

# ポジトロニウムの超微細構造の 精密測定実験

Ginga AKIMOTO<sup>12</sup>

平成 21 年 2 月 9 日

<sup>1</sup>東京大学大学院理学系研究科物理学専攻修士 2 年

<sup>2</sup>akimoto AT icepp.s.u-tokyo.ac.jp

## 概要

ポジトロニウムの超微細構造を測定することを計画している。ポジトロニウムは電子-陽電子のみで記述されるもっともシンプルで軽い原子であり QED 精密検証に適している。その超微細構造は実験値と理論値の間で有意なズレが存在しており、new physics の可能性が考えられている。我々は過去の実験を踏まえつつ、新しい手法を用いてこのズレの原因を検証することを計画している。

# 目次

第 1 章	Introduction	5
1.1	動機	5
1.2	実験概要	5
1.3	論文概要	6
第 2 章	Theory	7
2.1	Positronium の基礎	7
2.1.1	ポジトロニウムのエネルギー順位と超微細構造	9
2.2	静磁場の影響：Zeeman 効果	9
2.3	静磁場の影響：Positronium の寿命の変化と脱縮退	11
2.4	物質/電場の影響：シュタルク効果	11
2.5	o-Ps の真空振動と、Hyper Fine Structure	12
第 3 章	Experiment :先行実験	13
3.1	過去の実験データと理論計算	13
3.2	Zeeman 効果を用いた測定	14
3.3	理論値と実験値のズレの原因候補 (1) : new physics が存在する	15
3.4	理論値と実験値のズレの原因候補 (2) : 実験に問題がある	15
3.4.1	物質の効果：特に熱化	15
3.4.2	静磁場の不定性	17
3.5	実験値と理論値のズレの原因：理論計算による問題	17
第 4 章	Experiment : new Setup	18
4.1	改善点：前章の問題を解決するために	18
4.1.1	要点 1 : 超電導磁石を用いた一様な磁場	18
4.1.2	要点 2 : Positronium 生成からのタイミング情報	19
4.1.3	要点 3 : $LaBr_3(Ce)$ Scintillator を用いたガンマ系	19
4.1.4	要点 4 : GaN 半導体をもちいたアンプと RF system	19
4.2	実験装置の全体像	20
4.3	超電導磁石による一様な静磁場	20
4.4	PS 生成/RF 共鳴 チェンバー	24
4.4.1	チェンバーの形状選択と RF-mode	24
4.4.2	$TM_{110}$ モード	25
4.4.3	モード干渉と選択	26
4.4.4	アンテナおよび耐電圧	27

	2
4.4.5	gamma ray window . . . . . 27
4.4.6	ベータトリガー . . . . . 30
4.5	RF system . . . . . 31
4.5.1	全体像 . . . . . 31
4.5.2	発振器 Signal Generator . . . . . 32
4.5.3	ケーブル . . . . . 33
4.5.4	500W CW AMP . . . . . 33
4.5.5	RF-detector . . . . . 34
4.6	Gas Handling System . . . . . 34
<b>第 5 章</b>	<b>Experiments : 試作と測定 37</b>
5.1	Ps/RF Chamber . . . . . 37
5.1.1	仕様 . . . . . 37
5.1.2	材質決定 . . . . . 37
5.1.3	Chamber 1 :プロトタイプ実験 . . . . . 38
5.1.4	Chamber 2 :本実験仕様 . . . . . 46
5.1.5	近接モード . . . . . 47
5.2	温度管理システム . . . . . 49
5.2.1	冷却方法と熱輸送 . . . . . 49
5.2.2	バルク銅の蓋での実験 . . . . . 51
5.2.3	実際のチェンバーの設計仕様 . . . . . 53
<b>第 6 章</b>	<b>HFS 測定実験 : RF-RUN 54</b>
6.1	Hyper Fine Structure 測定実験 . . . . . 54
6.2	RF 系の状況と課題 . . . . . 54
6.3	RF RUN : アンプの出力安定性と温度依存性 . . . . . 56
6.4	RF RUN : チェンバーの周波数安定性 . . . . . 56
6.5	チェンバー内の遷移 RF の安定性の評価 . . . . . 59
<b>第 7 章</b>	<b>まとめ 61</b>
7.1	結論 . . . . . 61
7.2	2009 年春の HFS 測定に向けて . . . . . 61
7.3	謝辞 . . . . . 61
<b>第 8 章</b>	<b>Appendix 63</b>
8.1	Hyper Fine Structure のエネルギー幅 . . . . . 63

# 目次

2.1	ポジトロニウムのエネルギー準位	8
3.1	実験値と理論値	13
3.2	Zeeman 効果と Hyper Fine Structure 測定	14
3.3	オルソポジトロニウムの真空振動と未知の物理 X	15
3.4	ポジトロニウムの生成過程	16
3.5	熱化の時間スケール：エアロジェルにおける pick-off ratio の時間発展	16
4.1	実験装置の全体像	20
4.2	マグネット内に入れられたモジュール：超電導磁石の外には、Gas Handling System、PC/DAQ システム、大強度 CW アンブおよび RF 系、温度管理システム (冷凍機および温度モニター)、磁場モニターが存在している。	21
4.3	MRI 用超電導磁石	21
4.4	静磁場の強さと $2\gamma$ の割合。	22
4.5	磁場マッピング	23
4.6	磁場の長期安定性 (縦軸: $0.5\mu T(0.45ppm)/Div$ )	23
4.7	RF/PS 生成チェンバーのセットアップ	24
4.8	$TM_{110}$ モードの磁場分布	26
4.9	チェンバーの軸方向 $L$ と共振周波数 [GHz] の関係	27
4.10	RF アンテナ	28
4.11	RF アンテナ	28
4.12	アンテナ	29
4.13	Cu 3mm 板におけるガンマの energy deposit	29
4.14	$^{22}Na$ source とチェンバーの蓋	30
4.15	大強度 RF system 全体像	31
4.16	Signal Generator の周波数特性	32
4.17	500W CW ユニットと Signal Generator	33
4.18	クリスタルディタクタのキャリブレーション (横軸：出力電圧 (mV)) (縦軸：RF 入力 (dBm))	35
4.19	ガス管理系	35
4.20	Vernon Hughes らの実験におけるガス圧と Hyper Fine Structure の関係	36
5.1	プロトタイプチェンバーとループアンテナ	39
5.2	プロトタイプチェンバーの	40
5.3	隣接モードとの干渉	41

5.4	プラスチックシンチレーターの導入	42
5.5	共振周波数の圧力特性	42
5.6	Q 値の圧力特性：横軸 (圧力)[atm]：縦軸 Q 値	43
5.7	$TM_{110}$ とプラスチックシンチレーターの位置の関係	44
5.8	フランジの開閉と Q 値：(A) (B)、(C) (D) の時に開閉を行っている。	45
5.9	透過モード： $S_{12}$ ：を利用した本番仕様チェンバーの RF パラメタ	46
5.10	RF/PS 生成チェンバーの形状	46
5.11	本実験仕様チェンバーの共振モード (center 2855.77MHz)(span 1200MHz)：縦軸 10dB/div	47
5.12	共振周波数の圧力特性 (横軸圧力 P[atm]：縦軸 $f_0$ [MHz])	48
5.13	Q 値の圧力特性 (横軸圧力 P[atm]：縦軸 Q 値)	48
5.14	共振周波数の温度特性 (横軸温度 T[ ]：縦軸 $f_0$ [MHz])	49
5.15	Q 値の温度特性 (横軸温度 T[ ]：縦軸 Q 値)	50
5.16	バルク銅を用いた冷却実験	51
5.17	冷却水の流量 (横軸) と温度差 (縦軸) の関係	52
6.1	RF 回路図	55
6.2	GaN AMP の長期出力	56
6.3	横軸：温度 ( ) と縦軸：RF アンプの出力 (W) の関係性	57
6.4	Chamber Transmission と Reflection の長期出力 (t=0 を 1 とする)	57
6.5	Chamber Transmission / AMP FWD power	58
6.6	Phase Monitor の Shift 量 [kHz]	59
6.7	Q 値の長期安定性 (横軸：日)(縦軸：Q 値)	60

# 第1章 Introduction

## 1.1 動機

ポジトロニウムの基底状態における超微細構造は、理論値と実験値で有意な差が見られる。その原因を追及し再検証を行う。

ポジトロニウム ( Positronium, PS ) は電子-陽電子の束縛状態である。もっともシンプルで軽い原子として水素原子がよく挙げられるが、Positronium はそれよりさらにシンプルで軽く、それを構成しているのはわずか二つの電子である。ポジトロニウムはレプトンのみで構成されたハドロンフリーな系であるため QCD による不定性がなく、QED の精密検証を行う上で極めて重要な地位を占めている。

ポジトロニウムにはスピンの違いから、寿命の短いパラポジトロニウム ( $\tau = 0.125nsec$ ) と寿命の長いオルソポジトロニウム ( $\tau = 142nsec$ ) が存在している。この両者の間には  $\Delta_{HFS} = 203GHz(0.84meV)$  というわずかなエネルギー準位の差が存在しており、基底状態の Hyper Fine Structure として知られている。

この Hyper Fine Structure の測定は 70 年代を中心に何度か行われており 3.6ppm という高い精度で求められている。しかし、近年の理論計算の進展により実験値と測定値の間にズレがあることが確認された。

このズレの原因としては、もちろん new physics が挙げられるだろう。o-Ps の準位は光子との真空振動の影響を拾うため、Ps の Hyper Fine Structure は未知の物理に敏感である。また、「熱化」に代表されるような、過去の実験で十分に検証されてこなかったと我々が考えている効果も調べる必要がある。

我々は、過去の実験を踏襲しつつ新たな手法を導入することで 30 年来の難問を解決することを目指している。

## 1.2 実験概要

本実験は超微細構造の値を Zeeman 効果を用いて間接的に測定している。Positronium に静磁場を加えると Zeeman 効果によって準位が分裂する。この時の分裂幅は Hyper Fine Structure と対応関係にあり、分裂幅に相当する RF を導入して共鳴遷移が起きることを確認する。導入 RF の周波数と Zeeman 効果のための外部磁場の値がちょうど噛み合ったとき、共鳴線委の resonance が起きて  $2\gamma$  が増加する。このときの磁場と RF 周波数から Hyper Fine Structure の値を導出する。

## 1.3 論文概要

本論文は、Hyper Fine Structure の測定実験で重要になる遷移 RF の管理、および環境モニターを中心に論述する。本章は実験の動機および概略を簡単に説明するにとどめ、おもな議論は次章以降で行う。

### 第 2 章：理論

第二章は、実験で必要になる予備知識および理論上の内容について概説している。ポジトロニウムの振る舞い、物理的な性質について述べる。

### 第 3 章：過去の実験

第三章では、Hyper Fine Structure の実験の概要と理論計算の現状を概観する。実験値と理論値の間にズレがあることを確認し、その原因候補について考察する。

### 第 4 章：new set up

この章では、3 章で述べた問題点を踏まえつつ、我々があたらしく導入する改善点について簡単に述べる。今回の実験で用いるセットアップを簡単に述べた上で、実験に要求される仕様とその実現方法について概観する。

### 第 5 章：実験

我々はプロトタイプ実験と磁場測定を踏まえ、2008 年冬に KEK の低温センターで測定を行っている。この章では実験の結果および考察を行っている。

### 第 6 章：Hyper Fine Structure 測定

2008 年 11 月から 12 月に行われた Hyper Fine Structure 測定の概要を簡単に述べる。

### 第 7 章：まとめ

第 7 章では、今回の測定のまとめ、今後の展望について簡単に述べる。



## 第2章 Theory

この章では、実験の基礎となる RF 理論およびポジトロニウムの振る舞いについて簡単に述べる。

### 2.1 Positronium の基礎

ポジトロニウムは電子と陽電子の束縛状態であり、質量  $2m_e$ 、結合エネルギー  $E_{bind} = -6.7eV$  のもっとも軽い原子として知られている。また、レプトンのみによって構成される系であり QED のみで記述される。ポジトロニウムの寿命は  $1\mu sec$  以下と不安定であり、速やかに 2 体以上の  $\gamma$  線に崩壊する。

ポジトロニウム (Positronium, Ps) の基底状態 ( $L = 0$ ) はスピンの状態に応じて 2 種類に分けることができる。スピン 1 の三重項 ( $^3S_1$ ) をオルソポジトロニウム (o-Ps) と呼び、スピン 0 の一重項 ( $^1S_0$ ) をパラポジトロニウムと (p-Ps) 呼ぶ。ポジトロニウムはスピン ( $S = 1/2$ ) のレプトン 2 体の合成系であり、前者の o-Ps は電子と陽電子のスピンが平行であり、後者の p-Ps はスピンが反平行な成分に対応する。

ポジトロニウムの C 変換に対する対称性は式 2.1 で与えられ

$$C = (-1)^S (-1)^L = (-1)^S \quad (2.1)$$

全電荷共役変換 (C 変換) に対して  $S = 1$  のオルソポジトロニウムは奇 ( $C = -1$ ) であり、 $S = 0$  のパラポジトロニウムは偶 ( $C = 1$ ) である。

$\gamma$  線は電荷共役に対して奇 ( $C = -1$ ) なので、オルソポジトロニウムは奇数個すなわち ( $3\gamma, 5\gamma, 7\gamma, \dots$ ) 個、パラポジトロニウムは偶数個すなわち ( $2\gamma, 4\gamma, 6\gamma, \dots$ ) 個の  $\gamma$  線に崩壊する。

崩壊に関与する  $\gamma$  線が 1 本増える毎に、 $\mathcal{O}(\alpha)$  で崩壊が抑制されるため、 $2\gamma$  へのチャンネルが存在する p-Ps の方が寿命が約 1000 倍短い。また大部分の崩壊は 2 体 (p-Ps) および 3 体 (o-Ps) である。

$$p - Ps \rightarrow 2\gamma \quad (\Gamma_0 = 7.99 \times 10^9 [sec^{-1}] \quad \tau = 0.125 [nsec]) \quad (2.2)$$

$$o - Ps \rightarrow 3\gamma \quad (\Gamma_1 = 7.04 \times 10^6 [sec^{-1}] \quad \tau = 142 [nsec]) \quad (2.3)$$

真空中での  $2\gamma$  と  $3\gamma$  の崩壊比率は、o-Ps と p-Ps のそれぞれスピン統計を反映して 3:1 の比率で生成されることから、3:1 の割合になる。

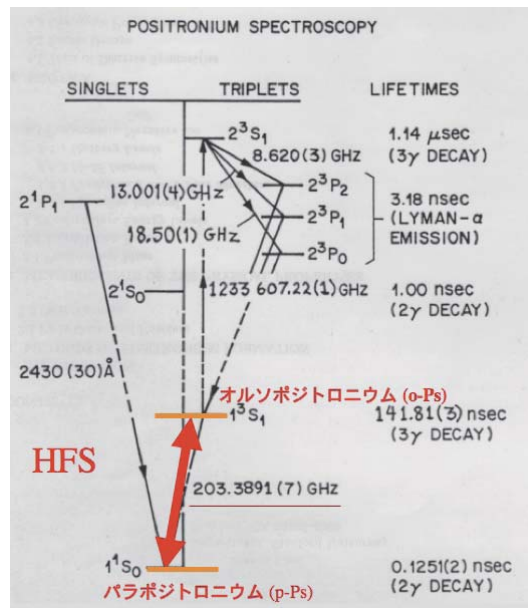


図 2.1: ポジトロニウムのエネルギー準位

### 2.1.1 ポジトロニウムのエネルギー順位と超微細構造

ポジトロニウムのスペクトルを図2.1に示す。ポジトロニウムはシンプルな系ではあるが、非常にリッチなスペクトルを有している。基底状態は $^1S_0$ のparaポジトロニウムであり、 $0.84[meV]$ 高い順位に $^3S_1$ のparaポジトロニウムが存在する。このエネルギー準位の差 $0.84meV$ は、周波数に換算して $\omega_0 = 203.38GHz$ に相当し、この差がポジトロニウムの基底状態における Hyper Fine Structure となる。

Hyper Fine Structure はスピン-スピン相互作用における差からくるものであり (Appendix 参照)、

$$\mathcal{H}_{spin} = \frac{7}{12} \frac{me^8}{\hbar^4 c^2} s_- s_+ \quad (2.4)$$

に代入してやることより、

$$\frac{E_1 - E_0}{\hbar} = \omega_0 = 203.389[GHz] \quad (2.5)$$

スピンの平行であるorthoポジトロニウムの方が反平行なparaポジトロニウムより準位が高い。

## 2.2 静磁場の影響：Zeeman 効果

ポジトロニウムのスピン  $S$ 、磁気量子数  $M$  に対して、 $|S, M\rangle$  を

$$\mathcal{H}_0 = \begin{pmatrix} E_0 - i\frac{1}{2}\Gamma_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

それぞれparaポジトロニウムの準位を  $E_0$ 、orthoポジトロニウムの準位を  $E_1$  としたときにそれぞれの固有状態を

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$|1, -1\rangle = |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$$|1, 1\rangle = |\uparrow\rangle|\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

と置くと、スピン  $S$  状態の崩壊率  $\Gamma_S$  およびエネルギー固有状態  $E_S$  を用いて、磁場無しのハミルトニアン  $\mathcal{H}_0$  を以下のような形式で表現される。

$$\mathcal{H}_0 = \begin{pmatrix} E_0 - i\frac{1}{2}\Gamma_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

これに静磁場  $B$  を加える。磁場の摂動によるハミルトニアン  $H_B$  は (Sakurai ,p308)[6] より、 $\mathcal{H}_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  と表される。ここで  $\vec{\mu}$  は磁気モーメントである。電子と陽電子では磁気モーメントのベクトルが逆であり、これをポジトロニウムに適応してやると

$$\mathcal{H}_B = \frac{g'\mu_B}{2} (\sigma_z(e^-) - \sigma_z(e^+)) B \quad (2.12)$$

を得る。通常の原子では磁気量子数  $M$  に応じて準位がシフトする。しかしポジトロニウムを構成する電子と陽電子ではスピン演算子に対する影響が逆であるため、 $M = 0$  の状態は磁場の影響を受けるが、 $M = \pm 1$  のときは両者の効果が打ち消し合ってエネルギーシフトは起きない。 $|S, m\rangle$  に作用させてやると、ハミルトニアンの成分は

$$\mathcal{H}_B = g'\mu_B B \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

と表現することができる。全ハミルトニアン  $\mathcal{H}$  は

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_B = \begin{pmatrix} E_0 - i\frac{1}{2}\Gamma_0 & 0 & -g'\mu_B B & 0 \\ 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 & 0 & 0 \\ g'\mu_B B & 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_1 - i\frac{1}{2}\Gamma_1 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

となり、その固有状態は  $\mathcal{H}_0$  のものとは異なる。スピン 1、磁気量子数  $M = \pm 1$  の固有状態はそのままであるが、磁気量子数 0 の状態である  $|1, 0\rangle$  と  $|0, 0\rangle$  は混合を起こして、寿命も準位も異なる新しいエネルギー固有状態へとシフトする。

## 2.3 静磁場の影響：Positronium の寿命の変化と脱縮退

この新しいエネルギー固有値  $E_+$ 、 $E_-$  (ただし  $E_+ > E_-$  とする) に対応する固有状態をそれぞれ  $|\phi_+\rangle$ 、 $|\phi_-\rangle$  とすると

$$E_+ = E_1 + \frac{\hbar\omega_0}{4}x^2 \quad (2.15)$$

$$E_- = E_0 - \frac{\hbar\omega_0}{4}x^2 \quad (2.16)$$

$$(2.17)$$

ただし、

$$x = \frac{2g'\mu_B B}{\hbar\omega_0} \quad (2.18)$$

である。式から確認できるように  $E_+$  は静磁場が増大するにつれて高い順位へシフトすることが理解できる。その増加は概ね磁場の強さの自乗に比例し、Hyper Fine Structure( $\omega_0$ ) に比例することが式から確認できる。

対応する崩壊率  $\Gamma_{\pm}$  は

$$\Gamma_+ = \Gamma_1 + \frac{1}{4}(\Gamma_0 - \Gamma_1)x^2 \quad (2.19)$$

$$\Gamma_- = \Gamma_0 - \frac{1}{4}(\Gamma_0 - \Gamma_1)x^2 \quad (2.20)$$

$$(2.21)$$

これにより、固有状態  $|\phi_+\rangle$  の寿命  $\Gamma_+^{-1}$  は磁場を加えるにつれ短くなることが確認できる。本実験で用いる  $0.9T$  近辺ではその寿命は  $8nsec$  ほどになる。

エネルギー準位はより厳密な計算で以下の式で表される。

$$E_+ = E_1 + \frac{\hbar\omega_0}{4}x^2 \cdot \frac{2}{1 + \sqrt{1 + x^2}} = E_1 + \frac{\hbar\omega_0}{2}(\sqrt{1 + x^2} - 1) \quad (2.22)$$

Zeeman 効果によるスプリット幅である  $\Delta_{mix} = E_+ - E_1 = \hbar\omega_{mix}$  を考える。Hyper Fine Structure の値が  $\omega_0 = 203.38910[GHz]$  であるとする、ちょうど分裂幅が S バンドの  $\omega_{mix} = 2856[MHz]$  になるのは、外部から印加する静磁場が  $B = 0.8660[T]$  のときであることが確認できる。

## 2.4 物質/電場の影響：シュタルク効果

物質中のポジトロニウムは周辺原子の電場の影響を受ける。電場による摂動により、分極が起こるため寿命がのびる。

## 2.5 o-Pos の真空振動と、Hyper Fine Structure

Positronium の超微細構造は 203GHz であり、水素の 1.4GHz (21cm) とくらべて非常に大きい。その理由には 2 つ存在する。

1. 電子が陽子に較べて軽く、大きな磁気モーメントをもっている
2. オルソポジトロニウムの量子数が光子と同じであるため、光子との間で真空量子振動 (87GHz) が存在する。これによって o-Pos の準位がシフトする。

オルソポジトロニウムにパラポジトロニウムでは禁止された真空量子振動があることによって、Positronium の Hyper Fine Structure は未知の素粒子物理現象に対して非常に敏感になっている。 $g - 2$  実験では困難な s チャンネルにも感度が存在する。

## 第3章 Experiment : 先行実験

### 3.1 過去の実験データと理論計算

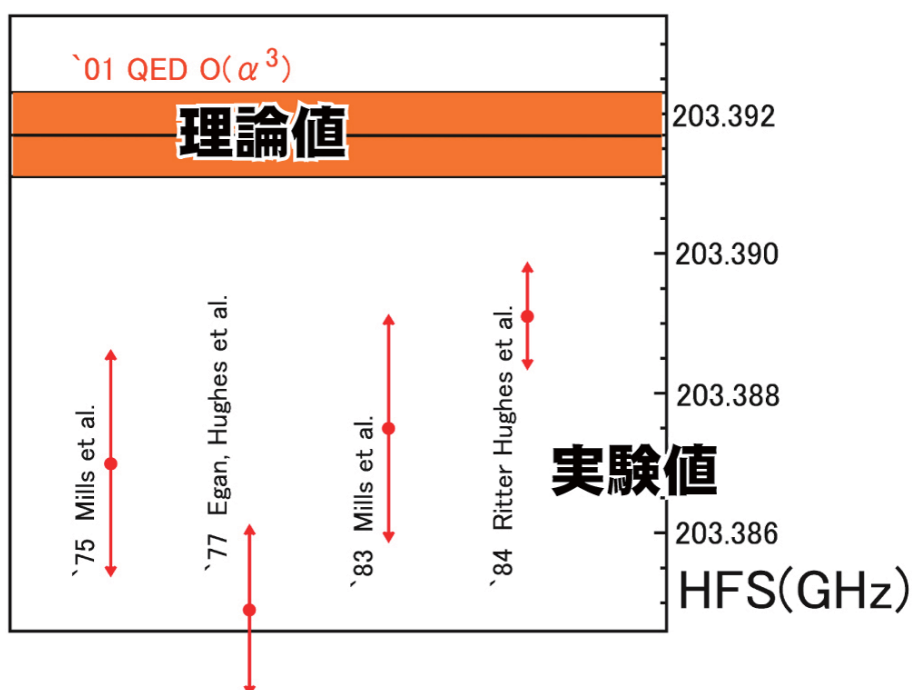


図 3.1: 実験値と理論値

Hyper Fine Structure の理論計算と先行実験の概観を述べる。

Hyper Fine Structure の測定実験は 70 年代を中心に Vernon Hughes らなどのグループによって何度も行われており、最終的に 3.6ppm という非常に高い精度での測定が行われている。これらの実験はお互いに consistent な関係にある。

一方、理論計算の方は、束縛系 QED の高次のオーダーの計算が大変なものになることから、実験値とくらべて大きな不定性を有していた。長らく理論計算は誤差の範囲で一致しており、Hyper Fine Structure を測定する動機も薄れていった。しかし、2000 年代に入り  $O(\alpha^3)$  までの計算に関する研究が進展し、実験値と匹敵する精度で理論値を出すことが可能になった。

ここではじめて、理論値と実験値の間に  $3.5\sigma$  もの不一致があることが確認された。図 3.1 を見れば分かるように、Hyper Fine Structure の実験値はすべて一様に理論値より 10ppm ほど低い値を示しており、特定の実験がたまたまミスで外れているわけではない。

これは SUSY や MeV-scale particle などの新しい物理の可能性を示唆する。

## 3.2 Zeeman 効果を用いた測定

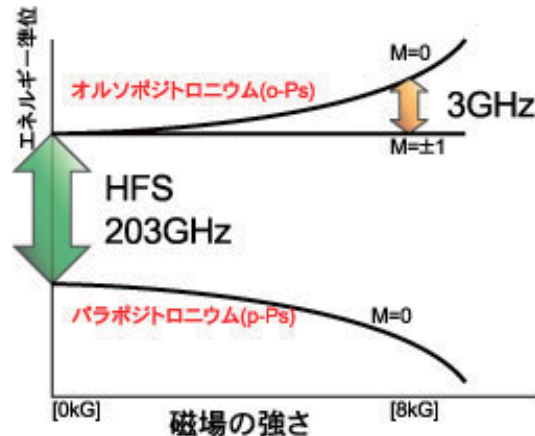


図 3.2: Zeeman 効果と Hyper Fine Structure 測定

このズレの原因を探るために、まずは、過去の実験がどのようなセットアップで行われてきたかを振り返る。

Positronium の Hyper Fine Structure は 203GHz と周波数が高く、サブミリ波 (サブテラヘルツ波) の領域にある。この領域は技術的にもフロンティアにあたり、この 203GHz の大強度 RF を印加して直接遷移を測定するのは技術的に困難であった。加えて、この遷移は禁止遷移であるため測定が非常に難しい。

そのため、Zeeman 効果を測定することで間接的に測定を行っている。2章で述べたように Positronium に静磁場を加えると、オルソポジトロニウムの  $m_z = 0$  の成分とパラポジトロニウム ( $m_z = 0$ ) の状態がミキシングを起こし、Positronium のエネルギー準位がスプリットする。このときのオルソポジトロニウムの ( $m_z = 0$ ) と ( $m_z = \pm 1$ ) のスプリット幅は、Hyper Fine Structure の値と概ね比例関係にある。静磁場 ( $B = 0.866[T]$ ) の条件で  $\Delta_{mix} = 2.856[GHz]$  であり、203GHz とくらべてはるかに技術的に使いやすい周波数帯である。

$\Delta_{mix}$  に対応する RF で加えて、オルソポジトロニウムを ( $m_z = \pm 1 \rightarrow 0$ ) へと励起させると、( $m_z = 0$ ) の成分はパラポジトロニウムとミキシングしているため、速やかに  $2\gamma$  (一部は  $4\gamma, 6\gamma, \dots$ ) に崩壊する。そのため、 $\Delta_{mix}$  近傍の RF を加えている間だけ、 $2\gamma$  のレートが増加するという現象が見られる。

実際の実験では  $\Delta_{mix}$  は共鳴チェンバーの形状に大きく制約されてしまうため、( $\Delta_{mix} = 2.856MHz$ ) を固定し、磁場を走査してやることで、( $B = 0.866[T]$ ) の近傍で崩壊レートの resonance peak が生じる。

$2\gamma$  がピークになる地点での磁場の値を、対応する  $\Delta_{mix}$  に焼き直すことで Hyper Fine Structure の値を測定することが出来る。



### 3.3 理論値と実験値のズレの原因候補 (1) : new physics が存在する

この実験手順を踏まえた上で、実験値と QED の理論計算の間にある  $3.5\sigma$  のズレの原因について現在いくつかの候補が考えられている。原因として、new physics の存在は有望である。なんらかの標準理論を越えた物理現象が存在し、その寄与によってずれるという考え方である。

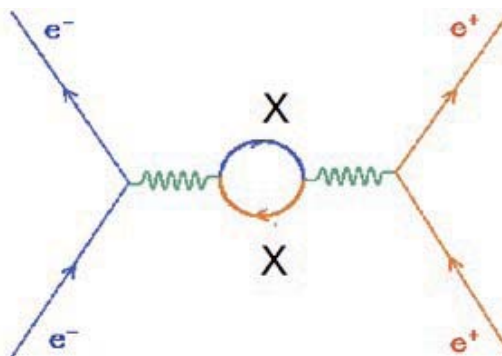


図 3.3: オルソポジトロニウムの真空振動と未知の物理 X

オルソポジトロニウムは  $S = 1$  で量子数が光子と同じであるため、光子とオルソポジトロニウムの間で 87GHz の量子振動が存在する。Positronium の Hyper Fine Structure が水素の超微細構造に較べて大きい理由の一つにこの量子振動が上げられるが、ここで、光子と媒介にして何らかの物理と結合すると Hyper Fine Structure が QED 計算に対してシフトする可能性がある。(図 3.3 参照)

具体的には、超対称粒子や MeV スケールの軽い WIMP などが候補として考えられている。

### 3.4 理論値と実験値のズレの原因候補 (2) : 実験に問題がある

第二の候補としては、過去の実験で十分考慮されていないファクターが Hyper Fine Structure の測定値をシフトされている可能性である。「物質の効果」と「磁場の評価」の 2 点がおおきな系統誤差になりうる。

#### 3.4.1 物質の効果：特に熱化

実験値がずれてしまう原因として、物質の効果、特に「熱化過程」の評価に不定性があると考えられる。「熱化」とは高速で運動する粒子が物質中の粒子を衝突をくりかえして運動エネルギーを失い物質と熱平衡 ( $0.03\text{eV}=300\text{K}$ ) になる現象のことをいう。

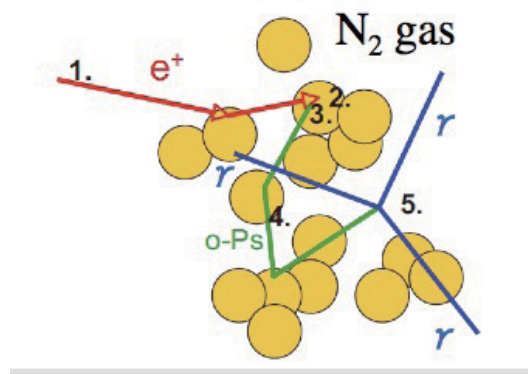


図 3.4: ポジトロニウムの生成過程

図 3.4 は、ポジトロニウムの生成から崩壊までの過程を図示したものである。チェンバー内に侵入した陽電子は数百 psec で急速に熱化する。エネルギーを失った陽電子は  $N_2$  gas の電子を補角することで Positronium を生成する。生成されたポジトロニウムはそのスピンに対応する寿命でガンマ線に崩壊する。

生成直後のポジトロニウムは結合エネルギーのオーダーである数 eV の運動エネルギーを有している。ポジトロニウムは熱化過程によってこの運動量を失っていくが、その過程は「ポジトロニウムの寿命問題の解決」 [1] で示されたように、100nsec 以上のゆっくりとした現象である。

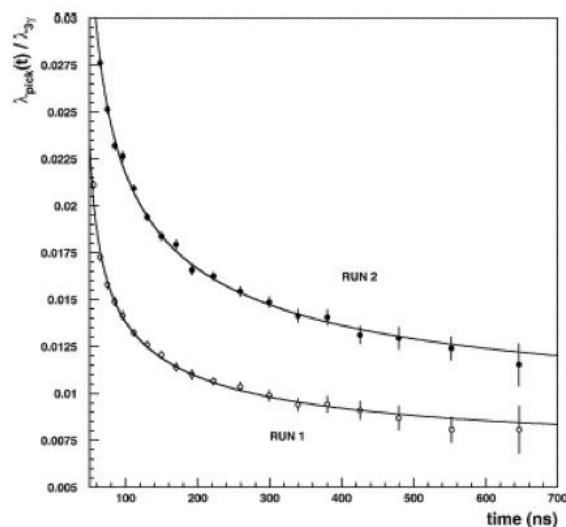


図 3.5: 熱化の時間スケール : エアロジェルにおける pick-off ratio の時間発展

熱化過程の評価に用いられる pick-off ratio を図 3.5 に示した。横軸は Positronium 生成からの時間であり、縦軸はエアロジェルの pick-off ratio を示している。密度が高い  $\rho = 0.5g/cc$  のエアロジェルでも熱化に時間が掛かっている。

pick-off (pick-off annihilation) とはポジトロニウムを構成する陽電子が物質中の電子と相互作用して対消滅する現象である。ポジトロニウムが十分熱化されていれば、pick-off annihilation は物質との衝突回数に比例するため、Ps 生成からの時間に依らず一定比率であり、また  $N_2$  gas の密度に比例すると考えられる。

一方、熱化が遅いとすると、出来たばかりのポジトロニウムは高速で運動しているため、より頻繁に窒素ガスと衝突を繰り返すことになり、初期の pick-off annihilation のレートが高くなる。

ポジトロニウムの真空中の崩壊率  $\Gamma_0$  に対して pick-off を考慮した崩壊率  $\Gamma_{obs}$  は pick-off による崩壊  $\Gamma_{pick}(t)$  を考慮して式 3.1 のように表すことができる。

$$\Gamma_{obs} = \Gamma_0 + \Gamma_{pick}(t) \quad (3.1)$$

o-Ps は物質とぶつかる時、その電場を感じて電子陽電子間の距離が大きくなる (シュタルク効果)。この為、エネルギー準位も変化するので物質との衝突頻度で補正しなければならない。熱化しているとすると (昔の実験の過程) それは、密度に比例するが熱化が不十分だとすると悪い近似になる。

### 3.4.2 静磁場の不定性

磁場の不定性は Hyper Fine Structure の不定性に直接反映される。本実験はある準位スプリット ( $\Delta_{mix} = 2856MHz$ ) をあたえる静磁場を測定するものであり、空間的に一様な磁場が要求される。ポジトロニウムの生成領域は  $(10cm)^3$  程度の領域に広がっており、この範囲で ppm で一様性を出すのは難しい。

## 3.5 実験値と理論値のズレの原因：理論計算による問題

実験に問題がある、新物理が存在するという上記二つの原因以外に、理論値にミスがあるという可能性もある。。束縛系 QED の計算は無数個の光子の交換で記述される。その高次の計算は非常に複雑であり、 $\mathcal{O}(\alpha^3)$  の計算は 21 世紀初頭になるまで実現しなかった。理論計算に問題が存在している可能性は捨てきれない。

しかし複数の計算が無矛盾な結果を出しているなのでその可能性は低いと思われる。

# 第4章 Experiment : new Setup

## 4.1 改善点：前章の問題を解決するために

過去の実験における検討要素は前章で述べた。磁場の一様性の問題、物質の効果、特に熱化の影響を正しく評価する問題が存在する。これらの問題を解決するために、私たちは次のようなセットアップを考えている。主要な改善点は次の通りである。

1. 大型超電導磁石を用いて、広い範囲で ppm 程度の一様な磁場を実現する。
2. Positronium 生成からの時間情報を取得することで prompt peak 由来のバックグラウンドを減らし、S/N を改善するとともに物質の効果を評価する
3. 速くて明るい  $LaBr_3(Ce)$  Scintillator を用いてガンマ検出系を改善する。
4. GaN 半導体を用いた、高速で低損失なアンプを使用し、フィードバックを加えることで安定化させる。

### 4.1.1 要点 1：超電導磁石を用いた一様な磁場

磁場の不定性は直接 Hyper Fine Structure の不定性になる。磁場  $H$  は  $x$  に比例し、遷移 RF( $\Delta_{mix}$ ) の値と Hyper Fine Structure( $\Delta_{HFS}$ ) は比例関係にある。これは Positronium Hyper Fine Structure( $\Delta_{HFS}$ ) が以下の式で与えられることから確認できる。

$$\Delta_{mix} = \frac{\Delta_{HFS}}{2} (\sqrt{x^2 + 1} - 1) \quad (4.1)$$

$$x = \frac{2g'\mu_B B}{\Delta_{HFS}} \sim 0.0275H[kG] \quad (4.2)$$

$$(4.3)$$

$g$ -因子 ( $g' = 2.00111233$ ) やボーア磁子 ( $\mu_B = 9.27400949 \times 10^{-24}[JT^{-1}]$ ) は ppm 以上の精度があるため、実験では磁場  $H$  の系統誤差が最終的な ( $\Delta_{HFS}$ ) の測定精度を決定している。

一番の問題は一様性である。Positronium の出来るスペースは  $(10cm)^3$  ほどの広がりをもつ、この広い領域で一様かつ、絶対精度の高い磁場を用意する必要がある。例えば磁場に 10ppm の不定性があれば、Hyper Fine Structure の測定量に 10ppm の不定性そのまま乗ることになる。そのため、磁場を厳しく制御することがこの実験の鍵になる。我々は、KEK 低温センターにある MRI 用大型超電導磁石を用いることで ppm 程度の磁場精度を得ることを目指す。Positronium 生成領域は 10cm 立方ほどであり、この範囲において ppm の絶対精度を要求することで、Positronium が生成した位置による磁場の補正による不定性を抑えることができる。

詳細は後に述べる。

### 4.1.2 要点 2：Positronium 生成からのタイミング情報

次に、Positronium 生成から時間情報の取得である。 $^{22}\text{Na}$  source の上に  $100\mu\text{m}$  の薄いプラスチックシンチレーターを設置することで、陽電子放出のタイミングを測定し、生成から崩壊までの時間を測定する。

このときプロンプトの  $2\gamma$  事象がそのままバックグラウンドになる。プロンプトには陽電子が Positronium を作らずに対消滅した事象や、短命な p-Ps 崩壊事象がふくまれている。これらのバックグラウンドの多くは 1nsec 以内の事象であり、たとえば Positronium 生成から 100nsec から 300nsec といった適切な timing window を設けてやることで、抑えることができる。

また、物質の効果を適切に評価することが出来る。Positronium 生成には  $\text{N}_2$  gas を用いるが、窒素分子のそばを通過する電場によるシュタルク効果によって電子-陽電子の準位が変動を受ける。Vernon Hughes らの実験ではガス圧を変えて測定することによる外挿で真空中、つまり物質の効果がない状態での Hyper Fine Structure を求めている。しかしここには、Positronium が十分熱化しており物質との相互作用 (衝突頻度) は窒素分子の密度すなわちガス圧に比例するという仮定が存在する。熱化の過程は従来考えられていたよりも時間スケールの長い現象であるとわかっており、Positronium が出来てから熱化するまでの効果を積算して物質の効果を評価する。

### 4.1.3 要点 3： $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ Scintillator を用いたガンマ系

ガンマ線の検出には  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  Scintillator を用いる。このシンチレーターは、遅い信号成分が存在せず、信号は立ち上がりが 20nsec と高速でしかも非常に光量が多いためエネルギー分解能が高いという優れた特徴を有している。また、原子番号が大きい La を含むためガンマ線を効率よく捕獲することができる。現在目的とする 511keV で付近はエネルギー分解能が FWHM は 3.9% という非常に優れた特性を有している。検出器を back-to-back にしたコインシデンスで選択するのではなくではなく  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  Scintillator 単体による 511keV のエネルギーだけで、 $2\gamma$  事象をとってこれることができる。これにより統計が劇的に改善する。

これらの優れた特徴により、70 倍の高い統計をかのにする

### 4.1.4 要点 4：GaN 半導体をもちいたアンプと RF system

遷移 RF はハイパワーアンプと高い Q をもつ RF Chamber によって生成する。Signal Generator で生成した 100Hz(0.03ppm)/year の絶対精度をもつ 2856MHz -RF (0dBmCW) を、最近実用化されたばかりの GaN 半導体を用いたアンプによって増幅し、これを無酸素銅でできた  $Q_L = 14000$  の RF チェンバーに導入する。

窒化ガリウム半導体は従来のシリコン半導体にくらべて 3.3eV と 3 倍のギャップをもっており、また絶縁耐性も高い。またオン抵抗が小さく、従来の半導体にくらべて高電圧高電流で動作させても損失が少なく、スイッチングが極めて高速であるという優れた特性を有しており次世代のハイパワーデバイスに期待されている。

RF チェンバーの共振周波数の変化やアンプ出力の変化に対応し、またアンプにチェンバーから大強度の RF が反射する危険を避けるため、RF チェンバー前後での位相差をモニターし、これを高速で周波数フィードバックをかけてこれを安定化する。

## 4.2 実験装置の全体像

この説では全体のセットアップを示す。

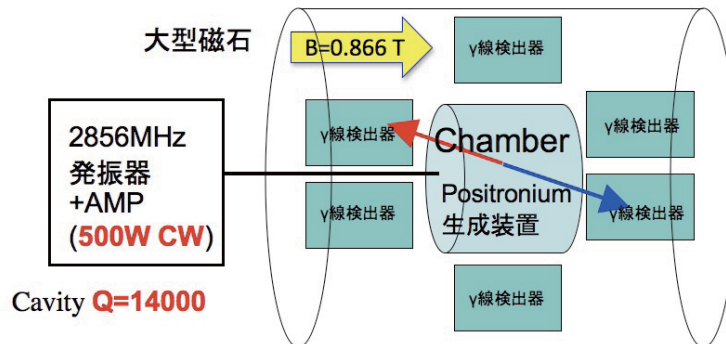


図 4.1: 実験装置の全体像

全体のセットアップは図 4.1 のようになる。まず、中心に Positronium 生成器を兼ねた円柱型の RF チェンバーが存在する。チェンバーには  $N_2$  gas が封入されており、側面部の蓋には  $^{22}\text{Na}$  source が取り付けられている。ソースから放出された陽電子はタイミングトリガー用のプラスチックを通過し、チェンバー内部で  $N_2$  gas 中の電子と反応し Positronium を生成する。

その外側を  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  Scintillator による  $\gamma$  線検出器がぐるりと覆っており、Positronium 崩壊による  $\gamma$  線を検出する。チェンバーと  $\gamma$  検出器系全体は長さ 3000mm 高さ 600mm のアルミフレームに固定され、一つのモジュールになっている。このモジュールは外部から温度センサー、 $N_2$  gas コントロールパイプ、チェンバー水冷パイプ、RF ケーブル、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  Scintillator の電源および信号線、磁場測定用の NMR プローブが接続されている。

このモジュール全体が巨大な超電導磁石の中にもまるごと挿入されている。(図 4.2 参照。) 超電導磁石には 0.866T の静磁場が掛けられている。

## 4.3 超電導磁石による一様な静磁場

$o\text{-Ps}$  の準位をスプリットさせるための静磁場は、高エネルギー加速器研究機構の MRI 用超電導磁石 (MAG-150D) を用いて実現する。この超電導磁石は円筒形をしており、幅 2020mm、

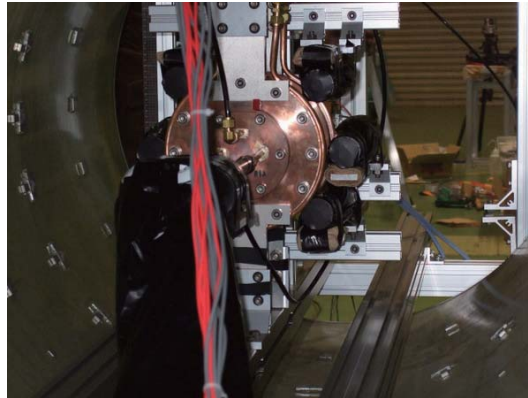


図 4.2: マグネット内に入れられたモジュール：超電導磁石の外には、Gas Handling System、PC/DAQ システム、大強度 CW アンプおよび RF 系、温度管理システム (冷凍機および温度モニター)、磁場モニターが存在している。

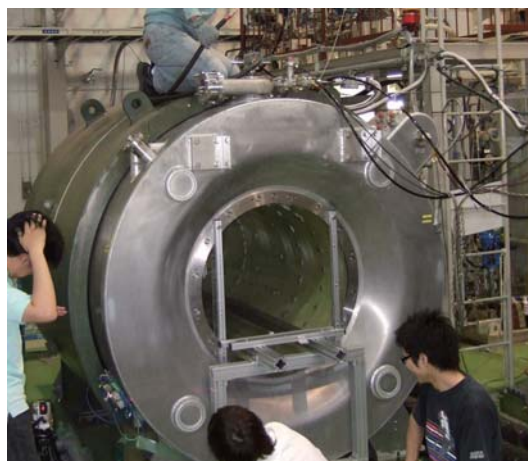


図 4.3: MRI 用超電導磁石

長さ 2250mm、高さ 2150mm の重量 12.5 トンの大型電磁石ユニットである。

マグネット円筒の内径は880mmであり、この内部に定格強度で最大1.5[T]の静磁場を発生させることができる。我々は2856MHzに対応する共鳴ピークである866[mT]を中心にFWHM=3[mT]の数倍の範囲を走査する。(共鳴ピークは図4.4を参照)このときマグネットの定格電流は203Aである。

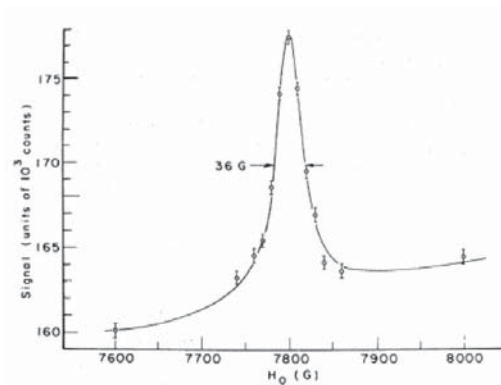


図 4.4: 静磁場の強さと  $2\gamma$  の割合。

コイルの外側はヨークシールドで覆われ、外部への漏れ磁場は磁石入り口から中心軸方向に8m径方向に5mはなれた場所で5G以下まで抑えられている。RF回路やアンプなどの外部装置はマグネットの口から3m程度以上はなれた場所におかれている。

測定中は磁石を永久電流モードにするため非常に安定である。この時の日変動は1ppm以下である。磁場を走査する際に、一カ所の測定に必要な統計を貯めるのに500W-CWで1日のオーダーであり、測定期間内での時間変動はppm程度に抑えることが可能である。また、測定期間中はマグネット内のNMRプローブで常に磁場強度をモニターしており、これによって時間変動の補正を掛けることが可能である。

磁場の空間精度はPositroniumの生成域である10cmほどの空間で1ppm程度の最終精度を目指している。現在、シムや補正コイルを入れていない状況で、70ppmの高い一様性を達成している。磁場マッピングは図4.5に示した。

今後、補正コイルを入れてppmのレベルを目指す。

長期安定性を図4.6に示す。1Div = 0.45ppm(0.5 $\mu$ T)であり、磁場の日変動はppmのオーダーにある。



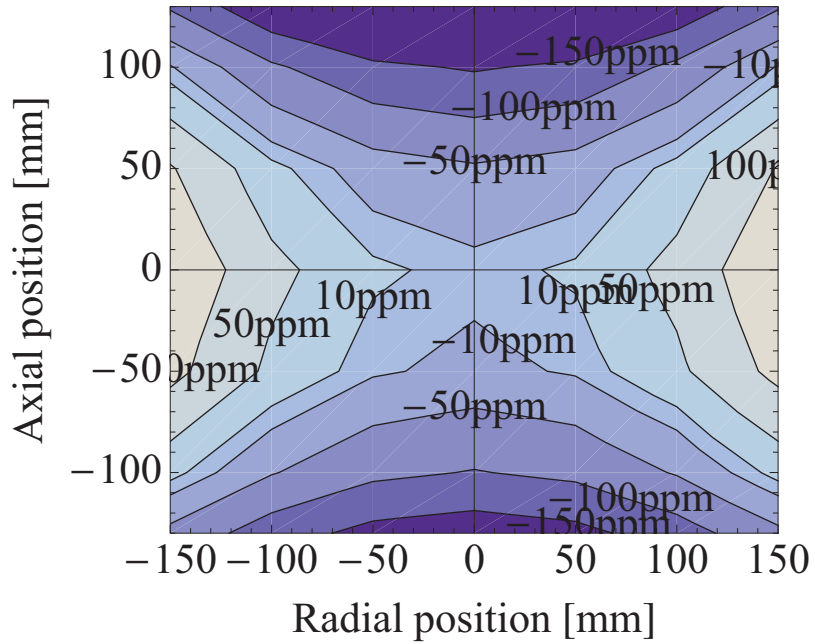


図 4.5: 磁場マッピング

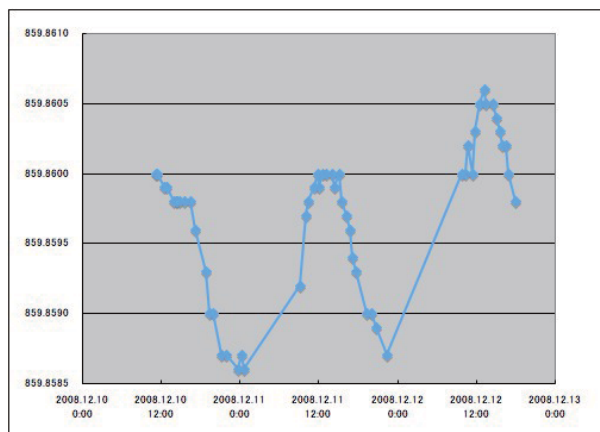


図 4.6: 磁場の長期安定性 (縦軸:  $0.5\mu T(0.45ppm)/Div$ )

## 4.4 PS 生成/RF 共鳴 チェンバー

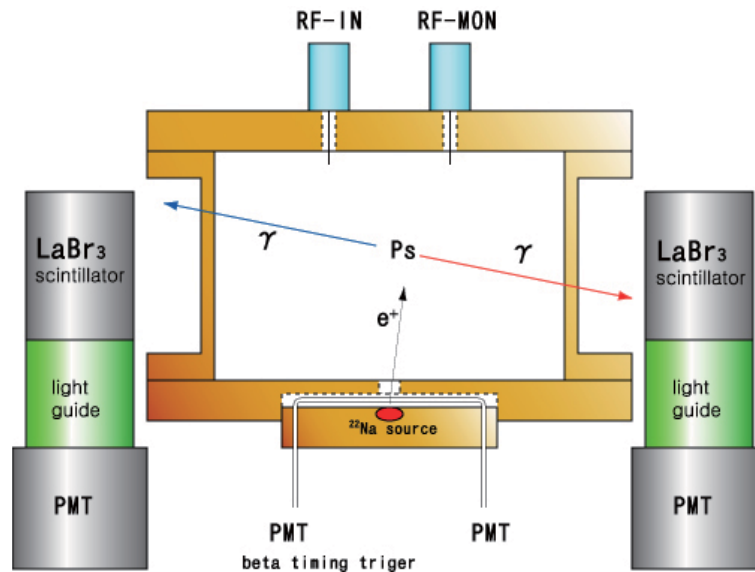


図 4.7: RF/PS 生成チェンバーのセットアップ

$^{22}\text{Na}$  source のベータ崩壊によって放出された陽電子 ( End point energy 540keV) は磁場に巻き付きながらチェンバー内を移動し、内部に密封された  $\text{N}_2$  gas の電子を捕獲することで Positronium を形成する。陽電子がチェンバー内に放出された時刻は  $^{22}\text{Na}$  source を覆う薄いプラスチックシンチレーターでモニターし、Positronium 崩壊までの時間情報を取得する。(図 4.7 参照)

二つ目は遷移 RF を増幅することである。o- $\text{Ps}$  の  $M_z = \pm 1$  から  $M_z = 0$  への遷移は、そのエネルギーギャップに対応する 2856MHz(S バンド) の RF を印加することによって起こるが、Positronium は寿命が  $1\mu\text{sec}$  以下と短く、アンプの出力 RF (500W CW) をそのまま掛けたのではパワーが足りずほとんど遷移が起こらない。そのため、 $Q_L > 10000$  の共鳴空洞で RF を蓄積し増幅する必要がある。Q=14000 のチェンバーで  $TM_{110}$  を用い、500W-CW の RF を印加した条件で、10% の遷移が見込まれる。

### 4.4.1 チェンバーの形状選択と RF-mode

チェンバーの形状やサイズは、どのような周波数とモードの共鳴 RF を選択するかによって決定される。まず、周波数であるが、機材やアクセサリの調達の便をえるため、加速器業界で一般的に用いられている S バンド (2856MHz) を選択した。このときの波長は  $105[\text{mm}]$  であり、チェンバー設計の基準スケールになる。

次に共振モードであるが  $TM_{110}$  を選択した。 $^{22}\text{Na}$  source から出た陽電子は磁場に巻き付いて運動するため、Positronium の生成領域はマグネット静磁場に沿った棒状の領域になる。RF モードはこの Positronium 生成領域に沿って最大強度になり、またその RF 振動磁場成分はマグネット静磁場に対して垂直でなければならない。また、ポジトロニウムの生成位置によらず一定の RF 遷移率を得るには、RF 磁場の強度が一定である必要がある。

1. RF 磁場が Ps 生成領域 (棒状の領域) に集中すること。
2. 静磁場に対して垂直な RF 磁場であること
3. 強い RF 磁場が得られる。Q が高いこと。
4. RF 磁場の強さが距離  $z$  によらず一様であること。

#### 4.4.2 $TM_{110}$ モード

円筒形キャビティの  $TM_{110}$  を利用した。直径  $2a$  高さ  $L$  の円筒形チェンバーの  $TM_{nmq}$  モードは以下の式で記述される。

$$E_z = E_{mnp} J_m(k_c r) \cos(m\phi) \sin(k_z z) \quad (4.4)$$

$$E_\phi = \frac{q\pi}{k_c L} E_{mnp} \frac{dJ_m(k_c r)}{dr} \cos(m\phi) \sin(k_z z) \quad (4.5)$$

$$E_\theta = \frac{mq\pi}{k_c^2 r L} E_{mnp} J_m(k_c r) \sin(m\phi) \sin(k_z z) \quad (4.6)$$

$$B_z = 0 \quad (4.7)$$

$$B_\phi = -\frac{i\omega\epsilon m}{k_c^2 r} E_{mnp} J_m(k_c r) \sin(m\phi) \sin(k_z z) \quad (4.8)$$

$$B_\theta = -\frac{i\omega\epsilon}{k_c} E_{mnp} \frac{dJ_m(k_c r)}{dr} \cos(m\phi) \sin(k_z z) \quad (4.9)$$

ここで、

$$k_c = \frac{\rho_{mn}}{a} \quad (4.10)$$

$$k_z = \frac{q\pi}{L} \quad (4.11)$$

$$k_c^2 + k_z^2 = k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (4.12)$$

であり、 $\rho_{mn}$  はベッセル関数  $J_m(x)$  の  $n$  番目の足である。

$TM_{110}$  の電磁場は以下の式で表される。

$$E_\phi = E_\theta = B_z = 0 \quad (4.13)$$

$$E_z = E_0 J_m(k_c r) \cos(\phi) \quad (4.14)$$

$$B_\phi = -\frac{i\omega\epsilon m}{k_c^2 r} E_0 J_m(k_c r) \sin(\phi) \quad (4.15)$$

$$B_\theta = -\frac{i\omega\epsilon}{k_c} E_0 \frac{dJ_m(k_c r)}{dr} \cos(\phi) \quad (4.16)$$

RF 電磁場は円筒軸方向  $z$  を含まず、軸に垂直な任意の切断面 (以下、R 断面とする) で同じになる。RF 磁場の  $z$  成分は存在せず軸に垂直であり、RF 電場は  $z$  成分のみである。

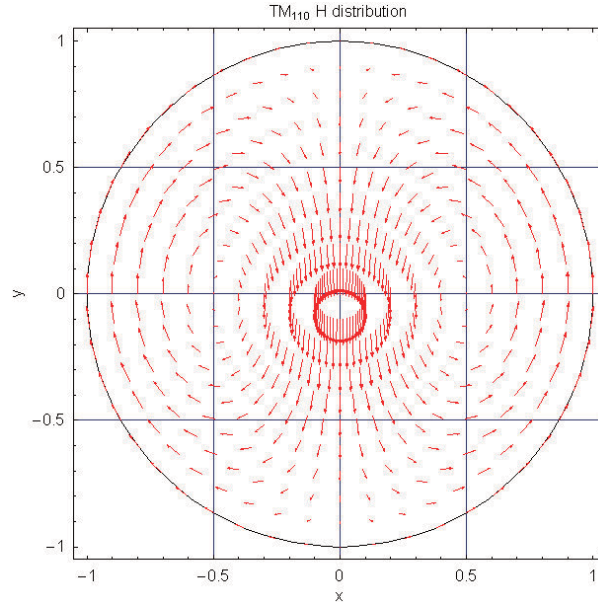


図 4.8:  $TM_{110}$  モードの磁場分布

R 断面での RF 磁場分布は図 4.8 に示される。RF 磁場は二つの逆回転の渦であり、R 断面中央 ( $r = 0$ ) で最大値をとる。二つの渦の中心は R 断面中央から  $0.48042a$  離れた場所に存在し、渦の中心で RF 磁場の強度は 0 になる。

一方 RF 電場は、R 断面中央を通る直線上に節  $x = 0$  が存在し、節に対して鏡面反対称である。RF 磁場の渦の中心で最大値をとり、向きは正反対である。

#### 4.4.3 モード干渉と選択

チェンバーの共鳴モードで  $z$  方向に並進対称性のある  $q = 0$  のモードが存在するのは TM モードに限られる。そのため、RF 生成領域で一様な強度の RF 磁場を得ようとすれば、そのモードは方形・円筒形によらず  $TM_{mn0}$  モードに限られる。

この中で円筒形チェンバーの  $TM_{110}$  は  $r = 0$  に一様で強い RF 磁場が存在する。また、円筒軸に垂直な静磁場を加えることで、常に RF 磁場と静磁場を垂直にすることができる。 $TM_{mn0}$  の他のモード、動径方向および円周方向への高次モードは、ひとつの強度ピークセルが小さくなる、中心が節になるといった問題があり、RF エネルギーの活用率が低下する。以上の理由により  $TM_{110}$  を選択する。

$TM_{110}$  モードは円筒軸方向に並進対称性があるため、高さ  $L$  を自由に選ぶことができる。この  $L$  はモード干渉および、Positronium を生成するのに必要な領域の大きさから決定される。

プロトタイプチェンバーではモード干渉の影響を評価するため  $L = 60[mm]$ 、本番仕様チェンバーでは他のモードとの干渉を排除しつつ、PS 生成領域を確保するため  $L = 100[mm]$  で設計されている。

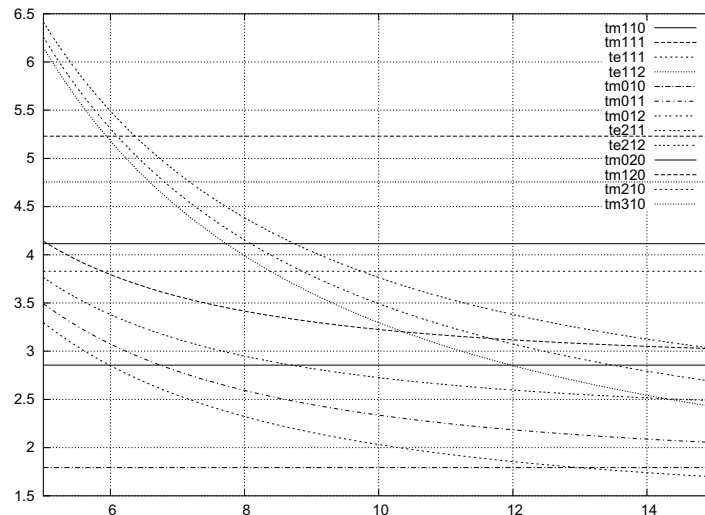


図 4.9: チェンバーの軸方向  $L$  と共振周波数 [GHz] の関係

図 4.9 に、チェンバーの軸方向高さ  $L$  と共振周波数の関係を示す。プロトタイプチェンバーでは  $TE_{111}$  が 6MHz 離れた場所に存在する。本番仕様チェンバーでは  $TE_{211}$  が再近接モードであるが、これは RF をチェンバー底面側から入れることでカップリングを 0 にし除外する。

#### 4.4.4 アンテナおよび耐電圧

本番仕様チェンバーは図 4.7 に示される通り、フランジの蓋側から RF を導入している。これにより側面部を薄くすることが出来て、RF チェンバーによる  $\gamma$  線の散乱を抑えることが出来る。(4.4.5 参照)

の  $\gamma$  window を全周で確保することが可能になり、 $TE_{mnp}$  モードとのカップリングをほぼ完全に落とすことができる。これにより  $TM_{110}$  の周辺のモードの影響を排除する。

RF の導入は設計や調整のしやすさを理由に図 4.11 に示したようなアンテナになっている。 $TM_{110}$  では電場は円筒軸方向に水平であり、中心分割線を節にして二つの腹をもつ。チェンバーの Q 値は 10000 を越えるため、内部には非常に強力な共鳴モードが立っており、RF 電場の強度は最大で  $1MV/m$  に達する。

非常に強い電場であるため放電の恐れがあり、アンテナの先端部分を丸いなめらかな球体にした。この加工後の放電テストの結果は後に示す。

#### 4.4.5 gamma ray window

Positronium の崩壊で生じたガンマ線はチェンバー外部に設けられた  $LaBr_3(Ce)$  Scintillator で検出する。そのためチェンバーはガンマ線を通すための window を設ける必要がある。チェンバーは、側面部を 2mm まで薄くしている。ガンマ線ウィンドウはチェンバー側面を一周しており、その幅は  $LaBr_3(Ce)$  Scintillator の系である 1.5in (38mm) にあわせて 40mm で設計してある。

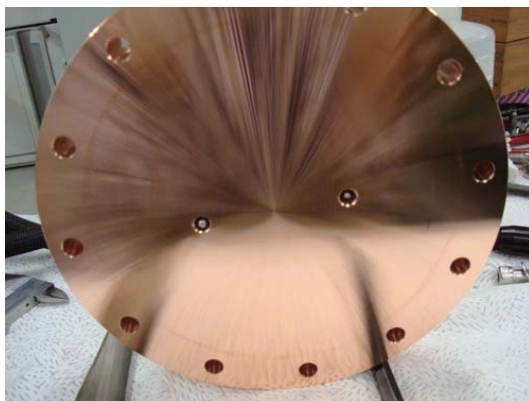


図 4.10: RF アンテナ



図 4.11: RF アンテナ

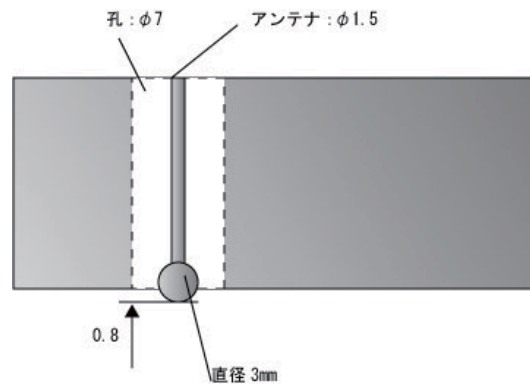


図 4.12: アンテナ

図 4.13 は厚さ 3mm の無限平板に 511keV のガンマ線を透過させたときの Energy Deposit を Geant 4 でシミュレートしたものを示している。シミュレーションでは  $10^8$  イベントのガンマ線を打ちこみ、この条件でまったくエネルギーを落とさず通過したガンマ線は  $0.93778 \pm 0.00007$  であり、大部分の  $\gamma$  線は素通りしている。のこりの 7% が何らかの形でエネルギーを無限平板に落としている。また、 $0.02080 \pm 0.000045$  が銅板を突き抜けることなく、Compton で無限平板への侵入方向と逆方向に出る。

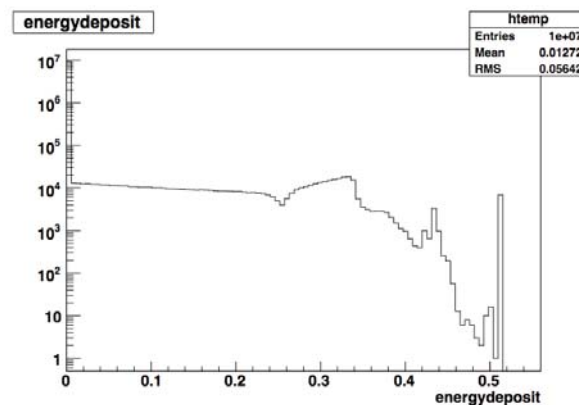


図 4.13: Cu 3mm 板におけるガンマの energy deposit

ウィンドウはガンマ線を通すため可能な限り薄くしなければならない一方で、チェンバーには  $N_2$  gas が封入されているため、 $\pm 1[atm]$  の陰圧および陽圧に耐えることが求められる。チェ

ンバー内を真空にしても座屈しないこと、また内圧が 2atm に達しても破裂しないことが求められる。

#### 4.4.6 ベータトリガー

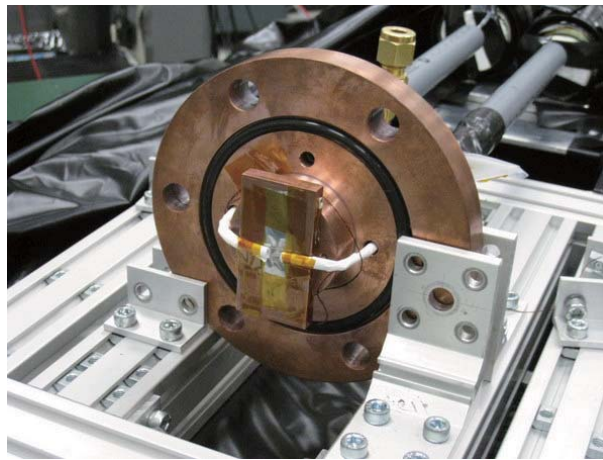


図 4.14:  $^{22}\text{Na}$  source とチェンバーの蓋

$^{22}\text{Na}$  source から放出された陽電子のタイミングトリガーは、ソース直上のブラシンによって行われる。ブラシンは  $\phi 2[\text{mm}]$  のファイバーを潰したものであり  $100\mu\text{m}$  の厚さがある。ブラシンと  $^{22}\text{Na}$  source は一体のモジュールになっておりチェンバーフランジに取り付けられる。

$^{22}\text{Na}$  source およびベータトリガー系は図 4.14 で示された関係にある。このモジュール事態が図 4.7 でしめされたチェンバー全体セットアップの中に組み込まれる。モジュール中央にある真っ白のケーブルはブラシンのファイバーである。反射材であるゴアテックスが巻かれており、写真手前から銅フランジ・奥手の塩ビパイプ内を経由して、PMT までつながっている。

ファイバーは写真手前の白いゴアテックスがとぎれる中央部分が潰されて薄いシート状になっており、こののすぐ奥に  $^{22}\text{Na}$  source が埋め込まれている。ソースから放出されたベータはブラシンによってトリガーされ、生成された光子はファイバーを反射しながら図 4.14 奥の PMT へと誘導される。



## 4.5 RF system

### 4.5.1 全体像

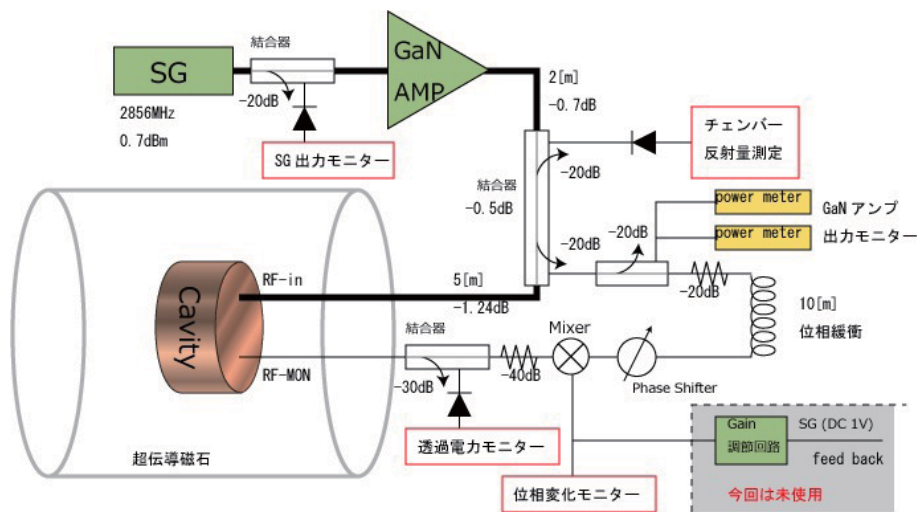


図 4.15: 大強度 RF system 全体像

大強度 RF-system は図 4.15 で示される。発振器 Signal Generator で作られた 2856MHz ( $P \sim 0[dBm]$ ) の RF は GaN AMP で 500W まで増幅されチェンバーに導入される。方向性結合器を用いて RF をサンプリングし、SG 出力、チェンバー反射量、チェンバー透過電力、GaN アンプのフォワード出力を 1 秒間隔でモニターしている。環境のタイムスケールは数秒以上であり、十分なモニターが可能である。

また、GaN アンプのフォワード出力とチェンバー透過出力の位相差の変化を Mixer を利用してモニターしている。この位相差の変動は Signal Generator の出力周波数とチェンバーの共振周波数のズレに対応する。これは、周波数フィードバック回路のための回路であったが、今回の実験では使用していない。周波数フィードバックは共振周波数と SG 周波数がズレて反射によりアンプや他の機器を破壊しないための安全装置である。

### 4.5.2 発振器 Signal Generator

使用した Signal Generator は ROHDE & SCHWARZ 製の R& S ®SMV03 で、9kHz から 3.3GHz までのレンジを有している。ノイズレベルは  $-80\text{dB}$  以下であり、逡倍等の回路を経ることなく resolution  $0.1[\text{Hz}]$  以下の非常にクリアな  $2856\text{MHz}$  の RF を得ることが出来る。周波数の長期安定性は  $5 \times 10^{-10}/\text{day}$  および  $1 \times 10^{-7}/\text{year}$  であり、Hyper Fine Structure の目標精度である  $1\text{ppm}$  より十分に小さい。

2GHz から 3GHz における、周波数特性は  $0.9\text{dB}$ (公称値) であり、出力応答の線形性は  $1\text{dB}$ (公称値) 以下である。

$2856\text{MHz}$  付近の Signal Generator の周波数特性を測定した典型的なものを図 4.5.2 に示す。測定レンジは  $2850\text{MHz}$  から  $2860\text{MHz}$  の  $10\text{MHz}$  であり、SG の出力をディバイダーで分けた上で (a)Crystal Detector および (b) パワーメーターでそれぞれ同時に測定した。まず周波数を  $2850\text{MHz}$  から増やしていき (緑色の点)、 $2860\text{MHz}$  に到達したら逆方向に走査している (赤色の点)。(a)Crystal Detector の縦軸 (mV) は負の電圧であり、下に行くほど電力が大きい。パワーメーターの方は上の方が大きな出力を意味している。(a) と (b) は同じ周波数特性を示しており、いずれも  $dP/df = 0.08\text{dB}/10\text{MHz}$  程度になる。

もっとも、この周波数特性は Signal Generator によるものではなく、RF ケーブルに依るところが大きい。全体の傾きはケーブルにストレスを与えたり、別の物に交換することで容易に変化する。Signal Generator 自体の周波数特性は RF ケーブルや各種コネクタより小さく、考慮する必要はない。

また、Signal Generator のパワーは周波数の走査に対して、のこぎり状の出力を示している。これは Signal Generator が出力周波数の変更による出力変化を補正しているためにおきる現象である。のこぎりのジャンプ幅は  $0.01\text{dB}$ ( $0.23\%$ ) 以下程度である。

すなわち、のこぎり状の部分は Signal Generator の F 特を示しており、全体の傾きはコネクタやケーブル特性によるものである。

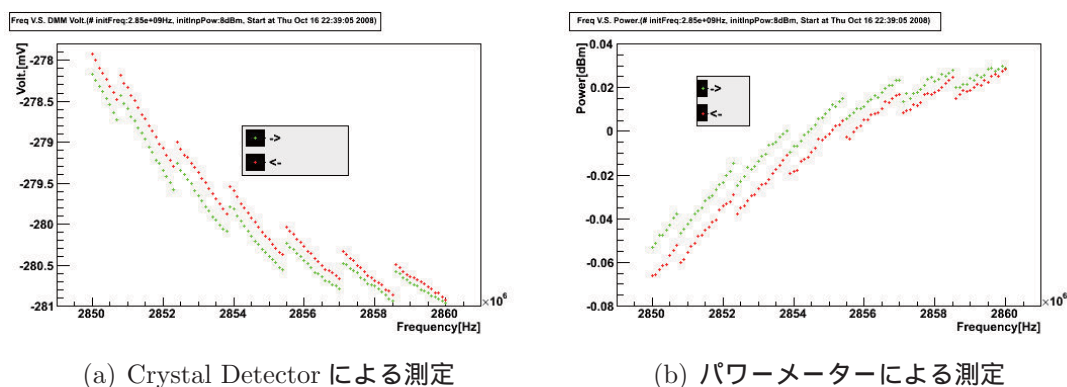


図 4.16: Signal Generator の周波数特性

### 4.5.3 ケーブル

ケーブルは SUCOFLEX を用いた。特に GaN アンプ出力直後からカプラを經由してチェンバーに入るまでの部分は  $0.4\text{dB/m}$  という低損失の SUCOFLEX 100 を利用している。

RF の運転中に手を触れるなどしてケーブルが変形すると、ケーブルのインピーダンスが変化してしまい、反射や透過量がパワーメーターのモニターベースで最大 10% 程度変化する。これは、測定毎の RF 出力のパワーモニターに大きな不定性をもたらすため、ケーブルは動かないように固定される。

### 4.5.4 500W CW AMP

大強度 RF を実現するためのアンプは図 4.17 の上 2 段である。GaN アンプの特徴は 4.1.4 に述べた通りである。



図 4.17: 500W CW ユニットと Signal Generator

### 4.5.5 RF-detector

遷移 RF を評価およびコントロールする為のシステムの評価およびモニターは電力測定によってなされている。そのため、パワーモニターの機器は RF 系を評価する上で極めて重要な因子となる。チェンバーの共振周波数や Q 値は、チェンバーの透過電力および反射電力量を周波数で走査することによって測定される。また、Signal Generator やアンプの安定性を評価すること、反射波の増大を検出して緊急停止を掛けること、これらも電力計測によって成されている。

現在用いている電力測定機器は 2 種類存在する。1 つめはパワーメーターを利用した方法、2 つめは、クリスタルディテクタとよばれる整流子を用いた方法である。

#### 4.5.5.1 power meter

パワーメーターは補正等の処理を行うことなくそのまま、電力値をリアルタイムで表示できるため利便性に優れている。測定値は、パワーメーターのディスプレイに直接表示されると共に、 GPIB コネクタからのデジタル出力によってこれを記録する。

プローブのパワーメーター自身によるキャリブレーションに加えて、数台 (種類の違うものを含む 4 ~ 5 台) のパワーメーターで測定物を測り、そのばらつきをもちいてパワーメーターの絶対および相対精度を評価した。

絶対精度およびリニアリティでは  $0.2dB$  程度の不定性が見込まれている。また、相対精度は  $0.03dB$  が見込まれている。

#### 4.5.5.2 crystal detector

クリスタルディテクタは整流子をもちいて、RF の入力を電圧出力に変換する機器である。Crystal Detector の出力電圧は、 $-40[dBm] \sim 0[dBm]$  の領域で、入力 RF の電力量と比例関係にある (図 4.18)。より電力の大きい領域では入力電力に対して線形よりも増加は鈍くなる。

電圧出力をパワーに変換するため、5 次までの多項式で Fitting をおこなうことでクリスタルディテクターのキャリブレーション関数を作成している。

## 4.6 Gas Handling System

本測定用チェンバーへのガスの供給は図 4.19 で表されるシステムを組んだ。ガス管理はロータリーポンプ、 $N_2$  gas ポンプ、圧力計で構成される。

### 真空度とポンプ

Hyper Fine Structure 測定における真空の用途はガスの交換 (空気を窒素ガスに置換等) であり、超高真空は要求されない。シーリングは o-ring で行い、真空引きはロータリーポンプで十分である。

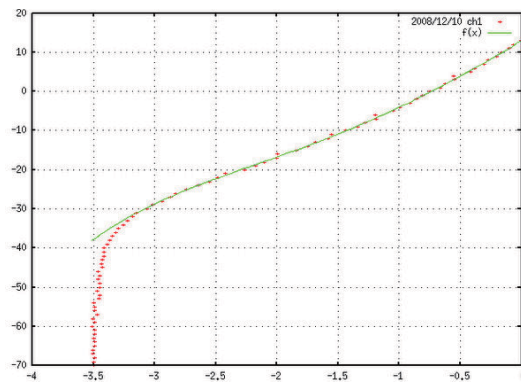


図 4.18: クリスタルディタクタのキャリブレーション (横軸: 出力電圧 (mV)) (縦軸: RF 入力 (dBm))

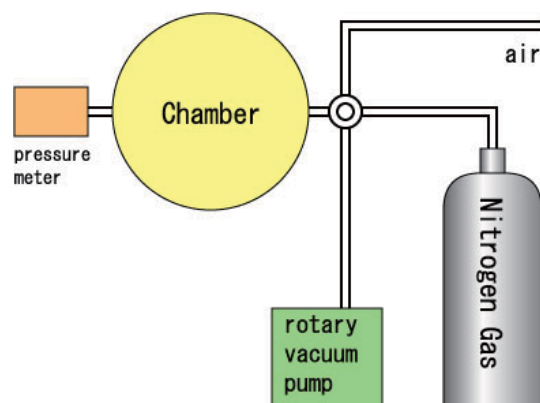


図 4.19: ガス管理系

## 圧力計

圧力計に要求される仕様は絶対精度で 0.3atm 以下である。これは、過去の実験における、ガス圧の変化と Hyper Fine Structure のシフト量の傾きから要求される数値である。

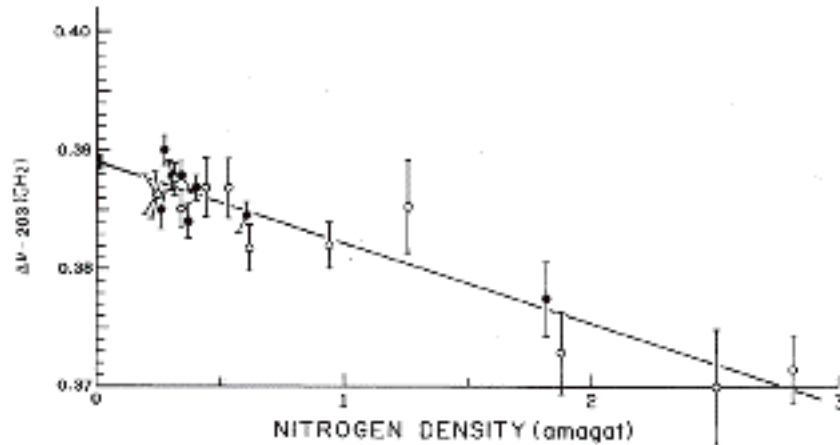


図 4.20: Vernon Hughes らの実験におけるガス圧と Hyper Fine Structure の関係

図 4.20 はヒューズらの HFS の測定の結果である。横軸を圧力、縦軸を測定された HFS( $\delta\nu$ ) を示しており、

$$\delta\nu = 203.039 (1 - 3[\text{ppm}/\text{atm}]P[\text{atm}]) [\text{GHz}] \quad (4.17)$$

程度であることから、圧力の精度が系統的に 0.3atm ずれても結果に与える影響は ppm に収まることが確認できる。

本実験で用いる圧力計は静電容量式の圧力トランスデューサを選択した。その精度一定温度では 0.25% であり、要求される仕様を十二分に満たしている。

# 第5章 Experiments : 試作と測定

## 5.1 Ps/RF Chamber

### 5.1.1 仕様

Ps/RF チェンバーには「ポジトロニウム生成」と「遷移 RF の蓄積」という2つの主要な目的があり、実験の鍵を握る重要な役割を担っている。前者は  $^{22}\text{Na}$  source から放出された陽電子を、封入された  $\text{N}_2$  gas で捕獲し、ポジトロニウムを生成することだ。後者は o-Ps を  $m = \pm 1$  から  $m = 0$  への遷移させるための共鳴 RF の強度を十分な強度まで高める。アンプから出力される 500W(CW) の大強度 RF を共鳴空洞に入れることによって電磁場を蓄積しアンプ出力 RF の 10000 倍以上の store energy を得る。

前章で示した通り、主な仕様は次の通りであり、これを満たすためのチェンバーの試作と測定を行った。

1.  $Q \geq 10000$  の高い RF 共鳴が可能であること
2. 500W(CW) の RF に耐えられる高い放電耐性を有していること
3. 500W(CW) の RF による発熱に対して、十分な冷却能力を有していること
4. Positronium 生成領域を十分確保すること
5. Positronium の崩壊で生成したガンマ線をあまり吸収しない素材であること
6. Positronium 生成からの時間情報をタグできること
7.  $\text{N}_2$  gas による 0.3atm 2.0atm の圧力に耐えられること
8. 2atm の陽圧およびロータリーポンプレベルの真空度に対してリークが存在しないこと

### 5.1.2 材質決定

材質は、チェンバーの表面電流による損失を可能な限り抑えるため電気伝導率の高い無酸素銅を使用した。チェンバーの Q 値は skin-depth に反比例し、物質の電気抵抗の平方根に比例して小さくなる。他の材質による skin-depth を以下に示す。

最終的にチェンバーの材質を決定するには単に電気伝導度だけでなく、他の要素も重要になる。本番測定ではガンマ線ウィンドウを設ける必要があり、ガンマ線に対する透過率が低いと S/N にも影響する。また、 $\text{N}_2$  gas の圧力を変えていった際に変形したり、フランジの電気接触

表 5.1: 2856MHz における skin-depth

材質	電気伝導度 [ $\Omega/m$ ]	skin-depth [ $\mu m$ ]
無酸素銅 (C1020)	$5.8 \times 10^7$	1.21
アルミ	$4.0 \times 10^7$	1.45
銀	$6.1 \times 10^7$	1.18

が変わってしまうようでは問題である。また、チェンバー表面に落ちる RF エネルギーを十分に外に伝えるだけの高い熱伝導率も必要になる。これについては、後のチェンバーで詳細に述べる。

### 5.1.3 Chamber 1 : プロトタイプ実験

#### 5.1.3.1 電気接触およびシーリングとトルク管理

チェンバーは片面がフランジで開閉可能になっており、真空シールは V125 の真空用 o-ring が担っている。チェンバー蓋を固定する際には M8 ボルトを 8 本用いており、トルク管理はボルトとチェンバーにつけた印によって行った。

蓋とチェンバー本体の接触部分の内側には、電気接触を確保するため全周を幅が 2mm、高さ 0.1mm ほど高くした”コンタクト”が設けられている。コンタクトはフランジを締めた際にフタに押しつけられ、めり込むことでチェンバーのフタと本体が表面電流に対して一体の物質として振る舞うよう機能する。

#### 5.1.3.2 RF 導入

チェンバーへの遷移 RF 導入は側面からループアンテナによって行う。チェンバーには  $\phi 7$  の横穴が  $90^\circ$  間隔で四つ空いており、そのうち 1 つを RF 導入、対面を RF モニター用のアンテナにした。残りの 2 つは  $N_2$  gas の導入および圧力モニターに用いた。

sucflex ケーブルで導いてきた 2856MHz の RF は N 端子のフィードスルーによってチェンバーに接続される。チェンバーにとりつけられたフィードスルーにはループアンテナがとりつけられており、チェンバー内部の電磁場とカップルするようになっている。チェンバーの横壁の厚みは 30mm であり、横穴 ( $\phi 7$ ) とほぼ同じ長さの 30mm のアンテナが同軸になる形で入っている。アンテナは  $\phi 2$  の銅線で作成し、先端はわずかにチェンバーに顔を出している。ループアンテナの先端部は鉤のように曲げられた半ループ部分を有しており、ループを貫く磁場を介して中の電磁場と結合する。

測定で用いる  $TM_{110}$  mode はチェンバーの側面部においては磁場のみが成分をもっており、カップリングにはループアンテナによる結合が必要である。先端のループ部分の大きさや角度、アンテナの長さ (チェンバーかへの深さ) を調整することでカップリングが 1 になるようにした。結合度が 1 のとき、チェンバーからの反射は 0 になり、最も効率よく RF エネルギーがチェンバーに伝送される。





図 5.1: プロトタイプチェンバーとループアンテナ

加えて、チェンバー内の RF をモニターするためのアンテナも作成した。これは RF 導入用のアンテナとほぼ同じ設計のループアンテナでカップリングを 0.1 以下に調整したものである。モニターアンテナは、カップリングを小さくするために RF 導入アンテナにくらべてループが小さく、また長さも短く、チェンバーに対して穴の奥まった場所に存在する。

### 5.1.3.3 リークテストおよびガス系

プロトタイプキャビティの実験では次に示すガス管理系を組んで運用した。真空の達成はロータリーポンプで行い、ガス圧のモニターはブルドン管圧力計で行った。この圧力計の精度は絶対精度で 0.3atm、相対精度で 0.1atm 程度である。

チェンバーのフランジは o-ring<sup>1</sup> で気密が保たれている。Hyper Fine Structure の測定中にガスの密度が変化したり外部から他のガス (空気) が侵入すると、Positronium の生成率が変化し、共振周波数がシフトするなどの深刻な影響が発生する。本実験では封入ガスの圧力を 0.2atm から 2atm までのレンジで変動させて運用する。

真空度のチェックはロータリーポンプで真空引きを行った後、一晩放置した。再び真空ポンプで引いたときに圧力計のメモリに変化がないことを確認した。また、陽圧を 2.5[atm] まで加え、針の位置に印を付けた上で、一晩放置することで陽圧でのガス流出がないことを確認した。測定で要求されるすべての圧力レンジでシーリングは保たれている。

また、チェンバーの耐力に関しては、座屈または破裂、ノギス等で測定可能なレベルの変形は確認されなかった。

### 5.1.3.4 共振周波数と Q 値

1atm の  $N_2$  gas を入れた場合の  $TM_{110}$  の電力透過率を図 5.2 に示す。キャビティの共振周波数は大気圧で 2855.7[MHz]、真空中で 2856.5 [atm] が得られた。

<sup>1</sup>真空用オーリング V150 径 150mm 太さ 4mm

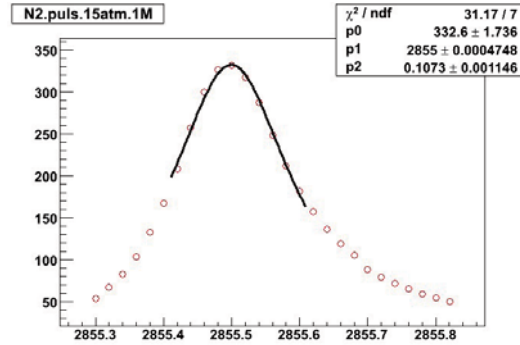


図 5.2: プロトタイプチェンバーの

2856.000MHz におけるチェンバーの直径は 128.027953mm であるが、Hyper Fine Structure の測定では RF 共振周波数を 2856MHz ジャストに合わせることは要請されておらず、また納期と作成コストが無意味に増大するだけなので、128mm で設計している。このとき  $TM_{110}$  における理論上の共振周波数は真空状態で 2856.62371MHz である。

$$F_{tm110} = \frac{c\rho_{11}}{2\pi a} = \frac{2.99792458 \times 10^9 [m/s] 3.8317059702}{2\pi 0.128 [m]} = 2.85662371 \times 10^9 [Hz] \quad (5.1)$$

理論値 (真空値) と実測値 (大気圧) の差の大部分は  $N_2$  gas の屈折率によって説明される。2856MHz 近辺における窒素ガス (1atm) の屈折率は誘電率から  $n = 1.00024$  と計算され、共振周波数は 1atm に於いて 2855.9[MHz] までシフトする。また、gas や RF をチェンバーに導入する穴も、実効的なチェンバーの大きさを拡大させるため共振周波数を 50kHz 程度下げる。また、温度やフランジの締め圧によっても影響を受ける。これらの影響は後に詳述する。

チェンバーの  $Q$  値は  $12000 \pm 1000$  を示した。Vernon Hughes らの実験では  $Q = 13700 (\pm 20\%)$  であり、また、理論値による  $Q = 12647$  と、矛盾のない結論が得られた。

### 5.1.3.5 隣接モードとの干渉の評価

プロトタイプチェンバーでは軸方向の長さが 60[mm] (本番仕様では 100[mm]) 目的とする  $TM_{110}$  モード (2856.6[MHz]) の傍に、 $TE_{111}$  モード (2850.5[MHz]) の共鳴ピークが存在する。ピークの間隔は 6[MHz] であり、 $TM_{110}$  の FWHM である 0.2[MHz] の約 30 倍であり、 $TE_{111}$  の  $FWHM = 0.4MHz$  の 15 倍である。この間隔は、それぞれの  $Q$  値を 10% 以下程度の精度で fit する程度には離れており、第一ステップとして要求される  $Q \geq 10000$  の達成の成否が評価可能である。また、共鳴ピークの間隔領域ではパワーが 2 桁以上落ちるものの、クリスタルディテクタで測定可能な (透過) 電力スケールで干渉を見ることができる。

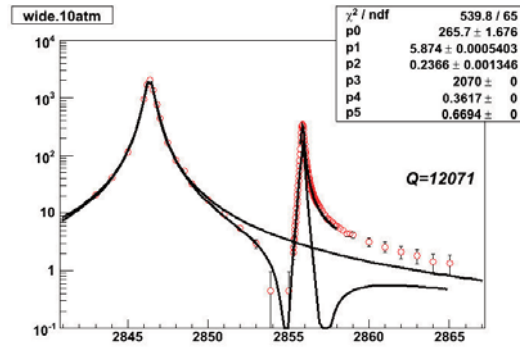


図 5.3: 隣接モードとの干渉

両モードの中間地点では、両のモードのインピーダンスが並列につながった等価回路で表すことが可能であり、これを用いて Fit したものが図 5.3 に示された図である。これは、両モードのピーク近傍でのフィッティングを位相を加味した電圧で加算したものである。他のモードがピークに与える影響は電圧で効いてくることを確認できる。近接モードが  $TM_{110}$  のピークに付加する電圧は十分遠方で  $(f - f_0)/FWHM$  に反比例し、近接モード 200MHz 以上離すことで、干渉項を  $10^{-3}$  程度まで落とすことが可能になる。

$$V_{RF} = \frac{V_0}{1 + i \left( \frac{2(f-f_0)}{FWHM} \right)} \sim -iV_0 \left( \frac{2(f-f_0)}{FWHM} \right)^{-1} \quad (5.2)$$

よって、測定される電力透過率  $S_{12}$  の分布は単一モードである Lorentz 型の関数で fit してよい。

$$S_{12} = \frac{\alpha_{coupling}}{1 + \left( \frac{2(f-f_0)}{FWHM} \right)^2} \quad (5.3)$$

### 5.1.3.6 プロトタイプチェンバーにおけるガス圧の影響

Ps 生成のためにチェンバーに封入される  $N_2$  gas は、誘電率が 1 より大きいので、共振周波数を下げる方向に働く。共振周波数の低下は封入されたガスの密度に比例し、前項の議論によりその程度は  $0.7MHz/atm$  と推測される。また、チェンバーの Q 値は  $N_2$  gas が 2856MHz において透明であり吸収を受けないため変化しないと期待される。

共振周波数の圧力依存性は図 5.5 のようになっている。圧力変化に対する共振周波数の変化は  $0.8[MHz/atm]$  である。チェンバーの Q 値は図 5.6 で与えられる。チェンバーの Q 値は  $Q = 12500 \pm 1000$  程度であり、測定の系統誤差からみて明白な差はないものの、圧力に応じて増加している可能性がある。Q 値の圧力依存性があるとした場合、10MHz ほどしか離れていない

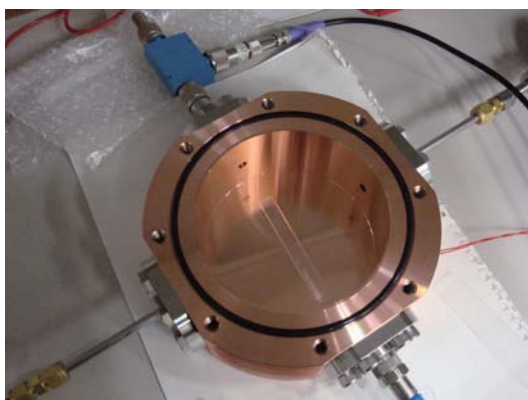


図 5.4: プラスティックシンチレーターの導入

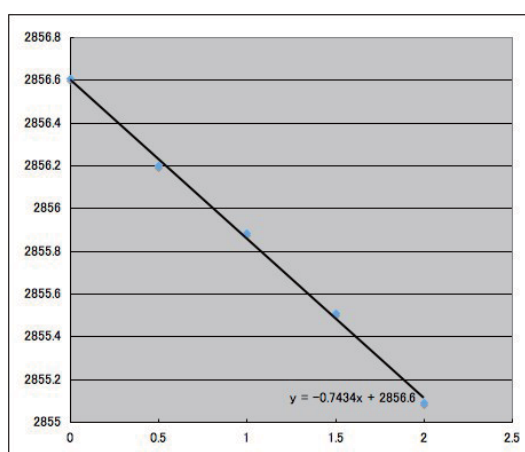


図 5.5: 共振周波数の圧力特性

隣接モードである  $TE_{111}$  との干渉や、フランジの電気接触の変化が考えられる。特に電気接触がガス圧によって変化すると、チェンバー壁面を流れる電流が接合部分で消費されることにより、 $Q$  値が変動する。これについては、チェンバーの軸方向の長さ  $Z$  を  $z = 60[mm] \rightarrow 100[mm]$  とし、 $TE_{111}$  との干渉を外し、チェンバーフランジのボルトを 8 本から 12 本に増やした本測定用チェンバーで再検討する。

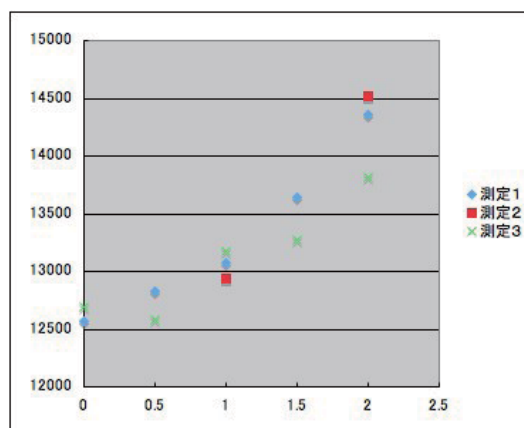


図 5.6:  $Q$  値の圧力特性：横軸 (圧力)[atm]：縦軸  $Q$  値

### 5.1.3.7 ベータトリガー用プラスチックシンチレーターの影響

チェンバー内の材料に注目すると、ベータトリガー用のプラスチックシンチレーターが過去の実験では使われていない新しい装置になる。プラスチックシンチレーターがチェンバーの RF 特性 (共振周波数や  $Q$  値) に与える影響は未知数であり、設計によっては深刻な問題が発生する恐れがある。具体的には、チェンバー内にプラスチックシンチレーターが存在することにより、 $Q$  値が大幅に低下する、過熱によって変性したり燃える、あるいは RF モードが歪んで目的とする  $TM_{110}$  から歪んでピークがスプリットしたり、別の RF 振動モードと縮退するなどの可能性が考えられる。

厚さ 2mm のプラスチックシンチレーターをチェンバーに入れ、 $Q$  値の変化およびを測定した。図 5.7(a) の (A) から (C) は、プラシンの位置およびサイズを示したものである。ベクトル場は RF 磁場であり、紙面に垂直な RF 電場の強度を色の濃さで示した。用いたプラシンは 1cm x 1cm(A) ~ (C) および 1cm x 10cm(D) のもので、それぞれ  $TM_{110}$  の腹および節になる位置に設置したものである。

1cm x 1 cm (x 2mm) のシンチレーターをチェンバーに入れた場合、(B) および (C) すなわち、電場の節になる部分 (チェンバー中央含む) では共振周波数が  $2855.7 \pm 0.1[MHz]$ 、 $Q$  値で 13000 程度とプラシンを入れていない状態と有意な差は見られなかった。しかし、振動電場の腹になる部分 (A) に於いた場合、 $Q = 13000$  前後であるものの、共振周波数  $f_0 = 2854.72[MHz]$  と 2MHz 以上のズレが見られた。このズレは図 5.7(b) の (D) に相当する RF 電場の節に沿っ

て  $1\text{cm} \times 10\text{cm}$  のプラスチックシンチレーターを配置したものより大きい。よって、プラスチックシンチレーターは電場の節になる場所に設置するべきであることが確認された。ちなみに、図 5.7(b) の (D) を  $90$  度位相回転して置いた場合は隣の  $TE_{111}$  モードに埋もれてしまい、 $Q$  値は  $10130$  と大幅に低下した。

本実験で使用するプラスチックシンチレーターは  $\phi 2$  のプラスチックシンチレーターファイバーを部分的に潰したものであり、チェンバーへ RF の被曝部分で厚さ約  $0.1\text{mm}$  で幅  $3\text{mm}$  と二桁以上体積が小さく、また、チェンバーからすこし離れた場所におくため、共鳴 RF に与える影響は測定精度より十分に小さくなる。

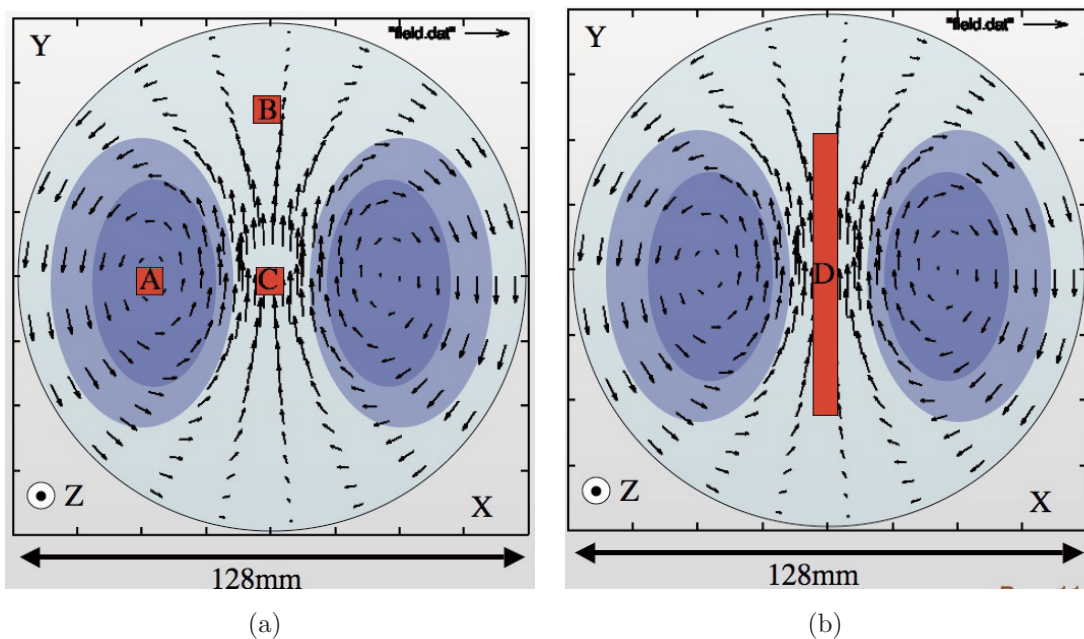


図 5.7:  $TM_{110}$  とプラスチックシンチレーターの位置の関係

### 5.1.3.8 RF 系の孔の影響と評価

チェンバーは孤立した円筒形の空間ではなく多くの孔が空けられている。RF の導入およびモニター、 $N_2$  gas の封入、 $^{22}\text{Na}$  source からチェンバーに陽電子が入るようにするため、それぞれ  $\phi 7 \sim \phi 8$  の孔がチェンバー内壁から伸びている。これらの孔の直径は RF ( $2856\text{MHz}$ ) の波長である  $10.2\text{cm}$  に対して  $1/10$  以下と小さいため、RF の浸みだしは孔の直径程度に収まる。

孔を考慮した場合、共振周波数や電磁場の分布は僅かにずれ、その正確な理論計算には数値シミュレーションが必要になる。我々は、孔を金属膜で塞ぐ、アンテナを挿入する等の走査を行い、ネットワークアナライザーでピークをモニターすることで、共振周波数の変化が  $50\text{kHz}$  以下、 $Q$  値の変化は測定精度の範囲で有意差無しという結果を得た。

孔の存在は、 $Q$  値に (悪) 影響は与えず、また、共振周波数のシフトは RF 系のレンジ  $\Delta \sim 100[\text{MHz}]$  とくらべて十分に小さく、測定に対して支障はないことを確認した。

## 5.1.3.9 締めトルクおよび、長時間運用の影響と評価

チェンバーは図 5.4 に示したようなフランジで接触しており、ボルトの締め圧の違いやチェンバー蓋の開閉といった操作は Q 値やアンテナのカップリングに影響を与える。プロトタイプチェンバーのフランジでは M8 ボルトを 8 本使用しており、マジックでボルトとチェンバーに付けた符丁印を合わせることでトルク管理をしている。

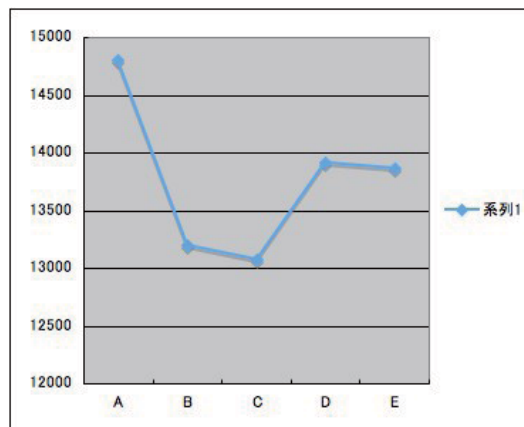


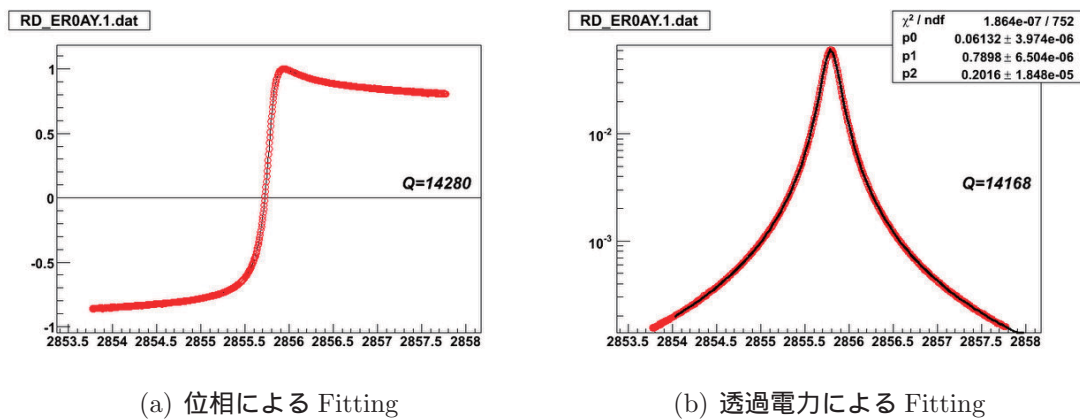
図 5.8: フランジの開閉と Q 値 : (A) (B)、(C) (D) の時に開閉を行っている。

図 5.8 に示されるように、一端開閉すると、チェンバーの Q 値は 1000 程度もの変動を示す。この原因としてはフランジ蓋の位置を締める毎に微妙に位置がずれることや、トルクの微妙な違いが得られる。Hyper Fine Structure の測定中に最大強度で安定した RF を実現するには、全測定期間の間、チェンバー開閉という事態に陥らないようにすることは当然ながら、トルクを微調整して内部の Q を最大化して最も store energy の高いセットアップする必要がある。

チェンバーは純窒素のみが封入されている訳ではなく、開け閉め等の際に空気 (酸素、水蒸気含む) に触れる他、アンテナのカップリング調整時など内部に空気を入れた状態で測定を行うことも多い。

心配された、長期運用による Q の有意な低下は観測されていない。数ヶ月の実験および時間経過によりチェンバー壁面には酸化物と思われる、0.5mm ほどの斑点が確認されるが、これによる直接的な影響は有意なレベルで現れていない。

## 5.1.4 Chamber 2 :本実験仕様

図 5.9: 透過モード :  $S_{12}$  : を利用した本番仕様チェンバーの RF パラメタ

本番仕様のチェンバーはプロトタイプを元に設計されている。主な仕様は 4 章および 5 章の冒頭で述べた通りだが、陽電子透過のために壁面を薄くしていると共に、軸方向の長さがプロトタイプチェンバーは 64mm であるのに対して 100mm に設計されている。

図 5.1.4 はチェンバーの電力透過率および位相  $\phi$  に対する  $\cos(\phi)$  を fit したものである。この測定はネットワークアナライザを用いて測定されたものであり、両者の Q 値は 1% で一致する。

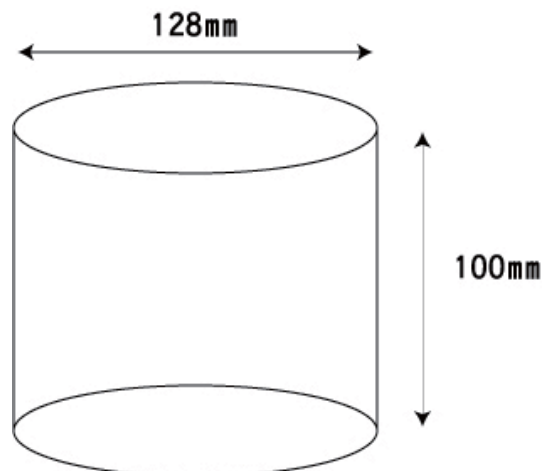


図 5.10: RF/PS 生成チェンバーの形状



Q 値の測定精度は1%程度を見積もっている。まず、Fitting 範囲による不定性であるが、Fit の範囲を変えることで1%程度の変化が観測される。Fit レンジは共振ピーク近傍 (FWHM 程度) から FWHM の20 倍に相当する 10MHz 程度まで走査している。次に、検出器やケーブルの F 特に由来する不定性である。Signal Generator の章 (4.5.2) で示した 10 倍以上の F 特である  $0.1\text{dB}/m$  の摂動において、Fit 結果は  $\Delta Q \sim 100$  程度の摂動を受ける。また、同じ測定を繰り返し行うことによる再現性で  $\Delta Q \sim 100$  程度である。

### 5.1.5 近接モード

図 5.11 は本番仕様チェンバーの隣接モードの位置を示したものである。画面中央が  $TM_{110}$  であり、縦軸の1マスは10dBに相当する。もっとも近い、近接モードで350MHz 離れており、 $TM_{110}$  ピークの裾野は50dB 以上低くなっている。近接モードの影響はほぼ完全に排除される。

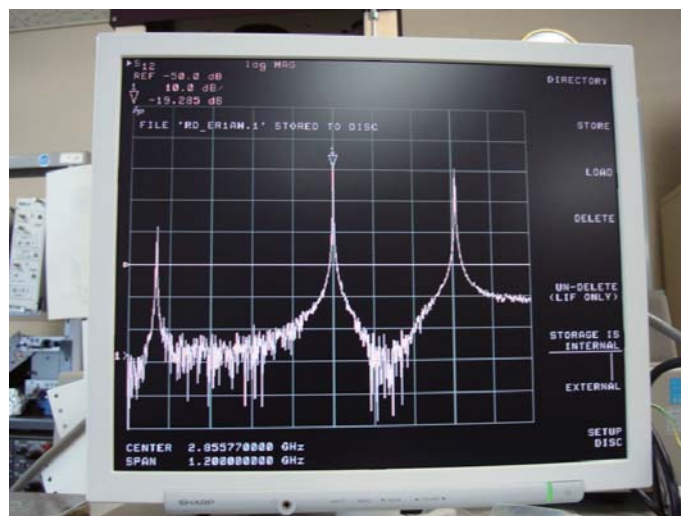


図 5.11: 本実験仕様チェンバーの共振モード (center 2855.77MHz)(span 1200MHz) : 縦軸 10dB/div

#### 5.1.5.1 Gas 圧の効果と安定性

共振周波数の圧力特性は図 5.12 に示した。共振周波数  $f_0$  は真空下で  $f_0 = 2856.65 \pm 0.3$  [MHz] であり、

$$f_0 = 2856.7 - 0.841 \cdot P \pm 0.3 \quad [\text{MHz}] \quad (5.4)$$

圧力を変更したときの共振周波数の傾きは屈折率から計算された  $0.871\text{MHz/atm}$  と 3% の精度で一致する。圧力測定はブルドン管を用いているため圧力に 10% 程度の不定性を含みうる。傾きの精度は圧力の精度によって決定されていると考えられる。

Q 値の圧力依存性は 5.12 に示した。

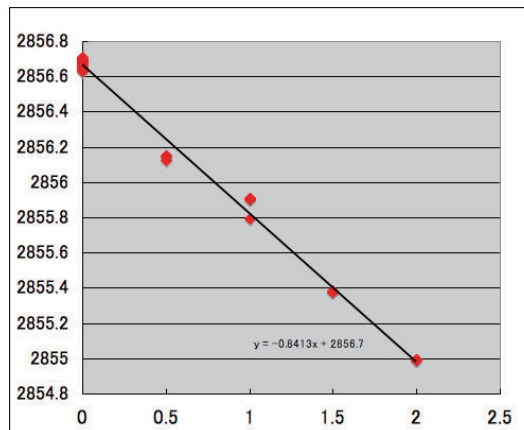


図 5.12: 共振周波数の圧力特性 (横軸圧力 P[atm] : 縦軸  $f_0$ [MHz])

$$Q_L = 14500 \pm 50(1\sigma) \quad (5.5)$$

を示しており、0.5% 程度の不定性で安定している。これは、チェンバーの Q 値の測定精度のオーダーに相当する。プロトタイプチェンバーで見られた圧力に伴う増大は見られなかった。

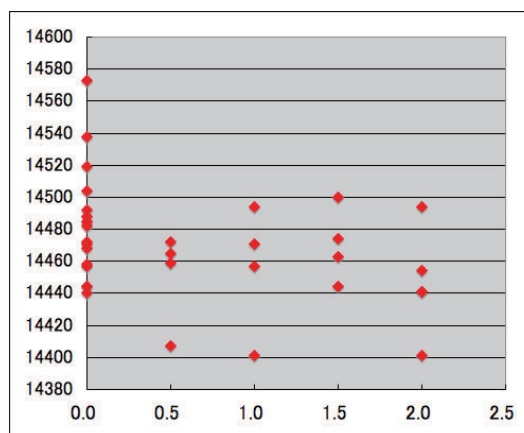


図 5.13: Q 値の圧力特性 (横軸圧力 P[atm] : 縦軸 Q 値)

## 5.1.5.2 温度依存性

チェンバーのサイズは熱膨張による温度変化の影響を受けて共振周波数が変化する。図 5.13 は温度を変化させた際の共振周波数  $f_0$  のピークをとったものである。測定はガスの温度変化の影響をさけるため、すべて真空中で行った。

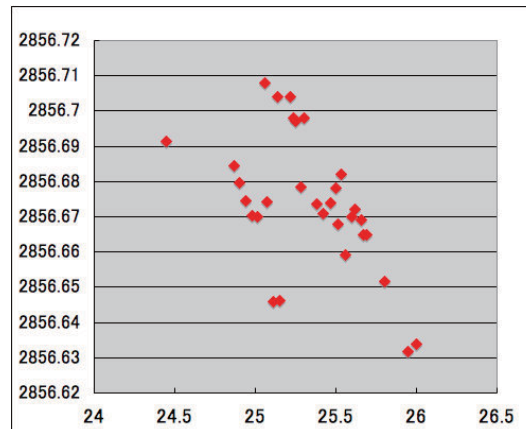


図 5.14: 共振周波数の温度特性 (横軸温度 T[ ] : 縦軸  $f_0$ [MHz])

銅の熱膨張率は 17[ppm/K] であることから、2856MHz 近辺における共振周波数の変化は

$$\frac{df_0}{dT} = 1.7 \times 10^{-5} [K^{-1}] \cdot 2.856 \times 10^9 [Hz] \times = -48 \text{ [kHz/K]} \quad (5.6)$$

であると推測される。高温ではチェンバーが膨張するため共振周波数が低下し、逆に低温では上昇する。図 5.13 の縦のレンジは 100kHz であり、横軸は 2.5K となっており、理論値と同じ温度特性を有している傾向がみられる。測定された傾きは  $-40 \text{ kHz/K}$  ( $-1.3 \text{ ppm/K}$ ) になる。

Q 値の温度特性は図 5.15 に示した。チェンバーの Q 値は温度変化に対して有意な差は存在しない。

$$Q_L = 14480 \pm 34(1\sigma) \quad (5.7)$$

## 5.2 温度管理システム

## 5.2.1 冷却方法と熱輸送

チェンバーは大強度 RF のエネルギーが直接落ちる。チェンバーが異常に過熱されると、プラシンが溶けたり線源が炎上するなど実験に深刻な影響をもたらす可能性がある。そのため、十分な冷却能力が要求される。

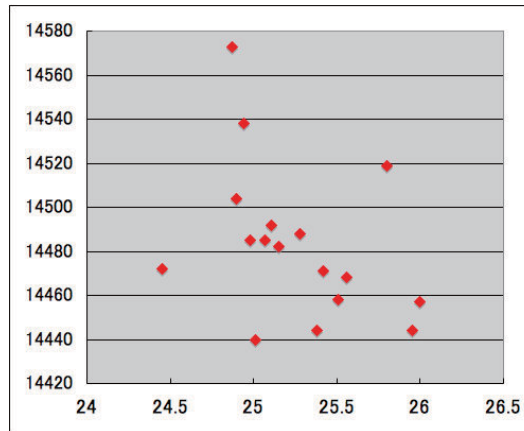


図 5.15: Q 値の温度特性 (横軸温度 T[ ]: 縦軸 Q 値)

$q = 600W$  までの熱量がチェンバーに落ちることを想定した設計で、水冷による冷却機構を作成した。冷却管の冷却能力を考察する。水の流速を  $u$ 、管の内径を  $d$  としたとき、その流量  $J$  は

$$J = \frac{\pi}{4} d^2 u \quad (5.8)$$

で表され。レイノルズ数  $Re = \frac{ud}{\nu}$  で 3000 前後を越えると層流が乱流になる。ただし  $\nu$  は動粘性係数であり、20 度の水では  $1mm^2/s$  の値を示す。このとき冷却パイプの熱伝達率  $h$  は

$$h = \frac{\lambda}{d} 0.458 Re^{0.5} Pr^{1/3} \quad (\text{laminar flow}) \quad (5.9)$$

$$h = \frac{\lambda}{d} 0.458 Re^{0.8} Pr^{0.3} \quad (\text{disturbed flow}) \quad (5.10)$$

で表される。ここで、無次元量  $Pr$  はプラントル数であり、熱拡散係数に対する動粘性係数である。また、 $\lambda$  は水の熱伝導率である。この式で流量に対応する物理量はレイノルズ数が担っており、冷却管の熱伝達率は層流では流速の平方根、乱流では流速の 0.8 乗に比例する。(参照：伝熱学 [3])

流量を確保するため冷却管の太さは外径 8mm で設計した<sup>2</sup>。曲げ加工の観点から、最大の直径である。寒剤室材質は柔らかく熱伝導率の高い銅パイプを用いた。

長さ  $L$  の冷却管が有する冷却能力は熱伝達率  $h$  および水と冷却管の平均温度差  $\Delta T_1$  を用いて

$$q = hA\Delta T_1 = h\pi dL\Delta T_2 \quad (5.11)$$

と近似できる。また、冷却管入り口と出口の温度差を  $\Delta T_2$  とすると

$$q = J\Delta T_1 \quad (5.12)$$

表 5.2: 0.1MPa の水の物性値

温度	熱伝導率 $\lambda[W/(mK)]$	プラントル数 $Pr$	動粘性係数 $\nu[mm^2/s]$
20	0.5995	6.991	1.004
30	0.6150	5.419	0.8008
40	0.6286	4.341	0.6581

表 5.3: 水冷：流量と冷却能力 (水温 20 度)

流量 [ $cm^3/s$ ]	冷却水温度上昇 $\Delta T_2[K]$	レイノルズ数	熱伝達率 $h[kW/(Km^2)]$	$\Delta T_1 \cdot L[Km]$
50	3.0	10680	6.89	4.62
100	1.5	21300	11.97	2.67
150	1.0	32040	16.6	1.92

ここから計算される冷却能力は表 5.3 のようになる。

$\Delta T_1 \cdot L$  の計算値より、チェンバーに対して長さ  $L = 1m$ (以下) の冷却管を這わせた場合、チェンバーを通過した際の冷却水の温度変化  $\Delta T_2$  にくらべて、冷却パイプと水の温度差  $\Delta T_1$  が熱設計を決める上で重要になることが推測される。

### 5.2.2 バルク銅の蓋での実験



図 5.16: バルク銅を用いた冷却実験

<sup>2</sup>内径は 6mm である

以上の議論を確認するため、バルク銅を用いて水冷システムの冷却能力を確認している。チェンバーの質量の大部分は円柱底面に相当する両側のフランジ/蓋が担っている。チェンバーの材質は純銅で極めて熱伝導率が高く  $390[W/(mK)]$ 、600W の RF のエネルギーは最終的に 2 つの蓋に落ちることになる。

フランジ/蓋を模したバルク道の円盤を作成し、冷却管を這わせることで、冷却能力および各々の熱抵抗を測定した。過熱はヒーターを用いた。これは 1 つの蓋に落ちるエネルギーである 300W の出力を有している。バルクの板にシリコングリスでヒーターを密着させ、バルク板の反対側に長さ 46cm の冷却管をハンダで貼り付け水を流した。

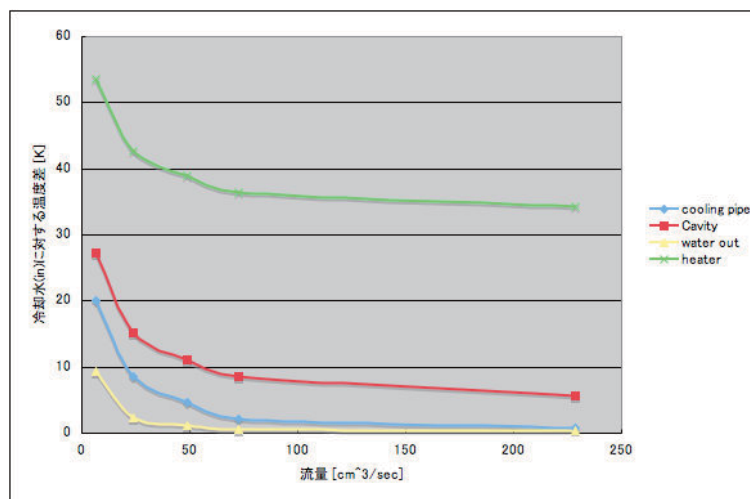


図 5.17: 冷却水の流量 (横軸) と温度差 (縦軸) の関係

cooling-pipe : 冷却管の温度

Cavity : バルク銅の温度

water out : 出力 (出口) での冷却水の温度

heater : ヒーターの温度

300W 負荷時の結果を図 5.17 に示す。横軸は冷却水の流量  $J$  であり、縦軸は入力冷却水の温度に対する各部分の温度差である。ヒーター (heater) で生じた熱は、(a) チェンバーを模したバルク銅 (Cavity) に落ちた後、(b) 冷却パイプに伝わり、(c) 冷却パイプの壁面から冷却水へと伝達される。

## (a) [heater] – [Cavity]

最大の熱抵抗はヒーターとバルク銅の間である。両者は表面積  $28\text{cm}^2$  ほどであり、シリコン放熱グリスで密着しているが、それでも約 20K の温度差が存在する。これはヒーターとバルク銅の熱接触の問題であり、実際の Hyper Fine Structure の測定では存在しない。

(c) [cooling pipe]  $\Delta T_1$ 、および [water out]  $\Delta T_2$ 

一方で、冷却パイプから流水への熱伝達  $\Delta T_1$  (cooling-pipe に相当)、および冷却水の温度変化  $\Delta T_2$  (water out に相当) は、 $J = 70\text{cm}^3/\text{s}$  以上あれば 2K 以下に抑えることができる。冷却パイプから水への熱輸の能力は十分である。

## (b) [Cavity]–[cooling pipe]

バルクと水冷パイプの間には約 7K の温度差が存在している。これが大強度 RF の熱設計で考慮すべき最大の熱抵抗になる。今回の測定ではバルク銅と冷却パイプの間はハンダで接触している。溝のない平面であるバルク銅板に冷却パイプがそのまま貼りつけてあるだけである。冷却管の接地面積を余地は十分に残されている。

## 5.2.3 実際のチェンバーの設計仕様

Hyper Fine Structure 測定チェンバーでは、冷却パイプの長さはチェンバー片面で  $63\text{cm}$  まで増加しており、また、冷却管の外径の半分に相当する深さ 4mm の溝を掘り、銀ロウで完全に密着させている。これにより、接地面積は倍以上に増加している。

# 第6章 HFS測定実験：RF-RUN

## 6.1 Hyper Fine Structure測定実験

我々は、2008年の11月から12月にかけて、高エネルギー加速器研究機構低温センターの超電導磁石をおかりしてHyper Fine Structureの測定を行っている。

2章で述べたとおり、RF遷移のおこる静磁場の強さは $0.866T$ である。この $0.866T$ をピークに $FWHM = 3mT$ で $2\gamma$ が増加する。 $|1, 0\rangle$ から $|\phi+\rangle$ への遷移確率はチェンバー  $Q=14000$ 、RF出力 $500W$ の条件で10%である。

測定した磁場は「静磁場無し」、「静磁場あり on-peak ( $0.866T$ )」、「off-peak ( $0.860T$ )」、「静磁場あり on-peak ( $0.866T$ )」で各々3日～1週間測定している。昼に大強度RFを入力した状態、夜にRFを切った状態でそれぞれ $2\gamma_{decay}$ の割合を測定した。

## 6.2 RF系の状況と課題

図6.1に再掲するRF回路を作成してチェンバーのRFを管理した。

Signal Generatorから出た信号( $P = 0.7dBm$ )は減衰 $0.7dB$ のSUCOFLEXケーブルをGaNの大強度アンプに入力される。アンプから出たRFは $100W$ 前後であるが、RF回路を経由する間に $2dB$ の減衰を示す。この減衰の75%はケーブルによるものであり、残りの損失はDirectional Couplerが占めている。最終的にチェンバーに入るRFエネルギーは $57W$ と当初の計画の1/10しか出ていない。

これには3つの原因が存在する。

1. アンプのサーキュレーターのトラブルによりアンプのRF出力が $200W$ までしか上げられないこと。
2. 減衰が $2.34dB$ 存在し、仮に $500W$ のアンプ出力が実現したとしても4割が途中で消費されること
3. チェンバー直前のコネクタ部分が発熱し、この過熱温度 $50$ 以下に抑えるには $60W$ が限度であること。

アンプのサーキュレーターに不具合があったため、予定していた $500W$ の定格出力が出せない。これによる出力限界については、部品交換によって春までには解決される予定である。

2番目の減衰については、 $2.36dB$ と $42.8\%$ ものRFが途中で消費されてしまう。同軸ケーブルでこれ以上減衰を減らすことは困難である。これは、超電導磁石の漏れ磁場の関係上、アンプとチェンバーを $5m$ 離さなければいけないことによる制約であるが、導波管をもちいた方



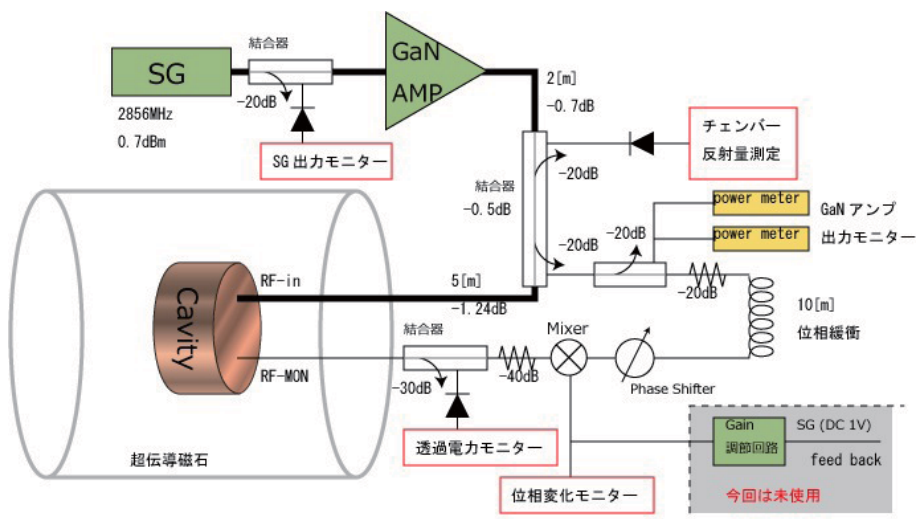


図 6.1: RF 回路図

法を検討している。導波管により単位長さあたりの減衰は1/10以下まで抑えることが可能になる。

チェンバー直前のコネクタの発熱は、チェンバーへのフィードスルーのコネクタのトラブルである。導波管への置き換えと合わせて別のシステムへの変更を計画している。

### 6.3 RF RUN : アンプの出力安定性と温度依存性

アンプの長期運転の状況を図 6.3 に示す。図 6.2 は6時間の運転における、アンプ出力 (W) をみたものである。これによると、6時間でアンプ出力は6%上昇している。

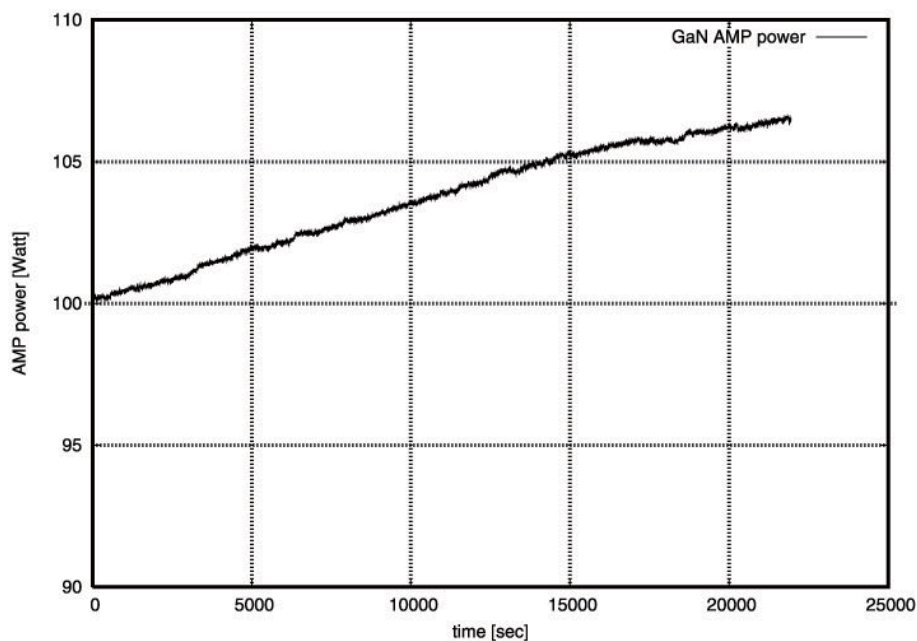


図 6.2: GaN AMP の長期出力

アンプ出力変化の主要因子は温度によるものであり、図 6.3 で示される。その傾向は  $-1.6\%/K$  である。

### 6.4 RF RUN : チェンバーの周波数安定性

一方、同じ時刻でチェンバーの透過電力をと反射波の出力モニターしたものを図 6.4 に示す。透過波は黒いチェンバー透過波にくらべて反射波は短時間の変動が大きい。反射波のパワー振動タイムスケールは 150 ~ 300 [sec] 程度である。

これは共振周波数と SG 周波数がずれたときの応答が反射波の方が大きいためである。チェンバーのインピーダンスはカップリング  $\alpha$ 、Q 値、共振周波数  $f_0$  を用いて

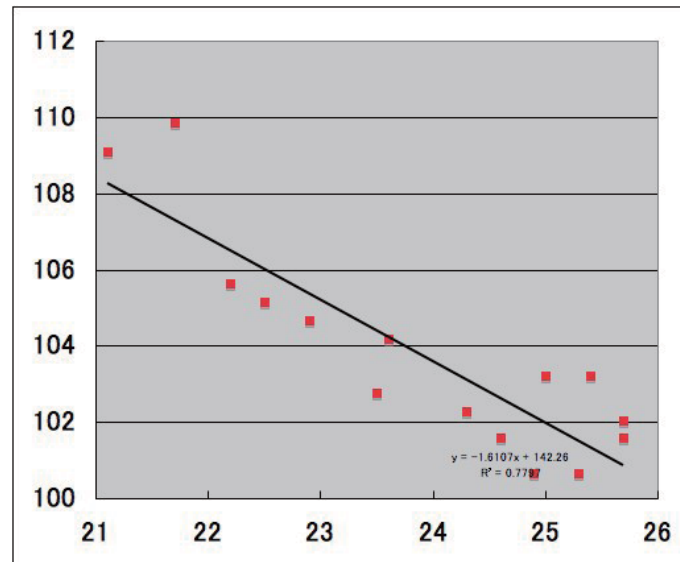


図 6.3: 横軸 : 温度 ( ) と縦軸 : RF アンプの出力 (W) の関係性

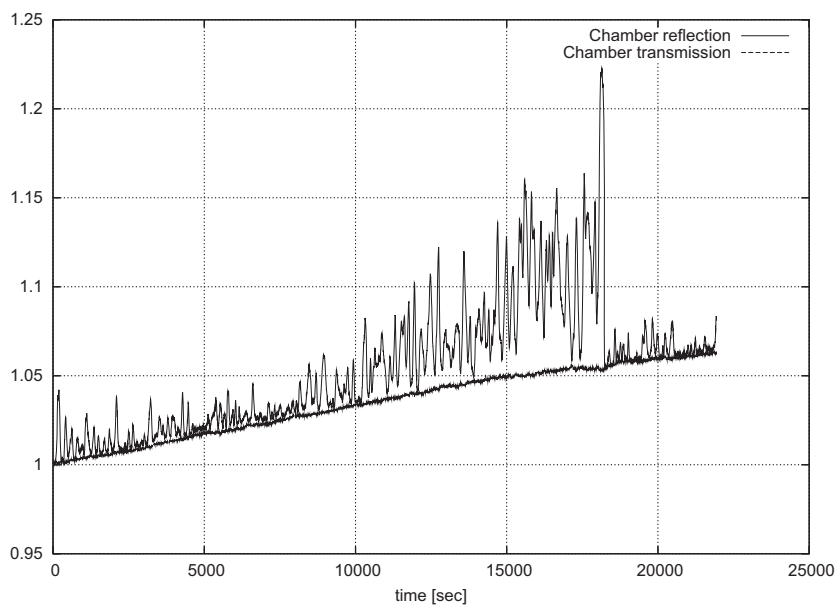


図 6.4: Chamber Transmission と Reflection の長期出力 (t=0 を 1 とする)

$$Z = \frac{\alpha}{1 + \left(2Q \frac{f-f_0}{f_0}\right)} \quad (6.1)$$

で表される。透過波の電圧は単純に(複素)インピーダンス  $Z$  に反比例するのに対して、反射波の電圧は  $(1 - Z)/(1 + Z)$  に比例するため、インピーダンスマッチングがとれる共振周波数近傍 ( $Z \rightarrow \alpha \sim 1$ ) では急速に反射が小さくなる。

反射波は  $t_c = 18230[\text{sec}]$  での反射波の急速な減少は、SG 周波数への手動介入によるものである。2008 年冬の測定ではフィードバック回路を用いていないため、反射波増大への対応は手動で行っている。 $f_{SG} = 2854.993 \rightarrow 2854.997[\text{MHz}]$  と  $\delta f = +4\text{kHz}$  だけ SG の周波数を上げ、反射波を抑えている。

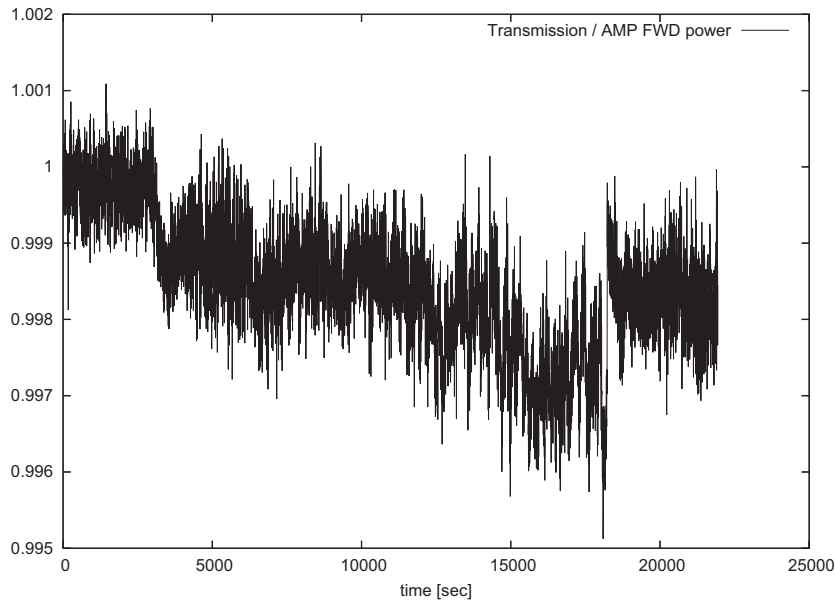


図 6.5: Chamber Transmission / AMP FWD power

図 6.5 はチェンバーの透過波に対する GaN アンパ FWD 出力の比率を取ったものである。アンパ出力とチェンバー透過量の比は  $0.3\%(\pm 0.05\%)$  の範囲で安定している。透過波のパワー  $P_T$  の周波数変化による変動量  $\delta P_T$  は

$$\frac{\delta P_T}{P_T} = - \left( \frac{2(f - f_0)}{FWHM} \right)^2 \quad (6.2)$$

であるため、 $0.3\%$  の透過出力比の減少をチェンバー共振周波数とのミスマッチングのみで説明するには、

$$\delta f = \frac{FWHM}{2} \sqrt{\frac{\delta P_T}{P_T}} = \frac{190\text{kHz}}{2} \cdot \sqrt{3 \times 10^{-3}} = 5.2[\text{kHz}] \quad (6.3)$$

が要求される。

図 6.6 は位相変化量モニターの時間変化を示す。反射量の短期振動 ( $t = 150 \sim 300 [\text{sec}]$ ) および、 $t_c (= 18230\text{sec})$  に行った SG 周波数変更 ( $+4\text{kHz}$ ) に対する応答に対してはコンシステント

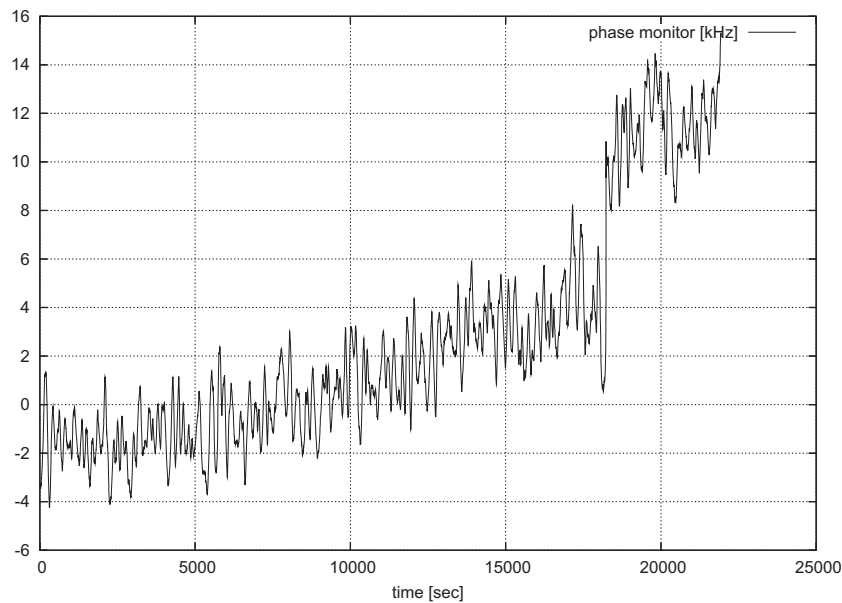


図 6.6: Phase Monitor の Shift 量 [kHz]

な応答が見られる。位相モニターと反射量の短期振動は同期している。しかし、数時間スケールでのゼロ点のシフトが存在し、位相変化モニターの読み値と実際の共振周波数のミスマッチングに対応関係は存在しない。この原因については、現在研究中である。

以上より、0.3%( $\pm 0.05\%$ ) に対応するチェンバー周波数安定性は  $\delta f = 5.2 \text{ kHz} (\pm 1 \text{ kHz})$  である。これは、SG の周波数変調の 4kHz と誤差の範囲で一致する。

## 6.5 チェンバー内の遷移 RF の安定性の評価

チェンバー内に蓄積される RF エネルギー  $W$  はチェンバーの  $Q$  値、チェンバーに入力するパワー  $P_0$ 、チェンバーの共振周波数  $f_0$  を用いて

$$W = \frac{QP_0}{2\pi f_0} \quad (6.4)$$

と表される。RUN 中にチェンバーの  $Q$  値が変動すると、チェンバー内部の遷移 RF の大きさに不定性が生じてしまう。チェンバーに入力するパワー  $P_0$  はリアルタイムモニター可能であるが、 $Q$  値の測定は周波数走査が必要になるため RUN 中の測定はできない。

$Q$  値の長期安定性を図 6.7 に示した。 $Q$  値の測定は RF-RUN の前後で行い、RF 回路の過熱等による不定性をチェックするため 8W(低出力)、57W (RUN 出力) で行っている。チェンバーの  $Q$  値は RUN の前後で 1000(6%) 程度の変動を見せており、測定精度の 1% を超えて変動している。この原因についてはまだ研究中である。

HFS 測定の本測定で要求される統計量は  $N = 10^6$  であり、遷移 RF の安定性は、この統計誤差  $N^{-0.5} \sim 10^{-3}$  以下に収まることを目指している。このためには  $Q$  値の安定性を現在の 6% から 2 桁改善させる必要がある。また、RF のパワーを現在の 57W から 500W に改善させる必要がある。

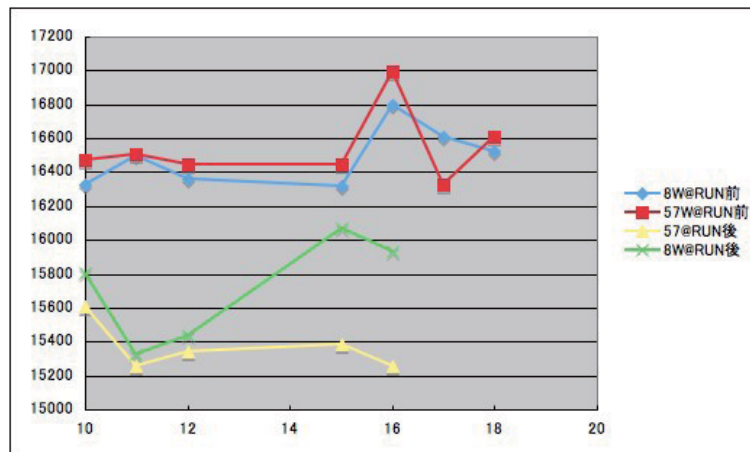


図 6.7: Q 値の長期安定性 (横軸 : 日)(縦軸 : Q 値)

# 第7章 まとめ

## 7.1 結論

本研究では Hyper Fine Structure 系で重要になる遷移 RF 系の稼働について、チェンバー入力 57W での長期 run を可能にし、安定性を評価した。RF チェンバーが  $Q=14000$  前後の高い  $Q$  を 1% 程度の精度で得ることを確認し、その系統誤差を評価している。しかし、現在目標の 500W のチェンバー入力、0.1% の  $Q$  値安定性までには課題が残されている。

Hyper Fine Structure 実験全体に目を向けるなら、57W の RF を加えることで 0.5% の transition を確認するところまで進捗している。

## 7.2 2009 年春の HFS 測定に向けて

現状での課題は多岐にわたる。

RF 系に限ればまず、チェンバーに入力するエネルギーを上げる必要があるだろう。現在の出力は 57W しかなく、当初計画していた 500W の RF を実現することが重要になる。伝送系の減衰をへらし、GaN アンプを本来の規格出力 (500W) で運転できるようにシステムを組む必要がある。

また、RUN 中にしばしばデジタルマルチメーターなどのハードウェアがフリーズする問題が生じた。また、安定性と再現性も課題となった。現在のセットアップではなんらかのアクシデントでケーブルにストレスが加わると反射やチェンバー内の RF に数パーセントもの変化が生じる。この状況では、遷移 RF の強度を 1ppm 測定に必要な精度でモニターすることができない。ケーブル固定や導波管への置換などの対処が必要になる。

本論文では子細を述べなかったが  $\gamma$  線および検出器系では、さまざまなノイズに悩まされている。また、trigger rate が不安定であったり、トリガーレートが DAQ で追いつかないなどの課題がある。

我々は、これらの課題を克服して今年の春に Hyper Fine Structure を 10ppm の精度で測定することを目指している。

## 7.3 謝辞

本論文を執筆するにあたり、大変多くのかたのご指導とご協力をいただきました。指導教官である浅井祥仁准教授には、このようなすばらしいテーマでの研究を行える機会を頂き大変感謝しております。多くの指導、助言をいただき本当にありがとうございます。

難波俊雄助教には大変お世話になりました。至らない私に本当に辛抱強く指導していただき、頭の下がる思いです。物理の基礎や測定器の仕組み、技術の詳細な部分から研究生活に至るまで本当に様々なこと指導していただきました。小林富雄教授には多くの助言と激励の言葉をいただき、多くのことを学びました。

高エネルギー加速器研究機構の吉田光宏助教には、RFの基礎からその実装まで本当に多くのことを教わりました。また、多くの機材と場所の支援を深く感謝しております。センター長の山本明氏、田中賢一氏をはじめ、同機構の低温センターの方々には超電導磁石を利用させていただくなど大変お世話になりました。

総合文化研究科の斎藤晴雄準教授にはポジトロニウムの理論計算から実験の手法にいたるまで多くの助言を戴きました。末原大幹氏には、装置の設計をはじめとして多くのことを教えていただきました。

試作室の大塚茂巳氏、南城良勝氏には、実験装置の設計や作成の際に大変お世話になりました。急の要望にも丁寧に答えていただき感謝しております。

研究を進める上で、石田明氏には検出器系の設計やシフトも含め特に多くの手を貸していただき大変お世話になりました。また、橋本マーク無三四氏にはベータの評価について、加藤康作氏と中村道宏氏にはソフトウェア開発の面で特にお世話になりました。田川智博氏、武市祥史氏、岡村淳一氏には環境管理や装置の組み立てなど多くの点でお世話になりました。

また、同期の山崎高幸氏、東裕也氏、鈴木拓也氏にはたくさんのアドバイスや助言をいただきました。この他、素粒子センター事務と物理教務の皆様方、ここに挙げられなかった方々にも多くの支援をいただきました。重ねてお礼申し上げます。



## 第8章 Appendix

### 8.1 Hyper Fine Structureのエネルギー幅

ポジトロニウムの  $c^{-3}$  までの相互作用ハミルトニアン<sup>1</sup>は  $\vec{S} = \sigma_+ + \sigma_-$  で展開することで

$$\mathcal{H}_{int} = -\frac{\alpha}{r} + U_{orbit} + U_{spin-orbit} + U_{spin-spin} \quad (8.1)$$

$$U_{orbit} = -\frac{|\vec{p}|^4}{4m^3c^2} + \mu_B^2 \delta^{(3)}(\vec{r}) - \frac{\alpha}{2m^2c^2r} \left( |\vec{p}|^2 + \frac{\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{p})\vec{p}}{r^2} \right) \quad (8.2)$$

$$U_{spin-orbit} = \frac{3}{2\pi} \mu_B^2 \frac{\vec{l} \cdot \vec{S}}{r^3} \quad (8.3)$$

$$U_{spin-spin} = \frac{3}{2\pi} \frac{\mu_B^2}{r^3} \left( \frac{(\vec{r} \cdot \vec{S})(\vec{r} \cdot \vec{S})}{r^2} - \frac{1}{3} \vec{S}^2 \right) + \mu_B^2 \left( \frac{7}{3} S^2 - 2 \right) \delta^{(3)}(\vec{r}) \quad (8.4)$$

と表すことができる。ただし  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc}$

$V = -\alpha/r$  は水素原子のポテンシャルでありその解は

$$E_0 = -\frac{m_e \alpha^2}{4n^2 \hbar^2} \quad (8.5)$$

である。基底状態の  $n = l = 0$  に着目すると軌道補正に相当する  $U_{orbit}$  および、スピン-軌道相互作用 ( $U_{spin-orbit}$ ) はオルソ・パラのスプリットに寄与しない。スプリットはスピン-スピン相互作用 ( $U_{spin-spin}$ ) に由来し

$$\mathcal{H}_{spin} = \frac{7}{12} \frac{m_e \alpha^8}{\hbar^4 c^2} S_- S_+ \quad (8.6)$$

となる。

<sup>1</sup> 「オルソポジトロニウムの崩壊」 浅井祥二を参照

## 関連図書

- [1] S. Asai, S. Orito and N. Shinohara ,”New measurement of the orthopositronium decay rate” , Phys. Lett. B357 (1995) 457,
- [2] E.R.Carlson, V,W Hughes ,I Lindgern ”Precision determination of the fine-structure interval in the ground state of positronium. III”
- [3] 『伝熱学』 共立出版 、菊池義弘、松村幸彦
- [4] 『マイクロ波伝送回路』 北森出版、中島 将光
- [5] 『光エレクトロニクス入門』 昭晃堂、福光 於菟三
- [6] 『Modern Quantum Mechanics 』 J.J. Sakurai
- [7] ”Positronium Hyperfine Structure” H. Morii K. Tsumura S.Kasahara W.Suganuma
- [8] MW Ritter, PO Egan, VW Hughes, KA Woodle ”Precision determination of the hyperfine-structure interval in the ground state of positronium. V” - Phys A, 1984
- [9] E. D. Theriot, Jr. , R. H. Beers , V. W. Hughes, and K. O. H. Ziock ,”Precision Redetermination of the Fine-Structure Interval of the Ground State of Positronium and a Direct Measurement of the Decay Rate of Parapositronium” Phys. Rev. A 2, 707 - 721 (1970)
- [10] Arthur Rich ”Recent experimental advances in positronium research ” Rev Mod Phys vol 52 No1 January 1981