになる。近似的な平均寄与は

$$\Omega_a h^2 \approx 0.3 \left(\frac{f_a}{10^{12}\,{\rm GeV}}\right)^{7/6} \tag{4.25}$$

宇宙の cold dark matter 密度 $\Omega_{CDM} h^2 \approx 0.13$ と比べると

$$m_a \approx 10\,\mu{\rm eV} \tag{4.26}$$

のアクシオンが dark matter を与えることになる。これは図 4 の“ cold DM ”を与える。しかし、この値は大雑把なスケールでしか定めず宇宙論的な現象の結果が重要になる。

もし、PQ 遷移の後にインフレーションが起きて Θ_i が比較的に小さかった場合、アクシオンはもっと小さな質量を持つことが可能になる。逆に、インフレーションの後に PQ 遷移が起きていた場合、非熱的アクシオンの追加の生成がある。このとき cold dark matter アクシオンの質量は $10\,\mu{\rm eV}$ スケールよりもずっと大きくなる。

もしアクシオンが我々の銀河の cold dark matter ならば、アクシオン“ halo scope ”技術によって直接探索できるかもしれない。ハローとは銀河の重力圏内で物質が希薄に広がって存在している球状領域のことである。装置はマイクロ波共振器が強磁場中に設置されており、それが銀河アクシオンの 2 光子カップリングによって発動される。一連の予備実験の後、Livermore で行われた ADMX 実験が狭い質量範囲ではあるがアクシオン線に届くことができた。この計画は何段階か改

良されていって近々10 年以内には $1\mu\mathrm{eV} \leq m_a \leq 100\mu\mathrm{eV}$ の範囲までカバーできそうである。それゆえ、アクシオン dark matter は現実的なパラメータの範囲で検出できるはずである。また、京都グループでも転換フォトンを励起してリュードベリ原子とした上で検出する方法で実験が行われている。

5 まとめ

これまで見てきたようにアクシオンに関して様々な探索が行われてきた。熱的アクシオンの質量領域でアクシオンを検出したい場合はアクシオン崩壊からの単色光を観測、0.1 μeV 以下ではマイクロ波共振器を用いる観測、それらより上の質量では helioscope などの太陽アクシオン探索などである。しかし、結局のところまだ見つかってはいない。しかし、その探索や、天体物理的な考察から得られた制限からアクシオンの存在しうる範囲は絞られてきている。このまま探索が続けられ制限を強めていけば、アクシオンが存在するか否か、いずれはっきりすることだろう。また、もしアクシオンが発見されれば QCD の「強い CP 問題」を解決したり、宇宙の dark matter に寄与したりと、様々な可能性が広がるだろう。

第二章の CAST の helioscope 実験では、まだ進行中ではあるが第 3 章の球状星団より強い制限を与え、さらにアクシオン線に到達できそうな見込みである。さらなる実験と解析に期待したい。

謝辞

卒業論文制作にあたって、ご指導いただいた佐藤丈先生、また素粒子研究室の皆様に心より感謝申し上げます。

参考文献

[1] 長島順清,“ 高エネルギー物理学の発展 ”, 朝倉書店.

[2] G.G.Raffelt,“ Axions-Motivation,limits and searches ”[hep-ph/0611118].

[3] G.G.Raffelt , L.Stodolsky,“ Mixing of the photon with low-mass particles ”Phys.Rev.D **37** (1988) 1237

[4] H.Primakoff,“ Photo-production of neutral mesons in nuclear electric fields and the mean life of the neutral meson ”Phys.Rev.**81** (1951) 899.

[5] K.Zioutas 他 (PVLAS Collaboration),“ EXperimental observation of optical rotation generated in vacuum by a magnetic field ”Phys.Rev.Lett.**96** (2006) 110406 [hep-ex/0507107].

[6] Y. Inoue , T. Namba , S. Moriyama , M. Minowa , Y. Takasu, T. Horiuchi , A. Yamamoto “ Recent results from the Tokyo axion helioscope experiment. ” [astro-ph/0012338].