

マグノンを用いた軽いボソン暗黒物質の直接探索

千草颯

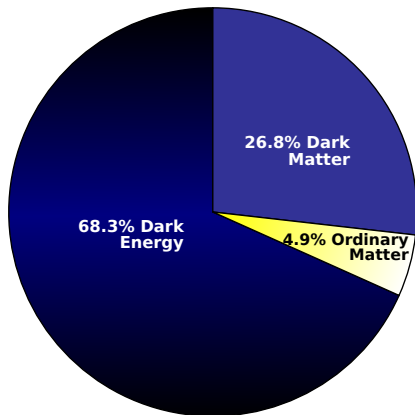
高エネルギー加速器研究機構 (KEK) 素粒子原子核研究所 理論センター

2020/6/22 @ 名古屋大学

千草颯, 諸井健夫, 中山和則

Phys. Rev. D 101, 096013 (2020) [arXiv: 2001.10666]

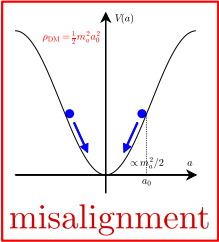
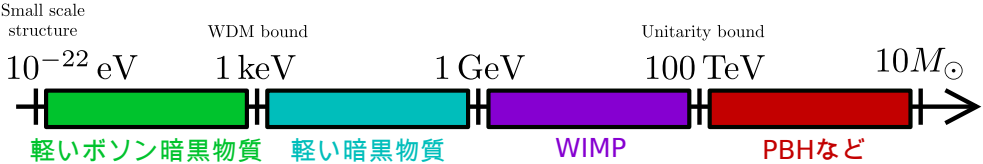
宇宙のエネルギーと暗黒物質



[Wikipedia "Dark Energy"](#)

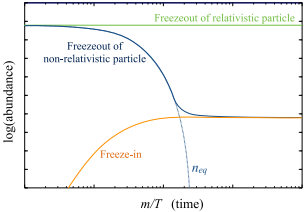
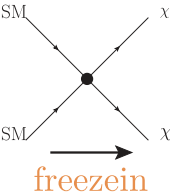
- ▶ 知ってる： 暗黒物質の証拠、残存量
- ▶ 知らない： 暗黒物質の性質、質量・相互作用など

様々な暗黒物質模型と生成機構

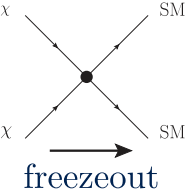


アクシオン、暗黒光子など

非熱的生成

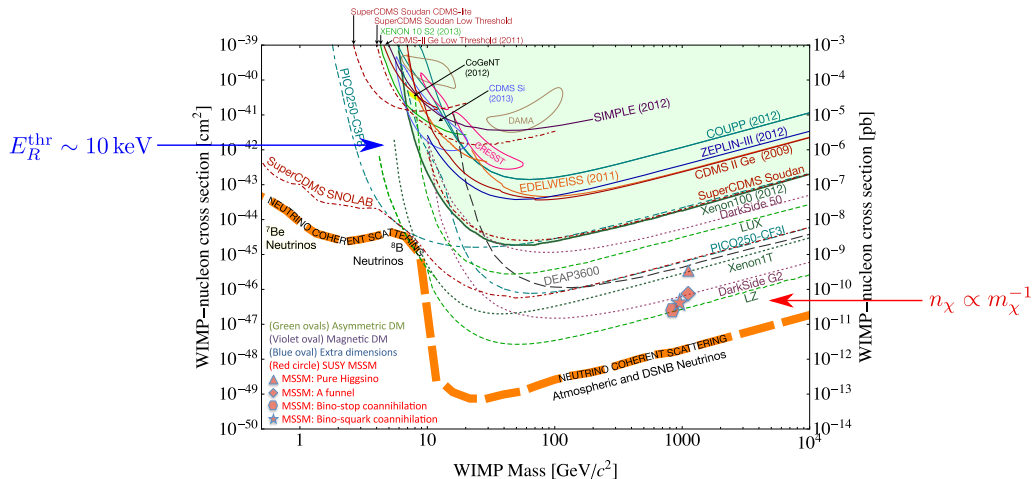


T. Lin, 1904.07915



熱的生成

原子核散乱を用いた暗黒物質の直接探索実験



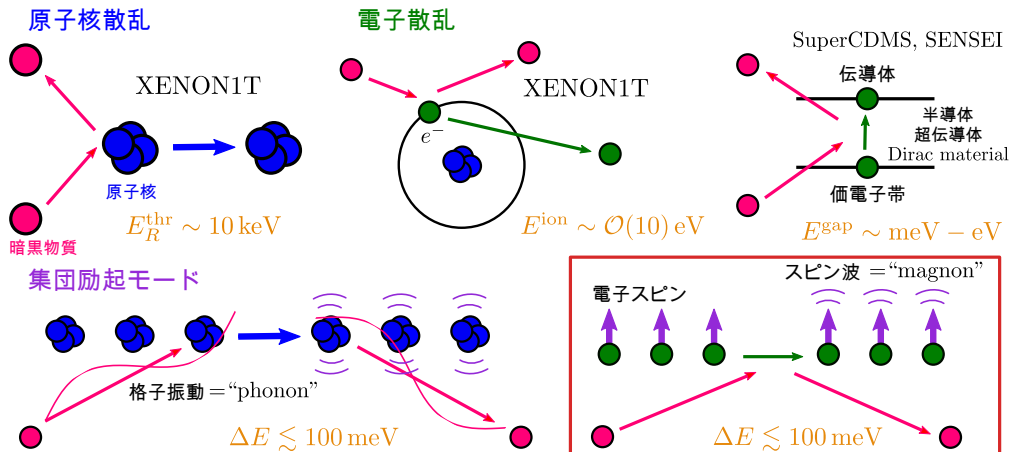
▶ もっと軽い領域はどうすれば探せるのか？

CF1 Snowmass report, 1310.8327

様々な直接探索手法

直接探索実験で探せる質量領域は、次の2点に大きく依存している

- ▶ 実験サイド： 検出に必要なエネルギーしきい値 E^{thr}
- ▶ 暗黒物質サイド： 散乱/吸収過程



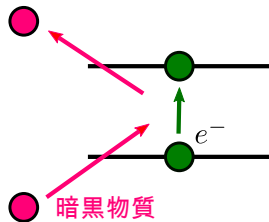
Kinematics of DM detection process

直接探索実験で探せる質量領域は、次の2点に大きく依存している

- ▶ 実験サイド： 検出に必要なエネルギーしきい値 E^{thr}
- ▶ 暗黒物質サイド： 散乱/吸収過程

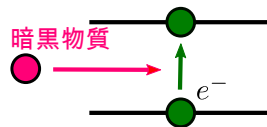
地球のまわりの暗黒物質の速度はとても遅い ($v \sim 10^{-3}$) ので、

散乱過程



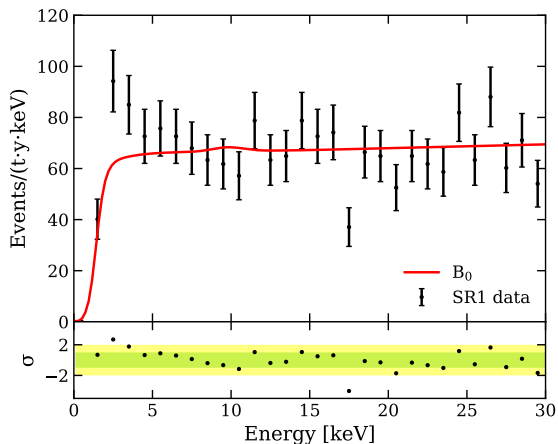
- ▶ 典型的な運動量移行 $|\vec{q}| \sim \min(m_\chi, m_e)v$
- ▶ 典型的なエネルギー $E \sim \min(m_\chi, m_e)^2 v^2 / m_\chi$
- ▶ $|\vec{q}| \gg E$

吸収過程



- ▶ 典型的な運動量移行 $|\vec{q}| \sim m_\chi v$
- ▶ 典型的なエネルギー移行 $E \sim m_\chi$
- ▶ $|\vec{q}| \ll E$

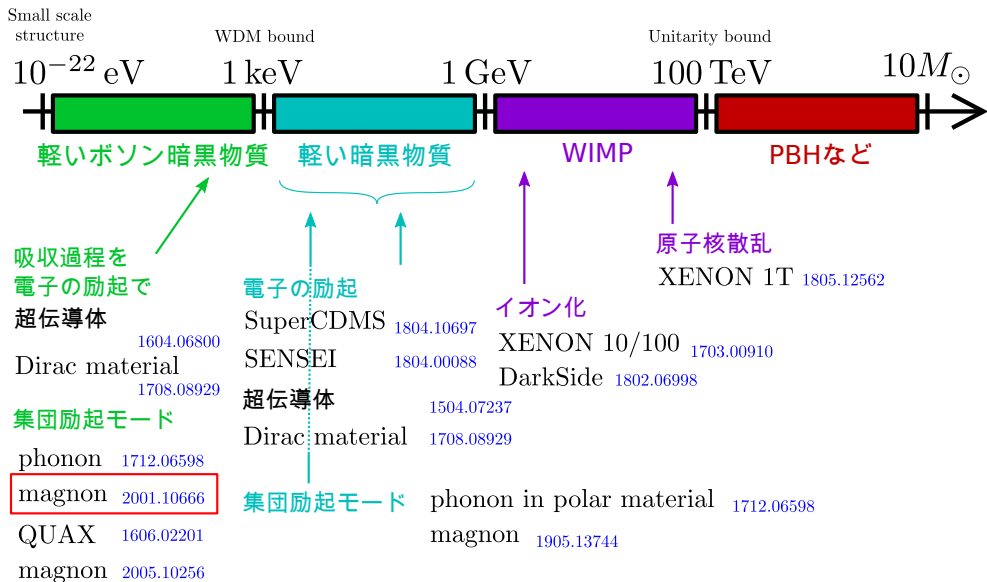
電子散乱を用いた XENON1T の最新結果



- ▶ エネルギーしきい値は 1 keV くらい
- ▶ 暗黒物質の吸収で説明を試みる： $E \sim m_\chi \sim \mathcal{O}(1)$ keV
- ▶ 信号（？）が数 bin にまたがっているのがあまり暗黒物質っぽくない

XENON1T experiment '20

軽い暗黒物質の直接探索実験



トークの目的と目次

我々の論文のポイント

- ▶ 暗黒物質がマグノンに変換される過程の量子力学的定式化を（素粒子論屋さんに親しみの深いやり方で）行った
- ▶ 暗黒光子にその計算を初めて応用した
- ▶ 結果の図を描いた

イントロ

動機

暗黒物質の直接検出実験とその運動学的観点

マグノンのレビュー

磁気秩序とスピン波

強磁性体 YIG

マグノンと暗黒物質との相互作用

素粒子論屋向け量子力学的定式化

QUAX 実験の簡単なレビュー

我々の結果

信号率の評価

アクシオン・暗黒光子への制限

トークの目的と目次

我々の論文のポイント

- ▶ 暗黒物質がマグノンに変換される過程の量子力学的定式化を（素粒子論屋さんに親しみの深いやり方で）行った
- ▶ 暗黒光子にその計算を初めて応用した
- ▶ 結果の図を描いた

イントロ

動機

暗黒物質の直接検出実験とその運動学的観点

マグノンのレビュー

磁気秩序とスピン波

強磁性体 YIG

マグノンと暗黒物質との相互作用

素粒子論屋向け量子力学的定式化

QUAX 実験の簡単なレビュー

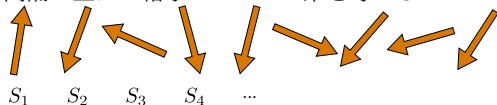
我々の結果

信号率の評価

アクシオン・暗黒光子への制限

磁気秩序の形成

等間隔に並んだ格子上的スピン系を考える



スピン間に相互作用 [exchange interactions]

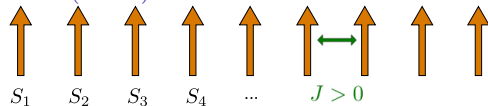
ex) 1次元ハイゼンベルグ模型

$$H_{\text{Heisenberg}} = -J \sum_{\ell} \vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1}$$

基底状態のスピンは秩序だって並ぶ

J の符号がマクロな磁氣的性質を決定する

強磁性体 ($J > 0$)



全体として有限の磁化を持つ

$$\vec{M} = g_e \mu_B \sum_{\ell} \vec{S}_{\ell} \quad \left(g_e \simeq 2, \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} \right)$$

反強磁性体 ($J < 0$)



磁化を持たない ($M = 0$)

フェリ磁性

強磁性体中のスピン波

強磁性体の基底状態からの励起を考える ⇔ スピンの反転

系全体としてスピン 1 個分の反転を起こすために、いくつかの方法が存在する

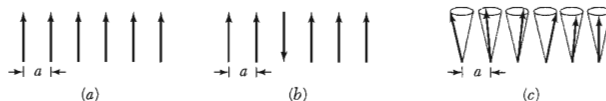


Figure 8 (a) Classical picture of the ground state of a simple ferromagnet; all spins are parallel. (b) A possible excitation; one spin is reversed. (c) The low-lying elementary excitations are spin waves. The ends of the spin vectors precess on the surfaces of cones, with successive spins advanced in phase by a constant angle.

C. Kittel "Introduction to Solid State Physics [8th ed]"

▶ $\Delta E_{(b)} \equiv E_{(b)} - E_{(a)} = 4JS^2$

▶ $\Delta E_{(c)} \equiv E_{(c)} - E_{(a)} \simeq 4JS^2 \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{N}\right)\right)$ with $N = 6 < \Delta E_{(b)}$: スピン波の形が好ましい

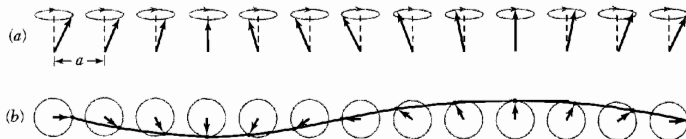


Figure 9 A spin wave on a line of spins. (a) The spins viewed in perspective. (b) Spins viewed from above, showing one wavelength. The wave is drawn through the ends of the spin vectors.

スピン波の量子力学的定式化：マグノン

簡単のため、1次元ハイゼンベルグ模型 ($J > 0$) + 外部磁場 $\vec{B}$ を考える

$$H = -J \sum_{\ell} \vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} - g_e \mu_B \sum_i \vec{B} \cdot \vec{S}_{\ell},$$

磁場はスピンの方向にかけることにする： $\vec{B} = B_0 \hat{z}$

ポイント： スピン演算子と（ボソン）生成消滅演算子を関係付ける

Holstein-Primakoff 変換

$$S_{\ell}^{+} \equiv S_{\ell}^x + iS_{\ell}^y = \sqrt{2s} \sqrt{1 - \frac{c_{\ell}^{\dagger} c_{\ell}}{2s}} c_{\ell},$$

$$S_{\ell}^{-} \equiv S_{\ell}^x - iS_{\ell}^y = \sqrt{2s} c_{\ell}^{\dagger} \sqrt{1 - \frac{c_{\ell}^{\dagger} c_{\ell}}{2s}},$$

$$S_{\ell}^z = s - c_{\ell}^{\dagger} c_{\ell},$$

s は格子上のスピンの大きさ

正当化

単純な計算により、ボソンの交換関係

$$[c_{\ell}, c_m^{\dagger}] = \delta_{\ell m},$$

を仮定すれば、スピン演算子の交換関係が得られる

$$[S_{\ell}^{+}, S_m^{-}] = 2S_{\ell}^z \delta_{\ell m},$$

$$[S_{\ell}^z, S_m^{\pm}] = \pm S_{\ell}^{\pm} \delta_{\ell m}.$$

$n_{\ell} \equiv c_{\ell}^{\dagger} c_{\ell}$: スピンをいくつ反転したか

($\sum_{\ell} n_{\ell}$ = マグノンの数)

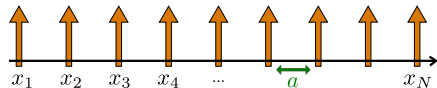
マグノンの分散関係

HP 変換して、生成消滅演算子の 2 次の項だけぬき出す

$$H = -J \sum_{\ell} \vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1} - g_e \mu_B B_0 \sum_{\ell} S_{\ell}^z$$

$$H \simeq (\text{const.}) - 2Js \sum_{\ell} \left(c_{\ell} c_{\ell+1}^{\dagger} + c_{\ell}^{\dagger} c_{\ell+1} - s(n_{\ell} + n_{\ell+1}) \right) + g_e \mu_B B_0 \sum_{\ell} n_{\ell} + \mathcal{O} \left(\frac{c^4}{s} \right).$$

フーリエ変換



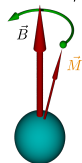
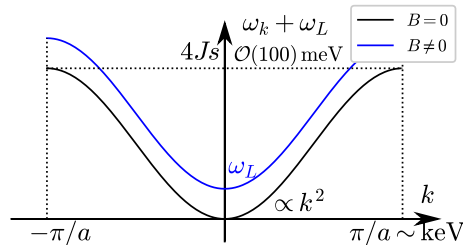
$$c_{\ell} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{-ikx_{\ell}} c_k, \quad c_{\ell}^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k e^{ikx_{\ell}} c_k^{\dagger}.$$

2 次の項は対角化されて

$$H \simeq \sum_k \underbrace{[2Js(1 - \cos(ka))]}_{\omega_k} + \underbrace{[g_e \mu_B B_0]}_{\omega_L} c_k^{\dagger} c_k.$$

一般には対角化に際してボゴリューボフ変換が必要だが、今の模型では考える必要がない

分散関係



ω_L : 一様なスピン歳差運動の
ラーモア周波数

Wikipedia “Larmor precession”

南部・ゴールドストーン粒子 (NGB) としての音響マグノン

ハミルトニアン対称性: $SO(3)$

$$H = -J \sum_{\ell} \vec{S}_{\ell} \cdot \vec{S}_{\ell+1}, \quad (\vec{B} = 0)$$

$SO(3)$ の 3 つの対称性のうち 2 つが自発的に破れる

強磁性体の NGB



$$\langle S_z^{\text{tot}} \rangle \equiv \langle 0 | S_z^{\text{tot}} | 0 \rangle \neq 0$$

1 つの Type-II NGB[#]: $\omega_k \sim k^2$ ($k \rightarrow 0$)

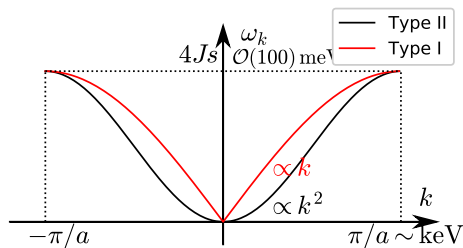
反強磁性体の NGB



$$\langle S_z^{\text{tot}} \rangle = 0$$

2 つの Type-I NGB[#]: $\omega_k \sim k$ ($k \rightarrow 0$)

基底状態対称性: z 軸まわりの $SO(2)$



非相対論的な系における NGB の個数と $k \rightarrow 0$ でのふるまいは、以下に分類されている

[#] H. Watanabe and H. Murayama '12, Y. Hidaka '12

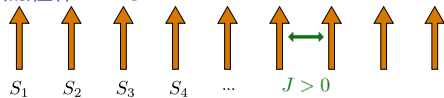
南部・ゴールドストーン粒子 (NGB) としての音響マグノン

小さく破れた $SO(3)$

$$H = -J \sum \vec{S}_\ell \cdot \vec{S}_{\ell+1} + \sum \vec{B} \cdot \vec{S}_\ell$$

$SO(3)$ の 3 つの対称性のうち 2 つが[#]自発的に破れる

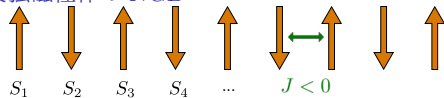
強磁性体の NGB



$$\langle S_z^{\text{tot}} \rangle \equiv \langle 0 | S_z^{\text{tot}} | 0 \rangle \neq 0$$

1 つの Type-II NGB[#] : $\omega_k \sim k^2$ ($k \rightarrow 0$)

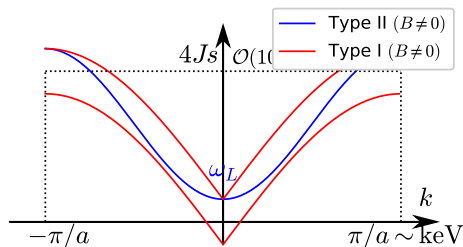
反強磁性体の NGB



$$\langle S_z^{\text{tot}} \rangle = 0$$

2 つの Type-I NGB[#] : $\omega_k \sim k$ ($k \rightarrow 0$)

基底状態の対称性 : z 軸まわりの $SO(2)$



非相対論的な系における NGB の個数と $k \rightarrow 0$ でのふるまいは、以下に分類されている

[#] H. Watanabe and H. Murayama '12, Y. Hidaka '12

イットリウム・鉄・ガーネット (YIG)

YIG: $\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$

a) Y, Fe^{3+} , Fe^{3+} , O で構成される単位格子

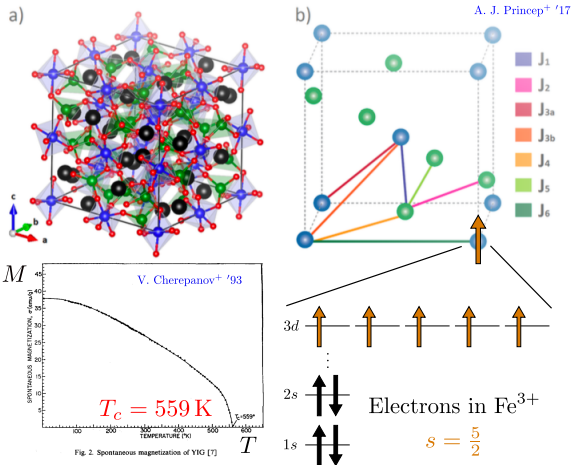
b) 磁性を記述する単位格子

Fe^{3+} 中の対になっていない電子が格子上に局在化し、YIG の磁性を形成する。

(広い意味での) 強磁性体で、 $M = 38 \text{ emu/g}$
($T = 0 \text{ K}$)

YIG の特徴

- 高い転移温度 ($T_c = 559 \text{ K}$) と低いマグノン減衰率； 長い歴史があり、よく理解されている
- 最近大きく発展しているスピントロニクスのおかげでさらに理解が深まりつつある (らしい)



YIG 中のマグノンモード

(磁性単位格子中のスピンの数)



(異なるマグノンモードの数)

YIG は 1 つの磁性単位格子中に 20 個の Fe^{3+} s を含む
ので、20 種類のマグノンを持つ

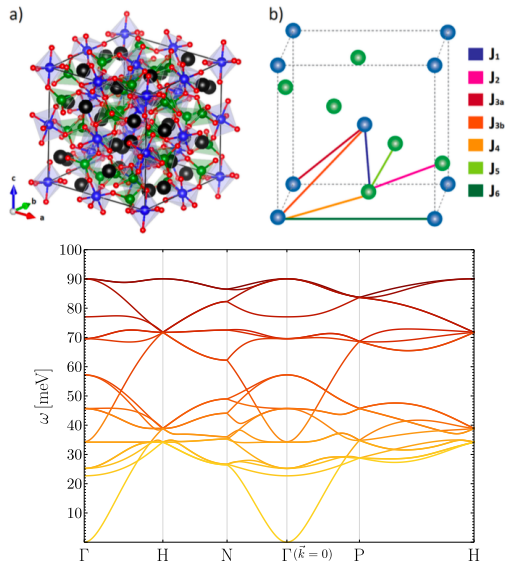
マグノンモード

- ▶ 1 種の (ギャップのない) 音響マグノン (NGB)
- ▶ 19 種の (ギャップのある) 光学マグノン

典型的な物理スケール

- ▶ 典型的な運動量 : $\lesssim 2\pi/a \sim \text{keV}$
- ▶ 典型的なエネルギー : 1–100 meV
- ▶ $B_0 \sim \mathcal{O}(1) \text{ T}$ でラーモア周波数
 $\omega_L \sim \mathcal{O}(0.1) \text{ meV}$

磁場を変えて、ギャップの大きさ ω_L を調整可能



トークの目的と目次

我々の論文のポイント

- ▶ 暗黒物質がマグノンに変換される過程の量子力学的定式化を（素粒子論屋さんに親しみの深いやり方で）行った
- ▶ 暗黒光子にその計算を初めて応用した
- ▶ 結果の図を描いた

イントロ

動機

暗黒物質の直接検出実験とその運動学的観点

マグノンのレビュー

磁気秩序とスピン波

強磁性体 YIG

マグノンと暗黒物質との相互作用

素粒子論屋向け量子力学的定式化

QUAX 実験の簡単なレビュー

我々の結果

信号率の評価

アクシオン・暗黒光子への制限

電子スピンと結合する新物理模型を考える

アクシオンと電子スピンの相互作用

次のアクシオンと電子の相互作用を考える

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{1}{2f_a} (\partial_\mu a) \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi. \quad (*)$$

スピノル部分と電子のスピン密度の演算子とは、
ざっくりと以下のように関係付けられる

$$\begin{aligned} \bar{\psi} \gamma^0 \gamma_5 \psi &\sim \mathcal{O}(\vec{p}/m_e), \\ \bar{\psi} \gamma^i \gamma_5 \psi &\sim 2S^i. \end{aligned}$$

ラグランジアンに代入・変形して、

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{f_a} \sum_{\ell} \nabla a(\vec{x}_\ell) \cdot \vec{S}_\ell.$$

▶ $\vec{S}_\ell$ はマグノンの演算子を含んでいたの、 H_{int} が新物理とマグノンの相互作用を記述する

暗黒光子と電子スピンの相互作用

次の暗黒光子と電子の相互作用を考える

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} &= \epsilon e H_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \\ &\sim \epsilon e \left[\frac{i}{2m_e} H_\mu \bar{\psi} (\partial^\mu - \overleftarrow{\partial}^\mu) \psi - \frac{1}{m_e} \partial_\nu H_\mu \bar{\psi} \Sigma^{\mu\nu} \psi \right]. \end{aligned}$$

ただし、 $\Sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, ϵ : kinetic mixing
第2項のスピノル部分が電子スピンと関係する

$$\bar{\psi} \Sigma^{ij} \psi \sim -i \epsilon^{ijk} S^k.$$

最終的に、

$$H_{\text{int}} = \frac{\epsilon e}{m_e} \sum_{\ell} (\nabla \times \vec{H})(\vec{x}_\ell) \cdot \vec{S}_\ell.$$

アクシオンとマグノンの相互作用

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{f_a} \sum_{\ell} \nabla a(\vec{x}_{\ell}) \cdot \vec{S}_{\ell}$$

- ▶ アクシオンを古典的な背景場と思う

$$a(\vec{x}, t) = a_0 \cos(m_a t - m_a \vec{v}_a \cdot \vec{x} + \delta).$$

- ▶ $\vec{S}_{\ell}$ はマグノンの演算子で書き換え

$$H_{\text{int}} \simeq \sin(m_a t + \delta) \left(\sqrt{\frac{sN}{2}} \frac{m_a a_0 v_a^+}{f_a} c_{\vec{k}=0}^{\dagger} + \text{h.c.} \right).$$

ただし、 $v_a^+ \equiv v_a^x \pm i v_a^y$

解釈

- ▶ アクシオン背景場は十分一様；

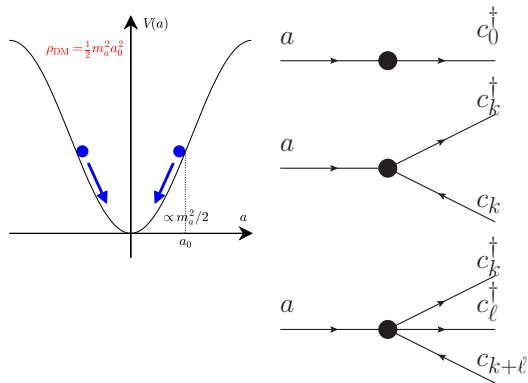
$(m_a v_a)^{-1} \sim \mathcal{O}(1) \text{ m} \gg (\text{YIG size})$ なので、

“キッテルモード” ($\vec{k} = 0$) しか励起されない

- ▶ N 個のスピンの同時に反応するので、 $H_{\text{int}} \propto \sqrt{N}$

ちなみに

Holstein-Primakoff 変換はマグノン演算子に関して非線形なので、様々な相互作用頂点が存在する



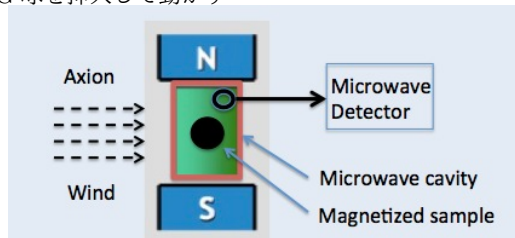
QUAX 実験

QUAX は axion haloscope 実験の 1 種だが、装置内に YIG 球を挿入して動かす

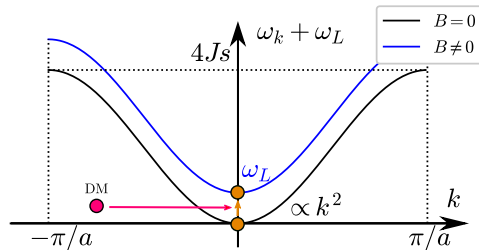
$$\begin{array}{ccc} \text{axion} & & \text{magnon} \\ \longrightarrow & \bullet & \longrightarrow \\ q = (0, \omega_L = m_a) \end{array}$$

セットアップ

- ▶ アクシオンが $\vec{k} = 0$ マグノンに変化する過程を探す
- ▶ $B_0 \sim 1.7 \text{ T}$ 、 $\omega_L \sim 0.2 \text{ meV}$
- ▶ B_0 をスキャンすることで、質量 m_a が $\mathcal{O}(0.1) \text{ meV}$ 付近のアクシオンを探す



R. Barbieri⁺ '16 QUAX proposal



トークの目的と目次

我々の論文のポイント

- ▶ 暗黒物質がマグノンに変換される過程の量子力学的定式化を（素粒子論屋さんに親しみの深いやり方で）行った
- ▶ 暗黒光子にその計算を初めて応用した
- ▶ 結果の図を描いた

イントロ

動機

暗黒物質の直接検出実験とその運動学的観点

マグノンのレビュー

磁気秩序とスピン波

強磁性体 YIG

マグノンと暗黒物質との相互作用

素粒子論屋向け量子力学的定式化

QUAX 実験の簡単なレビュー

我々の結果

信号率の評価

アクシオン・暗黒光子への制限

信号率の評価

解くべき問題

真空状態 $|0\rangle$ から 1 マグノン状態 $|1\rangle$ への遷移率を

▶ $c_0 |0\rangle = 0, \quad c_0^\dagger |0\rangle = |1\rangle,$

以下のハミルトニアンのもとで計算する

$$H_0 = \omega_L c_0^\dagger c_0,$$

$$H_{\text{int}} = \sin(m_a t + \delta) (V c_0^\dagger + \text{h.c.}).$$

遷移率

初期条件 $|\psi(t=0)\rangle = |0\rangle$ のもと、以下を解く

$$i\partial_t |\psi(t)\rangle = (H_0 + H_{\text{int}}) |\psi(t)\rangle$$

遷移率の表式は

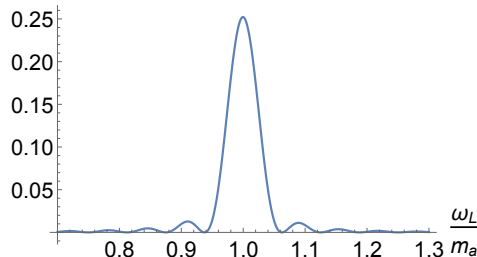
$$P(t) \equiv |\langle 1 | \psi(t) \rangle|^2$$

教科書を思い出すと $\lim_{t \rightarrow \infty} P(t) \propto \delta(\omega_L - m_a)$

観測時間 t の限界

- ▶ アクシオンの coherence time $\tau_a \sim (m_a v_a^2)^{-1}$
- ▶ マグノンの寿命 τ_m
- ▶ $\tau \equiv \min(\tau_a, \tau_m) \gg m_a^{-1}$

$P(m_a t = 100)$



- ▶ $\omega_L \simeq m_a$ ではひととき感度が高い

信号率の評価

QUAX は 50% の効率でマグノンを検出できることを考慮に入れて

$$\frac{dN_{\text{signal}}}{dt} = \frac{P(\tau)}{2\tau} \Big|_{\omega_L = m_a}$$

アクシオンの場合

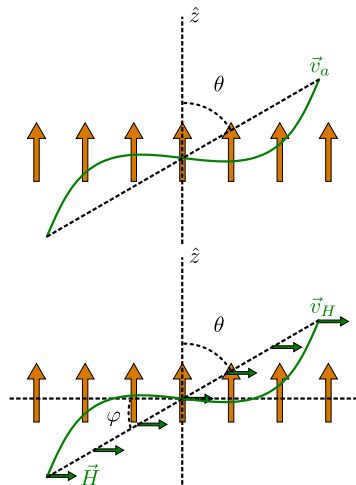
$$\frac{dN_{\text{signal}}}{dt} \simeq 0.025 \text{ s}^{-1} \left(\frac{10^{10} \text{ GeV}}{f_a} \right)^2 \left(\frac{M_{\text{YIG}}}{1 \text{ kg}} \right) \left(\frac{v_a}{10^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\tau}{2 \mu\text{s}} \right) \left(\frac{\sin^2 \theta}{1/2} \right),$$

暗黒光子の場合

$$\frac{dN_{\text{signal}}}{dt} \simeq 0.24 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\epsilon}{10^{-12}} \right)^2 \left(\frac{M_{\text{YIG}}}{1 \text{ kg}} \right) \left(\frac{v_H}{10^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\tau}{2 \mu\text{s}} \right) \left(\frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{1/4} \right),$$

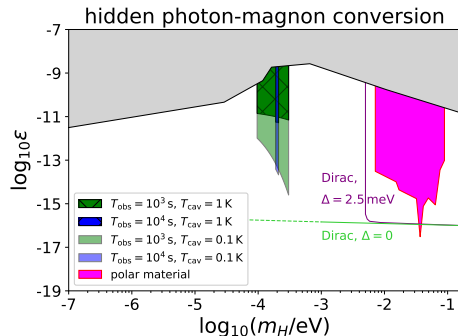
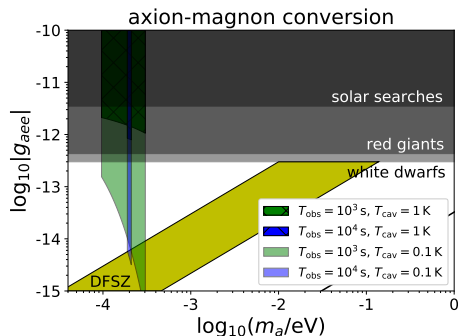
解釈

方向依存性あり : $dN_{\text{signal}}/dt \propto \sin^2 \theta$



結果

- ▶ 信号・ノイズ比 (SNR) > 3 を要求して感度を見積もる
- ▶ 熱雑音が支配的な状況を仮定 $T_{\text{noise}} \simeq T_{\text{cav}} = 1, 0.1 \text{ K}$
- ▶ 総観測時間を固定して、磁場の各スキャンステップの時間幅を変える $T_{\text{obs}} = 10^3\text{--}4 \text{ s}$



- ▶ (もっとも理想的なセットアップで)DFSZ アクシオンのパラメータ領域を探れる
- ▶ 重い領域では熱雑音がボルツマン因子により抑制され、感度が高い
- ▶ もっと重い領域を探るためには、より大きな磁場が必要
- ▶ もっと軽い領域を探るためには、より注意してノイズを落とす必要がある

共振器を用いたマグノンの検出 (QUAX の方法)

光子の共振モード

$$\omega_{\text{cav}} = \frac{\pi}{L} \sim \mathcal{O}(0.1) \text{ meV} \times \left(\frac{1 \text{ cm}}{L} \right)$$

Hybridization (mixing)

共振モードとマグノンとの間には相互作用が存在

$$H_{\text{BS}} = g_e \mu_B \sum_{\ell} \vec{B}_{\text{cav}}(\vec{x}_{\ell}) \cdot \vec{S}_{\ell} (a + a^{\dagger}),$$

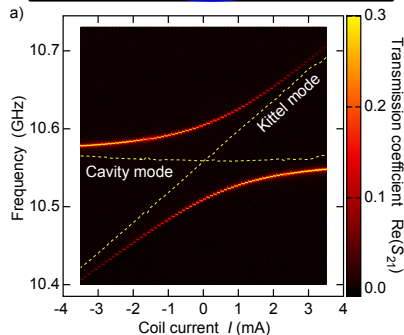
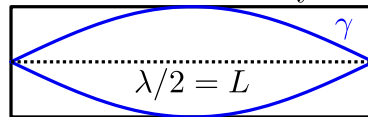
ボソン演算子の形で書けば、

$$H_{\text{cm}} = \begin{pmatrix} a^{\dagger} & c_0^{\dagger} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega_{\text{cav}} & g_{\text{cm}} \\ g_{\text{cm}} & \omega_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ c_0 \end{pmatrix}.$$

G. Flower⁺ '18

ただし a 、 $a^{\dagger}$ は共振モードの生成消滅演算子

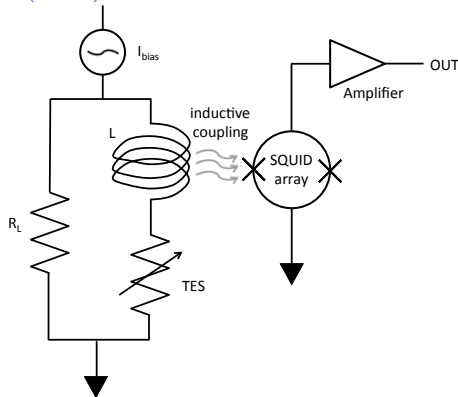
Microwave cavity



Y. Tabuchi⁺ '15

- ▶ $\omega_{\text{cav}} = \omega_L$ のとき Maximal mixing になっていて、マグノンの半分は共振モードに変換される
- ▶ m_a をスキャンしたいとき、磁場 B_0 と共振器のサイズを同時に変化させる必要があり、大変

超伝導転移端センサー (TES) を用いたマグノンの検出



[Wikipedia "TES"](#)

転移温度 T_C ギリギリにおいた超電導体を用いて、熱を検出する

- ▶ 高性能な TES の開発はホットな分野で、マグノンへの応用も広そう
- ▶ 共振器が必要ない
- ▶ 検出のエネルギーしきい値をもっと引き下げる必要がある (現在はおよそ $\mathcal{O}(10)$ meV)

議論と結論

我々の論文のポイント

- ▶ 暗黒物質がマグノンに変換される過程の量子力学的定式化を（素粒子論屋さんに親しみの深いやり方で）行った

他の暗黒物質候補や他の過程にも応用可能

- ▶ 暗黒光子にその計算を初めて応用した

応用の 1 例

- ▶ 結果の図を描いた

今走っている Axion haloscope は $a\gamma\gamma$ 相互作用を見るが、マグノンを用いた実験は aee 相互作用をみるので、アクシオンの模型を区別するのに役立つ

ご静聴ありがとうございました

Matching between QFT and QM operators

Assume axion-electron coupling

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{1}{2f_a} (\partial_\mu a) \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi$$

Non-relativistic electron field in Dirac representation

$$\psi(x) \supset \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 \sqrt{2m_e}} \sum_s a_{\vec{p},s} u_{\vec{p},s} e^{-ipx},$$
$$u_{\vec{p},s} \simeq \begin{pmatrix} \sqrt{2m_e} \chi_s \\ \mathcal{O}(p) \end{pmatrix},$$

with $\chi_s = (1, 0)^T$ or $(0, 1)^T$

$$L_{\text{int}} \supset \frac{\nabla a}{2f_a} \cdot \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \sum_{s,s'} a_{\vec{p},s}^\dagger a_{\vec{p},s'} \chi_s^\dagger \vec{\sigma} \chi_{s'}.$$

Definition of spin operator

$$\vec{S}_{(\text{QFT})} \equiv \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \sum_{s,s'} a_{\vec{p},s}^\dagger a_{\vec{p},s'} \chi_s^\dagger \vec{\sigma} \chi_{s'}.$$

Can explicitly check $\vec{S}$ satisfies canonical commutation relations for spin operators in QM

$$[S_{(\text{QFT})}^i, S_{(\text{QFT})}^j] = i\epsilon^{ijk} S_{(\text{QFT})}^k.$$

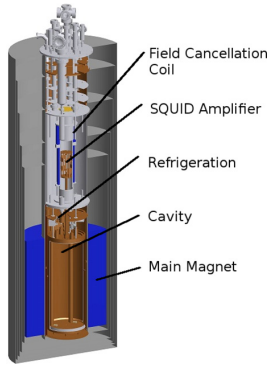
In ferromagnet, we substitute

$$\vec{S}_{(\text{QFT})} \rightarrow \sum_\ell \vec{S}_\ell$$

and obtain

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{f_a} \sum_\ell \nabla a(\vec{x}_\ell) \cdot \vec{S}_\ell.$$

Axion haloscope



G. Rybka⁺ [ADMX collaboration] '15

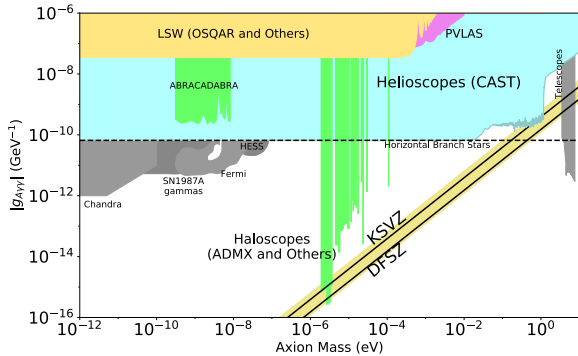


Figure 112.1: Exclusion plot for ALPs as described in the text.

PDG “Axions and Other Similar Particles”

- ▶ Use $H_{\text{int}} = g_{a\gamma\gamma} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$
- ▶ When resonance frequency of cavity $\omega_c = m_a$, resonant conversion

Cosmological bound for hidden photon DM

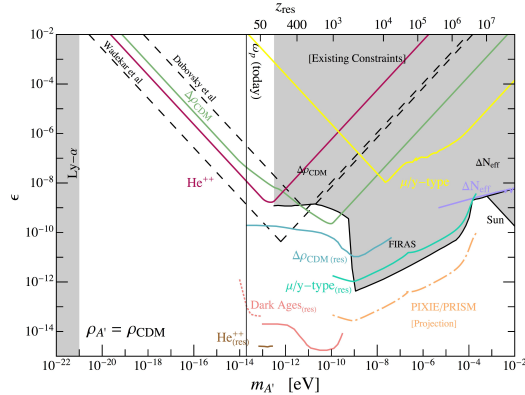
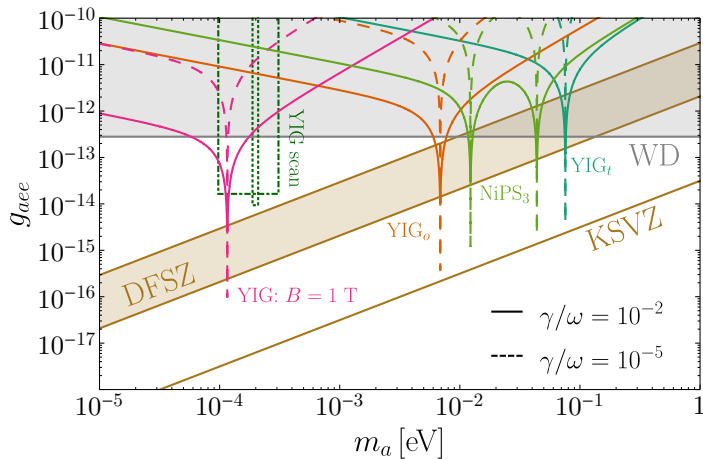


FIG. 3. Limits on dark photon dark matter from: N_{eff} (purple); μ - and y -type distortions (resonant and non-resonant correspond to teal and yellow, respectively); the depletion of dark matter at the level of 10% (resonant and non-resonant correspond to blue and green, respectively), as in Eq. (12); energy deposition during the cosmic dark ages (pink solid) and enhancements in the integrated optical depth produced by resonant conversions (pink dotted), as in Eq. (19); and heating of the IGM around the epoch of helium reionization (resonant and non-resonant correspond to brown and red, respectively), as in Eq. (20). Existing cosmological constraints on modifications to ΔN_{eff} during BBN and recombination [11], spectral distortions [11], the depletion of dark matter [11], stellar cooling [47–49], and the Ly- α forest [61], are shown in grey for comparison. Dashed black lines denote astrophysical bounds derived from thermodynamic equilibrium of gravitationally collapsed objects: the Milky Way [29] (labeled ‘Dubovsky et al’) and the ultra-faint dwarf galaxy Leo T [30] (labeled ‘Wadkar et al’)*. The mean plasma frequency today is shown for reference with a vertical line, along with the redshift dependence of the plasma frequency, neglecting reionization, on the upper axis. We include alongside this publication an ancillary file outlining the strongest constraint for each dark photon mass in order to ease reproduction of our bounds.

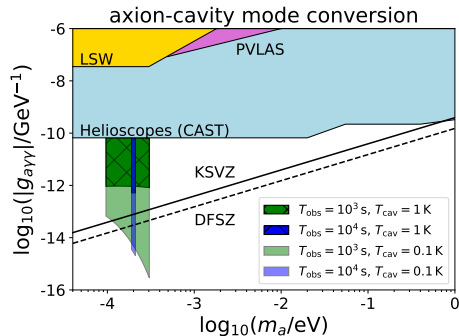
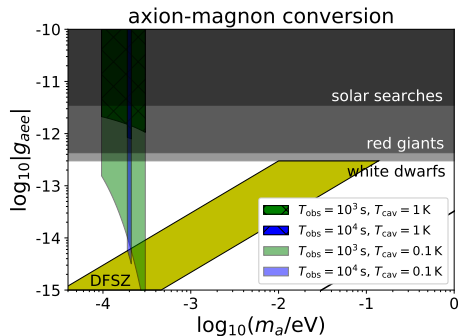
他のマグノンの論文



A. Mitridate⁺ 2005.10256

Comparison of results for axion

QUAX experiment also works as axion haloscope using axion-cavity mode coupling



Comparison

- ▶ Probes different couplings: axion-electron and axion-photon
- ▶ Comparison between results with and without YIG helpful for axion model discrimination
- ▶ Larger coupling to electron than to photon, better sensitivity with magnons

Comparison of results for hidden photon

