

超伝導デバイス SIS ミクサを搭載した
ミリ波受信機によるダークフォトン探索研究

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 高エネルギー研究室
埴村 圭吾

2025年1月24日

概要

宇宙の全エネルギーのうち 1/4 は、ダークマターという未知の物質で占められている。その性質の解明、特に 1 粒子あたりの質量や重力以外の相互作用の有無を解明することは、素粒子物理学および宇宙物理学において極めて重要な課題である。

数あるダークマター候補の中で、ダークフォトンが近年注目されている。ダークフォトンとは電磁場と極めて弱く相互作用することから、金属板の表面などといった電磁場の境界面で転換光を放出する性質を持つ新粒子である。また、転換光の周波数はダークフォトンの質量に比例し、転換光のパワーは結合定数の 2 乗に比例する。そのため、転換光を検出することで、ダークフォトンの質量と結合定数が決定できる。本研究では、質量にして 1 meV 近傍、転換光の周波数では 240 GHz 近傍 (ミリ波) のダークフォトンを探査した。

この質量の転換光は $O(10^{-20})$ W 未満と極めて微弱であり、低ノイズに信号を増幅することが求められる。本研究ではそのためのミリ波受信機を開発した。ミリ波受信機には超伝導デバイス「SIS ミクサ」と、その後段に 10 GHz 帯用の低ノイズアンプを搭載している。SIS ミクサは周波数変換器であり、そこを伝搬した転換光は周波数を 240 GHz から 10 GHz 程度にまで落とす。その後、低ノイズアンプで増幅される。このような設計により、受信機のノイズ温度 (ノイズレベルを温度で表現した指標。小さいほど良い。) を 150 K にまで抑えた。仮に市販で手に入る 240 GHz 用のアンプで転換光を直接増幅した場合、受信機のノイズ温度は 500 K を超えることになる。本研究で開発した受信機はノイズがその 1/3 以下となるため、より小さな結合定数まで探索することができる。

この受信機を用いて探索測定を行った。具体的には、242.9493–242.9503 GHz で探索を実施し、その結果、転換光と判定できる有意な信号は未検出であった。そこで、結合定数に対して上限 $\chi \lesssim 6.5 \times 10^{-9}$ を信頼度 95% で設定した。本研究によって SIS ミクサを使用したダークフォトンの探索手法を確立した。さらに、本手法に集光ミラーによって転換光の受信量を増加させるといった改良を施すことで、現状の 90 倍広い質量領域を 500 倍小さな結合定数まで探索できる将来展望を確認した。

目次

第 1 章	ダークフォトンとその探索手法	3
1.1	ダークフォトン	3
1.2	ダークフォトンの光への転換	3
1.3	金属板とアンテナを用いたダークフォトン検出実験	6
1.3.1	セットアップの概略	6
1.3.2	転換光の信号の周波数スペクトルと質量との関係	7
1.3.3	転換光の信号強度と結合定数との関係	9
1.3.4	ダークフォトンの結合定数に対する感度	9
1.4	ダークフォトンの探索状況と本研究の目的	10
1.5	本論文の構成	11
第 2 章	高周波への戦略と SIS ミクサ	12
2.1	ヘテロダイン方式とミクサ	12
2.2	超伝導デバイス: SIS ミクサ	14
第 3 章	SIS ミクサを搭載した受信機の開発	21
3.1	クライオスタット	23
3.2	金属板からアンテナまで	25
3.3	RF 系	27
3.4	LO 系	31
3.5	IF 系	35
3.6	分光計	38
第 4 章	キャリブレーションと感度評価	40
4.1	ゲインとノイズ温度の測定: ゲインキャリブレーション	40
4.2	アンテナの有効開口面積の理論計算	43
4.3	アンテナが窓の外を見込む角	45
第 5 章	ダークフォトンの探索	47
5.1	探索測定	47
5.2	測定データの前処理	48
5.3	受信信号パワーの計算	49
5.4	ダークフォトンに由来する転換光信号の探索	49
5.5	転換光信号の有意度の推定計算	52
5.5.1	ヌルサンプルの生成	52

5.5.2	ヌルサンプルから推定した S の分布	53
5.5.3	局所的 p 値: p_{local} の推定	53
5.5.4	大局的 p 値: p_{global} の推定	54
5.6	探索結果	55
第 6 章	展望	58
6.1	1 回の測定で探索できる帯域の拡大	58
6.1.1	広帯域な分光計の導入	58
6.1.2	IF 系の並列化	59
6.2	170–260 GHz を探索するための 2SB フィルタの増産	59
6.3	感度の向上のためのアンテナ有効開口面積の拡大	60
6.4	感度見積もり	61
第 7 章	結論	63
付録 A	ノイズ	66
A.1	ノイズとノイズ温度	66
A.2	多段にアンプが組み込まれている場合	67
付録 B	ゲインの揺らぎ	69

第1章 ダークフォトンとその探索手法

1.1 ダークフォトン

「宇宙は何からできているのか？」その構成要素を理解することは、素粒子物理学や天文学における重要課題である。現在までに、宇宙に存在するエネルギーの約 1/4 は、ダークマターという未知の物質が占めていることがわかっている [1]。一方で、ダークマターの基本的な性質、たとえばその質量や重力以外の相互作用の有無すらわかっていない。

ダークマターを記述する理論モデルには様々な候補がある。近年では、非常に軽量のダークマターである WISP (Weakly Interacting Slim Particle) が注目されている [2]。本研究が対象とする「ダークフォトン」も WISP の一種である。素粒子理論の枠組みの中では、ダークフォトンは、標準模型に新たな U(1) 対称性を付加することで記述される粒子である。質量を持つこと、そして電磁場と相互作用するという特徴を持つ。ダークフォトンと電磁場のラグランジアンは次の式のように記述される。

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + J^\mu A_\mu - \frac{1}{4}\tilde{X}_{\mu\nu}\tilde{X}^{\mu\nu} + \frac{m_{\text{DP}}^2}{2}F_{\mu\nu}\tilde{X}^{\mu\nu} - \frac{\chi}{2}F_{\mu\nu}\tilde{X}^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

ここで A_μ と $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ 、 J^μ はそれぞれ電磁場のポテンシャル、電磁場テンソル、電磁場カレントである。同様の量はダークフォトン場に対しても存在し、それぞれ \tilde{X}_μ と $\tilde{X}_{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{X}_\nu - \partial_\nu \tilde{X}_\mu$ である。 m_{DP} はダークフォトンの質量で、 χ はダークフォトン場 \tilde{X} と電磁場 A の相互作用の強さ (結合定数) である。

$\tilde{X}^\mu \rightarrow X^\mu - \chi A^\mu$ とシフトすれば

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + J^\mu A_\mu - \frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{m_{\text{DP}}^2}{2}(X_\mu X^\mu - 2\chi A_\mu X^\mu + \chi^2 A_\mu A^\mu) \quad (1.2)$$

となる。 A は通常物質と相互作用する電磁場、 X は通常物質とは相互作用しないダークフォトン場である。 $A_\mu X^\mu$ の項は、 m_{DP} と χ が 0 でなければ、 A と X は混合しあうことを意味する。これより、ダークフォトン場は光子に転換する性質を持つことがわかる。

以上、ダークフォトンは m_{DP} と χ の 2 パラメータによって特徴づけられる粒子である。質量は幅広い範囲に可能性があるが、特に 0.1–1 meV 付近の質量領域は、超弦理論の一部やインフレーションの理論によって支持されている [2, 3]。

1.2 ダークフォトンの光への転換

ダークフォトンは金属板の表面などの電磁気的な境界面で、垂直に転換光を放出する性質を持つ [4]。この性質について説明する。

式 (1.2) から、周波数 ω で運動量 k であるとした時、次の運動方程式が導かれる。

$$\left[(\omega^2 - k^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - m_{\text{DP}}^2 \begin{pmatrix} \chi^2 & -\chi \\ -\chi & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ここで \mathbf{A} は電磁場であり、 \mathbf{X} はダークフォトン場である。これは2つの平面波解を持ち、ある規格化ベクトル \mathbf{N} を用いてそれぞれ

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{N} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})] \quad (\omega = k) \quad (1.4)$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix} = \mathbf{N} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})] \quad (\omega = \sqrt{m_{\text{DP}}^2 + k^2}) \quad (1.5)$$

である。第一式は光子に対応し、第二式はダークフォトンに対応する。ダークフォトンがダークマターでもある場合、ダークマターは非相対論的であることので、ダークフォトンの角周波数 ω_{DP} は

$$\omega_{\text{DP}} = \sqrt{m_{\text{DP}}^2 + k_{\text{DP}}^2} \sim m_{\text{DP}} \quad (1.6)$$

となる。ここで、ダークフォトンの運動量を \mathbf{k}_{DP} とした。改めて式 (1.5) を次のように書き直す。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix}_{\text{DP}} = \mathbf{N} \begin{pmatrix} -\chi \\ 1 \end{pmatrix} \exp[-i(\omega_{\text{DP}} t - \mathbf{k}_{\text{DP}} \cdot \mathbf{x})] \quad (1.7)$$

となる。この式から $|\mathbf{A}| = \chi|\mathbf{N}|$ であることがわかるので、ダークフォトンは通常のダークフォトン場成分だけでなく、電場成分 \mathbf{E}_{DP} をごく僅かに持っていることになる。その電場は、

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{DP}} &= -\partial_0 \mathbf{A}_{\text{DP}} \\ &= i\chi\omega_{\text{DP}} \mathbf{N} \exp[-i(\omega_{\text{DP}} t - \mathbf{k}_{\text{DP}} \cdot \mathbf{x})] \\ &\sim i\chi m_{\text{DP}} \mathbf{N} \exp[-i(\omega_{\text{DP}} t - \mathbf{k}_{\text{DP}} \cdot \mathbf{x})] \end{aligned} \quad (1.8)$$

と計算できる。 \mathbf{N} の方向はランダムで、かつダークマターは全てダークフォトンで構成されていると仮定すると、

$$\rho_{\text{CDM, halo}} = \frac{m_{\text{DP}}^2}{2} \langle |\mathbf{N}|^2 \rangle \quad (1.9)$$

が成立する。ここで $\rho_{\text{CDM, halo}}$ はダークマターハロー内に存在するダークマターのエネルギー密度である [4]。式 (1.8), (1.9) より \mathbf{N} を削除することで、ダークフォトンの電場成分は

$$\sqrt{\langle |\mathbf{E}_{\text{DP}}|^2 \rangle} = \chi \sqrt{2\rho_{\text{CDM, halo}}} \quad (1.10)$$

と記述できる。

次に、ダークフォトンが平坦な金属板を通過した時のことを考える。金属板の表面は電磁気的な境界面としてはたらくため、境界条件 $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$ が課される。そのため、ダークフォトンが金属板の表面を通過する時に、ダークフォトンの電場を打ち消すための光 (転換光) が発生する。その光の周波数を ω_{CP} 、波数ベクトルを \mathbf{k}_{CP} とすると、式 (1.4) によって

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{X} \end{pmatrix}_{\text{CP}} = \mathbf{N} \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix} \exp[-i(\omega_{\text{CP}} t - \mathbf{k}_{\text{CP}} \cdot \mathbf{x})] \quad (1.11)$$

と書けるので、転換光の電場は

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{CP}} &= -\partial_0 \mathbf{A}_{\text{CP}} \\ &= i\omega_{\text{CP}} \mathbf{N} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_{\text{DP}} \cdot \mathbf{x})] \end{aligned} \quad (1.12)$$

となる。境界条件 $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$ より、

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{E}_{\text{DP},\parallel} + \mathbf{E}_{\text{CP},\parallel} \\ &= i\chi m_{\text{DP}} \mathbf{N}_{\parallel} \exp[-i(\omega_{\text{DP}} t - \mathbf{k}_{\text{DP}} \cdot \mathbf{x})] + i\omega_{\text{CP}} \mathbf{N}_{\parallel} \exp[-i(\omega_{\text{CP}} t - \mathbf{k}_{\text{CP}} \cdot \mathbf{x})] \end{aligned} \quad (1.13)$$

上式は金属板上の任意の場所と時刻で成立するため、

$$\mathbf{k}_{\text{DP},\parallel} = \mathbf{k}_{\text{CP},\parallel} \quad (1.14)$$

$$\omega_{\text{DP}} = \omega_{\text{CP}} \quad (1.15)$$

となる。式 (1.6) と式 (1.15) より、

$$\sqrt{m_{\text{DP}}^2 + k_{\text{DP}}^2} = \omega_{\text{CP}} = |\mathbf{k}_{\text{CP}}| \quad (1.16)$$

上の式と式 (1.14) から、転換光の波数ベクトルは次のように表される。

$$\mathbf{k}_{\text{CP}} = \sqrt{m_{\text{DP}}^2 + k_{\text{DP},\perp}^2} \mathbf{n} + \mathbf{k}_{\text{DP},\parallel} \quad (1.17)$$

ただし、 \mathbf{n} は金属板に対する単位法線ベクトル、 $k_{\text{DP},\perp}, k_{\text{DP},\parallel}$ はダークフォトンの波数ベクトル k_{DP} を金属板に垂直、平行に分けた成分である。ダークフォンはダークマターとして考えているので非相対論的 ($|k_{\text{DP},\perp}| \ll m_{\text{DP}}, |k_{\text{DP},\parallel}| \ll m_{\text{DP}}$) である。そのため式 (1.17) は、

$$\mathbf{k}_{\text{CP}} \sim m_{\text{DP}} \mathbf{n} \quad (1.18)$$

つまり転換光は図 1.1 のように、金属板に対してほとんど垂直に放射される*¹。

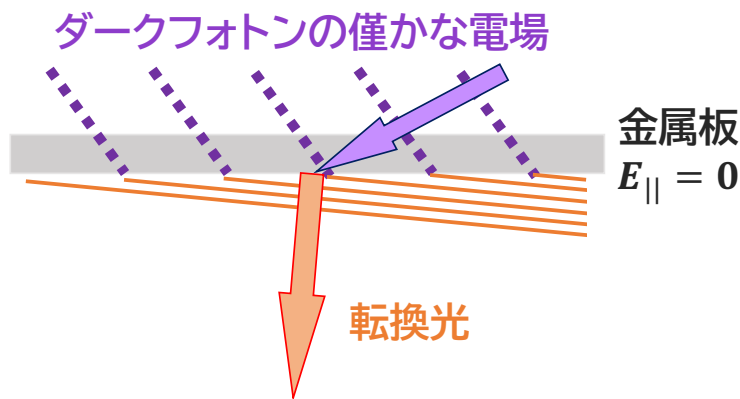


図 1.1: 金属板の表面をダークフォトンが通過する時の様子。転換光を表面に対して垂直に放射する。

*¹転換光の向きと法線 \mathbf{n} とのなす角を θ とすると、 $\theta \simeq |\mathbf{k}_{\text{DP},\parallel}|/m_{\text{DP}}$ である。ダークフォンは非相対論的なので、 $\theta \simeq 0$

ここで、ダークフォトンの質量と転換光の周波数、結合定数とパワーの関係を導出する。式 (1.16) に対して $|\mathbf{k}_{\text{CP}}| = \omega_{\text{CP}}$ を用いると、

$$\omega_{\text{CP}} = \sqrt{m_{\text{DP}}^2 + k_{\text{DP}}^2} \sim m_{\text{DP}} \quad (1.19)$$

従って、ダークフォトンの質量は転換光の周波数に比例する。

金属板の表面において、ある面積 A から生じた転換光がアンテナなどで取得された場合、転換光のパワーは

$$\begin{aligned} P_{\text{DP}} &\simeq A \langle |\mathbf{E}_{\text{DP}}|^2 \rangle \\ &= \langle \alpha^2 \rangle \chi^2 \rho_{\text{CDM, halo}} A \end{aligned} \quad (1.20)$$

で記述できる [4]。ここで、 α は N の偏光方向を表す量であり、本研究ではランダムを仮定し、 $\alpha = \sqrt{2/3}$ である。

以上で示したことを整理すると、

- 転換光は金属板に対して垂直に放射される (式 (1.18) より)
- 転換光の周波数はダークフォトンの質量と比例関係にある (式 (1.19) より)
- 転換光のパワーはダークフォトンの結合定数と 1 対 1 対応する (式 (1.20) より)

1.3 金属板とアンテナを用いたダークフォトン検出実験

1.3.1 セットアップの概略

金属板から放射された転換光を、アンテナなどで受信し、周波数スペクトルに分光する、という方法でダークフォトンを探した先行研究に [5, 6] がある。それらは転換光の周波数にして 10–26.5 GHz、質量にして 41–110 μeV にあるダークフォトンを探した。ここでは、本研究と先行研究に共通する装置の設計思想について説明する。

ダークフォトン金属板表面で微弱な転換光を生成し、金属板に対して垂直に放出される。この光を受信機で受信する。受信機の中にはアンテナ、信号増幅器 (アンプ) などを同軸ケーブルで接続した高周波回路が組み込まれており、転換光はアンテナを通り、後続のアンプに導かれる。受信された転換光は極めて微弱であるため、HEMT (High Electron Mobility Transistor) アンプと呼ばれる低ノイズなアンプで増幅され、その後分光計によって周波数ごとに分光される^{*2}。この仕組みを用いれば、 $O(10\text{--}100\text{ GHz})$ のマイクロ波、ミリ波帯域の転換光 (ダークフォトンの質量にして $O(0.1\text{--}10\text{ meV})$) を検出することが可能である。

^{*2}HEMT は高電子移動度トランジスタと呼ばれる素子で、この HEMT トランジスタを利用した増幅器が HEMT アンプである。HEMT は高い周波数まで低ノイズに増幅することが可能であり、本研究でも極めて微弱な転換光を増幅する初段アンプとして採用した。

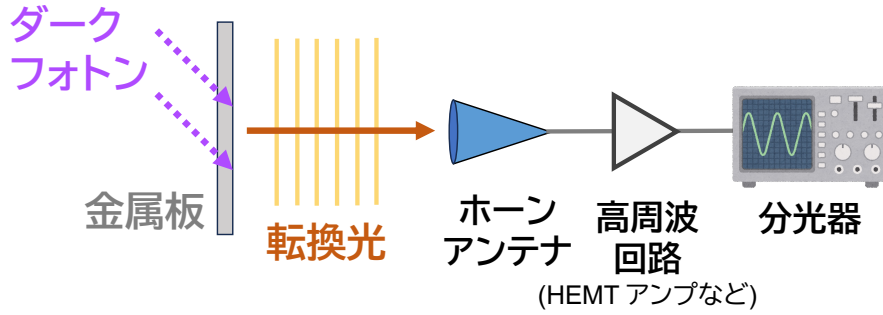


図 1.2: 受信機の概略図。金属板表面でダークフォトンが光子（ミリ波）に転換する。転換光はアンテナで受信され、信号として高周波回路を巡り、最後に分光計でスペクトル分光される。

1.3.2 転換光の信号の周波数スペクトルと質量との関係

ダークフォトンの転換光を周波数スペクトルに分光すると、質量に応じた鋭いピークとして現れるが、それがどのような形状になるかについて説明する。 $\omega_{\text{CP}} = \sqrt{m_{\text{DP}}^2 + k_{\text{DP}}^2}$ であるため、質量以外にダークフォトンの運動量 k_{DP} によって周波数が幅を持つ。ダークマターとしてのダークフォトンは銀河ハロー内に局在し、非相対論的な運動をする。そのため、ダークフォトンの速度分布は次のようにマックスウェル・ボルツマン分布として与えられる [7]。

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = \frac{1}{(\pi v_c^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{v} + \mathbf{v}_E|^2}{v_c^2}\right) \quad (1.21)$$

ただし \mathbf{v}_E は銀河に対する地球の速度で、およそ 220km/s、 v_c はダークマターの速度分散で、およそ 220km/s である。あるダークフォトンの速度が v であるとき、転換光の周波数は式 (1.16) より

$$\nu(v_{\text{DP}}, m_{\text{DP}}) = \frac{1}{h} \frac{m_{\text{DP}} c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (1.22)$$

である。従って、式 (1.21) を用いると、 $\nu_0 = m_{\text{DP}} c^2 / h$ から半値幅 $\Delta\nu / \nu_0 \sim 10^{-6}$ の鋭いピークが立つ。例えば、転換光の周波数が $\nu_0 = 240$ GHz である場合、ピーク幅は 240 kHz となる。

実際に測定するスペクトルの 1 点 1 点は、ある周波数のビン幅のパワーを積分したものになる。5.2 節で述べるように、20 kHz おきのデータをスペクトルとして取得するが、ビン幅の影響を加味するため、ダークフォトンのパワースペクトルを累積分布 $F(\nu; \nu_0)$ を用いて表現する。転換光の周波数が ν_0 、パワーが P_{DP} である場合、中心周波数 ν_i のビンで測定される $\nu_i - 10$ kHz から $\nu_i + 10$ kHz

までの積分値は*3

$$f_{\text{DP}}(\nu_i; P_{\text{DP}}, \nu_0) = P_{\text{DP}}[F(\nu_i + 10 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu_i - 10 \text{ kHz}; \nu_0)] \quad (1.27)$$

となる。 $F(\nu)$ はダークフォトンの速度の累積分布関数であり、

$$\begin{aligned} F(\nu) &= \int_0^\nu d\nu' \int_{4\pi} d\Omega f(\mathbf{v}') \nu'^2 \\ &= \frac{\nu_c}{2\sqrt{\pi}\nu_E} \left[\exp\left(-\frac{\nu + \nu_E}{\nu_c}\right) - \exp\left(-\frac{\nu - \nu_E}{\nu_c}\right) \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\nu + \nu_E}{\nu_c}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\nu - \nu_E}{\nu_c}\right) \right] \end{aligned} \quad (1.28)$$

ここで $\operatorname{erf}(x)$ は誤差関数と呼ばれ、

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (1.29)$$

で定義される。転換光が $\nu_0 = 240 \text{ GHz}$ であった場合のビン幅を考慮したパワースペクトルの分布は、図 1.3 のようになる。

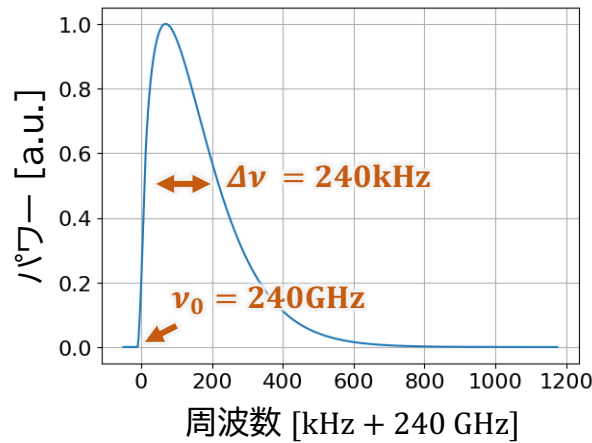


図 1.3: 転換光の周波数 ν_0 が 240 GHz であった場合に取得できるスペクトル f_{DP} 。パワーは最大値が 1 になるよう規格化している。

*3あるビン ν_i に対して、

$$f_{\text{DP}}(\nu_i) = P_{\text{DP}} \int_{\nu_i - 10 \text{ kHz}}^{\nu_i + 10 \text{ kHz}} d\nu' f(\nu', \nu_0) \quad (1.23)$$

$$= P_{\text{DP}} \left[\int_0^{\nu_i + 10 \text{ kHz}} d\nu' f(\nu', \nu_0) - \int_0^{\nu_i - 10 \text{ kHz}} d\nu' f(\nu', \nu_0) \right] \quad (1.24)$$

$$= P_{\text{DP}}[F(\nu_i + 10 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu_i - 10 \text{ kHz}; \nu_0)] \quad (1.25)$$

$$(1.26)$$

と計算した。

1.3.3 転換光の信号強度と結合定数との関係

転換光のパワー P_{DP} はダークフォトンと光子の結合定数 χ を用いて

$$P_{\text{DP}} [\text{W}] = 10^{-18} \times \left(\frac{\chi}{2.3 \times 10^{-9}} \right)^2 \left(\frac{\rho_{\text{CDM, halo}}}{0.39 \text{ GeV/cm}^3} \right) \left(\frac{A}{30 \text{ mm}^2} \right) \left(\frac{\alpha}{\sqrt{2/3}} \right)^2 \quad (1.30)$$

で与えられる [4]。ただし、

- $\rho_{\text{CDM, halo}}$: 銀河ハローに局在するダークマターのエネルギー密度。0.39 GeV/cm³ ([8] より)。
- A : 転換光源として働く金属板の面積。転換光は金属板に垂直に放射されるため、アンテナの有効開口面積と等しい。
- α : ダークフォトンの偏極に依存する量。偏極方向が完全にランダムであり、量偏頗を測定する系では $\sqrt{2/3}$ となる。本研究のように片偏波だけを測定する実験系では $\alpha = \sqrt{1/3}$ となる。

である。

1.3.4 ダークフォトンの結合定数に対する感度

転換光のピークを探索するにあたり重要なのは、装置のノイズの揺らぎを抑えることである。仮に $\chi = 10^{-9}$ 、 $A = 30 \text{ mm}^2$ 、 $\rho_{\text{CDM, halo}} = 0.39 \text{ GeV/cm}^3$ 、 $\alpha = \sqrt{1/3}$ であるとき、式 (1.30) よりダークフォトンの転換光のパワーは $P_{\text{DP}} \simeq 10^{-19} \text{ W}$ である。また、式 (1.30) のように、結合定数 χ は転換光のパワー P_{DP} への $1/2$ 乗に比例する。結合定数の感度は、いかに微弱な転換光を検出できるかで決まり、それは時間 t だけ測定した時の周波数スペクトルのノイズのゆらぎ ΔP_{sys} が小さいほど良くなる。これを踏まえると、受信機が探索可能な結合定数の下限 $\Delta\chi$ は、

$$\Delta\chi \propto \Delta P_{\text{sys}}^{1/2} \quad (1.31)$$

となる。 ΔP_{sys} を評価するにあたって有用な指標に、ノイズ温度 T_{rx} と熱放射ノイズ温度 T_{loading} がある。ノイズ温度 T_{rx} は、装置由来のノイズのパワー $P_{\text{rx}} [\text{W}]$ を温度の単位 [K] に換算した量で、 $T_{\text{rx}} = P_{\text{rx}}/k_{\text{B}}\Delta\nu$ で定義される。ここで k_{B} はボルツマン定数、 $\Delta\nu$ は測定する周波数の幅 (周波数ビン幅) である。熱放射ノイズ温度 T_{loading} は、熱放射がアンテナに入ることによって生じるノイズのパワー P_{loading} と $T_{\text{loading}} = P_{\text{loading}}/k_{\text{B}}\Delta\nu$ の関係がある。同様に、転換光以外の熱放射がアンテナに入ることによって生じるノイズのパワーを温度で表現したものを T_{loading} 、装置の内部から発生したノイズのパワーを温度で表したものを T_{rx} とすると、それぞれのパワーを足し合わせたものがシステムノイズ温度である。単位時間あたりのノイズの揺らぎは、NEP (Noise Equivalent Power と呼ばれ、 T_{rx} と T_{loading} から

$$\text{NEP} = \sqrt{2k_{\text{B}}(T_{\text{rx}} + T_{\text{loading}})\sqrt{\Delta\nu}} [\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (1.32)$$

と算出できる。これを用いると、測定時間 t における ΔP_{sys} は、

$$\Delta P_{\text{sys}} = \frac{\text{NEP}}{\sqrt{t}} = \sqrt{2k_{\text{B}}(T_{\text{rx}} + T_{\text{loading}})\sqrt{\frac{\Delta\nu}{t}}} \quad (1.33)$$

と表せる [9]。よって

$$\Delta\chi \propto T_{\text{sys}}^{1/2} t^{-1/4} = (T_{\text{rx}} + T_{\text{loading}})^{1/2} t^{-1/4} \quad (1.34)$$

であり、探索時間 t を伸ばすこと、受信機のノイズ T_{rx} を減らすことが、より小さい結合定数を探索する上で重要になる。

1.4 ダークフォトンの探索状況と本研究の目的

質量が 0.01–10 meV のダークフォトンの探索状況を図 1.4 に示す [10]。色が塗られている領域は実験などによって探索済みで、該当する質量、結合定数が棄却された部分である。探索実験には、1.3 節のように金属板からの転換光をアンテナで取得するもの (図のディッシュアンテナなどに相当)、空洞共振機を用いた実験、多層誘電体を用いた実験、液体キセノン TPC を用いて太陽からのダークフォトンを探した実験 (図の XENON1T [11] ^{*4} に相当) がある。他にも宇宙背景放射 (CMB) の観測や太陽寿命から間接的に探索したものがある。

これらの実験や観測によって、さまざまな質量と結合定数、特に 0.1 meV 以下が主に棄却されてきた。その一方で、0.1 meV 以上におけるダークフォトン探索の実績は乏しい。0.1–0.5 meV にかけては、1.3 節で述べたセットアップをそのまま用いることで拡張可能である。しかし 1 meV 程度の質量領域になると、第 2 章で後述するように、既存のセットアップではノイズレベルが高く、探索可能な結合定数に限界がある。より小さい結合定数まで探索するには、第 2 章で後述する新しい技術である SIS ミクサを導入しなければならない。そこで本研究では、質量が 1 meV 近傍、転換光の周波数にして 240 GHz のダークフォトンを探ることができる、SIS ミクサ搭載の受信機を開発し、探索実験を行う。

^{*4}太陽寿命 [12] や XENON1T によって付けられた棄却領域は、太陽で生成されたダークフォトンに関する制限である。本研究のようにダークフォトンダークマターと仮定しているわけではないため、性質の異なる粒子を探している。そのため、ダークフォトンダークマターの探索は 1 meV 近傍であり実績がない。

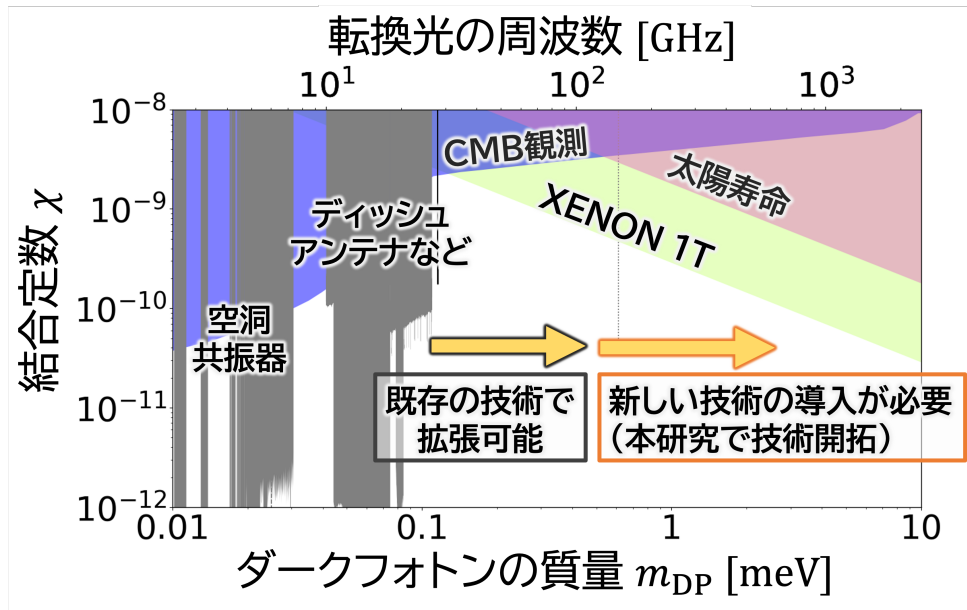


図 1.4: ダークフォトン探索の現状。質量の範囲は 0.01–10 meV に限定している。色の塗られた領域はすでに探索され、棄却されていることを示す。0.1–0.5 meV にかけては 1.3 節で述べた既存の技術で拡張可能だが、0.5 meV より大きな質量領域では新しい技術を導入する必要がある。

1.5 本論文の構成

本論文の構成は次のとおりである。第 2 章では、質量 1 meV を探索するために必要な新しい技術、SIS ミクサについて述べる。第 3 章では、開発した受信機について述べる。第 4 章では、本研究で実施した装置の評価について説明する。第 5 章では、探索測定の方法、データ解析の手法とその結果について述べる。第 6 章では、本研究の展望について述べる。最後に第 7 章で、本論文の結論を示す。

第2章 高周波への戦略と SIS ミクサ

先行研究 [5, 6] では、微弱なダークフォトンの転換光を検出するため、HEMT アンプで増幅した。しかし本研究でターゲットとする 240 GHz 帯域では、低ノイズなアンプが存在しない。アンプのノイズを表す指標としてノイズ温度 [K] という量があるが、10 GHz 帯域のアンプはノイズ温度にして 4 K であるのに対し、240 GHz 帯域のアンプは典型的に 500 K もある。これを改善し、より微弱な転換光の信号を検出するため、超伝導デバイスである「SIS ミクサ」を導入した。SIS ミクサは低ノイズに 100 GHz 以上の電波を低周波数の信号に変換することができる素子である。低周波数に変換することで、低ノイズなアンプで信号を増幅することが可能となる。その結果として、高感度な探索実験ができる。

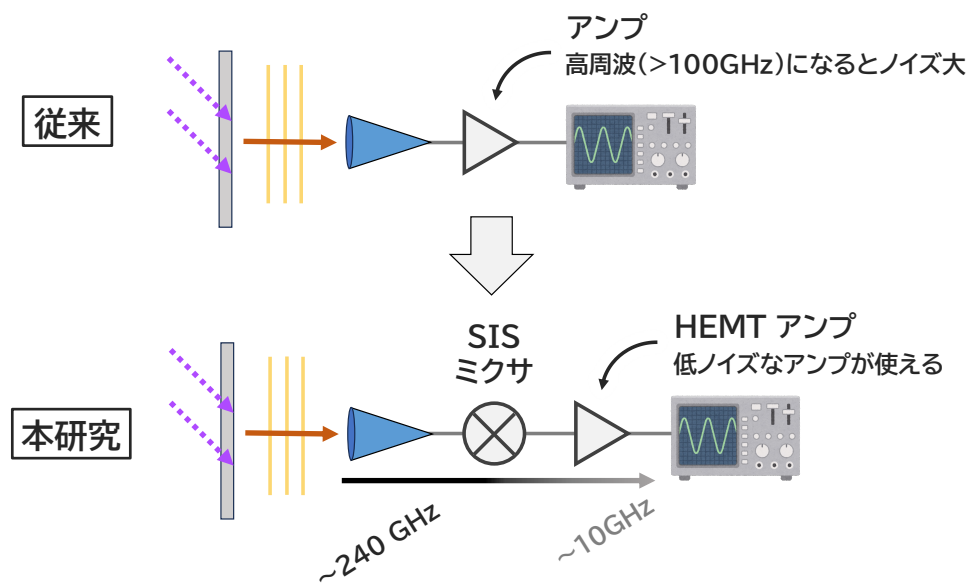


図 2.1: 「SIS ミクサ」を導入した受信機の概略図

2.1 ヘテロダイン方式とミクサ

SIS ミクサでは、ヘテロダイン方式と呼ばれる原理に基づいて周波数を変換する。その手法について説明する。図 2.2 に、周波数を変換する回路の概念図を示す。入力を 2 つ与えており、うち片方はアンテナを通った高周波信号 (RF 信号、Radio Frequency) であり、その周波数を ν_{RF} と書くことにする。もう一方は、信号発生機によって人工的に生成した別の高周波信号 (LO 信号、Local Oscillator)

であり、設定した特定の周波数 ν_{LO} の信号のみを発振する。これら 2 信号はミクサによって混合されると、 $|\nu_{RF} - \nu_{LO}|$ なる周波数の中間周波信号 (IF 信号、Intermediate Frequency) が出力される。

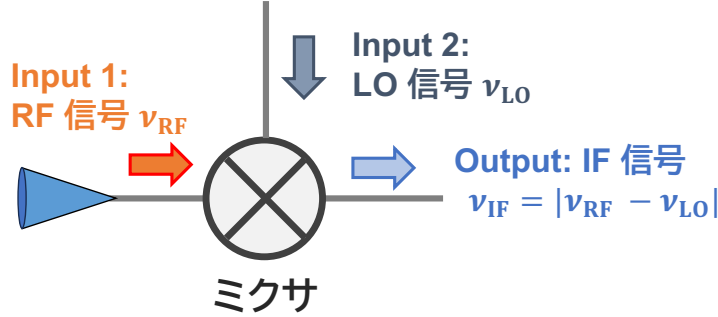


図 2.2: 高周波信号を低周波信号に変換する回路。

ミクサが周波数を変換できるのは、ミクサが非線形の電流 - 電圧特性 (IV 特性) を持つためである。通常の抵抗値 R の抵抗では IV 特性は線形であり、 $I = (1/R)V$ の関係性が成り立つ。一方で IV 特性が非線形であるとき、入力電圧を V 、出力電流を I とすると、

$$I = c_0 + c_1V + c_2V^2 + c_3V^3 + \dots \quad (2.1)$$

のような、非線形成分が現れる。3 次以降は微小であるとして無視し、2 乗に比例する項のみ考える。つまり、

$$I \propto V^2 \quad (2.2)$$

で考える。RF 信号、LO 信号の周波数を

$$V_{RF}(t) = V_{RF,0} \cos(2\pi\nu_{RF}t + \phi_{RF}) \quad (2.3)$$

$$V_{LO}(t) = V_{LO,0} \cos(2\pi\nu_{LO}t + \phi_{LO}) \quad (2.4)$$

とすると、出力の電流は次のように計算できる。ただし $V_{RF,0}$ 、 $V_{LO,0}$ は振幅で、 ϕ_{RF} 、 ϕ_{LO} は位相である。

$$\begin{aligned} I &\propto (V_{RF}(t) + V_{LO}(t))^2 \\ &= \frac{1}{2}(V_{RF,0}^2 + V_{LO,0}^2) \\ &\quad + \frac{1}{2}V_{RF,0}^2 \cos[2\pi(2\nu_{RF})t + 2\phi_{RF}] \\ &\quad + \frac{1}{2}V_{LO,0}^2 \cos[2\pi(2\nu_{LO})t + 2\phi_{LO}] \\ &\quad + \frac{1}{2}V_{RF,0}V_{LO,0} \cos[2\pi(\nu_{RF} + \nu_{LO})t + (\phi_{RF} + \phi_{LO})] \\ &\quad + \frac{1}{2}V_{RF,0}V_{LO,0} \cos[2\pi(\nu_{RF} - \nu_{LO})t + (\phi_{RF} - \phi_{LO})] \end{aligned} \quad (2.5)$$

よって、非線形効果によって出力される振動成分は、倍波である $2\nu_{RF}$ と $2\nu_{LO}$ 、そして $\nu_{RF} + \nu_{LO}$ と $|\nu_{RF} - \nu_{LO}|$ である。ミキシング後にローパスフィルタを導入し、 $|\nu_{RF} - \nu_{LO}|$ のみを取り出すことで、高周波を低周波に変換できる。

ミクサを用いた測定では、IF で出力される周波数 ν_{IF} が測定できるが

$$\nu_{IF} = |\nu_{RF} - \nu_{LO}| \Leftrightarrow \nu_{RF} = \nu_{LO} \pm \nu_{IF} \tag{2.6}$$

であるため、 $\nu_{LO} + \nu_{IF}$ と $\nu_{LO} - \nu_{IF}$ の2つの RF 信号が同じ IF 信号で受信される。このうち周波数の高い方 $\nu_{LO} + \nu_{IF}$ は USB (Upper Side Band) と呼ばれ、低い方 $\nu_{LO} - \nu_{IF}$ は LSB (Lower Side Band) と呼ばれる。たとえば、 $\nu_{IF} = 5 \text{ GHz}$ 、 $\nu_{LO} = 235 \text{ GHz}$ であった場合、考える転換光の周波数は USB 側で $\nu_{RF} = 230 \text{ GHz}$ であり、LSB 側で $\nu_{RF} = 240 \text{ GHz}$ となる。USB と LSB とを共に受信する方式は DSB(Double Side Band) 方式と呼ばれる。一方、フィルタなどを用いることによって USB と LSB を区別して片方だけを受信することも可能であり、SSB(Single Side Band) 方式と呼ばれる。今回は転換光の周波数を同定する必要があるため、SSB 方式を採用した。

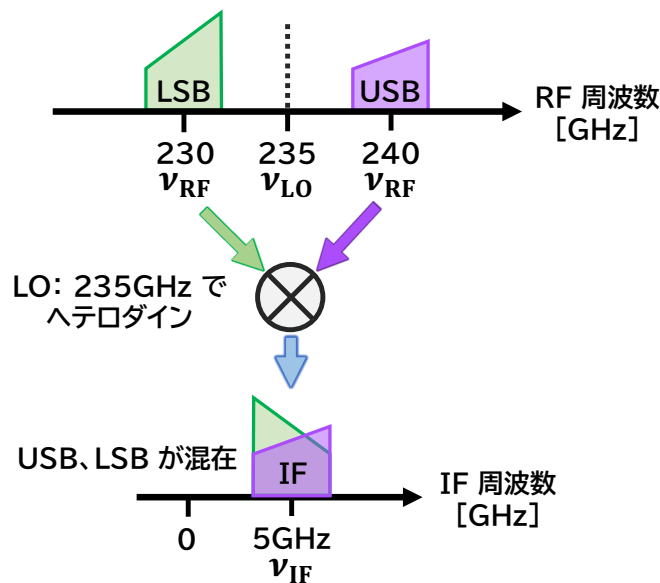


図 2.3: DSB 方式で $\nu_{IF} = 5 \text{ GHz}$ 、 $\nu_{LO} = 235 \text{ GHz}$ であった場合、RF 信号は USB 側の $\nu_{RF} = 230 \text{ GHz}$ 、LSB 側の $\nu_{RF} = 240 \text{ GHz}$ を混合したものとなっている。

2.2 超伝導デバイス: SIS ミクサ

SIS ミクサ (Superconductor - Insulator - Superconductor mixer) は超伝導ミクサの一つであり、極低温で強力な非線形性を表すため、周波数変換の効率が良く、非常に低いノイズレベルを実現する。その非線形性を生み出す肝が、SIS 接合である。SIS 接合は図 2.4 のように、超伝導電極 (Nb)、1 nm 程度の薄膜絶縁体 (AlO)、超伝導電極 (Nb) が 3 枚合わさってできている。^{*5}

このようにただ合わさった状態では、電流はほとんど SIS 接合を流れない^{*6}。しかし、超伝導電極の間にバイアス電圧 V_{DC} を徐々にかけていくと、ある臨界点を越えた時、突然電流が流れ出す。その様子を描いたものが図 2.5(2) であり、垂直に立ち上がるような、極めて強い IV 非線形性を生み出す。

^{*5}Nb は 9.23 K で超伝導状態に遷移する金属である。

^{*6}バイアス電圧が 0 でもわずかに流れる [13]。

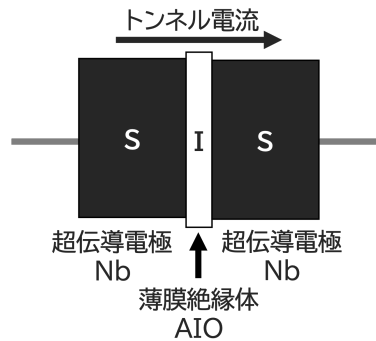


図 2.4: SIS 接合の概念図

なぜこのような非線形の特徴になるのかについて議論する。超伝導体には、エネルギー準位に充満帯、禁止帯、伝導帯の3つのエネルギー帯が存在する。充満帯は、電子がクーパー対として存在できるエネルギー帯である。クーパー対は、電子2個が1組のペアになった状態であり、超伝導特有の状態である。充満帯にあるクーパー対にエネルギーを付加していくことを図 2.5 で考える。

(1-a) は一切バイアス電圧なし、LO 照射なしの状態である。この状態から、バイアス電圧を付加していくと、(1-b) のように電位が高い方 (図では左側) のエネルギー準位が上昇する。さらに付加していくと、(1-c) のように電圧 $V_c = 2\Delta/e$ (Δ はエネルギーギャップ) を超えたところで、左側の、充満帯にある電子のエネルギー準位と、右側の伝導帯のエネルギー準位が並び、結果トンネル電流が流れ出す。この電圧、電流の変化を表したものが図 2.5(2) の実線である。電圧 $V_c = 2\Delta/e$ ($2\Delta \sim 3 \text{ meV}$) にて立ち上がる、鋭い非線形性を示す。

続いて、バイアス電圧 V_{DC} に加えて LO を照射した時を考える。LO の寄与した光子数を n とすると、LO の与えるエネルギーは $n h \nu_{LO}$ であり、充満帯に存在する電子には $eV_{DC} + n h \nu_{LO}$ のエネルギーが与えられる。それにより、(1-d) のように、 V_{DC} によってコントロールされた充満帯のレベルが伝導帯のレベルよりも低い場合であっても、LO の寄与 ($n h \nu_{LO}$) によって $eV_{DC} + n h \nu_{LO} > 2\Delta$ という条件を満たせ、トンネル電流が流れるようになる。この電流は Photon Assisted Tunneling (PAT) 電流と呼ばれる。この時の電圧、電流の変化を表したものが図 2.5(2) の点線である。LO 無照射の時に比べ、階段状に変化する。これは、充満帯にいる電子のエネルギーにばらつきがあり、そのぶんトンネリングに必要な LO 光子数 n が違うためである。PAT 電流は、電圧 $h\nu_{LO}/e$ ごとに増加していくことになる。この階段状の IV 特性を photon step と呼ぶ。

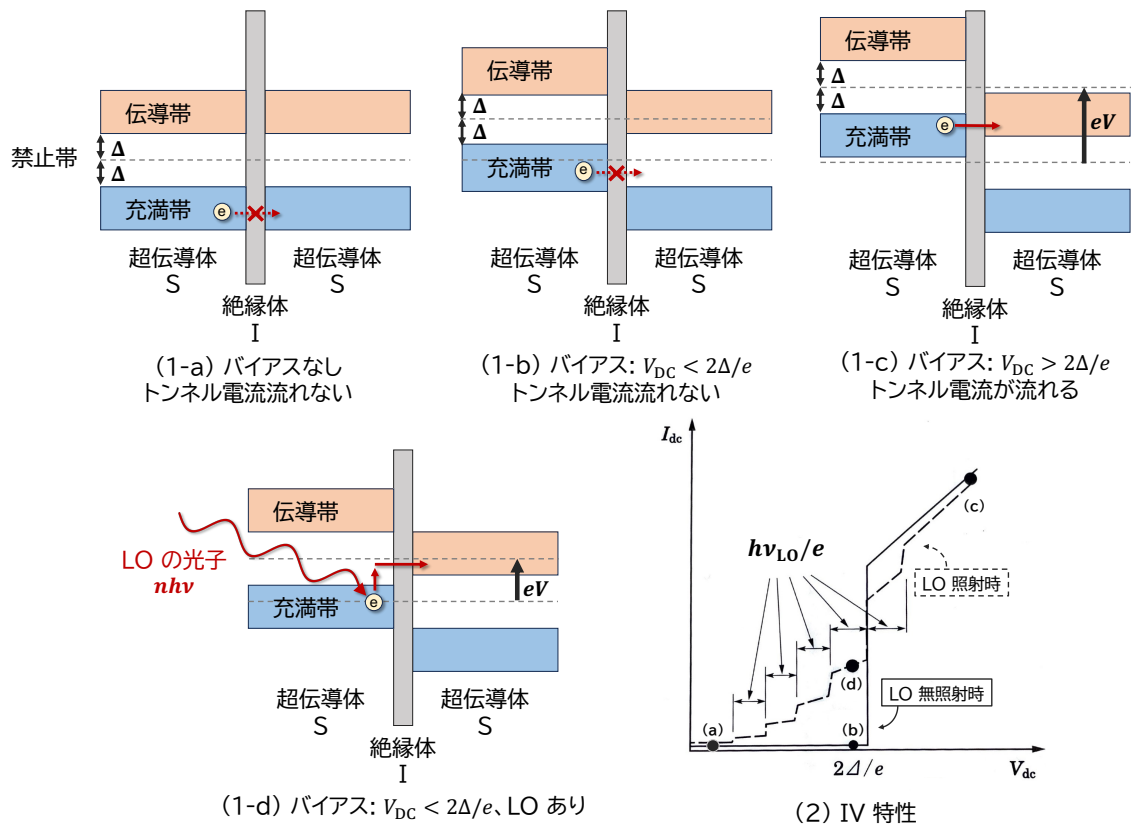


図 2.5: (1)SIS 接合のエネルギーバンド。(a) は SIS 接合にバイアスなし、(b) はバイアスが $V_{DC} < 2\Delta/e$ で LO 無照射のとき、(c) はバイアスが $V_{DC} > 2\Delta/e$ で LO 無照射のとき、(d) はバイアスが $V_{DC} < 2\Delta/e$ で LO を照射しているときを示す。(2) は (1) のそれぞれの状態における IV 特性である [9]。鋭い非線形性ゆえ、高効率で周波数を変換する。

本研究で用いた SIS ミクサには、名古屋大学の気圏環境変動研究室で開発された NYA200R2-3-1.7 μ m-5 という SIS 素子が組み込まれている。この SIS 素子には SIS 接合が 4 つ直列に置かれている。1 つの接合に対して、超伝導状態が壊れるバイアス電圧 (転移電圧) は 2.8 mV 程度^{*7}であるため、今回のミクサの転移電圧は 11 mV 付近である。

^{*7}Nb のギャップエネルギーは $2\Delta \sim 3$ meV であるため、転移電圧はその近傍になる。

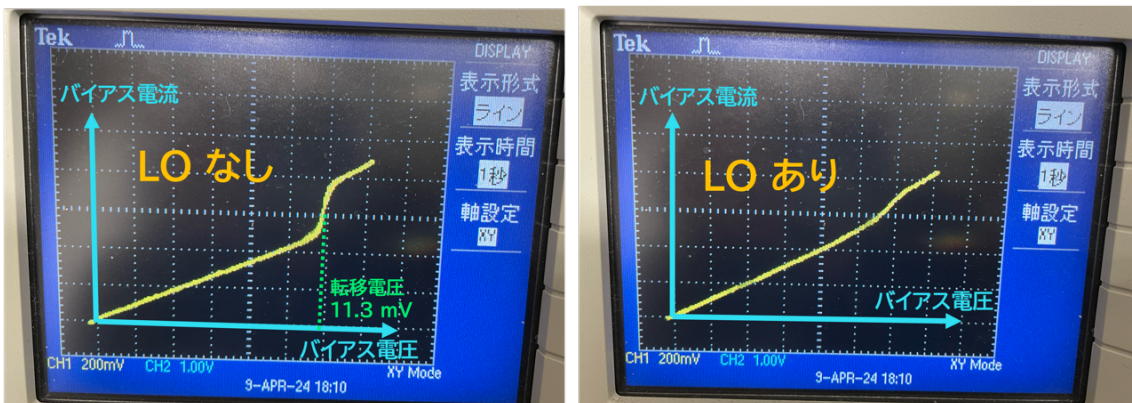


図 2.6: SIS ミクサの IV 特性を実際に計測した結果の写真。LO 信号がないときは転移電圧にて立ち上がり、LO 信号があるときは photon step により特性が変化する。

SIS ミクサの外観を図 2.7(1) に示す。図の手前側に矩形の穴が空いているが、これは導波管として働き、ここから RF 信号と LO 信号が入力される。ミクサを信号の伝送経路に沿って切断すると、図 2.7(2) のようになっている。左側の隙間に入力された RF 信号と LO 信号は、青色で示された SIS 素子に取り込まれる。SIS 素子で、RF 信号と LO 信号のミキシングを起こし、生じた差周波の成分のみを抽出し、IF 信号として同軸コネクタ (SMA コネクタ) から同軸ケーブルに出力する。

SIS ミクサの内部の写真を図 2.8 に示す。SIS ミクサはその構造上 (1) の赤点線で半分に分けることができる。その手前側が (2) である。(2) の上面には溝が掘られており、そこには (3) のように棒状のチップが装填されている。これが SIS 素子と呼ばれるものである。中央に矩形穴があるが、この奥から手前に RF 信号と LO 信号が伝搬する。矩形穴に重なるように SIS 素子が置かれているが、さらに中央を拡大すると、(4) のように見える。中央の蝶ネクタイ状のパーツはボウタイアンテナと呼ばれ、RF 信号と LO 信号を同時に給電する。その後、SIS ミクサの心臓部に当たる SIS 接合 (青色の丸で囲った部分。Josephson 接合ともいう。) でミキシングを起こして、差周波、和周波など、様々な周波数の信号を生成する。それらの信号は、左右の正方形が並んだ部分に入る。ここはローパスフィルタになっており、最終的に低周波数である差周波成分のみが IF 信号として抽出されるようになっている。

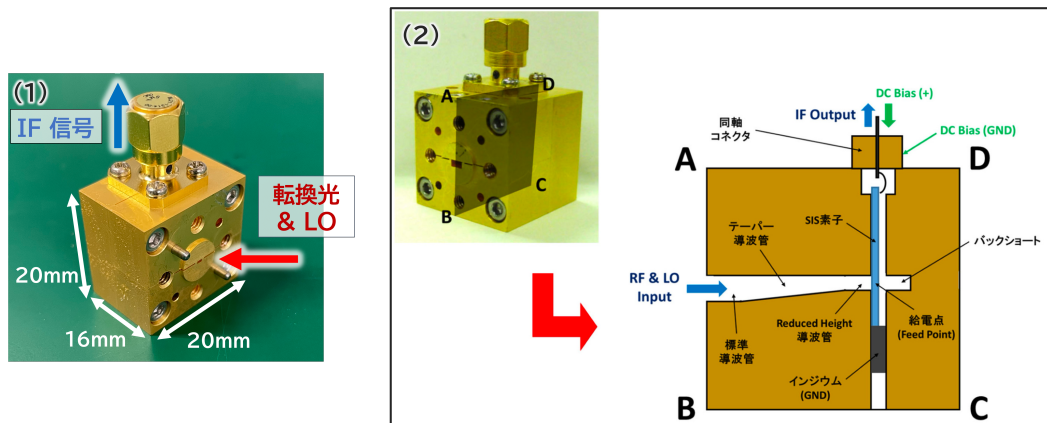


図 2.7: (1) SIS ミクサの外観。(2) SIS ミクサ内の信号の伝送を表した概念図 [14]。

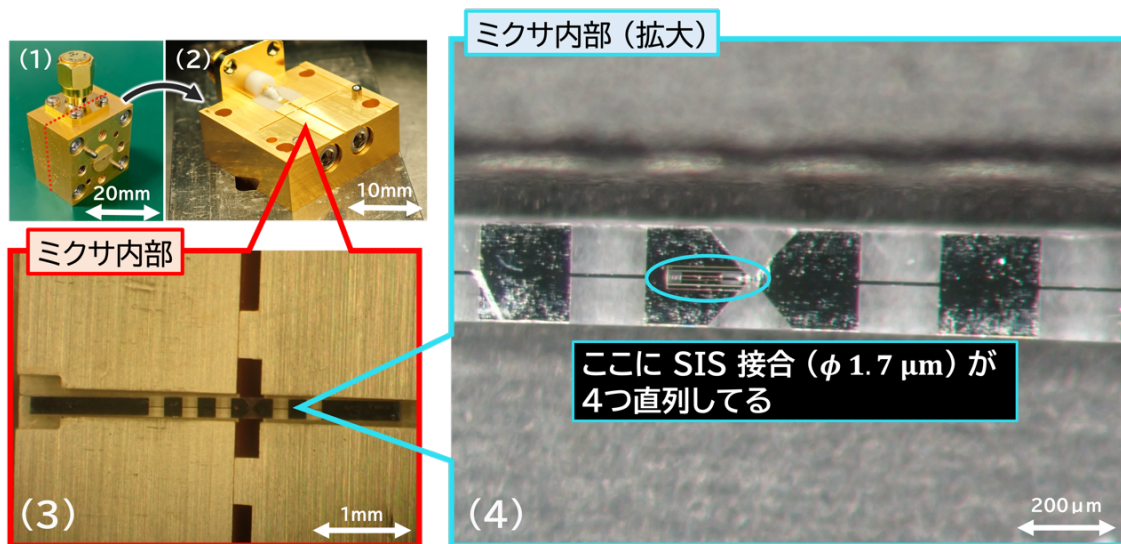


図 2.8: SIS ミクサの内部の写真。

図 2.9 に、今回使用する SIS ミクサのノイズ温度を示す。横軸は LO 周波数、縦軸はノイズ温度である。ノイズ温度評価に使用した受信機は、名古屋大学の大気圏環境変動研究室にある DSB 方式 (USB と LSB を区別しない受信方式) のものであり、得られたノイズ温度は低いところで 60 K であった*8。本研究ではこの SIS ミクサを DSB 方式ではなく SSB 方式の受信機に組み込むが、SSB の場合はノイズ温度は DSB の時に比べて約 2 倍になる [9]。そのため、本研究で開発する受信機のノイズ温度は、 $\nu_{LO} = 235 \text{ GHz}$ にて 120 K 程度になると予想される。よって、240 GHz 帯のアンプのノイズ温度 (500 K) に比べ 2 倍以上低いノイズ温度が期待できる。

*8測定で算出されるノイズ温度は、本来は「SIS ミクサを組み込んだ受信機」のノイズ温度である。しかし appendix A.2 にて述べるように、受信機のノイズ温度はほとんど SIS ミクサと後段のアンプで決定される。アンプのノイズ温度は数 K 程度であるため、受信機のノイズ温度と SIS ミクサのノイズ温度はほとんど同じと考えて良い。

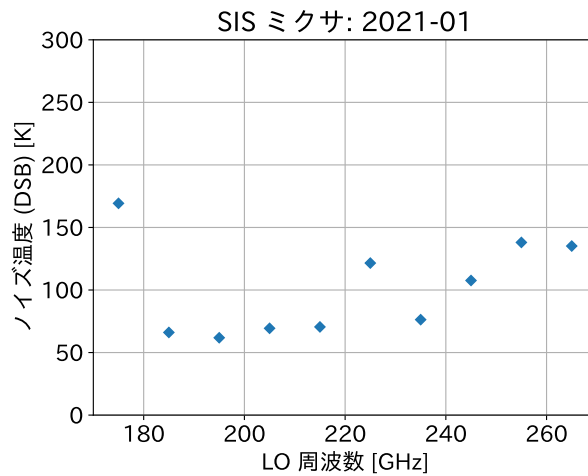


図 2.9: 今回使用した SIS ミクサの性能。

SIS ミクサは、自身にかけられるバイアス電圧および LO 信号のパワーによって、ミキシングの効率が大きく変化する。ミキシングの効率が良ければノイズ温度を低く抑えられる。SIS ミクサは 4K の極低温で動作するが、最適なバイアス電圧、LO 信号パワーは、受信機のセットアップや SIS ミクサの温度によって変化する。そこで受信機を運用する前に、もっとも感度が高い最適なバイアス電圧および LO 信号のパワーを調べて最適化する必要がある。



図 2.10: SIS ミクサ用バイアスボックス。Nitsuki 製の Model 8842S。このバイアスボックスにはマルチメータ (写真右下) やオシロスコープを接続することができる。これにより、SIS ミクサに印加された電圧、電流値をモニターすることができる。

バイアス電圧は、図 2.10 で示すバイアスボックスによって制御され、20 mV までの電圧をかけることができる。一方で LO 信号のパワーは、LO 信号の出力に取り付けられている可変アテネータ (減衰器とも呼ばれ、信号のパワーを減衰させるものである) で調節できる (詳細は 3.4 節)。バイアス電圧と LO パワーの変動は、バイアスボックスに接続した 2 台のマルチメータでモニターすることができる。片方はバイアス電圧用で、こちらはバイアス電圧の値をそのまま表示する。もう片方は SIS 接

合に流れるバイアス電流を表示できる。LO 信号のパワーを上げると PAT の効果が大きくなり、バイアス電流も大きくなる。つまり、バイアス電流値は LO 信号のパワーに対応する。

最適化の手法は、様々なバイアス電圧・電流値で、それぞれの値での受信機のノイズ温度を評価し、最小のノイズ温度となるバイアス電圧・電流値を見つける、というものである^{*9*10}。4.1 節で述べるノイズ温度の評価によって、本研究では電圧 10.25 mV、電流 260 μ A を最適なバイアス値として求めた。

^{*9}ノイズ温度の測定は 4.1 節のゲインキャリブレーションと同じである。

^{*10}本 SIS ミクサは平均的に 10.5 mV がバイアス電圧の最適値であることがわかっている。

第3章 SIS ミクサを搭載した受信機の開発

本研究では SIS ミクサを導入し、 $\nu_{\text{RF}} = 239\text{--}247\text{ GHz}$ を測定できるダークフォトン探索装置を開発した。LO 信号、IF 信号の帯域はそれぞれ $\nu_{\text{LO}} = 235\text{ GHz}$ 、 $\nu_{\text{IF}} = 4\text{--}12\text{ GHz}$ に設定した。LO 信号の周波数は後述する 2SB フィルタに組み込まれたハイパスフィルタによって決まっている。また、IF 信号の周波数幅は、極低温アイソレータの動作可能な帯域で制限されている。本装置は

1. クライオスタット
2. 金属板からアンテナまでの転換光が伝播する部分
3. RF 系: アンテナから SIS ミクサまでの、 $239\text{--}247\text{ GHz}$ の高周波を処理する部分
4. LO 系: 235 GHz の LO 信号を生成し伝送する部分
5. IF 系: SIS ミクサ以降の、 $4\text{--}12\text{ GHz}$ の IF 信号を処理する部分
6. 分光計

の 6 要素によって構成されている。各要素は、次の図 3.1, 3.2 のように配置され、RF 系と LO 系は導波管で、IF 系は同軸ケーブルで接続されている。以下の節で各要素について順番に説明する。

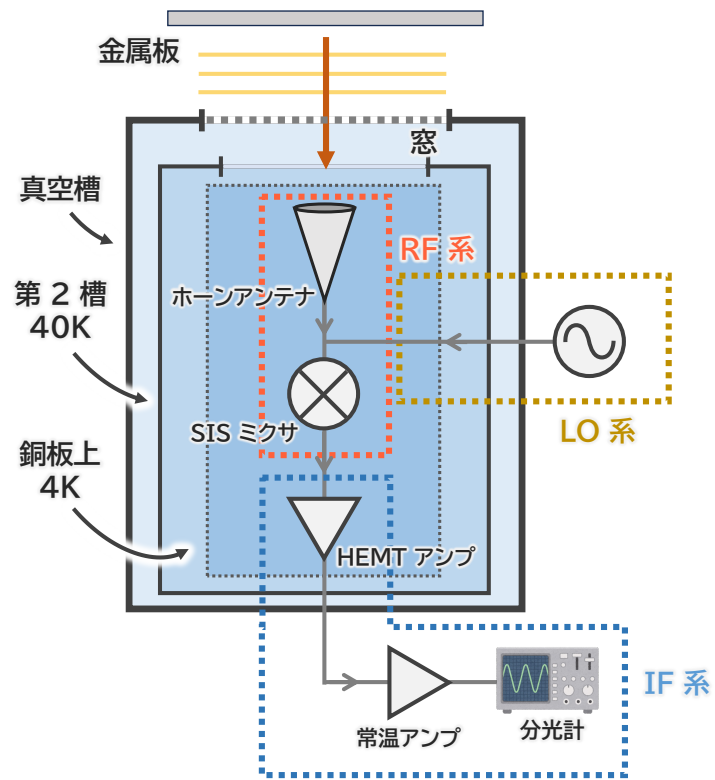


図 3.1: 開発した装置の概略図。

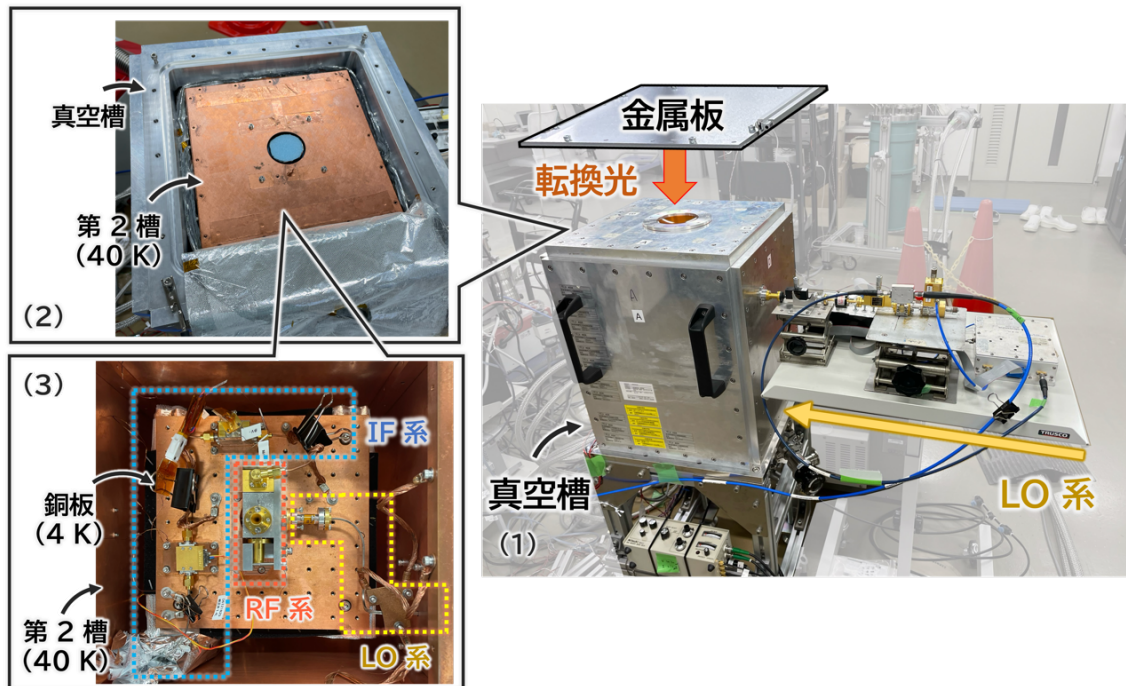


図 3.2: 開発した受信機の外観が右側の写真 (1) である。中央のアルミ製の箱がクライオスタットの真空槽で、トップのカプトン窓から転換光が、右側から LO 信号が入るようになっている。真空槽トップの蓋をあけると、左側上の (2) のようになっており、中に第 2 槽がセットされている。第 2 槽は 40 K にまで冷却される。第 2 槽の蓋を開けると左下の (3) のようになっている。銅板は 4 K に冷却されており、その中央に RF 系がある。RF 系に LO 系の導波管と IF 系の同軸ケーブルが接続している。IF 系は真空槽の下から外に出るように配線されていて、分光計へと伝送される。

3.1 クライオスタット

本研究で開発した装置は、以下の理由から一部を極低温下に置く必要がある。

- SIS ミクサは超伝導状態に転移する必要があり、極低温下でのみ稼働できるため (4 K 程度)。
- IF 系で使用する素子である HEMT アンプは、極低温下で作動させることで熱ノイズを抑えることができ、低ノイズが見込めるため

極低温環境を実現するため、図 3.2 右図のクライオスタットと GM 冷凍機 (住友重機製、RDK-101D) を用いた。クライオスタットは 2 重構造になっていて、外側の真空槽はアルミ板を 6 枚合わせた直方体の形になっている。上面にはカプトン膜の窓があり、転換光の入り口となっている。カプトンは厚さ $25 \mu\text{m}$ しかないため、信号光のロスを抑えている。一方、クライオスタットの底面から GM 冷凍機が挿入されている。図 3.3 にその断面図を示す。冷凍機のヘッドは 2 段式になっている。下段のヘッドは第 2 層に接し 40 K に、上段のヘッドは銅板に接し 4 K にまで冷却する。4 K の銅板上にはアンテナ、SIS ミキサをはじめ、各種素子が固定されており、これらも同様に 4 K まで冷却される。

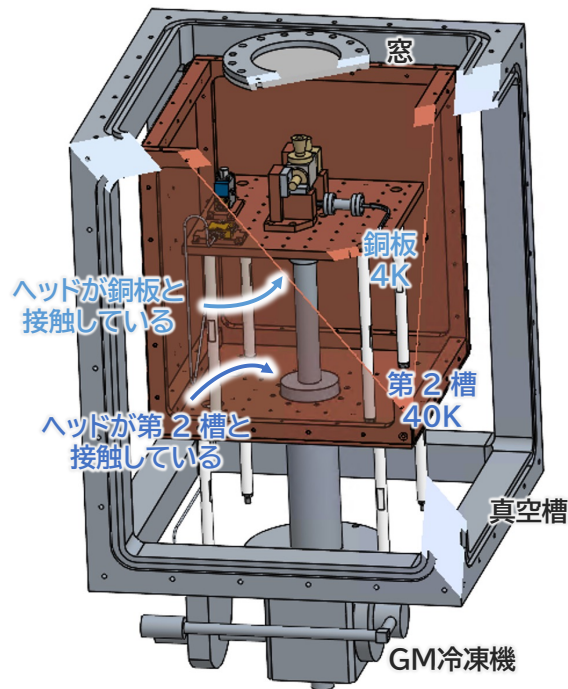


図 3.3: クライオスタットを斜めにカットした時の断面図。真空槽の側面は透明表示にしている。下から上にかけて、クライオスタットを貫いている円柱状のものが GM 冷凍機のコールドヘッドである。2 段式で、位置の低い方は第 2 槽と接し、40 K に冷却する。高い方は銅板に接しており、4 K に冷却する。

図 3.4 のように、真空槽と第 2 槽の間には MLI (Multi Layer Insulation) という断熱材が挟まれている。アルミを蒸着したシートと網状の膨脹メッシュが幾層も重なってできている。これにより 300 K から 40 K への熱放射の伝達を抑えることで、冷却を促進する。

また、窓とアンテナの間には RT-MLI(Radio Transparent MLI)[15] を挟んでいる。RT-MLI は、電波は透過させるが赤外線は透過させない物質であるスタイロフォームの円盤(厚さ 2 mm)を約 10 枚重ね、セットにしたものである。熱放射の主な成分である赤外線をカットすることで、窓からの 300 K の熱放射が内部に入ってくるのを抑える。

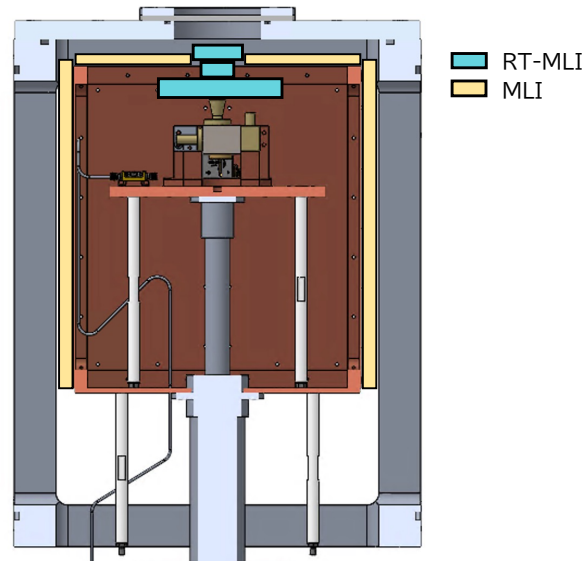


図 3.4: MLI および RT-MLI を設置した箇所。真空槽の側面は透明表示にしている。

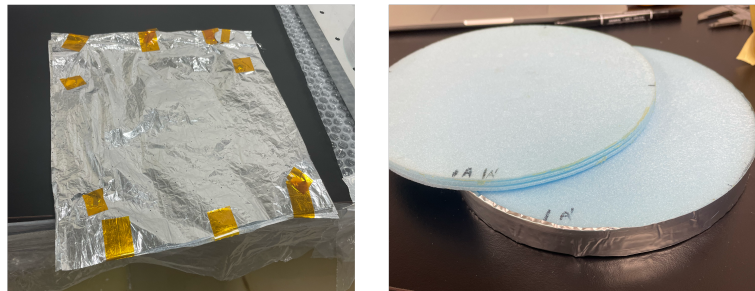


図 3.5: (左)MLI。(右)RT-MLI。

3.2 金属板からアンテナまで

金属板は、縦横が $28\text{ cm} \times 28\text{ cm}$ 、厚さが 5 mm のアルミ板を用い、アンテナの開口面とアルミ板の底面が 21 cm で、平行になるように設置した。 21 cm にしたのは、遠方界条件を満たすことで、転換光を平面波として近似するためである。遠方界条件は次の式で与えられる [9]。

$$R_{\text{ff}} = \frac{2D^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{32} \quad (3.1)$$

R_{ff} は遠方界距離、 $\lambda \simeq 1\text{ mm}$ は転換光の波長、 $D = 7.1\text{ mm}$ はアンテナ口径である。これに従うと、 8.740 cm 以上離すことで、遠方界条件を満たす。本実験では、その2倍以上離し、 21 cm とした。

実際に金属板を設置した様子を、次の図 3.6 に示す。金属板は暗箱と一体型となっている。暗箱は Wi-Fi などの外来電波を除去する目的で作成したものであり、上面は転換光源として機能する。暗箱の内側は図 3.6(2) のように、電波吸収体 (ECCOSORB AN-73、 10 GHz 以上で 20 dB 以下の吸収効率) で四方を囲った。同様に受信機の上面についても図 3.6(3) のように、電波吸収体で窓を避けつつ

カバーした。電波吸収体を貼った目的は、暗箱の隙間にもれ込んだ外来電波を除去すること、暗箱側面や受信機の上面からの不要なダークフォトン転換光を除去することである。転換光はあらゆる金属の表面で生成されるので、暗箱側面やクライオスタットの表面からも転換光は発生する。トップの金属板からの転換光とそれ以外の転換光は、アンテナまでの光路長が異なり位相がずれるため、打ち消し合いかねない。そのため本研究では、暗箱のトップの金属板からくる転換光以外は電波吸収体で吸収している。第2槽の蓋の裏面、4K銅板の上についても、転換光が通る穴を避けつつ電波吸収体でカバーしている。銅板や第2槽の表面からの不要な転換光が混入するのを防ぐためである。

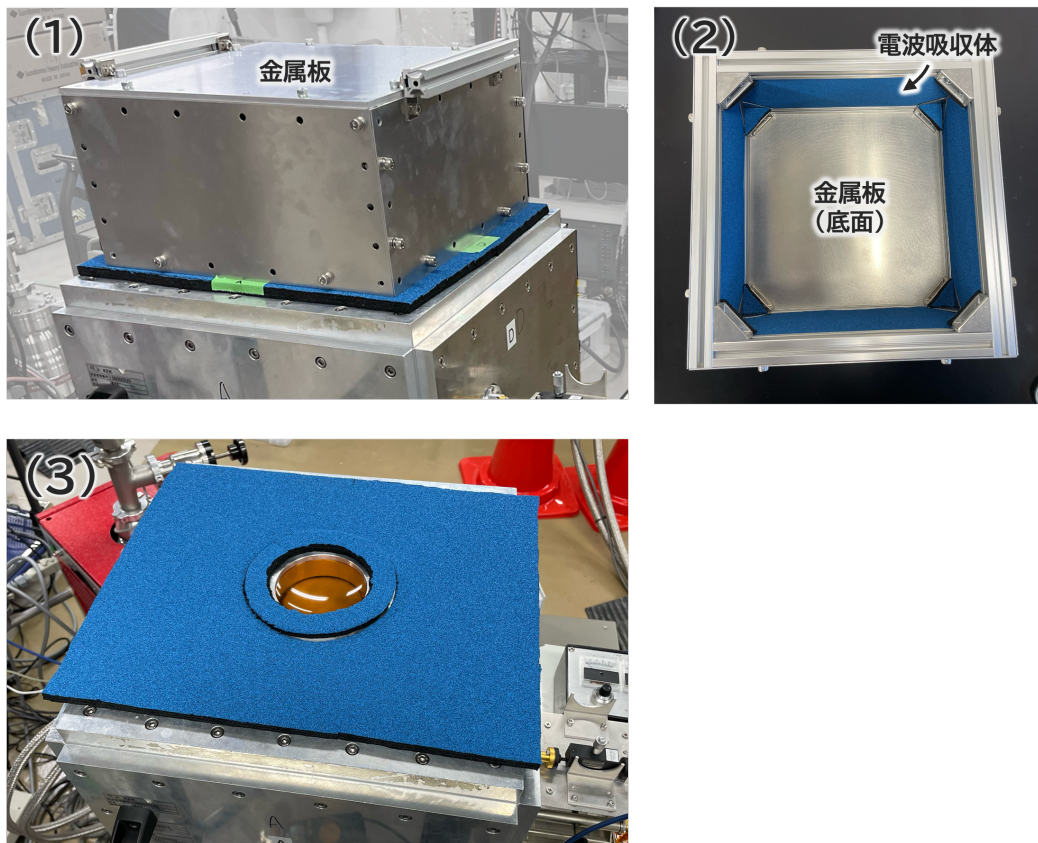


図 3.6: 金属板を設置した様子。(1) がクライオスタットの上に暗箱と一体になった金属板をセットした時の写真。(2) は暗箱をひっくり返した時の写真。暗箱の内側の側面を四面とも電波吸収体で覆っている。(3) はクライオスタットの上面を電波吸収体で覆った様子。

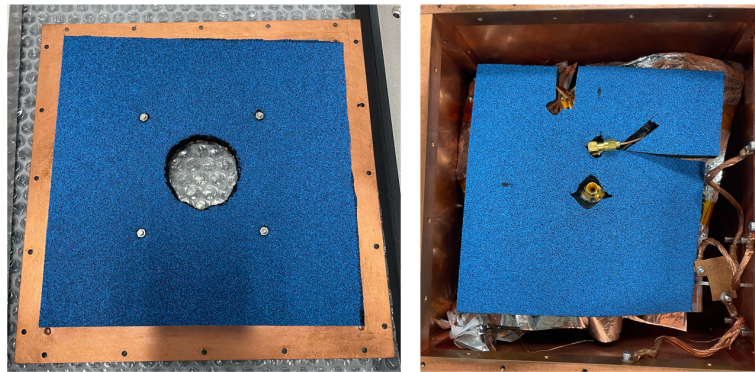


図 3.7: (左) 第2槽の蓋の裏面。(右)4Kに冷える銅板の上。

3.3 RF系

RF系は239–247 GHzの高周波を受信し、4–12 GHzの低周波の信号に変換する部分である。構成要素は、アンテナ、2 Side Band Filter(以降2SBフィルタ)、SIS ミクサ、終端導波管である。アンテナで受信された転換光は、2SBフィルタの上面から入力され、内部で周波数フィルタがかけられ、LSB信号(223–231 GHz)とUSB信号(239–247 GHz)に分離される。LSB、USBは2SBフィルタの左の導波管ポートと右の導波管ポートからそれぞれ出力される。2SBフィルタは下面にも入力があり、LO信号はそこから入力して、内部で分岐し、LSBとUSBの左右の出力ポートからLSB、USB信号と共に出力される。左面には終端導波管が接しており、LSBはそこで終端される。右面にはSISミクサが接しており、USBはそこで低周波に変換される。以下より、RF系の各部品について説明する。

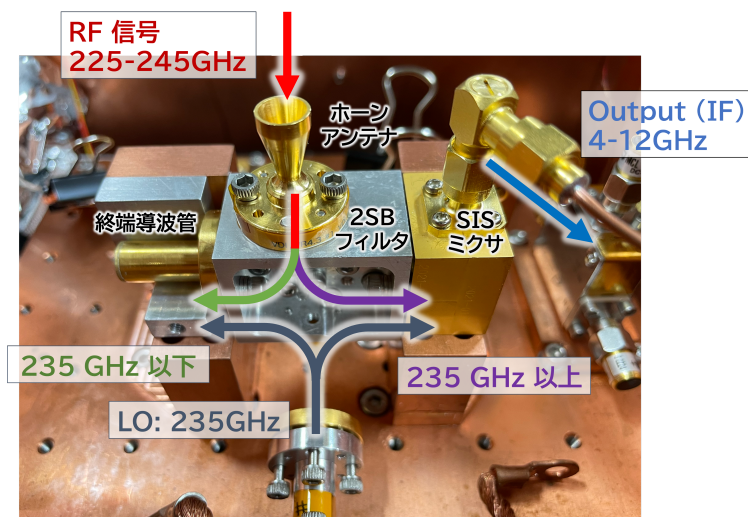


図 3.8: RF系の写真。上部に金色のホーンアンテナがある。中央のアルミ製の直方体が2SBフィルタであり、上下に入力を、左右に出力を有する。2SBフィルタの左面に接する、金色の円筒状のパーツは終端導波管である。右面に接するのはSISミクサであり、ここで周波数変換を行う。

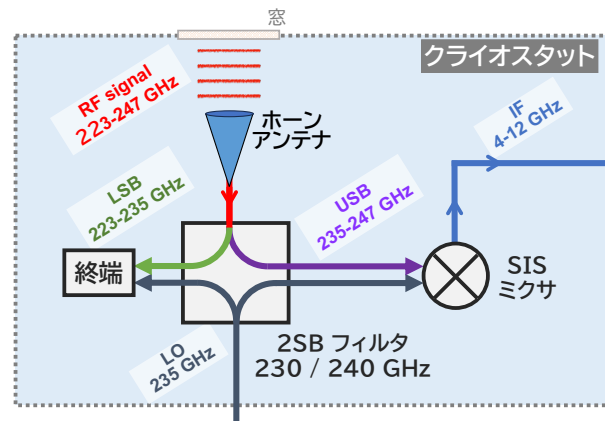


図 3.9: RF 系のブロックダイヤグラム

ホーンアンテナ

図 3.8 に RF 系の写真を示す。写真上部にある金色の逆円錐がホーンアンテナであり、受信機の窓の下で、開口面が並行になるように設置されている。VDI(Virginia Diodes, Inc.) 製の WR-4.3 コニカルホーンアンテナで、片偏波のみ受信する。開口の直径は 7.1 mm、開口面積は 39.59 mm^2 、有効開口面積^{*11}はよそ 30 mm^2 である。



図 3.10: コニカルホーンアンテナの写真

アンテナは電波の来る向きによって、そのパワーを送受信する効率が異なる。その効率の方向依存性を表現したものはビームパターンと呼ばれ、典型的なものでは図 3.11 のようになる。図 3.11 のように、いくつかの方向で感度が極大になる部分が存在するが、その中でももっとも感度が高い領域を含む部分を主ビームという。本アンテナの主ビームの広がり半値全幅 (half-power beam width, HPBW) にして 13° となっている。

*11詳細は 4.2 節を参照。

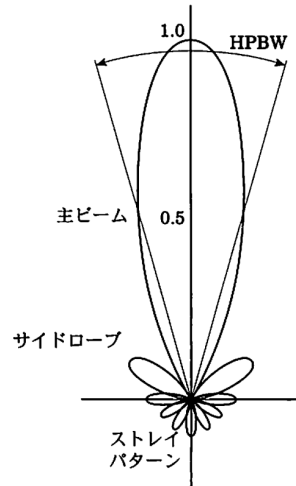


図 3.11: 規格化された電力アンテナパターン $P_n(\theta, \phi)$ の形 ($\phi = 0$ の平面上)。主ビームは感度が最大になる方向を含む広がりである。[9] より引用した。

2SB フィルタ

アンテナを通った後、信号は図 3.8 の中央にあるアルミ製直方体に入力される。これは 2SB フィルタというフィルタであり、

1. アンテナから入力された RF 信号を、235 GHz より高い周波数と (USB)、低い周波数 (LSB) に分離する
2. LO 信号と混合させる

ということを行う [16]。

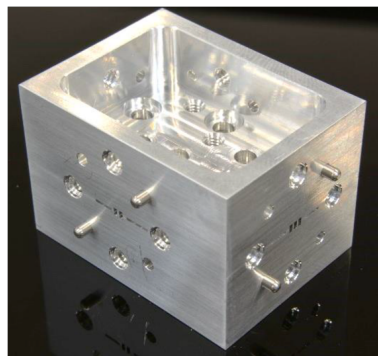


図 3.12: 2SB フィルタの写真。NICT 長谷川氏による撮影。

図 3.13 に、2SB フィルタの内部構造を模式的に図示した。2SB フィルタは入力、出力をそれぞれ 2 つずつ有する。入力は図 3.13 の上下に対応し、上からはホーンアンテナからの RF 信号が、下からは

LO 信号が入力される^{*12}。RF 信号は中央にあるハイパスフィルタに来ると、ハイパスフィルタを通る 235 GHz 以上の周波数の信号 (USB) は通過して右へ、通れない 235 GHz 以下の信号 (LSB) は反射して左へと進む。一方 LO 信号はもう一つの下側の入力から伝搬するが、途中で左右に分岐する。分岐先にあるカプラ (2 種類の周波数が異なる信号を混合する部分。結合器ともいう。) で LO 信号は USB、LSB 信号と混在し、左右にある出口から USB と LO、LSB と LO がそれぞれ出力される。

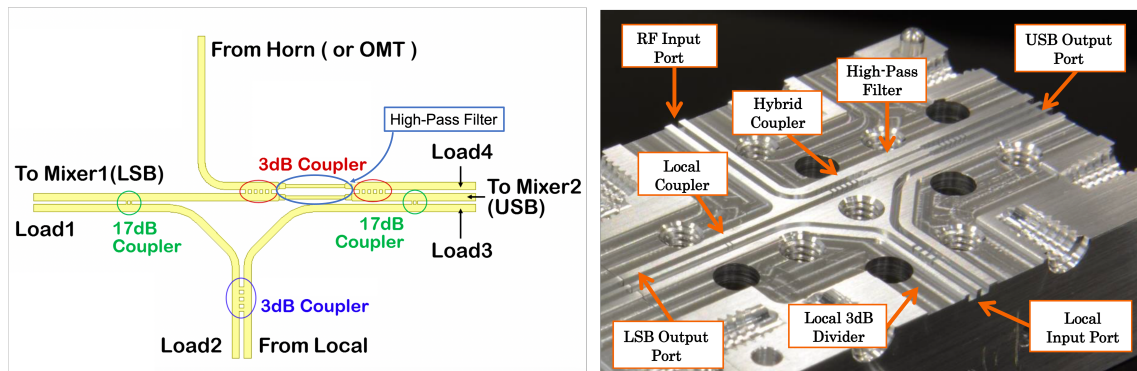


図 3.13: 2SB フィルタの内部構造の模式図と内部の写真。両者とも NICT 長谷川氏から借用。

2SB フィルタによる LSB 出力、USB 出力の周波数特性を表したプロットを図 3.14 に示す。縦軸はロスで、RF 入力から USB/LSB 出力までの透過率 [dB] を表す。LSB 出力では、235 GHz より低い周波数の信号をほぼロスなく抽出し、逆に 235 GHz より高い周波数の信号は -20 dB レベルの激しいロスが発生している。USB 出力では逆になっている。このようにして本研究で用いた 2SB フィルタは 235 GHz 以上と以下を分離し、同時に LO 信号との混合も果たしている。なお 235 GHz 近傍では、USB と LSB があまり分離できないため、実質使用するのは 239 GHz 以上と 231 GHz 以下となる。

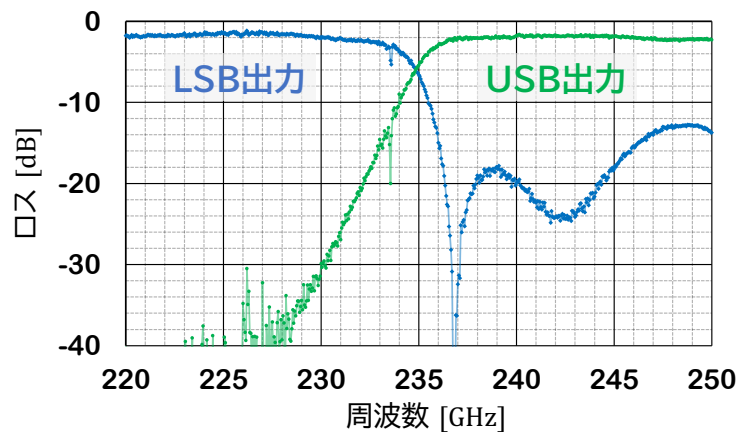


図 3.14: 2SB フィルタのロス

^{*12}LO 信号の入力部は導波管が 2 本存在する。このうち片方は電波吸収体を詰めることで終端し、ひとつの導波管のみ入力に用いる。左右の出力も同じで、ある一つの導波管以外は終端する。

SIS ミクサ

2SB フィルタから出力される信号のうち、USB のみを SIS ミクサに入力し、IF 信号に変換する(図 3.8 では 2SB フィルタの右側面に接する金色の直方体に対応)。

終端導波管

LSB は今回は使用しないため、円筒状の終端導波管 (Custom Microwave Inc 製、Low Power Terminations LT4R) で終端している。入力した信号は終端内部の構造ですべて吸収され、熱に変換される。図 3.8 では 2SB フィルタの左側の面に接する金色の円筒状の素子に対応する。

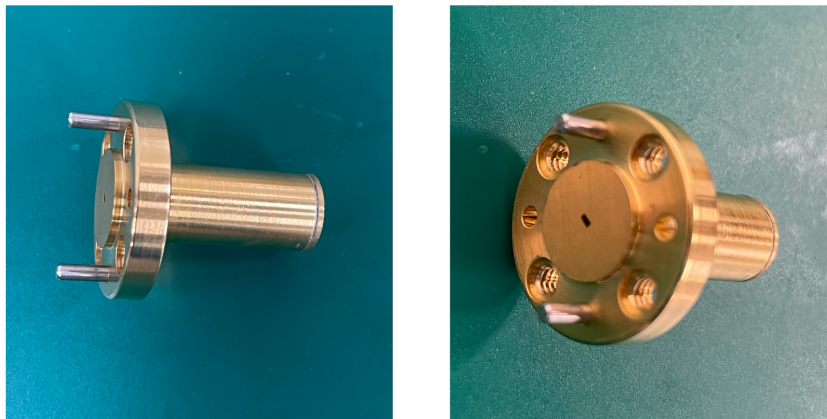


図 3.15: 終端導波管の写真

3.4 LO 系

LO 系は、ヘテロダイン方式で周波数を変換する際に必要となる。本研究では、LO 信号の周波数は 2SB フィルタで決まり、235 GHz である。

LO 系は、図 3.17 のような構造をしている。右端にある L 字のパーツはガン発振器とよばれる。n 型 GaAs 半導体 (ガンダイオード) が組み込まれており、これに直流電圧を加えることで、半導体から位相の揃った単色の 60–90 GHz のマイクロ波が発振される。これとは別の方法として、逡倍器を使用してマイクロ波を生成する手法もある。例えば、信号発生器から得られる 10–15 GHz を 6 逡倍器で周波数を 6 倍にすることで、同じ周波数の信号を作ることができる。しかし、ガン発振器はそれに比べ非常に低ノイズであるため、本研究ではガン発振器を採用した。ガン発振器は、本体上部と右面に付いているマイクロメータによって、出力する周波数を変更できる。本研究で用いたガン発振器 (Nitsuki 製、model 3845E) は、発振可能な周波数の帯域が 60–90 GHz のうち、78.33 GHz の信号を生成するように設定した。

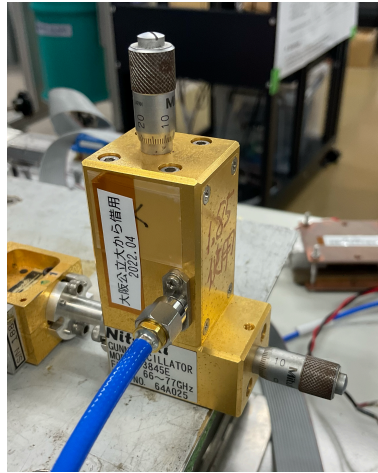


図 3.16: ガン発振器の写真。上面と右面にマイクロメータがついており、発振する電波の周波数を調節できる。

ガン発振器を出力した電波はのちの3 通倍器にて周波数を3 倍に増やし、235 GHz にした後、可変アテネータに入力する。可変アテネータは、トップに付いているマイクロメータを回すことで入力信号のパワーを減衰させることができ、本研究では LO 信号のパワーを調節し、SIS ミクサのミキシング効率を最適化するために導入している。本研究でアテネータを2 個導入しており、ガン発振器に近い方は、最大入力パワーを決めるものであり、一度固定したら動かさないようにした。もう一方の黒いアテネータによって、LO 信号のパワーを手動で調節した。

以上のガン発振器から可変アテネータにかけてと、可変アテネータから SIS ミクサまでの信号伝送は全て導波管によって行われる。



図 3.17: LO 系。使用したパーツは右から、(1) ガン発振器: Nitsuki 製, model 3845E (2) クロスガイドカプラ: millitech 製, CGC-10 (3) ハーモニクミクサ: Pacific millimeter products 製, MOD EM (4) ダイプレクサ: Nitsuki 製 (5) 可変アテネータ: ERAVANT 製, STA-30-12M1 (6) アイソレータ: QUINSTAR TECHNOLOGY, INC., QIF-E00000 (7) 3 通倍器: VDI 製, WR4.3X3S - Broadband Tripler (8) 可変アテネータ: ERAVANT, STA-30-04-M3-2

なお、ガン発振器は気温などにより動作温度が変化することがあり、それにともないガン発振器

の周波数が揺らぐことがある。安定した周波数の LO 信号を供給するため、フェーズロックループ (Phase Lock Loop, PLL) を導入した。

この PLL の仕組みを説明する。ガン発振器で 78.33 GHz を生成し、それをクロスガイドカブラで分岐させ、一部をハーモニックミクサ^{*13}に入力する^{*14}。ハーモニックミクサには、ガン発振器から分岐させた信号 ν_{Gunn} に加えて、安定な人工信号 (以下 SG 信号と呼ぶ) $\nu_{\text{SG}} = 15.647 \text{ GHz}$ も入力し、 ν_{Gunn} と SG 信号 ν_{SG} の n 倍の高調波をミキシングする^{*15}。今回の場合

$$n\nu_{\text{SG}} = 15.647, 31.293, 46.940, 62.587, 78.233, 93.880, \dots \quad (3.2)$$

となるが、これらの差周波

$$\begin{aligned} \nu_{\text{diff}} &= |n\nu_{\text{SG}} - \nu_{\text{Gunn}}| \\ &= 62.7, 47.0, 31.4, 15.7, 0.10, -15.5, \dots \end{aligned} \quad (3.3)$$

が生成される。この出力を、ハーモニックミクサに接続したダイプレクサ^{*16}がフィルタし、0.1 GHz 付近の周波数のみ取り出す。差周波の信号はフェーズロックコントローラ (Phase Lock Controller, PLC) に入力される。PLC は、差周波 $\nu_{\text{diff}} \sim 0.1 \text{ GHz}$ と、別に入力される安定したレファレンス信号 $\nu_{\text{ref}} = 0.1 \text{ GHz}$ との周波数差をモニターし続ける装置であり、差に応じた補正電圧をガン発振器に印加する。このように、ガン発振器に加える直流電圧を調節することで、ガン発振器が安定に同一周波数を出力するようコントロールする。

本研究では、SG 信号 ν_{SG} として図 3.20 のシグナルジェネレータ (KEYSIGNT E8257D) を用いた。PLC に入力するレファレンス信号 ν_{ref} については、同じシグナルジェネレータで 0.01 GHz の信号を生成し、10 通倍器で周波数を 10 倍 (0.1 GHz) に通倍した信号を用いた。

^{*13}ハーモニックミクサは、SIS ミクサと同様に 2 つの異なる周波数の信号をミキシングする素子である。SIS ミクサとは異なり、高調波とのミキシング結果もすべて出力する。

^{*14}使用したクロスガイドカブラの結合率は 20 dB であり、ハーモニックミクサへの分岐率は 1% 程度である。なお結合率とは、入力信号のパワーを P_1 、ハーモニックミクサへ分岐する信号のパワーを P_3 としたとき、

$$\text{Coupling Value} = -10 \log_{10}(P_3/P_1)$$

で表す量である [17]。

^{*15}高調波は、元の信号を自然数倍した信号 $n\nu_{\text{SG}}$ ($\forall n$) のことであり、通倍器やミクサで自然に生成されるものである。

^{*16}ダイプレクサは 2 つの周波数の異なる信号を分離したり混合したりする素子であり、中にハイパス、ローパスフィルタを備えている。

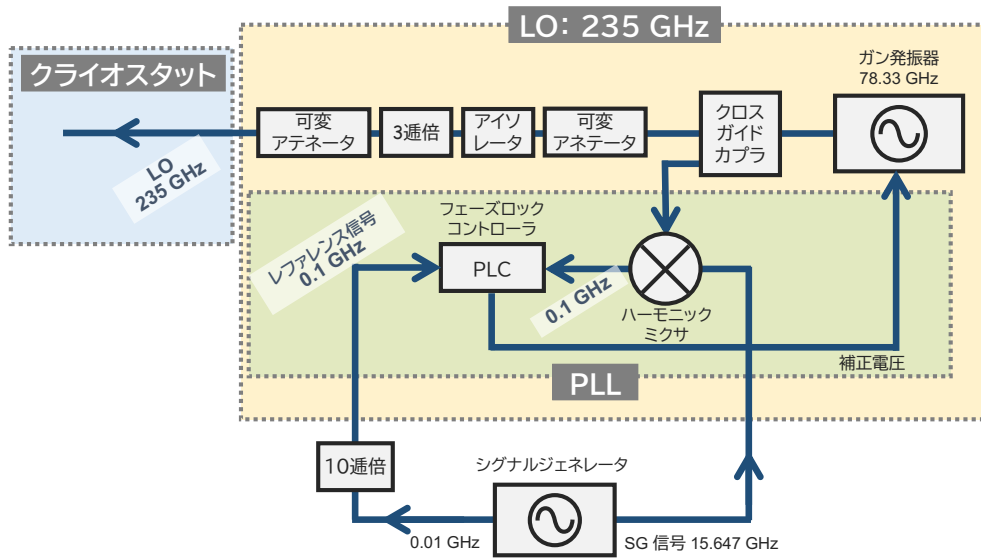


図 3.19: LO 系のブロックダイアグラム



図 3.20: シグナルジェネレータ KEYSIGHT E8257D

3.5 IF 系

転換光は SIS ミクサで 4–12 GHz にまで周波数を下げた後、IF 信号として極低温アイソレータに送られる。アイソレータは、アンテナからくる信号のみ通し、逆方向には通さない、逆流防止弁のような機能を持つ。アンプなどの反射特性のよくない素子の前に取り付けられることが多い。今回であれば、HEMT アンプで反射した信号が逆流して、SIS ミクサと HEMT アンプの間で定在波が立つことを防ぐことができる。本研究で用いた極低温アイソレータ (QUINSTAR 製 QCI-G8401201AMZBC) は帯域幅が 4–12 GHz で、これが IF の帯域を決定している。また、このアイソレータのトップには bias ポートがあり、という SIS ミクサに印加するバイアス電圧を制御するバイアスボックス (図 2.10) にそれを接続した。bias ポートは同軸ケーブルが SIS ミクサの IF 出力端子を經由して SIS 接合と繋がっている。そのため、ここから SIS ミクサのバイアス電圧を調整できる。

極低温アイソレータを通った後、信号は HEMT アンプに送られる。今回用いた HEMT アンプは Low Noise Factory 製の LNF-LNC6_20C あり、帯域幅は 6–20 GHz、増幅率はおよそ 30 dB となっている^{*17}。

SIS ミクサとアイソレータ、およびアイソレータと HEMT アンプ間のケーブルには、導体を銅で、絶縁体を PTFE で作られた極低温向け同軸ケーブル (コアックス製 SC-160/50-120-SMAP/SMAP) を用いた。ロスが低く、1 本あたり -0.5 dB 未満となっている。また、HEMT アンプから真空槽に取り付けられた外につながるコネクタ^{*18}までのケーブルには、導体をキュプロニッケル CuNi で、縁体を PTFE で作られた断熱同軸ケーブル (コアックス製 SC-160/50-120-SMAP/SMAP) を用いた。このケーブルは熱伝導率が $1.41 \times 10^{-4} \text{ W} \cdot \text{cm} / \text{K}$ と低いため、真空槽外の温度がクライオスタットに伝導しにくく、クライオスタットが温まるのを防いでいる。このケーブルは全長 60 cm で、ロスは -4 dB である。

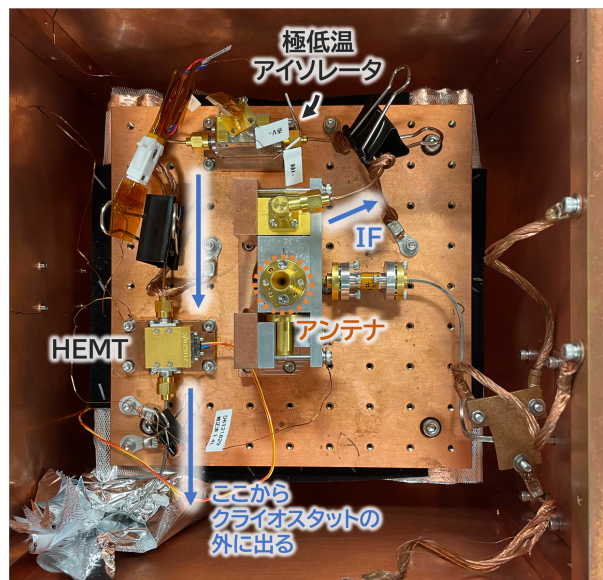


図 3.21: 極低温 IF 系。

^{*17}スペックシートに記載された正式な帯域は 6–20 GHz であり、本研究での IF 信号の帯域 4–12 GHz に一見不相応に思える。しかし、同シートに掲載されているゲイン、ノイズの周波数特性のグラフを見ると、4–6 GHz にかけて使用しても問題ない仕様になっている。よって本研究ではこの HEMT アンプを採用した。

^{*18}ハーメチックコネクタと言う。真空槽に取り付けられたコネクタで、真空槽の外と内側でケーブルを結合するために取り付けている。

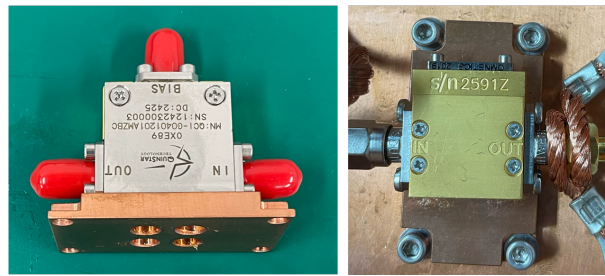


図 3.22: (左) 極低温アイソレータ。QUINSTAR 製の QCI-G8401201AMZBC。(右)HEMT アンプ。Low Noise Factory 製の LNF-LNC6-20C。

増幅後、信号はクライオスタットの外部に出て、常温アイソレータに入力される。^{*19}。その次は 4-12 GHz のみを取り出すバンドパスフィルタに入力し、常温アンプ (+20 dB)、アテネータ (-3 dB)、ふたたび常温アンプ (+20 dB) と経由する。アテネータはアンプ同士の間で定在波が立つことを防ぐ。信号はアンプを出力した後、最後に信号の周波数スペクトルを測定する分光計に入力される。



図 3.23: 常温 IF 系。常温アイソレータは MTC 製の 1166L2FF-S、バンドパスフィルタは綜合電子製の SCBPF-8000/8000-O/O-A1、常温アンプは Mini-Circuits 製の ZX60-02203+、アテネータも Mini-Circuits 製の BW-S3W2+ である。それぞれを繋ぐケーブルは Mini-Circuits の 086-12SMRSM+ を用いた。

*19 このアイソレータも、以降にあるアンプなどで信号が反射するのを防止する。

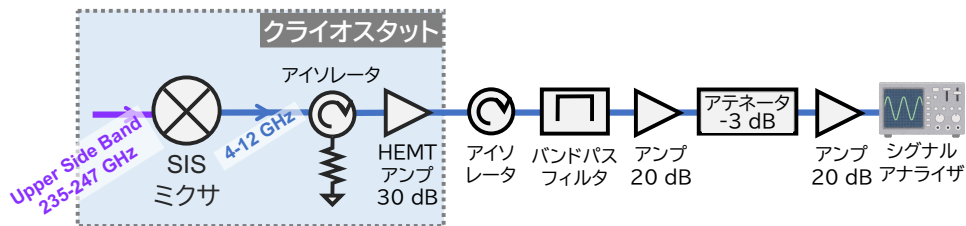


図 3.24: IF 系のブロックダイアグラム

3.6 分光計

分光計には、シグナルアナライザ (Anritsu MS2840A) を用いた。測定する帯域、周波数の分解能、測定時間や回数を設定することができ、それに応じたパワーの周波数スペクトルのデータを記録する。シグナルアナライザは2つの測定モード、SWEEP モードと FFT モードがある。SWEEP モード*20では、入力したアナログ信号を周波数フィルタに通し、そのフィルタの中心周波数を掃引することで各周波数ごとのパワーを得る。周波数を広く掃引するが、分解能を細かくするほど掃引するのに時間がかかり、また時間変動がある信号には向かない。一方 FFT モードでは入力されたアナログ信号をデジタル信号に変換し、ソフトウェア上で高速でフーリエ変換するモードである。SWEEP モードに比べ同帯域幅を速く測定できる。つまり FFT の方が、同じ時間でより多くの統計数を稼ぐことができる。本研究の探索測定では時間効率を上げるため、FFT モードを使用した。

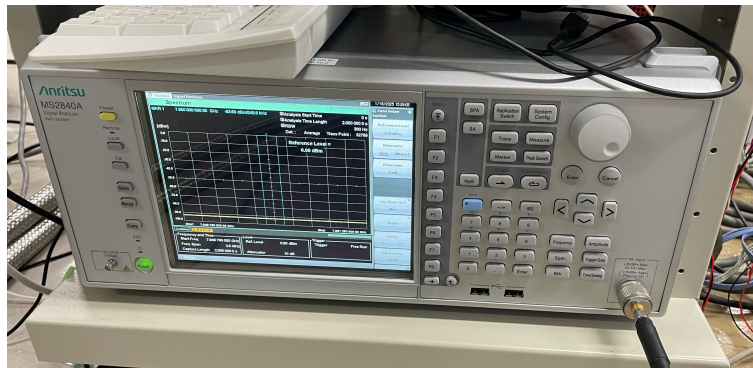


図 3.25: シグナルアナライザ Anritsu MS2840A。入力された信号を周波数ごとに分光する。

以上の RF 系、LO 系、IF 系を全て組み合わせたダイアグラムを図 3.26 に、装置の全体写真を図 3.27 に示す。

*20 このモードを使用するときは装置のことをスペクトルアナライザと呼ぶことが多い。

第4章 キャリブレーションと感度評価

ダークフォトンの信号が検出された場合に光子との結合定数を計算する。その際に必要になる量は、式 (1.30) より、

- 転換光のパワー P_{DP}
- 転換光源として働く金属板の面積 A

である。分光計で測定されたパワー P_{out} からアンテナで受信した転換光のパワー P_{DP} を求めるには、受信した信号の増幅率 (ゲイン) G とノイズ温度 T_{rx} が必要である。 T_{rx} は装置のノイズ性能を示す量にもなる。そこで、4.1 節ではゲインとノイズ温度の取得方法について、4.2 節では転換光源として働く金属板の面積の計算について述べる。

4.1 ゲインとノイズ温度の測定: ゲインキャリブレーション

装置のゲイン G と装置由来のノイズ温度 T_{rx} を求める方法について説明する。アンテナが受ける転換光の信号パワーを P_{DP} 、転換光以外の熱放射などによって受けるノイズ電波のパワーを $P_{loading}$ とすると、アンテナに入る全信号は $P_{in} = P_{DP} + P_{loading}$ である。これは受信機内でアンプなどにより増幅され、同時にノイズも付加される。それぞれ G 、 $P_{rx} = k_B T_{rx} \Delta\nu$ とおくと、シグナルアナライザで出力されるパワー P_{out} は

$$P_{out}(\nu) = G(\nu)(P_{in}(\nu) + k_B T_{rx}(\nu) \Delta\nu) \quad (4.1)$$

で与えられる。よって、 P_{out} から P_{in} を求めるためには、確かに $G(\nu)$ と $T_{rx}(\nu)$ を知る必要がある。

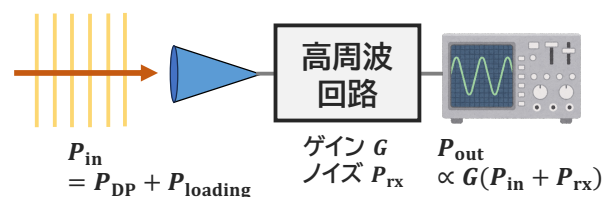


図 4.1: 転換光 P_{DP} と熱放射 $P_{loading}$ は受信機の中でゲイン G だけ増幅されつつ、装置由来のノイズ P_{rx} も付加される。それらを総合した値 P_{out} が、シグナルアナライザで取得されるパワー計測値となる。

さて、ゲインとノイズ温度を求めるにあたり、2種類の黒体を用意する。それぞれの温度を T_{amb} 、 T_{LN2} であるとする、式 (4.1) は

$$P_{out}(\nu, T_{amb}) = G(\nu) k_B \Delta\nu (T_{amb} + T_{rx}(\nu)) \quad (4.2)$$

$$P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{LN2}}) = G(\nu)k_{\text{B}}\Delta\nu(T_{\text{LN2}} + T_{\text{rx}}(\nu)) \quad (4.3)$$

とかける。ここで、温度が T の黒体放射を受信したとき、そのパワー P_{in} が

$$P_{\text{in}}(T) = k_{\text{B}}T\Delta\nu \quad (4.4)$$

で記述できることを利用した [9]。また $T_{\text{rx}} = P_{\text{rx}}/k_{\text{B}}\Delta\nu$ はノイズ温度である。

式 (4.2), 式 (4.3) から $G(\nu), T_{\text{rx}}(\nu)$ を解くことができ、

$$G(\nu) = \frac{P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{amb}}) - P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{LN2}})}{k_{\text{B}}(T_{\text{amb}} - T_{\text{LN2}})\Delta\nu} \quad (4.5)$$

$$T_{\text{rx}}(\nu) = \frac{P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{LN2}})T_{\text{amb}} - P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{amb}})T_{\text{LN2}}}{P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{amb}}) - P_{\text{out}}(\nu, T_{\text{LN2}})} \quad (4.6)$$

となる。

実際にゲインやノイズ温度を計測する際には、図 4.2 のように、室温下と液体窒素の中に置かれた電波吸収体を黒体放射源として用いる。液体窒素は発泡ポリプロピレンの箱 (サンコー製、EP ボックス) に貯め、そのなかに電波吸収体を漬け込んで、 $T_{\text{LN2}} = 77 \text{ K}$ の黒体とみなした。

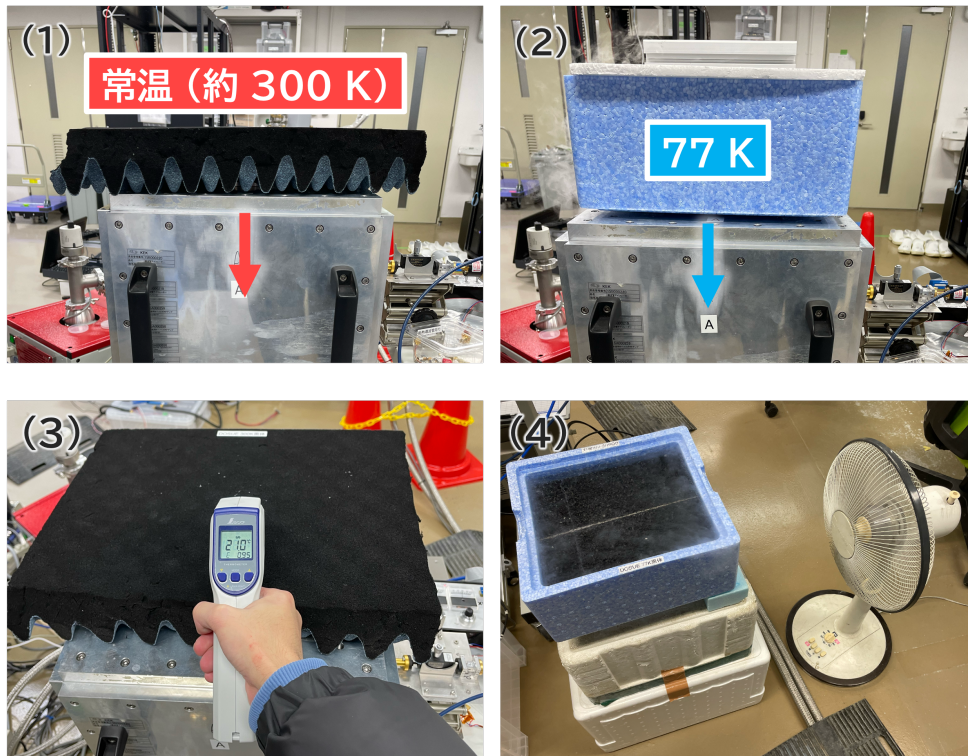


図 4.2: ゲインキャリブレーションの様子。(1)(2) 室温と液体窒素の放射パワーを測定している。(3) 電波吸収体の温度を放射温度計で測定している。電波吸収体は ECCOSORB CV-3 を用いた。放射温度計にはシンワ測定株式会社製の品番 73014 を用いた。 $\pm 2^\circ\text{C}$ の精度で室温を測定できる。(4) EP ボックスに液体窒素を保存する際は、扇風機を用いて底に風を通し、また計測前に結露を拭う工夫を行った。液体窒素を入れると箱の表面には結露が発生する。結露は 0°C 以上の放射をするため、底に付着すると 77 K の放射パワー測定 of 邪魔になる。

実際に 239–247 GHz にかけてゲインキャリブレーションを行った結果と、そのときのシグナルアナライザの設定について、表 4.1 と図 4.3, 4.4 に示す。ゲインについては急激な特性悪化などが見られないため、問題のない結果であると言える。3つのアンプによるゲインが 80 dB 程度で、SIS ミクサによるゲインは 1 dB 未満であるため、受信機の総ゲインは約 80 dB となり、結果と概ね一致する。ノイズ温度について、240–244 GHz では 150 K 程度となり、2.2 節で述べた SIS ミクサの予想ノイズ温度におおよそ等しい。一方で両端が極端に高ノイズになったのは、対処すべき問題である。原因究明には至っていないが、少なくとも IF 系に不具合があると考えている。IF 系はおおよそ 4 GHz 以下、10 GHz 以上で特性が悪くなることが多い。図 4.4 の横軸の周波数を USB から IF の 4–12 GHz に置き換えると、その特性が現れている。今後、IF 系の素子を取り替えるなどを行うことによって原因を特定する予定である。

表 4.1: ゲイン、ノイズ温度を計測したときのシグナルアナライザの設定

測定帯域	239–247 GHz
周波数の分解能	10 MHz
データ点数	1001 点
測定モード	SWEEP (スペアナモード)
データ取得時間	26 秒

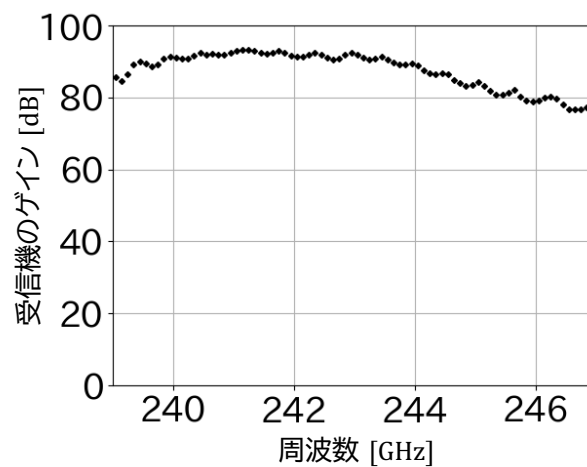


図 4.3: 受信機のゲイン G の測定結果。100 MHz ごとに移動平均を施してある。

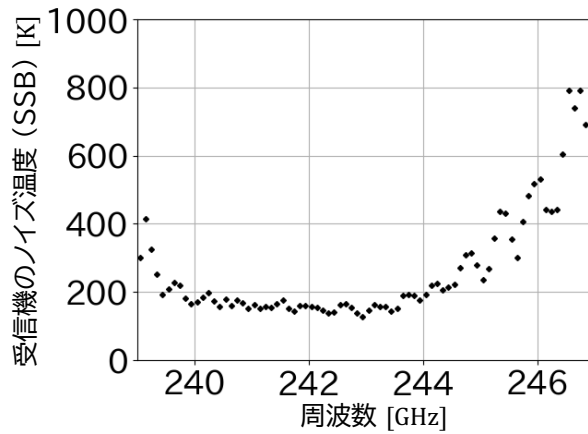


図 4.4: 受信機のノイズ温度 T_{rx} の測定結果。100 MHz ごとに移動平均を施してある。

4.2 アンテナの有効開口面積の理論計算

式 (1.30) より、ダークフォトンと光子の結合定数 χ を求めるには、転換光源として働く金属板の面積を把握する必要があるが、転換光は金属板に垂直に放射されるため、アンテナの有効開口面積と等しくなる。有効開口面積 A_{eff} は、開口面の縁での回折などの影響を加味した開口面積であり、物理的な開口面積 A_p よりも小さい。本研究では、使用したホーンアンテナの有効開口面積 A_{eff} をスペックシート [18] に書かれた値をもとに理論計算した。

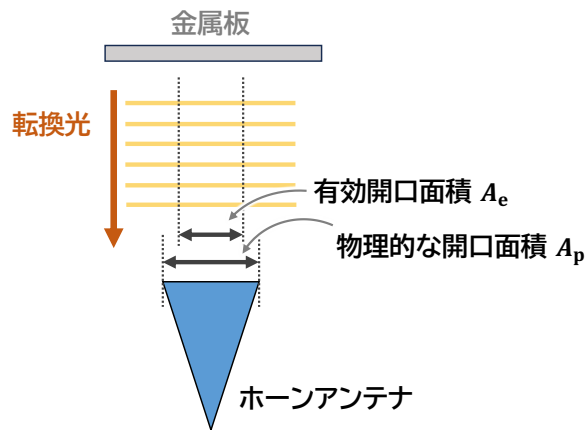


図 4.5: 物理的な開口面積と有効開口面積のずれ

アンテナの指向性を表現する物理量として、全ビーム立体角 Ω_A があり、

$$\begin{aligned}\Omega_A &= \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega \\ &= 2\pi \int_0^\pi P_n(\theta) \sin\theta d\theta\end{aligned}\tag{4.7}$$

と定義される [9, 19]。 $P_n(\theta, \phi)$ はビームパターンである。最大値で1になるよう規格化されており、もしアンテナが指向性のないもの (感度が等方的なもの) であれば、 $P_n(\theta, \phi) = 1$ (for $\forall \theta, \phi$) ゆえ $\Omega_A = 4\pi$ になる。指向性がある場合、 Ω_A は 4π より小さくなる。本研究ではアンテナパターンは軸対称で扱うので、2式目で変数 ϕ は削除している。

全ビーム立体角 Ω_A と有効開口面積 A_{eff} とは関係があり、

$$A_{\text{eff}}\Omega_A = \lambda^2\tag{4.8}$$

となる [9, 19]。ただし λ は受信する電波の波長である。式 (4.7) と式 (4.8) を組み合わせることで、有効開口面積 A_{eff} を求めることができる。

ビームパターン $P_n(\theta, \phi)$ は、スペックシート [18] に掲載された HPBW = 13° という値から計算した。その結果を図 4.6 に示す。今回は主ビームをガウシアンで仮定した。

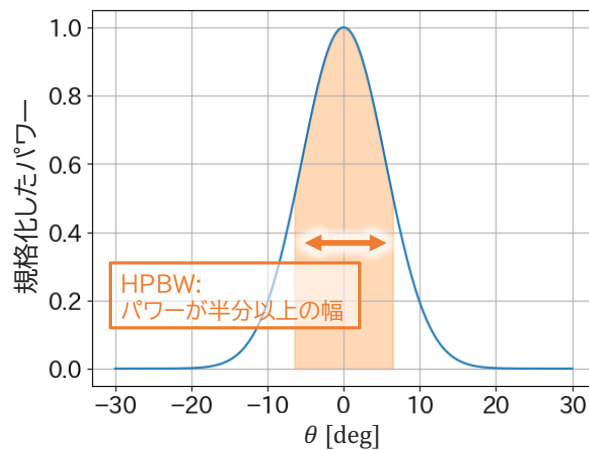


図 4.6: 使用したホーンアンテナのビームパターン。HPBW = 13° である。

この結果を用いれば有効開口面積を計算することができ、 $\nu = c/\lambda$ を周波数として

$$A_{\text{eff}} = 1.55 \times 10^{18} \times \nu^{-2}\tag{4.9}$$

となる。例えば 242.95 GHz での有効開口面積は $A_{\text{eff}} = 26.19 \text{ mm}^2$ である。

物理的な開口面積 A_p と有効開口面積 A_{eff} の比 $\eta_A = A_{\text{eff}}/A_p$ はアンテナ開口能率と呼ばれる。ホーンアンテナの A_p は 39.59 mm^2 であることより、各周波数ごとのアンテナ開口能率を計算できる。その結果を図 4.7 に示す。どの周波数に対してもおよそ 66% のアンテナ開口能率となった。

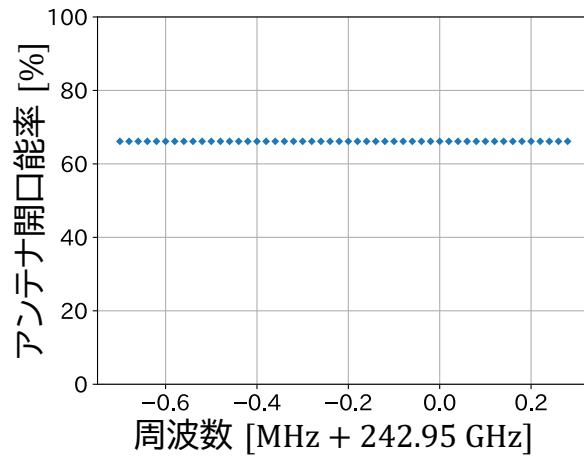


図 4.7: アンテナの有効開口能率の周波数特性。どの周波数に対してもおよそ 66% を示す。

4.3 アンテナが窓の外を見込む角

アンテナのビームがクライオスタットの窓にカットされている場合、窓の縁で起こる回折効果を加味したり、クライオスタット内壁の熱放射の影響を鑑みたりする必要がある。本装置はアンテナのビームはほぼ全て窓の外を見ていることを計算によりチェックする。

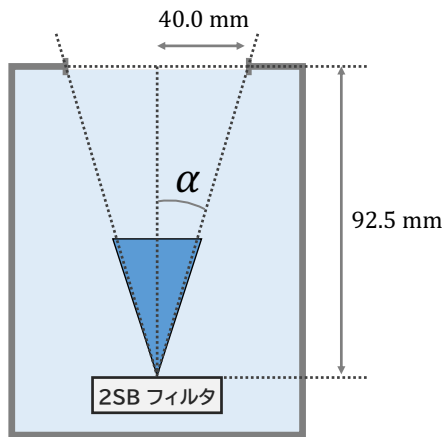


図 4.8: アンテナの見込む角

アンテナが窓の外を見る割合は、次のようにして計算する。

$$\epsilon_{\text{window}} = \Omega_{\text{window}} / \Omega_A \tag{4.10}$$

ここで、 Ω_{window} はアンテナが窓を見込む立体角であり、

$$\Omega_{\text{window}} = 2\pi \int_0^\alpha P_n(\theta) \sin \theta d\theta \tag{4.11}$$

で定義する。積分範囲の α は図 4.8 に示すように、アンテナの根本を原点にしたときの窓の広がり具合であり、

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{92.5}{40.0} \right) = 23.4^\circ \quad (4.12)$$

である。なお、アンテナの根本の位置を測るのは難しく、今回ははありうる範囲内でアンテナの見込む角度が最も小さくなるように、アンテナが接している 2SB フィルタの面とアンテナ軸の交点を根本とした。以上により、アンテナが窓の外を見る割合 ϵ_{window} を計算でき、

$$\epsilon_{\text{window}} = 99.98\% \quad (4.13)$$

が導かれる。ゆえに、アンテナはほぼ全て窓の外側を見ており、クライオスタットの内壁はほぼ見ていないとして扱える。

第5章 ダークフォトンの探索

5.1 探索測定

本研究で開発した受信機で測定できる帯域は 239–247 GHz である。これは RF 系の 2SB フィルタで USB だけ取得したことと、IF 系のアンプやバンドパスフィルタの帯域幅によって決まっている。この区間 8 GHz 全てをシグナルアナライザで計測するのは困難である (1 回に 2.5 MHz しか測定できず、膨大なスキャンが必要になる。)。そのため、本研究ではそのうちの 1 MHz (242.9493–242.9503 GHz) に限定してダークフォトン探索を行った。この区間を採用した理由は、図 5.1 のようにノイズ温度が最も小さい区間であるためである。なお、測定データの統計的ふらつきを見積もるのに必要な区間も同時に測るため、取得する周波数の範囲は合わせて 2.5 MHz (242.94875–242.95125 GHz) となる。シグナルアナライザでデータ取得するが、そのときの設定を以下の表 5.1 に示す。分解能は 300 Hz を選択した^{*21}。また、シグナルアナライザは SWEEP と FFT のいずれかのモードを選択できるが、探索実験には FFT モードを選択した。

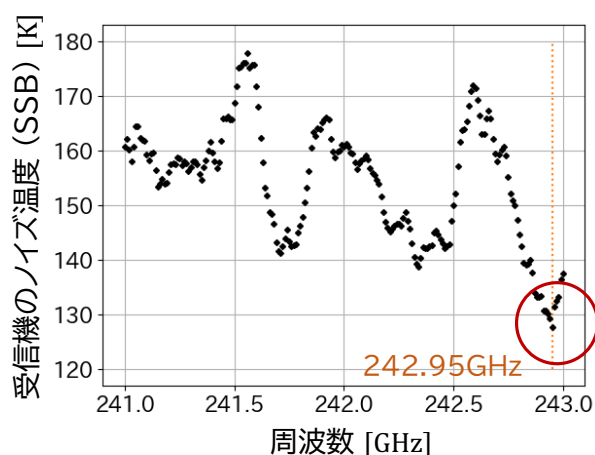


図 5.1: 受信機のノイズ温度図 4.4 を 241–243 GHz に拡大表示したもの。シグナルアナライザの SWEEP モードで 10 MHz の分解能でデータを取得し、さらに 100 MHz で移動平均を取った。これに基づき、探索測定には、ゲインの系統誤差が少なく、ノイズ温度が最も小さい区間を選択した。

^{*21}本研究でターゲットとしているダークフォトンの転換光は幅 200 kHz のピークとして現れるので、その幅よりも十分狭く取るため 300 Hz とした。

表 5.1: 探索測定での設定

測定帯域	242.94875–242.95125 GHz (2.5 MHz 幅)
周波数の分解能	300 Hz
データ点数	32769 点
測定モード	FFT
1 データの取得時間	2 秒
測定回数	1800 回

図 5.2 に探索測定の流れを示す。はじめにゲインキャリブレーションを行った。常温の黒体を受信機の窓の上に置き、2 秒 × 5 回測定した。これと同じことを 77 K の黒体に対しても行った。終了次第、探索測定に移る。ここでは 2 秒間の測定を 1800 回繰り返すため、計 1 時間測り続けることになる。なお、1 帯域にたいする測定時間は先行研究 [5, 6] では 24 秒であったのに対し、今回はその 150 倍長くしている。測定時間が長いほど、より小さい結合定数まで探索できるためである。実際終了次第、もう一度ゲインキャリブレーションをはじめと同じ手順で行った^{*22}。ゲインキャリブレーションを計 10 秒にしたのは、取得したゲインのホワイトノイズ由来のエラー $\Delta G/G$ を 1% 以下に抑えるためである。



図 5.2: 探索測定の流れ

次章からは、探索実験で得たデータから転換光のピークを探索し、有意な信号が存在するかを調査した。

5.2 測定データの前処理

シグナルアナライザで取得した各周波数ビンごとの信号パワーは、隣り合ったビン同士で相関がある。というのも、ある周波数ビンのシグナルアナライザの内部で FFT を処理する際に使用する窓関数の影響があるからである。そこで、解析を始める前にあらかじめ複数のビンに与えられたパワーを足し合わせ、積分する操作を行う。これにより窓関数による相関の影響を減らす。今回は、測定で得られた 300 Hz おきのデータ点を 20 kHz おきに積分した^{*23}。探索する信号ピーク幅は 240 kHz 程度であるため、十分な細かさである。また、以下の解析では 1800 回の探索データの平均値を用いる。

^{*22}探索測定は 2024 年 12 月 6 日に行った。

^{*23}20 kHz の積分区間の初めと最後にある 300 Hz のビンは、一部だけが積分区間に含まれる。仮に、パワーが $P_0[W]$ である 300 Hz 幅のビンのうち、 $f_0[Hz]$ だけが積分区間の中にあった場合、そのビンの寄与は $(f_0/300)P_0$ であるとして扱う

5.3 受信信号パワーの計算

4.1 節に基づいて、ダークフォトン探索時のゲインとノイズ温度を計算した結果を図 5.3 に示す。アンテナに入力された信号パワー P_{in} は

$$P_{in}(\nu) = \frac{P_{out}(\nu)}{G} - k_B T_{rx}(\nu) \Delta\nu \quad (5.1)$$

により計算する。ただし $\Delta\nu = 20$ kHz である。算出された P_{in} を図 5.4 に示す。

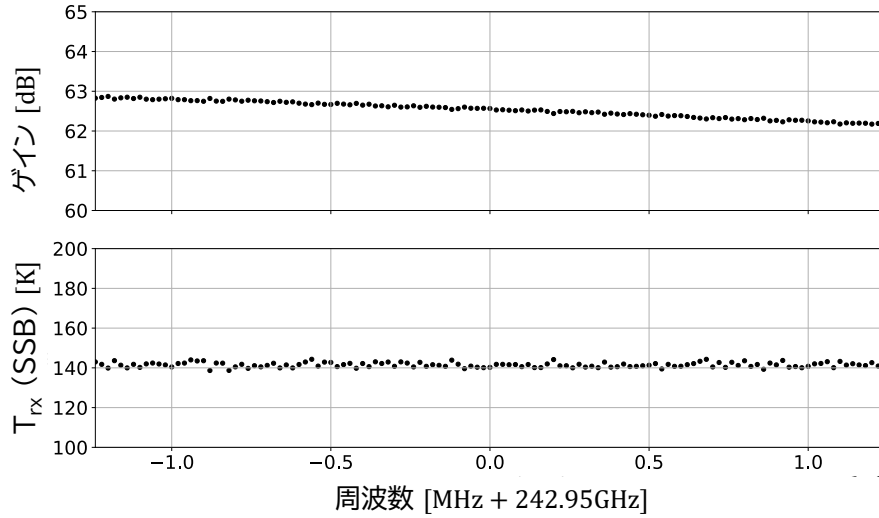


図 5.3: 探索測定時の受信機のゲインとノイズ温度

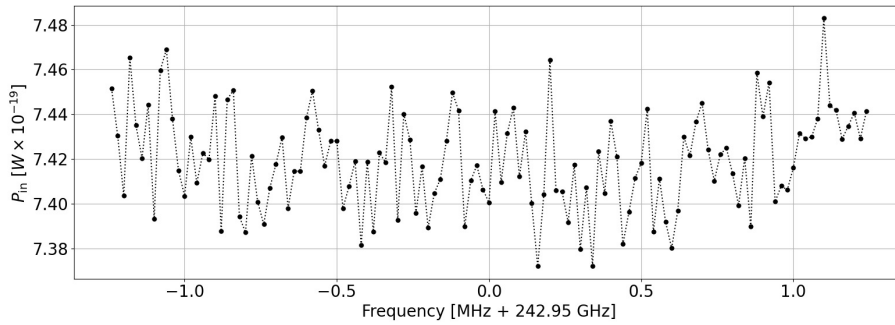


図 5.4: 探索測定時、受信機に入力した信号のパワー

5.4 ダークフォトンに由来する転換光信号の探索

転換光のピークがないかどうか探索するため、5.3 節で算出した信号パワー $P_{in}(\nu)$ のデータにフィッティングをし、転換光パワー P_{DP} を推定する。転換光の周波数が ν_0 である場合、その信号は次の関数 f_{DP} で表現することができることを 1.2 節で述べた。

$$f_{DP}(\nu_i; P_{DP}, \nu_0) = P_{DP}[F(\nu_i + 10 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu_i - 10 \text{ kHz}; \nu_0)] \quad (5.2)$$

ν_i は i 番目の周波数ビンである。アンテナには転換光 $P_{\text{DP}}(\nu)$ だけでなく熱放射も混入する。熱放射はプランク分布に従いブロードな分布となり、オフセット $a(\nu - \nu_0) + b$ が式 (5.2) に加算されるだけと考えれば、結局フィッティング関数 f は

$$\begin{aligned} f(\nu_i; P_{\text{DP}}, \nu_0, a, b) &= f_{\text{DP}}(\nu_i; P_{\text{DP}}, \nu_0) + a(\nu_i - \nu_0) + b \\ &= P_{\text{DP}}(F(\nu_i + 10 \text{ kHz}; \nu_0) - F(\nu_i - 10 \text{ kHz}; \nu_0)) + a(\nu_i - \nu_0) + b \end{aligned} \quad (5.3)$$

となる。この関数のフリーパラメータは P_{DP} 、 a 、 b である。

次に、実際に信号パワー $P_{\text{in}}(\nu)$ を式 (5.3) でフィットすることで P_{DP} 推定を行う。概略図を図 5.5 に示す。測定した範囲のどこにピークがあるかわからないため、以下の手順でピークをくまなく探していく。

1. 転換光の周波数 ν_0 の値を決める。
2. $\nu_0 - 0.55 \text{ MHz}$ から $\nu_0 + 0.95 \text{ MHz}$ までの 1.5 MHz を抽出する。
3. 区間を両端の 0.5 MHz ずつ、中央の 0.5 MHz ($\nu_0 - 0.05 \text{ MHz}$ から $\nu_0 + 0.45 \text{ MHz}$ まで) に分ける。
4. フィットに必要な受信パワー P_{in} のふらつきを、 0.5 MHz の両端を用いて計算する。具体的には、 0.5 MHz の両端それぞれでデータ点の標準偏差を求め、その平均値を計算し、 P_{in} の誤差とした。このふらつきは、ノイズの揺らぎに起因する誤差である。
5. 中央の 0.5 MHz のスペクトルに対し関数 f でフィットし、 P_{DP} やその誤差 ΔP_{DP} を推定する。
6. ν_0 を 1 ビン (20 kHz) となりに平行移動する。新しい区間内で再度フィッティングにより P_{DP} や ΔP_{DP} を推定する。
7. $242.9493 \text{ GHz} \leq \nu_0 \leq 242.9503 \text{ GHz}$ の範囲で ν_0 をスキャンして、計 50 回行う。

測定した $242.94875\text{--}242.95125 \text{ GHz}$ の 2.5 MHz のうち、両端の 0.5 MHz ずつは受信パワー P_{in} のふらつきの推定に用いるため、ピーク探索のためにスキャンする ν_0 の範囲は $242.9493\text{--}242.9503 \text{ GHz}$ の 1 MHz となる。探索するために実施したフィットの回数は 50 回となる。なお、信号らしさを見るために $S \equiv P_{\text{DP}}/\Delta P_{\text{DP}}$ を用いた^{*24}。 S が 1 を超えて大きければ、転換光ピークである可能性がある。フィットの例と、フィットによって推定されたパラメータの値を図 5.6 と表 5.2 に示す。また、各 ν_0 に対する S の計算結果を図 5.7 に示す。

*24 仮に受信パワー P_{in} のふらつきがホワイトノイズ由来であれば、 S は標準正規分布に従う。

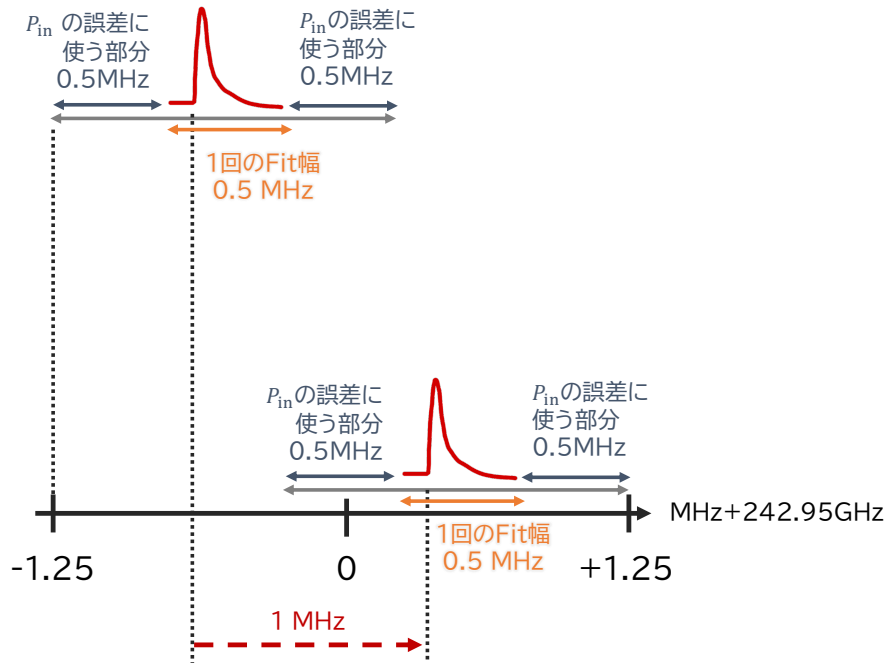
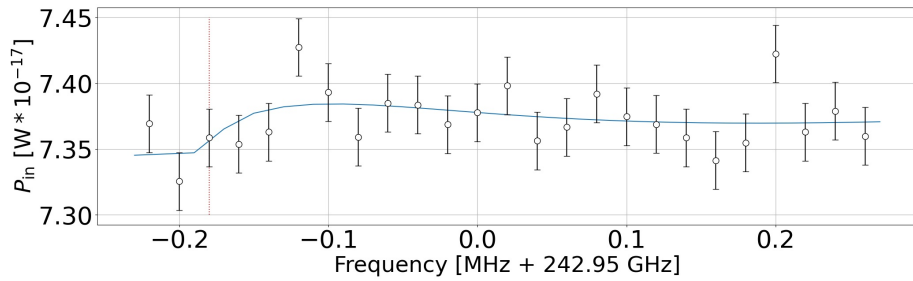
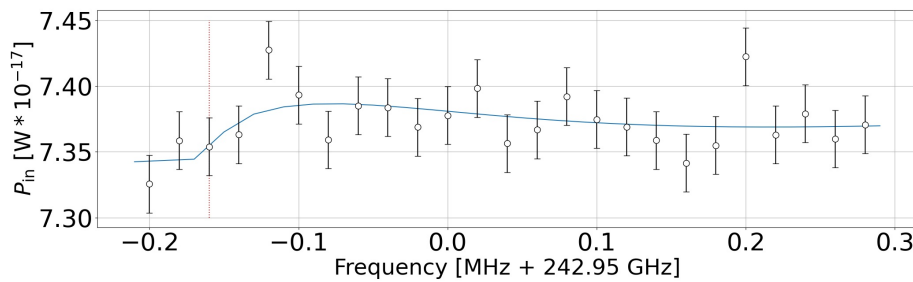


図 5.5: データ取得の概略図。フィッティング関数の ν_0 を端から 1 ビンずつ平行移動し、くまなくピークを探索する。



例1: $\nu_0 = 242.949820$ GHz



例2: $\nu_0 = 242.949840$ GHz

図 5.6: フィッティングの例。黒のデータは受信パワー P_{in} であり、青線は P_{in} に対してフィットした f_{DP} である。赤い線は転換光の周波数 ν_0 を表している。

表 5.2: 図 5.6 のフィットにおける、転換光周波数 ν_0 、転換光のパワー P_{DP} 、オフセットの係数 a と b 、 χ/ndf の値。

番号	ν_0 [GHz]	P_{DP} [$\times 10^{-18}$ W]	ΔP_{DP} [$\times 10^{-18}$ W]	a [$\times 10^{-27}$]	b [$\times 10^{-17}$]	χ/ndf
1	242.949 820	2.68	1.61	3.14	7.36	0.82
2	242.949 840	4.79	1.67	-2.77	7.38	0.89

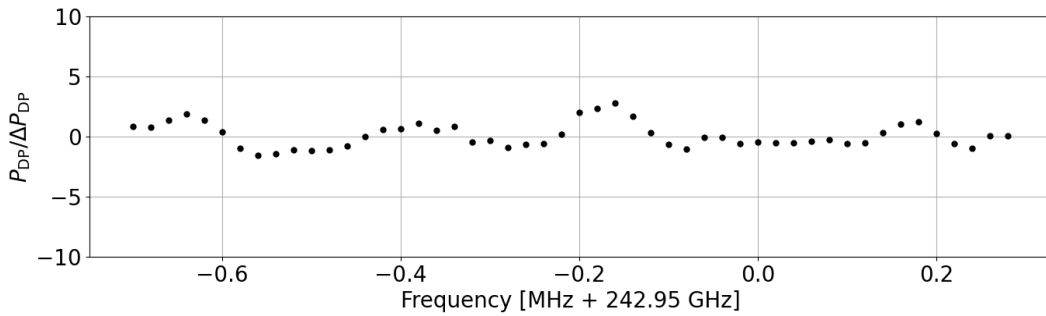


図 5.7: 受信パワー P_{in} のフィッティングにより推定した $S = P_{DP}/\Delta P_{DP}$ の値。

5.5 転換光信号の有意度の推定計算

5.4 節にて算出した $S = P_{DP}/\Delta P_{DP}$ の値をもとに、有意な信号が存在するかどうか確かめる。手法としては、

1. 転換光の信号が存在しないノイズだけのスペクトルであるヌルサンプルを作成する。
2. ヌルサンプルに対して転換光ピークを探索する。式 (5.3) をヌルサンプルにフィットすることで、転換光のピークがない場合の S の分布を作成する。
3. ヌルサンプルの S の分布をもとに、探索結果の S が有意であるか見積もる。
4. 有意性の最も高い S に対し、それが統計量の多さに起因するふらつきでないかどうかを確認する。

である。

5.5.1 ヌルサンプルの生成

転換光のピークがない場合のデータは、ヌルサンプルによって再現できる。ヌルサンプルは、同じ測定時間の測定データを 2 セット用意し、それぞれの受信パワー P_{in} の差をとったデータである。仮に転換光ピークがあった場合、2 データの引き算によって打ち消しあうため、ピークのないノイズのみの信号ができる探索実験では 1800 個の信号データを取得したため、この 1800 個のデータから 2 データを任意に選択し、1 個のヌルサンプルが生成できる。1800 個から 2 個を選ぶ全ての組み合わせを行うことで ${}_{1800}C_2 = 1,619,100$ 個のヌルサンプルを生成することができる。

5.5.2 ヌルサンプルから推定した S の分布

次にヌルサンプルを式 (5.3) で求めた関数 f でフィットして、信号がない場合の S の分布を計算する。フィットの手順は5.4節と全く同じで、1つのヌルサンプルに対し50回フィッティングを行う。全部のヌルサンプルに対して、のべ $1800C_2 \times 50 = 80,955,000$ 回のフィットを行い、同数の S のデータを取得することができる。それをヒストグラムにすると次図 5.8 の青点のようになる。

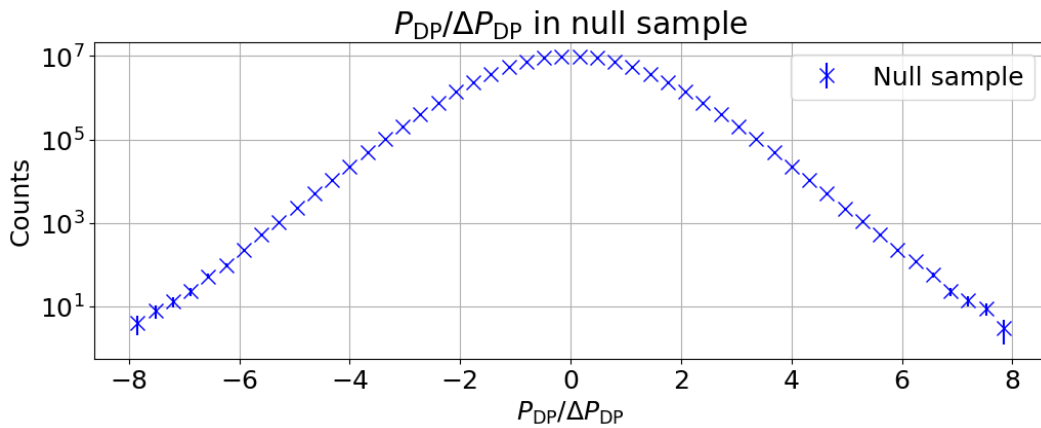


図 5.8: ヌルサンプルの $S = P_{DP}/\Delta P_{DP}$ のヒストグラム。

5.5.3 局所的 p 値: p_{local} の推定

仮にピークが存在しないと仮定した時、その仮定が正しいか否かを示す指標として、局所的 p 値 p_{local} がある。探索フィット結果の S を S_{search} としたとき、それに対する p_{local} は、次のようにして計算できる。

$$p_{local} = \frac{S_{search} \text{ 以上である } S_{null} \text{ の個数}}{\text{全ての } S_{null} \text{ の数}} \quad (5.4)$$

S_{null} はヌルサンプルの S のことである。 p_{local} の計算結果を図 5.9 に示す。 p_{local} の値は最も小さいもので、 $p_{local-min}^{search} = 0.0069$ 、その時の $S = P_{DP}/\Delta P_{DP}$ の値は 2.771 であった。

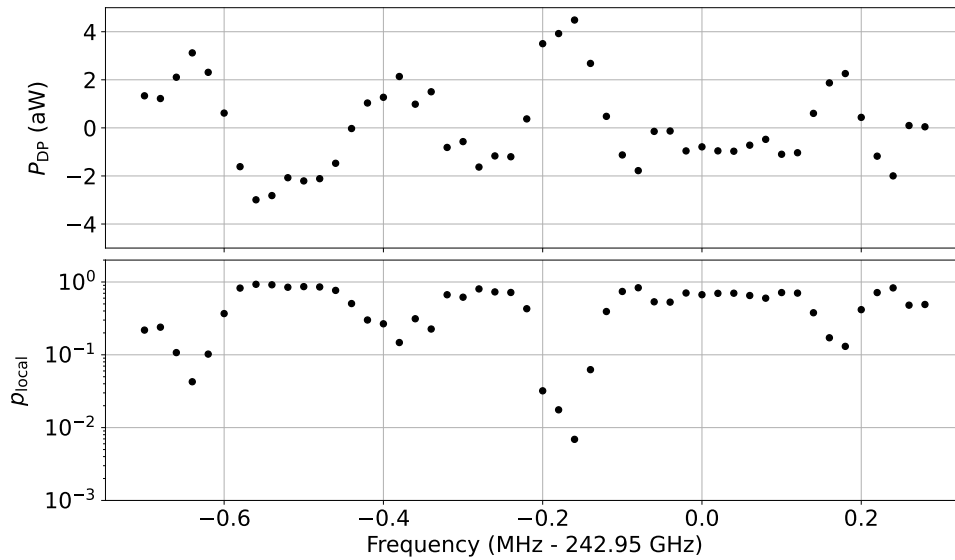


図 5.9: 探索結果の P_{DP} と、 $S = P_{DP}/\Delta P_{DP}$ から計算した p_{local}

5.5.4 大局的 p 値: p_{global} の推定

仮に転換光ピークがなかったとしてもフィットの回数が多い場合、統計的な揺らぎによって p_{local} の小さいフィット結果が現れることがある。これを look elsewhere effect という。5.5.3 節で算出した $p_{local-min}^{search}$ が look elsewhere effect によるものかどうか検証する。そのため、この効果を加味した p 値である大局的 p 値 p_{global} で、有意性を評価する。具体的には、転換光の信号がないと仮定した場合に、ピーク探索のスキャン幅である 1 MHz の区間で 50 回フィットし、推定された 50 個の p_{local} の最小値が $p_{local-min}^{search}$ が現れる可能性を考える。

まず 5.5.1 節で生成したあるヌルサンプルのフィット結果 50 セットを 1 つのグループとし、各グループにおける p_{local} の最小値 $p_{local-min}^{null}$ の分布を作成する。これによって得られる $p_{local-min}^{null}$ の数は 1,619,100 である。次に

$$p_{global} = \frac{p_{local-min}^{search} \text{ 以下である } p_{local-min}^{null} \text{ の個数}}{\text{全ての } p_{local-min}^{null} \text{ の数}} \quad (5.5)$$

に従い、各 $p_{local-min}^{null}$ に対する p_{global} を値を計算する。その計算結果を図 5.10 の累積分布に示す。これにより p_{global} は計算でき、その値は 0.198 となった。

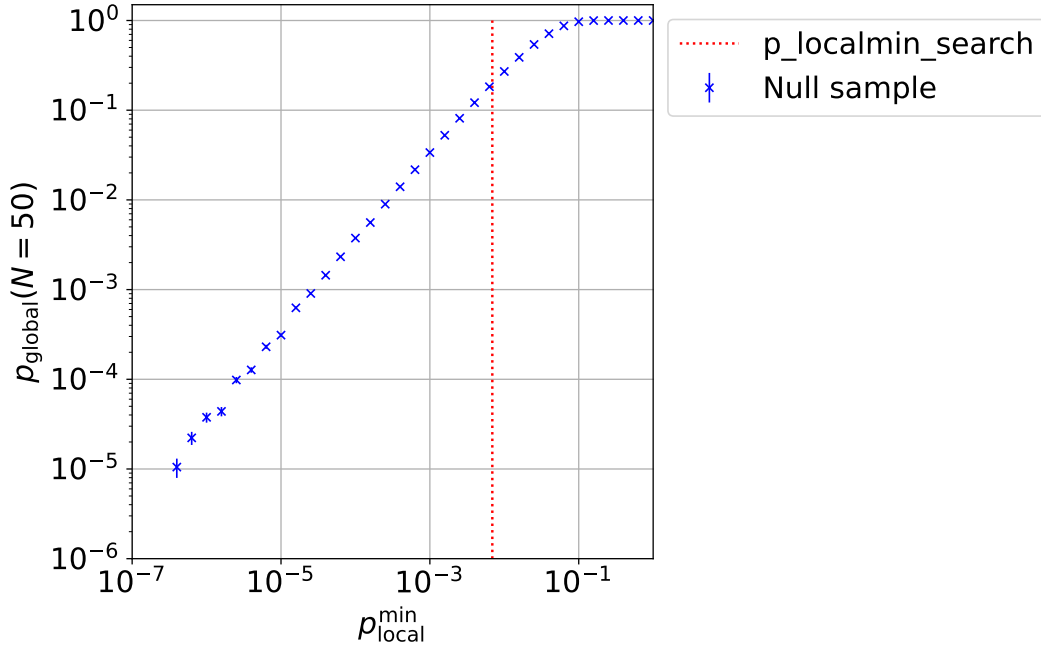


図 5.10: $p_{\text{local-min}}^{\text{null}}$ の累積分布。点線は $p_{\text{local-min}}^{\text{search}} = 0.0069$ に対応する。

5.6 探索結果

探索結果の p_{global} の値は 0.198 となり、十分大きな値が得られた。したがって、探索結果の中で最小の p_{local} となった P_{DP} は、統計的なふらつきによるものであり、転換光の信号であると言えない。以上より、本研究において有意な転換光の信号を得ることはできなかった。

有意な信号は見つからなかったため、本研究によって棄却された P_{DP} および結合定数 χ の上限値を、95% の信頼度で計算する。 P_{DP} の上限値は次によって与える。

$$P_{\text{DP}}^{\text{limit}} = \max(0, P_{\text{DP}}) + 1.75\Delta P_{\text{DP}} \quad (5.6)$$

となる。係数の 1.75 はヌルサンプルから推定した S の分布で、そのうち 95%が入る S の上限値である (図 5.11)。結合定数は 1.2 節に示したように

$$\chi = 2.3 \times 10^{-9} \left(\frac{P_{\text{DP}}}{10^{-18} \text{ W}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{0.39 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{\text{CDM, halo}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{30 \text{ mm}^2}{A_{\text{eff}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right) \quad (5.7)$$

で与えられる。変数にはそれぞれ

- 銀河ハローに局在するダークマターのエネルギー密度: $\rho_{\text{CDM, halo}} = 0.39 \text{ GeV/cm}^3$ ([8] より)
- アンテナ有効開口面積: $A_{\text{eff}} = 1.55 \times 10^{18} \times \nu^{-2}$ (式 (4.9) より)
- $\alpha = \sqrt{1/3}$ (アンテナが片偏波のため)

を用いた。以上によって計算した結果を次の図 5.12, 5.13 に示す。結合定数にして 6.5×10^{-9} 程度まで棄却できたことになり、本研究によって、SIS ミクサを使用したダークフォトンの探索手法を確立することができた。

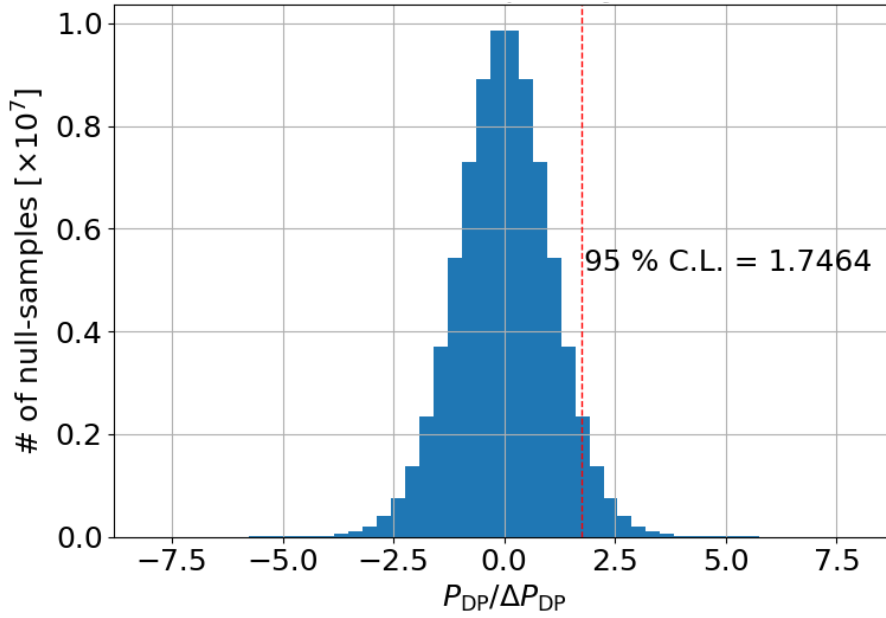


図 5.11: ヌルサンプルから推定した S の分布と 95% の信頼区間。

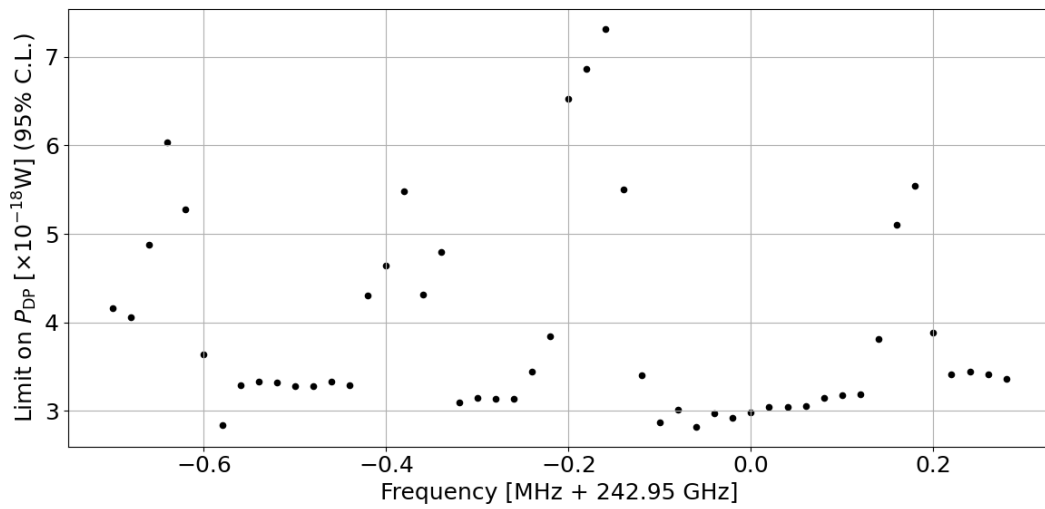


図 5.12: P_{DP} の上限値を計算した結果。

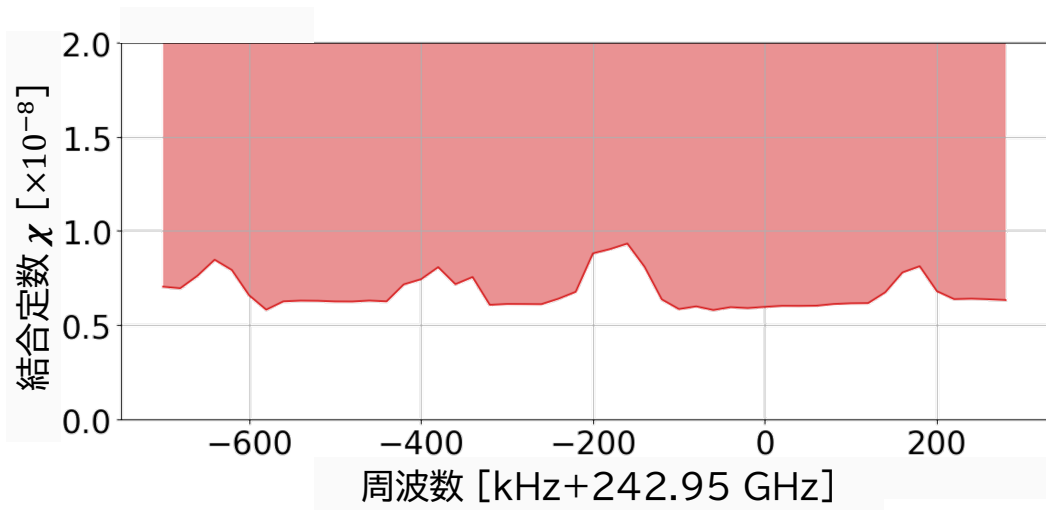


図 5.13: 結合定数 χ の上限値を計算した結果。

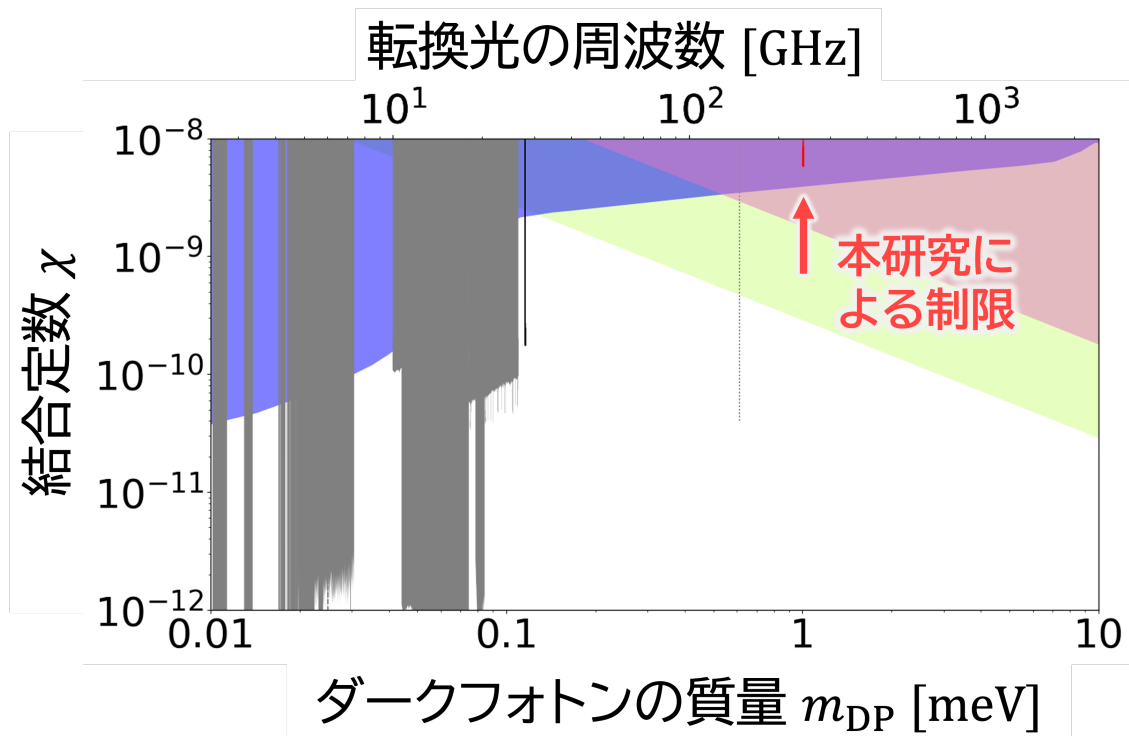


図 5.14: 本研究で得られた結合定数 χ の制限を、現在の探索状況とともに示す。水色で引かれた部分が今回探索した範囲になる。

第6章 展望

今後 170–260 GHz、幅にして 90 GHz を全て探索するために、本装置に施すべき改良点について考察し、展望を見積もる。

6.1 1 回の測定で探索できる帯域の拡大

6.1.1 広帯域な分光計の導入

シグナルアナライザを用いた探索では、一度に取得できる帯域が 2.5 MHz であるため、90 GHz を全て探索するのに極めて多くの時間を要する。そこで、より広帯域を一度に探索できる新しい分光計 [20] を導入する。この広帯域分光計は、RFSoc という FPGA と 4Gsps の高速 ADC/DAC が 1 つのチップに内蔵されたボードをもとに開発されたものである。特徴としては

- 一度に計測可能な帯域が 4 GHz
- 分解能は 30 kHz
- デッドタイムなしに測定可能

であり、現行のシステムに比べ 1600 倍の時間効率で探索可能である。探索可能な結合定数の下限は、探索時間が長いほど小さくなる ($\chi \propto t^{-1/4}$)。よって、将来的にこれを用いることで、本研究の 6 倍ほど小さい結合定数のダークフォトンまで探索可能になる。

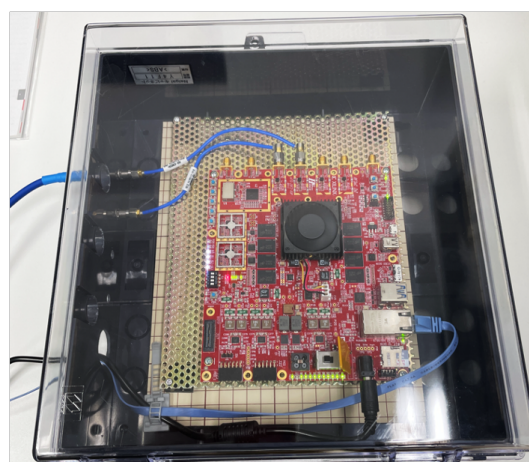


図 6.1: 広帯域分光計の写真。4 GHz の広帯域を一度に、デッドタイムなしに測定できる。

6.1.2 IF 系の並列化

本受信機では、USB と LSB を同時に探索することはできない。この2帯域を同時に探索できるようにし、一度に探索できる帯域を2倍にする。そのため、IF 系の並列化を行う予定である。IF を並列化すると、クライオスタットで冷やす素子の量が倍増するため、現行のクライオスタットではスペースと冷凍能力に不足がある。そこでまずスペースを確保するため、大型化したクライオスタットを作成する。また同時に、0.1 W の冷凍能力であった従来の冷凍機から、0.9 W のより冷凍能力の高い冷凍機に変更する。

6.1.1 節の広帯域分光計と 6.1.2 節の IF 並列化を合わせることで、一度の測定で 8 GHz を測定できる。さらに今後、広帯域分光系の RFS_oC を更新し、一度で 8 GHz を測定できるようにアップデートする予定である。そのため最終的には、一度で 16 GHz が探索可能となる。

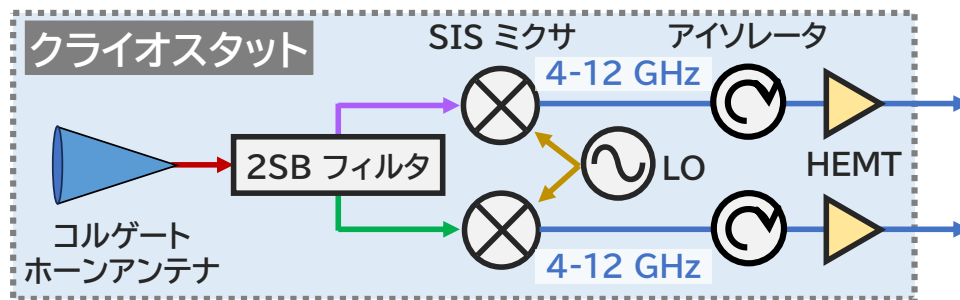


図 6.2: USB と LSB を同時に探索するため、IF 系をもう 1 セット用意し、並列に接続する。

6.2 170–260 GHz を探索するための 2SB フィルタの増産

本受信機で探索可能な帯域は USB で 239–247 GHz と、LSB で 223–231 GHz の計 16 GHz に限定され、170–260 GHz を全て探索することができない。なぜなら、IF 信号の帯域は 4–12 GHz で制限があり、また 2SB フィルタは LO 信号の周波数の近傍 231–239 GHz を使用できないためである。そこで図 6.3 のように、対応周波数の異なる 6 種類の 2SB フィルタを製作する。測定帯域に応じてこれらを交換することで、170–260 GHz を全て探索し切る計画である。^{*25}。

^{*25} 4–12 GHz は極低温アイソレータの帯域によって制限されている。

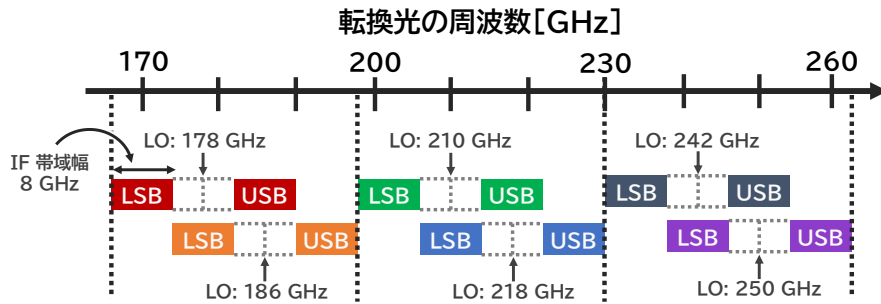


図 6.3: 170–260 GHz を全て探索するために、6 種類の 2SB フィルタを作成する。図の色分けはそれぞれの 2SB フィルタが担当する探索帯域 (LSB8 GHz と USB8 GHz) を表している。例えば左端の赤い帯は、178 GHz を境界に USB と LSB を分離する 2SB フィルタが受け持っている帯域である。

6.3 感度の向上のためのアンテナ有効開口面積の拡大

より小さい結合定数のダークフォトンを探るためには、探索時間を伸ばすほかに、アンテナの有効開口面積を拡大することも行う。というのも、結合定数は

$$\chi \propto t^{-1/4} A_{\text{eff}}^{-1/2} \tag{6.1}$$

であり、有効開口面積 A_{eff} を拡大すると、結合定数への感度が良くなるからである。アンテナの有効開口面積を拡大する方法として、集光ミラーを用いた方法がある。アンテナは従来だと開口面積程度しか金属板を見れなかったが、放物面の形をした集光ミラーを図 6.4 のように設置することで、アンテナが金属板を見る面積を増やすことができる。これによりアンテナが受信する轉換光の量を大幅に増やすことができる。計画では、直径 300 mm の広さ分を見れるようにする予定であり、その結果 A_{eff} は従来の 1600 倍に、結合定数は 40 倍小さいものまで探索可能となる。

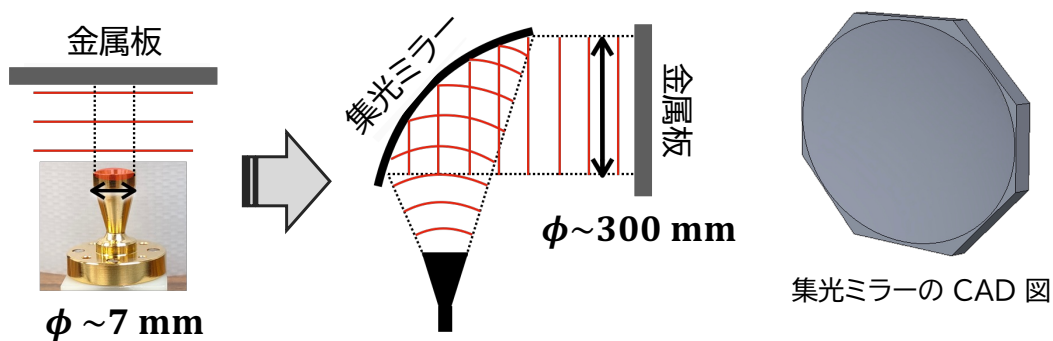


図 6.4: 集光ミラーにより、アンテナが金属板を見込む面積が大幅に向上する。

6.4 感度見積もり

以上の改良を行うことで、探索可能な周波数および結合定数の領域は大幅に拡大する。その見込みを実際に計算した結果を次の図 6.5 に示す。計算方法は、

$$\chi = 2.3 \times 10^{-9} \left(\frac{P_{\text{DP}}}{10^{-18} \text{ W}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{0.39 \text{ GeV/cm}^3}{\rho_{\text{CDM, halo}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{30 \text{ mm}^2}{A_{\text{eff}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right) \quad (6.2)$$

に対して、

- 銀河ハローに局在するダークマターのエネルギー密度: $\rho_{\text{CDM, halo}} = 0.39 \text{ GeV/cm}^3$ ([8] より)
- アンテナ有効開口面積: $A_{\text{eff}} = (300 \text{ mm}/2)^2 \pi$
- $\alpha = \sqrt{1/3}$

そしてパワーの項にはノイズの揺らぎ

$$\Delta P = \sqrt{2} \frac{k_{\text{B}}(T_{\text{rx}} + T_{\text{loading}})\Delta\nu}{\sqrt{\Delta\nu\Delta t}} \quad (6.3)$$

を用い、これに対して

- ノイズ温度: $T_{\text{rx}} = 100 \text{ K}$
- 熱放射の流入: $T_{\text{loading}} = 20 \text{ K}$
- 分解能: $\Delta\nu = 10^{-6} \times \nu$
- 1 測定帯域あたりにかける探索時間: $\Delta t = 1 \text{ 日}$

を代入した。

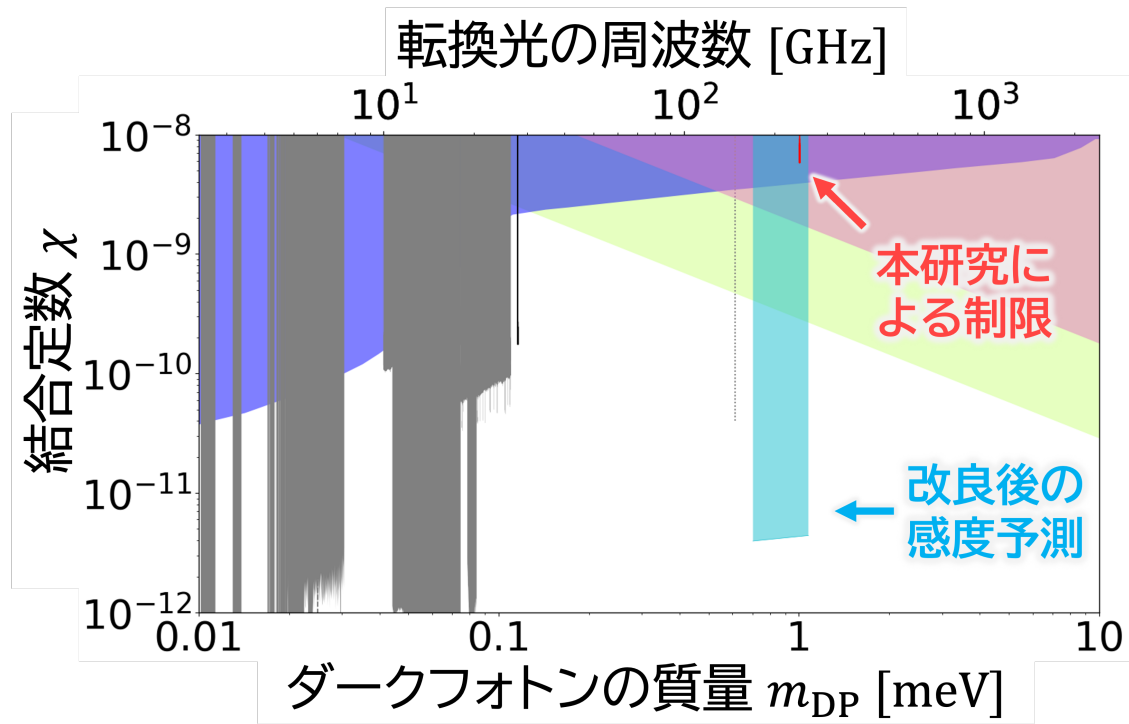


図 6.5: 本章で取り上げた改良を行った場合、170–260 GHz を約 4.0×10^{-12} の結合定数まで探索することが可能となる。

第7章 結論

本研究では、質量にして 1 meV 近傍、転換光の周波数にして 240 GHz 近傍のダークフォトンを探査した。

検出対象であるダークフォトン、近年注目されているダークマター候補の一つである。ダークフォトン、電磁場と極めて弱く相互作用することから、金属板の表面などといった電磁場の境界面で転換光を放出する性質を持つ新粒子である。また、転換光の周波数はダークフォトンの質量に比例し、転換光のパワーは結合定数の 2 乗に比例する。そのため、転換光を検出することで、ダークフォトンの質量と結合定数が決定できる。本研究では、探索実績の乏しい、質量にして 1 meV 近傍、転換光の周波数では 240 GHz 近傍 (ミリ波) のダークフォトンを探査した。

この質量の転換光は $O(10^{-20})$ W 未満と極めて微弱であり、低ノイズに信号を増幅することが求められる。本研究ではそのためのミリ波受信機を開発した。ミリ波受信機には超伝導デバイス「SIS ミクサ」と、その後段に 10 GHz 帯用の低ノイズアンプを搭載している。SIS ミクサは周波数変換器であり、そこを伝搬した転換光は周波数を 240 GHz から 10 GHz 程度にまで落とす。その後、低ノイズアンプで増幅される。このような設計により、受信機のノイズ温度を 150 K にまで抑えた。仮に市販で手に入る 240 GHz 用のアンプで転換光を直接増幅した場合、受信機のノイズ温度は 500 K を超えることになる。本研究で開発した受信機はノイズがその 1/3 以下となるため、より小さな結合定数まで高感度に探索することができる。

この受信機を用いて探索測定を行った。具体的には、242.9493–242.9503 GHz で探索を実施し、その結果、転換光と判定できる有意な信号は未検出であった。そこで、結合定数に対して上限 $\chi \lesssim 6.5 \times 10^{-9}$ を信頼度 95% で設定した。本研究によって SIS ミクサを使用したダークフォトンの探索手法を確立した。この手法によって、1 meV 近傍のダークフォトンを高感度・低ノイズに探索することができる。

今後は、広帯域分光計の導入や集光ミラーによって転換光の受信量を増加させるといった改良を施す計画である。それによって、現状の 90 倍広い質量領域を 500 倍小さな結合定数まで探索できるようになる。

謝辞

2年間の大学院生活と研究を支えていただいた皆様に、この場を借りて感謝いたします。

田島さんには様々なことを教わりました。研究の発表の仕方、スライドや書類の作り方をはじめとして、進路のことや、メンタルの持ちようまで、あらゆることを指導していただきました。教わったことを今後一生にわたって活かせるよう、これからも努力する所存です。また日頃気さくにお声がけいただいたおかげで、研究がうまくいかずどんよりしていた際に「続きをやるか」と気を入れ替えることができたことが何度もありました。

安達さんには、実験のスキル、知識、考え方など、研究に必要な素養を指導していただきました。高周波や SIS ミクサ、ダークフォトンのことなど、得体の知れないものに対してなんとか向き合い続けられたのは、どれだけ阿呆な質問をしても、どれだけ口下手であっても聞いてくださった安達さんの寛大さにあると思っています。安達さんの手厚い指導なくして、私はここまで研究を進めることはできなかったと思います。

鈴木さんには、課題演習 A1 のころからお世話になり、Python の使い方をはじめとして、研究の基本のキから教えていただきました。冷静沈着に、でもアツク研究に取り組まれる姿は、私の目標でもありました。

名古屋大学の中島さん、NICT の長谷川さん、大阪公立大の小川先生には、SIS ミクサやミリ波受信機の専門家としての知見や技術、スキルなどを教えていただきました。

研究室の先輩方にもたくさんお世話になりました。竹内さんは直属の先輩として、dSpec に関することなどについて教えていただきました。また一つ上の学生の視点で、親身に相談に乗っていただいたこともありました。そのたびに、竹内さんの知識量やアイデア創出力に、いつも圧倒されていました。末野さん、中田さんは CMB メンバーの先輩として、ミーティングなどでお世話になりました。末野さんの、穏やかなふるまいと、着実に成果を出していく姿は、私の目指す理想の人間像でした。中田さんには個人的な相談に乗っていただいたり、普段から声をかけていただいたり、差し入れを用意していただきました。羊羹美味しかったです。

そして、同期の大谷くん、笠井くん、片岡くん、中川くん、星野くんには、ともに切磋琢磨する仲間として、そして冗談をいいあう友人として大変お世話になりました。今後もまた飲み会とかしたいですね。やりましょう。

生活面では、新日本奨学会様から金銭的なご支援を受けておりました。貴奨学会のご支援があつてこそ、金銭的な不安を気にすることなく、研究に集中することができました。

秘書の関口さん、佐々木さん、蘆田さんにも大変お世話になりました。海外渡航などでトラブルがあった時でも冷静に対応していただきました。

そのほか、多様な食物アレルギーをもつ私の食事をご配慮いただき、サポートしてくださった皆様にも感謝いたします。どれもこれも美味しかったです。

最後に、25 歳になるまで私を支えていただいた家族に感謝します。幼い頃は病気で倒れがちであった私が、大学の 6 年間一度たりとも風邪をひかず、健康的に過ごせたのは、紛れもなく家族のサ

ポートがあったからです。ありがとうございました。

付録A ノイズ

A.1 ノイズとノイズ温度

ノイズ (雑音) とは測定したい信号以外の信号のことである。本研究では転換光以外の信号はすべてノイズに該当する。これをシステムノイズと呼ぶ。たとえば、熱放射や Wi-Fi などの外来電波がアンテナに入るとノイズとなる。ほかにも、アンプやミキサなどのデバイスから生じる不要な信号も存在し、それもノイズである。前者のパワーを P_{loading} 、後者のパワーを P_{rx} と書くと、その和がシステムノイズ P_{sys} である。

デバイス由来のノイズにはいくつか種類がある [9]。

- 熱ノイズは電子のランダムな運動によって発生する。熱ノイズのエネルギーは黒体放射の式

$$\frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_{\text{B}}T}\right) - 1} \quad (\text{A.1})$$

に依存し、[21, 9, 22] デバイスの温度が減少すると熱ノイズのパワーも揃って減少する。アンプのノイズはこの熱ノイズが主な要因であり、適切に冷却することによって熱ノイズを抑えることができる。

- ショットノイズ (散弾ノイズ) は、電子の流れる数が時々刻々と変化することによって生じるノイズである。半導体や後述する SIS 接合など、通る電子の数が少ない箇所での主なノイズ要因となる [9]。

これらのノイズの大きさを表す量として、ノイズ温度がある [9]。図 A.1 のように、ある増幅率 (ゲイン G) を持つデバイスにパワーが P_{in} の信号が入力されたとする。デバイスでパワーが P_{rx} のノイズが加算されたとすると、デバイスから出力されるパワー P_{out} は

$$P_{\text{out}} = GP_{\text{in}} + P_{\text{rx}} \quad (\text{A.2})$$

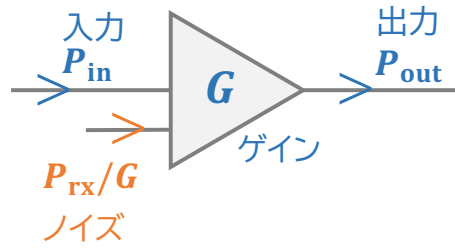
となる。この P_{rx} を、便宜的に「ノイズ 0 のデバイスの入力端からパワー P_{in}/G として入力されたもの」と解釈し、さらに

$$\frac{P_{\text{rx}}}{G} \equiv k_{\text{B}}T_{\text{rx}}\Delta\nu \quad (\text{A.3})$$

で定めると、出力は

$$P_{\text{out}} = G(P_{\text{in}} + k_{\text{B}}T_{\text{rx}}\Delta\nu) \quad (\text{A.4})$$

で表される。この T_{rx} は入力換算ノイズ温度 (以降、ノイズ温度) と呼び、ノイズの大きさを温度の単位で表現することができる。温度の単位で表すことで、放射温度との比較などが平易になり、ノイズレベルを直観的に把握できる。



$$P_{out} = GP_{in} + P_{rx}$$

$$= Gk_B(T_{in} + T_{rx})\Delta\nu$$

図 A.1: あるデバイスで信号が増幅され、ノイズが加算される様子を概念図で示した。

A.2 多段にアンプが組み込まれている場合

図 A.2 のように多段にアンプが組み込まれている場合を考える。i 番目に組み込まれたアンプ i のゲインを G_i 、ノイズのパワーを $P_i = G_i k_B T_i \Delta\nu$ とおく。この受信機全体のゲインを $G = G_1 G_2 G_3$ 、ノイズ総出力量を $P_{rx} = G k_B T_{rx} \Delta\nu$ とおく。このときノイズ総出力量 P_{rx} を計算すると、次のようになる。

$$P_{rx} = G_2 G_3 P_1 + G_3 P_2 + P_3 \tag{A.5}$$

式 (A.5) をノイズ温度で表現すると

$$T_{rx} = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} \tag{A.6}$$

となる。典型的にノイズ温度は $O(10^2)$ K、アンプのゲインは $O(10^3)$ と考えると、式 (A.6) の第二、第三項は無視することができ、

$$T_{rx} \simeq T_1 \tag{A.7}$$

となり、結局初段アンプのノイズが装置全体のノイズレベルをほとんど決定する。

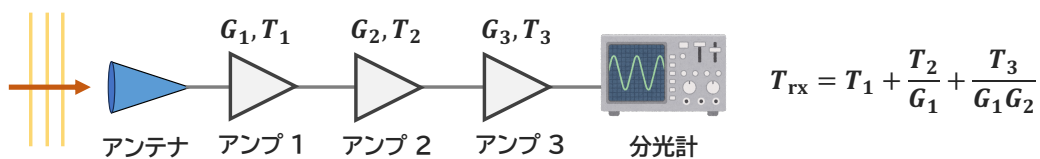


図 A.2: 多段にアンプが組み込まれている場合。

次に図 A.3 のように、初段アンプの前にミキサが組み込まれている時を考える。ミキサのゲインを G_{mix} 、ノイズ温度を T_{mix} とおき、装置全体のノイズ温度を計算すると、

$$T_{rx} = T_{mix} + \frac{T_1}{G_{mix}} + \frac{T_2}{G_{mix} G_1} \tag{A.8}$$

で計算できる。ミキサはアンプとは異なり、ゲインが $G_{\text{mix}} < 1$ 、つまりロスを持つため [9]、第三項しか無視することができず、

$$T_{\text{rx}} \simeq T_{\text{mix}} + \frac{T_1}{G_{\text{mix}}} \quad (\text{A.9})$$

つまり、装置全体のノイズに初段だけでなくミキサのノイズも寄与することになる。本研究でもミキサは初段アンプの前に導入するため、ミキサは低ノイズでなければならない。

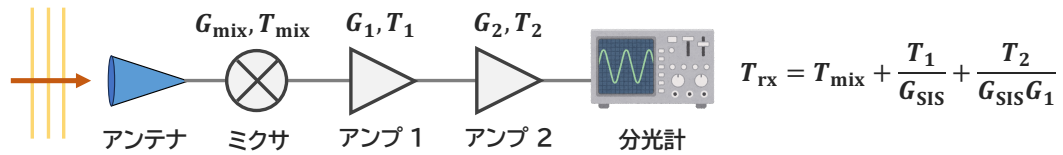


図 A.3: 初段にミキサが組み込まれている場合。

付録B ゲインの揺らぎ

5.1 節で述べるが、本研究では1時間の探索測定を行う。そこで、1時間スケールでゲインがどれほど時間変動するかについて検証した。次の図 B.1 に実験の流れを示す。はじめにゲインキャリブレーションを行った。常温の黒体を受信機の窓の上に置き、2秒測定しデータを取得した。この2秒間の測定は5回ぶん連続で行うので、実質10秒間測り続けることになる。これと同じことを77Kの黒体に対しても行う。ゲインキャリブレーションを計10秒にしたのは、取得したゲインのホワイトノイズ由来のエラー $\Delta G/G$ を1%以下に抑えるためである^{*26}。以上で取得した常温と77Kの黒体のパワーをもとに、開始0分でのゲインを求める。5分間の間隔を空けて、再度ゲインキャリブレーションを行い、開始5分時点でのゲインを求める。以降5分待機とゲインキャリブレーションを約2時間にわたり繰り返す。

以上により求めたゲインの時間依存性を図 B.1 に示す。縦軸は、取得したゲイン18点の平均 $\langle G \rangle$ からのずれ $(G - \langle G \rangle) / \langle G \rangle$ を表している。3.7% 以内の揺らぎに収まっている。これは結合定数の誤差に、その半分の1.8%で寄与する。本研究では、1時間のダークフォトン探索の間でゲインは一定であるとみなし、ふらつきの最大値である3.65%をエラーとして扱う。

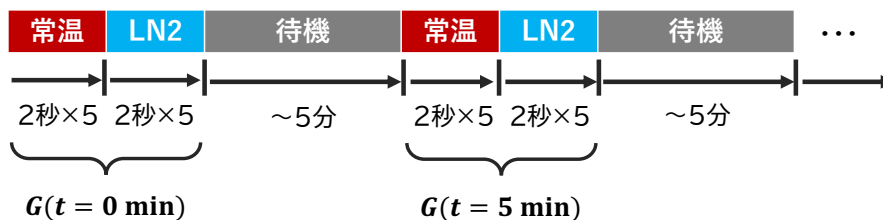


図 B.1: ゲインの揺らぎを調査したときの実験の流れ

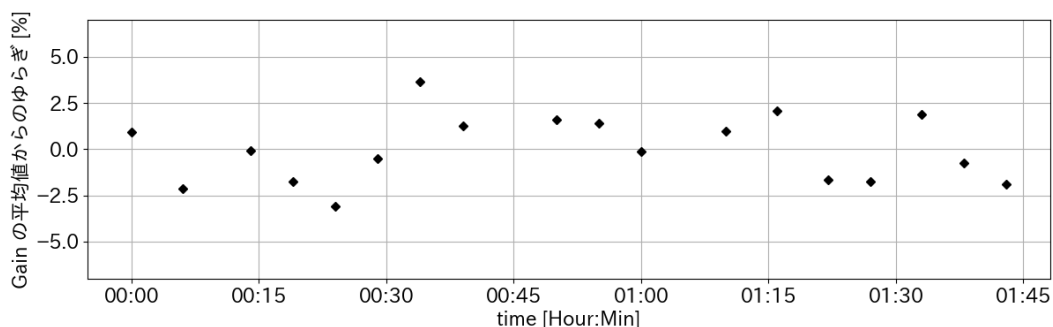


図 B.2: 時間に対するゲインの揺らぎ

^{*26} このゲインキャリブレーションの流れは探索測定でも全く同じである

参考文献

- [1] N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, R. Battye, K. Benabed, J.-P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J.-F. Cardoso, J. Carron, A. Challinor, H. C. Chiang, J. Chluba, L. P. L. Colombo, C. Combet, D. Contreras, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J.-M. Delouis, E. Di Valentino, J. M. Diego, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, S. Dusini, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, M. Farhang, J. Fergusson, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. Karakci, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, L. Knox, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J.-M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, P. Lemos, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Lilley, V. Lindholm, M. López-Cañiego, P. M. Lubin, Y.-Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, M. Martinelli, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M.-A. Miville-Deschênes, D. Molinari, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, G. Patanchon, H. V. Peiris, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, L. Polastri, G. Polenta, J.-L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Sandri, M. Savelainen, D. Scott, E. P. S. Shellard, C. Sirignano, G. Sirri, L. D. Spencer, R. Sunyaev, A.-S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, L. Vibert, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White, S. D. M. White, A. Zacchei, and A. Zonca. Planck2018 results: Vi. cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 641, p. A6, September 2020.
- [2] Paola Arias, Davide Cadamuro, Mark Goodsell, Joerg Jaeckel, Javier Redondo, and Andreas Ringwald. WISPy cold dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2012, No. 06, pp. 013–013, jun 2012.
- [3] Peter W. Graham, Jeremy Mardon, and Surjeet Rajendran. Vector dark matter from inflationary fluctuations. *Phys. Rev. D*, Vol. 93, p. 103520, May 2016.

- [4] 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*, Vol. 2013, No. 04, pp. 016–016, apr 2013.
- [5] S. Kotaka, S. Adachi, R. Fujinaka, S. Honda, H. Nakata, Y. Seino, Y. Sueno, T. Sumida, J. Suzuki, O. Tajima, and S. Takeichi. Search for dark photon dark matter in the mass range $74 - -110 \mu\text{eV}$ with a cryogenic millimeter-wave receiver. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 130, p. 071805, Feb 2023.
- [6] S. Adachi, R. Fujinaka, Y. Muto, H. Nakata, Y. Sueno, T. Sumida, J. Suzuki, O. Tajima, H. Takeuchi, and S. Honda. Search for dark photon dark matter in the mass range $41 - 74 \mu\text{eV}$ using millimeter-wave receiver and radioshielding box. *Phys. Rev. D*, Vol. 109, p. 012008, Jan 2024.
- [7] Andrzej K. Drukier, Katherine Freese, and David N. Spergel. Detecting cold dark-matter candidates. *Physical Review D*, Vol. 33, No. 12, pp. 3495–3508, 06 1986.
- [8] Riccardo Catena and Piero Ullio. A novel determination of the local dark matter density. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2010, No. 08, pp. 004–004, aug 2010.
- [9] 中井直正, 坪井昌人, 福井康雄. 電波天文学. シリーズ現代の天文学, 16 . 宇宙の観測 ; 2. 日本評論社, 2009.
- [10] Andrea Caputo, Alexander J. Millar, Ciaran A. J. O’Hare, and Edoardo Vitagliano. Dark photon limits: A handbook. *Phys. Rev. D*, Vol. 104, p. 095029, Nov 2021.
- [11] E. Aprile, K. Abe, F. Agostini, S. Ahmed Maouloud, M. Alfonsi, L. Althueser, E. Angelino, J. R. Angevaere, V. C. Antochi, D. Antón Martín, F. Arneodo, L. Baudis, A. L. Baxter, L. Bellagamba, A. Bernard, R. Biondi, A. Bismark, A. Brown, S. Bruenner, G. Bruno, R. Budnik, C. Capelli, J. M. R. Cardoso, D. Cichon, B. Cimmino, M. Clark, A. P. Colijn, J. Conrad, J. J. Cuenca-García, J. P. Cussonneau, V. D’Andrea, M. P. Decowski, P. Di Gangi, S. Di Pede, A. Di Giovanni, R. Di Stefano, S. Diglio, A. Elykov, S. Farrell, A. D. Ferella, H. Fischer, W. Fulgione, P. Gaemers, R. Gaior, M. Galloway, F. Gao, R. Glade-Beucke, L. Grandi, J. Grigat, A. Higuera, C. Hils, L. Hoetsch, J. Howlett, M. Iacovacci, Y. Itow, J. Jakob, F. Joerg, A. Joy, N. Kato, P. Kavrigin, S. Kazama, M. Kobayashi, G. Koltman, A. Kopec, H. Landsman, R. F. Lang, L. Levinson, I. Li, S. Li, S. Liang, S. Lindemann, M. Lindner, K. Liu, F. Lombardi, J. Long, J. A. M. Lopes, Y. Ma, C. Macolino, J. Mahlstedt, A. Mancuso, L. Manenti, A. Manfredini, F. Marignetti, T. Marrodán Undagoitia, K. Martens, J. Masbou, D. Masson, E. Masson, S. Mastroianni, M. Messina, K. Miuchi, K. Mizukoshi, A. Molinaro, S. Moriyama, K. Morå, Y. Mosbacher, M. Murra, J. Müller, K. Ni, U. Oberlack, B. Paetsch, J. Palacio, R. Peres, J. Pienaar, M. Pierre, V. Pizzella, G. Plante, J. Qi, J. Qin, D. Ramírez García, S. Reichard, A. Rocchetti, N. Rupp, L. Sanchez, J. M. F. dos Santos, I. Sarnoff, G. Sartorelli, J. Schreiner, D. Schulte, H. Schulze Eißing, M. Schumann, L. Scotto Lavina, M. Selvi, F. Semeria, P. Shagin, S. Shi, E. Shockley, M. Silva, H. Simgen, A. Takeda, P.-L. Tan, A. Terliuk, D. Thers, F. Toschi, G. Trincherò, C. Tunnell, F. Tönnies, K. Valerius, G. Volta, Y. Wei,

- C. Weinheimer, M. Weiss, D. Wenz, C. Wittweg, T. Wolf, Z. Xu, M. Yamashita, L. Yang, J. Ye, L. Yuan, G. Zavattini, Y. Zhang, M. Zhong, T. Zhu, and J. P. Zopounidis. Emission of single and few electrons in xenon1t and limits on light dark matter. *Phys. Rev. D*, Vol. 106, p. 022001, Jul 2022.
- [12] 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*, Vol. 2015, No. 10, p. 015, oct 2015.
- [13] Johannes Kohlmann and Ralf Behr. Development of josephson voltage standards. In Adir Moses Luiz, editor, *Superconductivity*, chapter 11. IntechOpen, Rijeka, 2011.
- [14] 加藤智隼. 中層大気微量分子観測装置用 200ghz 帯直列接合型超伝導素子の開発, 2015.
- [15] J. Choi, H. Ishitsuka, S. Mima, S. Oguri, K. Takahashi, and O. Tajima. Radio-transparent multi-layer insulation for radiowave receivers. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 84, No. 11, p. 114502, 2013.
- [16] Yutaka Hasegawa, Shinichiro Asayama, Ryohei Harada, Kazuki Tokuda, Kimihiro Kimura, Hideo Ogawa, and Toshikazu Onishi. Observational demonstration of a high image rejection sis mixer receiver using a new waveguide filter at 230 ghz. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 69, No. 6, p. 91, 10 2017.
- [17] Crossguide couplers. <https://www.amtechs.co.jp/product/IS000055-CGC.pdf>. Accessed on Jan 5, 2025.
- [18] Nominal horn specifications. https://dev.vadiodes.com/wp-content/uploads/2009/10/VDI_Feedhorn_Summary_2020.05.04.pdf. Accessed on Jan 7, 2025.
- [19] T.L. Wilson, K. Rohlfs, and S. Hüttemeister. *Tools of Radio Astronomy*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [20] Hiroki Takeuchi, Junya Suzuki, Shunsuke Adachi, and Osamu Tajima. Broadband, dead-time-free spectrometer using rfsoc for wisp dark matter searches, 2025.
- [21] H. Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.*, Vol. 32, pp. 110–113, Jul 1928.
- [22] 小嶋崇文. *Quantum-limited 0.78-0.95-THz waveguide SIS mixers for the ALMA band 10 receivers*. PhD thesis, 大阪府立大学, 2010.