

令和6年
修士学位論文

超伝導検出器を用いたミリ波帯域におけるパ
ラフォトン暗黒物質探索

(A search for paraphoton dark matter in
millimeter wave region
with a superconducting detector)

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻

浅井研究室

荻野 恭輔

研究概要

本研究ではパラフォトン (Dark Photon とも) と呼ばれる暗黒物質の候補の一つについて探索を行った。パラフォトンは質量を持ち電磁場と coupling constant χ によって非常に弱く結合する性質を持つ。そのため、金属の表面において通常の光に転換される性質が予想される。

実験では理化学研究所坂井星・惑星形成研究室が保有する SIS 検出器である SUMIRE を使用した。この検出機は ALMA のカートリッジ型受信機を用いており、216 ~ 264GHz 帯域、質量にして 0.89 ~ 1.09meV の領域において低ノイズでの高感度測定が可能である。手法としては Dish Antenna Method を採用しており、アルミ製の球面ミラーの表面でパラフォトンが通常的光子に変換される性質を利用し、パラフォトン由来の信号を SUMIRE を用いて検出することを目指した。

取得したスペクトルに対してピークサーチを行った結果、該当領域で有意なシグナルは検出されなかったが有意水準 95% にして $\chi \sim 10^{-10}$ での探索感度でパラフォトンの limit を更新することができた。

目次

Glossary and Abbreviations	4
図目次	4
表目次	7
第1章 研究背景	9
1.1 暗黒物質/WISPs とは	9
1.2 暗黒物質の局所速度分布	9
1.3 パラフォトンについて	10
1.4 Dish Antenna Method	11
1.5 先行研究	13
第2章 実験装置	16
2.1 実験概要	16
2.2 SUMIRE	17
2.2.1 受信機	17
2.2.2 SIS mixer	18
2.2.3 信号処理系	20
2.2.4 受信機ビーム特性	22
2.3 球面ミラー	24
2.3.1 球面ミラーの基本設計	24
2.3.2 球面ミラーのデザイン	26
2.4 その他の器具	29
2.4.1 各パラメータによるカップリングロス	30
第3章 キャリブレーションとアライメント	32
3.1 キャリブレーション	32
3.2 アライメントの手法	33
3.3 有効面積測定	36
3.3.1 測定手法	36
3.3.2 ビームウエスト推定	38
3.3.3 有効面積の計算	39

第 4 章 本測定と解析	41
4.1 ゲインのリニアリティ	43
4.2 パワーキャリブレーション	45
4.3 スプリアスの確認と除去	47
4.4 ベースラインフィット	52
4.5 ピークサーチ	54
第 5 章 系統誤差	63
5.1 光学系による系統誤差	63
5.1.1 表面アラサによるパワーロス	63
5.1.2 表皮効果による導体損失	64
5.1.3 スピルオーバーによる損失	64
5.1.4 球面ミラーのアライメントによる不定性	64
5.2 フィッティングによる系統誤差	66
5.3 周波数分解能によるシグナルの不定性	68
5.4 周波数誤差による不定性	69
5.5 まとめ	70
第 6 章 結果と考察	72
6.1 本研究におけるパラフォトンの探索感度	72
6.2 改善点	73
6.2.1 系統誤差の改善	73
6.2.2 スプリアスのより正確な評価	75
6.2.3 その他の改善点	76
6.3 展望	77
第 7 章 謝辞	78
付 録 A Appendix	79
A.1 Look elsewhere effect	79

Glossary and Abbreviations

DM	Dark Matter
ALPs	Axion Like Particles
CMB	Cosmic Microwave Background
SIS	Superconductor-Insulator-Superconductor
IF	Intermediate Frequency
LO	Local Oscillator
NDF	Number of Degree of Freedom
FFT	Fast Fourier Transform
XFFTs	eXtended bandwidth FFTS
RMS	ROOT Mean Square

目 次

1.2.1 SHM モデルにおける DM 速度分布	10
1.4.1 Dish Antenna Method における信号集光の模式図。	13
1.5.1 パラフォトン探索状況のグラフ	14
1.5.2 ミリ波領域付近の暗黒物質探索の現状	15
1.5.3 光子と結合する宇宙論的ベクター粒子存在量の直接検出の見通しを表した図	15
2.1.1 実験装置のセットアップ	16
2.2.1 SUMIRE のブロックダイアグラム	17
2.2.2 SUMIRE の受信機内部の写真	18
2.2.3 SIS mixer における状態密度とエネルギーの関係	19
2.2.4 ヘテロダイン受信機のブロックダイアグラム	20
2.2.5 f_{LO} と各 XFFT との関係	20
2.2.6 IF 変換ユニットのダイアグラム	21
2.2.7 三つの隣接するチャンネルにおける周波数応答	22
2.2.8 XFFTS への信号導入の様子	22
2.2.9 受信機内部の光学系	23
2.2.10 本実験の光学系におけるガウシアンビーム径	24
2.3.1 球面ミラーの図面	25
2.3.2 球面ミラーの写真	26
2.3.3 パラフォトン変換前後の運動量の概略図	28
2.3.4 球面ミラーの設置位置に対するカップリング効率の変化	29
2.4.1 ミラー位置調節器具の一覧	30
2.4.2 z 軸、x-y 軸方向にずれた時のカップリング値	31
2.4.3 z 軸、角度方向にずれた時のカップリング値	31
3.1.1 77K 黒体のキャリブレーション測定	33
3.1.2 室温黒体のキャリブレーション測定	33
3.1.3 検出器、黒体、ミラーの位置関係を表した図	33
3.2.1 レーザー墨出し器による調整の様子	34
3.2.2 アライメント時のパワーメータ出力	35
3.3.1 アライメントに用いた装置の全体像	36
3.3.2 フレーム同士の接続部分を拡大した図	37
3.3.3 x 軸方向に黒体をスライドさせた時のパワーメータ出力	38

3.3.4 y 軸方向に黒体をスライドさせた時のパワーメータの出力	38
3.3.5 球面ミラー上におけるガウシアンビームのパワー分布	39
4.0.1 $m_{\gamma} = 223\text{GHz}$ の場合のシグナルの形状	43
4.1.1 ゲインのリニアリティの確認	44
4.1.2 全帯域におけるゲインの不定性	44
4.2.1 232 ~ 234GHz 帯域における各測定で得られたスペクトルの図	45
4.2.2 232 ~ 234GHz 帯域の測定におけるゲイン/システム雑音のグラフ	46
4.2.3 全帯域におけるキャリブレーション後のミラースペクトル	46
4.3.1 230 ~ 232GHz 帯域の 77K 黒体放射のスペクトル	47
4.3.2 230 ~ 232GHz 帯域の 77K 黒体放射スペクトルの一階微分、並びに二階微分値	48
4.3.3 230 ~ 232GHz 帯域でのキャリブレーションデータの二階微分	49
4.3.4 230 ~ 232GHz 帯域にてリジェクトされた点の例	49
4.3.5 224GHz 周辺で f_{LO} をずらしながら測定した液体窒素温度黒体のスペクトル	50
4.3.6 各 XFFTS における、全測定でスプリアスが確認されたチャンネルの数	51
4.4.1 ベースラインフィットの一例	52
4.4.2 224 ~ 226GHz 帯域および 226 ~ 228GHz 帯域でのベースラインフィットの χ^2/NDF の分布	53
4.4.3 224 ~ 226GHz ならびに 226 ~ 228GHz 帯域におけるキャリブレーション後のスペクトル	53
4.4.4 216 ~ 218GHz 帯域のベースラインおよび一区分ごとに 20 チャンネル分ずつけたエラーの分布	54
4.5.1 ピークフィットの例	55
4.5.2 $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラム	55
4.5.3 216 ~ 218GHz 帯域のピークフィットにより得られた P_{fit} の分布	55
4.5.4 2GHz ごとにフィットした結果の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の分散	56
4.5.5 エラーの過小評価分を補正した後の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラム	56
4.5.6 確認された excess に相当するスペクトル	56
4.5.7 excess が確認された周波数周辺の 77K 黒体スペクトル並びに球面ミラー測定時のスペクトル	57
4.5.8 excess が確認された周波数周辺のゲインおよびシステム雑音	57
4.5.9 f_{LO} をずらして測定した 4 パターンのミラースペクトル、および 4 つの測定データの標準偏差	58
4.5.10 216 ~ 218GHz 帯域における $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の平均値とそのヒストグラム	58
4.5.11 全周波数帯域における $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の平均値	59
4.5.12 二通りのエラーをつけた場合のそれぞれの $\Delta P_{fit,95\%C.L.}$	60
4.5.13 グローバルにエラーをつけた時の ΔP_{fit} の分布	60
4.5.14 216 ~ 218GHz 帯域におけるピークフィットの χ^2/NDF の分布	61
4.5.15 全測定帯域における $\Delta P_{95\%C.L.}$ のグラフ	61

5.1.1 周波数に応じたビームウエストの位置	65
5.2.1 220GHz における $P_{given} = 1000$ のシグナルにホワイトノイズを乗せたスペクトル	67
5.2.2 フィッティングにより得られた P_{fit} を ΔP_{fit} の平均で除したもの	67
5.2.3 フィット回数を増やしていった時のフィット結果の収束性	68
5.3.1 チャンネルの範囲内でパラフォトンの質量をシフトさせた時のシグナルの形状の変化	68
5.3.2 周波数分解能の幅 $\pm 35\text{MHz}$ の範囲でパラフォトンの質量を変化させた時のフィッティング精度の評価。	69
5.4.1 周波数誤差による P_{fit} の誤差。	70
6.1.1 216 ~ 264GHz 帯域におけるパラフォトンの探索感度	72
6.1.2 全測定帯域において図 6.1.1 の結果を既存の探索状況の図に重ねたもの。	73
6.2.1 $x - \phi$ 方向のアライメントによるカップリング	74
6.2.2 $y - \phi$ 方向のアライメントによるカップリング	74
6.2.3 回転と平行移動を同時に行った時のビームと球面ミラーの模式図	74
6.2.4 $z - \theta$ 方向のカップリング	75
6.2.5 本測定における結果に、narrow mode を用いた場合に予想される探索感度を重ねた図。	76

表 目 次

2.2.1 XFFT の各種性能値	21
2.3.1 球面ミラーの各種パラメータ	25
2.4.1 アライメント調節器具の性能	30
3.2.1 各パラメータのアライメント精度	35
3.2.2 アライメント後の各測定対象におけるパワーメータの値	35
4.3.1 アライメント調節器具の性能	50
5.1.1 アライメントによる誤差の一覧	66
5.5.1 実験における系統誤差一覧	70

第1章 研究背景

本章では探索対象であるパラフォトン暗黒物質とその探索手法、探索の現状について解説する。

1.1 暗黒物質/WISPsとは

暗黒物質とは宇宙に存在する物質・エネルギーのうちの27%を占めるとされている物質である [1]。1933年に宇宙に不可視の質量分布の存在が示唆されて以降 [2]、重力レンズ効果 [3] や宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)、銀河の回転カーブ [4] など様々な角度の観測からその存在を示す現象が確認されている [5]。それらの調査により暗黒物質の性質として、標準粒子と弱結合する、現在存在する暗黒物質密度の説明ができる、非相対論的な速度での運動などの制約が課された。

暗黒物質の詳細については現在まで不明となっているが複数のモデルが候補として挙げられている。これらは素粒子論からの候補と天文学からの候補、Hot dark matter と Cold dark matter などに大別することができる。素粒子論からの候補として有力なものはニュートラリーノ [6] のような重い粒子 ($m > 100\text{GeV}$) を始めとする WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles) と呼ばれる粒子である。WIMPs は TeV スケールの加速器実験 [7] や XENON などの希ガスシンチレータ、ガンマ線観測など直接探索、間接探索双方から様々な手法で探索が進められている。一方、天文学からの候補で有力な候補としては MACHO[8] 等がある。

これらと並ぶ暗黒物質の候補として WISPs(Weakly Interacting Slim Particles) がある [9]。WISPs とは、通常の物質と非常に弱い相互作用をする sub-eV スケールの粒子を指しており、代表的な例としてアクシオンや ALPs(Axion-Like-Particles) などである [10]。これらの候補は大域的対称性の破れから生じる南部・ゴールドストーン粒子として表れる [11]。他の候補としては質量の極めて小さい hidden U(1) ゲージ粒子があり、本研究の探索対象であるパラフォトンはまさにこの新しい U(1) 対称性に対応するゲージボソンである。

WISPs は WIMPs とは異なり、TeV スケールの加速器実験をはじめとする高エネルギー実験以外の低エネルギー実験でも精力的に探索が行われている。具体的な実験手法は 1.5 節にて紹介する。

1.2 暗黒物質の局所速度分布

ここでは銀河系の中心から広がる Dark Matter(DM) ハローの太陽系付近における速度分布について述べる。正確な速度分布に関しては未だに議論されているが今回はシンプルなモデルである Standard Halo Model(SHM) を採用する。このモデルにおいては DM ハローは等方球対称であり、銀河中心から見た時の DM 局所速度分布は

$$f_{gal}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{v_0^3} \exp(-|\mathbf{v}|^2/2\sigma_v^2) \Theta(v_{esc} - |\mathbf{v}|) \quad (1.2.1)$$

$$v_0 = \sqrt{2}\sigma_v \quad (1.2.2)$$

ここで σ_v は速度分散であり、 v_0 は太陽系の公転速度として 220km/s をとる [12]。また、DM 速度は銀河の脱出速度から上限 v_{esc} に制限されている。

実験室系 (地球上) に直すと

$$f_{Earth}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{v_0^3} \exp\{-|\mathbf{v} - \mathbf{v}_E|^2/2\sigma_v^2\} \Theta(v_{esc} - |\mathbf{v}|) \quad (1.2.3)$$

ここで \mathbf{v}_E は銀河中心系での地球の速度であるが、地球の公転速度は 29.7km/s である。そのため、式 (1.2.3) の指数の肩のように二乗スケールを考えると影響は十分無視できるため、 $\mathbf{v}_E \sim \mathbf{v}_0$ としてよい。

速さの分布は図 1.2.1 の赤線の通りとなる。

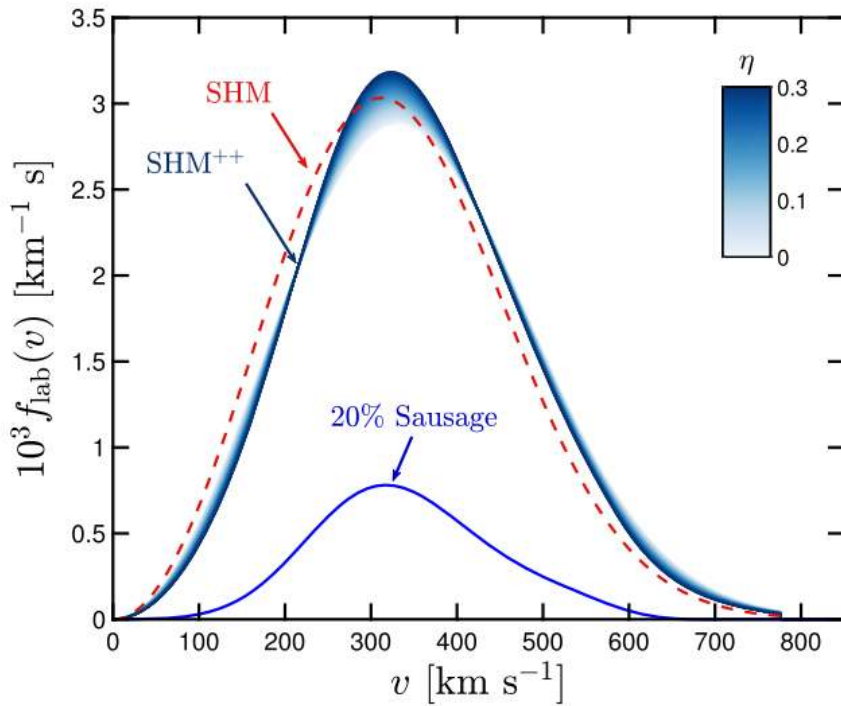


図 1.2.1: SHM と SHM⁺⁺ それぞれのモデルにおける実験室系での DM の速度分布を表したグラフ [12]. SHM が球対称な DM ハローを想定した分布であるのに対し、SHM⁺⁺ は球対称の分布 $f_R(\mathbf{v})$ にガイア・ソーセージと呼ばれる矮小銀河の痕跡からの効果 $f_s(\mathbf{v})$ を η の割合で加えて $f(\mathbf{v}) = (1-\eta)f_R(\mathbf{v}) + \eta f_s(\mathbf{v})$ としている。

なお 1.2.1 には記載されていないが、SHM の場合は $v_{esc} = 533\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ であることが分かっており、この値で DM 速度が制限されている [13]。

1.3 パラフォトンについて

パラフォトンとは前述したように WISPs の一種である。超重力や超弦理論においては標準理論粒子 (SM 粒子) である visible-sector に対して非常に弱く結合する hidden-sector の存在が予測されている。このうちパラフォトンは U(1) 対称性を持つゲージボソンに対応する粒子である。[14]。

hidden U(1) 対称性を付加した場合のラグランジアンは式 (1.3.1) の通り。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} - \frac{\chi}{2}F^{\mu\nu}X_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 X^\mu X_\mu + J^\mu A_\mu \quad (1.3.1)$$

$$X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu \quad (1.3.2)$$

ここで、 $F_{\mu\nu}$ はゲージ場 A^μ による通常の電磁場テンソル、 $X_{\mu\nu}$ は hidden sector のゲージ場 X^μ に対応した場のテンソル、そして J^μ は通常の電磁カレントである。第一、第二項はそれぞれ電磁場、hidden sector のゲージ場についての運動量項であり、第三項において光子とパラフォトンの kinetic mixing が起きている。現在このパラメータ χ の値は、IIB 型超弦理論のコンパクト化の観点から理論的に $10^{-12} \leq \chi \leq 10^{-3}$ と予想されている [10]。第四項はヒッグス機構によって生じる質量項である [15]。

基底を $X^\mu \rightarrow X^\mu - \chi A^\mu$ と取り直すことにより、以下のようにラグランジアンを直交化することができる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 (X^\mu X_\mu - 2\chi X^\mu A_\mu + \chi^2 A^\mu A_\mu) + J^\mu A_\mu \\ &= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}X^{\mu\nu}X_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\gamma'}^2 \begin{pmatrix} A_\mu \\ X_\mu \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ X_\mu \end{pmatrix} + J^\mu A_\mu \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

式 (1.3.3) の二行目において第三項目 (質量項) が非対角であることから光子-パラフォトン振動が発生する。周波数 ω , 運動量 \mathbf{k} の平面波の運動方程式は

$$\left[(\omega^2 - k^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - m_{\gamma'}^2 \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.3.4)$$

ここでローレンツゲージは $\partial^\mu A_\mu = \partial^\mu X_\mu = 0$ を選び、パラフォトンの速度が非相対論的であることから $X^0 \sim A^0 \sim 0$ とした。この運動方程式から二つの平面波解が得られる。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{X}_0 \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i(\mathbf{k}_0 \mathbf{x} - \omega t)) \quad (1.3.5)$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{A}_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(i(\mathbf{k}_1 \mathbf{x} - \omega t)) \quad (1.3.6)$$

ここでは運動量は

$$k_0^2 = \omega^2 - m_{\gamma'}^2 (1 + \chi^2) \quad (1.3.7)$$

$$k_1^2 = \omega^2 \quad (1.3.8)$$

の関係を満たす。 χ が非常に小さいことから式 (1.3.6) が電磁場の解、式 (1.3.5) がパラフォトン場の解となる。

1.4 Dish Antenna Method

本研究で用いる探索手法は Dish Antenna Method と呼ばれる手法である。パラフォトン場 \mathbf{X} の方向については二つの条件を課す。

- (i) \mathbf{X}_0 は一様等方に分布している。
(ii) パラフォトン はランダムな方向に運動しており気体のように振る舞う。

暗黒物質のエネルギー密度は $\rho_{CDM,halo} \sim 0.3 \text{ GeV/cm}^3$ であるので [12]

$$\rho_{\gamma'} = \frac{1}{2} m_{\gamma'}^2 \langle |\mathbf{X}_0|^2 \rangle \sim 0.3 [\text{GeV/cm}^3] \quad (1.4.1)$$

となる。ここで、パラフォトン由来の電場は

$$\mathbf{E}_{DM} = -\partial_0 \mathbf{A} = \chi m_{\gamma'} \mathbf{X}_0 \quad (1.4.2)$$

である。

従って \mathbf{E}_{DM} の振動は $\rho_{\gamma'}$ を用いて

$$\sqrt{\langle |\mathbf{E}_{DM}|^2 \rangle} = \chi \sqrt{2\rho_{\gamma'}} \sim 3.3 \times \frac{V}{m} \left(\frac{\chi}{10^{-12}} \right) \left(\frac{\rho_{\gamma'}}{0.3 \text{ GeV/cm}^3} \right) \quad (1.4.3)$$

今、境界条件を考えない場合のパラフォトン場は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_{\gamma'} \end{pmatrix} = -m_{\gamma'} \mathbf{X}_0 \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp(-i\omega t) \quad (1.4.4)$$

これに対して、平面に無限に広い導体板を考えるとその境界条件は

$$\mathbf{E}_{||}(x=0, y, z, t) = 0 \quad (1.4.5)$$

したがって導体のミラーを考えた時、ミラーに平行な成分を打ち消すために

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_{\gamma'} \end{pmatrix}_{out} = \mathbf{E}_{DM,||} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{x})) \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \quad (1.4.6)$$

の電場が導体表面から放射されると考えられる。ここで $\mathbf{E}_{DM,||}$ の添字 $||$ は、導体板に対して平行な成分であることを意味している。実際に、 $x=0$ の平面において式 (1.4.4) のパラフォトン解にミラーから放射される電場を重ね合わせると

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_{\gamma'} \end{pmatrix}_{total,||} &= \mathbf{E}_{DM,||} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) + \frac{1}{\chi} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \right]_{x=0} \exp(-i\omega t) \\ &= \mathbf{E}_{DM,||} \frac{1}{\chi} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 + \chi^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.4.7)$$

となり、確かにミラー表面に平行な方向の境界条件が満たされていることが確認できる。

本研究ではこのパラフォトンから変換されて放射される通常の電場を、球面ミラーを用いることで検出器に集光するセットアップで実験を行った。今回注目している質量領域はミリ波に対応する領域であるため、ミラーの径に比べて非常に小さい。

$$r_{dish} \gg \lambda = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{m_{\gamma'}} \quad (1.4.8)$$

これによって回折の効果を無視できるため幾何光学を近似として用いることができ、球面ミラーから放射される電磁波は全て導体に対して垂直な方向に放射されると考えることができる。従って電磁波は図 1.4.1 のようにその球面の中心に集まるはずである [16]。これに対して背景放射は中心には収束していかない。

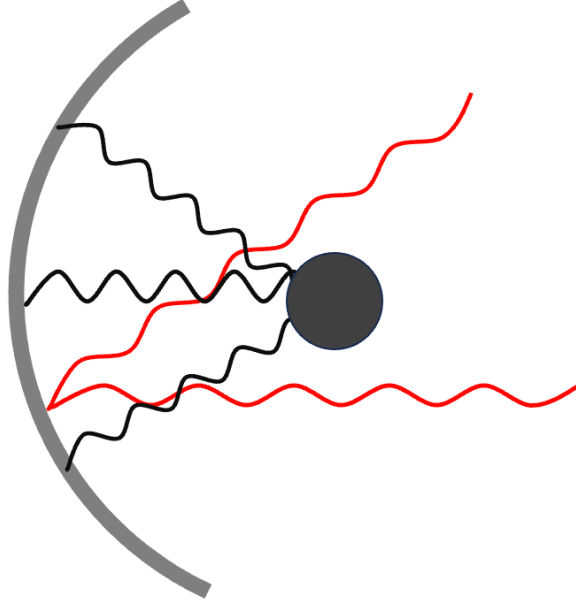


図 1.4.1: Dish Antenna Method における集光の模式図。黒線はパラフォトンからの転換光を表しており球面ミラーの中心に集光されているのに対し、赤線は通常の電磁場を表している。

球面の中心に集光されるパワー P_{center} は球面ミラーの面積に比例し、

$$P_{center} \sim A_{mirror} \langle |\mathbf{E}_{DM,||}|\rangle \quad (1.4.9)$$

と表すことができる。ここで $\langle |\mathbf{E}_{DM,||}|\rangle$ は

$$\langle |\mathbf{E}_{DM,||}|\rangle = \chi^2 \rho_{CDM,halo} \alpha^2 \text{ where } \alpha = \begin{cases} |\cos \theta| & \text{for case(a)} \\ \sqrt{2/3} & \text{for case(b)} \end{cases} \quad (1.4.10)$$

となる。ここで θ は DM と金属表面のなす角を表しており、case(a) はパラフォトンが一定の方向を向いている場合、case(b) はパラフォトンが気体のようにランダムに運動している場合に対応している。

以上の結果から、mixing parameter χ は

$$\chi = 4.5 \times 10^{-14} \left(\frac{P_{det}}{10^{-23} W} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{0.3 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{CDM,halo}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1 \text{ m}^2}{A_{eff}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right) \quad (1.4.11)$$

と計算することができる [16]。

1.5 先行研究

パラフォトンの探索は様々な手法を用いて行われている。2021 年時点でのパラフォトンの探索状況 ($m_{\gamma'} - \chi$) を図 1.5.1 に示す [17]。

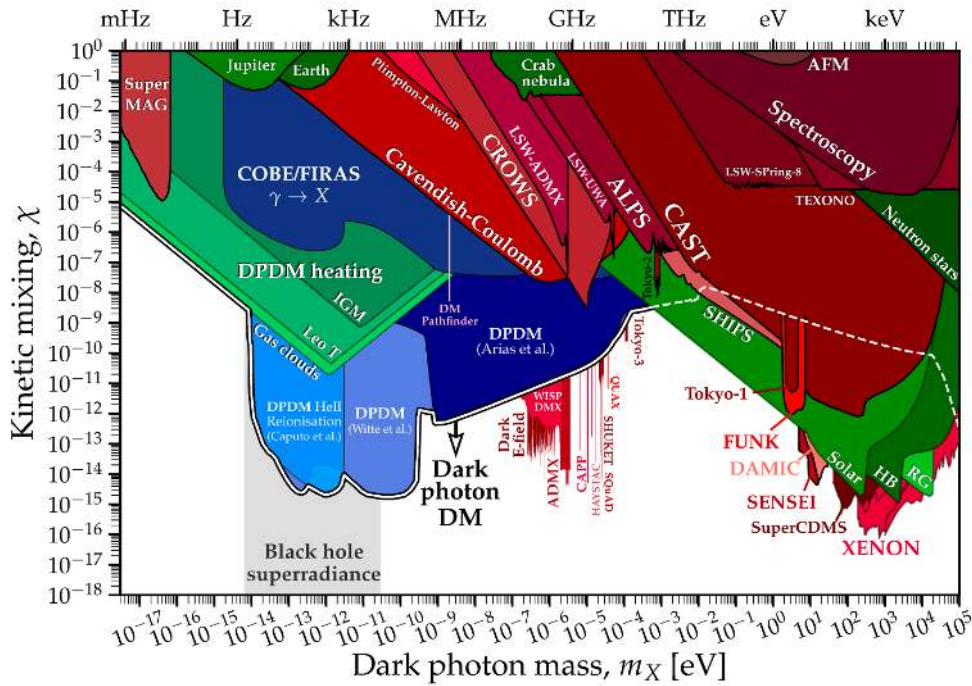


図 1.5.1: パラフォトンへの制限を示したグラフ。横軸はパラフォトンの質量 m_γ 、縦軸は mixing parameter χ に対応している

図 1.5.1 において色がついている領域は既に探索が行われた領域を示しており、色ごとにアプローチが大別されている。青は宇宙論による制限、赤は実験による制限、緑は天体物理学による制限にそれぞれ対応している。白い領域は未探索領域であり暗黒物質の候補となる領域である。以下で代表的な制限に関して簡潔な解説を行う。

存在している暗黒物質のモデルによらない実験による制限としてはクーロン力を利用した実験がある。例えばキャベンディッシュの実験 [18] や原子分光法、地球・木星の静磁場を利用した実験 [19, 20] などがある。

また、実験室系での代表的な直接探索手法の一つである LSW(Light-Shining-through-Walls) 実験がある。これは光子-パラフォトン振動による光子の壁の透過を利用してパラフォトンを検出する手法である。この手法を用いた実験は ALPs[21],SPring-8[22],UWA[23, 24] で実施されており、またマイクロ波を利用した ADMX[25] や CROWS[26] などの実験も行われている。また、SHIPS[27],CAST[28] は太陽由来のパラフォトンから制限をつけたものとなっている。

パラフォトンのみに着目した実験としては Dish Antenna Method を用いた FUNK[29]、SHUKET[30]、Tokyo1.2.3[31, 32, 33] などがあり、それぞれ使用されている検出器や信号の放射体の形状が異なる。

宇宙論から付けられている制限としては Arias[9],Witte[34],Caputo[35] の研究がある。高い質量領域における宇宙物理学からの制限としては赤色巨星 [36]、中性子星 [37] の冷却理論に基づいた制限がある。

次に今回着目しているミリ波領域周りの探索状況を図 1.5.2 に示す [38]。

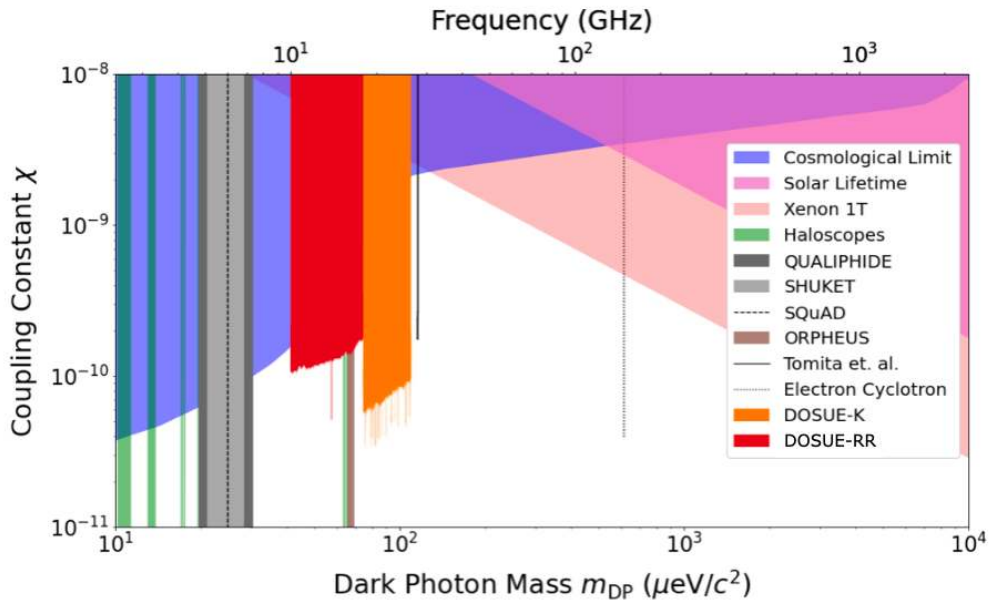


図 1.5.2: ミリ波領域付近の暗黒物質探索の現状

本実験の探索領域である meV 付近の領域の探索で最も強い制限がつけられているのは XENON 1T による電子反跳を用いた暗黒物質探索実験によるものである [39]。

また、 $100\mu\text{eV}$ 以下の質量帯域において、DOSUE-RR[38, 40] では極低温ミリ波受信機を用いることで $41 \sim 74\mu\text{eV}$ ならびに $74 \sim 110\mu\text{eV}$ の領域において高感度探索を行なっている。さらに Q-bit を用いた探索実験も存在する [41]。本研究では質量にして $0.89 \sim 1.01\text{meV}$ 領域に感度をもつ SIS 検出器 SUMIRE を用いて従来より高い感度でのパラフォトン探索を目指した。この領域は WISPs の中でも High-scale inflation を起源とした場合に矛盾なく説明できる領域であり、暗黒物質の検出以外にもモチベーションを持つ [42]。

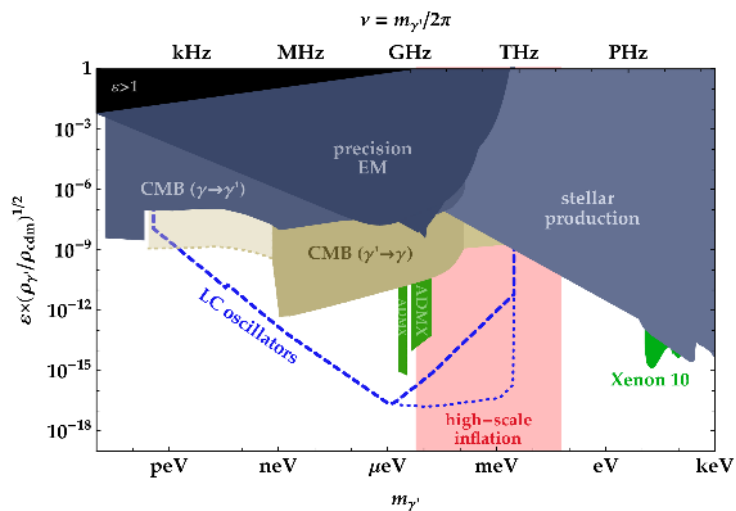


図 1.5.3: 光子と結合する宇宙論的ベクター粒子存在量の直接検出の見通しを表した図 [42]。中央の meV 付近の赤い領域は High-scale inflation によってベクター粒子に対して自然に全量の暗黒物質を生成する。

第2章 実験装置

本章では本研究を実施するにあたって用いた各種実験装置の説明を行う。

2.1 実験概要

具体的な実験装置の解説を行う前に、実験の概要について解説を行う。 10^{-1}meV 以下の領域では様々な検出器を用いることで高感度探索が進められているが meV 領域は現状電子反跳を利用した XENON 1T による実験からの制限以上の感度での探索はほとんど行われていない。そのため本研究ではこの meV 領域に着目し、世界最高感度でのパラフォトン探索を目指した。実験では sub THz に高い感度を持つ超伝導検出器 SUMIRE を検出器に使い、Dish Antenna Method によって探索を行った。SUMIRE は $216 \sim 264\text{GHz}$ の広帯域において高感度探索が可能であり、この周波数は質量にしておよそ 1meV に対応している。

図 2.1.1 は実験装置全体の写真である。



図 2.1.1: 実験装置のセットアップ

写真右側の金属の円筒状の装置は本実験で使用する検出機である SUMIRE、中央付近の装置はキャリブレーションの際に用いる黒体・反射板、そして左には本実験においてパラフォトンからの転換光の放射体の役割を担う球面ミラーが設置されている。以降の節ではこれらの要素について一つずつ解説を行う。

2.2 SUMIRE

この節では SUMIRE の検出システムについて解説する。SUMIRE は理化学研究所の坂井星・惑星形成研究室が保有する SIS 検出器であり、Spectrometer Using superconductor MIxer REceiver の略である。本来は正体不明の分子スペクトル線の周波数を測定するために開発された、2 サイドバンドの検出器であり、受信機として ALMA 型のカートリッジ受信機が用いられている。SIS mixer により低ノイズな IF 変換を実現しており、216~264GHz の広帯域に感度を持っている。

図 2.2.1 は SUMIRE 全体のブロックダイアグラムである。

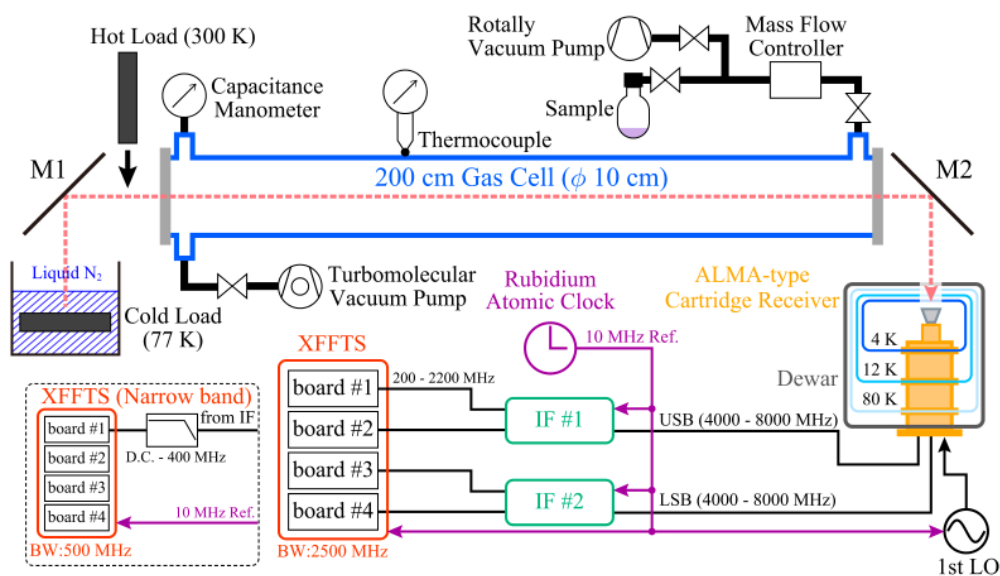


図 2.2.1: SUMIRE のブロックダイアグラム [43]。

分子スペクトルの測定の際は中央のガスセルに測定対象の気体を封入し、液体窒素温度 (77K) の黒体放射をバックグラウンドとして測定を行う。受信機の内部は 4K と低温になっており入射した高周波 (RF) を低ノイズで中間周波数 (IF) に変換し、後段の信号処理系に渡す流れとなっている。

本実験においてはガスセルは使用せず、受信機を方向を 180° 反対に向けて使用する。次節では受信機内部の構造やその仕組みについて述べる。

2.2.1 受信機

受信機内部構造の写真は図 2.2.2 の通り。

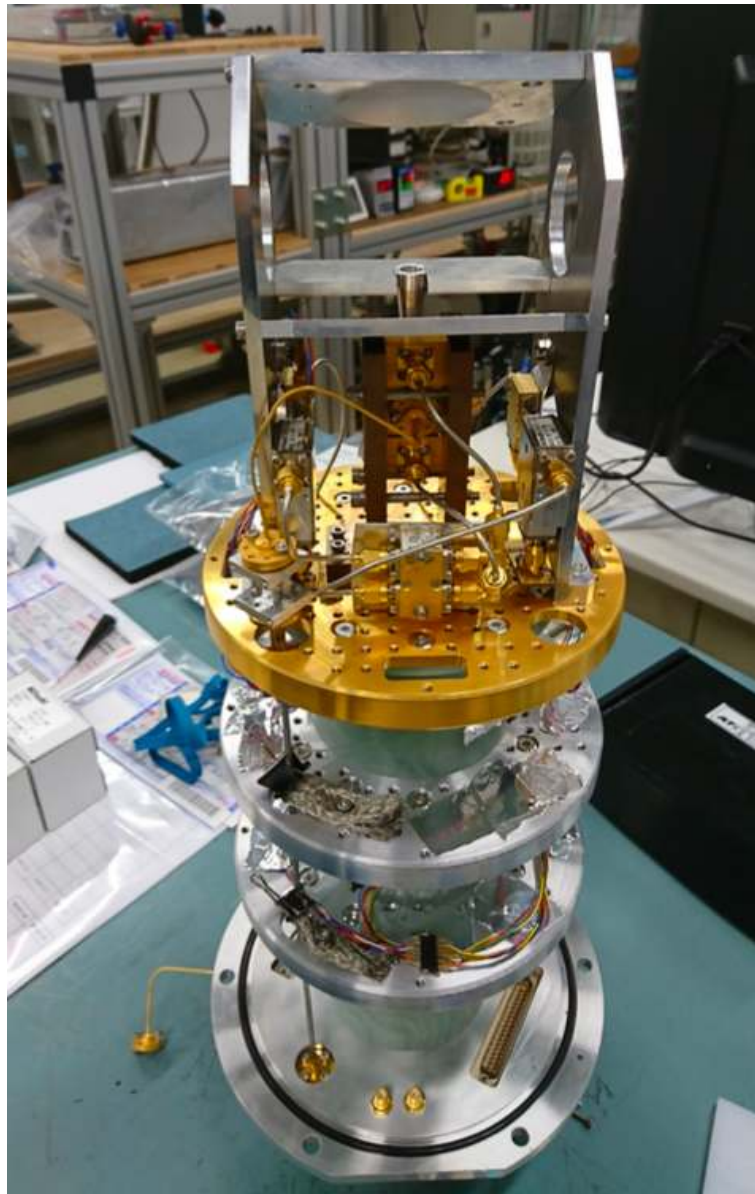


図 2.2.2: SUMIRE の受信機内部の写真

図 2.2.1 でも示されているように、受信機内部は三層の低温層に分かれている。また二つの SIS mixer を用いた 2SB 構造となっており、IF 領域において USB(Upper Side Band) と LSB(Lower Side Band) の二つの帯域に分けて同時測定することができる。

2.2.2 SIS mixer

受信機の雑音に比べてはるかに微弱なミリ波の電波を、S/N 比を劣化させずに直接増幅することは困難である。SUMIRE は SIS mixer を用いて高周波を低雑音で中間周波数 (IF) に変換し、そののちに低雑音の増幅器で増幅する手法を取っている。そのため SIS mixer はミリ波帯域におけるパラフォンの高感度探索を実現する肝となる部分である。

SIS とは Superconductor-Insulator-Superconductor の略であり、絶縁体を超伝導体で挟んだ SIS 接合により生じるトンネル電流の強い電流-電圧非線形性を mixing に用いる。SIS mixer においては微弱な

入射波 f_S に対して大きな振幅を持つ局部発振周波数 f_{LO} を混合することで中間周波数 $f_{IF} = |f_S - f_{LO}|$ に変換する仕組みとなっている。

図 2.2.3 は SIS のエネルギーバンド図である。

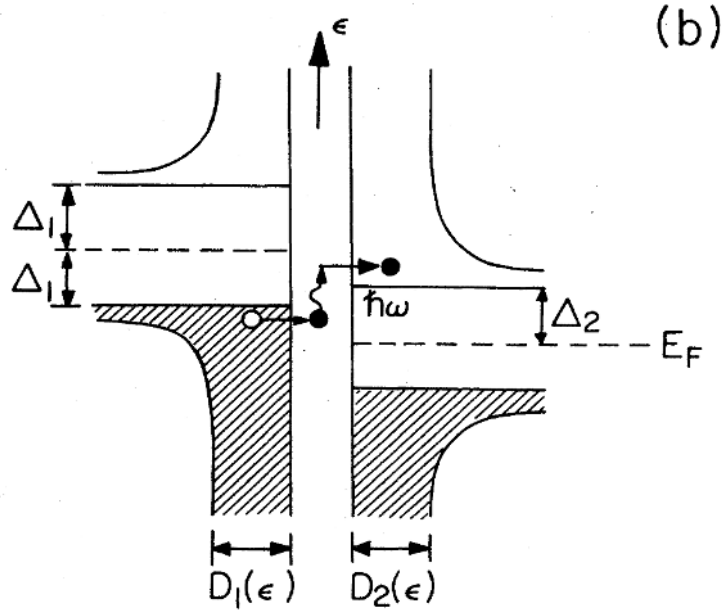


図 2.2.3: SIS mixer における状態密度とエネルギーの概略図 [44]。図の $\Delta_{1,2}$ ならびに $D_{1,2}(\epsilon)$ はそれぞれ常伝導体を挟んだ二つの超伝導体の超伝導エネルギーギャップと状態密度を表している。

通常、片側にバイアス電圧 V_0 を印加した際にバイアス電流が流れる条件は $eV_0 > \Delta_1 + \Delta_2$ である。しかし、 $eV_0 < \Delta_1 + \Delta_2$ の状態においても、周波数 ω のミリ波フォトンが n 個吸収された際に $eV_0 + n\hbar\omega > \Delta_1 + \Delta_2$ であると準粒子がトンネルしてバイアス電流が流れる。

この高周波における非線形トンネル接合の量子応答の具体的な原理について簡単に述べる。SIS 接合の片側が接地されているとし、絶縁体を挟んで反対側の超伝導体には

$$V(t) = V_0 + V_\omega \cos \omega t \quad (2.2.1)$$

の電圧が印加されているとする。ここで V_0 が調節可能な直流電圧、 $V_\omega \cos \omega t$ は高周波信号による電圧に対応している。この時、接地されていない方の極の一電子状態は

$$\begin{aligned} \psi_i(x, t) &= \psi_i(x) \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int^t dt' [E_i + eV(t')] \right] \\ &= \psi_i(x) \exp[-i(E_i + eV_0)t/\hbar] \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(eV_\omega/\hbar\omega) e^{-in\omega t} \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

ここで E_i は非摂動のプロット状態のエネルギーであり、 J_n は第一種ベッセル関数である。この式から直流電圧 $V_0 + n\hbar\omega/e$ は確率振幅 $J_n^2(eV_\omega/\hbar\omega)$ で取りうるのでトンネル電流は

$$I_0(V_0, V_\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(eV_\omega/\hbar\omega) I_{dc}(V_0 + n\hbar\omega/e) \quad (2.2.3)$$

なお I_{dc} は変調がない場合の直流電流に対応している。以上の原理より SIS mixer の非線形な I-V 特性が引き起こされており、従来用いられていた Schottky mixer などの mixer に比べて非常に高い中間周

波数への変換効率を実現している。図 2.2.4 はホーンアンテナ周りのブロックダイアグラムを表した図である。

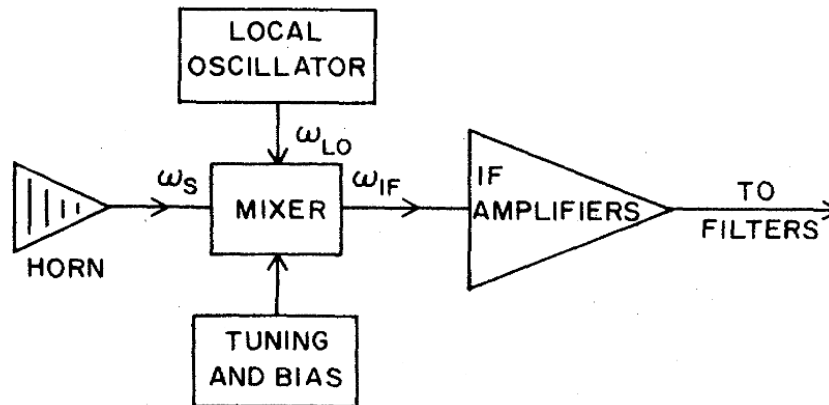


図 2.2.4: ヘテロダイン受信機のブロックダイアグラム [44]。

SUMIRE ではホーンアンテナから入射した信号が局部発振器からの放射と mixer で混合することで 4 ~ 8GHz の中間周波数にダウンコンバートされ、後段の信号処理系に渡される。次節では信号処理系の流れについて述べる。

2.2.3 信号処理系

受信機は二つの SIS mixer を用いた 2SB 型であり、この二つの SIS mixer ならびに RF 90° ハイブリッドカップラー、IF 90° ハイブリッドカップラーによって Upper SideBand(USB), Lower SideBand(LSB) の二つに分けられる。これらはそれぞれ絶対値が 4 ~ 8GHz である。この二つの出力は IF converter によってさらに低周波にダウンコンバートされる。手順としては、最初に USB, LSB の 4000 ~ 8000MHz の信号がそれぞれ 4000 ~ 6000MHz と 6000 ~ 8000MHz の二つの IF 信号に分割される。前者の Upper Side, Lower Side がそれぞれ USBI と LSBI, 後者は USBO と LSBO と呼ばれる。局部発振周波数 f_{LO} に対する各 XFFT の関係を示した図が図 2.2.5 となる。

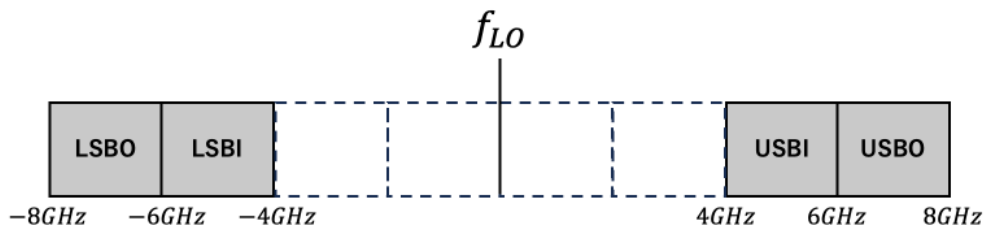


図 2.2.5: f_{LO} と各 XFFT との関係

f_{LO} よりも高い周波数帯が USB, 低い周波数帯が LSB に導入され、末尾の I(IN), O(OUT) はそれぞれ f_{LO} に関して内側、外側であることを意味する。分割された信号は IN 側では 3800MHz、OUT 側で

は 8200MHz の局部発振周波数と mix することにより 200 ~ 2200MHz の信号に変換される。そして < 2500MHz のローパスフィルタを通過した後に XFFTS に導入される流れとなっている。この一連の流れを示したものが図 2.2.6 となる [45]。

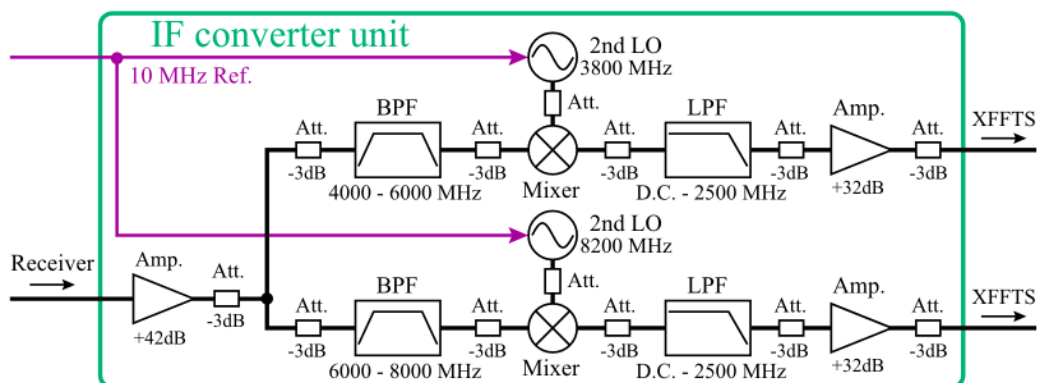


図 2.2.6: IF 変換ユニットのダイアグラム

表 2.2.1 で XFFTS のハードウェアならびにパイプライン処理の性能についてまとめる [45]。

表 2.2.1: XFFT の各種性能値

最大 ADC サンプルングレート	5GS/s
ADC 入出力分解能	10Bit
処理帯域幅	2.5GHz
スペクトルチャンネル数	32767
チャンネル幅	76.3kHz
スペクトル分解能	88.5kHz
スロット数	8

表 2.2.1 を見ると、チャンネル幅とスペクトル分解能が一致していないことが確認できる。これはゲインのチャンネルに対する周波数応答が図 2.2.7 のようになっており、チャンネル幅の外にも一定の感度を持つからである。

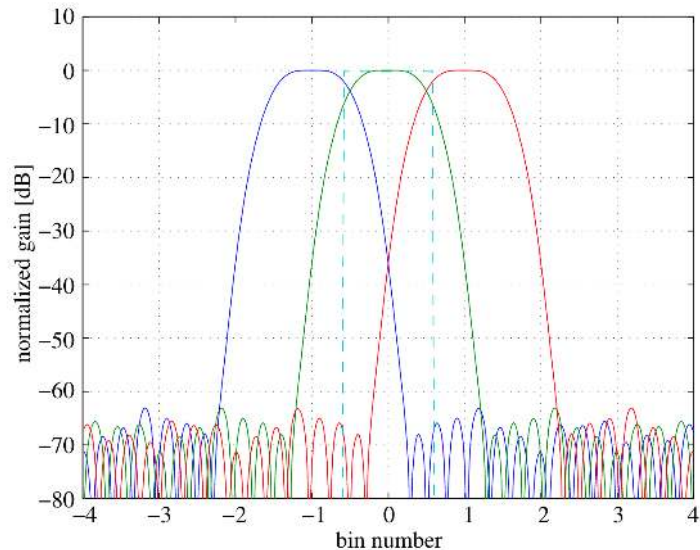


図 2.2.7: 三つの隣接するチャンネルにおける周波数応答

XFFTS は限られた FPGA リソースの中で周波数分解能を最適化しており、等価ノイズ帯域幅がチャンネル間隔の 1.16 倍になるように設定されている。チャンネルの周辺では比較的平坦であり、それ以外の領域では -60dB まで抑えられている。

本測定においては 8 スロットある XFFTS のうちの 4 スロットを図 2.2.8 のように接続して使用している。



図 2.2.8: XFFTS に信号を導入している写真。LSBO,LSBI,USBI,USBO の 4 つの XFFTS を使用している。

以上のことから、初段の局部発信周波数 f_{LO} を設定することで 2GHz の帯域のスキャンを 4 つの XFFTS で行うことができ、合計 8GHz の周波数を測定することができる。この f_{LO} を 6 通り設定することにより、 $216\sim 264\text{GHz}$ の 48GHz 分を測定することができる。

2.2.4 受信機ビーム特性

SUMIRE の受信機の光学系はガウスビーム光学に基づき設計されている。ガウスビーム光学では自由空間における電磁波の伝搬方向を z 軸とし、 z 軸に対して垂直な面内で電界分布 E の振幅がガウス分布

に従うとして以下のような式で表される。

$$E(r, z) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left[\frac{-r^2}{\omega(z)^2} + i \frac{kr^2}{R(z)} + i \tan^{-1} \frac{z}{z_0} - ikz \right] \quad (2.2.4)$$

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (2.2.5)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.2.6)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right] \quad (2.2.7)$$

ここで z_0 、 $\omega(z)$ 、 $R(z)$ はそれぞれ共焦点距離、ビーム径、曲率半径である。共焦点距離 z_0 はビームウエスト ω_0 と波長 λ で決まる値であり、式 (2.2.5) で与えられる。式 (2.2.6)、(2.2.7) から分かる通りこの値はビーム径や曲率半径にも関わる重要な値である。

また以上の式より十分遠方 ($z \gg z_0$) でのビーム径の広がり

$$\alpha = \lim_{z \gg z_0} \frac{\omega(z)}{z} \sim \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (2.2.8)$$

となる。

受信機内部の光学系はホーンアンテナ-楕円鏡-平面鏡-受信機窓レンズで構成されており、平面鏡は光軸に対して 45° で設置されている。図 2.2.9 はその光学系を表した図である。

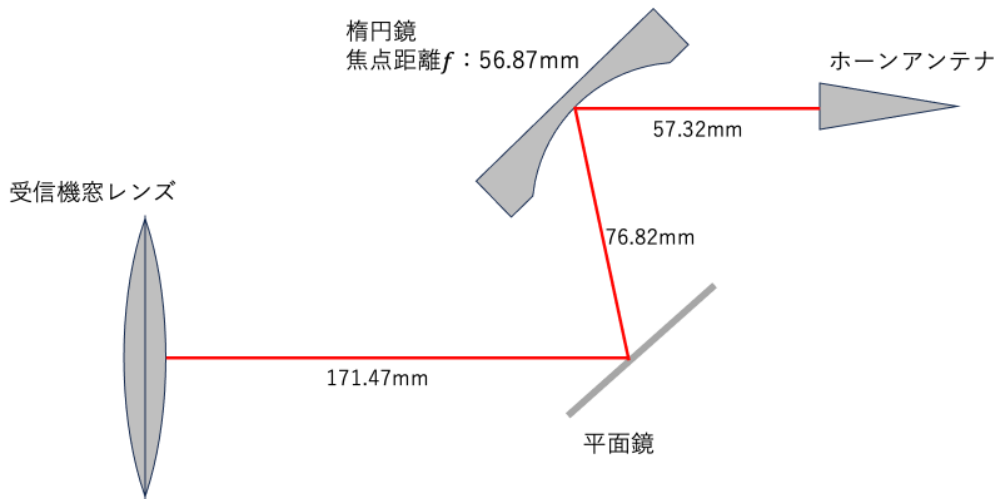


図 2.2.9: 受信機内部の光学系 [46]。ホーンアンテナからの放射は楕円鏡、平面鏡を経由して受信機窓レンズを通して受信機外部へと放射される。赤線はその経路を表している。

ここで gaussian ビームの形状を変化させる要因は楕円鏡と受信機窓レンズのみである。ホーンアンテナから受信機窓レンズに至るまでの gaussian ビームの径を示しているのが図 2.2.10 である。

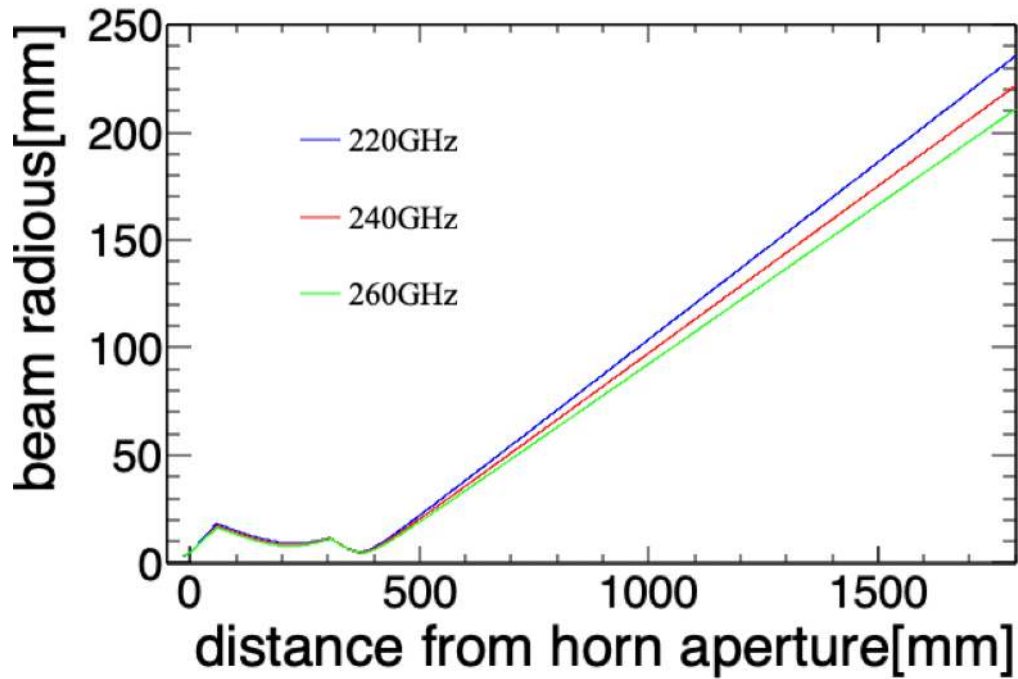


図 2.2.10: 光学系におけるガウシアンビームの径 [47]。横軸はホーンアンテナからの距離に対応している。

ホーンアンテナから放射されたガウシアンビームは 57.32mm の距離に設置されている楕円鏡によってビームウエストの大きなビームに変形される。これに伴い、共焦点距離が大きくなりウエスト付近でのビーム径の変化が小さくなるのでビーム径を大きく広げずに受信機窓まで到達することができる。その後、受信機窓レンズを経て再度ウエストの小さなビームに変形されていることが確認できる。

また、周波数が高くなるほど径が小さくなっていることが確認できる。これは周波数によって共焦点距離が変化することが原因である。

光学系の平面鏡や楕円鏡も導体であることから、Dish Antenna Method においてはこれらも球面ミラーと同様にパラフォトンの放射体となりうる。しかし、パラフォトンが導体に対して垂直に放射されるため、楕円鏡から放射されるシグナルのうち、45° の角度がついているホーンアンテナに入射する割合は無視できる。また、同様の原理より平面鏡から垂直に放射されるシグナルでホーンアンテナに入射するものは存在しない。これらの理由から本研究では確認される DM シグナルはすべて球面ミラー由来であると見なすこととする。

2.3 球面ミラー

2.3.1 球面ミラーの基本設計

球面ミラーは本実験において DM シグナルの放射体としての役割を果たしており、Dish Antenna Method の根幹を担う重要な要素である。表 2.3.1 に球面ミラーの各種パラメータを示す [47]。

表 2.3.1: 球面ミラーの各種パラメータ

パラメータ	設計値	実際の値
材質	アルミニウム (A5052)	アルミニウム (A5052)
球面曲率半径 [mm]	1500	1500.489
開口サイズ ϕ [mm]	700	689.466
球面面積 [mm ²]	0.390	0.378
算術平均粗さ R_a [μm]		≤ 0.235

図 2.3.1 は球面ミラーの図面である。

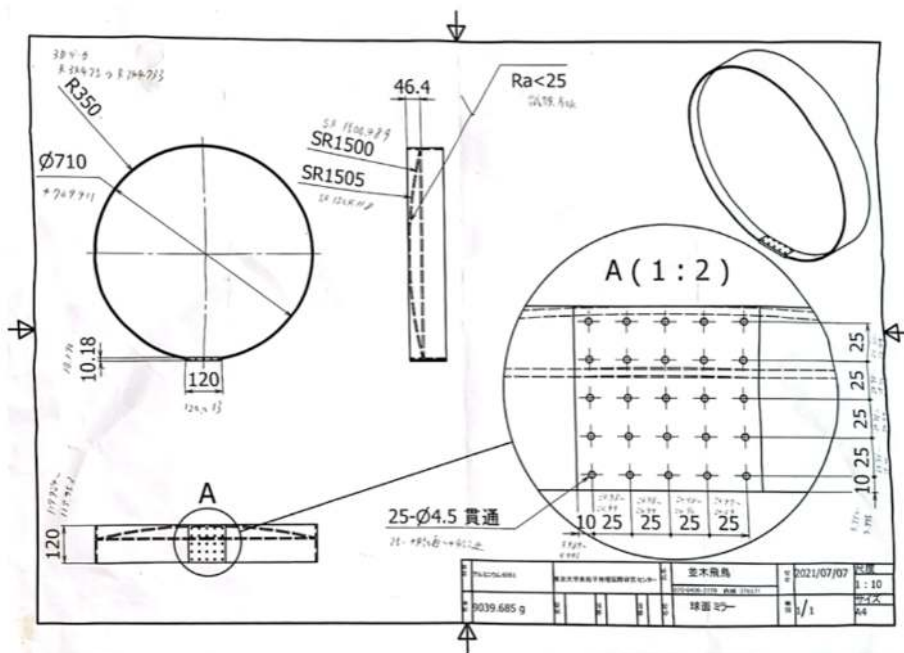


図 2.3.1: 球面ミラーの図面。書き込みは共栄エンジニアリングによるもの

算術平均粗さ R_a はミラーの加工を行なっていただいた共栄エンジニアリングが測定したものになっており、式 (2.3.1) で表わされる、表面の粗さの指標である。

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |Z(x)| dx \quad (2.3.1)$$

ここで x は表面の測定を行う方向、 l は測定距離、 $Z(x)$ は表面のアラサ曲線である。共栄エンジニアリングによる測定により、 R_a は最大で $0.235 \mu\text{m}$ 程である事が分かっている。

図 2.3.2 はミラーの実際の写真である。

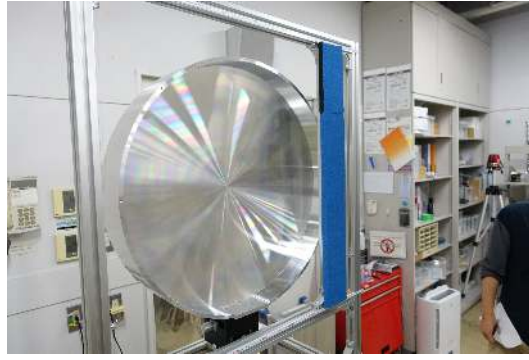


図 2.3.2: 球面ミラーの写真。周辺のアلمフフレームと黒体は後述するアライメントにて使用している。

2.3.2 球面ミラーのデザイン

探索の感度の向上には、受信機から見える放射体の面積 (有効面積) を最大化させることが必要不可欠である。有効面積の最大化のため、ガウス光学を用いたカップリングの計算を行った。

電磁波同士のカップリング効率 は以下の式で表すことができる。

$$\eta = \frac{\int dS \mathbf{E}_{rad} \cdot \mathbf{E}_{rec}}{\sqrt{\int dS |\mathbf{E}_{rad}|^2 \int dS |\mathbf{E}_{rec}|^2}} \quad (2.3.2)$$

ここで $\mathbf{E}_{rec}, \mathbf{E}_{rad}$ はそれぞれ受信機、放射体の光軸に対して垂直な面上での電界分布であり $\int dS$ はその面上での積分である。電界分布 \mathbf{E} の式 (2.2.4) を用いると

$$\eta^2 = \frac{4}{(\omega_{01}/\omega_{02} + \omega_{01}/\omega_{02})^2 + (\lambda \Delta z / \pi \omega_{01} \omega_{02})^2} \quad (2.3.3)$$

Δz は受信機、放射体の二つのビームウエストの位置の差であり、 ω_{01}, ω_{02} は考えている二つのガウスビームのウエスト幅である。有効面積はこの η を用いて

$$A_{eff} = \eta^2 A \quad (2.3.4)$$

と表される。ここで A は球面ミラーの実面積に対応している。以上より、この η を最大化することが有効面積 A_{eff} の最大化のために必要である。式 (2.3.3) から η は二つのビームサイズが近く、ウエスト位置に近いほど大きくなる。

ここでミラーのサイズを決定する際に実験する上での制約を挙げる。

1. 受信機窓レンズからの距離が 1.5m ほど (実験室上の制約)。
2. 受信機内部の光学系と受信機窓レンズに関しては変更不可 (装置を借用しているため)。
3. 240GHz のガウスビームについて有効面積を最大化する。

ミラーサイズの決定にあたり 240GHz のガウスビームを想定して最大化する理由は、本実験の測定帯域 216 ~ 264GHz においてちょうど中間に当たる周波数となるからである。

図 2.2.10 でも示しているが 240GHz の受信機ガウスビームにおいて、ビームウエストの位置は受信機窓レンズから 57mm の位置であり、ウエストサイズは $\omega_0 = 2.67\text{mm}$ である。そのため η の最大化のた

めにはミラーからの gaussian ビームのウエスト位置が受信機 gaussian ビームのそれに一致するように設置すると良い。

球面ミラーの設置位置であるが、第1章でも述べたように放射光はミラーからほぼ垂直に放射されることから焦点は球面ミラーの中心に一致する。そのため、受信機窓からの距離 L が $L = R + 57$ になるように設置すると良い。次に球面ミラーの開口サイズ D であるが、こちらは加工の都合上最大 $\phi = 700\text{mm}$ までとなっていたのでその値となっている。

半径が a の時に見込むことができる gaussian ビームの割合は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} \frac{P(a)}{P(\infty)} &= \frac{\int_0^a |E_{rec}|^2 2\pi r dr}{\int_0^\infty |E_{rec}|^2 2\pi r dr} \\ &= 1 - \exp\left[-\frac{2a^2}{\omega^2}\right] \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

なお ω は gaussian ビームの径に対応している。ミラーの設置位置や開口サイズを決定することでこの割合は算出することができる。

次に焦点における gaussian ビームのウエストサイズ、並びにそれによる有効面積への影響について、先行研究と同様の流れで議論する [47]。理論的にはこのサイズは 0 に近いはずであるが以下に述べる二つの要因によって幅を持ったウエストとなる。

回折による広がり

回折による焦点での強度角度分布はフラウンホーファー回折の強度式より

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{J_1(x)}{x} \right)^2 \quad (2.3.6)$$

$$x \equiv \frac{2\pi D}{\lambda} \sin \theta \quad (2.3.7)$$

ここで D は開口サイズ、 θ は像を作る光学素子の光軸からの角度を表している。この強度分布のメインローブを gaussian で近似すると

$$\sigma_{diff} \sim 0.42 \frac{\lambda}{D} \quad (2.3.8)$$

となる。表 2.3.1 に示した球面ミラーの設計より $D = 689.5\text{mm}$ であるので、周波数 240GHz のビームにおいては

$$\sigma_{diff} \sim 7.6 \times 10^{-4} \quad (2.3.9)$$

となる。

パラフォトンの速度分散による広がり

次に、パラフォトンの速度分散によるビームの広がりを見積もる。パラフォトンが導体表面で通常の光子に変換される前後のエネルギー保存則は

$$E_{DM}^2 = |\mathbf{k}_{DM}|^2 + m_{DM}^2 = |\mathbf{k}_\gamma|^2 = E_\gamma^2 \quad (2.3.10)$$

となる。また、導体表面に垂直な方向の運動量保存については以下のとおり。

$$\mathbf{k}_\gamma = \sqrt{m_{DM}^2 + \mathbf{k}_{DM,\perp}^2} \mathbf{n} + \mathbf{k}_{DM,\parallel} \quad (2.3.11)$$

パラフォトンが導体板に入射し、転換光が放射される様子を表した図が図 2.3.3 となる。

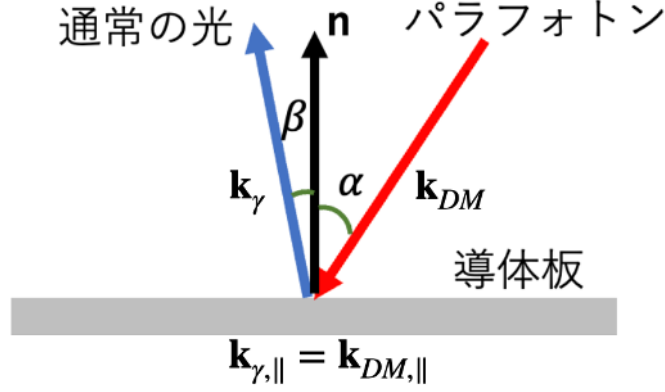


図 2.3.3: パラフォトンの変換前後の運動量の概略図。導体表面に対し平行な方向の運動量が保存している

式 (2.3.11) と運動量保存則から、角度 α, β と DM 速度 v に関して以下の関係が成り立つ。

$$\sin \beta = \frac{v}{\sqrt{1+v^2}} \sin \alpha \quad (2.3.12)$$

DM 速度は $v \sim 10^{-3}$ と非相対論的であるため式 (2.3.12) から $\sin \beta \sim 0$ 、従って転換光は導体表面にほぼ垂直な方向に放射される。ただ、DM 速度は式 (1.2.3) より分散を持っているため β も分散 σ_{DM} を持つ。このため β の分布は

$$I(\beta) \propto I_0 \exp \left[-\frac{(\beta - \beta_E)^2}{2\sigma_{DM}^2} \right] \quad (2.3.13)$$

$$\beta_E \equiv v_{E,\parallel} < 8 \times 10^{-4} \quad (2.3.14)$$

$$\sigma_{DM} \equiv \frac{v_0}{\sqrt{2}} \sim 5 \times 10^{-4} \quad (2.3.15)$$

と見積もることができる [47]。

以上を踏まえて焦点におけるビームの広がり $\omega_{0,focus}$ 、並びに η について議論する。 $\omega_{0,focus}$ は上の二つの要因による広がり

$$\omega_{0,focus}(R) = R\sigma_{total} = R\sqrt{\sigma_{diff}^2 + \sigma_{DM}^2} \sim 8.9 \times 10^{-4}R \quad (2.3.16)$$

となる。ここで $\Delta z = 0$ とすると η は R のみの以下の関数で表せる。受信機ガウシアンビームの焦点におけるウエストサイズを $\omega_{0,rec}$ とおくと η^2 は式 (2.3.17) となる [48]。

$$\eta^2 = \frac{4}{(\omega_{0,rec}/\omega_{0,focus}(R) + \omega_{0,focus}(R)/\omega_{0,rec})^2} \quad (2.3.17)$$

光学系から $\omega_{0,rec} = 2.67\text{mm}$ と分かるのでこの値を代入し、 R を $0 \sim 1500\text{mm}$ の間でプロットしたものが図 2.3.4 になる。

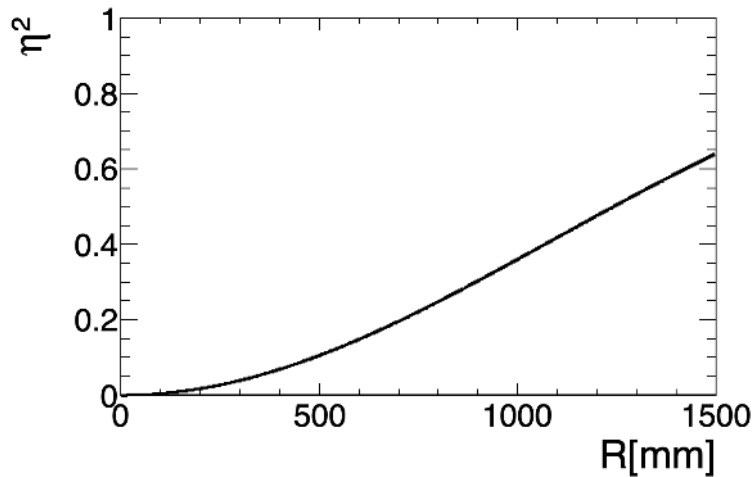


図 2.3.4: 球面ミラーの設置位置に対するカップリング効率の変化

本実験では球面ミラーをホーンアンテナから最大 1500mm 離れた位置に設置することができるためカップリング効率は最大 $\eta^2 = 0.64$ になることが分かる。

2.4 その他の器具

ここで、ミラーのアライメントに使用した器具について紹介する。アライメントにおける自由度は以下の 5 軸である。

1. x,y 軸 (光軸垂直方向)
2. z 軸 (光軸平行方向)
3. θ, ϕ 方向

各軸の調節にはシグマ光機の器具を用いた。具体的には、x,y,z 方向の調節には TSD-1205S, θ 方向の調節には GOHTA-120B182, ϕ 方向の調節には KSPB-1206FPH を用いている。それぞれの耐荷重は 18kg 以上でありその中でも可能な限り細かく微調整ができるものとなっている。図 2.4.1 は実際の器具の写真であり、左から順に TSD-1205S、GOHTA-120B182、KSPB-1206FPH となっている。



図 2.4.1: ミラー位置調節に用いた器具。左から TSD-1205S,GOHTA-120B182,KSPB-1206FPH となっている。

それぞれの器具の読み取り精度については表 2.4.1 のとおりである。

表 2.4.1: アライメント調節器具の性能

品名	調節範囲	最小読み取り
TSD-1205S	±10mm	±0.01mm
GOHTA-120B182	±5°	±3mrad
KSPB-1206FPH	±180°	±3mrad

2.4.1 各パラメータによるカップリングロス

ここでは上に挙げた5つのパラメータに起因するカップリングロスについて解説する。各パラメータのアライメントのずれ $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta \theta, \Delta \phi$ によってカップリングの値は以下のように変化する。

$$\eta(\Delta z, \Delta r)^2 = \eta(\Delta z)^2 \exp \left[-2 \left(\frac{\Delta r}{\delta} \right)^2 \right] \quad (2.4.1)$$

$$\eta(z)^2 = \frac{4}{(\omega_{0rec}/\omega_{0focus} + \omega_{0focus}/\omega_{0rec})^2 + (\lambda \Delta z / \pi \omega_{0focus} \omega_{0rec})^2} \quad (2.4.2)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{(\omega_{0rec}^2 + \omega_{0focus}^2)^2 + (\lambda \Delta / \pi)^2}{\omega_{0rec}^2 + \omega_{0focus}^2}} \quad (2.4.3)$$

$$\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad (2.4.4)$$

また、角度のパラメータを考えるとさらに

$$\eta(\Delta z, \Delta \theta, \Delta \phi) = \eta(\Delta z)^2 \exp \left\{ \left[-2 \left(\frac{\Delta \Theta(\Delta \theta, \Delta \phi)}{\delta_{tilt}} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.4.5)$$

$$\delta_{tilt} \equiv \sqrt{\frac{(1/\omega_{0rec}^2 + 1/\omega_{0focus}^2)^2 + (\pi/\lambda R_{focus})^2}{1/\omega_{0rec}^2 + 1/\omega_{0focus}^2}} \quad (2.4.6)$$

$$\Delta \Theta \equiv \Delta \theta^2 + \Delta \phi^2 \quad (2.4.7)$$

これらの式を基にカップリングの値を求めるとそれぞれ図 2.4.2 と 2.4.3 のようになる。

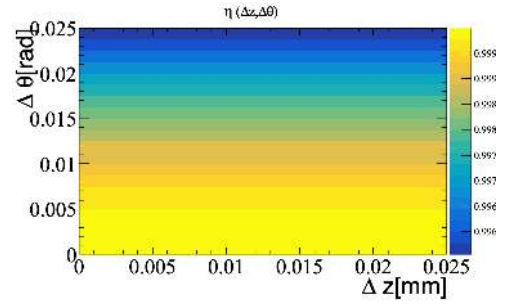
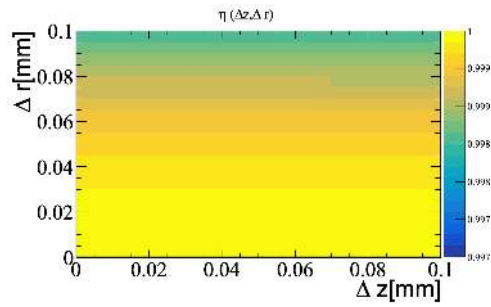


図 2.4.2: z 軸、x-y 軸方向にずれた時のカップリング値
 図 2.4.3: z 軸、角度方向にずれた時のカップリング値

図 2.4.2 および 2.4.3 を見て分かるように、z 軸方向のずれは他の方向のずれに比べてカップリングロスが小さいことが分かる。また、角度方向のずれはより大きなカップリングロスにつながることも確認できる。

第3章 キャリブレーションとアライメント

ここではキャリブレーションの原理ならびにアライメントの手法について解説する。

3.1 キャリブレーション

本実験ではキャリブレーションに Hot-Cold 法 (チョッパーホイール法とも呼ぶ) を用いる。これは、二種類の温度の黒体でバックグラウンド測定を行いその差分を取ることでキャリブレーションを行う手法である。

アンテナを黒体で覆った際の受信パワー S は理論的に以下の式で表される。

$$S = (P_{rec}^T + P_{sys})G \quad (3.1.1)$$

$$P_{rec}^T \equiv 2k_b T \Delta\nu \quad (3.1.2)$$

式 (3.1.1) において P_{rec}^T は黒体からの放射パワー、 P_{sys} はシステム雑音、 G は受信機のゲインに対応しており、 $\Delta\nu$ は XFFTS の分解能に対応している。また、 P_{rec}^T の T は測定している黒体の温度に対応している。

なおシステム雑音は黒体放射以外の、受信機内外からの環境による出力を指している。今、温度の異なる二つの黒体でアンテナを覆った場合の出力は、温度の高い方の出力を S_{hot} 、低い方の出力を S_{cold} として

$$S_{hot} = (P_{rec}^{hot} + P_{sys})G \quad (3.1.3)$$

$$S_{cold} = (P_{rec}^{cold} + P_{sys})G \quad (3.1.4)$$

黒体の温度はそれぞれ測定可能であるため $P_{rec}^{hot}, P_{rec}^{cold}$ の値は式 (3.1.2) より明らかである。従って、 G, P_{sys} が同一の検出器設定での測定の下で一定であると仮定するとこれらの値は S_{hot}, S_{cold} の二つの測定から求めることができる。この結果を利用することで、測定対象となる放射体 (本実験における球面ミラー) を測定した際の信号出力 S_{source} からその受信パワー P_{rec}^{source} を

$$P_{rec}^{source} = \frac{S_{source}}{G} - P_{sys} \quad (3.1.5)$$

と求められる。本測定では、二種類の黒体として室温黒体/液体窒素 (77K) に浸した黒体を用いた。

実際にキャリブレーション測定を行っている様子を図 3.1.1 及び 3.1.2 に示す。



図 3.1.1: 77K 黒体のキャリブレーション測定

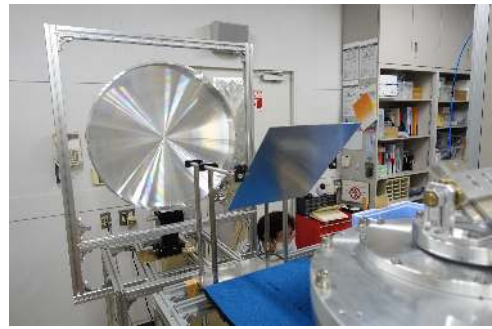


図 3.1.2: 室温黒体のキャリブレーション測定

図 3.1.1 は液体窒素を用いたキャリブレーションの様子である。発泡スチロールの容器の底に黒体を敷き詰め、その上から液体窒素で容器を満たしている。この容器内黒体からの放射を、レールの上に固定された反射板を用いて反射させて受信機に入射させる仕組みとなっている。

図 3.1.2 は室温黒体を用いたキャリブレーション測定の様子の写真でありこの際は黒体をそのまま設置して測定を行っている。なお反射板ならびに容器の大きさは、アンテナが見込む角全体を覆うように設計した。反射板の角度の微調節はパワーメータの出力を確認しながら行っている。検出器のビームと反射板の関係を模式的に示した図が図 3.1.3 である。

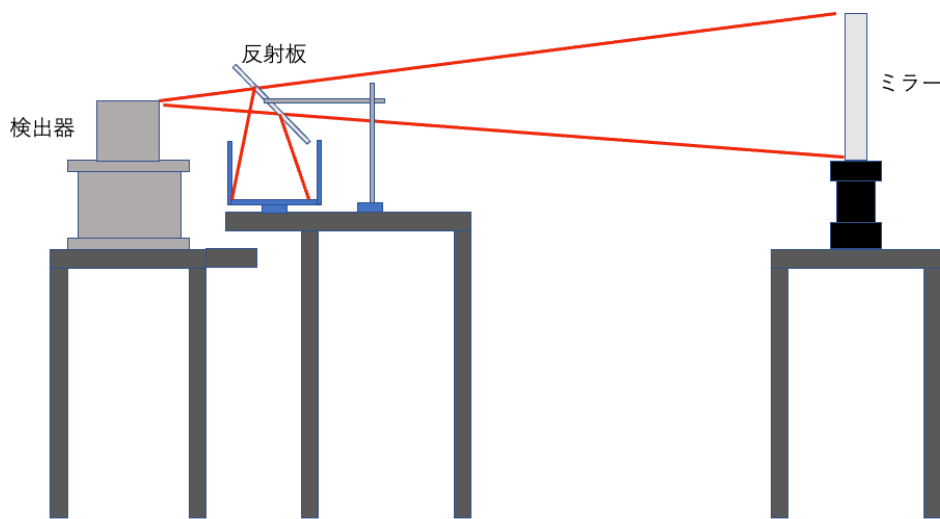


図 3.1.3: 検出器、黒体、ミラーの位置関係を表した図

球面ミラーを用いて本測定を行う際には図 3.1.1 中央付近に見えているレールをスライドし、黒体と反射板を測定の光学系から取り除くことでスムーズに本測定に移ることができるようになっている。

3.2 アライメントの手法

2 章でも述べたように、探索感度向上のためには球面ミラーの有効面積の最大化が必須である。そのため、アライメントの精度向上は本実験の重要な要素の一つである。調節手法としては初めにレーザー墨出し器で大まかにミラーの位置を合わせた。図 3.2.1 はその実際の様子である。



図 3.2.1: レーザー墨出し器による調整の様子。目視で受信機のホーンアンテナと球面ミラーの中心が一致するように台を調節した。

墨出し器で簡易的に大まかなミラー位置の設定をした後はパワーメータの値を確認しながら球面ミラーの $x-y, \theta-\phi$ 方向の微調整を行った。球面鏡はアルミニウム製であり反射率が高いことから、受信機のガウスビームとカップルした際受信機内部の低温層からの放射が球面鏡表面で反射したものが観測される。よってアライメントが正しい位置であればあるほど観測されるパワーメータの値は小さくなる。従ってパワーメータの値をその都度確認しながら球面ミラーの位置および角度を振って微調整を繰り返し、パワーメータの値が最も小さくなる位置に設定した。図 3.2.2 ではそれぞれの方向にミラーの位置を微調整した時のパワーメータの値の推移を示している。

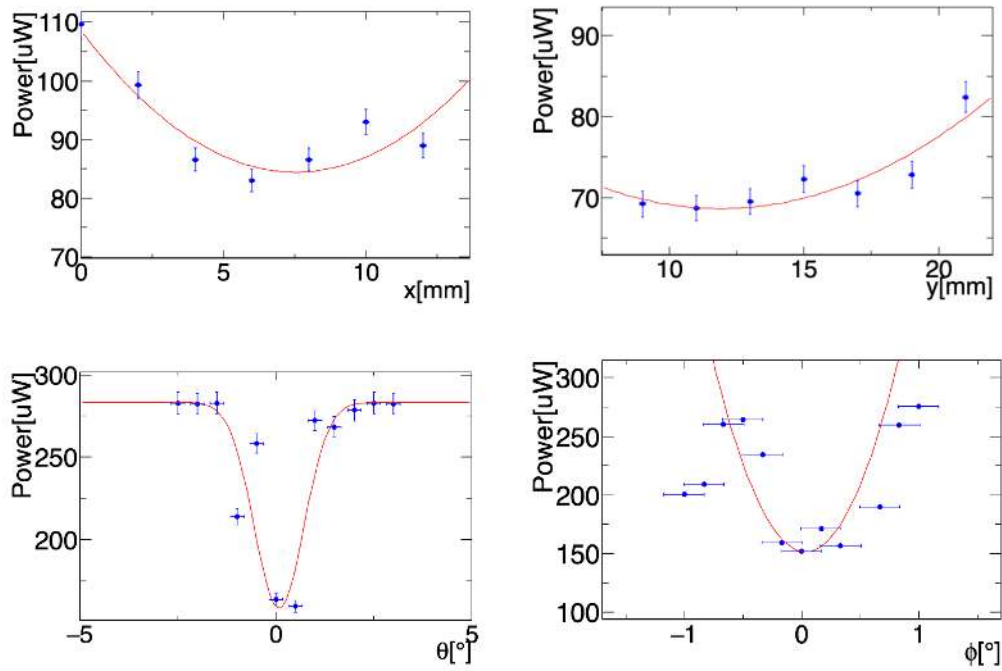


図 3.2.2: 左上から x, y, θ, ϕ 方向にミラーを微小量移動させた時のパワーメータの出力を示している。

これらの測定において各パラメータが極小値を取る位置は $x = 5.32 \pm 0.05 [\text{mm}]$, $y = 10.2 \pm 0.4 [\text{mm}]$, $\theta = 0.89 \pm 0.07 [^\circ]$, $\phi = 0.03 \pm 0.03 [^\circ]$ であった。なお、縦軸のエラーバーは読み取り誤差からつけているが表示単位は電力レベル x を表す dBm であった。そのためパワー P への変換式が

$$P = 1\text{mW} \cdot 10^{\frac{x}{10}} \quad (3.2.1)$$

であることを用いて誤差伝播によってエラーをつけている。図 3.2.2 のフィット結果から、アライメントの精度を表 3.2.1 のように評価することにする。

表 3.2.1: 各パラメータのアライメント精度

パラメータ	精度
Δx	0.05[mm]
Δy	0.4[mm]
$\Delta \theta$	0.07[$^\circ$]
$\Delta \phi$	0.03[$^\circ$]

また、アライメント後の各測定におけるパワーメータの出力値を表 3.2.2 に示す。

表 3.2.2: アライメント後の各測定対象におけるパワーメータの値

局部発振周波数	232GHz
液体窒素温度黒体	-6.30dBm
室温黒体	-3.73dBm
球面ミラー	-6.92dBm

ここでは局部発振周波数を本研究における測定帯域のちょうど中間に位置する 232GHz に設定して測定を行なっている。これは、SUMIRE が中央の周波数に行くほど出力が安定し、パワーメータの値を用いた細かい調整が可能であるためである。室内の照明を消して同様に測定を行ったがパワーメータで確認できるスケールである μW スケールにおいては変化を確認することができなかった。したがって、今回の測定における迷光の影響は極めて小さいと判断した。

式 (3.1.1),(3.1.2) より各放射は温度が高くなるほど大きくなるが実際の測定でも受信機内部の低温層からの放射を反射している球面ミラー測定の出力が一番小さい値となっており整合性が取れている。

3.3 有効面積測定

3.3.1 測定手法

受信機が見込むミラーの有効面積を測定するため長方形の黒体をミラーの上で移動させた時のパワーメータの値の変化を測定した。前節でも述べたようにミラーを見込む位置に正しく検出器を設置した場合、検出器は低温層からの放射の反射を受信する。そのため、室温黒体からの放射を観測した場合のパワーメータの出力は球面ミラーを観測した時のそれより大きくなる。この原理を利用し、図 3.3.1 のセットアップで有効面積を測定した。



図 3.3.1: アライメントに用いた装置の全体像

ミラーを設置した台上において、球面ミラーの手前に 820mm のアルミフレームを正方形の形に設置した。ミラー径が $R = 344.733\text{mm}$ であることを考えると十分受信機ガウスビームとは干渉しない。このフレームに対して幅 50mm の黒体を取り付けたアルミフレームを測定に応じて x, y 方向に渡している。黒体はレールがミラーと干渉せずに稼働できるようにする関係上、球面ミラーよりも 135mm ほど受信機側にフレーム同士の接続部分を拡大した写真が図 3.3.2 となる。

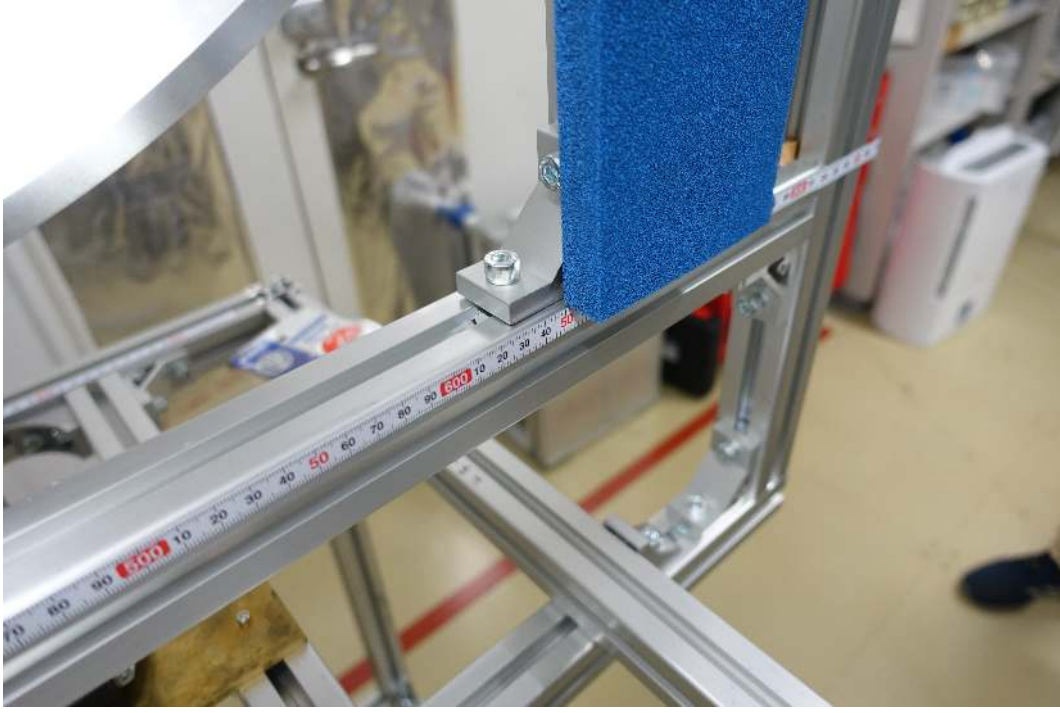


図 3.3.2: フレーム同士の接続部分を拡大した図

黒体の位置の調節には、あらかじめアルミフレームに接着した目盛りを用いてミリ単位で調節した。ここで測定の際に得られる出力について議論する。簡単のために x 軸の一方向のみに黒体を移動させる場合を考える。受信機、ミラーのガウシアンビームのビーム径が共に ω であるとする、カップリングして受信機に入射するガウシアンビームのビーム径は $\omega/\sqrt{2}$ となる。これを踏まえ、黒体の幅を d 、黒体の中心の座標を x_0 としたと観測されるパワーメータの値は

$$\begin{aligned}
 P_{rec} &\propto P_{room} \int_{x_0-d/2}^{x_0+d/2} \exp\left\{-\left(\frac{(x' - x_0)^2}{\omega^2}\right)\right\} + P_{mirror} \left(\int_{-R}^R - \int_{x_0-d/2}^{x_0+d/2} \right) \exp\left\{-\left(\frac{(x' - x_0)^2}{\omega^2}\right)\right\} \\
 &\propto (P_{room} - P_{mirror}) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x - x_0 + d/2}{\omega}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{x - x_0 - d/2}{\omega}\right) \right] + P_{background}
 \end{aligned}
 \tag{3.3.1}$$

ここで、 $P_{background}$ は黒体を取り除いた時に受信機が受け取る出力に対応しており、 x_0 はビーム中心位置に対応している。

x 軸方向、 y 軸方向のアライメントの際に測定したパワーメータの出力はそれぞれ図 3.3.3 と 3.3.4 の通り。

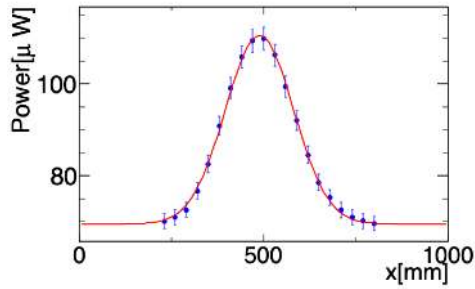


図 3.3.3: x 軸方向に黒体をスライドさせた時のパワーメータ出力

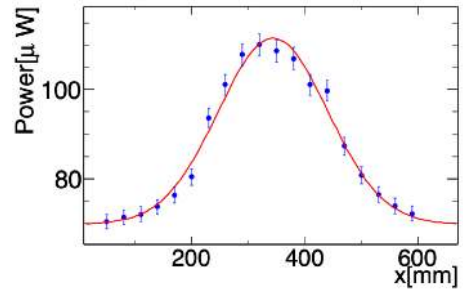


図 3.3.4: y 軸方向に黒体をスライドさせた時のパワーメータの出力

図 3.3.3 および 3.3.4 から分かる通り、パワーメータの出力はミラーの中心付近で極大値をとっている事が分かる。

3.3.2 ビームウエスト推定

前節より、黒体板を稼働させながら測定したパワーメータの値の分布から受信機ビームのミラー上におけるウエストは x 軸方向が $131 \pm 6\text{mm}$ 、y 軸方向が $137 \pm 6\text{mm}$ であった。本結果から受信機のガウシアンビームはミラー手前の黒体上で 1σ の誤差の範囲内で x-y 対称なビーム径をしていることが分かる。

この結果から有効面積を推定する。手法としては先行研究での手法を利用した [47]。まずは焦点におけるビームウエストの推定を行う。ビームプロファイルの測定に際して黒体板はミラーの設置位置より受信機側に 185mm 手前に設置したため、ホーンアンテナから黒体までの距離は、ミラーの z 方向の位置が正確であると仮定すると $1500 - 185 = 1315\text{mm}$ となる。式 (2.2.8) でも述べたように十分遠方においてはビーム径の広がりは一様であり、x,y 方向それぞれの係数 α_x, α_y は近似的に

$$\alpha_x \sim \frac{\omega_x}{1315 \pm 10} = 0.141 \pm 0.001 \quad (3.3.2)$$

$$\alpha_y \sim \frac{\omega_y}{1315 \pm 10} = 0.147 \pm 0.001 \quad (3.3.3)$$

となる。式 (2.2.8) より、この値を基にウエストサイズを逆算することができる。測定帯域の中心値である 240GHz におけるウエストサイズの x,y 成分 ω_x, ω_y は

$$\omega_{x0} = \frac{\lambda}{\pi\alpha_x} = 2.82 \pm 0.20[\text{mm}] \quad (3.3.4)$$

$$\omega_{y0} = \frac{\lambda}{\pi\alpha_y} = 2.71 \pm 0.18[\text{mm}] \quad (3.3.5)$$

となることが分かる。理想的な光学系におけるビーム径は 2.67mm であったので x 方向に 1.06 倍、y 方向に 1.01 倍ほど広がった形状をしていることが分かる。これに伴い、ミラー上でのビームは想定よりも細い径となっていることが分かる。

3.3.3 有効面積の計算

前節で得られたビームウエストの数値 ω を用いて球面ミラー上での有効面積を推定する。球面上でのビーム径は黒体を測定した際の径からさらに広がるため、黒体表面から球面までの距離 l を用いて

$$\omega(l) = \omega + \alpha l \quad (3.3.6)$$

として計算する。この時ミラーの形状は球面であることから l の値は球面上の位置によっても異なる。これを考慮した上で、球面ミラー上のビームのパワーパターンによって重み付けして球面表面の数値積分を行い、有効面積を計算する。初めに、前節と同様に240GHzのビームにおいて有効面積を計算すると

$$A_{eff}^{(240\text{GHz})} = 0.279 \pm 0.003\text{m}^2 \quad (3.3.7)$$

となる。パワーパターンは図3.3.5の通り。

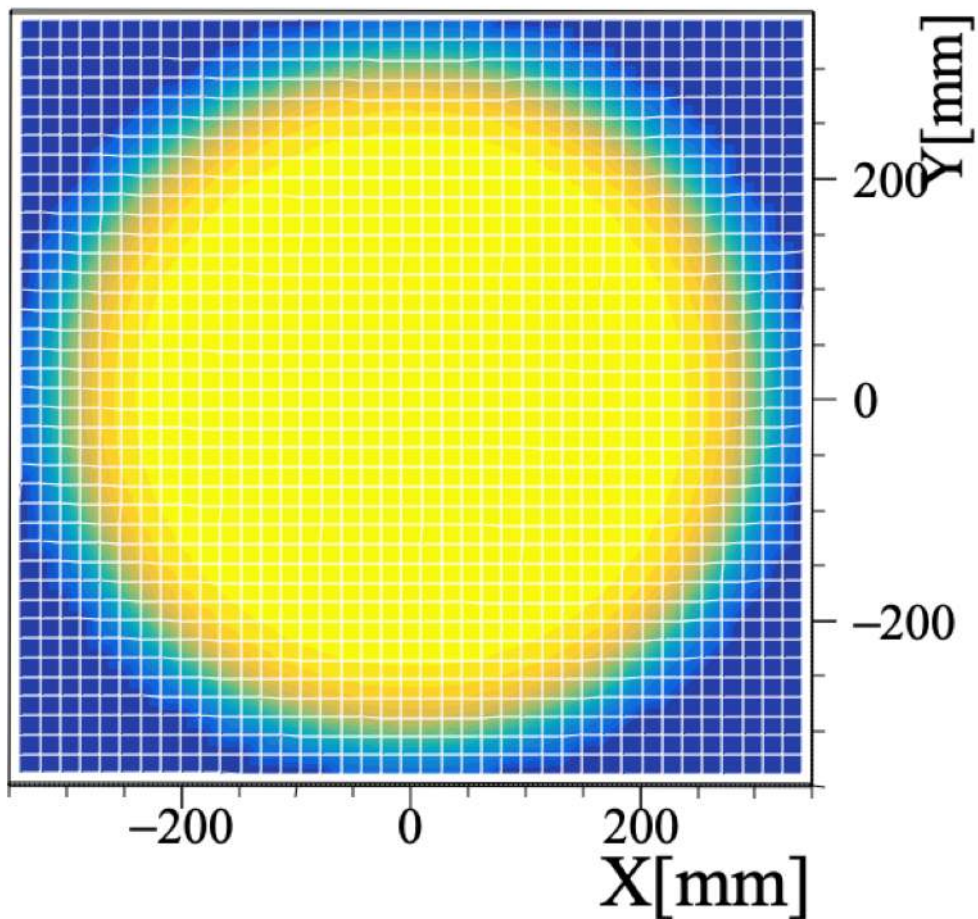


図 3.3.5: 球面ミラー上におけるガウシアンビームのパワー分布

この値は240GHzの場合の値である。実際ビーム径は周波数によって変化するためそれに伴い有効面積の値も変化する。そこで、周波数による有効面積の不定性を検証するため、今回測定する周波数帯のそれぞれ下限と上限である216GHz, 264GHzの周波数に対しても同様の計算を行う。その結果はそれぞれ

$$A_{eff}^{(218\text{GHz})} = 0.288 \pm 0.003\text{m}^2 \quad (3.3.8)$$

$$A_{eff}^{(264\text{GHz})} = 0.269 \pm 0.003\text{m}^2 \quad (3.3.9)$$

となった。これらの結果より、測定値から求めた有効面積 A_{eff} は今回の測定範囲内で最大 3.6% ほどの不定性があることが分かるので

$$A_{eff} = 0.279 \pm 0.010\text{m}^2 \quad (3.3.10)$$

となる。今回使用している球面ミラーの設計上の実面積は 0.379m^2 であるので有効面積はその 73.6% に当たる。

第4章 本測定と解析

本章では測定データに対してキャリブレーション、ピークサーチを行うことでパラフォトンの探索を行う。パラフォトンの存在が確認できなかった帯域についてはDMシグナルの制限の95%信頼値である $\Delta P_{95\%C.L}$ を求め、探索感度を見積もる。

初めにデータ取得の流れを説明する。

1. 実験装置のセットアップ

- (a) f_{LO} を 232GHz に設定。
- (b) LSBI からの出力をパワーメータへ入力。
- (c) パワーメータからの出力が最小になるようにミラーの角度や位置を調整する。
- (d) 黒体板を用いてさらにミラーの位置を微調整。
- (e) 室温黒体、液体窒素温度 (77K) 黒体を光軸上に設置し、同じく出力が最小になるよう、反射板の角度を調節する。

2. 本測定

- (a) 室温黒体を光軸上に設置して5分間測定。
 - (b) 黒体を液体窒素のものに切り替えて同様に5分間測定。
 - (c) 光軸上から黒体を取り除き、アライメントした球面ミラーの測定を5分間行う。
 - (d) (a)~(c) を同一の条件でもう一度繰り返す。
 - (e) f_{LO} の値を 224, 228, 232, 248, 252, 256GHz の6通りに設定して(a)~(d)の一連の流れを繰り返す。
- (e)の際は後述するスプリアスの排除のため f_{LO} をさらに39.7kHzずつずらしながら4パターン測定を行う。

上記のデータ取得手順により、216 ~ 264GHzの帯域において5分間の平均スペクトルを得ることができる。また、各 f_{LO} における測定で39.7kHzずつずらした測定も行っているがこの値はちょうどチャンネル幅(77.6kHz)の512倍となっており、測定帯域幅である2GHzに比べて非常に小さな値かつスプリアスやシグナルなどの幅に比べて十分大きな値である。そのため、測定する周波数の領域や検出器の設定をほとんど変えることなくスプリアスの影響を低減させることが可能であると考えられる。

次に上の手順で取得したデータの解析の流れを解説する。

1. キャリブレーションデータのスペクトルを調べ、スプリアスの存在するチャンネルを事前に列挙。XFFT ごとにそれらのチャンネルを事前にマスクしておく。
2. 得られた二種類の温度の黒体によるキャリブレーションデータを用いて、ミラースペクトルのキャリブレーションを行う。
3. キャリブレーション後のスペクトルについて、マスクされたチャンネルが含まれていない区間を対象にベースラインフィットを行い、その形状を見積もる。
4. ベースラインフィットで得られた情報を元に該当区間を信号の関数でフィットし、ピークサーチを行う。
5. ピークが確認されない場合は、 P_{fit} の値に応じて

$$\Delta P_{95\%C.L} = \begin{cases} P_{fit} + 1.96\Delta P_{fit} & (P_{fit} \geq 0) \\ 1.96\Delta P_{fit} & (P_{fit} < 0) \end{cases} \quad (4.0.1)$$

の式に従い、パラフォトンの探索感度を算出する。

ここで、今回ピークフィットに用いる関数について述べる。

暗黒物質の積算分布は標準ハローモデル [12] より

$$\begin{aligned} F_\nu(v) &= \int_0^v dv' \int_0^{4\pi} d\Omega f(\mathbf{v}') v'^2 \\ &= \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\exp \left[- \left(\frac{v + v_E}{v_0} \right)^2 \right] - \exp \left[- \left(\frac{v - v_E}{v_0} \right)^2 \right] \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \left[\frac{v + v_E}{v_0} \right] + \operatorname{erf} \left[\frac{v - v_E}{v_0} \right] \right) \end{aligned} \quad (4.0.2)$$

となる。ここでエネルギー保存則より周波数と速度には式 (4.0.3) の関係がある。

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (4.0.3)$$

$$h\nu_0 = m_{\gamma'} c^2 \quad (4.0.4)$$

上の式において ν_0 はパラフォトンの質量に対応する周波数である。この式を用いることで DM の速度を周波数に変換することができる。周波数に対する DM の積算分布 $F_\nu(\nu)$ において周波数分解能の幅で差分を取ったものがフィットに用いる関数である。

$$F_{\text{sig}}(\nu; \nu_0) = \frac{P_{fit}}{\Delta\nu} (F_\nu(\nu + 0.5\Delta\nu; \nu_0) - F_\nu(\nu - 0.5\Delta\nu; \nu_0)) + (\text{baseline}) \quad (4.0.5)$$

$\Delta\nu$ は XFFT の分解能、 P_{fit} は DM シグナルのパワーに対応している。また、今回は XFFTS の窓関数は幅 88.6kHz の矩形波に近似して計算している。図 4.0.1 は 223GHz にパラフォトンの質量が対応している場合のパワー $10^{-14}W$ のシグナルの形状である。

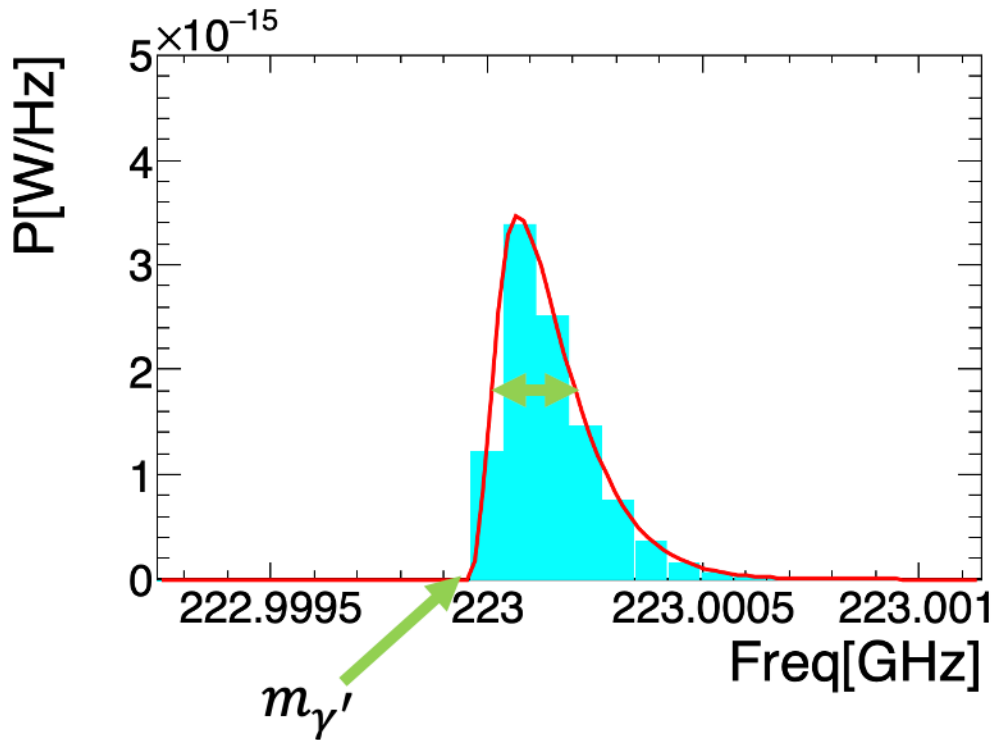


図 4.0.1: 223GHz にパラフォトンの質量が対応している場合のシグナルの形状。ピークの立ち上がりの位置がパラフォトンの質量、面積が式 (4.0.5) における P_{fit} に対応している。

シグナルの形状は DM の Maxwell-Boltzmann 分布を反映した形状となっている。信号の幅は DM の運動エネルギーに対応しているが、図 4.0.1 から分かるように本実験においては検出器のチャンネル間隔の 2,3 倍ほどであり鋭いピークとして観測されることが予想される。

4.1 ゲインのリニアリティ

本測定の議論に入る前にゲインのリニアリティについて確認する。本測定においては液体窒素温度 (77K)、室温黒体に加えて、ドライアイス + エタノール温度の黒体の測定を実施して、3 点でゲインのリニアリティを確認した。この測定においてはドライアイス + エタノールの温度は 202K であった。また、ドライアイスの結晶からの散乱を拾わないようドライアイスの上に錘をつけた黒体板を重ねた上でエタノールで浸すことでドライアイスの温度まで黒体を冷却した。図 4.1.1 にそのグラフを示す。

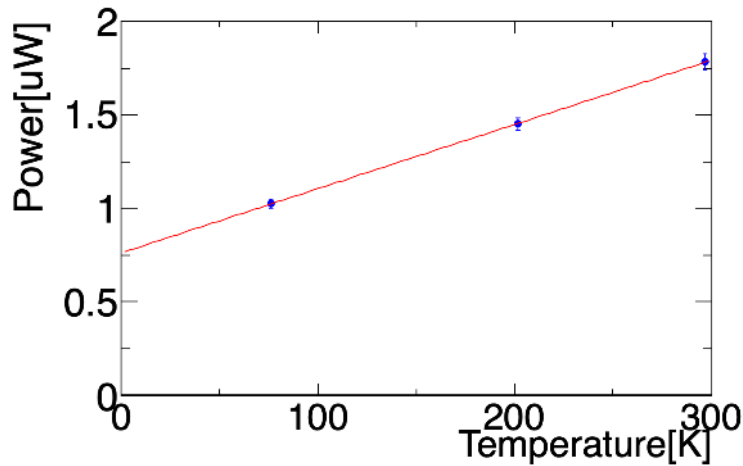


図 4.1.1: ゲインのリニアリティの確認

線形フィットを行ったところその傾きは $3.4 \pm 0.2 \mu\text{W}/\text{K}$ であった。この結果からゲインのリニアリティが5.9%の精度で保証されていることが確認できる。また、各測定では全く同じ条件で二回測定しているが以下で行うキャリブレーション、スプリアスの除去、ピークサーチの各工程ではこれらのデータを平均化した上で処理を行なっている。図 4.1.2 には二回の測定におけるゲインの差分をその平均で除したグラフをプロットしている。

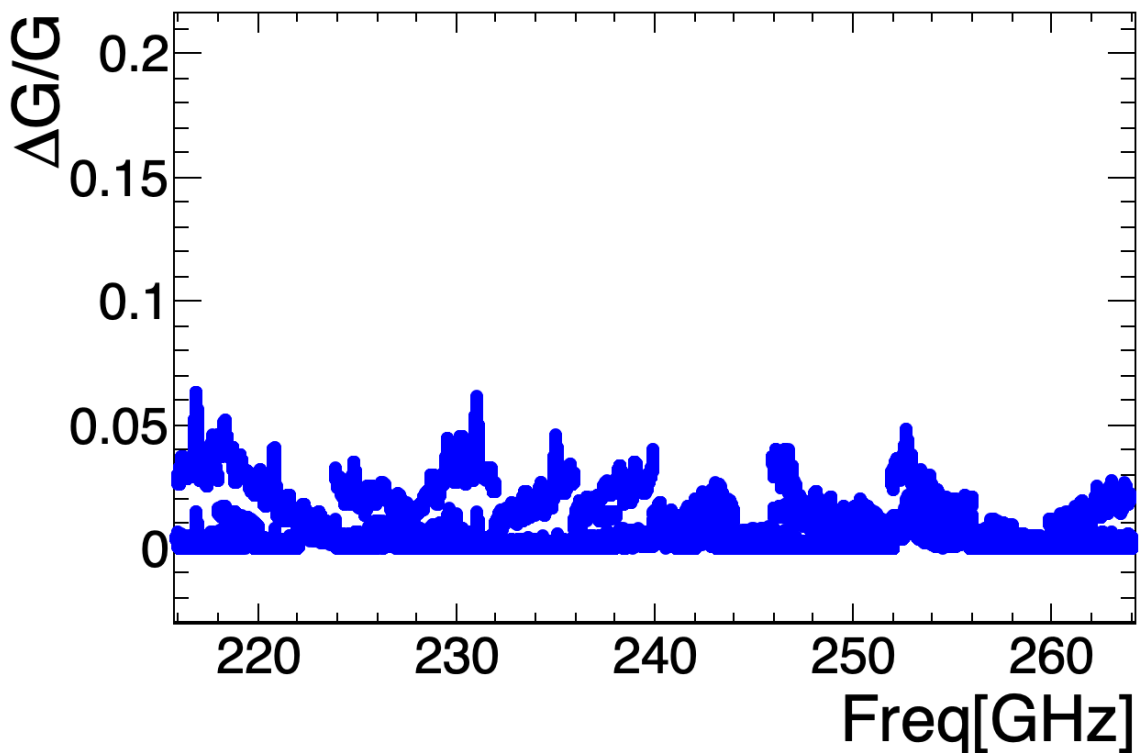


図 4.1.2: 測定帯域全体におけるゲインの不定性を示したグラフ。同じ周波数に複数のプロットが確認されているのは同じ周波数帯域において f_{LO} を微小にずらしながら行った4回分の測定の結果を重ねているからである。

同じ周波数間で差異が生じているのは測定を2日間に分けた際に検出器の設定に差異が生じていることが原因であると考えられる。図 4.1.2 よりゲインの平均値からのずれは最大でも 6.3% であることが確認できる。

4.2 パワーキャリブレーション

初めに、今回取り扱う測定データとなる

1. 室温黒体のパワースペクトル
2. 液体窒素温度黒体のパワースペクトル
3. アライメントした球面ミラーのパワースペクトル

の例を図 4.2.1 に示す。

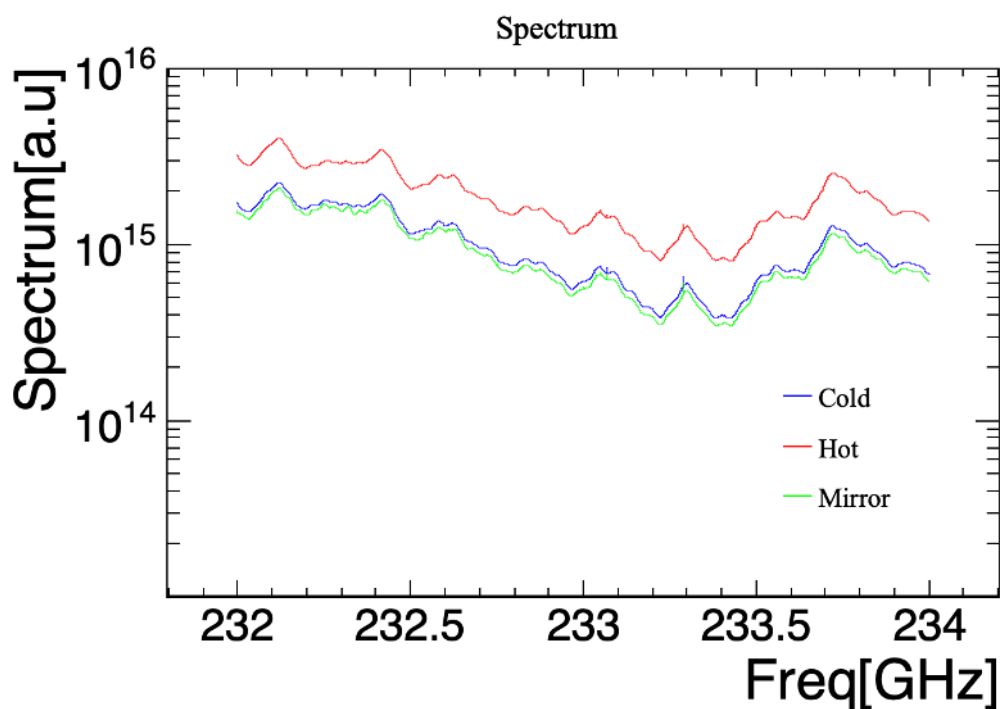


図 4.2.1: 232 ~ 234GHz 帯域における各測定で得られたスペクトルの図

横軸はスキャンした周波数、縦軸は得られたパワースペクトルの大きさを示している。ここで縦軸の値はゲインで増幅された後の出力値である。凡例の Cold, Hot, Mirror がそれぞれ 77K 黒体、室温黒体、球面ミラーの測定に対応している。グラフから分かるようにスペクトルの強度は Hot > Cold > Mirror の順になっており、これは室温黒体の温度が最も高く、球面ミラーで反射された受信機内部の低温層の温度が最も低いことに対応している。

次に、この三つのデータを用いたキャリブレーションより算出されたゲインとシステム雑音をそれぞれ図 4.2.2 の左右に示す。

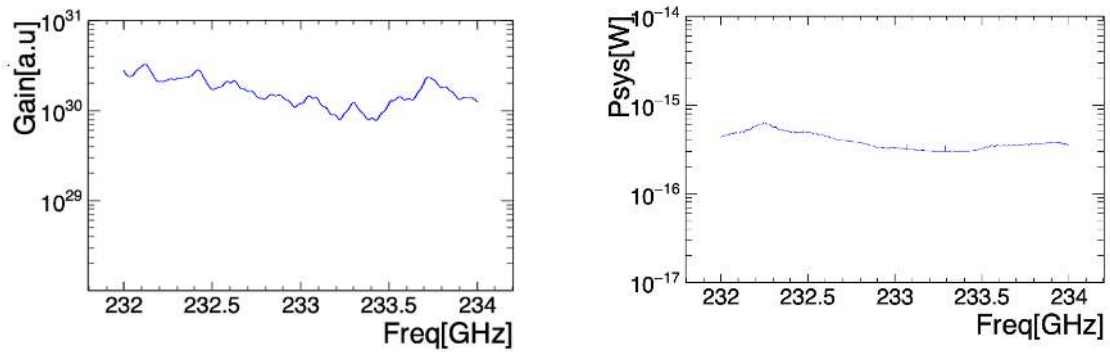


図 4.2.2: 232 ~ 234GHz 帯域の測定におけるゲイン、およびシステム雑音のグラフ。ゲインの縦軸は $P = P_{rec} + P_{sys}$ の単位を W とした時の出力 S に対する S/P に対応している。

図 4.2.1 では 233GHz や 233.3GHz 付近に鋭いピークが確認されているが図 4.2.2 のシステム雑音のデータにもこの構造が確認されている。パラフォトンのシグナルはキャリブレーションデータには混入しないため、これらはパラフォトン以外の何らかのノイズであることがわかる。キャリブレーションした後のミラースペクトルを探索周波数全域で表示したものが図 4.2.3 のグラフになる。

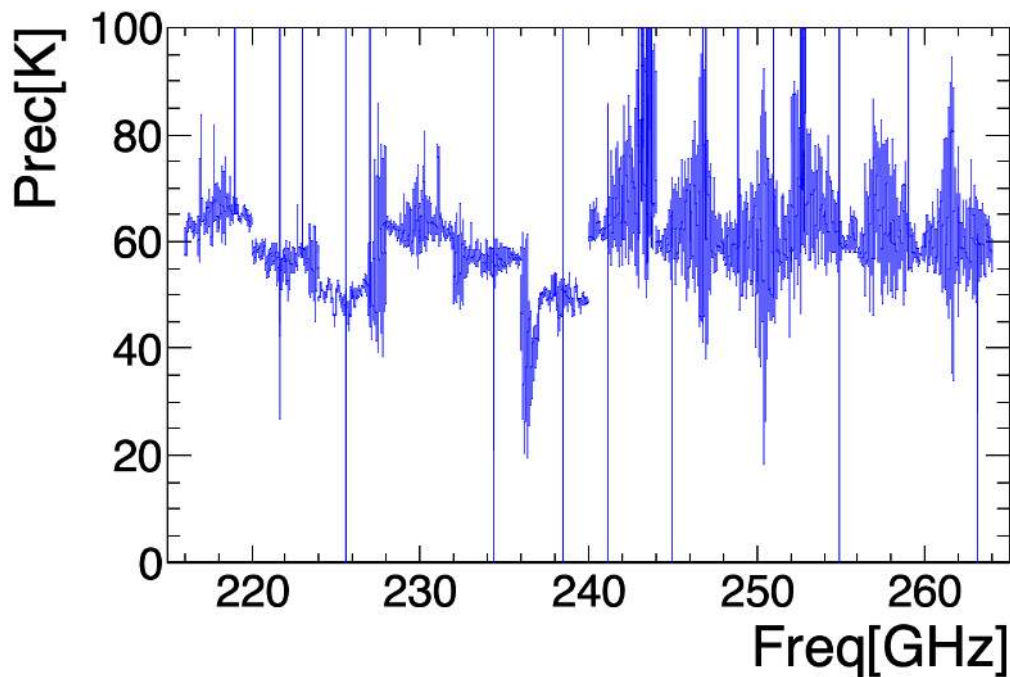


図 4.2.3: キャリブレーション後のミラースペクトル。縦軸はスペクトルを温度 [K] として換算したものとなっている。

図 4.2.3 から分かる通りベースラインは一定ではなく帯域によっては 80K ほどの幅を持って揺らいでいることが分かる。この揺らぎによるピークサーチの際の影響については 4.4.4.5 節で議論する。

このキャリブレーション後のスペクトル上に DM 由来のシグナルが存在しているかどうかをフィッティングを通じて調べる。図 4.2.3 のグラフを確認すると、所々に鋭いピークが立っていることが確認でき

る。これらはパラフォトン由来のシグナルの候補になりうる。ただ一方でミラーからの転換光以外の電波などのノイズが混入しても同様のピークが立つ可能性がある。そこで選択的にこれらのノイズ (以降スプリアスと呼ぶ) を除去する手法について述べる。

4.3 スプリアスの確認と除去

ここで前節で述べたスプリアスについて解説する。スプリアスとはDMシグナル以外の信号源が原因でスペクトル上に乗る鋭いピークのことを指す。今回対象としている信号と同様極めて鋭いピークの形状をしていることからシグナルとの混同が危惧される。したがってスプリアスは信号探索の前の段階で排除することが望ましい。

スプリアスを排除する際はキャリブレーションデータを用いた。これは、DMシグナルは放射体 (球面ミラー) を使用していないキャリブレーションデータには存在しておらず、キャリブレーションデータ上のノイズは全てDM以外の要因によるスプリアスとして排除して良いからである。

スプリアスの基準の候補として、キャリブレーションデータの一階微分、二階微分 (をフロアの値で規格化した値) を考えた。図 4.3.1 にそれぞれの処理を適用する 230 ~ 232GHz 帯域の 77K キャリブレーションデータのスペクトル、図 4.3.2 に図 4.3.1 のスペクトルをそれぞれ一階、二階微分した値をプロットしたグラフを示す。

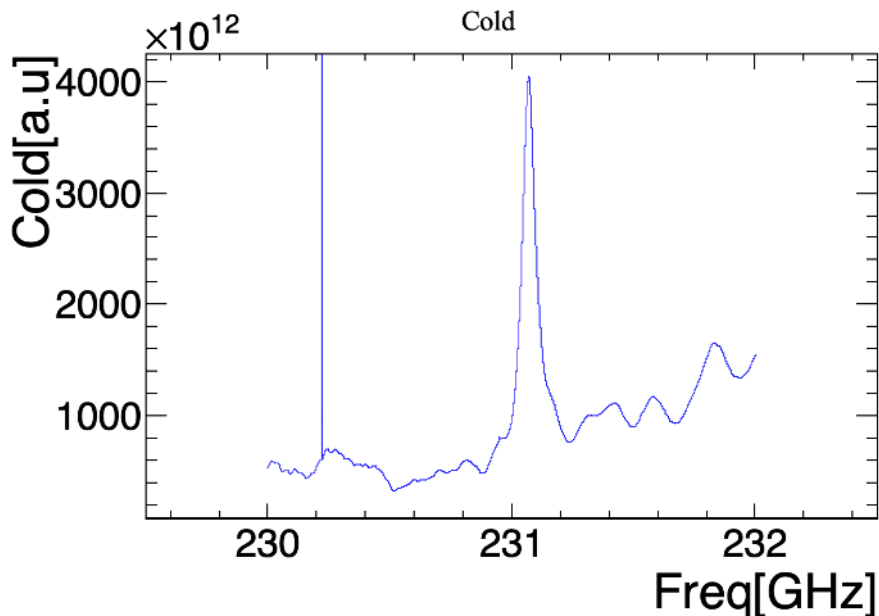


図 4.3.1: 230 ~ 232GHz 帯域の 77K 黒体放射のスペクトル

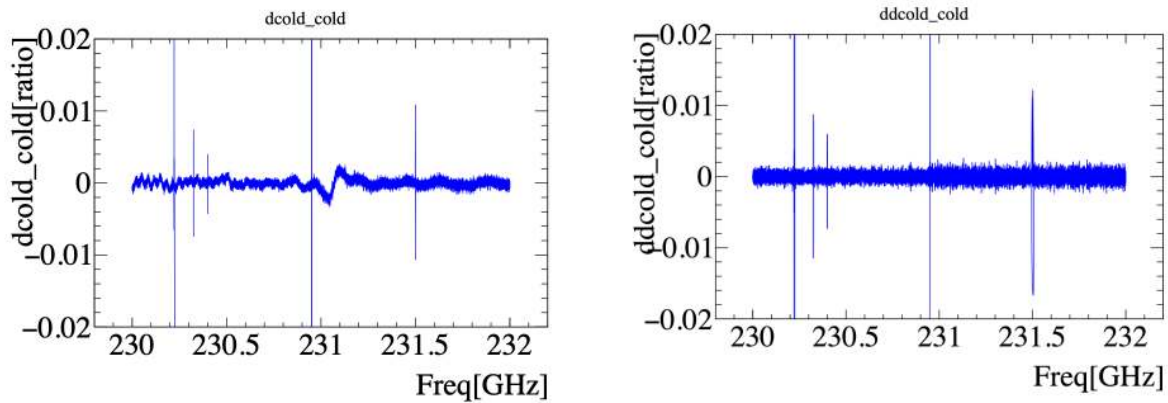


図 4.3.2: 230 ~ 232GHz 帯域の 77K 黒体放射スペクトルの一階微分、並びに二階微分値をプロットしたグラフ。どちらも二階微分を取った上、フロアの値で規格化して表示している

図 4.3.1 より、231GHz 付近で周りより一桁程度高くなっている構造が確認できる。そこでこれらの値の差が影響しないよう一階、二階微分値はフロアの値で規格化した。図 4.3.2 の左右を比較すると一階微分の方は中央に大きなうねりが生じていることが分かる。これは図 4.3.1 において 231GHz 付近にスプリアスほどではないが急峻な構造が表れており、この成分を拾ってしまうことが原因であると考えられる。一方、二階微分値は中央のうねり構造のようなスプリアスに比べて幅の広い構造の影響は反映しておらず、1,2チャンネルほどの幅の鋭いピークのみを検出することができる。このことから、二階微分の方が今回着目しているスプリアスのような 1,2チャンネル分ほど幅しかない鋭い構造のみを選択的に検出できると考えられる。そのため、基準値として二階微分値を採用する。

次に、具体的にはスプリアスを判定するための二階微分値の基準値を設定する。例として、230 ~ 232GHz 帯域で取得した 77K 黒体測定のスเปクトルにおいて、二階微分値を計算してヒストグラムとして表示したのが図 4.3.3 である。

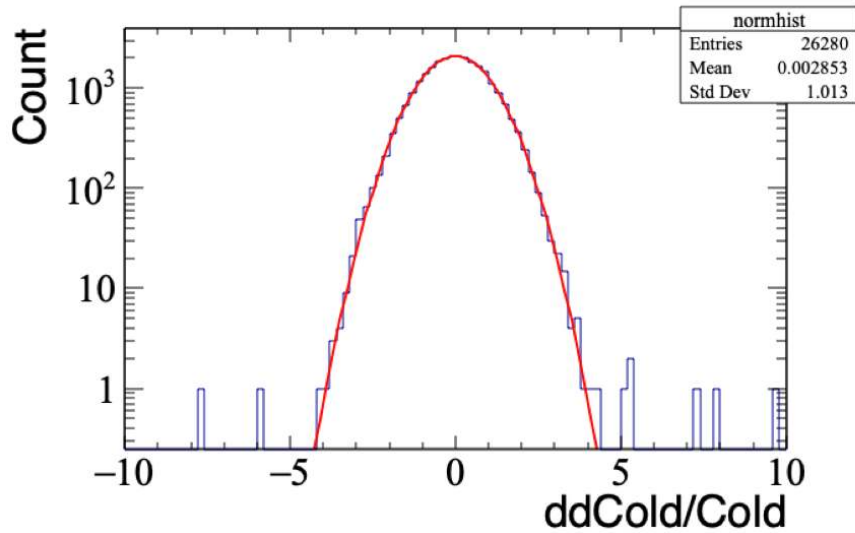


図 4.3.3: 230 ~ 232GHz 帯域でのキャリブレーションデータの二階微分。フロアの値で規格化した後、全体の分散で規格化して表示している。

図 4.3.3 より、大まかには標準正規分布に従っているが一部、分布から外れていることが確認できる。統計量が約 26000 であることから、look elsewhere effect を考慮すると値が 5σ となる global p-value は 0.007 となる。このことから基準値に関しては二階微分値の 5σ を基準にした。外れ値としてリジェクトされた点の例を図 4.3.4 に示す。

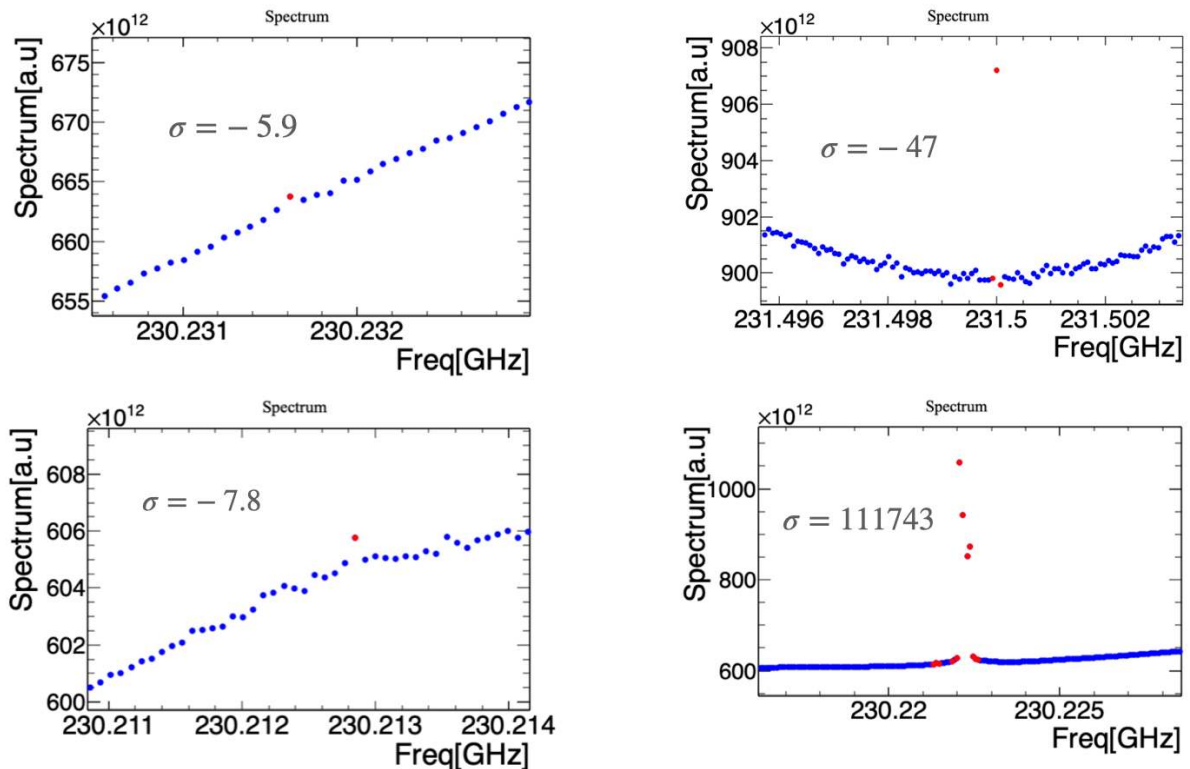


図 4.3.4: 230 ~ 232GHz 帯域の 77K 黒体測定スペクトルにおいて 5σ の基準でリジェクトされた点の例。図内に記入されている数値はそれぞれリジェクトされた点の σ 値である。

スプリアスはどのデータセットにも存在するものだけではなく、測定対象や回数によって検出できるものできないものが存在した。そこで Worst Case を取るため、スプリアスをリジェクトする際には一回の測定のみでリジェクトではなく、同一の XFFT 上のチャンネルを統一的にリジェクトした。本基準をもとに各 XFFT においてリジェクトされたチャンネルの割合を表 4.3.1 に示す。

表 4.3.1: アライメント調節器具の性能

XFFT	リジェクトされたチャンネルの割合 [%]
LSBO	3.0
LSBI	0.62
USBI	0.49
USBO	2.9

表 4.3.1 から 4 つの XFFTS のうち、1 段目のダウンコンバート後において 4 ~ 6GHz 帯域に対応している LSBO, USBO の XFFT においてリジェクトされたチャンネルの割合が他二つに比べて多いことがわかる。尚、リジェクトの過程で 4 通りの f_{LO} を用いた測定全てでリジェクトされ、探索が不可能になった周波数は 0 であった。次に主要なノイズの起源について簡単に調べた。図 4.3.5 に f_{LO} を 512 チャンネルずつずらした 4 つの測定におけるキャリブレーションデータのスペクトルを示す。

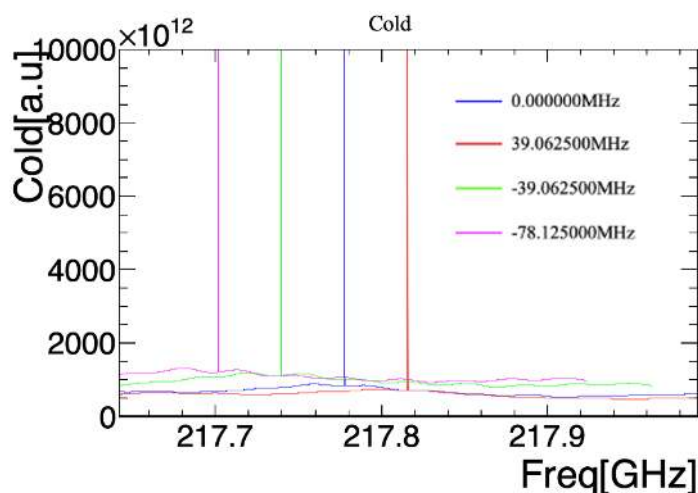


図 4.3.5: 224GHz を中心に f_{LO} をチャンネル数にして +512, -512, -1024 ずらして測定した液体窒素温度黒体のスペクトル

図 4.3.5 より、 f_{LO} のシフトに対応してピークもシフトしていることが確認できる。このことから図 4.3.5 に見られる鋭いピークはミリ波帯域のものではなく f_{LO} によってダウンコンバートされた後の帯域由来であることが考えられる。図 4.3.5 に示しているスペクトルは LSBO であり、初段の f_{LO} によって 6 ~ 8GHz にダウンコンバートされた後、2 段目の f_{LO} によって 0.2 ~ 2.2GHz にさらにダウンコンバートされている。該当するチャンネル位置から、このスプリアスは 2GHz 帯の携帯電話による電波や 6.3GHz 帯の無線電波によるノイズであると推測される。

図 4.3.6 はそれぞれの XFFTS で各チャンネルでスプリアスが確認されたかどうかを全測定において

確認し、その数をカウントしたグラフとなっている。カウントは各 f_{LO} において微小にチャンネルをずらした4通り×6パターンの24セットでカウントしているため、最大値が24となっている。

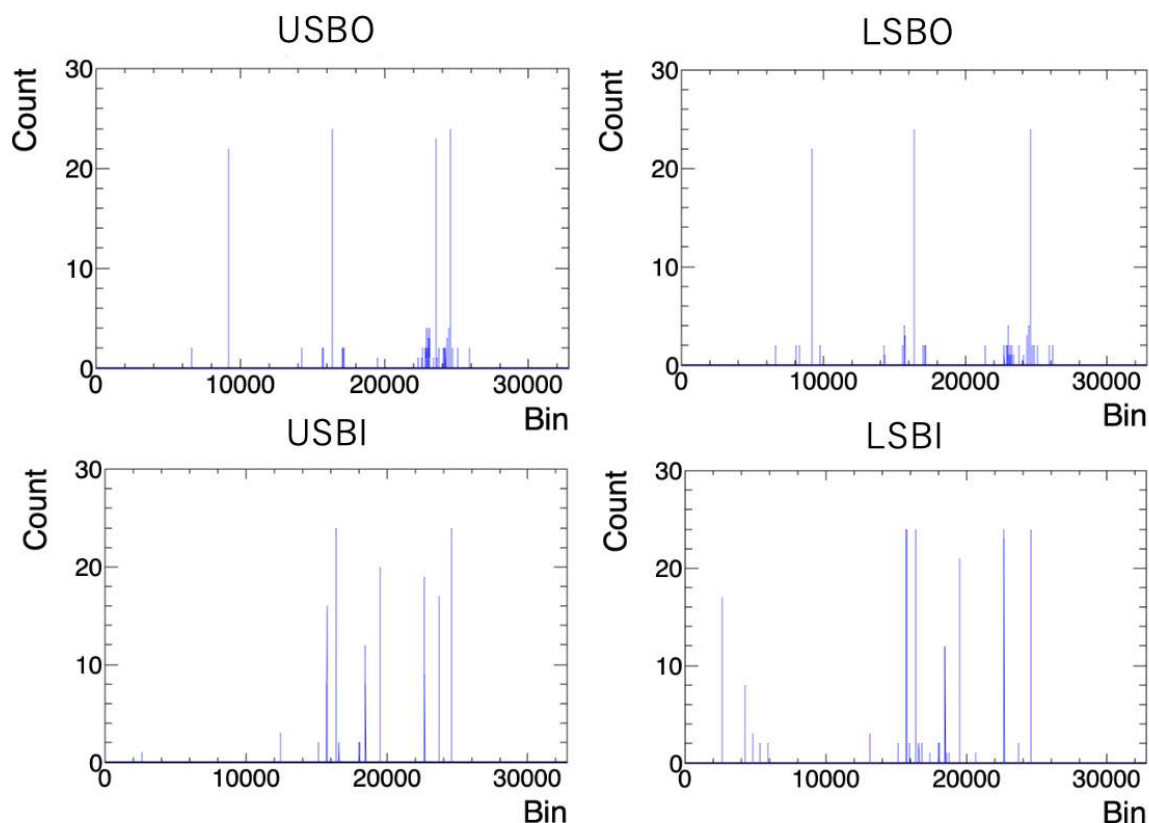


図 4.3.6: 各 XFFTS における、全測定でスプリアスが確認されたチャンネルの数

図 4.3.6 から確認できるように LSBO と USBO, LSBI と USBI はそれぞれほとんど全ての測定においてスプリアスが確認されているチャンネルの位置が概ね一致していることが分かる。これは受信機が 2SB 機構を採用しており、IN, OUT が上下で同じ IF 周波数に対応していることからミリ波帯域で乗ったノイズを除けば同一ノイズに対して IN, OUT それぞれ同じチャンネルに、その周波数に対応したノイズが立つからであると考えられる。このうち、IN と OUT のチャンネルに共通して乗っているノイズに関しては 2GHz 帯域、もしくは 4 ~ 6GHz / 6 ~ 8GHz 帯域由来のノイズ両方の可能性が考えられるが、片方のみに乗っているノイズに関しては一段階目のダウンコンバート後の帯域由来のノイズであると断定することができる。これらの分析を総合した結果、スプリアスの主な原因は

1. GPS の L2 波 (1227.60MHz)
2. 1.8GHz 帯域の携帯電話の電波
3. 5GHz 帯域の Wi-Fi
4. 7.5GHz 帯域の無線

などがあることが考えられる。

また図 4.3.6 では、全てのデータでは確認されていないが一部のデータで複数回カウントがあったチャンネル、ある特定の測定のみでスプリアスとして検出されたチャンネルも存在している。これらに関して

はそのふらつきから検出できないほど小さなパワーであるもの、ミリ波由来であるものなどの仮説が立てられるが今回はそれらの発信源や全てのデータでは検出できなかった理由の詳細な調査はできなかった。より正確には後述する FFT などの手法を用いて正確にノイズの検知、除去を行う必要があると考えられるが、今回は一回でもスプリアスが検出されたチャンネルは全て事前にマスクした上で残りのチャンネルでピークサーチを行った。

4.4 ベースラインフィット

ベースラインのモデルとしては先行研究である並木飛鳥氏の手法と同様に二次関数 $a(x - b)^2 + c$ を採用した。フィットの区間は XFFT のチャンネル数にして 30 チャンネル分に対して行い、左から 11 番目のチャンネルをパラフォトンの質量に対応するものと見做してそこから 10 チャンネル分を取り除いてフィットをおこなった。

空白を 10 チャンネル分に設定した理由としては図 4.0.1 でも示したようにシグナルの半値幅が 2,3 チャンネル分ほどであり高さがピークの 1/10 程度となるチャンネルが DM の質量に対応するチャンネルから数えて 10 チャンネル目であるからである。これに伴い、シグナル部分の 10 チャンネルに対して十分大きいかつ二次関数のモデルである程度近似が可能な幅であるとの判断からフィット区間を 30 チャンネル単位に設定した。

図 4.4.1 は中央の 10 チャンネルを取り除いた上でベースラインを行なっている様子を示した図である。

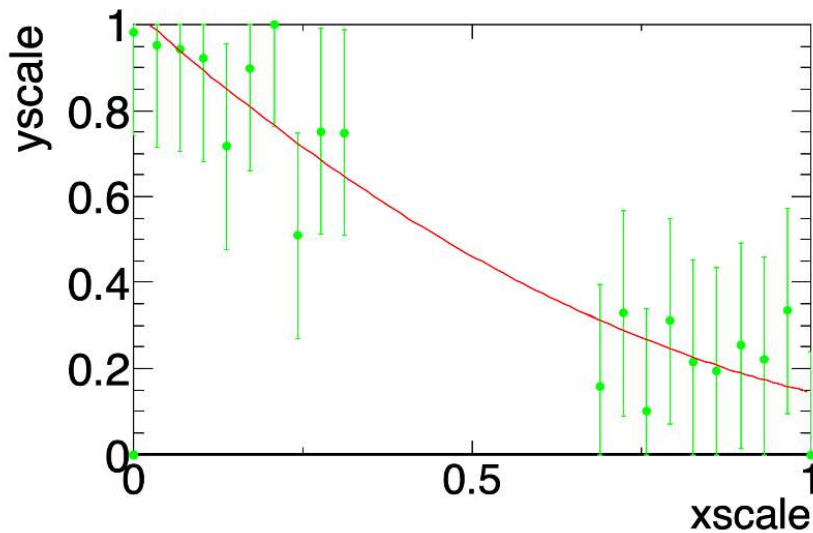


図 4.4.1: ベースラインフィットの一例。より収束性が良く正しいフィット結果を返すよう、縦軸横軸それぞれ [0,1] に規格化した上でフィットしている

RMS ノイズ T_{RMS} とシステムノイズ T_{sys} の間には、理想的には以下のような関係がある [43]。

$$T_{RMS} = \frac{\sqrt{2}T_{sys}}{\sqrt{B\tau}} \quad (4.4.1)$$

ここで B はチャンネルの帯域幅、 τ は測定時間である。本測定では $B = 88.5\text{kHz}$ 、 $\tau = 300\text{s}$ であり、システムノイズを引用論文の 300 ~ 400K と仮定すると $0.082 \leq T_{RMS} \leq 0.11\text{K}$ と考えられる。そこでベー

スラインフィットの際には誤差を一律に 0.1K と仮定して全ての点に与えた上でフィットしている。

次にベースラインフィットの結果について精査する。ベースラインが二次関数のモデルに正しく当てはまっている場合は、独立した区間のフィッティング結果の χ^2/NDF は自由度 $20-3=17$ 、最頻値 1 を正しいエラーに応じてスケール倍したグラフに従うはずである。全周波数でのベースラインフィットの結果のうち、独立した区間同士のみを抜き出して作成した χ^2/NDF の分布の例を図 4.4.2 に示す。

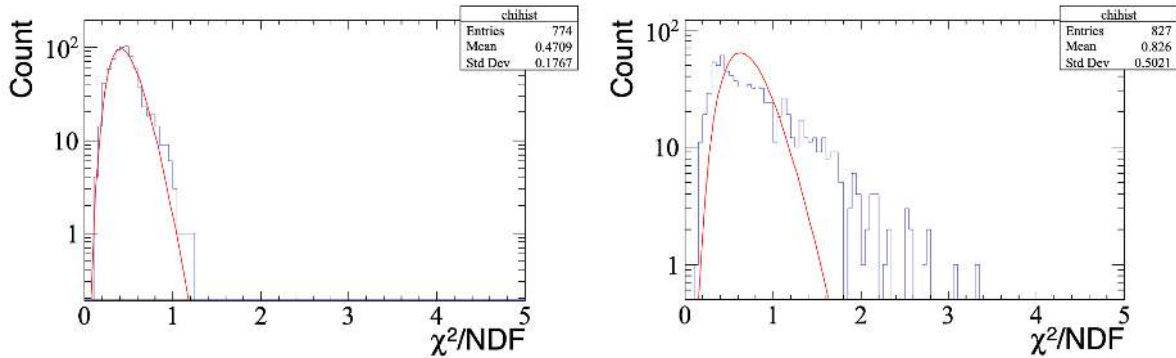


図 4.4.2: 左図は 224 ~ 226GHz 帯域、右図は 226 ~ 228GHz 帯域でのベースラインフィットの χ^2/NDF の分布。それぞれ独立した 30 チャンネルごとのベースラインフィットの結果のみを抜き出して表示しているため XFFTS の全チャンネル数のおよそ 1/30 倍の統計量となっている。

なお図 4.4.2 のヒストグラムは、事前にスプリアスの存在する区間を排除している。また横軸をスケールした自由度 17 の χ^2/NDF 分布のグラフを共に表示している。224 ~ 226GHz 帯域でのベースラインフィットの χ^2/NDF はほとんど理想的な自由度 17 の χ^2/NDF 分布に従っているが 226 ~ 228GHz 帯域では理想的な分布に比べてテールを引いたグラフとなっており、理想的な分布に従っていない。これはベースラインの揺らぎが同一測定の 2GHz の中でも異なることが原因であると考えられる。図 4.4.2 の二つの分布に対応した、キャリブレーション後のミラースペクトルを図 4.4.3 に示す。

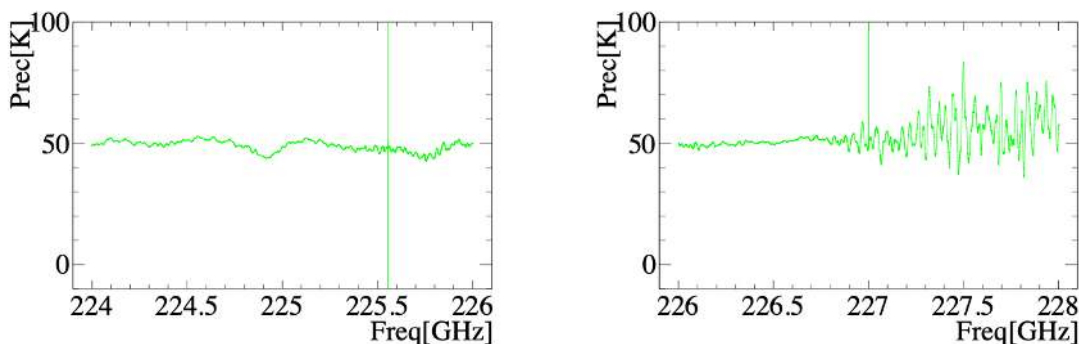


図 4.4.3: 224 ~ 226GHz ならびに 226 ~ 228GHz 帯域におけるキャリブレーション後のスペクトル

図 4.4.3 を見ると、図 4.4.2 においてほぼ理想的な自由度 17 の χ^2/NDF 分布に従っていた 224 ~ 226GHz 帯域では精々数 K スケールの振幅で振動しているのに対してテールを引いていた 226 ~ 228GHz 帯域のミラースペクトルでは周波数が大きくなるに従いその振幅が大きくなっており、一様なベースラインで

あるとは言い難い。このように同一測定帯域において形状のスペクトルは特に IN 側 (LSBI、USBI) の XFFTS での測定で多く確認された。

これらの事実から、各 XFFTS の測定で得られた 2GHz 分のスペクトルに対して一律なエラー値を振り分けてピークサーチする手法は適当ではないと考えられる。そこで本解析では XFFTS の測定帯域全体のベースラインとの RMS からグローバルにエラーをつける代わりに 30 チャンネルごとの区間で行ったベースラインフィットによる RMS をローカルにエラーとして設定した。図 4.4.4 では 30 チャンネルの区間ごとに、シグナル部分の 10 チャンネルを除いた 20 チャンネル分の RMS を用いてつけたエラーの分布をベースラインと共に示している。

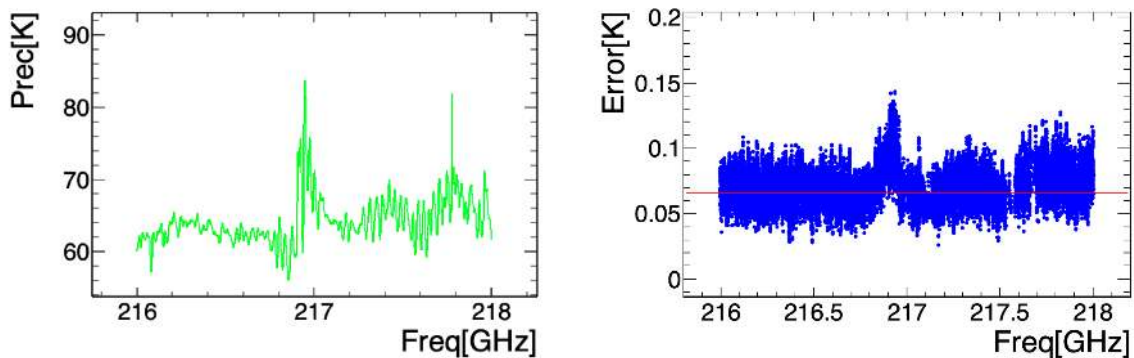


図 4.4.4: 216 ~ 218GHz 帯域のベースラインおよび一区間ごとに 20 チャンネル分でつけたエラーの分布

図 4.4.4 右図の赤線はグローバルに RMS を用いて計算したエラーの値となっている。図 4.4.4 の左右を見比べるとローカルにエラーを設定した場合、ベースラインの不安定な構造を反映していることがわかる。このようにローカルにエラーを設定したときのフィット結果やその精度について検証する。ローカルにエラーをつけることによるパラフォトンの探索感度への影響は次節のピークサーチの節で議論する。

4.5 ピークサーチ

本節では DM 由来のピークサーチについて述べる。前節では 30 チャンネルごとに区間を区切り中央の 10 チャンネルを除いた上でベースラインフィットを行った。ピークサーチでは取り除いた中央の 10 チャンネルを戻し、二次関数のベースラインにシグナルの関数を加えた以下の関数でフィットを行った。

$$F_{fit}(\nu) = \frac{P_{fit}}{\Delta\nu} (F_\nu(\nu + 0.5\Delta\nu) - F_\nu(\nu - 0.5\Delta\nu)) + a(\nu - b)^2 + c \quad (4.5.1)$$

ここで $\Delta\nu$ は検出器の周波数分解能に対応している。図 4.5.1 に実データにおいてピークフィットを行った一例を示す。

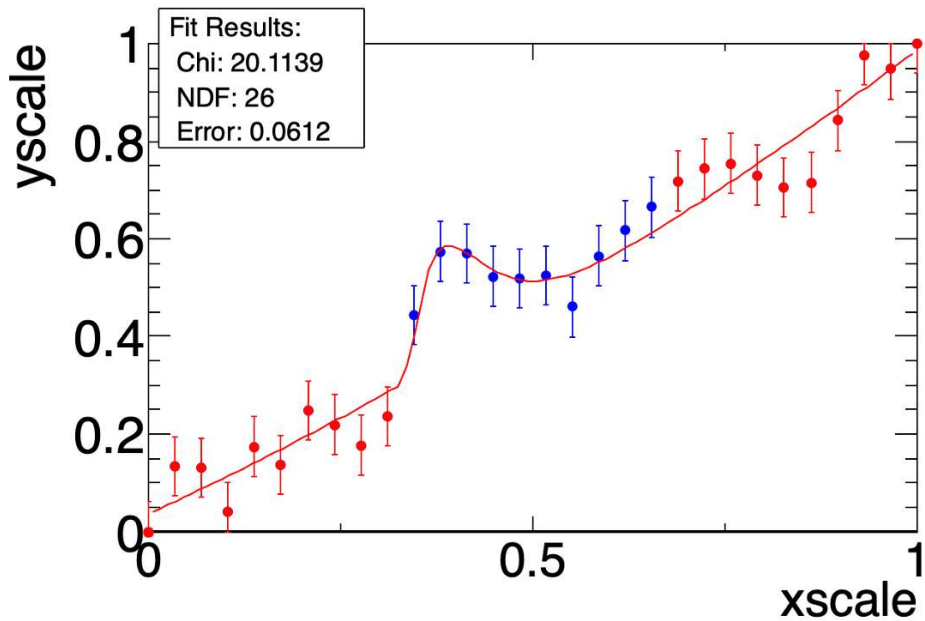


図 4.5.1: ピークサーチの例。30 チャンネルを一区間としてフィットしており、左右の赤色の点がベースラインフィットに用いた点、中央の青の点がシグナルが存在していると仮定している点である。

ここでもフィッティングの収束性の向上のため縦軸横軸はそれぞれスケールした上でピークフィットを行っている。ピークサーチはキャリブレーションを行った後のミラーのスペクトルに対して行っており、図の縦軸はスペクトルを温度の単位に直したものに相当する。216 ~ 218GHz 帯域の測定データにおいて、各周波数に対して得られた P_{fit} をフィッティングで得られたエラー ΔP_{fit} で除したものが図 4.5.2 のヒストグラムとなる。また、同様のデータセットにおいてフィット結果 P_{fit} を周波数に対してプロットしたものが図 4.5.3 である。

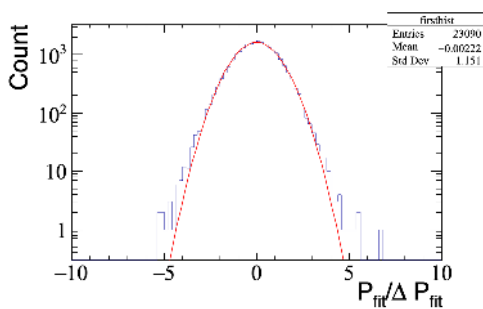


図 4.5.2: $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラム

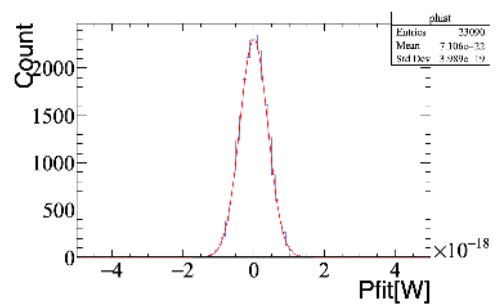


図 4.5.3: 216 ~ 218GHz 帯域のピークフィットにより得られた P_{fit} の分布。標準偏差は $3.97 \times 10^{-19} \text{W}$ となった。

図 4.5.3 のヒストグラムでは、 $[\text{K}/\text{kHz}]$ の単位で得たフィット結果を式 (3.1.2) で $[\text{W}]$ の単位に変換した上で表示している。標準偏差は $3.97 \times 10^{-19} \text{W}$ であり、平均値は $O(10^{-22})$ なのでそれに比べて極めて小さい。図 4.5.2 の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラムはフィッティング結果のエラーが正しく評価されている場合は理想的には $\sigma = 1$ となるはずであるが実際には $\sigma = 1.15$ となっている。これは誤差にホワイト

ノイズのみを考慮したために起こるエラーの過小評価が原因であると考えられる [47]。そこで、以降では ΔP_{fit} を σ 倍して標準正規分布に従うように補正した上で議論を行う。

図 4.5.4 は補正前の各周波数帯における $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の分散を示した図である。

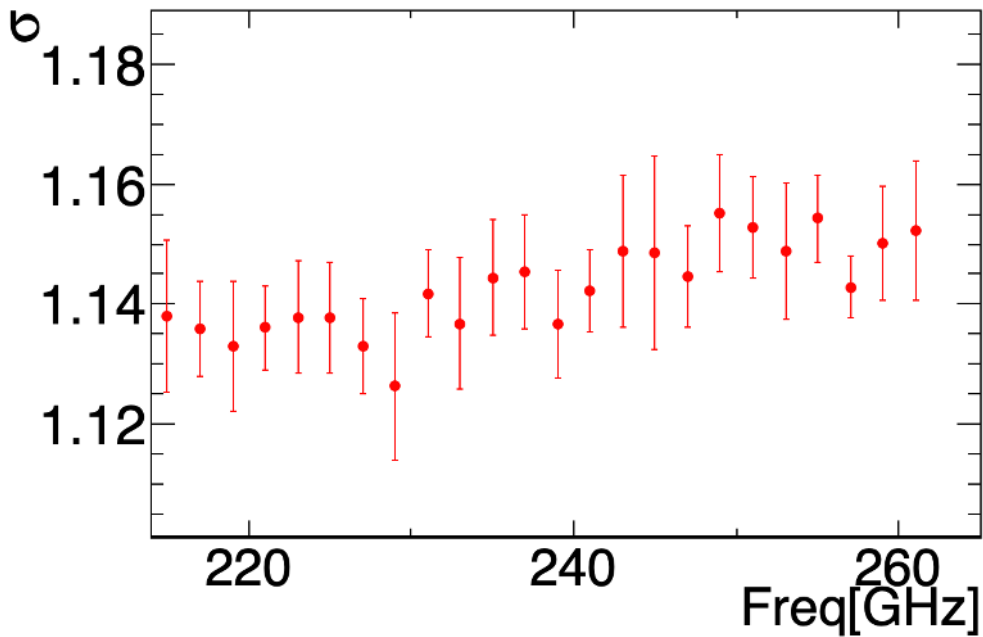


図 4.5.4: 2GHz ごとにフィットした結果の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の分散、その誤差をプロットしたもの。横軸は 2GHz の帯域の中央の値に対応している

図 4.5.4 を見るとどの周波数帯においても $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の分布は標準正規分布に対して分散が 1.12 ~ 1.16 倍ほど広がっていることが確認できる。そこで以降は、この結果に従いそれぞれの分布を規格化した上でパラフォトンの有無を議論する。

図 4.5.4 の値を用いて補正した後の 216 ~ 218GHz 帯域における ($f_{LO} = 224\text{GHz}$) $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラム、並びにそのデータ上で確認された excess の図を図 4.5.5, 4.5.6 に示す。

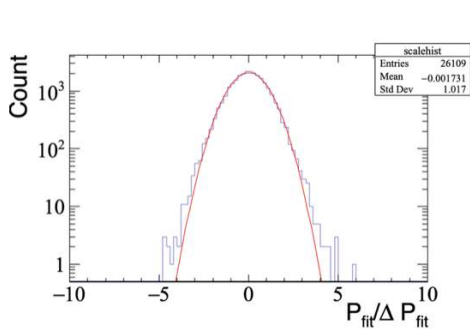


図 4.5.5: エラーの過小評価分を補正した後の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラム

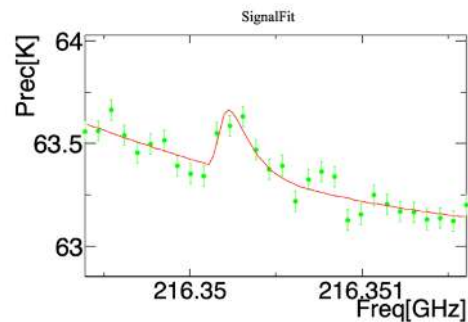


図 4.5.6: 確認された excess に相当するスペクトル。本周波数におけるピークフィットの χ^2/NDF は 1.5 であった。

図 4.5.5 を見ると、 $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ が 5σ を超えている測定データが存在している。図 4.5.6 がちょうど対

応するフィット結果となっている。これは global p-value にしておよそ 0.4% に相当する。また、フィット結果の χ^2/NDF は 1.5 と不自然ではない。したがって look elsewhere effect[49] を考慮しても p 値にして 0.4% の有意差でパラフォトンが検出されたことが示される。該当する点では二階微分の値は σ 値にして 1.9 であり基準値内に収まっているためスプリアス以外が原因として作用していると考えられる。

この原因について、対象となる周波数近辺の 77K 黒体測定のスเปクトル並びにミラー測定スเปクトルを図 4.5.7 に示す。

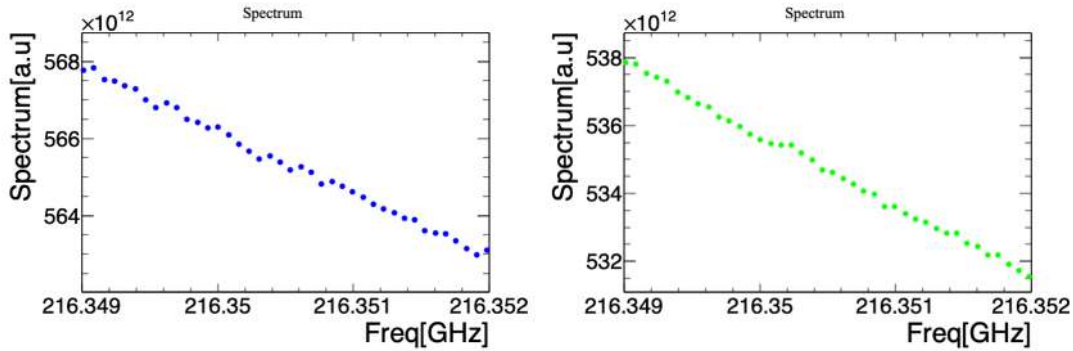


図 4.5.7: excess が確認された周波数周辺の 77K 黒体スเปクトル並びに球面ミラー測定時のスเปクトル

また、同様の帯域におけるゲインとシステム雑音のグラフを図 4.5.8 に示す。

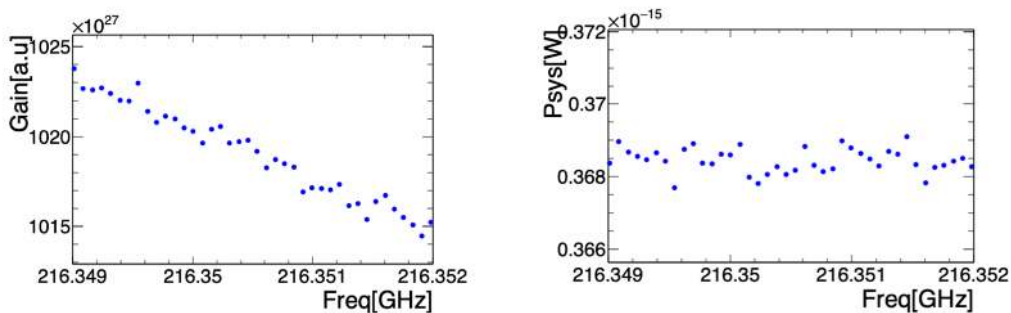


図 4.5.8: excess が確認された周波数周辺のゲインおよびシステム雑音

図 4.5.7 より excess が確認された周波数帯ではミラーズペクトルに小さな盛り上がりの構造が確認されている。また、図 4.5.8 より室温黒体のズペクトルに小さな点の下がりが存在することでゲインが増加し、システム雑音が低く評価されたことで盛り上がり構造が増幅されて検出されたのだと考えられる。

本実験では同一周波数を異なる f_{LO} で最大 4 回測定している。そのため、4 通りの測定結果を総合してその再現性を確認する。初めに、コンバインする 4 パターンの f_{LO} におけるミラーズペクトル、並びにその標準偏差を図 4.5.9 に示す。

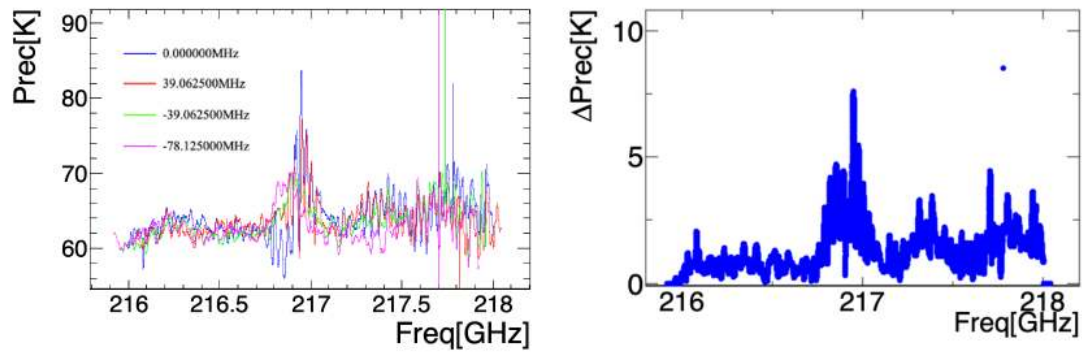


図 4.5.9: 左図は f_{LO} をずらして測定した4パターンのミラースペクトル。縦軸は温度の単位に直しており、キャリブレーションした後のデータとなっている。また右図はこの4つの測定データの標準偏差をとったもの。

図 4.5.9 の右側のグラフより、217GHz 付近の盛り上がった領域では標準偏差が最大 8K ほど他の領域に比べて大きくなっている。これは、図 4.5.9 の左図で確認される中央付近の構造が XFFTS 特有のもの、あるいはダウンコンバート後の周波数帯特有のものであることから f_{LO} のシフトに伴いミリ波帯域ではズレて平均化されていることが原因であると考えられる。

従って、平均化の際にスペクトル同士を先に平均化するとこれらの影響が強くなるためピークフィットを行い、それぞれのデータで $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ を計算してからそれを平均化して評価することとした。図 4.5.10 は4通りの f_{LO} での測定スペクトルから得られた $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ を平均したグラフである。

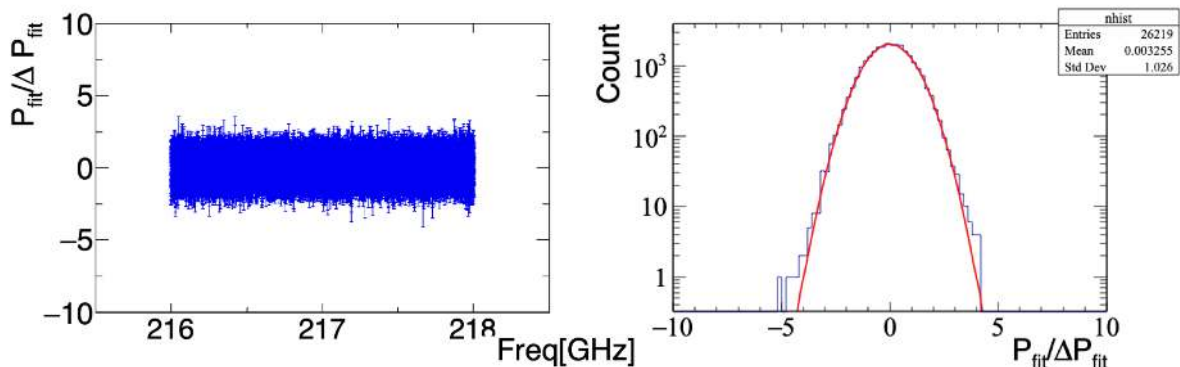


図 4.5.10: 左図は 216 ~ 218GHz 帯域において $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ を測定回数に応じて平均化したグラフ。右図は左図で平均化された $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ のヒストグラム

ここでは簡単のため、global p-value を local p-value p_{local} に対して $p_{global} = n \times p_{local}$ として計算している。今回サンプルが 26000 点あることからボンフェローニ補正を行った上での有意水準 5% で excess と判断するには約 4.6σ 以上である必要がある。グラフから分かるように $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ が 4.6σ を超えている点は誤差の範囲で確認されなかった。そのため、確認された excess には再現性が確認されなかった。また、図 4.5.10 の右図は平均化した後の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ をヒストグラム化したものである。なおスプリアス

を除去した関係上、周波数ごとに統計量に差があるため \sqrt{n} 倍している。そのため元の分布が互いに標準正規分布に従っている場合、図 4.5.10 右側も標準正規分布となるはずである。

結果としてヒストグラムは標準正規分布に従っており、平均化した後も妥当な分布になっていることが確認できる。

図 4.5.11 は全帯域において $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の測定分の平均値のプロット、ならびにそれらの標準偏差のプロットとなっている。

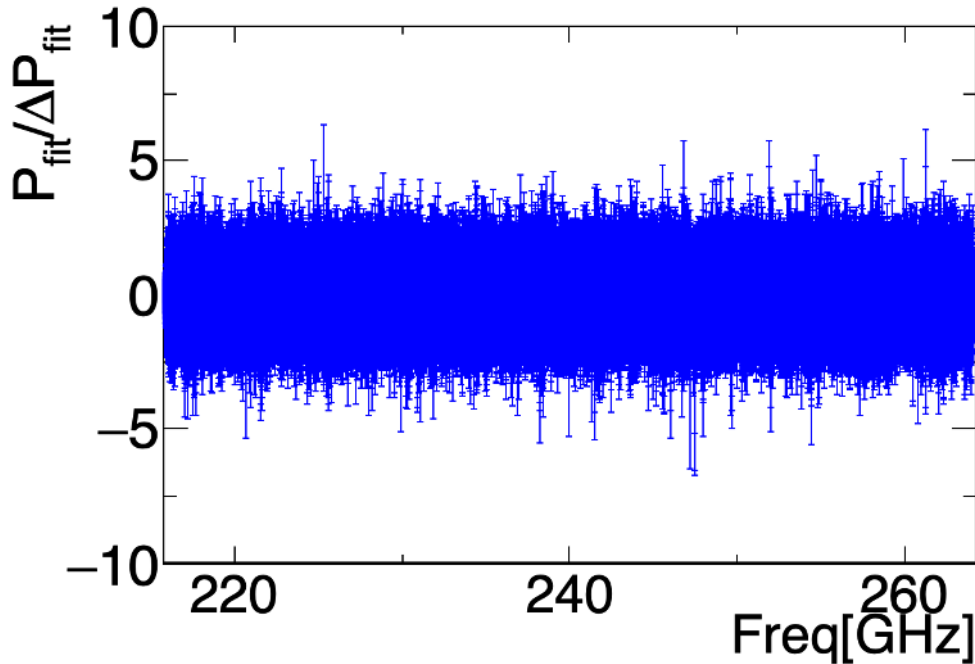


図 4.5.11: 全周波数帯域における $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の平均値。平均化にあたっては ΔP_{fit} の値の逆数で重み付けをして平均化を行っている。

図 4.5.11 より、平均した後に再現性のある excess は存在しないことが確認できた。ただ、エラーバーの範囲でいくつか excess となっている点が存在しているため、これらの点についてはさらに周波数をずらすなどして統計量を集め検証する必要があると考える。excess が確認されなかった点に関してはパラフォトン探索の感度を以下の式 (4.5.2) で計算する。

$$\Delta P_{fit95\%} = \begin{cases} P_{fit} + 1.96\Delta P_{fit} & \text{if } P_{fit} \geq 0 \\ 1.96\Delta P_{fit} & \text{if } P_{fit} < 0 \end{cases} \quad (4.5.2)$$

式 (4.5.2) に従い上の 216 ~ 218GHz 帯域の結果から $\Delta P_{fit,95\%C.L}$ を計算する。測定帯域全体をデータからグローバルに RMS エラーをつける手法、30 チャンネルごとに区間を区切り、それぞれの RMS からエラーをつける手法の二通りでフィットした上で結果をプロットしたグラフが図 4.5.12 の通り。

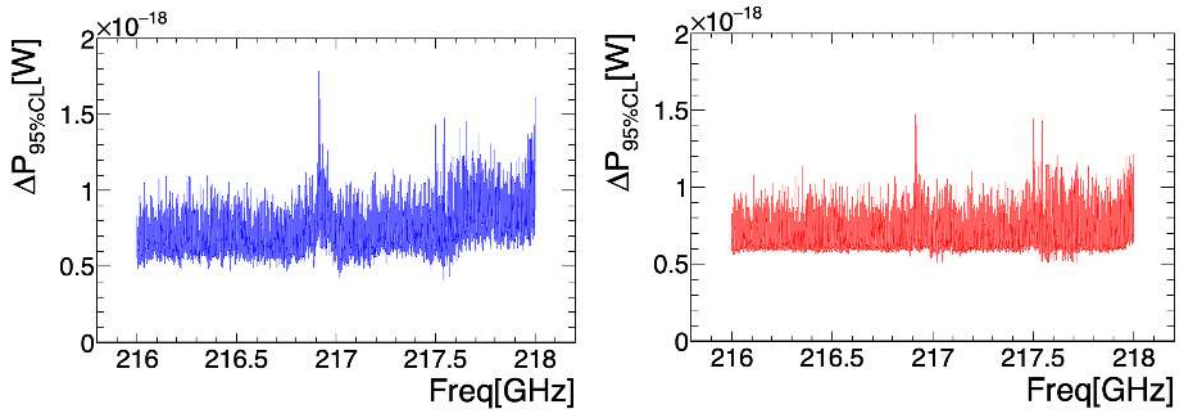


図 4.5.12: 二通りのエラーをつけた場合のそれぞれの $\Delta P_{fit,95\%C.L.}$ 。左がローカルにエラーをつけた場合、右がグローバルにエラーをつけた場合の図である。

ここで 217GHz 付近に盛り上がりが確認されているが、この周波数付近でゲインの盛り上がりがありそれに伴いベースラインの振幅も上がったことからフィット結果として評価されたエラーがその他の周波数帯域に比べて大きかったことが原因として考えられる。実際得られた結果は前節の図 4.4.4 で示したエラーの分布を反映した結果となっている。また、グローバルにエラーをつけた場合の $\Delta P_{95\%C.L.}$ ではグローバルにエラーをつけたにも関わらず 217GHz, 217.5GHz 付近では周りに比べて小さくなっている点がある。この原因に関して、216 ~ 218GHz 帯域のスペクトルにグローバルにエラーをつけてピークフィットを行った時の ΔP_{fit} の分布を図 4.5.13 に示す。

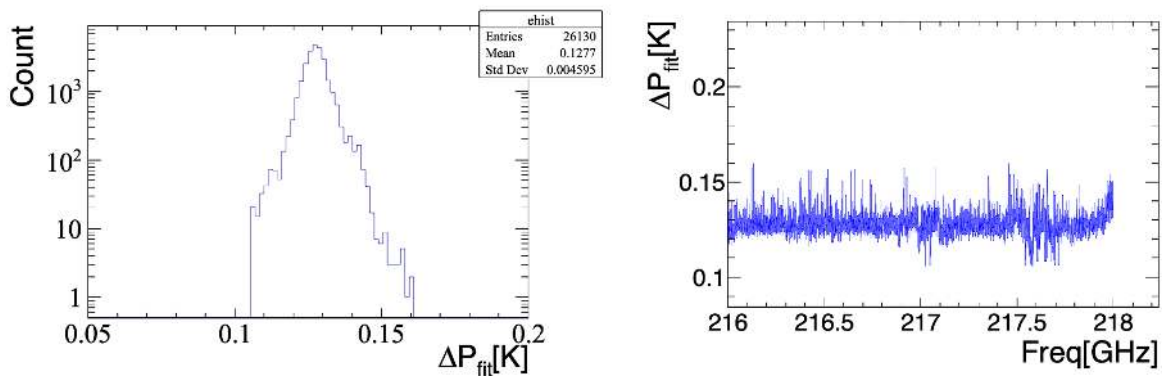


図 4.5.13: グローバルにエラーをつけた時の ΔP_{fit} の分布。左はヒストグラムに、右は横軸を周波数にしてグラフとして表示したもの。

図 4.5.13 の右のグラフよりところどころ ΔP_{fit} が小さくなっている点があることが分かる。これは図 4.5.12 の右図において $\Delta P_{95\%C.L.}$ が小さく出ている周波数と一致している。

ローカルにエラーをつけた場合の 216 ~ 218GHz 帯域のピークフィットの結果の χ^2/NDF の分布を図 4.5.14 に示す。図 4.5.14 分布は概ね自由度 30-4 の χ^2/NDF の分布に従っており、正しく評価ができていることが分かる。

全帯域についてローカルにエラーをつけた時の $\Delta P_{95\%C.L.}$ を図 4.5.15 に示す。

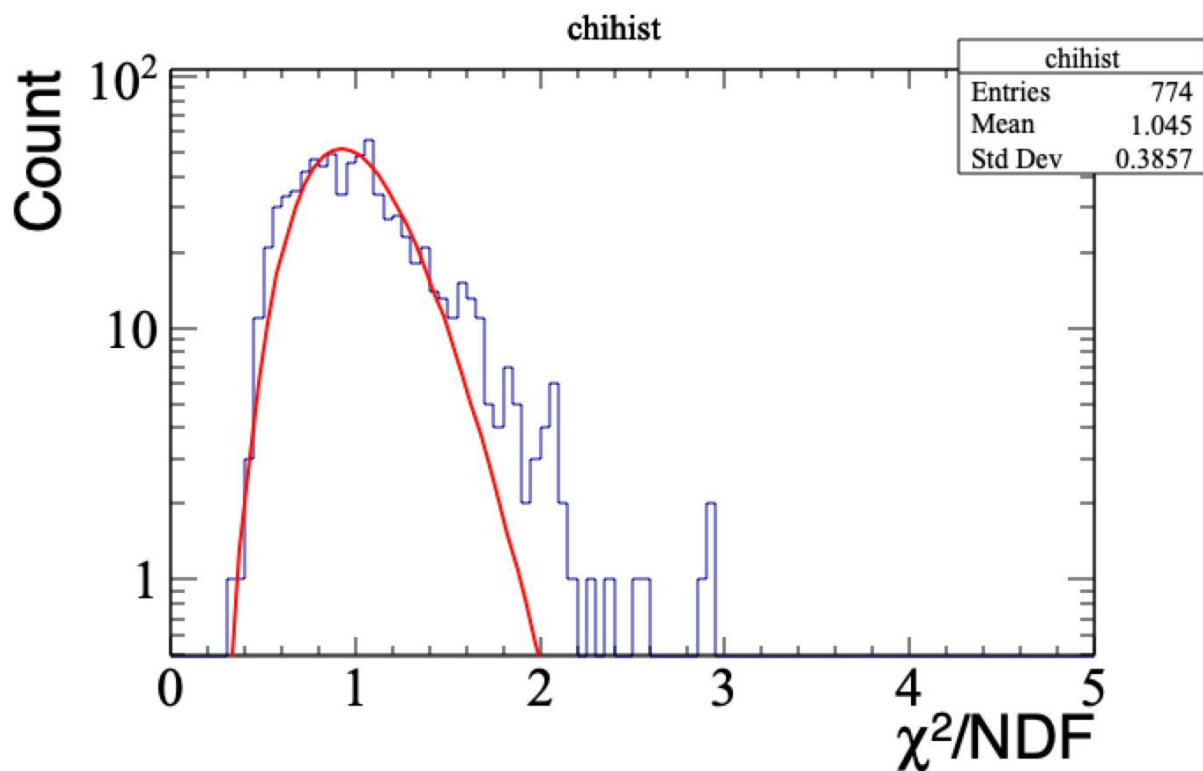


図 4.5.14: 216 ~ 218GHz 帯域におけるピークフィットの χ^2/NDF の分布。ここでも独立した区間の点のみの結果を抜き出している。

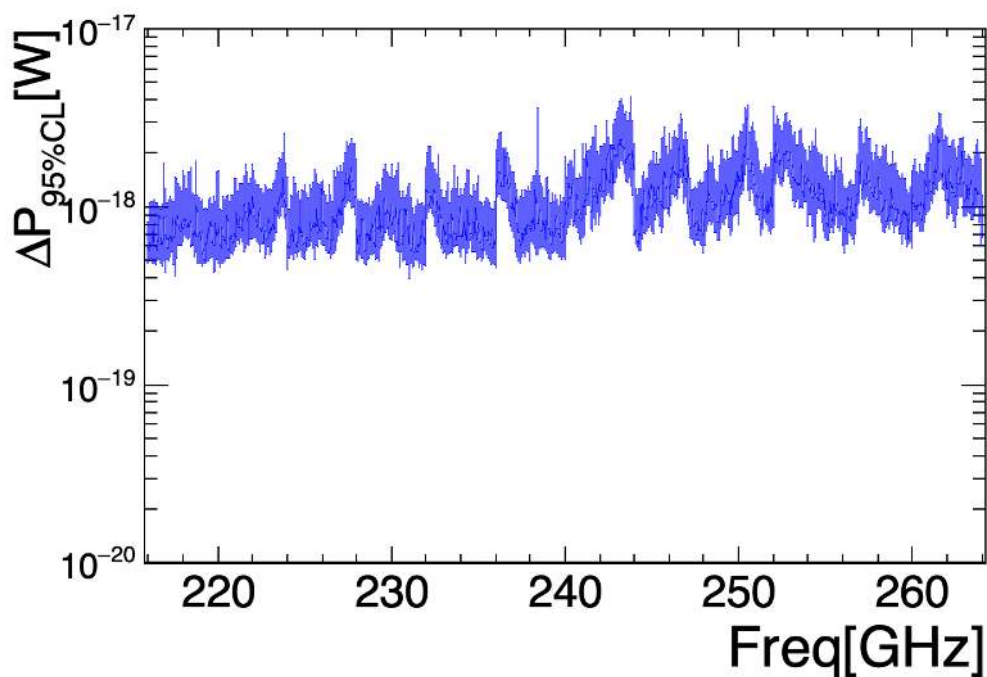


図 4.5.15: 全測定帯域における $\Delta P_{95\%C.L}$ のグラフ

図 4.5.15 を見ると測定帯域によってふらつきが見られる。これは図 4.4.4 においても議論したように、

30チャンネルごとにRMSエラーをつけたことによりベースラインの揺らぎの影響が反映されていることが原因であると考えられる。実際、図4.2.3で示したキャリブレーション後のミラースペクトルが高い帯域(242~244GHz)において特に $\Delta P_{95\%C.L}$ が大きく出ていることが確認できる。なお微小に f_{LO} をずらしながらスキャンを行ったことから各周波数では最大4回の測定が行われている。そこで、 $P_{95\%C.L}$ を計算するにあたってはこれらに対して個別にピークフィットを行った上で得られた P_{fit} ならびに ΔP_{fit} を平均化することで最終結果として計算した。

第5章 系統誤差

ここでは測定の各過程で生じる系統誤差の計上を行う。一覧としては

1. 光学系による系統誤差
2. フィッティングによる系統誤差
3. 周波数分解能によるシグナルの不定性
4. 周波数誤差による不定性

となっている。次節以降でこれらの解説を行う。

5.1 光学系による系統誤差

5.1.1 表面アラサによるパワーロス

球面ミラーの表面アラサにより微小な光路差 ε が生じ、位相差 $\delta = 2\pi\varepsilon/\lambda$ が生まれる。この位相差により生じるパワーロスについて述べる [50]。

表面の変位が標準偏差 σ_ε のガウス分布に従うとき、パワーは

$$P_{eff} = P_0 \exp(-\sigma^2) \quad (5.1.1)$$

$$\sigma = 2\pi\sigma_\varepsilon/\lambda \quad (5.1.2)$$

ここで P_0 は位相差がない場合のパワーである。

2.3 節から球面ミラーの算術平均荒さ R_a は $0.235\mu\text{m}$ であった。この式における $Z(x)$ は表面からの高さであり、この $Z(x)$ が σ_ε のガウス分布に従う時、

$$\begin{aligned} R_a &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\varepsilon^2}} \int \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_\varepsilon^2}\right) |z| dz \\ &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_\varepsilon \end{aligned} \quad (5.1.3)$$

この R_a の値が本実験では $R_a \leq 0.235\mu\text{m}$ であったので $\sigma_\varepsilon < 0.295\mu\text{m}$ となる。式 (5.1.2) より σ は波長が短いほど大きくなるが、264GHz の周波数においてその値は $\sigma = 1.63 \times 10^{-3}$ となる。従って本測定帯域におけるパワー損失は最大で

$$1 - \exp(-\sigma^2) < 2.66 \times 10^{-6} \quad (5.1.4)$$

となる。この損失 $2.66 \times 10^{-4}\%$ は次節以降で言及する損失要因に比べて非常に小さい。

5.1.2 表皮効果による導体損失

表皮効果により誘導電流が生じると、その分損失が発生するためこの効果についても検証する。表皮効果における表皮の深さ δ は

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (5.1.5)$$

と表される。これを用いると表皮 δ における電磁波のパワーの反射率 R_{ref} は

$$R_{ref} = 1 - 2 \times \frac{\delta}{\lambda} \quad (5.1.6)$$

となる。ここで、 ν は電磁波の角周波数、 ϵ_0 は真空における誘電率、 μ は透磁率、 σ は導体の導電率である。

本実験で用いた球面ミラーの材質であるアルミニウム合金 A5052 の導電率は $2.03 \times 10^{11} / \Omega \cdot m$ であり、透磁率は真空の値とほとんど同じで $1.26 \times 10^{-6} \text{H/m}$ である。誘電率 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{m}^{-3} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^4 \cdot \text{A}^2$ を用いると今回の探索領域である 216 ~ 264GHz における表皮深さは $\delta \sim 2.3 \times 10^{-7}$ となり式 (5.1.6) から

$$1 - R_{ref} \sim 3.6 \times 10^{-4} \quad (5.1.7)$$

したがって、表皮効果による変換損失は $3.6 \times 10^{-2}\%$ となる。

5.1.3 スピルオーバーによる損失

本来ガウシアンビームは無限遠まで広がっているため、受信機は球面ミラーの外側にも感度を持つ。これによるパワーの損失を考える。今回ミラー径は 344.733mm であったため、ビームの中でミラーの範囲に収まっている割合は

$$\begin{aligned} P(a = 344.733) &= \int_{-a}^a dx dy |\mathbf{E}_{rec(x)}|^2 |\mathbf{E}_{rec(y)}|^2 \\ &= \int_0^r dr \int_0^{2\pi} d\theta 2\pi r |\mathbf{E}_{rec(x)}|^2 |\mathbf{E}_{rec(y)}|^2 \end{aligned} \quad (5.1.8)$$

となる。ここで ω_x, ω_y はそれぞれ球面ミラー上での x,y 方向のガウスビームのウエストサイズに対応している。第 3 章で得られたガウシアンビームの径 $\omega_x = 131\text{mm}, \omega_y = 137\text{mm}$ の値を用いると、スピルオーバーによる損失は

$$1 - P(a = 344.733)/P(\infty) < 0.0101 \quad (5.1.9)$$

より 1.01% となる。

5.1.4 球面ミラーのアライメントによる不定性

ここでは球面ミラーのアライメントのずれから生じる不定性について議論する。アライメントにおいて調節したパラメータは z, x, y, θ, ϕ の 5 つであった。実測値では x-y でのビームウエストは非対称であり、その影響も考慮する必要がある。また、x-y 軸方向と $\theta - \phi$ 軸方向は実際は互いに独立ではないのでこれらの影響も考慮してカップリングを計算する必要がある。ここではこれらの事項も含めて各パラメータによる不定性を議論していく。

理想的な光学系においても、式 2.2.5 より共焦点距離は周波数に依存して変化する。それに伴いビームウエストの位置も変化する。図 5.1.1 ではホーンアンテナからのウエスト位置を今回の測定帯域に対してプロットした図を示している。

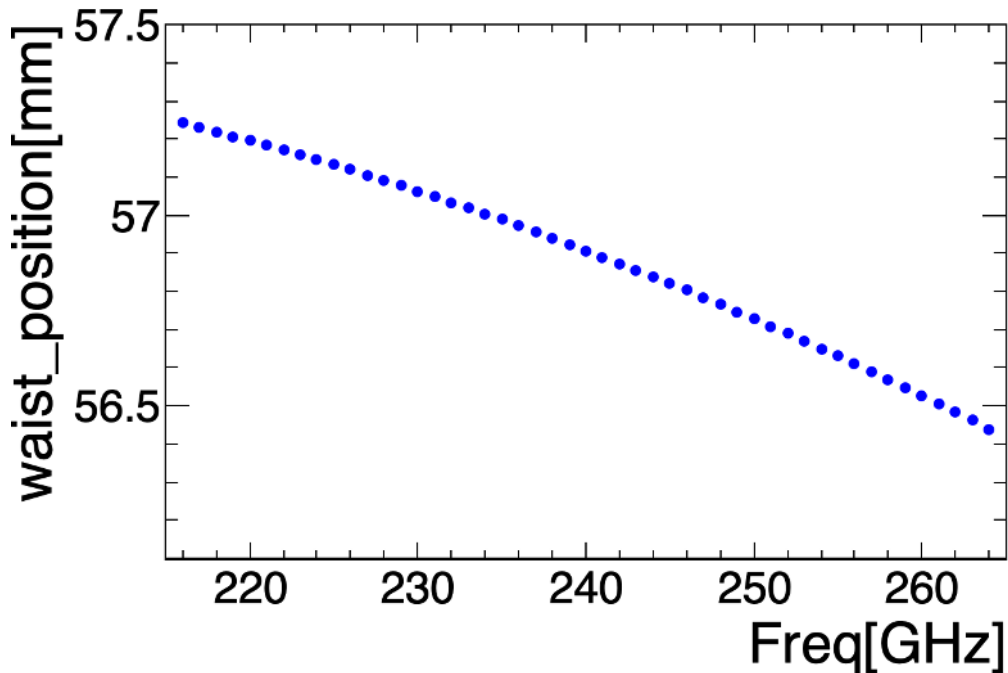


図 5.1.1: 周波数に応じたビームウエストの位置

図 5.1.1 よりウエスト位置は今回の測定周波数の上限と下限で 0.8mm の差があることが確認できる。これに伴いウエスト位置は $57 \pm 0.8\text{mm}$ となる。

z 軸方向のアライメントによる不定性

z 方向の調節は最小読み取り $\pm 0.01\text{mm}$ で可能であった。しかし実際はパワーメータを用いた調節では 0.01mm の精度では値の有意な変化を確認することができなかった。そのため実際の調節精度は $\Delta z = 10\text{mm}$ となっている。これと周波数によるビームウエストの位置の変化を合わせると z 軸方向のアライメントの不定性は $\Delta z = \sqrt{10^2 + 0.8^2} \sim 10.03\text{mm}$ である。

x-y 軸方向のアライメントによる不定性

最初に、測定した周波数帯による x-y 方向のビームウエストの変位について以下の図で示す。非対称な gaussian ビームでのカップリングロスを議論する際は式 (5.1.10), (5.1.11) のようにカップリングロスの式を修正する必要がある。

$$\eta(\Delta z, \Delta r)^2 = \eta_x(\Delta z)\eta_y(\Delta z) \exp\left[-2\left(\frac{\Delta x}{\delta_x}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{\Delta y}{\delta_y}\right)^2\right] \quad (5.1.10)$$

$$\delta_{(x,y)} \equiv \sqrt{\frac{(\omega_{i0rec}^2 + \omega_{0focus}^2)^2 + (\lambda\Delta z/\pi)^2}{\omega_{i0rec}^2 + \omega_{0focus}^2}} \quad (5.1.11)$$

今回の測定では x-y 方向のウエストサイズはそれぞれ $\omega_{x0} = 2.82\text{mm}$, $\omega_{y0} = 2.71\text{mm}$ であった。これを基に、 $\Delta z = 10.03\text{mm}$ ならびに第 3 章より得られた不定性 $\Delta x = 0.05\text{mm}$, $\Delta y = 0.4\text{mm}$ を用いて式 (5.1.10) から計算するとその不定性は周波数が 240GHz の時に 2.1% となる。この値は当初想定していたカップリングロスに比べて大きな値となっているが、これは特に Δy の精度が想定よりも大きいことが原因として挙げられる。

θ, ϕ 方向のアライメントによる不定性

角度方向のカップリングロスについても、ビームが非対称の場合は修正が必要となる。

$$\eta(\Delta z, \Delta\theta, \Delta\phi)^2 = \eta_x(\Delta z)\eta_y(\Delta z) \exp\left[-2\left(\frac{\Delta\phi}{\delta_{\text{tilt}(\phi)}}\right)^2\right] \exp\left[-2\left(\frac{\Delta\theta}{\delta_{\text{tilt}(\theta)}}\right)^2\right] \quad (5.1.12)$$

$$\delta_{\text{tilt}(i=\theta,\phi)} \equiv \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{(1/\omega_{i0rec}^2 + 1/\omega_{ifocus}^2)^2 + (\pi/\lambda)^2(1/R_{rec} - 1/R_{focus})^2}{1/\omega_{i0rec}^2 + 1/\omega_{ifocus}^2}} \quad (5.1.13)$$

今回煽り角の調節に用いた GOHTA-120B182 であるが調節機構の故障により読み取り精度が 0.33° 刻みとなっていた。これを考慮して $\Delta\theta = 1.2\text{mrad}$, $\Delta\phi = 0.5\text{mrad}$ として式 (5.1.12) から計算を行うと周波数 240GHz においてそのカップリングロスは 0.080% となる。

以上の結果を踏まえるとカップリングロスの値は表 5.1.1 のようになる。

表 5.1.1: アライメントによる誤差の一覧

方向	Δ	カップリングロス [%]
Δz	10.8mm	17
$\Delta x - \Delta y$	0.01mm	2.1
$\Delta\theta - \Delta\phi$	5.8mrad - 3mrad	0.080
合計		17.1

5.2 フィッティングによる系統誤差

本検証は先行研究 [47] の手法に従って検証している。

シグナルのパワーはホワイトノイズの上に立っていることを仮定し、式 (4.0.5) でフィットすることで計算していた。このフィッティングの際に生じる系統誤差を調査する。この調査において、220, 240, 260 GHz において各ビンあたり平均 0, 標準偏差 100 のホワイトノイズに $P_{\text{given}} = 0, 200, 400, 600, 800, 1000$ としたシグナルを加算してフィットを行った。図 5.2.1 は $P_{\text{given}} = 1000$ のシグナルに標準偏差 100 のホワイトノイズを乗せた時の例となっている。

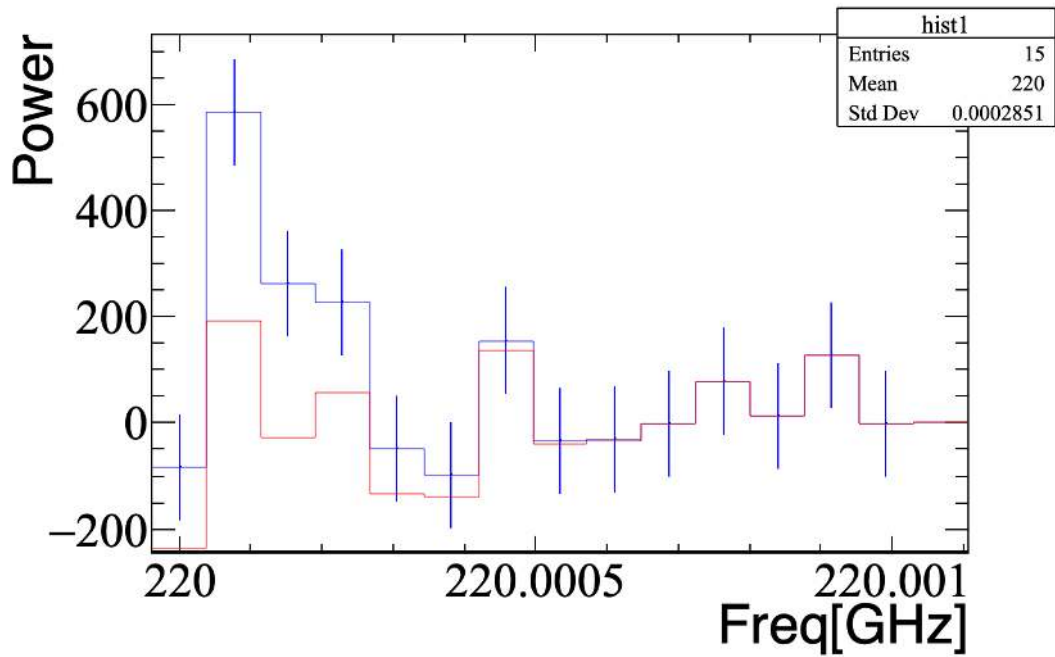


図 5.2.1: 220GHz における $P_{given} = 1000$ のシグナルにホワイトノイズを乗せたスペクトル

それぞれの周波数においてホワイトノイズのシードを変更しながら 5000 回フィッティングを繰り返した。5000 回フィットを行った際の $P_{fit}/\Delta P_{fit}$ の平均値は図 5.2.2 のようになった。

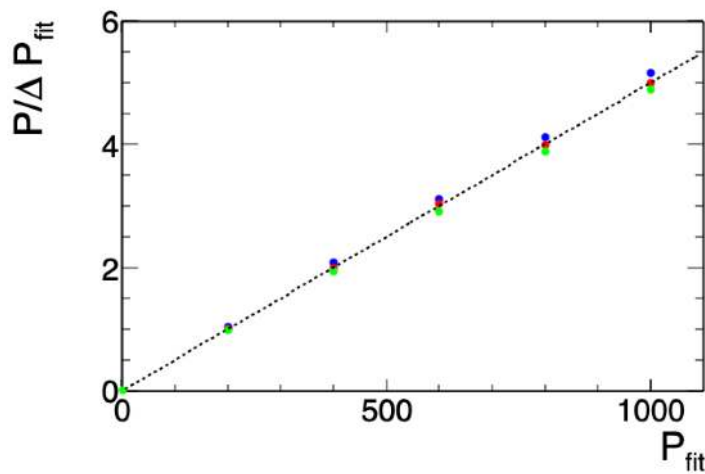


図 5.2.2: フィッティングにより得られた P_{fit} を ΔP_{fit} の平均で除したもの

シグナルの P の値を大きくしていくほど線形に値が大きくなり、 $P = 1000$ では 5σ ほどとなっていることが確認できる。次に、シグナルの大きさを 1000 に固定した上でフィット回数を変えながらフィットの値が正しい値に収束するかどうかを確認した。その図が図 5.2.3 となる。

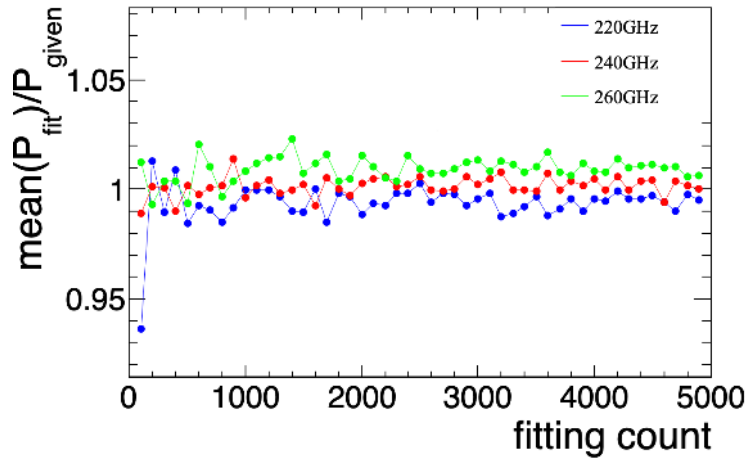


図 5.2.3: フィット回数を増やしていった時のフィット結果の収束性

回数を増やすほどその結果は正しい値に近づいていることが確認できる。またこの時、フィッティングの真値からの相対誤差は 1.01% であった。

5.3 周波数分解能によるシグナルの不定性

先行研究 [47] と同様に第 4 章で述べたようにピークサーチの際にはパラフォトンの質量 $m_{\gamma'}$ を一点に固定してフィットを行う。本解析では DM の質量を XFFTS の各チャンネルの中心に固定してフィットを行ったが実際の $m_{\gamma'}$ はフリーパラメータである。 $m_{\gamma'}$ のずれによってシグナルの形状は変化する。図 5.3.1 は 220GHz をパラフォトンの質量として中心のビンに設定した上で、0, +30kHz, -30kHz と、ビンの範囲内でずらした場合のヒストグラムの変化を示している。

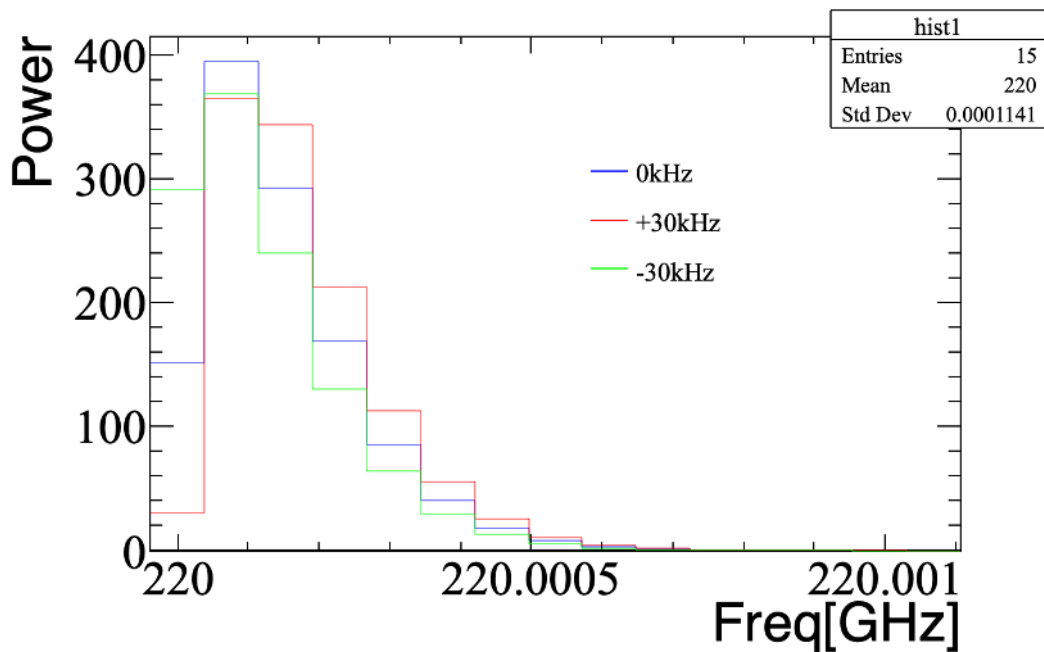


図 5.3.1: チャンネルの範囲内でパラフォトンの質量をシフトさせた時のシグナルの形状の変化

図 5.3.1 から分かる通り、パラフォトンの質量がチャンネルの中心からずれた場合、そのピークの大きさは小さくなることが確認できる。

この検証では本測定で得たキャリブレーションデータからスプリアスが検出されなかった区間をランダムに抜き出し、10K・kHz のパワーを持ったシグナルを加えて実際のピークフィットと同じ手順でフィッティングを行った。この値はベースラインのホワイトノイズのオーダーである 0.1K に比べて十分大きく、図 5.2.2 よりベースラインの揺らぎには影響を受けないと考えられる。図 5.3.2 は擬似シグナルを乗せる周波数を $f_{cent} = 220, 240, 260\text{GHz}$ を中心に 5kHz 刻みで $-35 \sim 35\text{kHz}$ ずらしながらフィットを行った時の与えたパワー P_{give} に対するフィット結果 P_{fit} の比をプロットしたものとなる。

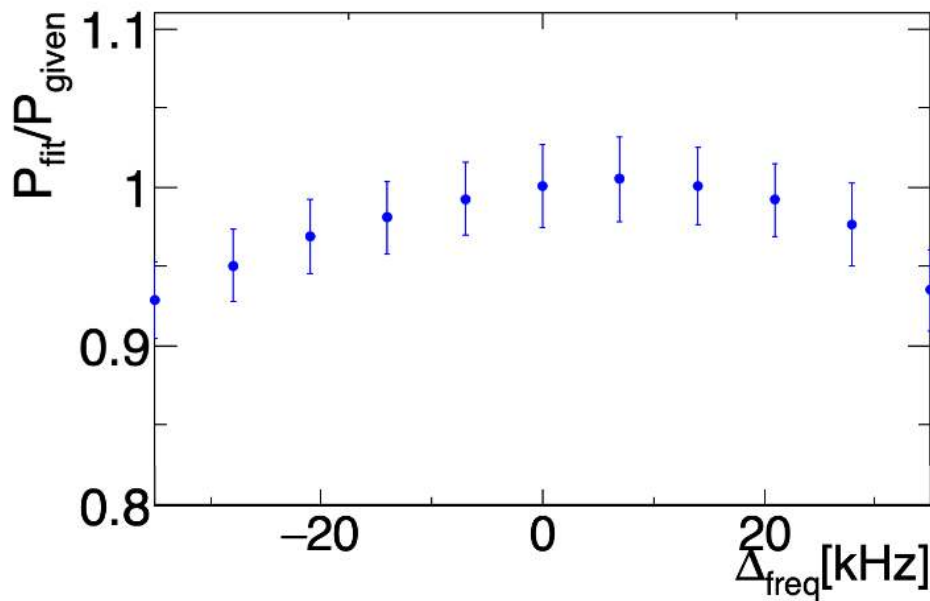


図 5.3.2: 周波数分解能の幅 $\pm 35\text{MHz}$ の範囲でパラフォトンの質量を変化させた時のフィッティング精度の評価。

図 5.3.2 から、周波数分解能による誤差は最大 10% となる。これはスピルオーバーや表皮効果による不定性に比べてはるかに大きい。

5.4 周波数誤差による不定性

最後に、周波数誤差によるシグナルの不定性を見積もる。周波数の精度を確保するため、SUMIRE 内部の二つの局部発振器はルビジウム原子時計によって生成される 10MHz の基準信号と同期されており、 2×10^{-12} 以上の精度を持っている。この仕組みにより SUMIRE を用いた分子スペクトル測定では周波数分解能よりもはるかに小さな 1kHz の精度での周波数測定を実現している [43]。よって、本研究においても周波数誤差を 1kHz として誤差の見積を行う。バイアス調査のため、 $m_{\gamma'} = 220, 240, 260 \pm \Delta_{freq}\text{GHz}$ のケースで検証する。ここで、 Δ_{freq} は $[-0.5, 0.5](\text{GHz})$ の一様分布からランダムに選択される値である。 Δ_{freq} をランダムに 1000 パターン選択し、ホワイトノイズのシードを変えながら 5000 回フィッティング

を繰り返し、 $P_{fit}(\Delta_{freq})$ を算出した [47]。220, 240, 260GHz の 3 通りでそれぞれ計算した結果が図 5.4.1 となる。

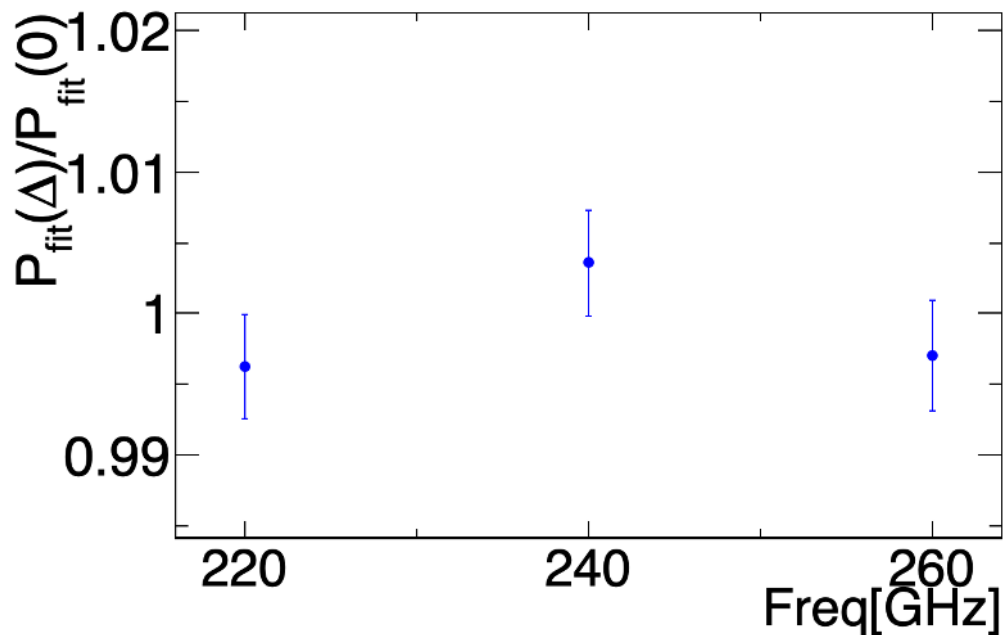


図 5.4.1: 周波数誤差による P_{fit} の誤差。

図 5.4.1 から分かるように周波数誤差による不定性は大きくて 1% 程度であることが確認できる。これは周波数分解能による不定性に比べて十分小さい。

5.5 まとめ

以上のことをまとめると本測定における系統誤差の一覧は表 5.5.1 の通り。

表 5.5.1: 実験における系統誤差一覧

エラー	不定性 [%]	損失 [%]
アライメント		17.1
表面アラサによるパワーロス		$< 2.7 \times 10^{-4}$
表皮効果		3.6×10^{-2}
スピルオーバー		1.01
ゲイン	6.3	
フィッティング	1.1	
周波数分解能	10	
周波数誤差	1	
合計	11.9	17.1

ここから受信パワーの不定性はトータルで $\sqrt{11.9^2 + 17^2} = 20.8\%$ となる。表 5.5.1 から不定性の主要な要因は周波数分解能、損失の主要な要因はアライメントによるものであり、その他の要因に比べて非常に大きいことが分かるか。

第6章 結果と考察

6.1 本研究におけるパラフォトンの探索感度

式 (1.4.11) でも述べたようにパラフォトンの mixing parameter は式 (6.1.1) で表すことができた [16]。

$$\chi = 4.5 \times 10^{-14} \left(\frac{\Delta P_{limit}}{10^{-23} \text{W}} \right)^{1/2} \left(\frac{0.3 \text{GeV/cm}^3}{\rho_{CDM,halo}} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{m}^2}{A_{eff}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right) \quad (6.1.1)$$

今回は暗黒物質の密度が $\frac{0.3 \text{GeV/cm}^3}{\rho_{CDM,halo}} = 1$ であること、並びにパラフォトンが気体分子のようなランダムな運動をしているモデル $\alpha = \sqrt{2/3}$ を仮定している。また、第3章より球面ミラーの有効面積は $A_{eff} = 0.279 \text{m}^2$ であった。これらを踏まえて式 (6.1.1) より本実験で得られた探索感度を計算し、216 ~ 264GHz においてプロットしたものが図 6.1.1 となる。

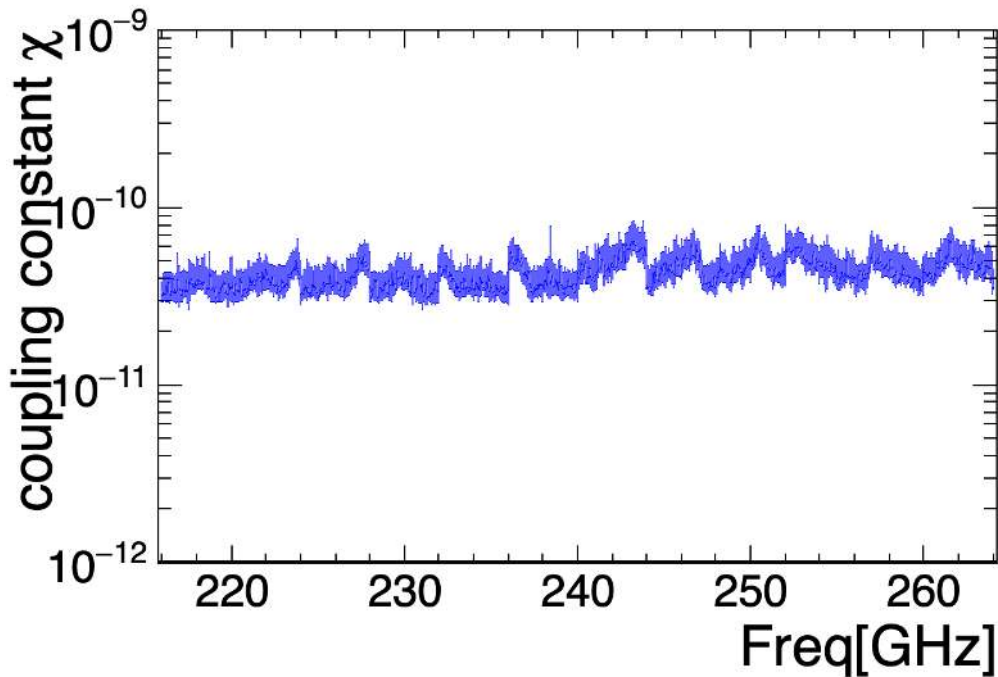


図 6.1.1: 本測定で取得したデータから得られた 216 ~ 264GHz 帯域におけるパラフォトンの探索感度。

なおここでは、前節の系統誤差による不定性 20.8% 分結果が悪くなっていること、ならびにアンテナが片偏光状態しか観測できないことを考慮して ΔP_{limit} を

$$\Delta P_{limit} = \Delta P_{95\%,C.L.} \times 1.208 \times 2 \quad (6.1.2)$$

として計算している。これを従来の探索状態のグラフに重ねると図 6.1.2 のようになる。

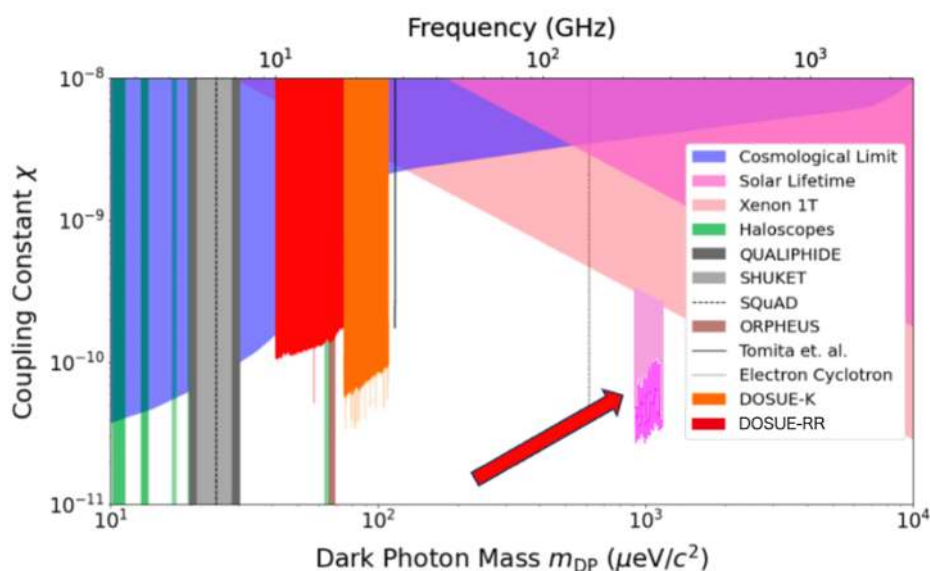


図 6.1.2: 全測定帯域において図 6.1.1 の結果を既存の探索状況の図に重ねたもの。

図 6.1.2 から分かるように、本研究では同一周波数における従来の探索感度に対し、 $\chi \sim 10^{-10}$ と一桁近く高い感度を更新した。また、スプリアスの除去により先行研究では取り除けなかった、感度の悪い領域に関する同レベルの感度で探索することができた。

6.2 改善点

本研究において改善すべき点は主に

1. 系統誤差の改善
2. スプリアスのより精密な評価、除去

の二つである。以下でそれぞれについて具体的な改善策について述べる。

6.2.1 系統誤差の改善

今回の測定では不定性が約 11.9%、損失が約 17% であった。これらを改善することにより、さらに正確で高い感度でもってパラフォトンを探ることができると考えられる。本測定の不定性の主要な要因は周波数分解能に起因しており、損失はアライメントの寄与が大きい。以下ではそれぞれについて具体的な改善手法について述べる。

アライメント

初めに、ミラーのアライメントによる系統誤差についてはピームプロファイルの確認が十分に取れずわずかなデータからの制限となった。これについてはより細かい刻みでの測定やシミュレーションなどを追加して精査したい。

また、調節器具のうち GOHTA-120B182 については本来最小読み取りが $\pm 3\text{mrad}$ であるところ、故障により $\pm 5\text{mrad}$ での調節精度となってしまった。これについて、器具を取り替えることで改善が見込まれる。

また今回は $x - y$ 方向と $\theta - \phi$ 方向を独立に考えたが本来これらは相関を持っている。図 6.2.1, 6.2.2 はそれぞれ幾何光学を仮定し、回転移動と平行移動を行った後のミラーからの反射光と受信機ガウシアンビームとのカップリングを計算したものである。図 6.2.1 が回転移動と平行移動を同じ軸上で行った時、図 6.2.2 が2つの移動を直交する軸上で行った時のカップリングをプロットしたものである。

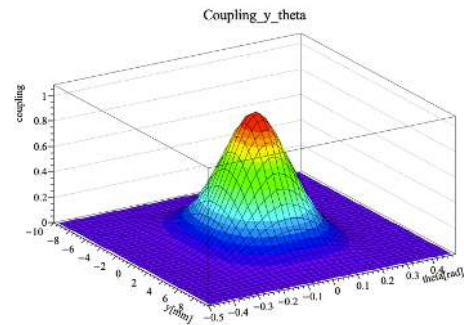
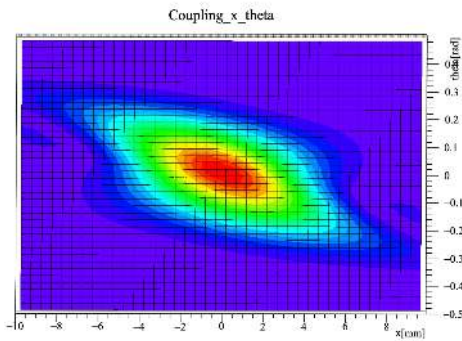


図 6.2.1: $x - \phi$ 方向のアライメントによるカップリング
 図 6.2.2: $y - \phi$ 方向のアライメントによるカップリング

図 6.2.1 では x 軸に対して ϕ をずらした時のカップリングロス構造が非対称になっているのに対し、図 6.2.2 は対称な構造をとっている。これは、図 6.2.3 で示すようにミラーを回転させた方向に対し、ビームを迎えに行く場合とさらにビームから遠ざかる場合とでカップリング値が変化することが原因である。

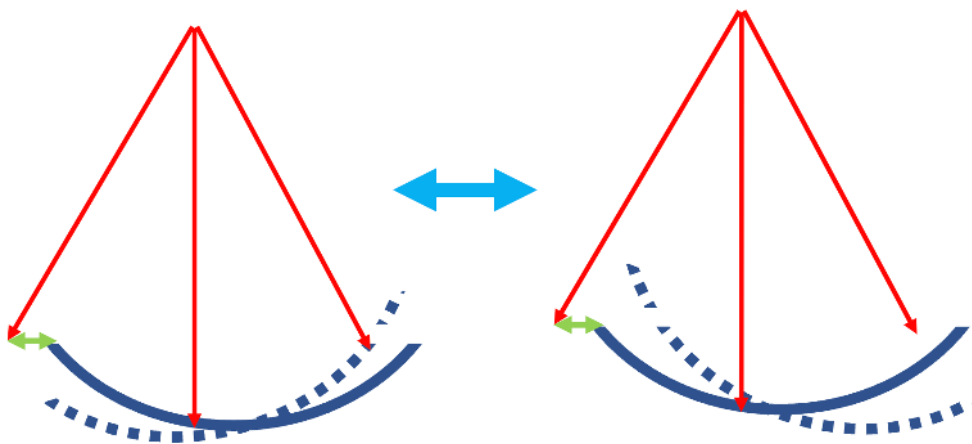


図 6.2.3: 回転と平行移動を同時に行った時のビームと球面ミラーの模式図

図 6.2.2 のケースでは平行移動の方向と角度方向のずれが無相関であることから対称な構造になっていることが考えられる。また、 z 軸方向と角度方向の関係についても厳密には独立ではない。図 6.2.4 は図 6.2.1, 6.2.2 と同様の計算によって導出した $z - \theta$ 方向のカップリングの分布となる。

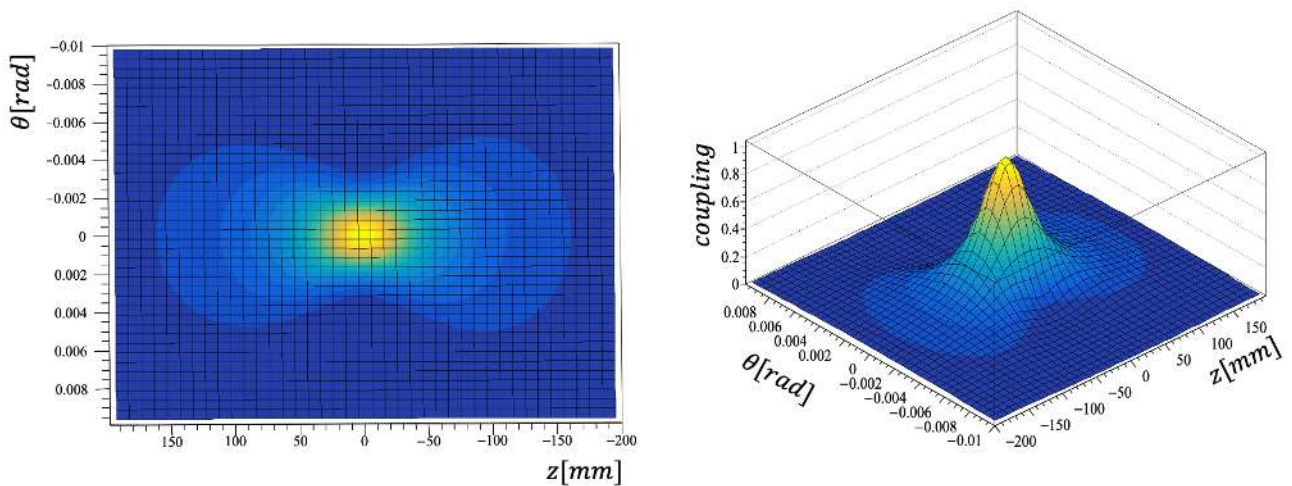


図 6.2.4: $z - \theta$ 方向のカップリング。 $z=0$ を軸として完全には軸対称となっていないことが確認できる。

ただ、今回はこのモデルについてシミュレーションなどによる精密な検証を行うことができなかったため、更なる調査が必要である。

フィッティング手法の改善

周波数分解能による不定性も本実験の不定性において非常に大きな割合を占めていた。これは、パラフォトンの質量を各チャンネルの中心に固定した場合のみでピークサーチを行っていたのが原因であると考えられる。そのため、固定する周波数の刻み幅をより細かくすることで不定性を 10% 程度にまで抑えることができると考える。

6.2.2 スプリアスのより正確な評価

スプリアスが存在する領域は他の領域に比べ感度が大きく下がってしまうため、この除去は高感度測定において非常に重要であった。今回はこの除去手法としてキャリブレーションデータのスペクトルの二階微分を判定基準に使用した。しかしその基準値は統計量に関して妥当なものを選ぶという曖昧なものであった。また、1チャンネルのみの跳ね上がりによりシグナルと判定せざるを得ないチャンネルが存在したことから、一度でもノイズが検出されたチャンネルを全測定においてリジェクトするクライテリアを課したことから不必要なチャンネルまでリジェクトしてしまい統計量が減少する事態が起こっている。前者の問題を解決するにはより本質的にスプリアスを検出する必要があると考える。

手法の一つとして考えられるのは FFT を用いてキャリブレーションデータに乗ったノイズを抽出する方法である。具体的には、スペクトルを FFT で時間空間に写した後 Wiener Filter[51] 等を利用してノイズ成分のみを取り出し事前にリジェクトするなどである。これにより検出された excess からシグナルだけを選択的に選別することができ、不要なチャンネルまでマスクすることなく統計量を増やせることが期待できる。また、これにより二階微分では検出できなかったノイズも同様に検出することができピークサーチにおいて確認された excess の排除が期待できる。

6.2.3 その他の改善点

主要な改善点は以上の二つであるが、その他にも改善点は考えられる。本研究でのデータ解析において苦労した点の一つとしてベースラインの揺らぎが不均一であり一部二次関数のモデルに沿わなかったことがある。この正確な原因はまだ解明できていないがゲインのふらつきまたはシステム雑音の混入が原因の候補である。このふらつきによりピークサーチの際もエラーをローカルにつけざるを得なくなってしまった。これに関しては受信機の調整の段階からパワーメータによる平均値の確認だけでなく2GHz帯域分のゲインとシステム雑音を確認しながら細かい調整を行う必要があると考える。またベースラインフィットを、比較的ふらつきの影響がダイナミックレンジに対して小さい生データの段階で行うという手法も考えられるが検証には至らなかった。

また、本実験では XFFTs を帯域幅 2500MHz、周波数分解能 88.5kHz の wide mode に設定して測定を行っていた。一方、これは帯域幅 500MHz、周波数分解能 17.7kHz の narrow mode に設定することもできる。このときパワー感度が $P_{lim} \propto \Delta\nu$ であったことから感度は 1/5 倍ほど向上し、探索感度も倍以上向上することが期待される。図 6.2.5 に narrow mode を用いて測定を行った場合に予想される探索感度を、本測定でのデータを用いて計算したものを示す。

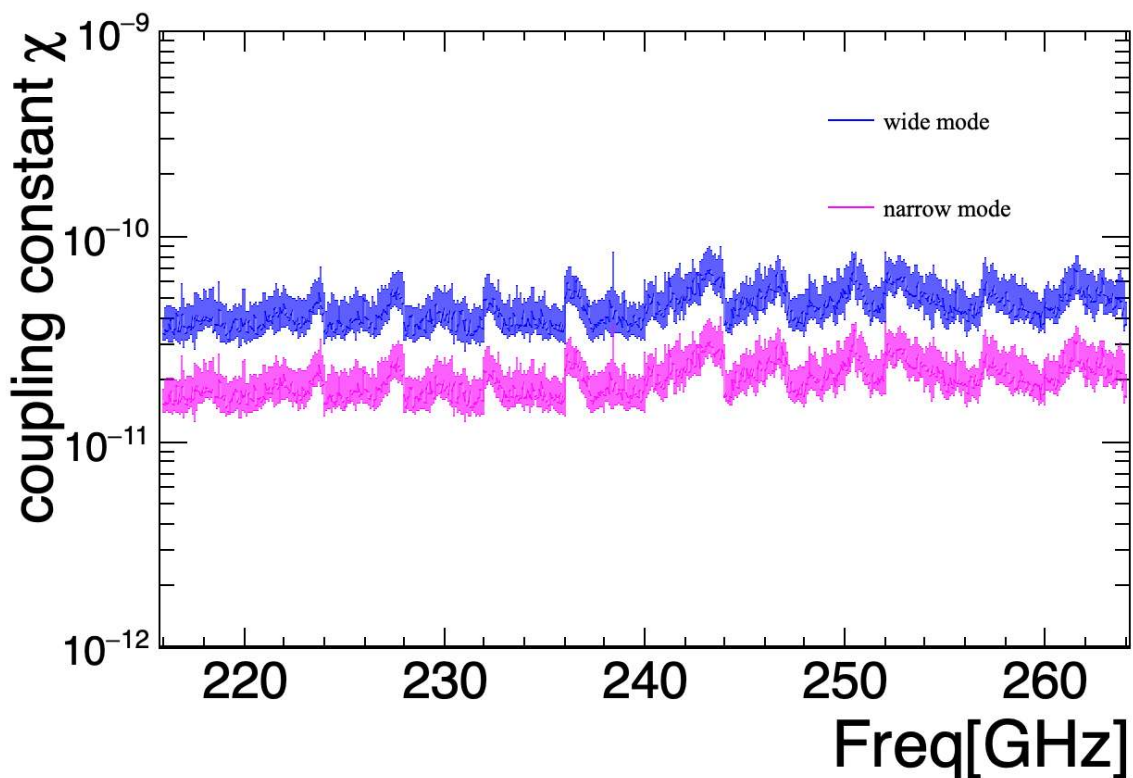


図 6.2.5: 本測定における結果に、narrow mode を用いた場合に予想される探索感度を重ねた図。

ただし narrow mode の場合には分解能を上げた分、同レベルの RMS エラーを確保するのに測定時間を延長する必要がある。

6.3 展望

SUMIREはALMA型のカートリッジ受信機を受信機として用いている。そのためカートリッジを入れ替えることで非常に容易に測定帯域を切り替え測定することができる。本研究では216～264GHz帯域に対応したBand6のカートリッジを用いて該当する帯域をスキャンしてパラフォトンを探した。これに対し、Band7+8のカートリッジに差し替えた上で本研究と同一手法を採用することで300～500GHz帯域へ測定帯域を拡大できると期待される。

第7章 謝辞

指導教官である浅井祥仁教授にはこのような興味深いテーマをいただき、充実した大学院生活を送らせていただきました。ご多忙の中、研究や学生生活についての質問や相談にも快く応じていただき私の研究がより一層深まるような示唆に富んだ助言をいただきました。心より感謝いたします。

難波俊雄助教には、実験の計画・実施からデータ解析まで一貫して直接のご指導をいただきました。至らぬところが多く度々ご迷惑をおかけすることもあった私に根気強く指導をしてくださり、ここまで研究を進めることができました。深く感謝しております。

石田明助教にはミーティングの際に度々の確なご指摘や研究者としての心得についても教えていただきました。ミーティング以外の場でも主に解析手法の改善において、要領を得ない私に対しても初歩的なところからの確なアドバイスをいただきました。

神谷好郎助教には行き詰まっている時などに度々声をかけていただき励ましていただきました。誠にありがとうございました。並木飛鳥氏には研究の引き継ぎのみならず、研究活動や進路についても相談に乗っていただきました。気軽に共通のテーマの相談ができる人が少なかった私にとって非常に頼もしい先輩でした。

理化学研究所の坂井南美主任研究員、芝浦工業大学の渡邊 祥正准教授、東京大学の山本智教授には超伝導検出器 SUMIRE を快くお貸しいただいただけではなく、測定の際にも装置の組み立てや動作方法の指導、結果の解釈など様々な場面で協力いただきました。学会の際も直前の連絡にも関わらず資料への適切なご指摘をいただき大変助かりました。心から感謝申し上げます。

成田佳奈香氏は本研究の発案者として学会の直前などに建設的なアドバイスをいただきました。また研究室の先輩として研究活動全般に対する相談にも度々乗っていただきました。

大塚茂巳氏には実験装置に使用するパーツの加工の際に協力をいただきました。製図の知識が乏しい私の要望にも根気強く答えてくださり、感謝の言葉もございません。

素粒子国際センターの秘書の皆様にも大変お世話になりました。一人では管理しきれない事務的な手続きや日々のちょっとした面でのサポートのおかげで研究活動に専念した2年間を過ごすことができました。

センターの同期達、またその他の物理学専攻の同期達は、研究テーマこそ違えど同じ物理学専攻の院生として議論を交わしたり息抜きに付き合ってもらったりしたことで孤独な二年間を送らずに済みました。

他にも家族・先輩後輩など、ここでは挙げられないほど多くの人達に支えられながら研究活動を進めることができました。改めて深く感謝の意を述べたいと思います。

付録A Appendix

A.1 Look elsewhere effect

look elsewhere effect とは特に素粒子物理学実験において確認される現象であり、探索するパラメータ空間の大きさによって一見すると統計的に有意な観測が生じる現象である。

多くの統計検定においては統計的有意差の閾値 α に対して、任意の結果が得られる確率 p 値より小さいと結果が有意であると見なされる。しかし、多数の試験を行うことで $1/n$ の p 値は n 回程度の試験を行うことで生じることが期待される。そのため本来有意な効果のない場所において $p < 0.05$ の事象は 20 回程度の試験を行うことで確認される。これを補正するために閾値 α を試験の数 n で割って結果が $p < \alpha/n$ の時に有意となる方法がある。試験が独立の時に単純に p 値を n で割る補正のことをボンフェローニ補正と呼ぶ。これは m 回の測定において有意水準 α に対して厳密な補正值 α_{SID} を得る手法である

$$\alpha_{SID} = 1 - (1 - \alpha)^{\frac{1}{m}} \quad (\text{A.1.1})$$

のシダック補正の一次近似に対応している。

今回シグナルの探索は一測定で用いるデータ点が 26000 であり、全体で 24 区間の測定となっているため全体のデータ量は 624000 点となっている。ただフィッティングの区間は 30 点ごとであるため、独立したデータは 20800 点となる。そのため、ボンフェローニ補正を行った上で有意水準 95% で excess と判断するには p 値にして 2.4×10^{-6} 以下の値となる必要がある。

関連図書

- [1] *Planck* 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 571:A1, November 2014.
- [2] Heinz Andernach and Fritz Zwicky. English and Spanish Translation of Zwicky's (1933) The Redshift of Extragalactic Nebulae, November 2017. arXiv:1711.01693 [astro-ph].
- [3] H. J. McCracken, J. A. Peacock, L. Guzzo, P. Capak, C. Porciani, N. Scoville, H. Aussel, A. Finoguenov, J. B. James, M. G. Kitzbichler, A. Koekemoer, A. Leauthaud, O. Le Fèvre, R. Massey, Y. Mellier, B. Mobasher, P. Norberg, J. Rhodes, D. B. Sanders, S. S. Sasaki, Y. Taniguchi, D. J. Thompson, S. D. M. White, and A. El-Zant. The angular correlations of galaxies in the COSMOS field. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 172(1):314–319, September 2007. arXiv:0704.2545 [astro-ph].
- [4] Albert Bosma. Rotation curves and the dark matter problem, July 2023. arXiv:2309.06390 [astro-ph, physics:physics].
- [5] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5-6):279–390, January 2005.
- [6] S.Y. Choi, J. Kalinowski, G. Moortgat–Pick, and P.M. Zerwas. Analysis of the neutralino system in supersymmetric theories. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 22(3):563–579, December 2001.
- [7] Stefano Giagu. WIMP Dark Matter Searches With the ATLAS Detector at the LHC. *Frontiers in Physics*, 7, 2019.
- [8] Alcock et al. 1998, 2000a; Lasserre et al. 2000.
- [9] Paola Arias, Davide Cadamuro, Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. WISPy cold dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2012(06):013, 2012. Publisher: IOP Publishing.
- [10] Joerg Jaeckel and Andreas Ringwald. The Low-Energy Frontier of Particle Physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 60(1):405–437, November 2010.
- [11] David J.E. Marsh. Axion cosmology. *Physics Reports*, 643:1–79, July 2016.

- [12] N. Wyn Evans, Ciaran A.J. O’Hare, and Christopher McCabe. Refinement of the standard halo model for dark matter searches in light of the Gaia Sausage. *Physical Review D*, 99(2):023012, January 2019.
- [13] T. Piffl, J. Binney, P. J. McMillan, M. Steinmetz, A. Helmi, R. F. G. Wyse, O. Bienaymé, J. Bland-Hawthorn, K. Freeman, B. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, G. Kordopatis, J. F. Navarro, Q. Parker, W. A. Reid, G. Seabroke, A. Siebert, F. Watson, and T. Zwitter. Constraining the Galaxy’s dark halo with RAVE stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445(3):3133–3151, December 2014.
- [14] Marco Fabbrichesi, Emidio Gabrielli, and Gaia Lanfranchi. *The Dark Photon*. 2021. arXiv:2005.01515 [hep-ex, physics:hep-ph].
- [15] Markus Ahlers, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. Probing hidden sector photons through the Higgs window. *Physical Review D*, 78(7):075005, October 2008.
- [16] Dieter Horns, Joerg Jaeckel, Axel Lindner, Andrei Lobanov, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. Searching for WISPy cold dark matter with a dish antenna. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013(04):016, 2013. Publisher: IOP Publishing.
- [17] Andrea Caputo, Alexander J. Millar, Ciaran A.J. OHare, and Edoardo Vitagliano. Dark photon limits: A handbook. *Physical Review D*, 104(9):095029, November 2021.
- [18] E. R. Williams, J. E. Faller, and H. A. Hill. New Experimental Test of Coulomb’s Law: A Laboratory Upper Limit on the Photon Rest Mass. *Physical Review Letters*, 26(12):721–724, March 1971.
- [19] Alfred S. Goldhaber and Michael Martin Nieto. Terrestrial and Extraterrestrial Limits on The Photon Mass. *Reviews of Modern Physics*, 43(3):277–296, July 1971.
- [20] Leverett Davis, Alfred S. Goldhaber, and Michael Martin Nieto. Limit on the Photon Mass Deduced from Pioneer-10 Observations of Jupiter’s Magnetic Field. *Physical Review Letters*, 35(21):1402–1405, November 1975.
- [21] Klaus Ehret, Maik Frede, Samvel Ghazaryan, Matthias Hildebrandt, Ernst-Axel Knabbe, Dietmar Kracht, Axel Lindner, Jenny List, Tobias Meier, Niels Meyer, Dieter Notz, Javier Redondo, Andreas Ringwald, Günter Wiedemann, and Benno Willke. New ALPS results on hidden-sector lightweights. *Physics Letters B*, 689(4-5):149–155, May 2010.
- [22] T. Inada, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, Y. Tanaka, K. Tamasaku, K. Sawada, and T. Ishikawa. Results of a search for paraphotons with intense X-ray beams at SPring-8. *Physics Letters B*, 722(4-5):301–304, May 2013.
- [23] Rhys G. Povey, John G. Hartnett, and Michael E. Tobar. Microwave cavity light shining through a wall optimization and experiment. *Physical Review D*, 82(5):052003, September 2010.

- [24] Stephen R. Parker, John G. Hartnett, Rhys G. Povey, and Michael E. Tobar. Cryogenic resonant microwave cavity searches for hidden sector photons. *Physical Review D*, 88(11):112004, December 2013.
- [25] A. Wagner, G. Rybka, M. Hotz, L. J. Rosenberg, S. J. Asztalos, G. Carosi, C. Hagmann, D. Kinion, K. Van Bibber, J. Hoskins, C. Martin, P. Sikivie, D. B. Tanner, R. Bradley, and J. Clarke. Search for Hidden Sector Photons with the ADMX Detector. *Physical Review Letters*, 105(17):171801, October 2010.
- [26] M. Betz, F. Caspers, M. Gasiot, M. Thumm, and S. W. Rieger. First results of the CERN Resonant Weakly Interacting sub-eV Particle Search (CROWS). *Physical Review D*, 88(7):075014, October 2013.
- [27] Matthias Schwarz, Ernst-Axel Knabbe, Axel Lindner, Javier Redondo, Andreas Ringwald, Magnus Schneide, Jaroslav Susol, and Günter Wiedemann. Results from the Solar Hidden Photon Search (SHIPS). *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(08):011–011, August 2015. arXiv:1502.04490 [astro-ph, physics:hep-ph, physics:physics].
- [28] Javier Redondo. Helioscope bounds on hidden sector photons. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2008(07):008, 2008. Publisher: IOP Publishing.
- [29] Arnaud Andrianavalomahefa, Christoph M. Schäfer, Darko Veberič, Ralph Engel, Thomas Schwetz, Hermann-Josef Mathes, Kai Daumiller, Markus Roth, David Schmidt, Ralf Ulrich, Babette Döbrich, Joerg Jaeckel, Marek Kowalski, Axel Lindner, Javier Redondo, and The FUNK Experiment. Limits from the FUNK experiment on the mixing strength of hidden-photon dark matter in the visible and near-ultraviolet wavelength range. *Physical Review D*, 102(4):042001, August 2020.
- [30] Pierre Brun, Laurent Chevalier, and Christophe Flouzat. Direct Searches for Hidden-Photon Dark Matter with the SHUKET Experiment. *Physical Review Letters*, 122(20):201801, May 2019.
- [31] J. Suzuki, T. Horie, Y. Inoue, and M. Minowa. Experimental Search for Hidden Photon CDM in the eV mass range with a Dish Antenna. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(09):042–042, September 2015. arXiv:1504.00118 [astro-ph, physics:hep-ex, physics:physics].
- [32] Stefan Knirck, Takayuki Yamazaki, Yoshiki Okesaku, Shoji Asai, Toshitaka Idehara, and Toshiaki Inada. First results from a hidden photon dark matter search in the meV sector using a plane-parabolic mirror system. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2018(11):031–031, November 2018. arXiv:1806.05120 [hep-ex, physics:hep-ph, physics:physics].
- [33] Nozomu Tomita, Shugo Oguri, Yoshizumi Inoue, Makoto Minowa, Taketo Nagasaki, Jun'ya Suzuki, and Osamu Tajima. Search for hidden-photon cold dark matter using a K-band cryogenic receiver. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020(09):012–012, September 2020. arXiv:2006.02828 [hep-ex, physics:hep-ph, physics:physics].

- [34] Samuel D. McDermott and Samuel J. Witte. Cosmological evolution of light dark photon dark matter. *Physical Review D*, 101(6):063030, March 2020.
- [35] Andrea Caputo, Hongwan Liu, Siddharth Mishra-Sharma, and Joshua T. Ruderman. Modeling dark photon oscillations in our inhomogeneous Universe. *Physical Review D*, 102(10):103533, November 2020. Publisher: American Physical Society.
- [36] Javier Redondo and Georg Raffelt. Solar constraints on hidden photons re-visited. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2013(08):034, August 2013.
- [37] N. Vinyoles, A. Serenelli, F. L. Villante, S. Basu, J. Redondo, and J. Isern. New axion and hidden photon constraints from a solar data global fit. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015(10):015, October 2015.
- [38] S. Adachi, F. Fujinaka, Y. Muto, H. Nakata, Y. Sueno, T. Sumida, J. Suzuki, O. Tajima, and H. Takeuchi. Search for Dark Photon Dark Matter in the Mass Range $41\text{--}74\ \mu\text{eV}$ using Millimeter-Wave Receiver and Radioshielding Box, August 2023. arXiv:2308.14656 [hep-ex].
- [39] Elena Aprile, K. Abe, F. Agostini, S. Ahmed Maouloud, M. Alfonsi, L. Althueser, E. Angelino, J. R. Angevaere, Vasile C. Antochi, and D. Antón Martín. Emission of single and few electrons in XENON1T and limits on light dark matter. *Physical Review D*, 106(2):022001, 2022. Publisher: APS.
- [40] Shumpei Kotaka, Shunsuke Adachi, Ryo Fujinaka, Shunsuke Honda, Hironobu Nakata, Yudai Seino, Yoshinori Sueno, Toshi Sumida, Junya Suzuki, and Osamu Tajima. Search for Dark Photon Dark Matter in the Mass Range $74\text{--}110\ \mu\text{eV}$ with a Cryogenic Millimeter-Wave Receiver. *Physical Review Letters*, 130(7):071805, 2023. Publisher: APS.
- [41] Akash V. Dixit, Srivatsan Chakram, Kevin He, Ankur Agrawal, Ravi K. Naik, David I. Schuster, and Aaron Chou. Searching for Dark Matter with a Superconducting Qubit. *Physical Review Letters*, 126(14):141302, April 2021.
- [42] Peter W. Graham, Jeremy Mardon, and Surjeet Rajendran. Vector Dark Matter from Inflationary Fluctuations. *Physical Review D*, 93(10):103520, May 2016. arXiv:1504.02102 [hep-ph, physics:hep-th].
- [43] Yoshimasa Watanabe, Yutaro Chiba, Takeshi Sakai, Akemi Tamanai, Rikako Suzuki, and Nami Sakai. Spectrometer Using superconductor MIXer Receiver (SUMIRE) for laboratory submillimeter spectroscopy. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 73(2):372–393, April 2021.
- [44] John R. Tucker and Marc J. Feldman. Quantum detection at millimeter wavelengths. *Reviews of Modern Physics*, 57(4):1055–1113, October 1985.

- [45] B. Klein, S. Hochgürtel, I. Krämer, A. Bell, K. Meyer, and R. Güsten. High-resolution wide-band fast Fourier transform spectrometers. *Astronomy & Astrophysics*, 542:L3, June 2012.
- [46] 佐藤龍彦. 200 ghz 帯 sis 受信機を用いた分子分光装置の開発. 2020.
- [47] 並木飛鳥. 超伝導 SIS 検出器を用いた ミリ波領域におけるパラフォトン暗黒物質探索. 2022.
- [48] Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications paul f. goldsmith, 1998.
- [49] Adrian E. Bayer and Uros Seljak. The look-elsewhere effect from a unified Bayesian and frequentist perspective. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020(10):009–009, October 2020. arXiv:2007.13821 [astro-ph, physics:hep-ex, physics:physics, stat].
- [50] J. Ruze. The effect of aperture errors on the antenna radiation pattern. *Il Nuovo Cimento*, 9(S3):364–380, March 1952.
- [51] Jingdong Chen, J. Benesty, Yiteng Huang, and S. Doclo. New insights into the noise reduction Wiener filter. *IEEE Transactions on Audio, Speech and Language Processing*, 14(4):1218–1234, July 2006.