修士論文

74 – 110 μeV/c² 質量領域におけるダーク マターとしてのダークフォトンの探索研究

京都大学大学院理学研究科 物理学·宇宙物理学専攻

物理学第二分野 素粒子物理学研究室

学生番号 0530-32-2205

小髙 駿平

2022年1月26日

概要

宇宙の構成要素を理解することは、素粒子物理学と天文物理学において重要な課題で ある。現在人類は、宇宙の全エネルギーのわずか 5% の成分しか正体をつかめていない。 25% はダークマターと呼ばれる質量を持つ未知の成分が占め、70% はダークエネルギー と呼ばれる宇宙膨張を加速させる未知の成分が占める。

近年、ダークマターの候補としてダークフォトン (Dark Photon Cold Dark Matter, DP-CDM)の研究が注目されている。DP-CDM は電磁場とわずかに相互作用するとい う性質を持つため、電磁場の境界面を DP-CDM が横切る際に観測可能な実光子へと転 換する。ただし、その転換光の強度は極めて小さい。本研究では、電磁場の境界面として 金属板を用いて DP-CDM を実光子に転換させ、その転換光を探索することで DP-CDM を検出する実験を行った。このような実験により、DP-CDM と電磁場の結合定数 (χ) と DP-CDM の質量 ($m_{\rm DP}$)の測定、もしくはそれらに制限を与えることができる。

この研究のために、宇宙背景放射 (CMB) の観測技術を応用したミリ波分光装置を開発 した。転換光を検出するアンテナと、入射信号を増幅するアンプを3Kに冷却する。さ らに、金属板に対して転換光が垂直に放出されることを利用して、転換光の到来方向以外 のアンテナ立体角を極低温に冷却した電波吸収体で覆うことで、受信する熱放射ノイズを 大幅に減らした。このような工夫により低ノイズ環境を実現し、先行実験よりも優れた 感度を実現した。これによって、先行研究よりも 800 倍広い質量領域にわたる DP-CDM 探索が可能になった。

2021 年 11 月 29 日から 2021 年 12 月 10 日の間に、 $m_{\rm DP} = 74 - 110 \ \mu eV/c^2$ の質量 領域に対して DP-CDM 探索を行った。転換光の周波数は 18 - 26.5 GHz に相当する。 データ解析手法の最適化は、近年の CMB データ解析で実績のある "ヌルサンプル" (デー タを二等分して差し引きしたノイズデータセット)を用いて行った。誤差推定の正しさも これを用いて確認した。そして、データ解析の結果は信号がないことに対する大域的 *p* 値は 0.68 が最小であり、有意な信号は得られなかった。一方で、大域的 *p* 値は有意でな いものの、局所的 *p* 値が 10⁻⁵ を切る周波数領域が 27 箇所あった。念の為これらの領域 について、統計を 10 倍に増やした追加測定を 2022 年 1 月 17 日に行った。その結果、こ れら全ての箇所において局所的 *p* 値が 10⁻⁵ を下回ることは無く、有意な信号が無いこと を再確認した。

以上の結果を統合して、結合定数に対して $\chi < 2.5 - 8.8 \times 10^{-11}$ の上限を信頼度 95% で設定した。これは CMB などの観測結果から求まる間接的な制限値を一桁下回る水準 であり、これまでで最も厳しい上限値である。なお、本研究により CMB 観測技術を応 用した DP-CDM の探索手法が確立した。今後、帯域の拡大と大型化により、30 $\mu eV/c^2$ から 1 meV/c² にわたる質量領域を網羅する探索研究の進展が期待される。

i

目次

第1章	ダークマターとダークフォトン	1
1.1	Cold Dark Matter (CDM) の存在	1
1.2	ダークフォトンとは	1
1.3	ダークマターとしてのダークフォトン (DP-CDM) の検出原理	2
1.4	DP-CDM 探索の現状	7
1.5	本論文の構成	7
第2章	実験装置	9
2.1	先行実験の装置概要	9
2.2	実験装置の設計と最適化......................	10
2.3	実験装置の概要.............................	14
2.4	実験装置の組み立て手順......................	18
2.5	スペクトラムアナライザと探索帯域	25
2.6	先行研究との感度の比較........................	26
第3章	データセット	28
第4章	ヌルサンプルを用いたデータ解析手法の最適化	30
4.1	ヌルサンプルとは	30
4.2	データ解析時の周波数ビンの最適化 (リビン)	31
4.3	局所的の確定手法	36
4.4	大域的 p 値 (look elsewhere effect) の推定手法	36
4.4 第 5 章	大域的 <i>p</i> 値 (look elsewhere effect) の推定手法	36 41
4.4 第 5 章 5.1	ホリガレーション 検出器のゲインとノイズ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	36 41 42
4.4 第5章 5.1 5.2	A) min p illoome 2+2 大域的 p 値 (look elsewhere effect) の推定手法	36 41 42 46
4.4 第5章 5.1 5.2 第6章	A) //iii <i>p</i> iii (look elsewhere effect) の推定手法 キャリブレーション 検出器のゲインとノイズ ビームと有効開口面積 転換光の強度測定	36 41 42 46 52
4.4 第5章 5.1 5.2 第6章 6.1	周別市り p 値の値と子伝 大域的 p 値 (look elsewhere effect) の推定手法 キャリブレーション 検出器のゲインとノイズ ビームと有効開口面積 転換光の強度測定 データの事前処理	 36 41 42 46 52 52
4.4 第5章 5.1 5.2 第6章 6.1 6.2	A)/min p lateorate 大域的 p 值 (look elsewhere effect) の推定手法	36 41 42 46 52 52 52

6.4	測定結果と考察..............................	54
第7章	系統誤差	70
7.1	ゲイン	70
7.2	有効開口面積とアンテナが窓の外を見る割合	71
7.3	CDM 密度	71
7.4	転換光の伝播方向とアライメント精度..............	71
7.5	結合定数に対する系統誤差のまとめ.....................	72
第8章	結果	73
第9章	結論	75
謝辞		76
付録 A	回折効果を組み込んだキャリブレーションの計算	77
参考文献		79

iii

第1章

ダークマターとダークフォトン

1.1 Cold Dark Matter (CDM) の存在

宇宙の構成要素を理解することは、素粒子物理学と天文物理学において重要な課題で ある。現在、宇宙のエネルギー総量のうちおよそ 25% はダークマターが占めていると 考えられているが、その性質はほとんど解明されていない [1]。ダークマターは重力相互 作用をする物質、すなわち質量を有する物質である。例えば重力レンズ効果や銀河回転 速度曲線などの観測結果 [2] から、ダークマターは非相対論的な粒子として銀河に存在 することが確認されている。非相対論的であることから、ダークマターは CDM (Cold Dark Matter) と呼ばれる。CDM の候補として、WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) と呼ばれる粒子の探索が四半世紀以上にわたって行われてきた。WIMP の質 量は数 MeV/c² 以上が有力視されているが、決定的な実験結果は未だに得られていない [3, 4]。

このような研究背景から、CDM の候補として超軽量のダークマター WISP (Weakly Interacting Slim Particles) の探索意欲が高まっている [5]。本論文では、WISP の候補 であるダークフォトンを検出する装置の開発と、それを用いた探索実験の結果について 述べる。

1.2 ダークフォトンとは

ダークフォトンは、素粒子標準模型に新たな U(1) 対称性を追加することで容易に導入 することができる。このような模型拡張により、電磁場のほかに質量を持つダークフォト ン場の項が現れる。電磁場とダークフォトン場のラグランジアンは以下のように書ける。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{m_{\rm DP}^2}{2}X_{\mu}X^{\mu} - \frac{\chi}{2}F_{\mu\nu}X^{\mu\nu} - J^{\mu}A_{\mu} \qquad (1.1)$$

ここで、 $A_{\mu} \ge F_{\mu\nu} = \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu}$ は通常の電磁場同士の相互作用を表し、ダークフォトン場に対する同様な項が $X_{\mu} \ge X_{\mu\nu} = \partial_{\mu}X_{\nu} - \partial_{\nu}X_{\mu}$ である。 J^{μ} は電磁場カレントである (本模型では無視して構わない)。新たにダークフォトンの質量 m_{DP} と、電磁場と

ダークフォトン場の結合定数 χ の 2 つのパラメータが現れる。また、 $-\frac{\chi}{2}F_{\mu\nu}X^{\mu\nu}$ の項 は電磁場とダークフォトン場の相互作用を意味する。

 $X_{\mu} \epsilon$

$$X_{\mu} \to \tilde{X}_{\mu} - \chi A_{\mu} \tag{1.2}$$

とおきなおすと、

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \tilde{X}_{\mu\nu} \tilde{X}^{\mu\nu} + \frac{m_{\rm DP}^2}{2} (\tilde{X}_{\mu} \tilde{X}^{\mu} - 2\chi A_{\mu} \tilde{X}^{\mu} + \chi^2 A_{\mu} A^{\mu}) - J^{\mu} A_{\mu}$$
(1.3)

となる。ここで、A は通常物質と相互作用する場、X は通常物質と相互作用しない場と 解釈することができる。そして第 3 項は、m_{DP} と χ がともにゼロでなければ、2 つの状 態 A と X が互いに行ったり来たりすることを意味する。つまり、ダークフォトン場は非 常に弱い電磁相互作用をする場であり、1.3 節に示すように通常光子に転換する。

1.3 ダークマターとしてのダークフォトン (DP-CDM) の検 出原理

ダークマターとしての非相対論的な速さのダークフォトン (以降、DP-CDM と表記) が、電磁場の境界面を通過する際に放出される転換光を検出することで、*m*_{DP} と χ を測 定できる。第2章に後述するように、本研究では電磁場の境界面としてアルミの金属板 を用いて探索実験を行う。

式 (1.3) において、周波数 ω で運動量 k の平面波解を仮定すると、次の運動方程式が 導かれる。

$$\begin{bmatrix} (\omega^2 - k^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - m_{\rm DP}^2 \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(1.4)

この方程式は二つの自明でない解を持つ。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix} = \mathbf{X} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{x})) \quad (\omega = k)$$
(1.5)

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix} = \mathbf{X} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{kx})) \quad \left(\omega = \sqrt{m_{\rm DP}^2 + k^2} \sim m_{\rm DP}\right) \quad (1.6)$$

2 つ目の解の角周波数は、DP-CDM が非相対論的 $(m_{\text{DP}}^2 \gg k^2)$ であることを用いて近似した。この解 $(\omega \sim m_{\text{DP}})$ が DP-CDM に対応する。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix}_{\rm DP} = \mathbf{X}_{\rm DP} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{x}))$$
(1.7)

これより、DP-CDM のごく一部は通常電場の成分 (E_{DP}) を持つ。

$$\mathbf{E}_{\rm DP} = -\partial_0 \mathbf{A}_{\rm DP} \tag{1.8}$$

$$= i\chi\omega\mathbf{X}_{\rm DP}\exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{x})) \tag{1.9}$$

$$\sim i\chi m_{\rm DP} \mathbf{X}_{\rm DP} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{x}))$$
 (1.10)

一方、**X**_{DP}の方向 (偏極方向) は様々な可能性が考えられるが、今回はランダムの場合 (すなわち無偏極) を仮定する。銀河ハロー中の全ダークマターがダークフォトンである とすると、そのエネルギー密度

$$\rho_{\rm DP} = \frac{m_{\rm DP}^2}{2} \left\langle |\mathbf{X}_{\rm DP}|^2 \right\rangle \tag{1.11}$$

は銀河ハロー内のダークマター密度 $\rho_{\text{CDM,halo}} = 0.39 \text{ GeV/cm}^3$ と一致する。 $\rho_{\text{CDM,halo}}$ の値は文献を参照した [6]。このことと、式 (1.10) と式 (1.11) を用いると、電場の振幅を求めることができる。

$$\sqrt{\langle |\mathbf{E}_{\rm DP}|^2 \rangle} = \chi \sqrt{2\rho_{\rm DP}} \tag{1.12}$$

$$=\chi\sqrt{2\rho_{\rm CDM,halo}}\tag{1.13}$$

$$\simeq 3.3 \times 10^{-9} \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}} \left(\frac{\chi}{10^{-12}}\right) \left(\frac{\rho_{\mathrm{CDM,halo}}}{0.39 \; \mathrm{GeV/cm^3}}\right)^{1/2}$$
(1.14)

また、この電場の振動周波数は

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} \tag{1.15}$$

$$\sim \frac{m_{\rm DP}}{2\pi} \tag{1.16}$$

$$= 24.2 \text{ GHz} \left(\frac{m_{\rm DP}}{100 \ \mu \text{eV/c}^2}\right) \tag{1.17}$$

となる。

次に、金属板表面で DP-CDM の転換光が生成される過程を考える。式 (1.7) と式 (1.10) より、金属板内での DP-CDM の電場成分は実成分 (**E**) とダーク成分 (**E**') が存在 する。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}' \end{pmatrix}_{\mathrm{DP}} = -\partial_0 \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix}_{\mathrm{DP}}$$
(1.18)

$$= -m_{\rm DP} \mathbf{X}_{\rm DP} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{x}))$$
(1.19)

金属板表面での電場の境界条件は

$$\mathbf{E}_{||} = 0 \tag{1.20}$$

である。これは金属板表面に平行な実電場成分の和はゼロであることを意味する。つま り金属板の外側では、DP-CDM が持つ実電場成分を打ち消すために、同じ周波数を持つ 電場が金属板表面から出てくる必要がある。それが運動方程式のもう一つの解、式 (1.5) であり、これが転換光である。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix}_{\text{out}} = \mathbf{X}_{\text{out}} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{p}\mathbf{x}))$$
(1.21)

ここで、波数ベクトルを p とした。したがって、転換光の電場は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}' \end{pmatrix}_{\text{out}} = -\partial_0 \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \tilde{\mathbf{X}} \end{pmatrix}_{\text{out}}$$
(1.22)

$$= i\omega \mathbf{X}_{\text{out}} \begin{pmatrix} 1\\ \chi \end{pmatrix} \exp(-i(\omega t - \mathbf{p}\mathbf{x}))$$
(1.23)

となる。よって、式 (1.20) の境界条件は

$$\mathbf{E}_{\text{total}}|_{z=0} = \mathbf{E}_{\text{DP}}|_{z=0} + \mathbf{E}_{\text{out}}|_{z=0}$$
(1.24)
= $[i\chi\omega\mathbf{X}_{\text{DP}}\exp(-i(\omega t - \mathbf{kx})) + i\omega\mathbf{X}_{\text{out}}\exp(-i(\omega t - \mathbf{px}))]_{z=0}$ (1.25)
= 0 (1.26)

となる。これより、

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}|_{z=0} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}|_{z=0} \Leftrightarrow \mathbf{p}_{||} = \mathbf{k}_{||} \tag{1.27}$$

が導かれる。また、エネルギー保存より

$$|\mathbf{p}| = \omega = \sqrt{m_{\rm DP} + k^2} \tag{1.28}$$

である。式 (1.27) と式 (1.28) より、

$$\mathbf{p} = \sqrt{m_{\rm DP}^2 + |\mathbf{k}_\perp|^2} \mathbf{n} + \mathbf{k}_{||} \tag{1.29}$$

となる。ここで、n は n · $\mathbf{k}_{||} = 0$ を満たす、金属板表面に垂直なベクトルである。DP-CDM は非相対論的 ($|\mathbf{k}_{\perp,||}| \ll m_{\text{DP}}$)なので、 $\mathbf{p} \simeq m_{\text{DP}}\mathbf{n}$ となる。つまり、転換光は金 属板に対してほとんど垂直に放出される。このことは、図 1.1 のように DP-CDM 場の ドブロイ波 (非相対論的なのでとても長い波長)と電場 (実光子の波長)の位相が境界面で 一致すべきという境界条件からも、直感的に理解できる。後述するように $v_{\text{DP}}/c \sim 10^{-3}$ なので、厳密な転換光の伝播方向 θ は金属板に垂直な向きを基軸とすると

$$\theta \le \arctan(10^{-3}) \sim 0.06^{\circ} \tag{1.30}$$

に制限される。

金属板表面で生成された転換光を面積 A [m²] のホーンアンテナで検出した時の電力は

$$P_{\rm DP} \simeq \langle |\mathbf{E}_{\rm DP}|^2 \rangle \langle \alpha^2 \rangle \chi^2 \rho_{\rm CDM,halo} A_{\rm eff}$$
(1.31)

となる。ここで、 $\alpha = \cos \theta$ であり、 θ は n と \mathbf{E}_{DP} のなす角である。前述のように、本 論文では \mathbf{X}_{DP} の方向はランダムであると想定しているので、 $\alpha = \sqrt{2/3}$ である。また、



図 1.1 ドブロイ波の位相が境界面で保存することから、DP-CDM の転換光はほぼ垂 直に生成される。

 $A_{\text{eff}} \equiv \eta A$ は有効開口面積であり、 η, A はそれぞれホーンアンテナの有効開口能率と実際の開口面積である。これらについては第5章で説明する。式 (1.14)と式 (1.31)より、 ダークフォトンと転換光の結合定数は

$$\chi = 1.4 \times 10^{-10} \\ \times \left(\frac{P_{\rm DP}}{10^{-19} \text{ W}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^{-3} \text{ m}^2}{A_{\rm eff}}\right)^{1/2} \left(\frac{0.39 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{\rm CDM,halo}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right) (1.32)$$

と表される。ここで、 P_{DP} [W] は検出された転換光のパワーである。別の言い方をすれ ば、その測定量 P_{DP} の誤差 ΔP_{DP} が結合定数 χ に対する感度を決定する。実験におい て結合定数 χ の決定または制限するためには、装置の有効開口面積 A_{eff} を理解した上で、 DP-CDM 質量に相当する転換光の周波数毎に、その強度 P_{DP} を測定する必要がある。

ダークマターは非相対論的なので、生成された転換光を周波数分光すると鋭いピーク 信号となる。ダークマターの速度分布は次のようにマクスウェル・ボルツマン分布に従 うと考えられている。

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_{\rm E}) = \frac{1}{(\pi v_0)^{3/2}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{v} + \mathbf{v}_{\rm E}|^2}{v_0^2}\right)$$
(1.33)

ここで、**v** はダークマターの速度、**v**_E は銀河系に対する地球の速度、 v_0 はダークマター の速度分散を表している。 $v_0 = 220$ km/s は **v**_E を基準にした値であり、この値は多く の実験で用いられている [3, 4]。銀河系に対する地球の速度 $v_{\rm E} = |\mathbf{v}_{\rm E}|$ は、

$$v_{\rm E} = v_{\odot} + v_{\rm orb} \cos\gamma\cos(\Omega t) \tag{1.34}$$

と表される。ここで、 $v_{\odot} = 230 \text{ km/s}$ は太陽系の速度、 $v_{\text{orb}} = 30 \text{ km/s}$ は地球の軌道速度、 $\gamma \simeq 60^{\circ}$ は銀河系平面と地球周回軌道面のなす角を表す。 $\Omega = 2\pi/\text{year}$ であり、tは6月2日からの経過時間である。本論文では、12月2日で計算した値を使用する。したがって、

$$v_{\rm E} = 230 + 30\cos 60^{\circ}\cos(2\pi \times 0.5) \tag{1.35}$$

$$\sim 220 \text{ km/s}$$
 (1.36)

である。つまり、 $v_0 \sim v_E$ である。速度 v_{DP} の DP-CDM の転換光の周波数は

$$\nu(v_{\rm DP}, m_{\rm DP}) = \frac{1}{h} \frac{m_{\rm DP}c^2}{\sqrt{1 - (v_{\rm DP}/c)^2}}$$
(1.37)

と表される。式 (1.33) と式 (1.37) を用いると、周波数 ν_0 で始まるピークの幅が $(v_0/c)^2 \simeq 0.58 \times 10^{-6}$ であることがわかる。 $h\nu_0 = m_{\rm DP}c^2$ なので、式 (1.37) より

$$v_{\rm DP} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2} \tag{1.38}$$

と表すことができる。このように、DP-CDM の速度 v_{DP} をインプットパラメータとす る確率密度関数 (probability density function, PDF) で、周波数スペクトルデータ (分 光データ)をフィットすることで、その周波数に相当する転換光の強度を測定する。つま り、転換光の周波数 ν_0 毎にフィットを行い転換光の強度を求める。本研究で測定した周 波数領域 (18 – 26.5 GHz) のピークスペクトル幅はおよそ 10 – 15 kHz となる。ダーク フォトン信号 f_{DP} は以下のように記述される。

$$f_{\rm DP}(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0) = P_{\rm DP} \left\{ F(\nu + 1.0 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu - 1.0 \text{ kHz}; \nu_0) \right\}$$
(1.39)

実際の測定では周波数分解能に限界がある。第3章に後述するように、本研究では周波数に対して2kHz毎に平均化した (ビン化した) 信号強度データに対して、フィットを行い各周波数ビン毎に転換光の強度 P_{DP}を求める。この有限のビン幅の影響を考慮するために、累積分布関数を用いて DP-CDM の信号分布を表す。DP-CDM の速度の累積分布は

$$F(v) = \int_0^v dv' \int^{4\pi} d\Omega \ f(\mathbf{v}')v'^2$$

$$= \frac{v_0}{2\sqrt{\pi}v_0} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{v+v_{\rm E}}{v_0}\right)\right] - \exp\left[-\left(\frac{v-v_{\rm E}}{v_0}\right)\right] \right\}$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \exp\left[\frac{v+v_{\rm E}}{v_0}\right] + \exp\left[\frac{v-v_{\rm E}}{v_0}\right] \right\}$$

$$(1.40)$$

となる。ここで、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$
 (1.42)

である。



図 1.2 モンテカルロシミュレーションによる転換光信号のフィットの様子を示した 図である。 $\nu_0 = 20 \text{ GHz}, \chi = 8.0 \times 10^{-10}, A_{\text{eff}} = 1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ を仮定した。

実際のデータでは、装置内のアンプ等のノイズや環境熱放射ノイズに起因するバック グラウンドがオフセットとして存在し、それに転換光由来の信号が加算される。そのた め、転換光信号の関数 *f*_{DP} とバックグラウンドを一次関数とした PDF

$$f(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0, a, b) = f_{\rm DP}(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0) + a(\nu - \nu_0) + b$$
(1.43)

でフィッティングを行い、転換光の強度 *P*_{DP} を求める。モンテカルロシミュレーション による DP-CDM 信号のフィットの様子を図 1.2 に示す。信号のピーク周波数からダー クフォトン質量が、ピーク信号の強度から結合定数が求まる。

$$h\nu_0 \Leftrightarrow m_{\rm DP}c^2 \tag{1.44}$$

$$P_{\rm DP} \Leftrightarrow \chi^2 \tag{1.45}$$

例えば、 $\nu_0 = 20$ GHz は $m_{\rm DP} = 80 \ \mu eV$ に対応し、 $P_{\rm DP} \sim 10^{-18}$ W は $\chi \sim 10^{-9}$ に対応する。

1.4 DP-CDM 探索の現状

 $10^{-6} - 10^{-2} \text{ eV/c}^2$ の質量領域における、DP-CDM 探索の現状を図 1.3 に示す。宇宙背景放射 (CMB) などの観測結果から求まる間接的な制限と太陽寿命 (Solar Lifetime) による間接的な制限のほかに、Haloscope 実験による制限と本研究と同じ測定原理の先行実験 [7] による制限がある。周波数 10 GHz から数 THz の転換光に関する間接的な制限は弱く、さらにその領域を探索した実験結果もほとんどない。本研究で、この領域に切り込む。

1.5 本論文の構成

第2章では、DP-CDM 探索に使用した実験装置について、先行研究を踏まえた装置デ ザインの最適化と装置の構築について述べる。第3章では、本研究で用いたデータセッ トについて述べる。第4章では、ヌルサンプルというノイズのみのデータを用いた解析 方法の最適化について述べる。第5章では、実験装置のキャリブレーションについて述 べる。第6章では、転換光の強度測定について述べる。第7章で系統誤差について述べ、 第8章でそれを考慮に入れた本研究の結果について述べる。第9章は、本論文の結論で ある。



Constraints for Dark Photon Search

図 1.3 DP-CDM 探索の現状を示す。下側の横軸は DP-CDM の質量を、上側の 横軸は転換光の周波数を、縦軸は結合定数を表す。それぞれ、青い領域は宇宙の観 測 (CMB)、桃色の領域は太陽の寿命 (Solar Lifetime)、緑の領域は Haloscope 実験 (Haloscope)、黒の領域は先行実験 (Tomita et al.) による制限である [5, 7]。白い領 域は、DP-CDM の存在が否定されていない領域である。

第2章

実験装置

2.1 先行実験の装置概要

先行研究 [7] で用いられていた実験装置の概略図を図 2.1 に示す。金属板で生成された 転換光はホーンアンテナで受信され、2 つのアンプ (C-LNA と W-LNA) で増幅された 後、スペクトラムアナライザ (以降、スペアナと呼ぶ) で分光される。C-LNA はクライオ スタット内で 14 K に冷却され、ホーンアンテナと W-LNA は常温中に設置されていた。 そのため、ホーンアンテナは転換光だけでなく、周囲に存在する常温物質の熱放射を受 けていた。この熱放射が主要ノイズとなり結合定数に対する感度を制限していた。また、 用いていたスペアナのデータ取得効率も低く (duty 比 1/300 程度)、広い質量領域を探索 することは現実的でなかった。本研究では、熱放射ノイズを低減する実験装置を開発し、 さらにデータ取得効率の良いスペアナを用いて先行実験を凌ぐ感度を目指す。



図 2.1 先行研究で用いられていた実験装置の概略図。



図 2.2 熱放射ノイズを抑制するための最適化案を示す。アンテナを極低温物質で囲 むことで、熱放射ノイズを大幅に抑制することができる。極低温の実現のために 3 層 構造に、迷光対策として電波吸収体や RT-MLI を導入する。

2.2 実験装置の設計と最適化

2.2.1 概念設計

本研究で用いる実験装置は、DP-CDM からの転換光を生成するための金属板、転換光 を受信・増幅するためのホーンアンテナとアンプ、受信した信号を分光するスペアナで 構成される。前述のように受信装置のノイズを小さくすることが、探索の感度を上昇さ せるために重要となる。本研究では、先行実験の知見を元に新たな実験装置を作製した。 主要ノイズであった熱放射を抑制するために、CMB 望遠鏡の受信機と同様な設計戦略を とった。具体的な改善戦略は、

- アンテナを極低温に冷却して装置起因の熱ノイズを下げること
- 冷却した電波吸収体で囲って熱放射ノイズを最小化すること
- RT-MLIの導入によって、より低温に冷却すること

の3つである。この3点を盛り込んだ概念設計を図2.2に示す。

アンテナが受信する熱放射ノイズを抑制するために、アンテナの周囲を極低温物質で 覆う。アンテナと金属板を遠方界条件を満たす距離以上に離すと、平面波近似が適用で きるため特性評価や光学シミュレーションとの比較が容易になる。遠方界条件は以下の 式で与えられ、本研究で用いる直径 59 mm のホーンアンテナで周波数 $\nu = 26.5$ GHz (波長 $\lambda = 11$ mm) のミリ波を検出する場合は、

$$\frac{2D^2}{\lambda} = \frac{2 \times (59 \text{ mm})^2}{11 \text{ mm}} \simeq 630 \text{ mm}$$
(2.1)

となる。少なくともこれ以上の距離を離す。他に、熱放射ノイズの抑制のためにも極低 温物質で覆われた領域を高くした方が良い。なぜなら、アンテナは前方 (0°方向) だけで なく側方・後方にも感度を持つからである。転換光は前方からやってくるため前方の感 度のみ維持すれば良い。一方で、それ以外の方向からやってくる信号をできる限り小さ くすれば、入射する過剰な信号、つまりノイズを下げることができる。極低温領域となる 立体角を増やせば増やすほど熱放射ノイズは小さくなるため、できるだけ装置を高くし たい。ただし、高くしすぎても扱いづらいので1 m とした。

極低温の実現のために、断熱真空槽を用いる。これはクライオスタットと呼ばれる。 クライオスタット内部を3層構造にして断熱効率を向上した。これにより、アンテナと C-LNA を設置する1番内側の層を先行実験(14 K)よりも低い3Kにまで冷却する。ア ンテナや C-LNA はそれらの物理的な温度に依存したノイズを生成するので、冷却する ことは実験装置のノイズを抑制することにつながる。クライオスタットの上部には窓を 作成し、DP-CDM を光に転換する金属板をクライオスタット窓の上部に置く。これによ り、金属板の代わりにキャリブレーションに用いる黒体放射源を窓の上部に容易に設置 できる(詳しくは第5章に記述)。

転換光は金属板から垂直に放射されるので、アンテナの前方からしか到来しない。つ まり、それ以外の立体角から到来する熱放射はノイズなので極力小さくしたい。クライ オスタットには窓がついているため、斜め方向から窓を通して熱放射ノイズ (迷光) が入 り込み、装置内で反射してアンテナに到達する可能性がある。この迷光をカットするた めに、装置内に電波吸収体 (ECCOSORB AN72) を貼り付ける。これにより迷光は吸収 され、電波吸収体の物理的な温度に比例した黒体放射をアンテナが観測する。つまり、ア ンテナに入射する熱放射ノイズを小さく抑えることができる。

熱負荷の主要因である赤外線 (計測する帯域よりも高い周波数の放射) の侵入を抑制す るために、Radio Transparent - Multi Layer Insulation(RT-MLI)[8] を導入する。これ は電波に対しては透明であるが、赤外線に対して不透明である物質を何枚も重ねたもの である。服を重ね着すると断熱効果が向上するのと同様に、クライオスタットの断熱も 向上し、室温からの熱放射成分である赤外線を遮蔽する。これにより、クライオスタット 内の冷却が容易になる。

2.2.2 波動光学シミュレーションによる最適化

以上のようなデザインコンセプトのもと、ホーンアンテナが受信する熱放射ノイズを 推定した。クライオスタットは3層構造であり、室温側からそれぞれの層を真空槽・第1 層・第2層と呼ぶことにする (図 2.3)。最も低温の第2層は縦に長く、冷凍機に近い下側 と上側で温度勾配があると考える。ここでは、下側は3Kに上側は8Kに冷却されると 仮定する。アンテナの開口から直接見える第1層の領域は上側しかなく、そこは30Kに 冷却されると仮定する。また、観測帯域における窓からの実効的な熱放射を5Kと仮定 する [9]。

この条件のもと、窓の外に金属板を置いて DP-CDM 探索を行う実験セットアップを 考える。前方 ($\theta < 3^{\circ}$) は金属板で反射して第 2 層の下側を見ていることになるので、窓 の放射と合わせて 8 K の熱放射が到来する。徐々に角度が大きくなると、第 1 層の上部 ($3^{\circ} < \theta < 4.6^{\circ}$) や第 2 層 ($4.6^{\circ} < \theta < 6.7^{\circ}$) と見ることになり、窓の放射と合わせて 13 K・35 K の熱放射が到来する。さらに大きくなると窓の放射は入ってこないので、第 1 層の上部 ($4.6^{\circ} < \theta < 21.8^{\circ}$) は 8 K、第 1 層の下部 ($21.8^{\circ} < \theta$) は 3 K の熱放射と考え られる。

HFSS[10] という波動光学シミュレーションで実験に使用するホーンアンテナの方向感 度分布 (一般にこれをビームと呼ぶ)を求め、上述の条件下でアンテナが受信する熱放射 ノイズを見積もった。HFSS は、有限要素法を用いた電磁界解析により放射特性を求め ることができるソフトウェアである。図 2.4 はシミュレーションにより求めた 20 GHz の感度分布である。各方向が見込む熱放射温度も合わせて示す。これら各方向の熱放射 を各方向のアンテナ感度で重み付けして足し合わせると 17 K となる。つまり、先行実験 の熱放射ノイズ (140 K)よりも1桁弱小さい熱放射ノイズが期待される。実際には、ク ライオスタットの3 層の幅や開口径を変えながら上述の計算を行い、熱放射が最小にな るように設計した。



図 2.3 各領域からホーンアンテナに入射する熱放射ノイズを温度の単位で示す。第 2 層は 3 K と 8 K の領域に分かれ、第 1 層は 30 K であると仮定した。また、窓は 5 K 相当の熱放射をしているものとする。



図 2.4 シミュレーションで求めたホーンアンテナの方向感度分布と、各方向に対し て仮定した熱放射ノイズの大きさを示す。アンテナが受信する熱放射ノイズの総量は 17 K となる。

2.3 実験装置の概要

以上の議論を踏まえて、実験装置を図 2.5 に示すデザインとした。装置の組み立て手 順は 2.4 節で説明するとして、ここでは使用した各機器・素材について説明する。各部品 の素材を表 2.1 に示す。アンテナの開口が直接見る領域は冷却されていることが望まし いので、熱伝導の良い銅を用いた。金属板で生じる転換光はホーンアンテナへと向かう。 アンテナ下部の導波管同軸アダプタで導波管から同軸 (2.92mm ケーブル) に変換され、 次にアイソレーターを通る。これは、アンテナ方向から入ってくる高周波信号のみを透 過させる高周波素子であり、後続の高周波回路からの反射波がアンテナに戻っていくの を防ぐ。信号は C-LNA と W-LNA でそれぞれ +30 dB、+40 dB 増幅された後、スペア ナで分光される。

図 2.6 に受信部とアイソレータ、アンプの写真を示す。使用したホーンアンテナは millitech 社製の SGH-42-SC000 である。周波数帯域は 18 - 26.5 GHz で、典型的なゲ インは 21 dB である。直径は 59.690 mm、高さは 111.354 mm である。ホーンアンテ ナの下部には導波管同軸ケーブルアダプタ (パスタナック社製、WR42 UG-597/U) が取 り付けられている。アイソレーターや C-LNA からの熱放射がアンテナで受信されるこ とを防ぐために、アルミカバーを設置して、アンテナから直接見えないようにしている。 使用したアイソレーターは Quin Star 社製の QCI-G1802651DUSOG である。周波数 帯域は 18 - 26.5 GHz で、16 dB の損失がある。使用した C-LNA は low noise factory 社製の LNF-LNC15-29B である。周波数帯域 15 - 29 GHz における典型的なゲインは 32 dB である。C-LNA は発熱するので、銅板を接触させて、図の背景に写っている床面 の銅板と熱リンクをとって効率的に冷却している。使用した W-LNA は aldetec 社製の ALM-1826S210 である。18 - 26.5 GHz 帯域における典型的なゲインは 40 dB である。 W-LNA の温度変化はゲインのふらつきを引き起こす。その対策として、アルミの板と 接触させて冷却効率を向上し、W-LNA 自身の急激な温度変化を抑制している。

装置の冷却は2段式 GM 冷凍機 (アルバック・クライオ社製、型番:UHE15(図 2.7(a))) を用いて、第1層は約30Kに、第2層は約3Kに冷却する。第1層の開口付近と第2 層の内壁に電波吸収体 (図 2.7(b))を設置して熱放射の侵入を抑制する。測定周波数より も高周波の電波や赤外線の侵入を抑制するために RT-MLI(図 2.7(c))を設置した。また、 真空槽と第1層の間の熱交換を妨げて冷却を容易にするために、第1層の周囲に MLI(図 2.7(d))を巻く。

クライオスタットの全長は約 1.8 m である。窓抑えの上に直接金属板を乗せて DP-CDM 探索を行う。アンテナ等のキャリブレーションを行う時は、金属板の代わりに黒体 放射源となる電波吸収体 (ECCOSORB CV3)(図 2.8) を乗せる。アンテナから金属板・ 黒体までの距離は 1.0865 m である。これは、十分遠方界条件 (> 0.63 m) を満たす距離 である。



図 2.5 本実験で使用した実験装置の概略図。転換光はホーンアンテナで集められ、2 つのアンプで増幅され、スペクトラムアナライザへと送られる。真空槽の中に 2 層あ り、それぞれ冷凍機で 30 K と 3 K に冷却される。電波吸収体と RT-MLI は、アンテ ナが受信する熱放射の低減と赤外線の遮蔽のために導入した。

層	部品	素材	層	部品	素材
真空槽	窓抑え	A5052	第1層	上部	A1050
真空槽	窓	UHMWPE	第2層	底部	C1020
真空槽	フランジ	A5052	第2層	下部シリンダー	C1100
真空槽	シリンダー	A5052	第2層	仕切り	C1020
第1層	底部	C1020	第2層	上部シリンダー	C1100
第1層	シリンダー	C1100			

表 2.1 測定に使用したクライオスタットの各部品の素材



(a) ホーンアンテナ



(b) アイソレーター



(c) C-LNA



(d) W-LNA

図 2.6 信号の受信・増幅を行う機器。







(b) 電波吸収体



(c) RT-MLI



(d) MLI

図 2.7 実験に使用した道具を示す。(a) は GM 冷凍機 (アルバック・クライオ社製、 型番:UHE15) である。第1層は約 30 K に、第2層は約3 K に冷却される。(b) は 電波吸収体 (ECCOSORB AN72) が第1層の上部に貼り付けてある様子である。入 射した電波を吸収し、ECCOSORB AN72 の物理的な温度に比例した黒体放射を行う ことで、アンテナが受け取る熱放射を抑制する。(c) は RT-MLI である。素材はスタ イロフォーム1種 B であり、5 mm 厚に薄くスライスしたものを何枚も重ねて使用す る。電波に対しては透明なので、転換光を妨げることはない。赤外線の侵入を防ぐこ とで、アンテナが受け取る熱放射を抑制する。(d) は MLI を示す。アルミを蒸着した フィルムが層状になっている。アルミフィルム同士が接触しないように網状のプラス チックフィルムと交互に重なっている。アルミフィルムにより熱伝導が抑制され、よ り容易な冷却を可能にする。



図 2.8 黒体放射源 (ECCOSORB CV3)。キャリブレーションの時は、金属板の代わりにこれを黒体放射源として窓の外に設置する。

2.4 実験装置の組み立て手順

実験装置の組み立て手順を写真とともに説明する。まず、GM 冷凍機に真空槽・第 1 層・第 2 層の底面を取り付け、それをアルミフレームで作成した土台に固定する (図 2.9(a))。各底面の重量は 10 kg 程度であり、冷凍機だけで支えるのは心許なかったので、 間にスタイロフォームの柱を差し込んで、荷重を分散した。第 2 層の底面にはアンテナ、 アイソレータ、C-LNA を取り付ける。アイソレータと C-LNA の熱放射を防ぐために、 カバーを取り付ける。

次に、第2層の下部を取り付け、内部に電波吸収体を貼り付ける (図 2.9(b))。この 内部に RT-MLI を 25 枚敷き詰める (図 2.10(a))。この RT-MLI と壁面の電波吸収体と の間に温度計を挟み、電波吸収体の温度をモニターする。この上に仕切りを載せる (図 2.10(b))。元々仕切りに空いていた穴は小さく、アンテナ開口が直接みる立体角のより広 い範囲を冷却する予定だったが、アンテナビームの回折効果が気になり穴を広げた。(つ まり、現在は仕切りの意味はない。) 仕切りの上に RT-MLI を 5 枚のせ、第 2 層上部を 取り付ける (図 2.10(c))。内壁には電波吸収体が貼り付けられている。また、上部のつば の部分に温度計を取り付ける。

次に、第1層を取り付ける (図 2.10(d))。第2層上部に載せる形で、第1層の内部に RT-MLI を 13 枚敷き詰める (図 2.11(b))。第1層の上部を取り付ける (図 2.11(c))。表 面には電波吸収体と温度計を貼り付ける。

次に、第1層の側面に約20層のMLIを巻きつけ、マジックテープを使用して固定す

る (図 2.11(d))。第 1 層の上に 19 枚の RT-MLI を置く (図 2.12(a))。最後に、真空槽を 取り付ける (図 2.12(b))。図 2.12(c) は真空槽を上から見た図である。本研究で用いた実 験装置の全体像を、図 2.13 と図 2.14 に示す。

室温からの冷却の様子を各部の温度変化とともに図 2.15 に示す。第2層上部と第2層 下部は約3K、第1層上部は約30K、C-LNA は約7K、第2層下部において RT-MLI と電波吸収体で挟んだところは約75K に冷却されている。



⁽a)



(b)

図 2.9 (a) は冷凍機に 3 層それぞれのフランジを取り付けた様子。下から真空槽、第 1 層、第 2 層である。第 2 層にはホーンアンテナが取り付けられている。重さを支え るためスタイロフォームの柱をいくつか作った。第 2 層のフランジと、C-LNA に温 度計を取り付けてある。(b) は第 2 層の下部を取り付けた様子。内壁には電波吸収体 (ECCOSORB AN72) が貼られている。



(a)



(b)



(c)



(d)

図 2.10 (a) は第 2 層の下部に RT-MLI を 25 枚敷き詰めた様子。RT-MLI と電波 吸収体で挟む形で温度計を取り付けている。(b) は第 2 層の仕切りを取り付けた様子 仕切りの上には 5 枚の RT-MLI を載せる。(c) は第 2 層の上部を取り付けた様子。内 壁には電波吸収体が貼り付けられている。上側のつばの部分に温度計を取り付けてい る。(d) は第 1 層を取り付けた様子。



(a)

(b)



⁽c)



(d)

図 2.11 (a) は図 2.10(d) を上から見た図である。(b) は第 2 層に載せる形で、第 1 層の中を 13 枚の RT-MLI で埋めた様子。見えている温度計は図 2.11(c) の裏側に取 り付ける。(c) は第 1 層の上部を取り付けた様子。表面には電波吸収体が貼り付けら れている。(d) は第 1 層に MLI を巻きつけた様子である。およそ 20 層になっている。 マジックテープで固定している。



(a)



(b)



(c)

図 2.12 (a) は図 2.11(d) の上に RT-MLI を 19 枚重ねた様子である。(b) は真空槽 を取り付けた様子である。(c) は上から見た図である。



図 2.13 実験装置の全体像を示す。高さ 1.8 m のクライオスタットと、測定機器が 収められたラックがある。



図 2.14 装置を初めて組み立てた時の記念写真。



図 2.15 冷却を開始した時刻からの実験装置に取り付けた温度計の値を示す。金属部 は 8 時間ほどで冷却され、第 2 層上部 (2nd top) と第 2 層下部 (2bd bottom) は約 3 K、第 1 層上部 (1st top) は約 30 K、C-LNA は約 7 K となる。第 2 層下部において RT-MLI と電波吸収体で挟んだところ (Black Body) は 2 日ほどかけて約 75 K まで 冷却される。

2.5 スペクトラムアナライザと探索帯域

結合定数に対する感度は測定時間が長いほど向上する。そこで、先行研究で用いてい たスペアナよりもデータ取得効率が良いスペアナを使用した。それにより、同感度を目 指した場合に短時間での測定が可能となり、広い質量領域を探索することが可能となっ た。本研究で使用したスペアナを図 2.16 に、先行研究で用いていたスペアナとのスペッ クの比較を表 2.2 にまとめる。なお、測定できる周波数の上限が、本論文における探索実 験における質量の上限となる。



図 2.16 測定に使用したスペクトラムアナライザを示す。Anritsu 社製で、型番は MS2840A である。

	表 2.2	本研究で使用したスペアナと、	、先行研究で用いていたスペアナとの duty 比のb	北較
--	-------	----------------	----------------------------	----

	本研究	先行研究
製作元	Anritsu	Keysight
型番	MS2840A	N9010A
帯域	9 kHz - 26.5 GHz	$10~\mathrm{Hz}$ - $32~\mathrm{GHz}$
duty 比	> 0.75	1/300

2.6 先行研究との感度の比較

第1章で導出したように、結合定数は

$$\chi = 1.4 \times 10^{-10} \\ \times \left(\frac{P_{\rm DP}}{10^{-19} \text{ W}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^{-3} \text{ m}^2}{A_{\rm eff}}\right)^{1/2} \left(\frac{0.39 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{\rm CDM,halo}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right) (2.2)$$

で与えられる。つまり、転換光の強度 $P_{\rm DP}$ の誤差 $\Delta P_{\rm DP}$ が結合定数に対する感度を決定 する。そして、 $\Delta P_{\rm DP}$ は Noise Equivalent Power (NEP) に比例し、測定時間 t のルー トに反比例する。つまり、

$$\Delta P_{\rm DP} \propto \frac{\rm NEP}{\sqrt{t}} \propto \frac{P_{\rm noise}}{\sqrt{t}}$$
 (2.3)

と表される。P_{noise} は窓の上に金属板を置いた条件下での全ノイズ強度である。P_{noise} に は、金属板の熱放射はもちろん、クライオスタットの内壁からの熱放射やアンテナノイズ も含まれる。本研究における推定ノイズ (デザイン値) と先行研究でのノイズの内訳につ いて表 2.3 にまとめた。2.2.1 節で述べたように、熱放射ノイズ抑制について最適化した 実験装置を作製することで熱放射ノイズが大幅に抑制された。また、先行研究よりも極 低温を実現することで、アンテナノイズとアンプノイズの低減に繋がった。一方で、電 波吸収体の冷却温度は設計時よりも高くなってしまったため、実効的な受信機ノイズは、 放射温度換算で 80K 程度に留まった。また、表 2.2 に示したように、本研究で用いたス ペアナの duty 比は約 300 倍近く向上している。これは、同感度を達成するための測定時 間がおよそ 1/300 で済むことを示している。

以上より、ノイズに対して 2 倍、測定効率に対して *t* は 300 倍良くなる。式 (2.2) と式 (2.3) から、単位時間あたりにおける χ に対する感度 $\Delta \chi$ は

$$\Delta \chi \propto \Delta P_{\rm DP}^{1/2} \propto \left(\frac{1/2}{\sqrt{300}}\right)^{1/2} \sim \frac{1}{6}$$
(2.4)

と概算できる。 $\Delta \chi$ が良くなることは、別の言い方をすれば、帯域あたりの測定時間が短 くて済むと言える。上述より、 χ に対する感度は $t^{1/4}$ に反比例する。つまり、本研究は先

表 2.3 本研究と先行研究のノイズを比較した。2.2.1 節で述べた工夫により、受信機 ノイズを抑制する。実際には電波吸収体の冷却温度は設計時よりも高くなってしまっ たため、実効的な受信機ノイズは、放射温度換算で 80 K 程度に留まった。

ノイズ源	本研究の設計値	先行研究
熱放射	17 K	140 K
アンテナ	10 K	$20 \mathrm{K}$
C-LNA	10 K	$30 \mathrm{K}$
受信機全体	40 K	190 K

行研究と同程度の誤差を維持したまま数百倍広い帯域を数日で測定できることを意味する。本研究によって、ようやく幅広い質量帯域にわたる DP-CDM 探索が可能になった。

第3章

データセット

本研究で探索を行った DP-CDM からの転換光の周波数領域は 18 – 26.5 GHz である。 上限は使用したスペアナの測定限界で決まっている。下限は、ホーンアンテナに取り付 けられている、導波管の大きさで決まっている。スペアナで 8.5 GHz もの帯域幅を一度 に掃引することは不可能なので、1 回の測定で 2.5 MHz 幅のデータを取得する。この幅 において、2 秒間のデータ取得を 12 回繰り返した後に、次の帯域の測定に移行する。4.2 節に後述するように両端の 0.25 MHz ずつのデータは誤差の推定にのみ使用するので、 解析に使用するデータはそれらを除いた中央の 2 MHz 幅のデータである。図 3.1 に示す 概念図のように、解析に使用するデータが連続するよう、2.5 MHz 幅の測定を 2 MHz 毎 に移動させて行う。なお、各帯域において 12 回に分けて測定する理由は、第4章に後述 するヌルサンプルを作るためである。

測定はスペアナの高速フーリエ変換 (FFT) モードで行った。これは、高いサンプリン グレートで取得した信号をフーリエ変換することでスペクトルを得るモードである。周 波数の分解能 (Resolution Band Width) は転換光が有する周波数幅 (10 ~ 15 kHz) より も十分細かな 300 Hz に設定した。また、2.5 MHz 幅あたり 32,769 点のデータを取得し た。スペアナの設定条件を表 3.1 にまとめる。

ゲインとノイズのキャリブレーションは高頻度で行うことが望ましい。そのため 100 MHz 幅を掃引する毎 (時間にして 20 分毎) にその周波数領域に対するキャリブレーショ ンを行った。この際は、測定時間を 1 秒間にして、さらに取得データの回数を 1 回にし てキャリブレーションにかかる時間を短縮している。このキャリブレーションの詳細は 5.1 節に後述するが、キャリブレーションに十分な統計精度を得られる。

DP-CDM 探索は、2021 年 11 月 29 日から 2021 年 12 月 10 日に行った。測定周波数 は 18 GHz から 26.5 GHz である。さらに、6.4 節に後述するが、DP-CDM 信号が無い 仮定に対する確率 *p*_{local} が低い (< 10⁻⁵) 周波数領域に対して、10 倍統計量の追加測定 を 2022 年 1 月 17 日に行った。信号の有無を統計精度をあげて精査するためである。

周波数レンジ	18 - 26.5 GHz
1 回の測定でのスキャン幅	$2.5 \mathrm{~MHz}$
測定モード	FFT モード
分解能带域幅	300 Hz
2.5 MHz 中のデータ点数	32,769
各周波数帯域の測定回数	12 回
1 度の測定の実効時間	2秒

表 3.1 DP-CDM 探索時のスペアナ設定条件



図 3.1 データ取得方法の概略図。フィットする領域が連なるように、2 MHz 毎に移動させてデータを取得する。

第4章

ヌルサンプルを用いたデータ解析 手法の最適化

4.1 ヌルサンプルとは

データ解析手法の最適化や誤差推定の正当性を確かめるために、実データをもとにし たヌルサンプルを用いた。ヌルサンプルとは、取得した実データスペクトル同士を引き 算したものである。図 4.1 に示す概念図のように DP-CDM 信号は差し引かれ、ノイズ のみが残るデータサンプルとなる。このヌルサンプルを用いて、データのノイズ特性な どを理解すると共に、データ解析手法を最適化する。なお、このようなヌルサンプルを用 いたデータ解析手法の最適化や誤差の推定手法は、宇宙背景放射 (CMB) のデータ解析に おいても高い実績を有する [11, 12]。



図 4.1 ヌルサンプル作成のイメージ図。2 つのデータを引き算することで、DP-CDM の信号は差し引かれ、ノイズだけが残る。これをヌルサンプルと呼ぶ。

30
4.2 データ解析時の周波数ビンの最適化(リビン)

スペアナで分光した各周波数毎の信号強度は隣り合った周波数ビンと相関を持つ。相 関を持つ原因は、スペアナの内部処理で用いられる窓関数の影響である。データ解析時 にその影響をできるだけ小さくするために、事前にリビン (複数の周波数ビンの平均をと る操作)を行う。ここでは妥当な周波数ビンの幅について考える。ビン間の影響が全くな く、かつ完全なホワイトノイズを、実際に PDF

$$f(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0, a, b) = P_{\rm DP} \left\{ F(\nu + BW/2; \nu_0) - F(\nu - BW/2; \nu_0) \right\} + a(\nu - \nu_0) + b$$
(4.1)

でフィットすることを考える。ここで BW [Hz] はビン幅であり、スペアナで取得した元 データでは BW = 2.5 MHz/32769 ~ 76.3 Hz である。

フィットに関する具体的な説明を図 4.2 を用いて行う。これはモンテカルロシミュ レーションによる転換光信号を PDF でフィットした図である。ここで、転換光の信 号は $\chi = 2.0 \times 10^{-9}$ 、 $\nu_0 = 20.0$ GHz を仮定した。area2 がフィット領域であり、 $\nu_0 - 50$ kHz < $\nu < \nu_0 + 200$ kHz である。バックグラウンドである一次関数を十分 フィットできる範囲として、この領域を設定した。area1 と area3 はそれぞれ area2 の両 隣の領域であり、どちらも area2 と同じ 250 kHz 幅である。area1 の分散と area3 の分散 の平均値をフィットの際に誤差として採用した。また、図 4.3 に示すように、DP-CDM からの転換光の周波数 ν_0 を 2 kHz 毎に移動させて、信号強度 ($P_{\rm DP}$) とバックグラウンド をモデルするベースラインの傾き (*a*) と高さ (*b*) をフィットする。以上のような方法でヌ ルサンプルに対してフィットを行う。フィット時のエラー推定が正しければ、フィット結 果の $P_{\rm DP}$ とその誤差 $\Delta P_{\rm DP}$ の比、 $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ のヒストグラムは標準正規分布 ($\mu = 0$ 、 $\sigma = 1$ のガウス分布) を示すはずである。



図 4.2 モンテカルロシミュレーションによる転換光信号のフィットの様子を示す。 $\nu_0 = 20 \text{ GHz}, \chi = 8.0 \times 10^{-10}, A_{\text{eff}} = 1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ を仮定している。area2 が フィット範囲であり、area1 の分散と area3 の分散の平均値を area2 のフィットの際 のエラーとしている。



図 4.3 フィットの際に採用する誤差の推定方法。両側の 250 kHz の標準偏差の平均 をフィットの誤差とする。ν₀ が移動すると、誤差推定のための領域も移動する。

ヌルサンプルを作成して解析する周波数は18.0-18.1, 22.0-22.1, 26.0-26.1 GHz の3つの100 MHz 幅の領域である。本実験のDP-CDM 探索領域 (18.0 – 26.5 GHz)の 中から満遍なく調べることで、周波数依存性がないことも同時に確かめる。使用したヌ ルサンプルは、各周波数で測定した 12回の測定のうち、1・2・3・4・5・6 番目の和か ら7・8・9・10・11・12番目の和を引き、12で割ったもの、つまり平均化したものであ る。ヌルサンプルを BW = 0.1, 0.3, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 10.0 kHz でリビン する。このようにリビンした9種類のヌルサンプルに対して式 (4.1) でフィットを行い、 $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ のヒストグラムをガウシアンでフィットする。3つの帯域に分けて評価した 結果を図 4.4、図 4.5、図 4.6 に示す。ガウシアンの中心と分布の幅 (σ) のフィット値の BW 依存性を図 4.7 に示す。中心値は BW に関係なく 0 と一致しており、中心値の推 定に対してビン幅の影響はないことが確認できた。一方で、エラーの正しさの評価指標 である標準偏差は、BW が大きいほど1に近づく。つまり、BW が大きいほど正しいエ ラー推定になる事がわかる。なお、完全に1にならない理由は、バックグラウンドであ るベースラインのゆらぎを一次直線の式で完全にモデル化出来てないからと推察してい る (このことは 4.3 節で取り扱う)。DP-CDM 信号の幅 (10 ~ 15 kHz) の範囲に数点は 欲しいことと、多少横にずれても標準偏差が大きく1からずれないことを考えて、最終 的なデータ解析に用いるスペクトルデータのビン幅は2 kHz とする。つまり、データ解 析の前処理として BW = 2 kHz にリビンする。これによって、周波数 ν_0 の DP-CDM

信号のフィットに使用する PDF も

$$f(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0, a, b) = P_{\rm DP} \left\{ F(\nu + 1.0 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu - 1.0 \text{ kHz}; \nu_0) \right\} + a(\nu - \nu_0) + b$$
(4.2)

と決定した。



図 4.4 18.0 - 18.1 GHz のヌルサンプルに対する $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ 分布を各 BW 毎に示 す。mean と sigma はヒストグラムをガウシアンでフィットした時の中心値と標準偏 差である。



図 4.5 22.0 - 22.1 GHz のヌルサンプルに対する $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ 分布を各 BW 毎に示 す。mean と sigma はヒストグラムをガウシアンでフィットした時の中心値と標準偏 差である。



図 4.6 26.0 - 26.1 GHz のヌルサンプルに対する $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ 分布を各 BW 毎に示 す。mean と sigma はヒストグラムをガウシアンでフィットした時の中心値と標準偏 差である。



図 4.7 BW の変化に応じた、ガウシアンフィットした時の中心値 (mean) と標準偏差 (sigma) を示す。解析では BW = 2 kHz にリビンしたスペクトルを使用する。

4.3 局所的 *p* 値の推定手法

 $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ が標準正規分布に完全に一致していれば、信号強度ゼロの排他確率を表す 指標である局所的 p 値 (以後 $p_{\rm local}$ と書く) は、解析的に計算可能である^{*1}。しかしなが ら、図 4.7 から分かるように、2 kHz のリビンでは $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ 分布は標準正規分布とわ ずかに異なる可能性がある。この影響を考慮するために、ヌルサンプルのフィット結果 から $p_{\rm local}$ を推定することを考える。

18.0 – 18.1, 19.0 – 19.1, …, 26.0 – 26.1 GHz の計 9 区間、900 MHz 幅のヌルサ ンプルをフィットした。使用するヌルサンプルは、12 個のデータを 6 個ずつの 2 組に分 け、各組の和の差を 12 で割ったものである。ただし、引く順番を入れ替えただけのヌル サンプルは排除する。こうすることで、各周波数帯域につき 462 種類のヌルサンプルを 準備できる。したがって、

$$N_{\text{null}} = 462(種類) \times 9(区間) \times \frac{100 \text{ MHz}}{2 \text{ kHz}} (フィット回数)$$
 (4.3)

$$= 207,900,000$$
 (4.4)

回のフィットを行うことができるので、 $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ も同数得られる。これらを全て統合 した $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ 分布 $S^i_{\rm null}$ $(i = 1, 2, \cdots, N_{\rm null})$ が図 4.8 である。この分布より、ある フィット結果 $S_{\rm fit} = P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ に対する $p_{\rm local}$ が次のように与えられる。

$$p_{\text{local}} = \frac{S_{\text{fit}} 未満である S_{\text{null}}^i の個数}{N_{\text{null}}}$$
(4.5)

同様に、95% 信頼度の上限値も、この分布から求める (6.4 節に後述)。

4.4 大域的 p 值 (look elsewhere effect) の推定手法

たとえ信号が無い場合でも、そもそも何回もフィットを行うと統計的なふらつきで p_{local} が小さな値をとる。つまり、この事を加味した大局的 p 値 (以後 p_{global} と書く) に よって、有意さを評価すべきである。一般に、独立したフィットを N 回行うと、p_{global} 値は

$$p_{\rm global} = 1 - (1 - p_{\rm local})^N$$
 (4.6)

となる。

$$p_{\rm local} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - {\rm erf}\left(\frac{P_{\rm DP}}{\sqrt{2}\Delta P_{\rm DP}}\right) \right\}$$

と計算することができる。

^{*&}lt;sup>1</sup> ガウス分布の局所的 *p* 値は



図 4.8 207,900,000 個の $P_{\text{DP}}/\Delta P_{\text{DP}}$ のヒストグラムと、ガウシアンでのフィット結果を示す。これより、完全には標準正規分布ではないことがわかる。それゆえ、 p_{local} や探索上限値はこの分布を使って決める。

しかし、実際は PDF が分布関数であることからビン間の相関等があるので正しい p_{global} を求めるための指数は N よりも小さくなる。ここで、ヌルサンプルの解析結果か ら、実効的な指数 $N_{\text{eff}} = \mu N$ を導くための係数 μ を求める。

ここでも、18.0 – 18.1, 19.0 – 19.1, …, 26.0 – 26.1 GHz の 9 区間のヌルサンプ ルを用いる。各区間は 100 MHz 幅である。データは 2.5 MHz(解析に使用するのは 2 MHz 幅) 毎に取得するので、各区間には 23,100(= 462 通り × (100 MHz/2 MHz)) 個 のヌルサンプルがある。フィットは ν_0 を 2 kHz 毎に移動させて行うため、1 つのヌルサ ンプルは N = 1000 回フィットされる (2 MHz/2 kHz = 1000)。したがって、1000 個の $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ が得られるため、式 (4.5) からそれぞれの $p_{\rm local}$ が得られる。この 1000 個の 中の最小値 $p_{\rm local-min}$ を集めると、各区間 (100 MHz 幅) あたり 23,000 個になる。それ を、 $p_{\rm local-min}^{i}$ ($i = 1, 2, \dots, 23100$) と表記する。図 4.9 に、各区間における $p_{\rm local-min}^{i}$ 分布を示す。ある局所的 p 値 ($p_{\rm local}^{*}$) より小さい値が得られる確率は、

$$p_{\text{global}}(p_{\text{local}}^*) = \frac{p_{\text{local}}^* 未満である p_{\text{local}-\min}^i \mathcal{O} 個数}{23,000}$$
(4.7)

と表せる。 $x = p_{\text{local-min}}$ とおき、 $10^{-8} < x < 0.1$ の間の数点で $p_{\text{global}}(x)$ を取得し、これを

$$y = 1 - (1 - x)^{\mu N} \tag{4.8}$$

でフィットして、μ を求めた (図 4.10)。予想通り μ は 1 より小さい値となった。図 4.11 に各周波数毎に求めたフィット結果を示す。一次関数だと仮定してフィッティングす ると、

$$f(\nu) = 0.387 \pm 0.004 + (-21.5 \pm 3.39) \times 10^{-2} \times \left(\frac{\nu - 22 \text{ GHz}}{22 \text{ GHz}}\right)$$
(4.9)



図 4.9 各周波数領域におけるヌルサンプルの plocal-min のヒストグラムを示す。

であったので、

$$\mu = \frac{1}{8.5 \text{ GHz}} \int_{18.0 \text{ GHz}}^{26.5 \text{ GHz}} f(\nu) d\nu = 0.38$$
(4.10)

として p_{global} を計算することにする。この μ の値は先行研究 ($\mu = 0.36$)[7] と一致した 値である^{*2}。本研究では $N = 4.25 \times 10^6$ なので、 $p_{\text{local}} = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$ はそれぞ れ $p_{\text{global}} = 1 - 10^{-7}, 0.80, 0.15$ に対応する (図 4.12)。

^{*2} 先行研究ではホワイトノイズを仮定したモンテカルロシミュレーションによって µ を決定した。



図 4.10 図 4.9 における p_{local-min} の累積分布を式 (4.8) でフィットした結果を示す。



図 4.11 各区間におけるフィット結果から得られた µ と、その線形フィットを示す。



図 4.12 本研究における $p_{\rm local}$ と $p_{\rm global}$ の関係について示す。 μ = 0.38、N = 4.25×10^6 である。

第5章

キャリブレーション

装置はある有限な面積から放出される転換光をホーンアンテナで受信し、アンプで増幅した後にスペアナで分光する。つまり、DP-CDM がどの程度の割合 (∝ χ^2) で光に転換したかを知るためには、アンテナが実効的に受信できる面積 ($A_{\rm eff}$) と受信した信号の増幅率 (G) などを理解していないといけない。図 5.1 に示すようにホーンアンテナはその開口面積全体で垂直な入射信号を受信できるわけではない。実効的な受信面積は物理的な開口面積よりも小さくなる。本章でこれらの較正について記述する。



図 5.1 本研究では有限の面積から生成された転換光をホーンアンテナで受信して、 増幅、分光を行う。転換光を検出した時に、そのフラックスを求めるためには装置の増 幅率とノイズレベルに加えて、アンテナが受信できる実効面積を把握する必要がある。

5.1 検出器のゲインとノイズ

アンテナで受けることのできる転換光の信号強度を $P_{
m signal}^{
m real}$ 、金属板等からの熱放射で アンテナを覆った場合のパワーを $P_{
m thermal}$ 、そしてクライオスタット内壁の熱放射でア ンテナを覆った場合のパワーを $P_{
m side}$ とすると、受信する電力 $P_{
m received}$ は、

$$P_{\text{received}} = \frac{1}{2} \left\{ P_{\text{signal}}^{\text{real}} d_{\text{DP}} + P_{\text{thermal}} d_{\text{BB}} \varepsilon_{\text{win}} + P_{\text{side}} (1 - \varepsilon_{\text{win}}) \right\}$$
(5.1)

となる。係数 1/2 は、アンテナが片偏波しか受信しないことによるものである。ここで、 $\varepsilon_{\rm win}$ は 5.2.1 節で後述するようにアンテナが窓を介して外側をみる立体角の割合である。 $d_{\rm DP}$ 、 $d_{\rm BB}$ はそれぞれ転換光と黒体放射の回折による影響である。 $d_{\rm DP} = d_{\rm BB}$ であり、 最終結果への影響は $(d_{\rm DP}/d_{\rm BB})^{1/2}$ に比例するので打ち消す。また、開口幅 (210 mm) が 14 λ (波長) 程度である本研究においては $d_{\rm DP} = d_{\rm BB} \sim 1$ と期待されるので、これ以 降は簡単のために 1 と近似して議論する。なお、 $d_{\rm DP}$ と $d_{\rm BB}$ も含めた以降の計算の厳密 な形式は付録 A に記載する。

受信した電力は増幅されると共にノイズが加算され、スペクトラムアナライザで分光 される。増幅率を *G*^{real}、加算されるノイズを *P*_{noise} とおくと、受信される電力は、

$$P_{\rm out} = G^{\rm real} \times P_{\rm received} + P_{\rm noise} \tag{5.2}$$

$$= \frac{G^{\text{real}}\varepsilon_{\text{win}}}{2} \left(\frac{P_{\text{signal}}^{\text{real}}}{\varepsilon_{\text{win}}} + P_{\text{thermal}} + P_{\text{side}}\frac{1 - \varepsilon_{\text{win}}}{\varepsilon_{\text{win}}}\right) + P_{\text{noise}}$$
(5.3)

$$= G \left(P_{\text{signal}} + P_{\text{thermal}} + P_{\text{rx}} \right) \tag{5.4}$$

と表される。ここで、新たに次のようにゲインGと信号強度 P_{signal} と受信機ノイズ P_{rx} を定義した。

$$G = \frac{G^{\text{real}}\varepsilon_{\text{win}}}{2} \tag{5.5}$$

$$P_{\text{signal}} = \frac{P_{\text{signal}}^{\text{real}}}{\varepsilon_{\text{win}}} \tag{5.6}$$

$$P_{\rm rx} = P_{\rm side} \frac{1 - \varepsilon_{\rm win}}{\varepsilon_{\rm win}} + \frac{2P_{\rm noise}}{G^{\rm real}\varepsilon_{\rm win}}$$
(5.7)

それぞれ周波数に依存していることを陽に表すと、

$$P_{\rm out}(\nu) = G(\nu) \left[P_{\rm signal}(\nu) + P_{\rm thermal}(\nu) + P_{\rm rx}(\nu) \right]$$
(5.8)

となる。

次に、金属板ではなく較正のために黒体放射源 (ECCOSORB CV3) を置くことを考える。この時は転換光はないので、出力されるスペクトルは

$$P_{\rm out}(\nu; T_{\rm BB}) = G(\nu) \left(P_{\rm BB} + P_{\rm rx}(\nu) \right)$$
(5.9)

$$= G(\nu)k_{\rm B}\left(T_{\rm BB} + T_{\rm rx}(\nu)\right)\Delta\nu \tag{5.10}$$



図 5.2 ゲインキャリブレーションの概念図。液体窒素に浸して 77 K となった黒体 からの放射と、常温黒体からの放射から、ゲインとノイズを見積もる。

となる。ここで、 $k_{\rm B} = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K はボルツマン定数、 $\Delta \nu$ [Hz] は分解能帯域幅、 $T_{\rm BB}$ [K] は黒体の温度、 $T_{\rm rx}(\nu)$ [K] はノイズの換算温度である。また、アンテナを温度 $T_{\rm BB}$ の黒体放射で覆った時の受信パワーが

$$P_{\rm BB} = k_{\rm B} T_{\rm BB} \Delta \nu \tag{5.11}$$

であることを用いた [13]。図 5.2 に示すように、検出器のゲイン $G(\nu)$ とノイズ $T_{rx}(\nu)$ のキャリブレーションは室温 ($T_{BB} = T_{room}$ [K]の黒体) と液体窒素 ($T_{BB} = T_{LN_2}$ [K])に浸した黒体)の黒体放射信号を測定することで行う。得られる 2 つのデータ

$$P_{\rm out}(\nu; T_{\rm room}) = G(\nu)k_{\rm B}(T_{\rm room} + T_{\rm rx}(\nu))\Delta\nu$$
(5.12)

$$P_{\rm out}(\nu; T_{\rm LN_2}) = G(\nu) k_{\rm B} (T_{\rm LN_2} + T_{\rm rx}(\nu)) \Delta \nu$$
(5.13)

から、検出器のゲイン $G(\nu)$ とノイズ $T_{rx}(\nu)$ が得られる。

$$G(\nu) = \frac{P_{\rm out}(\nu; T_{\rm room}) - P_{\rm out}(\nu; T_{\rm LN_2})}{k_{\rm B} \left(T_{\rm room} - T_{\rm LN_2} \right) \Delta \nu}$$
(5.14)

$$T_{\rm rx}(\nu) = \frac{P_{\rm out}(\nu; T_{\rm LN_2})}{G(\nu)k_{\rm B}\Delta\nu} - T_{\rm LN_2}$$
(5.15)

室温の黒体放射源の温度は放射温度計 (図 5.3) を用いて測定した。

金属板を置いて行う DP-CDM の探索測定を 100 MHz 幅行うごとに、その測定の前後 で、同じ周波数幅でキャリブレーションを行いゲインとノイズを求める。転換光の強度



図 5.3 測定に用いた放射温度計 (シンワ測定株式会社製の品番 73014)。常温を ±2 °C の精度で測定することができる。

を推定する際には、前後 2 回のキャリブレーションで求めたゲインとノイズの平均値を 用いて、 $P_{\text{signal}}(\nu) + P_{\text{thermal}}(\nu)$ を再構成する。

$$\frac{P_{\rm out}(\nu)}{G(\nu)} - k_{\rm B}T_{\rm rx}(\nu)\Delta\nu = P_{\rm signal}(\nu) + P_{\rm thermal}(\nu)$$
(5.16)

右辺の第1項は DP-CDM 信号項であり、第2項は金属板等からの熱放射、つまりバッ クグラウンド項である。

キャリブレーションの際のスペアナの設定を表 5.1 にまとめた。データ取得時間が 1 秒であることと、各周波数での測定が 1 回だけであることが、金属板を置いて行う DP-CDM 探索の時と異なる。DP-CDM 探索の時と同様に、解析に用いるのは両端 0.25 MHz ずつを除いた 2 MHz である。式 (5.16) によってダークフォトン信号を再構成する ときは、2 MHz 幅でゲインとノイズは一定だと思い、2 MHz 幅のデータの平均値を用い た。実際に解析に使用したゲインと受信機ノイズ ($T_{\rm rx}$) を図 5.4 に示す。18 – 26.5 GHz においてゲインは +62 dB 前後である。なお、5.2 節に後述するように $\varepsilon_{\rm win} = 1/5 \sim 1/3$ のため、先行研究と比較するための実効的な $T_{\rm rx}$ は $T_{\rm rx} \times \varepsilon_{\rm win} = 30 \sim 60$ K 程度となる。

周波数レンジ	$18.0-26.5~\mathrm{GHz}$
1 回の測定でのスキャン幅	$2.5 \mathrm{~MHz}$
測定モード	FFT モード
分解能带域幅	300 Hz
2.5 MHz 幅中のデータ点数	32769
データ取得時間	$1 \sec$

表 5.1 スペクトラムアナライザの設定



Calibration Result

図 5.4 解析に用いた 2 MHz 幅毎のゲイン値とノイズ値を示す。

5.2 ビームと有効開口面積

式 (1.32) からわかるように、DP-CDM と実光子の結合定数 χ の算出のためにホーン アンテナの有効開口面積 A_{eff} を知る必要がある。また、式 (5.6) から DP-CDM の信号 強度 $P_{\text{DP}}^{\text{real}}$ を再構成するためには ε_{win} も知る必要がある。

本研究では、A_{eff}とε_{win}の基準値を3次元電磁界シミュレーションから求めた。ホー ンアンテナの直上からの天頂角 θ で記述される感度 (単位立体角あたりに入射する電力に 対する感度であり、「ビーム」と呼ぶ)を基調としてこれらの値を推定する。このシミュ レーションが正しいことは、ビームのメインローブ幅 (θ_{1/2})の実測値との比較によって 確認する。

5.2.1 シミュレーションによる算出

シミュレーションは、HFSS[10] を用いて 18, 19, · · · , 26 GHz まで 1 GHz 毎に 9 つ の周波数で行った。求めたビームとその幅を図 5.5 と図 5.6 にそれぞれ示す。

アンテナ有効開口面積

 $\theta = 0$ で 1 に規格化したビームを $S(\theta)$ とする。本研究で用いるホーンアンテナは軸対称な円形なので、ビームも軸対称であり方位角 ϕ には依存しない。ホーンアンテナの全ビーム立体角 $\Omega_{\rm A}$ は次のように定義される [13]。



 $\Omega_{\rm A} = 2\pi \int_0^\pi S(\theta) \sin \theta d\theta \tag{5.17}$

図 5.5 HFSS シミュレーションで求めたホーンアンテナのビームを示す。最大値を 1 で規格化している。周波数が高くなるにつれて、ビームは高く細くなる。



図 5.6 HFSS シミュレーションで求めたアンテナビームから求めた半値幅 $\theta_{1/2}$ を示す。

例えば、全方向で同感度を持つアンテナ $(S(\theta) = 1)$ の場合 $\Omega_A = 4\pi$ となるが、実際の 値はそれ以下となる (つまり $S(\theta) \le 1$)。そして、有効開口面積は

$$A_{\rm eff} = \frac{\lambda^2}{\Omega_{\rm A}} \ [\rm{m}^2] \tag{5.18}$$

で与えられる [13]。ここで、 λ [m] は測定信号の波長である。また、ホーンアンテナの物 理的な開口面積 A [m²] を用いて、有効開口能率 η が定義される [13]。

$$\eta = \frac{A_{\text{eff}}}{A} \tag{5.19}$$

シミュレーションで得られたビーム (図 5.5) をもとに、式 (5.17)、式 (5.18)、式 (5.19) から η を求めた (図 5.7)。顕著な周波数依存性はなくほぼ一定値と考えて良い。シミュ レーションした 9 つの周波数の平均とその標準偏差から、

$$\eta = 0.63 \pm 0.01 \tag{5.20}$$

と求まる。これにより、アンテナ有効開口面積 A_{eff} = ηA を求めることができる。本研 究で使用したホーンアンテナの物理的な開口面積は

$$A = \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \tag{5.21}$$

$$=\pi \left(\frac{59 \text{ mm}}{2}\right)^2 \tag{5.22}$$

$$= 2.76 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \tag{5.23}$$

であるので、

$$A_{\rm eff} = (1.74 \pm 0.03) \times 10^{-3} \,\,{\rm m}^2 \tag{5.24}$$

となる。なお、シミュレーションの正当性は 5.2.2 節に後述するビーム幅の測定により検 証する。



図 5.7 シミュレーションで得られたビームから求めた η を示す。9 つの点の平均値 と標準偏差から、 $\eta = 0.63 \pm 0.01$ となる。

アンテナが窓の外を見る割合

次に、アンテナが窓の外側を見る割合 $\varepsilon_{win} = \Omega_{win}/\Omega_A$ を求める。 Ω_{win} は、ビームの アンテナが見る窓の立体角積分である。

$$\Omega_{\rm win} = 2\pi \int_0^\alpha S(\theta) \sin \theta d\theta \tag{5.25}$$

ここで、 α [rad] はアンテナと窓の距離 L [m] と窓の半径 r [m] を用いて

$$\alpha = \arctan\left(\frac{r}{L}\right) = 1.8^{\circ} \tag{5.26}$$

と表される。シミュレーションで得られたビームから求めた ε_{win} を図 5.8 に示す。周波 数に依存した一次関数でフィットすると、

$$\varepsilon_{\rm win}(\nu) = (23.1 \pm 0.05) \times 10^{-2} + (1.7 \pm 0.02) \times 10^{-2} (\nu - 22 \text{ GHz})$$
 (5.27)

となる。この正当性も、5.2.2節のビーム幅の測定により確かめられる。

5.2.2 ビームの実測

シミュレーションの正しさを評価するためにビームのメインローブ幅の測定を行った。 ホーンアンテナのビームのメインローブ形状をガウス分布と近似すると、

$$S_{\text{gauss}}(\theta) = \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\theta}^2}\right)$$
 (5.28)

と表すことができる。図 5.9 に、この実験を行う実験装置の概略図を示す。測定に使用したホーンアンテナ (アンテナ A) と全く同じホーンアンテナ (アンテナ B) を、遠方界条件が十分満たされる距離だけ離して置く (図 5.10)。



図 5.8 シミュレーションから求めた ε_{win} を示す。



図 5.9 ビームを測定する実験の概略図。

アンテナ B は、5 dBm *1 の信号を出すシグナルジェネレータ (図 5.11(a)) に接続さ れている。アンテナ A の位置を (x, y) = (0, 0) として、y = 0 の直線上でアンテナ B を 動かして σ_x を測定する実験と、x = 0 の直線上でアンテナ B を動かして σ_y を測定する 実験を行った。スペアナに 0 dBm 以上の信号が入らないように強度を落とす必要がある

*¹ dBm は強度の単位であり、

 $x \text{ [dBm]} \Leftrightarrow 10^{\frac{x}{10}} \text{[mW]}$

を満たす。また、dB は強度を表す場合と比を表す場合がある。

 $x \text{ [dB]} \Leftrightarrow 10^{\frac{x}{10}} \text{ [W]}$

 $x [dB] \Leftrightarrow 10^{\frac{x}{10}}$ 倍

比を表す場合は +10 dB のように正であっても符号をつけることが多い。



図 5.10 アンテナ B を上空に置く。アンテナ B は 5 dBm のビームを出すシグナル ジェネレータに接続されている。アンテナ B を x 方向と y 方向に動かして、アンテナ A のビームパターンを測定する。定在波を除くために、アンテナ A の上に電波吸収体 (ECCOSORB AN72) を 3 枚置いている。

ことと、アンテナ A とアンテナ B の間で定在波が生じて強度が変化することを防ぐこ とを考慮して、アンテナ A の上に電波吸収体 (ECCOSORB AN72) を 3 枚置いた。本 研究での探索領域を満遍なく調べるために、18, 20, 22, 24, 26 GHz の 5 つの周波数 で測定したいが、使用したシグナルジェネレータは 20 GHz までしか出力できない。そ こで、シグナルジェネレータとアンテナ B の間に 2 逓倍器 (図 5.11(b)) を接続し、シグ ナルジェネレータの出力を 9, 10, 11, 12, 13 GHz としてアンテナ B の出力周波数を 18, 20, 22, 24, 26 GHz とした。

測定は 2 回行った。最大値として 2 回の平均を、誤差はその標準偏差を採用する。ア ンテナ A とアンテナ B は同じビームパターン (式 (5.28)) を持つため、フィットに用い る PDF は、

$$S_{\rm fit}(s) = N \exp\left(-\frac{s^2}{\sigma_s^2}\right) \tag{5.29}$$

となる。ここで、sは変数 x または変数 y を表す。測定データをフィットすると標準偏 差 σ_s が得られる。 σ_s からビームの半値幅 (Half Power Beam Width) $\theta_{1/2}$ を求めると、

$$\theta_{1/2} = 2\sqrt{2\log 2} \tan^{-1} \left(\frac{\sigma_s}{L}\right) \ [\text{deg}] \tag{5.30}$$

となる。ここで、L = 1.085 m はアンテナ A とアンテナ B の距離である。図 5.12 に得られた半値幅と、シミュレーション値の比較を示す。おおむね 15% 程度の精度で一致

し、実測によりシミュレーションのビームが正しいことが示された。このビーム幅の差 異、12.9% を *θ*_{1/2} の系統誤差とする。



(a) シグナルジェネレータ

(b) 2 逓倍器

図 5.11 使用したシグナルジェネレータ (Keysight 社製の E8257D) と逓倍器 (ER-AVANT 社製) を示す。逓倍器の入力信号の周波数レンジは 10 – 20 GHz であり、入 力信号の周波数を 2 倍にして出力する。なお、入力パワーと出力パワーはそれぞれ 5 dBm と 26 dBm で固定されている。



図 5.12 シミュレーションより求めた半値幅と、実測値のフィットより得られた半値幅の比較。

第6章

転換光の強度測定

6.1 データの事前処理

第3章に記述したように、データは 2.5 MHz 幅ごとに取得する。そして、4.2 節で記述したように、両端の各 0.25 MHz はフィットの際に用いるデータの統計誤差の推定にのみ使用する。つまり、転換光の強度を推定するデータは中央の 2 MHz 幅のデータである。各周波数領域において、12 回のデータを取得し、解析にはそれらの平均値を用いる。このデータを $P_{\text{out}}(\nu)$ とする。5.1 節で述べたキャリブレーションにより、実験装置のゲイン $G(\nu)$ とノイズ $T_{\text{rx}}(\nu)$ が求められている (図 5.4) ので、解析に使用するデータは

$$\frac{P_{\rm out}(\nu)}{G(\nu)} - k_{\rm B}T_{\rm rx}(\nu)\Delta\nu = P_{\rm signal}(\nu) + P_{\rm thermal}(\nu) \equiv P_{\rm in}(\nu)$$
(6.1)

と表される。ここで、 $k_{\rm B} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ はボルツマン定数で、 $\Delta \nu = 300 \text{ Hz}$ は分 解能帯域幅である。解析するデータ $P_{\rm in}(\nu)$ は転換光信号 $P_{\rm signal}(\nu)$ と金属板等の熱放射 $P_{\rm thermal}(\nu)$ の和になっている。ここで、4.2 節で述べたようにスペクトルを 2 kHz 幅に リビンする。図 6.1 にこれらの解析に使用した生データ $P_{\rm out}(\nu)$ とゲイン較正後の入力 パワー $P_{\rm in}(\nu)$ を示す。

6.2 転換光強度の推定方法

DP-CDM の探索において、周波数 ν_0 の転換光を仮定して、データをフィットする時 に使用する PDF は

$$f(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0, a, b) = f_{\rm DP}(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0) + a(\nu - \nu_0) + b$$
(6.2)

である。第1項は DP-CDM 信号項であり、第2項と第3項はバックグラウンド項である。 *f*_{DP} は 4.2 節で最適化したように

$$f_{\rm DP}(\nu; P_{\rm DP}, \nu_0) = P_{\rm DP} \left\{ F(\nu + 1.0 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu - 1.0 \text{ kHz}; \nu_0) \right\}$$
(6.3)

 $\mathbf{52}$



図 6.1 解析に用いたスペクトルのうち、20 GHz を含む 2.5 MHz 幅のスペクトル を示す。上の図は、取得した 12 個のスペクトルの平均値である。下の図は、キャリブ レーションにより求めたゲインとノイズを用いて再構成された転換光信号と金属板の 熱放射の和である。

と表される。有限のビン幅の影響を考慮するために、累積分布関数を用いて DP-CDM の信号分布を表す。DP-CDM の速度の累積分布は

$$F(v) = \int_{0}^{v} dv' \int^{4\pi} d\Omega \ f(\mathbf{v}')v'^{2}$$

$$= \frac{v_{c}}{2\sqrt{\pi}v_{E}} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{v+v_{E}}{v_{c}}\right)\right] - \exp\left[-\left(\frac{v+v_{E}}{v_{c}}\right)\right] \right\}$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{v-v_{E}}{v_{c}}\right] + \operatorname{erf}\left[\frac{v+v_{E}}{v_{c}}\right] \right\}$$

$$(6.4)$$

となる。ここで、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$
 (6.6)

である。測定したスペクトル $P_{in}(\nu)$ を式 (6.2) を PDF としてフィットして、転換光の 強度 P_{DP} を周波数毎に推定する。

6.3 *p*_{local} の正しさの再確認

4.2 節で誤差の推定方法について述べたが、DP-CDM の信号がゼロと仮定して、ヌル サンプルと比較してみる。ヌルサンプルと測定データのそれぞれのフィット結果から得 られる中心値と誤差の比 *P*_{DP}/Δ*P*_{DP} のヒストグラムを図 6.2 に示す。両方のヒストグ



図 6.2 取得データの解析と、ヌルサンプルの解析における *P*_{DP}/Δ*P*_{DP} 分布を示す。 ヌルサンプルの方が数が多いので、ピークの高さが一致するようにヌルサンプルの分 布を規格化した。2 つのヒストグラムが一致した形状をしている。つまり、ヌルサン プルの *P*_{DP}/Δ*P*_{DP} 分布を用いて、統計誤差や上限値を推定できる。

ラム形状が一致していることから、第4章で定義した *p*local の推定方法 (ヌルサンプルで 構築した確率分布を用いること) の正当性が再確認できた。

6.4 測定結果と考察

周波数毎に測定した転換光の強度 $P_{\rm DP}$ と $p_{\rm local}$ の結果を図 6.3 に示す。 $p_{\rm local}$ の最小値 は 7.1×10⁻⁷ であった。ビン幅は 2 kHz なので、18.0–26.5 GHz の中に $N = 4.25 \times 10^6$ 個のビンがある。この中の任意のビンが $p_{\rm local} = 7.1 \times 10^{-7}$ を下回る確率 $p_{\rm global}$ は、式 (4.10) で求めた $\mu = 0.38$ を用いて

$$p_{\text{global}} = 1 - (1 - p_{\text{local}})^{\mu N}$$

= 1 - (1 - 7.1 × 10⁻⁷)^{0.38×4.25×10⁶}
= 0.68 (6.7)

となる。つまり、 p_{global} は十分大きく、統計的に有意な信号を検出しなかった。なお、 p_{local} が小さい $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった箇所 27 点を表 6.1 に示す。さらに、それぞれの フィットの様子を図 6.4 から図 6.8 に示す。



図 6.3 2021 年 11 月 29 日から 2021 年 12 月 10 日に測定したデータに対する $P_{\rm DP}$ 、 $p_{\rm local}$ を示す。 $p_{\rm local} = 10^{-6}$ は $p_{\rm global} = 0.7$ に対応する。

番号	$\nu_0 \; [{\rm GHz}]$	PDP	a	b	p_{local}		
		$[\times 10^{-19} \text{ W}]$	$[\times 10^{-26}]$	$[\times 10^{-19}]$	$[\times 10^{-6}]$	χ/ndf	
1	18.190812	0.84	1.51	2.48	0.89	0.80	
2	18.336724	0.76	1.13	2.40	6.22	0.65	
3	19.120514	0.73	0.84	1.48	0.94	0.75	
4	19.187772	1.03	-0.53	4.17	3.95	0.82	
5	19.441606	1.05	-0.14	3.94	4.57	0.83	
6	19.479506	0.84	-2.84	2.68	3.58	0.64	
7	19.766974	0.84	-1.13	2.48	4.91	0.74	
8	19.794366	0.79	-0.36	2.80	4.97	0.61	
9	19.819072	1.03	-1.84	3.39	0.86	0.61	
10	20.007980	0.92	-1.44	2.50	7.42	0.81	
11	20.296620	0.99	1.27	2.82	1.37	0.69	
12	20.302788	0.84	0.27	2.92	6.71	0.79	
13	20.490250	0.87	-0.51	2.31	6.46	0.82	
14	20.541586	0.85	-0.98	2.23	8.81	0.86	
15	20.893242	0.86	-0.29	1.95	2.72	0.84	
16	21.443168	0.89	-1.18	2.01	4.98	1.01	
17	21.808598	1.02	-1.25	2.08	5.62	1.04	
18	22.522234	1.07	1.42	3.00	7.29	0.91	
19	22.673946	0.96	-0.56	2.32	1.24	0.84	
20	23.307606	1.29	0.47	3.88	5.55	0.96	
21	23.808666	1.37	-1.11	3.31	1.09	1.05	
22	23.935386	1.13	-2.87	3.04	0.71	0.62	
23	25.329956	1.15	-1.40	3.26	1.05	0.96	
24	25.353898	0.92	-0.17	2.71	4.58	0.65	
25	25.860092	1.26	-2.23	4.59	3.03	0.68	
26	26.274234	1.26	0.37	4.54	1.97	0.93	
27	26.347692	1.11	-1.49	3.59	4.47	0.74	

表 6.1 $p_{\text{local}} < 1.0 \times 10^{-5}$ となった 27 箇所の一覧。転換光強度 (P_{DP})、ベースラ インの傾き (a)、高さ (b)、 p_{local} 、 χ /ndf を示す。便宜上、通し番号を振った。



図 6.4 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、1 から6番目のスペクトルとフィット結果を示す。



図 6.5 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、7 から 12 番目のスペクトルとフィット結果を示す。



図 6.6 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、13 から 18 番目のスペクトルとフィット結果を示す。



図 6.7 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、19から24番目のスペクトルとフィット結果を示す。



図 6.8 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、25 から 27 番目のスペクトルとフィット結果を示す。

念の為、これら 27 箇所について統計を 10 倍に増やした追加測定を 2022 年 1 月 17 日 に行い、信号の有無の追検証を行った。もともとのデータと追加データを合わせたデー タ (重み付け平均) に対してフィットして、該当する点の p_{local} を確認した。 p_{local} が最小 だった箇所におけるスペクトルデータの違いを図 6.9 に示す。さらに、周波数毎の p_{local} を図 6.10 から図 6.14 に示す。これらから分かるように、追加測定を行った領域に関し ては $p_{\text{local}} = 10^{-5}$ を下回る箇所はなく、有意な信号は検出されなかったことを再確認し た。追加データも含めた全帯域における測定結果、転換光の強度 P_{DP} と p_{local} を図 6.15 に示す。



図 6.9 p_{local} が最小 $(p_{\text{local}} = 7.1 \times 10^{-7})$ となった点における、元々のデータ (上の図) と追加測定を含めたデータ (下の図) を示す。ピークのように見えていたものはなくなった。



図 6.10 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、1 から 6 番目に対して追加測定を行い、再 度 p_{local} の値を確認した図である。赤の点線が、該当する点である。



図 6.11 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、7 から 12 番目に対して追加測定を行い、 再度 p_{local} の値を確認した図である。赤の点線が、該当する点である。



図 6.12 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、13 から 18 番目に対して追加測定を行い、 再度 p_{local} の値を確認した図である。赤の点線が、該当する点である。



図 6.13 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、19 から 24 番目に対して追加測定を行い、 再度 p_{local} の値を確認した図である。赤の点線が、該当する点である。


図 6.14 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ となった点のうち、25 から 27 番目に対して追加測定を行い、 再度 p_{local} の値を確認した図である。赤の点線が、該当する点である。



図 6.15 追加測定も含めた解析結果を示す。上の図は $P_{\rm DP}$ であり、下の図の黒線は追加測定前の $p_{\rm local}$ 、赤線は追加測定後 $p_{\rm local}$ である。追加測定で統計精度をあげたことにより、全ての周波数領域で $p_{\rm local} > 10^{-5}$ となった。

有意な信号を検出しなかったので、95% の信頼度で $P_{\rm DP}$ に上限を設定する。第4章で 述べたように、ヌルサンプルから得られた $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ 分布 (図 4.8) から、95% 上限を 与える $P_{\rm DP}/\Delta P_{\rm DP}$ の値 1.71 を用いると、 $P_{\rm DP}$ に対する上限値が求まる。

$$P_{\rm DP}^{\rm limit} = \max(0, P_{\rm DP}) + 1.71\Delta P_{\rm DP} \tag{6.8}$$

図 6.16 に、各周波数における P_{DP} の信頼度 95% の上限値を示す。この時点では、系 統誤差はまだ加味していない。所々上限値が小さい箇所は追加測定した周波数領域に対 応し、データ統計量の分だけ上限値を低く設定出来た。また、全体的に右肩上がりなの は、図 5.4 のゲインの周波数依存性を反映している。つまり、ゲインが高い帯域は感度も 高い。



図 6.16 P_{DP} に対して 95% の信頼度での上限値を示す。ここではまだ系統誤差は加 味していない。所々、上限値が小さい箇所は追加測定した周波数領域に対応する。

第7章

系統誤差

7.1 ゲイン

7.1.1 キャリブレーション毎の差異

キャリブレーションは、DP-CDM 測定の前後で行った。図 7.1 に前後で測定したゲインの比を示す。解析に用いたのは前後の値の平均なので、最も悪い比から 6.8% をゲイン 較正の系統誤差とする。

7.1.2 キャリブレーションに用いる黒体放射源の温度

5.1 節で述べたように、ゲインキャリブレーションには常温の黒体と液体窒素に浸した 黒体を用いた。常温の黒体の温度は放射温度計で測定した。測定誤差は 2°C である。ま た、液体窒素に浸した黒体は、浸してから十分な時間を置くことで、液体窒素の温度と等 しい温度であると仮定した。液体窒素の温度は、大気圧 (1.0 × 10⁵ Pa) において 77 K で ある。低気圧 (9.0 × 10⁻⁴ Pa) であっても 1 K 程の差しかない。



図 7.1 転換光の探索データ取得前後で較正したゲインの変化量を示す。最も大きい 変化比は 0.068 である。

 $\mathbf{70}$

ゲインキャリブレーションでは2種類の黒体の温度差を考えるので、

$$\Delta T \sim \frac{2^{\circ} \mathrm{C} + 1^{\circ} \mathrm{C}}{300 \mathrm{K} - 77 \mathrm{K}} \sim 1.3\%$$
(7.1)

を系統誤差とする。

7.1.3 キャリブレーションに用いる黒体放射源の吸収係数

ゲインキャリブレーションには、電波吸収体 (ECCOSORB CV3) からの黒体放射を 用いた。この電波吸収係数 (1-放射率) は 0.01% である。したがって、電波吸収体からの 放射強度の系統誤差を 0.01% とする。

7.1.4 ゲインの系統誤差

以上より、ゲインの系統誤差は

$$\sqrt{(6.8\%)^2 + (1.3\%)^2 + (0.01\%)^2} = 6.9\%$$
(7.2)

である。

7.2 有効開口面積とアンテナが窓の外を見る割合

5.2 節で議論したように、シミュレーションと実測のビームを比較して系統誤差を見積 もった。これより、有効開口面積 A_{eff} の系統誤差は 12.9% であり、アンテナが窓の外を 見る割合 ε_{win} も、有効開口面積と同様に 12.9% の系統誤差を持つ。

7.3 CDM 密度

解析に使用した CDM 密度 [6] は

$$\rho_{\rm CDM,halo} = (0.39 \pm 0.03) \,\,{\rm GeV/cm^3}$$
(7.3)

なので、系統誤差は 7.7% である。この系統誤差は、球面対称密度プロファイルを仮定した時の宇宙空間解析によるものである。

7.4 転換光の伝播方向とアライメント精度

第1章で述べたように、転換光は金属板に対してほとんど垂直 (< 0.06°) に伝播する。 また、金属板とホーンアンテナは 0.05° の精度で平行である。これはデジタル角度計で 測定した。したがって、転換光は最大で 0.11° の方向に伝播する。このことによる損失 は、26 GHz でのホーンアンテナのビーム幅 θ_{1/2} = 15° を用いると

$$1 - \exp\left(-\frac{0.11^{\circ}}{\theta_{1/2}/2}\right) \sim 1.5\%$$
 (7.4)

程度である。なお、18 GHz におけるビーム幅の場合はこれより小さな影響だが、コン サーバティブに 1.5% を系統誤差とする。

7.5 結合定数に対する系統誤差のまとめ

結合定数は、

$$\chi = 1.4 \times 10^{-10} \\ \times \left(\frac{P_{\rm DP}}{10^{-19} \,\rm W}\right)^{1/2} \left(\frac{10^{-3} \,\rm m^2}{A_{\rm eff}}\right)^{1/2} \left(\frac{0.39 \,\,{\rm GeV/cm^3}}{\rho_{\rm CDM,halo}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right) (7.5)$$

と表される。ゲイン、アンテナが窓の外を見る割合、転換光の方向は $P_{\rm DP}$ に対する系統 誤差である。また、式 (7.5) における χ と $P_{\rm DP}$ 、 $A_{\rm eff}$ 、 $\rho_{\rm CDM,halo}$ の関係から結合定数に 対する系統誤差が求まる。表 7.1 に系統誤差をまとめた。本研究において、結合定数 χ に対する系統誤差は 10.3% である。

表 7.1 本研究における、 $P_{\rm DP}$ と χ に対する系統誤差をまとめた。系統誤差の合計は それぞれ 21.0%、10.3% である。

	P _{DP} の系統誤差 (%)	χ の系統誤差 (%)
ゲイン (G)	6.9	3.4
有効開口面積 (A_{eff})	12.9	6.3
アンテナが窓の外を見る割合 ($arepsilon_{ m win}$)	12.9	6.3
CDM 密度 ($\rho_{\text{CDM,halo}}$)	7.7	3.8
アライメント	1.5	0.8
合計	21.8	10.3

第8章

結果

 χ

通常光子とダークフォトンの結合定数 χ は

$$= 1.4 \times 10^{-10} \\ \times \left(\frac{P_{\rm DP}}{10^{-19} \text{ W}}\right)^{1/2} \left(\frac{10^{-3} \text{ m}^2}{A_{\rm eff}}\right)^{1/2} \left(\frac{0.39 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{\rm CDM,halo}}\right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha}\right) (8.1)$$

で表される。5.2.1 節よりアンテナ有効開口能率が η = 0.63 なので、有効開口面積は

$$A_{\rm eff} = \eta A = 1.7 \times 10^{-3} \,\,{\rm m}^2 \tag{8.2}$$

となる。式 (5.6) を考慮して、

$$P_{\rm DP} = \varepsilon_{\rm win} P_{\rm DP}^{\rm limit} \tag{8.3}$$

である。ここで、式 (5.27) にあるように

$$\varepsilon_{\rm win}(\nu) = 0.23 + 0.017 \times (\nu - 22 \text{ GHz})$$
(8.4)

である。また、本研究では $ho_{
m CDM,halo}=0.39~
m GeV/cm^3$ 、 $lpha=\sqrt{2/3}$ である。

それぞれ代入して得られた χ に対して、7.5 節で述べた系統誤差を含む結合定数の上限 を、先行研究での制限と共に図 8.1 に示す。 $\chi = 10^{-10}$ を下回る DP-CDM 探索を達成 し、上限値が設定できた。これは、CMB などの観測結果から求まる間接的な上限値を一 桁下回る水準であり、これまでで最も厳しい制限値である。



Constraints for Dark Photon Search

図 8.1 本研究で得られた制限を、これまでの探索状況とともに示す。

第9章

結論

質量領域 74–110 μ eV における DP-CDM 探索実験を行った。具体的には、DP-CDM からの転換光を 18 – 26.5 GHz にわたって探索した。熱放射ノイズを抑制するために実験装置を極低温に冷却し、結合定数 χ に対する高い感度を実現した。これによって、先行実験よりも 800 倍広い質量領域にわたる DP-CDM 探索が可能になった。

この装置を用いて 2021 年 11 月 29 日から 2021 年 12 月 10 日にかけて転換光探索実 験を行った。データ解析手法の最適化は、近年の CMB データ解析で実績のある"ヌル サンプル"(データを二等分して差し引きしたノイズ データセット)を用いて行った。誤 差推定の正しさもこれを用いて確認した。そしてデータ解析の結果、信号がないことに 対する確率 p_{global} は 0.68 が最小であり、統計的に有意な信号は得られなかった。念の為 $p_{\text{local}} < 10^{-5}$ であった領域に対して 10 倍時間の追測定を行い、有意な信号が検出されな いことも再確認した。これらの結果より、95% の信頼度で $\chi < 2.5 - 8.8 \times 10^{-11}$ の上限 を設定した。この結果は、CMB 観測や太陽年齢などからの間接的な制限を凌ぎ、これま でで最も厳しい上限値である。

今回の測定において大きなノイズとなったのは、装置内壁に貼り付けた電波吸収体から の熱放射である。3 K に冷却される第 2 層に貼り付けた電波吸収体の温度が、70 K まで にしか冷却されなかった。改善点として、装置との熱的な接触をより強固なものとするた めに、今回のようなスポンジ状ではなく熱伝導の良い固形の電波吸収体を用いる案が考 えられる。なお、本研究により CMB 観測技術を応用してダークマターとしてのダーク フォトンの探索手法が確立した。今後、前述の改善案と探索帯域の拡大と大型化により、 30 µeV/c² から 1 meV/c² にわたる質量領域を網羅する探索研究の進展が期待される。

謝辞

2年間の大学院での研究を支えてくださった皆様に感謝します。

田島さんには多くのことを教わりました。スライドの作り方、文章の書き方、道具の 使い方、機器の取り扱い方など、数えるとキリがありません。加えて、いつも楽しそう に僕と話をしていただいたことが、結構支えになっていました。課題が多く折れそうな 時もありましたが、田島さんが笑っていてくれたからなんとかなりそうな気がして持ち 堪えたことが何度かあります。ありがとうございました。安達さんには実験を進めるに あたってたくさんお世話になりました、ソフトの使い方や、事務関係のことも教えてい ただき右も左もわからない M1 の頃は心強かったです。そういうこともあってか、とり あえず安達さんに相談しようという考えになっていたので、京都に戻ってこられたとき は嬉しかったです。鈴木さんは M2 年の時に同じ部屋となり気軽に質問をするようにな りました。その度に丁寧に答えてくださり大変助かりました。この一年で、鈴木さんの ぼやきがツボに入るようになりました。隅田さんには、とりあえずやってみればと背中 を押していただくことが多かったです。廊下ですれ違った時でさえ話を聞いていただき、 元気をもらっていました。清野さんには部屋での雑談の時によくアイデアを出していた だきました。その度に、今やっている研究を見つめ直すことができました。本多さんは 褒め上手だと思います。話をしていたら勝手にモチベーションが上がりました。末野さ んにはタンデムで機器の使い方を教えていただきました。また、大掛かりな作業の時は 手伝ってくださり助かりました。大塚さんには普段から声をかけていただいていました。 接しやすい雰囲気だったので、ちょっとしたことでもよく聞いていました。廣瀬さんに は実験装置の移動をかなりの回数手伝ってもらいました。道下さん、田尾さんは、急な依 頼でもすぐに加工をしてくださりました。秘書さんにもお世話になりました。問題の多 い学生だったと思います。時には厳しく接していただいたことで、少しは社会人として の振る舞いが身についたような気がします。同期の樫野君、川上君、佐野君、中田君、吉 村君と交わしたなんでもない会話はいつも楽しかったです。

本当に多くの人のおかげで、2 年間楽しく研究を続けることができました。ありがとう ございます。図 8.1 を作成したときの達成感は忘れられません。自分のしたことが、ほん のわずかでも物理の歴史に刻まれたことを誇りに思います。

最後に、26年間も好きなことを続けさせてくれた両親に感謝します。何不自由なく過 ごせる体、心、当たり前の毎日を与えてくれて、本当にありがとう。

付録 A

回折効果を組み込んだキャリブ レーションの計算

窓の外に金属板を置いた時のスペアナの出力は次のように表される。

$$P_{\rm out} = G \left(P_{\rm signal} + P_{\rm thermal} + P_{\rm rx} \right) \tag{A.1}$$

$$= \frac{G^{\text{real}}}{2} \left\{ P^{\text{real}}_{\text{signal}} d_{\text{DP}} + P_{\text{thermal}} d_{\text{BB}} \varepsilon_{\text{win}} + P_{\text{side}} (1 - \varepsilon_{\text{win}}) + \frac{2P_{\text{noise}}}{G^{\text{real}}} \right\}$$
(A.2)

$$= G' k_{\rm B} \left\{ T_{\rm signal}^{\rm real} d_{\rm DP} + T_{\rm plate} d_{\rm BB} \varepsilon_{\rm win} + T_{\rm side} (1 - \varepsilon_{\rm win}) + T'_{\rm rx} \right\} \Delta \nu \qquad (A.3)$$

ここで、ゲイン $G' = G^{\text{real}}/2$ とノイズ $P'_{\text{rx}} = 2P_{\text{noise}}/G^{\text{real}} = k_{\text{B}}T'_{\text{rx}}\Delta\nu$ を新しく定義した。

必要な係数を推定するため、以下のような6つの実験を行いスペアナの出力を得る。

- アンテナの直上に室温 (T⁽¹⁾_{room} [K]) の黒体を置いた時の出力。
- (2) アンテナの直上に液体窒素 ($T_{LN_2} = 77 \text{ K}$) に浸した黒体を置いた時の出力。
- (3) 窓の上に室温 (T⁽³⁾_{room} [K]) の黒体を置いた時の出力。
- (4) 窓の上に液体窒素 $(T_{LN_2} = 77 \text{ K})$ に浸した黒体を置いた時の出力。
- (5) 実験装置を組み立てた状態で窓から平面波 (換算温度 T_{plane}) を入射させた時の 出力。
- (6) 実験装置を解体した状態で同強度の平面波 (換算温度 T_{plane}) を入射させた時の 出力。

それぞれ得られる出力は、

$$P_{\rm out}^{(1)} = G' k_{\rm B} (T_{\rm room}^{(1)} + T_{\rm rx}') \Delta \nu \tag{A.4}$$

$$P_{\rm out}^{(2)} = G' k_{\rm B} (T_{\rm LN_2} + T'_{\rm rx}) \Delta \nu \tag{A.5}$$

$$P_{\rm out}^{(3)} = G' k_{\rm B} \{ T_{\rm room}^{(3)} d_{\rm BB} \varepsilon_{\rm win} + T_{\rm side} (1 - \varepsilon_{\rm win}) + T'_{\rm rx} \} \Delta \nu \tag{A.6}$$

- $P_{\rm out}^{(4)} = G' k_{\rm B} \left\{ T_{\rm LN_2} d_{\rm BB} \varepsilon_{\rm win} + T_{\rm side} (1 \varepsilon_{\rm win}) + T'_{\rm rx} \right\} \Delta \nu \tag{A.7}$
- $P_{\rm out}^{(5)} = G' k_{\rm B} \{ T_{\rm plane} d_{\rm DP} + T_{\rm BB} + T'_{\rm rx} \} \Delta \nu$ (A.8)

$$P_{\rm out}^{(6)} = G' k_{\rm B} \{ T_{\rm plane} + T_{\rm BB} + T'_{\rm rx} \} \Delta \nu \tag{A.9}$$

である。これらを解くと、

$$G' = \frac{P_{\text{out}}^{(1)} - P_{\text{out}}^{(2)}}{k_{\text{B}}(T_{\text{room}}^{(1)} - T_{\text{LN}_2})\Delta\nu}$$
(A.10)

$$T'_{\rm rx} = \frac{P_{\rm out}^{(2)}}{G' k_{\rm B} \Delta \nu} - T_{\rm LN_2} \tag{A.11}$$

$$d_{\rm BB}\varepsilon_{\rm win} = \frac{P_{\rm out}^{(0)} - P_{\rm out}^{(1)}}{G'k_{\rm B}(T_{\rm room}^{(3)} - T_{\rm LN_2})\Delta\nu}$$
(A.12)

$$T_{\rm side}(1 - \varepsilon_{\rm win}) = \frac{P_{\rm out}^{(4)}}{G' k_{\rm B} \Delta \nu} - T_{\rm LN_2} d_{\rm BB} \varepsilon_{\rm win} - T'_{\rm rx}$$
(A.13)

$$T_{\text{plane}} = \frac{P_{\text{out}}^{(6)}}{G' k_{\text{B}} \Delta \nu} - T_{\text{BB}} - T'_{\text{rx}}$$
(A.14)

$$d_{\rm DP} = \frac{1}{T_{\rm plane}} \left(\frac{P_{\rm out}^{(5)}}{G' k_{\rm B} \Delta \nu} - T_{\rm BB} - T_{\rm rx}' \right) \tag{A.15}$$

が得られる。

以上より、転換光の強度を

$$P_{\rm signal}^{\rm real} = P_{\rm signal} \times \frac{d_{\rm BB}\varepsilon_{\rm win}}{d_{\rm DP}} \tag{A.16}$$

と再構成することができる。

参考文献

- P. A. R. Ade et al., "Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters," arXiv:1303.5076.
- [2] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 083C01 (2020) and 2021 update
- [3] DarkSide collaboration, "Constraints on Sub-GeV dark-matter electron scattering from the DarkSide-50 experiment," Phys. Rev. Lett. 121 (2018) 111303
 [arXiv:1802.06998] [INSPIRE].
- [4] LUX collaboration, "Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure," Phys. Rev. Lett. 118 (2017) 021303 [arXiv:1608.07648], [INSPIRE].
- [5] P. Arias et al., "WISPy cold dark matter," JCAP 1206 (2012) 013, [arXiv:1201.5902].
- [6] R. Catena, P. Ullio, "A novel determination of the local dark matter density," JCAP 08 (2010) 004, arXiv:0907.0018 [astro-ph.CO].
- [7] N. Tomita et al., "Search for hidden-photon cold dark matter using a K-band cryogenic receiver," JCAP09(2020)012, arXiv:2006.02828 [hep-ex].
- [8] J. Choi, H. Ishitsuka, S. Mima, S. Oguri, K. Takahashi, and O. Tajima, "Radiotransparent multi-layer insulation for radiowave receivers," Rev. Sci. Instrum. 84 (2013) 114502, arXiv:1306.5040 [astro-ph.IM].
- [9] QUIET Collaboration et al., "The QUIET Instrument," arXiv:1207.5562 [astroph.IM]
- [10] ANSYS, Inc., Southpointe, 2600 Ansys Drive, Canonsburg, PA 15317, USA, https://www.ansys.com/ja-jp/products/electronics/ansys-hfss
- [11] QUIET Collaboration et al., "FIRST SEASON QUIET OBSERVATIONS: MEASUREMENTS OF COSMIC MICROWAVE BACKGROUND POLAR-IZATION POWER SPECTRA AT 43 GHz IN THE MULTIPOLE RANGE $25 \leq \ell \leq 475$," 2011 ApJ 741 111, arXiv:1012.3191 [astro-ph.CO].
- [12] QUIET Collaboration et al., "Second Season QUIET Observations: Measurements of the CMB Polarization Power Spectrum at 95 GHz," 2012 ApJ 760 145, arXiv:1207.5034 [astro-ph.CO].

[13] Wilson, T., Rohlfs, K., and Huettemeister, S., [Tools of Radio Astronomy], Astronomy and AstrophysicsLibrary, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 5 ed. (2009).