

# LEPS 実験のための偏極 HD 標的と移送システムの開発

上田圭祐

2010 月 2 月 9 日

## 概要

我々LEPSグループでは、大型放射光施設 SPring-8 で高エネルギーの逆コンプトン散乱による  $\gamma$  線を使用した光子-核子衝突実験、特に  $\phi$  中間子生成実験を行っている。近年の高エネルギー実験において、3クォークモデルでよく説明されてきた陽子や中性子に別のストレンジネスクォークが含まれているかもしれない結果が出されている。一方でそれらを否定する意見もみられ、現在も議論が続いている。我々は円偏光したビームとスピン偏極させた標的とを衝突させて  $\phi$  中間子を生成し、スピンの向きの組み合わせによって反応断面積の非対称度を測定することで、これらに新たな実験事実を提示するために重水素化水素 (HD) を素材にした偏極標的の開発に取り掛かっている。固化した HD は偏極標的として非常に有益な特徴を持っていて陽子標的としても中性子標的としても使用できる上に、実験中に偏極の方向を変えることも可能である。開発では、希釈冷凍機とそれを取り巻く超伝導電磁石とで温度  $\sim 10\text{mK}$ 、磁場 17T という環境を作り出し、そこで冷凍偏極を約 2 カ月間行う。その 2 カ月後の偏極度は HD の H で約 80 % D で約 60 % を目標にしており、それを保持できる緩和時間は 2 カ月以上を理想とする。さらに、その偏極を保持したまま HD 標的を大阪大学核物理研究センターから SPring-8 に輸送して実験を行う。

2008 年 11 月から 2009 年 1 月にかけて我々は 2 ヶ月間冷凍偏極を行い、偏極 HD 標的をつくることに成功した。その時の偏極度と緩和時間は 41 %、2500 時間であり、緩和時間は予想を大幅に超えるもので実用可能なレベルであったが、偏極度に関しては予想の半分程度という結果になった。この偏極度においては NMR での測定で線形性が失われていた可能性があった。これをブタノールの NMR シグナルを温度を変えて測定することで、NMR のシグナルと偏極度において線形性があるのか調べて確かめることにした。その結果、NMR シグナルと偏極度においての関係に線形性がないことが確認できた。また HD 標的の輸送において、偏極を保持したまま輸送するために標的を右ネジ-左ネジのシステムで取り外しを行ってきたが、これは成功確率が低かった。これを行う冷凍機の改良において標的の熱接触の部分を改良し、温度を 4.37K まで冷却することにも成功し、標的移動の成功確率を改善した。

偏極 HD 標的による  $\phi$  中間子光生成実験において、移送システムに関する課題が解決したことで、いよいよ 2010 年の SPring-8 でのテスト実験に向けての偏極 HD 標的の製作に取り掛かることになる。

# 目次

第 1 章	序論	6
1.1	LEPS 実験	6
1.1.1	ビーム	7
1.1.2	検出器	8
1.1.3	標的	9
1.2	偏極標的開発の目的	10
1.2.1	$\phi$ 中間子生成	10
1.2.2	二重偏極非対称度と $s\bar{s}$ ノックアウト	11
1.2.3	反応断面積のバンブ構造	14
1.2.4	偏極 HD 標的への要求	15
第 2 章	偏極標的開発	16
2.1	偏極 HD 標的の利点と特徴	16
2.2	偏極度と HD	17
2.2.1	偏極度	17
2.2.2	緩和	18
2.2.3	H の偏極原理と方法	19
2.2.4	D の偏極原理と方法	22
2.3	開発環境	23
2.3.1	蒸留器	23
2.3.2	希釈冷凍機	24
2.3.3	超伝導電磁石	25
2.3.4	Transfer Cryostat(TC)	27
2.3.5	Strage Cryostat(SC)	27
2.3.6	In Beam Cryostat(IBC)	28
2.3.7	NMR 測定機器	28
2.4	偏極 HD 標的の製作から実験までの流れ	29
2.5	偏極 HD 標的の開発の現状	31
2.5.1	偏極 HD 標的の試作	31
2.5.2	2010 年の SPring-8 テスト実験にむけて	31
第 3 章	NMR による標的の偏極度測定	32
3.1	NMR を用いた偏極度測定原理	32
3.1.1	NMR と偏極度	32
3.1.2	NMR シグナル	33
3.1.3	面積比較法	36

3.2	シングルコイル法を用いた NMR 測定システム . . . . .	36
3.2.1	シングルコイル . . . . .	36
3.2.2	回路構成 . . . . .	38
<b>第 4 章</b>	<b>Transfer Cryostat1(TC1) の改良と冷却テスト実験</b>	<b>40</b>
4.1	TC の改良について . . . . .	41
4.2	TC の改良 . . . . .	41
4.2.1	内層の内部の構造 . . . . .	42
4.2.2	真空シールの構造 . . . . .	44
4.2.3	標的を掴む部分の改造 . . . . .	44
4.3	TC 冷却テスト実験 . . . . .	48
4.3.1	冷却方法 . . . . .	48
4.3.2	冷却テスト実験 1 の結果 . . . . .	50
4.3.3	TC の冷却能力の改良 . . . . .	52
4.3.4	冷却能力についての考察 . . . . .	55
4.4	銀口ウ付け改良による冷却テスト . . . . .	55
4.5	TC の動作確認テスト . . . . .	57
<b>第 5 章</b>	<b>ブタノールを用いた偏極テスト実験と NMR シグナルの線形性のチェック</b>	<b>58</b>
5.1	HD 標的の偏極度測定に関して . . . . .	58
5.2	ブタノールによる偏極度測定 . . . . .	58
5.2.1	希釈冷凍機へのブタノール取り付け . . . . .	58
5.2.2	測定手順と NMR 測定 . . . . .	59
5.3	NMR 測定のデータ解析 . . . . .	61
5.3.1	データ処理 . . . . .	61
5.3.2	NMR 測定結果 . . . . .	66
5.3.3	ブタノールの緩和時間に関して . . . . .	67
5.3.4	NMR シグナルと偏極度の線形性 . . . . .	67
5.4	NMR 測定の考察 . . . . .	69
5.4.1	線形性に関して . . . . .	69
5.4.2	残留 H に関して . . . . .	70
5.4.3	fluorine の偏極 . . . . .	70
<b>第 6 章</b>	<b>まとめとこれからの計画</b>	<b>73</b>
	謝辞	75

# 目次

1.1	SPring-8	6
1.2	ビームライン	7
1.3	LEPS detector	9
1.4	Time Projection Chamber	10
1.5	左からポメロン交換反応、 $\pi$ 、 $\eta$ 交換反応、 $s\bar{s}$ ノックアウト反応	11
1.6	$E_\gamma = 2.2\text{GeV}$ における $\gamma p \rightarrow \phi p$ の反応微分断面積。	12
1.7	散乱角に対する $C_{BT}$ の理論分布 [6]。線の違いは核子内の $s\bar{s}$ 含有率の分布を示す。	13
1.8	$\phi$ 中間子の断面積のバンブ構造 [8]	14
2.1	H と D の磁場 17 T での偏極度	18
2.2	HD の H の偏極過程:	21
2.3	ORSAY より報告されたエイジング期間と緩和時間:	22
2.4	HD 用蒸留器	23
2.5	希釈冷凍機	24
2.6	$^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ 希釈冷凍機循環システム	25
2.7	磁場分布	26
2.8	Cold finger	26
2.9	17T 超伝導電磁石	26
2.10	Transfer Cryostat	27
2.11	$^4\text{He}$ の飽和蒸気圧曲線	28
2.12	Storage Cryostat	28
2.13	In Beam Cryostat	29
2.14	HD 固化の流れ	30
2.15	開発から実験の流れ	30
3.1	H と D の外部磁場に対するエネルギー準位	32
3.2	NMR 過程	33
3.3	回転座標系	35
3.4	NMR 測定の観測シグナル	36
3.5	NMR コイルと Kel-F チューブ台座	37
3.6	シングルコイル法 NMR コイルの形状と標的セル	37
3.7	シングルコイル法におけるキャンセル回路	38
3.8	NMR 測定回路	39
4.1	TC の構造	40
4.2	TC における改良すべき箇所	41
4.3	TC 内部構造の改良	42

4.4	液体ヘリウム液面計	43
4.5	真空シールの構造	44
4.6	TC 先端部の写真	45
4.7	従来の標的の取り付け/取り外しの構造	46
4.8	新しい標的の取り付け/取り外しの構造	46
4.9	標的への熱伝導	48
4.10	TC 冷却テスト	49
4.11	TC 冷却テスト時の内層の温度	50
4.12	上から TC 冷却テスト時の外層の抵抗温度計、中層の抵抗温度計、中層についている超伝導電磁石の抵抗	51
4.13	TC 先端部の接触部分の断面図	52
4.14	TC 先端部とダミーターゲット	52
4.15	内層とダミーターゲットの温度	53
4.16	TC の冷却能力	54
4.17	銀口ウ付けの改良	56
4.18	銀口ウ付けの改良後の冷却テスト	56
5.1	ブタノール標的用のアルミニウムワイヤー	58
5.2	ブタノールサンプル用のアルミニウムワイヤー	58
5.3	Mixing chamber へのブタノール標的の取り付け	59
5.4	横軸磁場でのシグナル	61
5.5	横軸 Channel でのシグナル	61
5.6	H のシグナルがもつベースライン	62
5.7	積算した H の NMR シグナル	63
5.8	0.1K での TE 状態の NMR シグナル	64
5.9	4.2K での TE 状態の NMR シグナル	65
5.10	1K での TE 状態の NMR シグナル	65
5.11	0.4K での TE 状態の NMR シグナル	65
5.12	空セルの NMR シグナル	65
5.13	各温度の TE 状態での NMR シグナルの面積	67
5.14	各温度の TE 状態で測定された NMR シグナルの面積と予想される NMR シグナルの面積	68
5.15	4.2K のシグナルを基準として測定された NMR シグナルでの偏極度とその温度で予想される偏極度	69
5.16	各温度の TE 状態での NMR シグナルの面積	71
5.17	fluorine の各温度の TE 状態で測定された NMR シグナルの面積と予想される NMR シグナルの面積	71
5.18	fluorine の 4.2K のシグナルを基準として測定された NMR シグナルでの偏極度とその温度で予想される偏極度	72

# 表 目 次

2.1	H の磁場 1 T と磁場 17 T での偏極度 . . . . .	18
2.2	第一回偏極 HD 製作の環境 . . . . .	31
2.3	第一回偏極 HD 製作の結果 . . . . .	31
4.1	超伝導液面計のスペック . . . . .	43
4.2	ヒーターの発熱とダミーターゲットの温度 . . . . .	54
5.1	ブタノールの H の NMR の測定状況 . . . . .	60
5.2	ブタノールの H の各温度での NMR シグナルの面積 . . . . .	66
5.3	コイル台座の F の各温度での NMR シグナルの面積 . . . . .	70

# 第1章 序論

はじめに我々の実験グループである LEPS グループについての説明と本研究の目的について述べる。

## 1.1 LEPS 実験

LEPS とは Laser Electron Photon facility at SPring-8 の略である。兵庫県西播磨にある大型放射光施設 SPring-8 の中の大阪大学核物理研究センターが建設した数 GeV の光子ビームを用いるハドロン核物理実験施設である。これらを LEPS グループと呼んでいる。LEPS グループではこれまで様々な実験を行ってきたが、中でも特に大きな業績は  $\Theta^+$  と呼ばれるペンタクォーク粒子の発見である [1]。これまでクォークで構成されるハドロン粒子は理論的に制限されたものでないにもかかわらず 2 個のクォークまたは 3 個のクォークから構成される粒子の発見に留まっていた。しかし、LEPS グループでは 2.4GeV の高エネルギー逆コンプトン散乱での  $\gamma$  線を用いたハイペロン生成実験において、5 つのクォークにより構成されるペンタクォーク粒子  $\Theta^+$  を世界で初めて発見した。しかしその後の世界各地で追認実験が行われてきたが  $\Theta^+$  の有無に対して否定的な結果や意見も多くいまだに  $\Theta^+$  の確立までは至っていない。そこでその存在を確立するためや、他のハドロン反応の詳細に調べるために実験環境のグレードアップを現在図りながら実験を続けている。

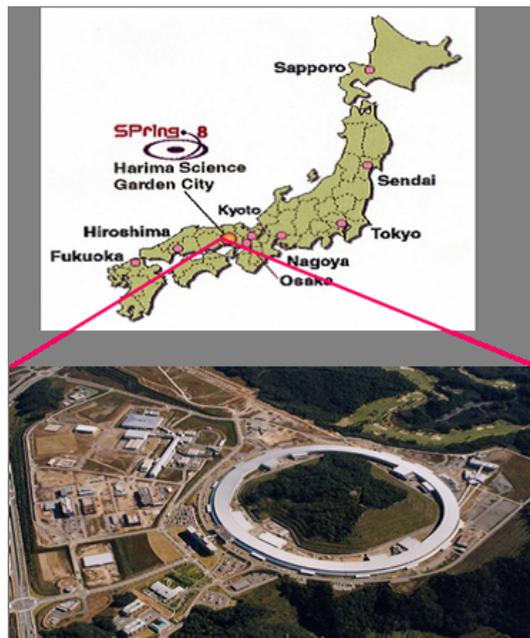


図 1.1: SPring-8

### 1.1.1 ビーム

SPring-8 蓄積リング内の 8GeV 周回電子 ( $\approx 100\text{mA}$ ) に、偏極した紫外線レーザーをレーザーハッチから入射し、逆コンプトン散乱からでてきた  $\gamma$  線を実験の入射ビームとして使用している。入射ビームは実験ハッチに向かってビームラインを進む。(図 1.2)

#### レーザー

入射レーザー源として初期にはアルゴンイオンレーザーのマルチラインモードの発振光 (波長 351nm 付近=3.5GeV) が使われていたが、2006 年以降は 80MHz の半導体レーザー (355nm、8W) の 2 台の同時入射により、最大 2.4GeV で、 $2 \times 10^6 \text{Hz}$  のレーザー電子光を得ている。また最近では BBO 結晶による波長変換を用いた 257nm または 266nm の深紫外レーザーを用いて、より高エネルギー ( $\approx 3\text{GeV}$ ) のレーザー電子光も得られている。

#### タギング検出器

散乱された反跳電子のエネルギーを測定することによってレーザー電子光のエネルギーを決定する。検出器はシンチレーティングファイバーとシンチレータホドスコープからなり、蓄積リング内の衝突点下流の偏向電磁石の出口に置かれている。

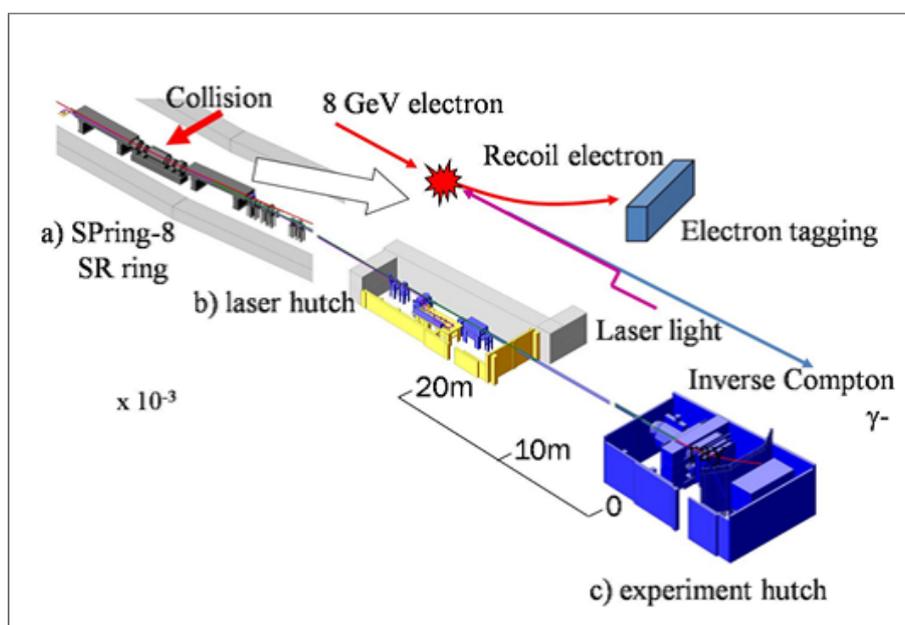


図 1.2: ビームライン

### 1.1.2 検出器

LEPS の標準スペクトロメータ (図 1.3) は UP Veto カウンター、スタートカウンター、エアロジェル・チェレンコフカウンター、シリコンバーテックス検出器、MWDC、双極電磁石、TOF 検出器、タギング検出器で構成されている。

#### UP Veto カウンター

プラスチックシンチレータを実験室入口のコリメータに設置することで標的より上流で起こった電子陽電子対生成事象を除去する。

#### スタートカウンター

標的下流のプラスチックシンチレータによって標的で荷電粒子が生成されたことを認識する。

#### エアロジェル・チェレンコフカウンター

ビーム軸上でスタートカウンターの直後の位置に設置される。バックグラウンドとなる標的及びスタートカウンターで生成された  $e^+e^-$  生成イベントを除去する。インデックス 1.03 のエアロジェルを通常使用しているため、 $\pi^+$  や  $\pi^-$  生成の運動量  $P > 0.6 \text{ GeV}/c$  のイベントのものも除去してしまう。

#### シリコンバーテックス検出器

次の MWDC と合わせて使うことで粒子の飛跡を求め反応の起きた位置を求める。120 $\mu\text{m}$  ピッチの 16 枚の SSD (Silicon Strip Detector) からなる。

#### MWDC (マルチワイヤードリフトチェンバー)

荷電粒子の飛跡を測定する。ドリフトチェンバーは 3 台あり、双極電磁石の上流に DC1、下流に DC2, DC3 を設置している。

#### 双極電磁石

荷電粒子の運動量分析に使う。磁極間は幅 1350mm、高さ 550mm、奥行き 600mm で通常 0.7T で用いる。

#### TOF 検出器

TOF 検出器は 40 本のプラスチックシンチレータから構成され、粒子の飛行時間を測定し粒子の識別を行う他、検出器のトリガーとしても用いる。

## TPC(Time Projection Chamber)

LEPS の標準検出器は前方に飛んだ荷電粒子には高分解能で検出することができるが、他の方向に関しては弱点がある。そこで大立体角をカバーできるように TPC 検出器を導入した。(図 1.4) TPC では広い有感領域において三次元飛跡情報を得ることができる。

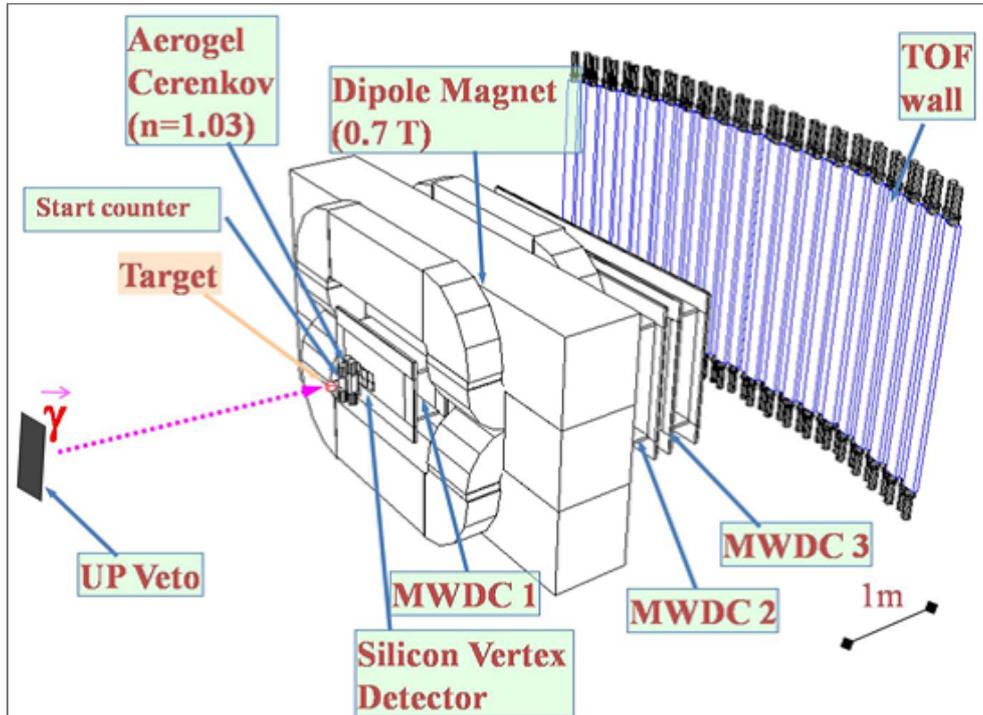


図 1.3: LEPS detector

### 1.1.3 標的

LEPS 実験では  $\gamma$  線ビームの標的に主に非偏極の液体水素、液体重水素を用いている。今後、研究の発展のために将来偏極した固体標的を使いたいと考えている。我々は現在この偏極標的を重水素化水素 (Hydrogen-Deuteride) を用いて開発中である。

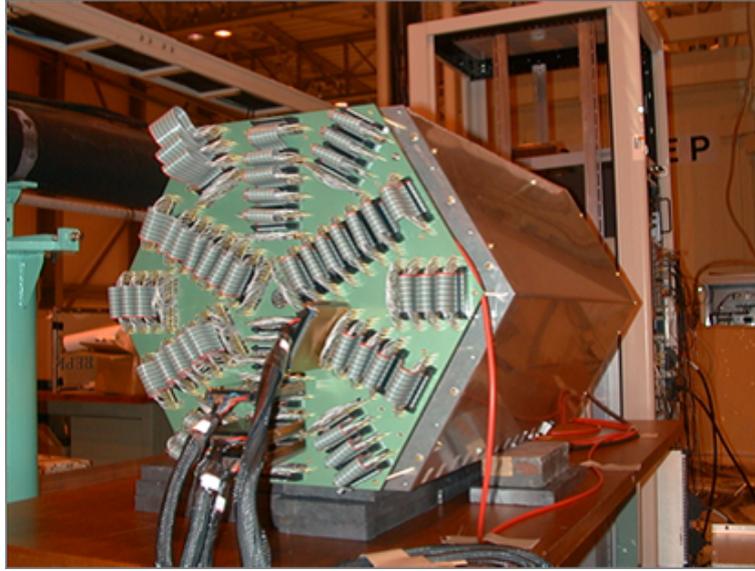


図 1.4: Time Projection Chamber

## 1.2 偏極標的開発の目的

現在のクォークモデルでは陽子や中性子の低エネルギー領域での特性は  $u$  と  $d$  を3つ組み合わせた3クォーク系でよく説明できる。しかし、近年の高エネルギー実験や理論計算において陽子中にストレンジクォークが存在することを示唆する結果が出てきた。例えば、偏極ミュオン、偏極陽子標的を用いた深部非弾性散乱実験では  $s\bar{s}$  クォーク対のスピンの量は  $u$  や  $d$  のそれに匹敵するものであった [3]。一方で  $s\bar{s}$  が存在しないという結果もでている。JLab の電子と核子の弾性散乱によるパリティの破れの非対称度測定から、核子内部のストレンジクォークの寄与はほとんどないという結果がでた [4]。また HERMES による実験では核子スピンに対するストレンジクォークの寄与はほとんどゼロに近かったという結果もでた [5]。これらの問題について現在議論が活発に行われている。物質の真の姿をしるために、新しい実験事実を提示すべく、我々は偏極光子と偏極陽子による  $\phi$  中間子生成からの  $s\bar{s}$  ノックアウトの寄与を調べる実験を計画している。

### 1.2.1 $\phi$ 中間子生成

光子を照射して粒子を生み出す過程を光生成過程と呼ぶ。核子標的の  $\phi$  中間子光生成は  $\gamma p \rightarrow \phi p$  や  $\gamma n \rightarrow \phi n$  という反応式で記述され、そこには主に3つのプロセスが存在し、ひとつ目はボメロン交換反応、二つ目は  $\pi$ 、 $\eta$  交換反応過程、三つ目は  $s\bar{s}$  ノックアウト反応過程である。 $\phi$  中間子はピュアに近い  $s\bar{s}$  波動関数をもっているので、核子中の  $s\bar{s}$  の存在有無の是非を研究するにあたって  $\phi$  中間子光生成過程は非常に強力である

## ポメロン交換反応

ポメロン交換反応は光子中の仮想  $s\bar{s}$  ペア ( $J^{\pi}=1$ ) が核子がポメロンの交換を行って  $\phi$  中間子に変わる反応である。この反応は広いエネルギー領域で起こり、 $\phi$  中間子光生成の大部分を占めるメインプロセスとなっている。

## $\pi$ 、 $\eta$ 交換反応過程

$\pi$ 、 $\eta$  交換反応過程は、光子と核子が擬スカラーメソンである  $\pi$  や  $\eta$  を交換して  $\phi$  中間子に変わる反応である。

## $s\bar{s}$ ノックアウト

$s\bar{s}$  ノックアウト反応過程は核子の中に存在していると思われる  $s\bar{s}$  のペアを光子をぶつけて  $\phi$  中間子としてはじきだす過程である。この過程を詳細に調べることで核子中のストレンジクォークの探索の答えに大きく近づけることになる。しかし、この  $s\bar{s}$  ノックアウト反応過程はポメロン交換反応過程に比べて反応断面積が非常に小さいので検出するのが難しい。

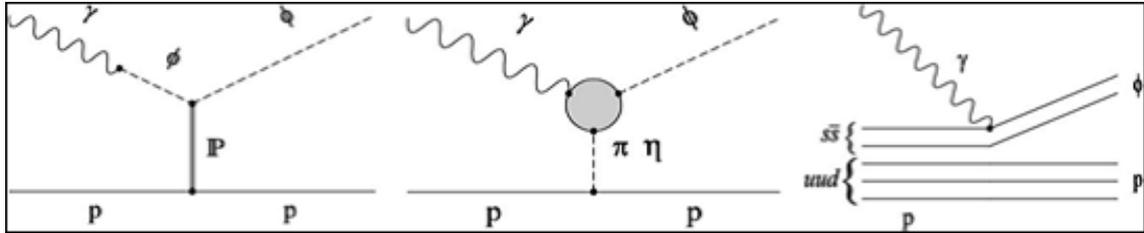


図 1.5: 左からポメロン交換反応、 $\pi$ 、 $\eta$  交換反応、 $s\bar{s}$  ノックアウト反応

### 1.2.2 二重偏極非対称度と $s\bar{s}$ ノックアウト

$s\bar{s}$  ノックアウト反応はポメロン交換反応に比べて断面積は約 1 桁小さいので通常は観測するのは困難である。しかし  $\gamma$  線ビームを円偏光させ、標的も高スピン偏極させ、向きの組み合わせを変え非対称度を測定することで  $s\bar{s}$  ノックアウトの寄与を精度良く検出できると考えられている。理論計算ではこの二重偏極非対称度  $C_{BT}$  測定を  $E_\gamma > 2$  GeV で行えば  $s\bar{s}$  ノックアウトの効果を観測できるとしている [6]。  $E_\gamma > 2$  GeV という値は LEPS 実験にまさに適したエネルギー領域である。標的を核子にしたときの偏極したビームと標的の非対称度を表す量  $C_{BT}$  を以下のように定義する。

$$C_{BT} = \frac{\sigma_p - \sigma_A}{\sigma_p + \sigma_A} \quad (1.1)$$

$\sigma_p$ 、 $\sigma_A$  はそれぞれビームと標的核子のスピンの向きを平行にしたとき、反平行にしたときの反応断面積である。

$$\sigma_p \rightarrow \text{スピン} : \begin{pmatrix} \gamma \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \rightarrow \end{pmatrix} \quad \text{Parallel} \quad (1.2)$$

$$\sigma_A \rightarrow \text{スピン} : \begin{pmatrix} \gamma \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \end{pmatrix} \quad \text{Anti-Parallel} \quad (1.3)$$

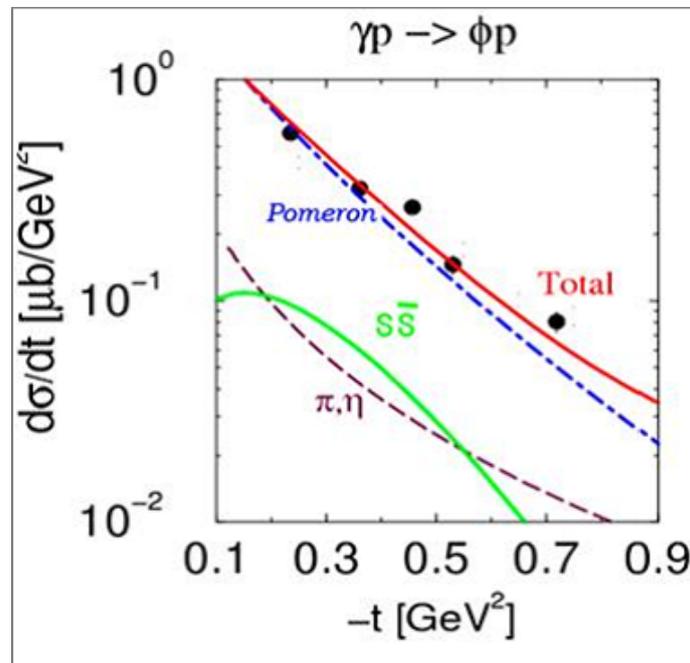


図 1.6:  $E_\gamma = 2.2\text{GeV}$  における  $\gamma p \rightarrow \phi p$  の反応微分断面積。  
横軸は運動量移行。

図 1.7 はビームエネルギーが  $E_\gamma = 2.2\text{GeV}$  の時の散乱角に対する  $C_{BT}$  の理論分布をしめす。

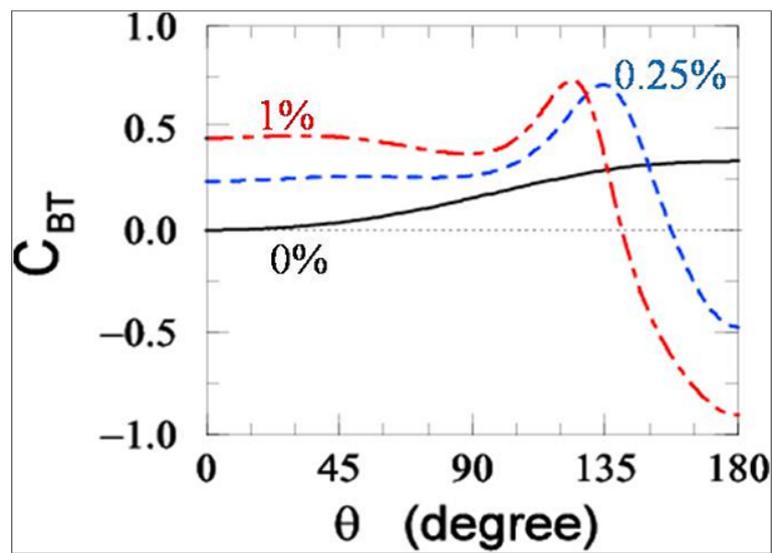


図 1.7: 散乱角に対する  $C_{BT}$  の理論分布 [6]。線の違いは核子内の  $s\bar{s}$  含有率の分布を示す。

### 1.2.3 反応断面積のバンプ構造

$\phi$  中間子の光生成では、OZI 則によって中間子交換過程が強く抑制されているので、ポメロン交換やグルーボール交換のような多重グルーオン交換過程を研究するのに適している。特に、直線偏光ビームを用いると反応の中間状態で交換される粒子のパリティを知ることができるので有利である。

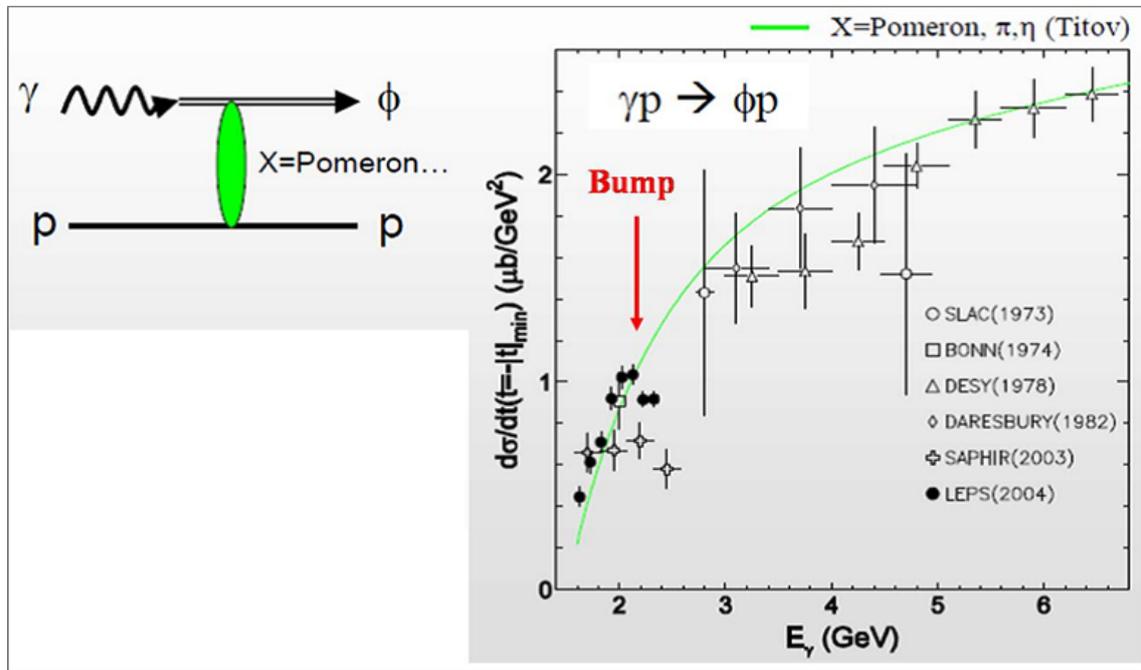


図 1.8:  $\phi$  中間子の断面積のバンプ構造 [8]

$\phi$  中間子光生成過程ではポメロン交換反応が支配的であり高エネルギー領域ではよりそれが顕著になること、また数々の実験を踏まえ、断面積は図 1.8 の実線のようにになると考えられてきた。しかし LEPS 実験の結果は違ったものになっている [8]。LEPS での陽子を標的とする  $\phi$  中間子光生成実験の結果、 $\pi$  や  $\eta$  等、負パリティの中間子交換が優勢になるとわれていた閾値近くでのエネルギー領域でも正パリティ粒子の交換が優勢であった。さらにその断面積も従来のポメロン交換過程では説明できないほどの極大をもつことから、新たな  $\phi$  中間子光生成過程の存在を示唆する結果を得た [9]。まさにこれがアイソスピン 0 の交換過程、グルーボールの存在を意味するものではないかと期待されている。偏光  $\gamma$  線ビームと偏極標的を用いた二重偏極非対称度のエネルギー依存性を精密に測定することで、何がバンプを作り出しているのか調査する。

#### 1.2.4 偏極HD標的への要求

我々の開発している偏極HD標的がLEPSでの $\phi$ 中間子光生成の実験標的として満たすべきものは以下ようになる。

- 小さな断面積を測定したいのでバックグラウンドとなる不純物を極力含まない。
- 高偏極でかつそれを長時間保持できる。
- 十分な厚さ(5 cm以上)で空間的にほぼ均一になっている。

## 第2章 偏極標的開発

我々のグループではHDを極低温、強磁場に置いた Static method によって偏極させ、さらにエイジングして偏極を凍結させることによって、高エネルギー実験、特に LEPS 実験の偏極標的として用いようと考えている [2, 9, 10, 11, 12, 13]。HDを偏極標的として用いるという案は1960年代に A.Honig らによって考え出され [14]、現在では我々の他にアメリカのBNL研究所がこのHD偏極標的の開発に取り組んでおり、過去にはフランスのORSAY原子核物理研究所も行っていった。また開発はせずとも実験の標的として欲しいという研究グループも世界には多数あり、今後注目される標的の一つである。

### 2.1 偏極HD標的の利点と特徴

我々が標的にHDという物質を選択した理由と特徴などを以下に示す。

- HD分子はその名の通り構造は水素と重水素から成り立っているため炭素や窒素などの重い原子を含んでいない。従ってバックグラウンドが小さくすみ、 $\phi$  中間子光生成実験にも適している。
- HDの特性では緩和時間  $T_1$  が長いものができ、実験を長時間持続させることができる。これは他の偏極標的にはない利点である。目標とする長さは温度 300mK、磁場 1Tesla の条件下で2か月以上である。
- HとDがそれぞれ違うスピンを持っているために、一つの分子でありながらHとDをそれぞれ個別に偏極させることが可能であり、実験で標的とビームの間でスピンの向きも平行、反平行にできる。
- 目標とするそれぞれの偏極度はHが90%、Dが60% (Hの偏極を移した場合) である。
- エイジング方法として極低温 (~10mK) 強磁場 (17 T) において Static method によって冷凍偏極させる。HDのエイジングは約1~2ヶ月の時間がかかる。この際 ortho-H<sub>2</sub> を約0.01%加える。
- HDは熱伝導度が悪いので、それを補うために標的をいれるセルに高純度のアルミニウムの細いワイヤーをいれる(質量で標的全体の20%)。バックグラウンドにはなる、空セルのデータを測定することで差し引きすることができる。
- セルは Kel-F というHと含まない硬度の高い樹脂でできており、サイズは直径25mm、長さ80mm(標的は約50mm) である。こうすることでNMR法を用いたHの偏極度測定の際のバックグラウンドを大きく落とせる。

## 2.2 偏極度とHD

### 2.2.1 偏極度

スピン  $I$  をもつ同種原子核  $N$  から成る系は外部に磁場がない場合とある場合とではその様子は大きく異なる。磁気モーメント  $\mu$  をもつこの原子核の外部静磁場  $B_0$  との相互作用はハミルトミアン

$$H_0 = -\mu B_0 \quad (2.1)$$

で表され、このとき Zeeman 分裂により等間隔に広がる  $2I+1$  個のエネルギー準位ができる。  $m$  を磁気量子数として、それぞれの準位のエネルギーは

$$E_m = -\frac{m}{I}\mu B_0 \quad (2.2)$$

であり、この準位に存在する原子核の総数  $N_m$  は系が熱平衡状態になっている時はボルツマン統計に従うので、  $k$  をボルツマン定数、  $T$  を系の温度として

$$N_m \propto \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (2.3)$$

のように依存する。

一方、それぞれの準位に存在する原子核数の偏りは、すなわちスピンの向きの偏りと同義であり、この偏りの程度を表す量がスピン偏極度と呼ばれるものである。その中でもベクトル偏極度  $P^V$  とよばれるものは以下のように定義できる。

$$P^V = \frac{\langle I_z \rangle}{I} \quad (2.4)$$

ただし  $I_z$  を  $I$  の第三成分、外部静磁場の向きを  $z$  軸方向にした。

なお、本稿ではベクトル偏極度しか扱わないために、このベクトル偏極度のことを単純に偏極度  $P$  と表す。

この偏極度は水素原子核（陽子）の場合、  $I = \frac{1}{2}$  であり、第三成分が  $I_z = \pm\frac{1}{2}$  の二つの値をとるので、それぞれの準位に属する数を  $N_+$ 、  $N_-$  ( $N_+ + N_- = N$ ) とすると、

$$P_H = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (2.5)$$

と表せる。これが重水素原子核（重陽子）の場合は  $I=1$  であり、第三成分が  $I_z = \pm 1$ 、  $0$  の三つの値をとるので、それぞれの準位に属する数を  $N_+$ 、  $N_0$ 、  $N_-$  ( $N_+ + N_0 + N_- = N$ ) とすると、

$$P_D = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (2.6)$$

と表される。これにより、水素、重水素の偏極度はそれぞれの磁気モーメントの大きさを  $\mu_H$ 、  $\mu_D$  として式 2.3 を代入することで

$$P_H = \tanh\left(\frac{\mu_H B_0}{kT}\right) \quad (2.7)$$

$$P_D = \frac{4 \tanh\left(\frac{\mu_D B_0}{2kT}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{\mu_D B_0}{2kT}\right)} \quad (2.8)$$

となる。

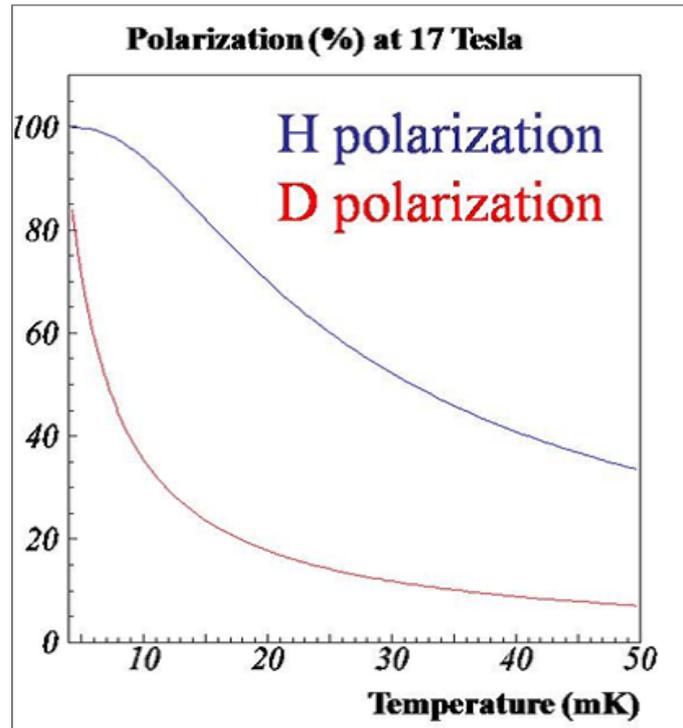


図 2.1: H と D の磁場 17 T での偏極度

温度 T	磁場 $B_0$	偏極度 $P_H$
10mK	17T	93.99 %
14mK	17T	84.56 %
300mK	1T	0.34 %
4.2K	1T	0.026 %

表 2.1: H の磁場 1 T と磁場 17 T での偏極度

特に式 2.7 は本稿において重要な関係式の一つで磁場 17 T におけるその温度依存性をグラフにしたものを図 2.1、に我々が実験において使用する温度と磁場における偏極度を  $P_H$  を表 2.1 に示す。

これにより偏極度とは系の温度に非常に強く依存しており、特に極低温部ではその振る舞いがより顕著であることが判る。D は H に比べて  $\mu_D$  が小さく、ボルツマン統計に従っただけでは H の 3 割程度までしか偏極しない。

### 2.2.2 緩和

一般に緩和現象といえは、非平衡状態にあった系がある時間依存性を持って平衡状態に近づいてゆく現象を指す。偏極度についても同様のことが言え、系は何も環境変化に合わせ瞬時に偏極度を変えるわけではない。ある偏極度からその時の環境に見合った偏極度、すなわち熱平衡状態

(TE:Thermal Equilibrium) に徐々に落ち着く。この場合その時間依存性は以下に示すような緩和時間  $T_1$  という指標で表現される。

偏極度が単位時間当たりに変化する量  $\frac{dP(t)}{dt}$  は、その時残存している偏極度  $P(t)$  から TE 状態の偏極度  $P_{TE}$  を引いたものに比例する。比例定数を  $\alpha$  とおくと、次式が成り立つ。

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\alpha(P(t) - P_{TE}) \quad (2.9)$$

偏極度の初期値を  $P(0) (= P'(0) + P_{TE})$  としてこれを解くと、

$$P(t) = P'(0) \exp(-\alpha t) + P_{TE} \quad (2.10)$$

この定数  $\alpha$  の逆数を緩和時間  $T_1$  として定義し次式を得る。

$$P(t) = P'(0) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + P_{TE} \quad (2.11)$$

緩和時間はすなわち“ 偏極の壊れやすさ ”もしくは偏極のしやすさ ”として理解できる。 $T_1$  が短ければ偏極しやすく壊れやすく、長ければ偏極しにくく壊れにくいということであるが、この  $T_1$  の長短は原子核の種類・温度や磁場の落差の大きさ・不純物の量などにより決定される。偏極標的の評価として緩和時間  $T_1$  は偏極度とともに重要なファクターになる。

### 2.2.3 Hの偏極原理と方法

HD は Fermion と Boson の 2 原子分子であるために、HD 中の H も D も偏極に関して単体として取り扱うことができる。H の緩和時間  $T_1$  は純 HD 状態では低温では非常に長いといわれている。高エネルギー実験を長時間続けられるという点では長いことは利点であるが、標的の製作においてエイジングにもそれと同じだけの期間を要することになる。そこで “スイッチ ” とよばれる標的作製システムを導入する。HD 中に少量の  $H_2$ 、とくに ortho- $H_2$  を混ぜるシステムであり、この ortho- $H_2$  が偏極の補助的役割を果たす [15]。  $H_2$  は 2 つの H のスピンの向きが平行か反平行かで ortho- $H_2$  と para- $H_2$  に分けることができる。この ortho と para の存在比率は常温で 3:1 になっており、ortho は対称分子で para は反対称分子なので回転の量子数  $L$  はそれぞれ奇数と偶数が許される。低温にすることで  $L$  は最少に近づくが、ortho は  $L=1$  までしか許されないのスピンの向きを変えて  $L=0$  が可能な para- $H_2$  になり、その比は 20 K 以下ではほぼ para が 100 % になる。これを ortho-para 変換という。ortho- $H_2$  の寿命は HD と混合されている時は約 6.5 日といわれている。本来回転の成分を持っていた ortho- $H_2$  は偏極しやすい。ortho- $H_2$  は偏極した H が、スピン-スピン相互作用を通じて、HD の H を短時間で強制偏極させる。これで不要な重たい原子核を使うこともなく HD のエイジング期間を大幅に削減できる。

図 2.2 にこの過程をダイアグラム形式したものを載せる。しかし、Honig によればたとえ少量であろうとも HD の緩和はほとんど不純物としての ortho- $H_2$  が支配的だとしている。その値は液体 He 温度で ortho- $H_2$  を 1 % 含んだときに約 10 秒程度である。そのために一方で ortho- $H_2$  のためにすぐに偏極が崩れてしまうことになるので、我々はエイジング終了後にはしっかりと ortho- $H_2$  を限りなく para- $H_2$  にしておかなければならない。言い換えれば、エイジング期間を短縮するために初期段階で ortho- $H_2$  の量を必要最小限にとどめておく必要がある。ortho- $H_2$  含有率が 1 % の時と 0.01 % の時とで比較すると、ortho- $H_2$  含有率が ortho-para 変換で 1 % から 0.01 % になるまでの時間を  $t$  として、

$$\exp\left(-\frac{t}{6.5}\right) = 0.01 \quad (2.12)$$

$$t \simeq 30(\text{days})$$

すなわち HD の H の偏極量とは関係なく、ortho-H<sub>2</sub> 潰しのためのエイジング期間が 0.01 % からスタートしたときに比べて、1 か月余計にかかってしまう。ortho-H<sub>2</sub> が少なすぎると HD の H の偏極補助効果が薄くなり、多すぎると ortho-para 変換に時間を要したり HD の緩和時間を短くしたりすることになるので、ortho-H<sub>2</sub> 量を最適点に近づけることは重要である。ただ残念ながら現在は未だにその最適点を知るに至っていない。現在の蒸留技術では HD と H<sub>2</sub> の分留には H<sub>2</sub> 量 0.01 % までしか到達できないからである。しかし、現状においては 0.01 % が最適点と ORSAY グループや BNL グループからの報告を受けている。現在一応 0.01 % を目標にしており、これにより 1~2 か月のエイジングで実験可能な数か月の緩和時間  $T_1$  を得れると考えている。エイジング時は ortho-H<sub>2</sub> を活用し短時間で強制緩和させ、減衰時は自然緩和することからエイジングの行きと帰りで緩和過程が違う。これがスイッチと呼ばれる。図 2.3 にフランス ORSAY グループが報告した HD の H の緩和時間  $T_1$  の測定結果を載せる。

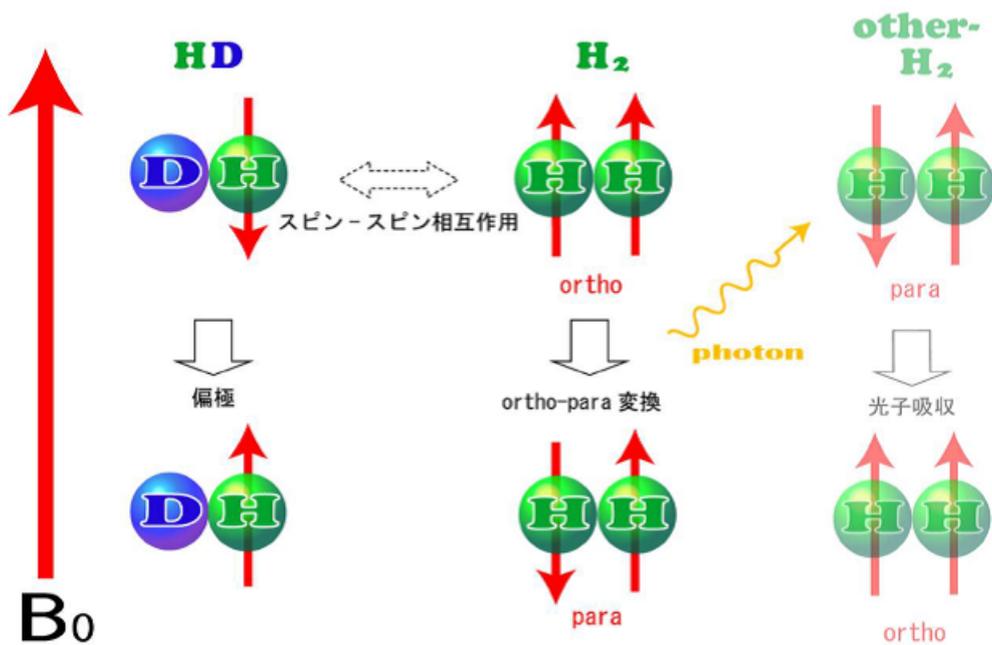


図 2.2: HD の H の偏極過程:

偏極した ortho- $H_2$  はスピン - スピン相互作用を通じて HD の H を偏極させ、自らは para- $H_2$  になる。  $H_2$  は ortho-para 変換において光子という形でエネルギーを放出する。この光子は熱源となりうるもので、巨視的にはこの放出で発熱をコンバージョンヒートと呼ぶ。放出された光子は一部冷凍機に吸われるが一部は para- $H_2$  に吸われ、ortho- $H_2$  に戻る。この ortho- $H_2$  が再び光子を放出して、para- $H_2$  になる際に別の HD の H を偏極させる。このようにしてわずかな ortho- $H_2$  でほとんどの HD の H を偏極させることができる。

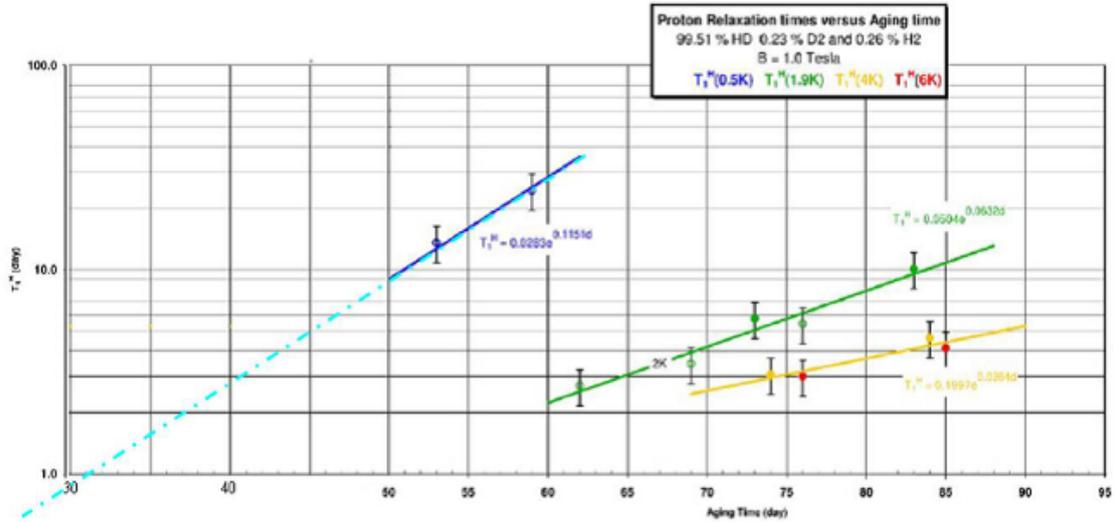


図 2.3: ORSAY より報告されたエイジング期間と緩和時間:

HD 純度は記載の通りで、エイジング中の温度と磁場は我々と同じ程度の値である。ある期間エイジングしたのち磁場を 1T にして、温度を 500mK、1.9K、4K、6k にしてそれぞれの場合の  $T_1$  を測定している。LEPS 実験では 1T、300mK での実験環境を予定しているので  $T_1$  は現状では 500mK の青ラインに近いと考えられる。実験環境の温度が低かったり HD 純度が上がったれば  $T_1$  ラインは表上の左上方向にシフトするはずである。ここからエイジング期間が約 2ヶ月程度必要と見積もられている。

## 2.2.4 D の偏極原理と方法

HD 中の D のエイジング方法は H とは大きく違う。HD 系では D も緩和時間  $T_1$  が非常に長く、TE 状態による偏極が容易に得られない上に、磁気モーメントが  $\mu_D$  が小さいので H と同じ条件でも 30 % 程度しか偏極しない。そこで ortho- $H_2$  によって短時間エイジングが可能になった H の偏極を D に移す能動核偏極法 (Dynamic Nuclear Polarization : DNP 法) を用いようとしている。

## 2.3 開発環境

我々が所持している、偏極 HD 標の開発において使用する機材を紹介する。

### 2.3.1 蒸留器

ortho-H<sub>2</sub> は決して多すぎてはいけない。ところが工業的に市販されている HD ガスは高価格にもかかわらず、その純度は約 96 % で、残りは H<sub>2</sub> と D<sub>2</sub> である。我々が必要としている ortho-H<sub>2</sub> 量よりもはるかに多いので冷凍エイジングさせる前に HD の純度を上げ H<sub>2</sub> を減らす蒸留の作業をしなければならない。

図 2.4 は ORSAY より譲り受けた蒸留器を参考に我々のグループの太田岳史氏が製作した蒸留器である。冷凍機に接続されており、内部にはその中で HD の蒸留を行うための細長い金属性の円筒が配備されている。さらにその内部に熱伝導を良くし、分離が促進されるような金属物質が充填されている。H<sub>2</sub>、HD、D<sub>2</sub> がそれぞれもつ蒸気圧の違いを利用して円筒内で三層に分離させ、高純度の HD を取り出すことができる。現在我々のグループでは純度を 99.99 % まで達成することができる。さらに ORSAY の蒸留器に比べ、新しく製作された蒸留器は HD の純度 99.99 % まで蒸留するのに 2 週間かかるところを 2 日でできるようになっている。



図 2.4: HD 用蒸留器

### 2.3.2 希釈冷凍機

標的を極低温 ( $\approx 10\text{mK}$ ) で冷凍エイジングさせるために、我々はオランダの Leiden Cryogenics 社製 DRS-2500 という全長 3.5m の大型希釈冷凍機 (Dilution Refrigerator) を所持している。この希釈冷凍機は最大冷却能力  $120\text{mK}$  で  $2500\mu\text{W}$  を誇り、その最低到達温度は標的そのものやその他の付加物を一切取り付けない状態で約  $6\text{mK}$  である。



図 2.5: 希釈冷凍機

希釈冷凍機は Fermion である  $^3\text{He}$  と Boson である  $^4\text{He}$  の性質の違いを使って極低温を作り出している。(図 2.6) 内部では外部と熱交換を行わない高真空中で冷却が行われる。液体 He は  $0.87\text{K}$  以下では C 相と呼ばれる  $^3\text{He}$  が濃厚な相と、D 相と呼ばれる  $^3\text{He}$  が希薄な相とに分離し、この分離した He は Mixing chamber とよばれる混合器へ納められ、D 相はその上部についている Still とよばれる分溜器につながっている。Still では蒸気圧が 0 の超流動  $^4\text{He}$  から、わずかな蒸気圧をもった  $^3\text{He}$  を選択的に分離して蒸発させることができ、それをポンプで強制排気すると系は平衡状態を崩す。このとき系が平衡状態に戻ろうとして  $^3\text{He}$  が C 相から D 相へ流れ込む。その際エントロピーの大きな C 相と、エントロピーがほぼ 0 な D 相の間での差を吸熱反応として利用し系の温度を下げる。また排気された  $^3\text{He}$  gas を 1Kpot とよばれる凝縮器を使って再液化し C 相へ戻す。1Kpot とは液体 He ( $^4\text{He}$ ) を排気することでその気化熱によって  $^3\text{He}$  を液化可能な温度まで下げる役割をもつものである。その名の通り 1K 程度まで冷却することができる。このように  $^3\text{He}$  を循環させることで 1Kpot の液体 He の供給のみで長期的、安定的に希釈冷凍機を運転できる。これにより温度を  $10\text{mK}$  に保つことができる。

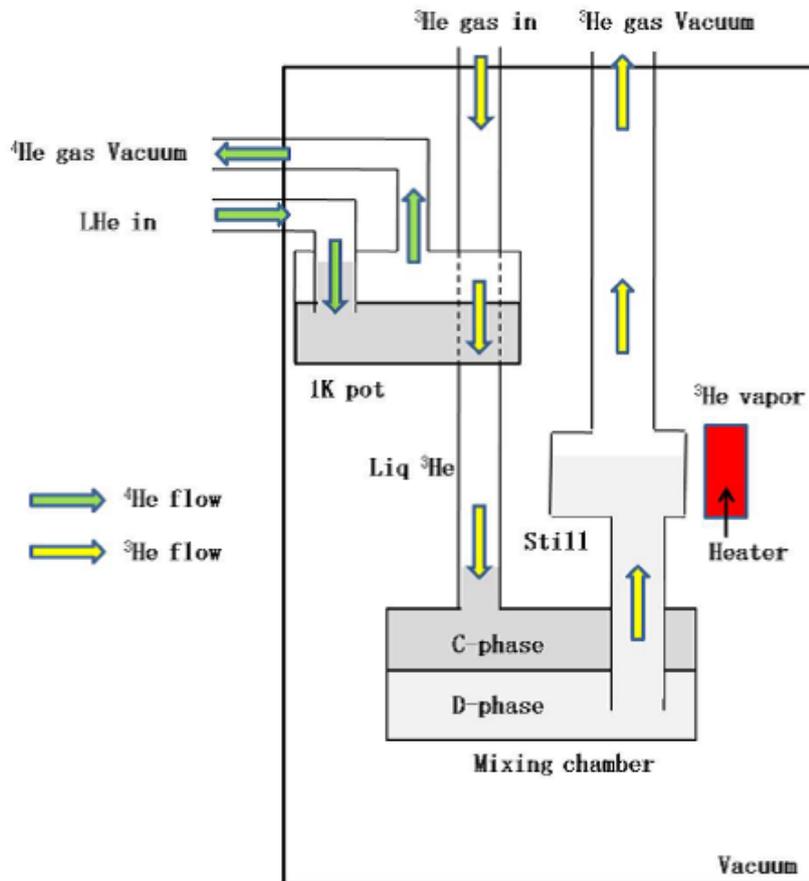


図 2.6:  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  希釈冷凍機循環システム

### 2.3.3 超伝導電磁石

エイジング用高磁場のための超伝導電磁石 (Super-Conducting Magnet) について述べる。我々の電磁石は JASTEC 社製のニオブスズ電磁石でその最高磁場は 17T、超伝導点は約 7K である。この電磁石は電流リードケーブルとヒーターを介して電源兼コントローラ盤への接続が自由に行うことができる。磁場は局所的に 17T の強磁場が発生しており、多少の不均一度は見られるものの巨視的には一様性はかなり良い (図 2.7)。希釈冷凍機と電磁石をセットしたとき、セルの中心が磁場の中心になるように設計されていて、セル全体をほとんど 17T で覆う。また希釈冷凍機が磁場の影響をなるべく受けないように Cold finger とよばれる 99.9999 % の高純度無酸素銅の円筒管を Mixing chamber に取り付け、その先にセルを固定し、セルと Mixing chamber とに距離をとっている。Cold finger に高純度無酸素銅を使用しているのは、遠く離れたセルも Mixing chamber と同じ温度で出来るように高熱伝導物質が必要だったからである。さらに、Cold finger の上から下まで入っているスリットは、電磁石の磁場の昇降の際に生じる誘導起電力を打ち消そうと円筒管である Cold finger の円周上に電磁石とは逆向きの電流 (Eddy current) が流れ、それが発熱の原因となるためそれをなるべく減らす役割をもっている。

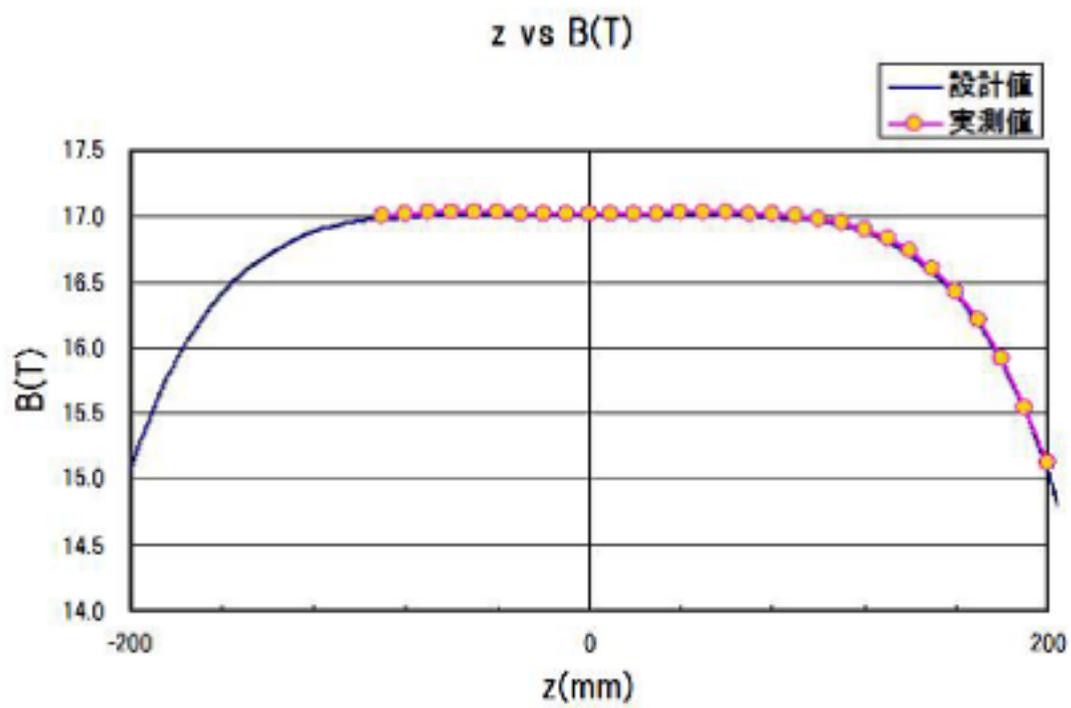


图 2.7: 磁場分布

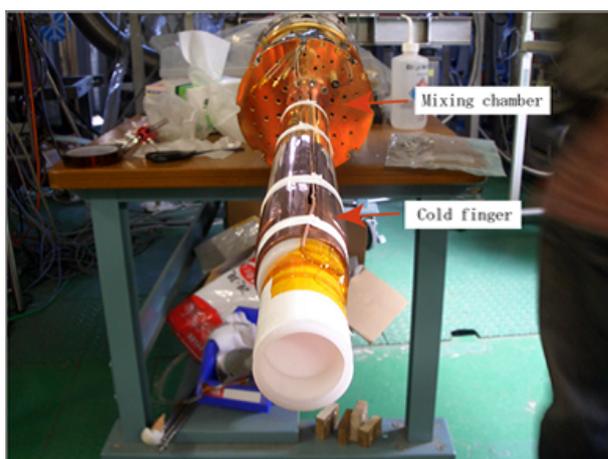


图 2.8: Cold finger



图 2.9: 17T 超伝導電磁石

### 2.3.4 Transfer Cryostat(TC)

希釈冷凍機と超伝導電磁石で標的を開発した後、希釈冷凍機内から標的のセルのみを取り出さなくてはならない。そのための器材として Transfer Cryostat(TC) と呼ばれるものがある。平成 18 年にフランスの ORSAY 研究所から譲り受けた。これは小型の超伝導電磁石を備えた長尺の冷凍機で、あらかじめ希釈冷凍機の上方に備えられており、標的の偏極度をなるべく保持したままセルを取り出したり挿入したり移動させたりする際に用いられる。図にこれを載せる。TC は真空層の内部で 3 層構造を持っており、液体 He で冷却されていてセルを掴みに行く内層、同じく液体 He で冷却されていて稼働中もセルを磁場に晒せるように超伝導電磁石を備えている中層、液体窒素で冷却されている外からの熱をシールドするための外層とに分かれている。通常は各層はその一つ外側の層の内部に格納されているが、作動時にその下端と希釈冷凍機の上端を開放し外側の層から腕のように伸びていき、その腕は Cold finger の先端まで約 3.5m 伸びる。このようにして低温に保ったままセルを動かすことができる。この TC には阪大 RCNP 用の TC1 と SPring-8 用の TC2 の二つが存在する。この TC1 においていくつかの問題があり、運転が困難であったために改良を行った。次章でそれを述べる。

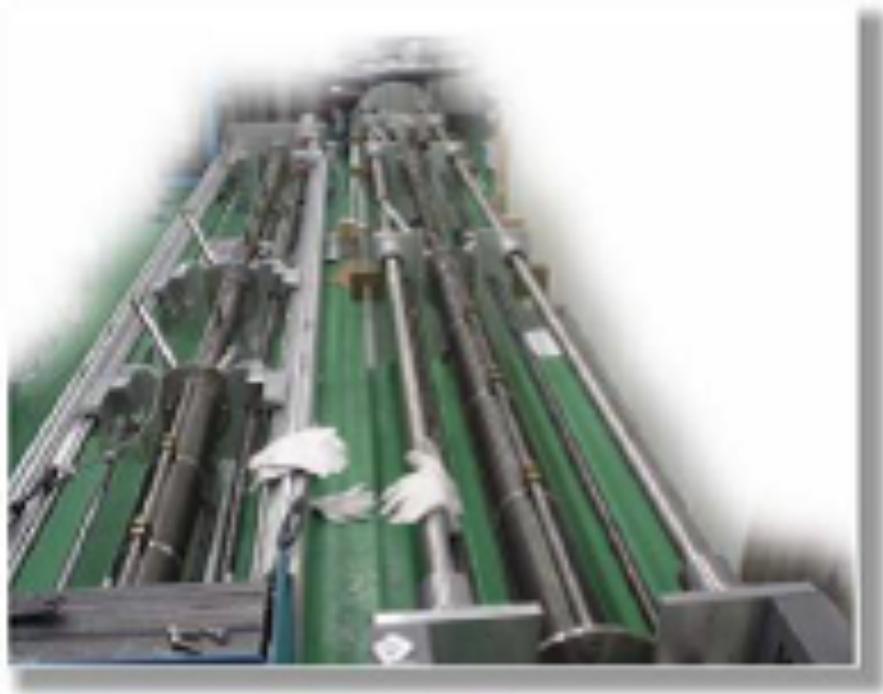


図 2.10: Transfer Cryostat

### 2.3.5 Storage Cryostat(SC)

阪大 RCNP から実験施設となる SPring-8 までは約 120km の距離で 2 時間程度の道のりであるため、標的を運搬するにあたってこの 2 時間の為に、Storage Cryostat(SC) とよばれる標的運搬用冷凍機がある。これも平成 18 年にフランスの ORSAY 研究所から譲り受けた。冷却システムは

希釈冷凍機の 1Kpot と同じ原理で、液体 He から蒸気の強制排気に伴う奪気化熱反応を利用して 1K 程度まで下げることができる (図 2.11)。中央にセルをセットし、そのまわりには同じく超伝導電磁石を備えていて最高 2.5T をだせる。また SC は別名 Ice maker と呼ばれてその名の通り標的の開発の第一段階として HD ガスを標的セル内に液化さらには固化させるという重要な役割も担っている。固体 HD を含んだセルは TC で SC から希釈冷凍機へ移されることとなる。

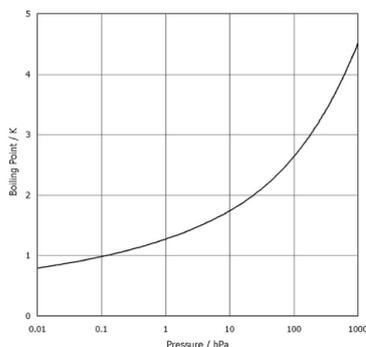


図 2.11:  $^4\text{He}$  の飽和蒸気圧曲線

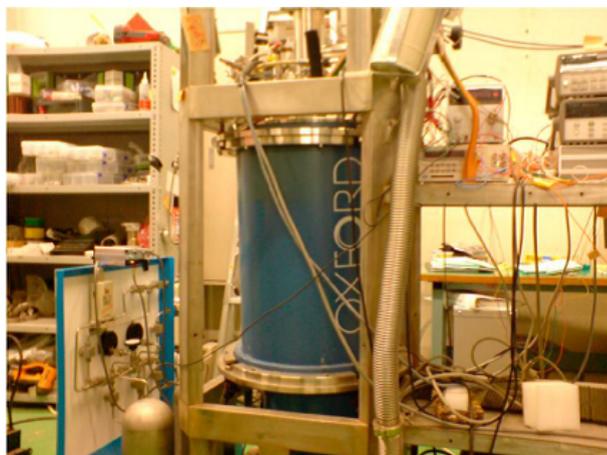


図 2.12: Storage Cryostat

### 2.3.6 In Beam Cryostat(IBC)

我々はもう一台希釈冷凍機を所持している。SPring-8 での実験期間中、長期実験が可能ないように標的を低温 (300mK 程度) にしておく必要があり、その役割を担うこの希釈冷凍機を標的開発用の希釈冷凍機と区別して In Beam Cryostat(IBC) と呼称している。この IBC はカナダの Quantum Technology 社との共同開発の冷凍機でその特徴は内部にすでに 1T 程度の磁場を発生できる超伝導電磁石が組み込まれている点とその磁場発生システムである。IBC 内に横向きにセットされた標的セルを取り囲むように、縦方向と横方向にそれぞれ 2 つずつ電磁石を有しており、これにより高い磁場均一度を保持できる上に HD 標的の偏極方向を回転して変えることが可能になっている。ビームと標的の偏極方向の組み合わせを変えて実験することの利点はすでに述べた。IBC の最低到達温度は約 200mK である。

### 2.3.7 NMR 測定機器

偏極 HD 標的の偏極度  $P_H$  の絶対値、緩和時間  $T_1$  を測定するために我々は核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance: NMR) 測定に関する設備を備えている。基本的には NMR 測定はコイル、コイルに特定の周波数のラジオ波 (rf) を連続的・断続的に送り込むシグナルジェネレーター (signal generator)、返ってきた信号を受け取るロックインアンプ (Lock-in-Amp) で構成される。この NMR 測定をするのは標的が希釈冷凍機内、SC 内、IBC 内に置かれているときである。

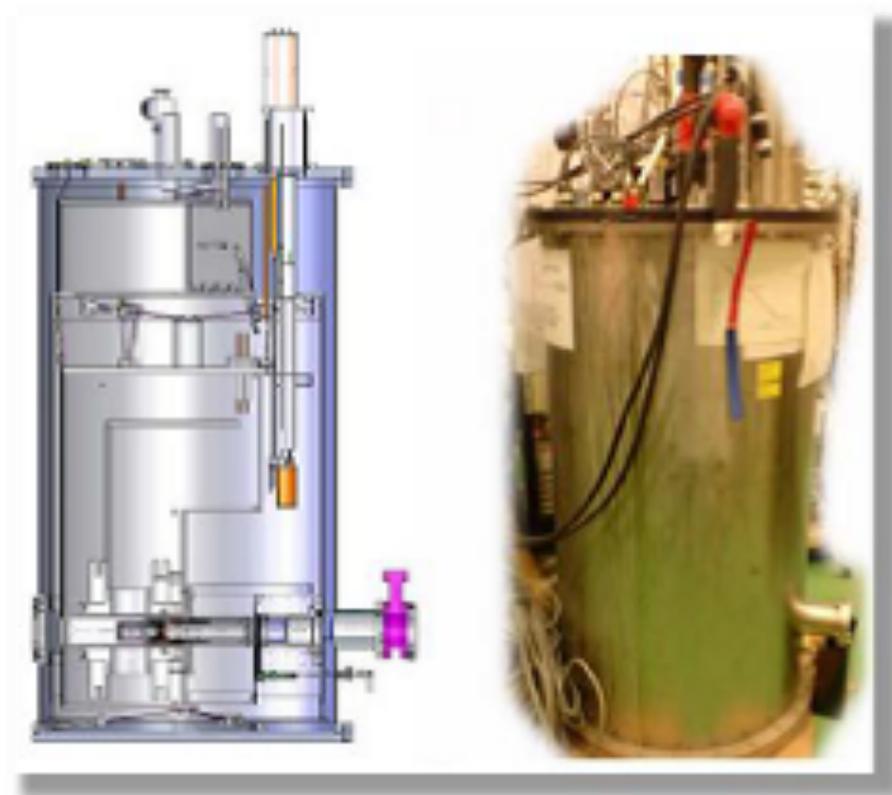


図 2.13: In Beam Cryostat

## 2.4 偏極 HD 標的の製作から実験までの流れ

偏極 HD 標的の開発から LEPS 実験までの流れは以下ようになる。

1. 蒸留器にて所定の  $H_2$  量になるまで HD の蒸留を行う。
2. 蒸留器に接続されたパイプを使って SC 内の標的セルに HD ガスを送りこむ。セルは HD の融点である 17K よりさらに冷却されているため、HD ガスはセル内部で徐々に液化をし最終的に固化する。固化した HD の量を知るにはボイル・シャルルの法則を使う。あらかじめわかっている蒸留器の容積とその時の圧力から HD ガスのモル数を算出し、固化作業の後も同様にして HD ガスのモル数をだす。固化の前後でのモル数から固化した HD のモル数がでる。目安は 1 モル以上である。セルの容積は蒸留器のそれに比べて無視できるほど小さく、同じくパイプ内の容積も無視できるほど小さい。よって HD 量の算出は非常に容易になる。そのために系の小さいパイプを使用する。
3. 固化の後パイプを取り払い、冷却された TC1 によってセルの移動を行う。SC からセルを引き抜き、あらかじめ運転しておいて液体ヘリウム温度になっている希釈冷凍機にうつす。
4. 希釈冷凍機内へのセルのセットが完了したら、17T まで超伝導電磁石の励磁を行い永久電流モードにする。さらに希釈冷凍機の運転を開始し、温度を極低温の 10mK 程度まで落とす。あとは約 2ヶ月間のエイジング期間にはいる。

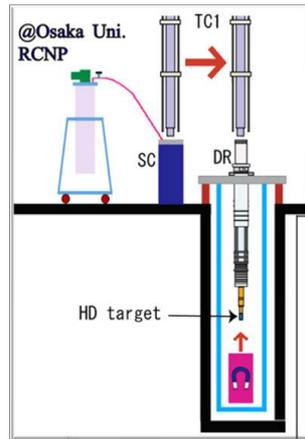


図 2.14: HD 固化の流れ

5. 約2ヶ月間のエイジングの後、TC1にて希釈冷凍機から標的セルを抜き出し、あらかじめ1Kにして励磁しておいたSCに移す。このときTC1の電磁石も励磁してある。
6. SCを運転したままSPring-8まで輸送する。
7. SPring-8では冷却されたTC2で、セルをSCからあらかじめ300mK、1TにしておいたIBCに移し替える。このときもTC2とIBCの電磁石は励磁されている。
8. IBCをビームライン上で、実験ハッチ内の双極電磁石の上流側にセットし $\gamma$ 線ビームを照射し実験を始める。

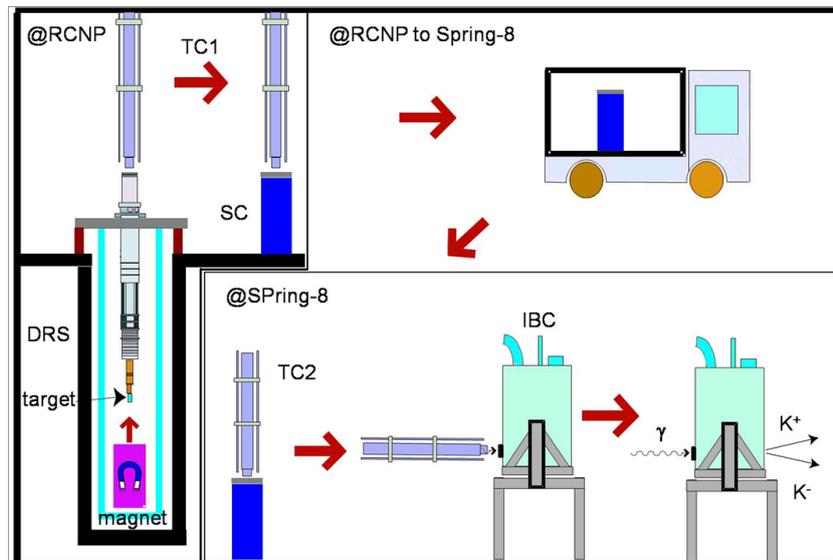


図 2.15: 開発から実験の流れ

## 2.5 偏極 HD 標的の開発の現状

### 2.5.1 偏極 HD 標的の試作

我々は2008年11月から2009年1月にかけてHDのエイジングを行い、第1回目の偏極HD標的を製作することに成功している [19, 20]。そのときの実験条件を表 2.2、実験結果を表 2.3 に示す。

HD の純度	99 %
エイジング期間	53 日
磁場	17T
温度	14mK
予想される H の偏極度	84 %程度
予想される D の偏極度	24 %程度

表 2.2: 第一回偏極 HD 製作の環境

	H	D	
偏極度 [%]	41.4±3.1	13.1±1.9	
緩和時間 [hour]			
(0.3K, 1.08T)	2546±380	1741±167	IBC 環境
(1.2K, 1.08T)	276.6±22.9	302.6±28.6	SC 環境
(4.2K, 0.15T)	147±3.8	47.8±5.5	TC 環境

表 2.3: 第一回偏極 HD 製作の結果

偏極 HD 標的の第一号は緩和時間は予想を大きく上回るもので実験で使用できることがわかった。偏極度においては予想の半分であったために、この原因は調査する必要がある。

### 2.5.2 2010 年の SPring-8 テスト実験にむけて

我々は2010年に初めて偏極HD標的を使ったテスト実験を行う予定である [21]。そのために現状で課題となっているのは

- HD の移送が困難であること
- 偏極度の信頼性が低いこと

である。

## 第3章 NMRによる標的の偏極度測定

我々は偏極度と緩和時間測定に核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance: NMR) 法を用いている。一般的な NMR とその偏極度計算と我々が使っている測定システムについて説明する。

### 3.1 NMR を用いた偏極度測定原理

#### 3.1.1 NMR と偏極度

スピン  $I$  が 0 でない原子核の磁気モーメントの大きさ  $\mu$  は  $h$  をプランク定数として

$$\mu = \gamma J = \gamma \frac{hI}{2\pi} \quad (3.1)$$

のように書ける。 $J$  はスピン角運動量  $J$  の大きさ、 $\gamma$  は磁気回転比と呼ばれる各原子核固有の比例定数である。

すでに第 2 章で述べたようにこの原子核を磁場中に置くと  $2I+1$  個のエネルギー準位に分裂し、さらに式 2.2 よりそのエネルギーは外部静磁場の強さ  $B_0$  に比例していることが分かる。それを図 3.1 に示す。

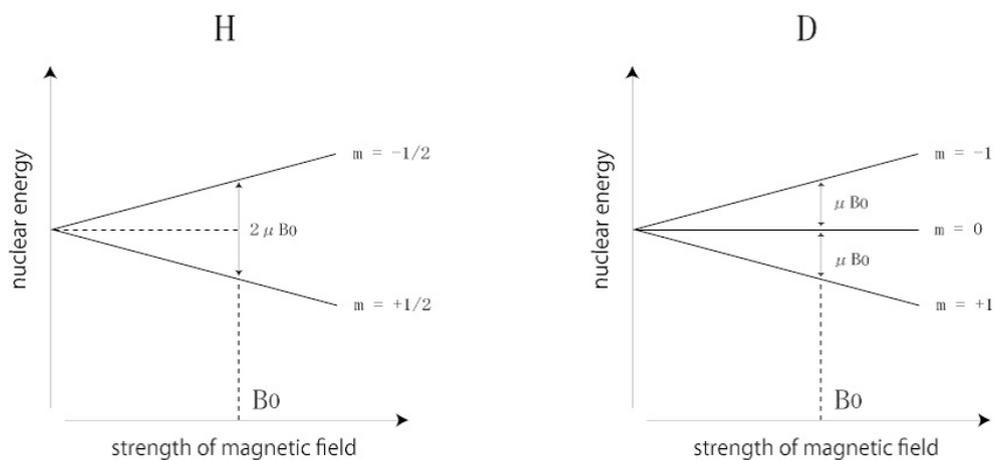


図 3.1: H と D の外部磁場に対するエネルギー準位

式 2.2 からわかるように、H、D いずれの場合も低い状態と高い状態との状態間のエネルギー差は

$$\Delta E = 2\mu B_0 \quad (3.2)$$

である。このエネルギーを電磁波に換算すると、よく知られた電磁波のエネルギー式  $\Delta E = h\omega_0 / 2\pi$  ( $\omega_0$  は電磁波の周波数) を用いて、

$$h \frac{\omega_0}{2\pi} = 2\mu B_0 \quad (3.3)$$

とすることができ、ここに式 3.1 を代入し  $\omega_0$  について解くと

$$h \frac{\omega_0}{2\pi} = 2\gamma \frac{hI}{2\pi} \quad (3.4)$$

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (3.5)$$

を得る。これを共鳴周波数、あるいは  $\omega_0/2\pi$  をラーモア周波数と呼び、原子核はある決まった磁場の下では特定の各周波数  $\omega_0$  をもつ電磁波を吸収か放出することで状態間遷移を行うことを意味している。(図 3.2) あるいは逆に、決まった周波数のもとでは特定の磁場でのみ遷移が行われるともいえる。

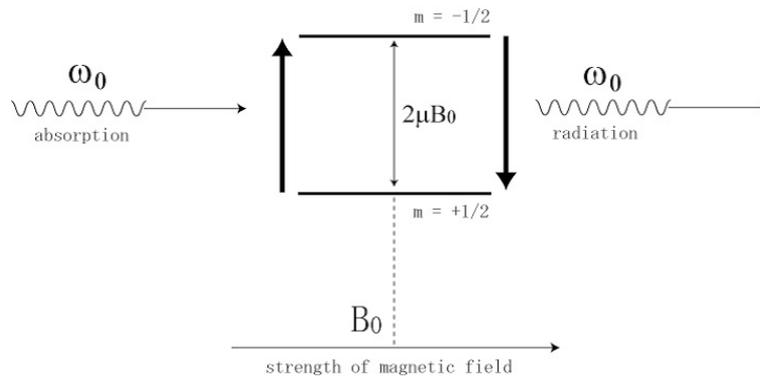


図 3.2: NMR 過程

このように磁場と周波数のある組み合わせで遷移が起こることを NMR といい、その遷移を検出し、偏極の度合いを知ることで原子核の様子を探る方法を NMR 法という。

この遷移は磁場にとる系の偏極 (準位の占有数の偏り) があるからこそおこるものであり、偏りの数は遷移を起こす事が可能な原子核の数を意味するものであるからして、遷移の観測量の大小が普通に考えれば偏極度の大小として認識できる。よってこの観測量の大小から我々は偏極度を導き出し、かつ継続的な観測でその減衰過程をたどることが可能だと仮定した。ちなみに、H と D それぞれの磁気回転比は  $\gamma_H=42.58[MHz/T]$ 、 $\gamma_D=6.54[MHz/T]$  である。よって磁気回転比  $\gamma$  は磁場が 1T の時の共鳴周波数とも言え、NMR 測定の際にもよく使われる。

### 3.1.2 NMR シグナル

原子核の遷移を検知して NMR を知ることができることは先に述べたとおりである。具体的にどのような形で遷移を検知するのかここで説明する。

NMR はその現象が量子論的なものである一方で、NMR 測定となると原理に古典論的な考えを用いている。遷移の検知というが、厳密に言えば吸収か放出される電磁波を検知するのではなく、遷移によって NMR コイルに生じる電圧の巨視的变化を検知しているからである。

今、大きさ  $B_0$  の外部静磁場が一方向のみにかかっているそれを  $z$  軸とすると、系の磁化  $M(M_x, M_y, M_z)$  はこの時  $M_0$  となっている。  $M_0$  は

$$M_0 = \sum_i^N \mu_i \quad (3.6)$$

と書くことができるが、式 2.5 や式 2.6 と式 3.1 より

$$M_0 = \mu(N_+ - N_-) = \mu NP \quad (3.7)$$

のように導くことができる。この状態で磁場  $B_0$  に対して垂直な方向すなわち  $x$ - $y$  平面、角周波数  $\omega$  で振動するラジオ波 (rf) を照射したとする。するとこの平面に同じく角周波数  $\omega$  の振動磁場が加わり、  $B(t)(2B_1 \cos \omega t, 2B_1 \sin \omega t, B_0)$  が発生し、磁気モーメントはトルク  $\mu \times B$  を受け磁場の周りで回転するために、磁化  $M$  に時間的な変化が生まれることになる。スピン角運動量の磁場中での運動方程式  $dJ/dt = \gamma J \times B$  をそのまま適用すれば、  $i, j, k$  を各成分の単位ベクトルとして

$$\frac{dM(t)}{dt} = \gamma M(t) \times B(t) - \frac{iM_x(t) + jM_y(t)}{T_2} + k \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (3.8)$$

と書くことができ、成分表示すると

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma [M(t) \times B(t)]_x - \frac{M_x(t)}{T_2} \quad (3.9)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma [M(t) \times B(t)]_y - \frac{M_y(t)}{T_2} \quad (3.10)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma [M(t) \times B(t)]_z + \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \quad (3.11)$$

となる。ここで各式の右辺の第二項にすでに磁化が平衡状態に戻ろうとする緩和の影響を考慮したものも含めてある。磁化の緩和は 2 種類存在し、  $z$  軸への射影が緩和する縦緩和と  $x$ - $y$  平面への射影が緩和するのが横緩和時間  $T_2$  であり、これまで再三に亘って登場してきた緩和時間  $T_1$  とはまさにこの縦緩和のことを意味する。なぜなら標的として HD を語る際、我々はスピンの上向きか下向きかという  $z$  方向の緩和にしか興味がないからである。これらの式 3.9、3.10、3.11 をプロッホの方程式をいう。

次に  $x$  軸方向にかかっている振動磁場を図 3.3 のように  $z$  軸に対して各周波数  $\omega$  で反対方向に回転する 2 つの回転磁場の重ね合わせとして解釈し、そこで実験室系から同じく  $z$  軸に対して各周波数  $\omega$  で回転する回転座標系  $(x', y', z')$  に移る。すると 2 つの回転磁場を一つ無視でき、さらにもう一方を  $x'$  にかかる大きさ  $B_1$  の静磁場とできる。

$$B_{eff} = k' \left( B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \right) + i' B_1 \quad (3.12)$$

のように有効磁場と呼ばれる磁場を定義して、回転磁場においてプロッホ方程式は以下のようになる。

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = \gamma M_{y'} B_{eff} - \frac{M_{x'}}{T_2} \quad (3.13)$$

$$\frac{dM_{y'}}{dt} = \gamma (M_{z'} B_1 - M_{z'} B_{eff})_y - \frac{M_{y'}}{T_2} \quad (3.14)$$

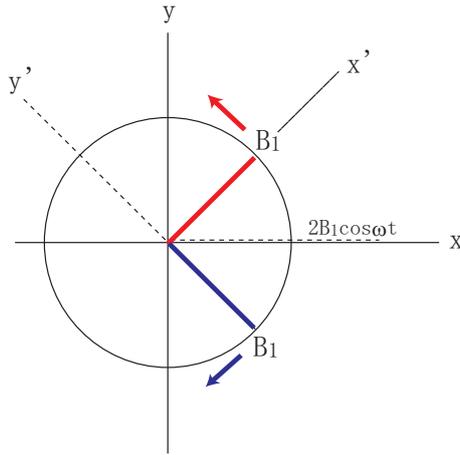


図 3.3: 回転座標系

$$\frac{dM_{x'}}{dt} = -\gamma M_{y'} B_1 - \frac{M_0 - M_{z'}}{T_2} \quad (3.15)$$

左辺をすべて 0 とおいて定常状態の解を求めると磁化率  $\chi_0 = M_0/B_0$  を使って

$$M_{x'} \simeq \chi\omega_0 T_2 \frac{(\omega - \omega_0)T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} B_1 \quad (3.16)$$

$$M_{y'} \simeq \chi\omega_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} B_1 \quad (3.17)$$

とかけて、これは  $\omega = \omega_0$  の近傍でのみ値をもつ。複素磁化率を

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (3.18)$$

とすれば、

$$\chi'(\omega) = \frac{M_{x'}}{B_1}, \chi''(\omega) = \frac{M_{y'}}{B_1} \quad (3.19)$$

となり、単位時間にスピン系単位体積によって吸収されるエネルギー  $E$  を介して

$$P \propto \int E dB(dt) \propto \int \chi'' dB(dt) \quad (E \propto \chi'' B_1 \omega_0) \quad (3.20)$$

のように表せるので、特に複素磁化率の虚数部分  $\chi''(\omega)$  は系のエネルギーの吸収、すなわち NMR 遷移の電磁波の吸収量を表しており、 $\chi''$  の積分、つまり  $\chi''$  部分が作る NMR シグナルの面積がその偏極度に比例した物理量として扱えることになる。

また、磁化率は NMR コイルのインダクタンスに  $L = L_0(1 + 4\pi\eta\chi)$  の形として現れ、さらに  $\chi''$  が以下のようにコイルの電圧  $v$  の変化量  $\delta v$  に近似的に比例する。

$$v = iv_0 Q^{-1} B' / [(L/L_0)^{-1} + iQ^{-1} B' - B'^2] \quad (3.21)$$

$$\simeq v_0(1 - 4\pi\eta Q \chi'') \quad (3.22)$$

$$\delta v \simeq -4\pi\eta Q \chi'' \quad (3.23)$$

$\eta$  は filling factor とよばれ、 $Q$  は回路の  $Q$  値、 $v_0$  は定常状態の電圧である。このように偏極の割合を知るには、変化量  $\delta v$  を観測し、その面積を  $\chi''$  と捉えればよいことがわかる。

一般的な  $\chi'$ 、 $\chi''$  を図に表す。この 2 つのスペクトル (正確にはそれに比例したコイルの電圧変化) を NMR コイルシグナルとして観測する。

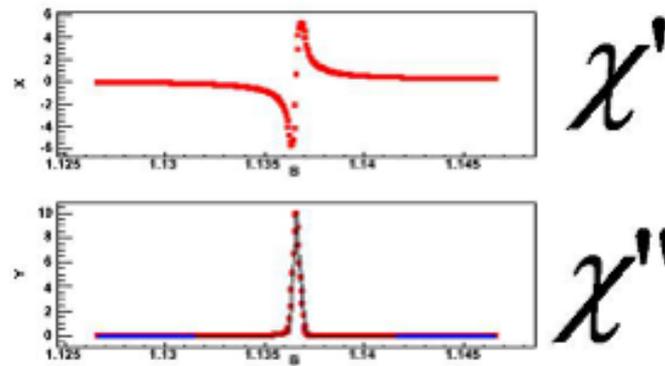


図 3.4: NMR 測定観測シグナル

### 3.1.3 面積比較法

ただ、 $\chi''$  を観測しそのシグナルの面積を求めたところで、単にそれは吸収された電磁波のエネルギー量を求めたに過ぎず、偏極度の”絶対値”を求めたことにならない。そこで単純な方法で偏極の絶対値をだす。

もしあらかじめ系の温度  $T^0$  と磁場  $B^0$  が正確に分かっていて、しかも TE 状態にあったような場合の NMR シグナルをとっておいたとする。その  $\chi''(\omega)$  の面積を  $S^0$  とする。式 2.7 や 2.8 から偏極度  $P^0$  も計算でだせ、 $P/S$  が常に一定の仮定の下で、もし温度  $T^1$  と磁場  $B^1$  状態の偏極度  $P^1$  が知りたければシグナルの面積  $S^1$  を出して

$$\frac{P^1}{S^1} = \frac{P^0}{S^0} \quad (3.24)$$

$$P^1 = S^1 \frac{P^0}{S^0} \quad (3.25)$$

と解けばよい。このように NMR シグナルの面積の比較を偏極度の比較とし、判っている偏極度から目的のものを出す方法を面積比較法という。

## 3.2 シングルコイル法を用いた NMR 測定システム

我々が標的の偏極を測定するための NMR の測定系を紹介する。

### 3.2.1 シングルコイル

NMR 法には NMR コイルが必要であるが、振動磁場をくわえるための送信 (transmitter) コイルと磁化率変化を感知するための受信 (receiver) コイルの 2 つの役割を持っている。我々が使用する

る [12] シングルコイル (Single coil) 法という NMR 測定システムの一つは、コイルが一つしかなく、その 1 つが送信コイルと受信コイルの両方の役割を果たす。コイルの外観や形状を図に示す。コイルには太さ 0.1mm のエナメル被覆銅線を用いており、標的セルと同じ素材の Kel-F チューブを台座にして縦 66mm、直径 33mm、巻きつけ角度 120 °で一重にのみ巻かれていて標的を全空間で覆う。コイルの形状はサドル型とよばれる特殊な形状をしている。この形状と縦横比 2:1 と巻きつけ角度 120 °はどれも電磁気学的に計算されたもので、振動磁場が全空間で均一かつ z 軸に垂直にかかるようになっている。



図 3.5: NMR コイルと Kel-F チューブ台座

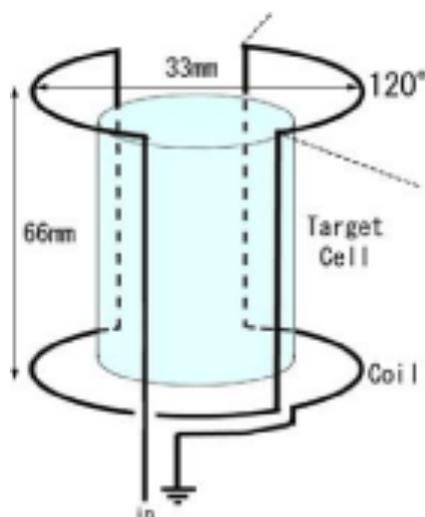


図 3.6: シングルコイル法 NMR コイルの形状と標的セル

ところがコイルが 1 つしかないことである問題がおこってくる。それは図のように送信と受信が一体となっているために送信された rf の中でコイルを経由せず受信側に素通りしてしまうパートが現れることである。当然この素通りは NMR とは何の関係もなく、ただのバックグラウンドとして現れるだけで本来排除されるべきものであるから、この素通り点に特定の周波数の rf にのみフィルターとして働くような回路を組み込む必要がある。図のように可変抵抗と(可変)コンデンサーから成るこのフィルター回路をキャンセル回路 (cancellation circuit) と呼ぶ。このキャンセル回路と 1 つのコイルをセットにしてシングルコイル法を成す。キャンセル回路は可変抵抗と可変コ

コンデンサーの調節でキャンセルする周波数、そのキャンセル率の調整ができるようになっていて、一番キャンセル率を高くさせる周波数を探さなくてはならない。我々の場合、各抵抗のレジスタンスと各コンデンサーのキャパシタンスを図のように設定し、キャンセルできる周波数を約 45MHz ~ 50MHz の範囲にした。

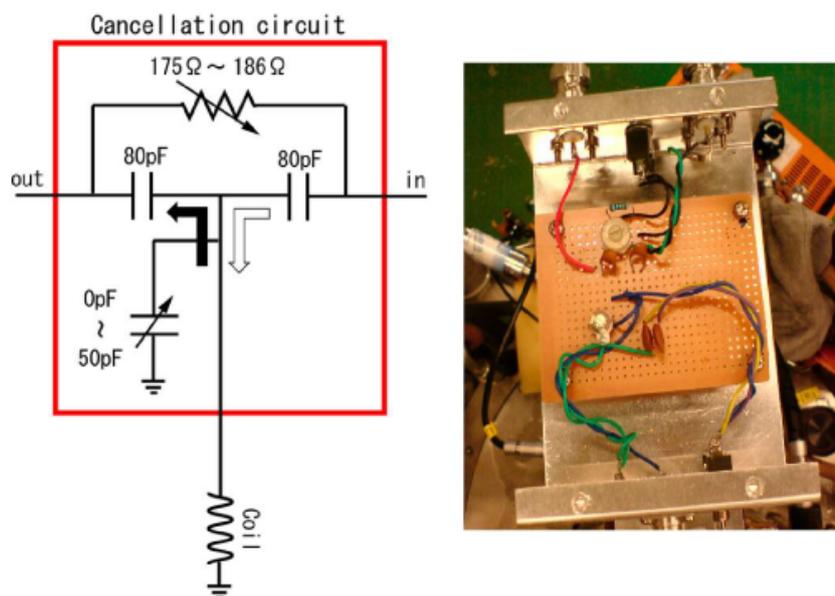


図 3.7: シングルコイル法におけるキャンセル回路

さらにもうひとつ問題がある。アナログ調節で決定されたキャンセル周波数は終始固定されたものであり、測定に実用的にキャンセルされた領域は数 kHz ~ 数十 kHz と非常に狭い。しかも NMR シグナルも数十 kHz 単位の幅を持っているため、磁場  $B_0$  を固定した状態で周波数  $\omega$  を数 MHz 領域でスイープ（掃引）する中で、あらかじめキャンセル周波数と共鳴周波数  $\omega_0$  の中心を精度よく一致させておくには無理がある。よって、 $\omega_0$  固定 ( $B_0$  固定) の  $\omega$  スイープではなく、逆にキャンセル周波数として  $\omega$  の方を固定しておいて、 $\omega_0$  スイープ ( $B_0$  スイープ) をする測定を行う。先にキャンセルを行って、そこで共鳴が起きるように後から共鳴周波数をあわせたとってもよい。式 3.16、3.17 からわかるように明らかに許された方法である。変わることと言えば図より横軸が  $\omega$  から  $\omega_0$  が  $B_0$  になることやシグナルの正負が逆転するくらいである。こうすれば常に素通りシグナルのキャンセルが行われた状態で NMR 測定をすることがができる。通常の測定を周波数スイープと呼ぶのにたいしてこれを磁場スイープと呼ぶ。キャンセル回路のチューンさえうまくいけば最もコンスタントに結果が残しやすく、簡単なことが利点である一方、周波数スイープが使えないこと、磁場スイープも決められたキャンセル周波数から逸脱した磁場でのスイープはできないこと、その他様々な手間やリスクがあることはシングルコイル法の弱点といえる。

### 3.2.2 回路構成

NMR 測定にはシグナルジェネレーター・NMR コイル・ロックインアンプが必要であると述べた。実際に使用した NMR 回路の構成は以下の構成は以下の図のようになっている。

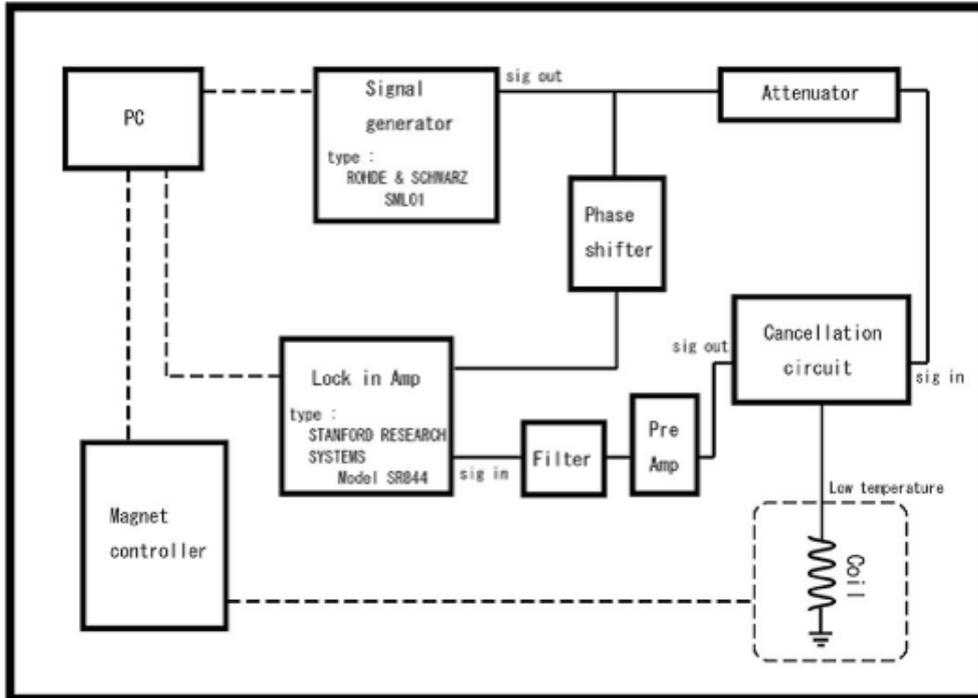


図 3.8: NMR 測定回路

NMR 回路の制御はほとんど PC、特に LabView プログラムにて行った。ただひとつ例外は磁場スイープは手動で行う超伝導電磁石のコントローラー操作である。

シグナルジェネレーターよりキャンセル周波数として  $\omega$  を固定された  $f$  を連続的に出力している状態で磁場スイープを開始する。出力された rf はその強度を Attenuator で必要最小限に抑えられている。NMR 遷移が起きるといことは偏極を壊していることに他ならないので、シグナルがきれいに見える範囲で偏極の崩壊を最小にしなければならない。この場合極々一部の遷移を観測して全体を把握していることになる。その後  $\omega_0 = \omega$  近傍で NMR が起き、その小さな NMR 信号はプリアンプで増幅されフィルターにかけられロックインアンプに集積される。同時に参照信号として NMR 前の信号も集積され、最後はこの 2 つの位相を同期させ、この周波数以外の信号をノイズとしてカットする。すると NMR シグナルのみが手に入る。

## 第4章 Transfer Cryostat1(TC1)の改良と冷却テスト実験

TC1(RCNP用)は前章で述べたように真空層の内部で3層構造を持っており、液体Heで冷却されているセルを掴みに行く内層、同じく液体Heで冷却されている稼働中もセルを磁場に晒せるように超伝導電磁石を備えている中層、液体窒素で冷却されている外からの熱をシールドするための外層とに分かれていて図4.1の構造をしている。通常は各層はその一つ外側の層の内部に格納されているが、作動時にその下端と希釈冷凍機の上端を開放し外側の層から腕のように伸びていき、Cellを掴まえ取り出してくることができる。

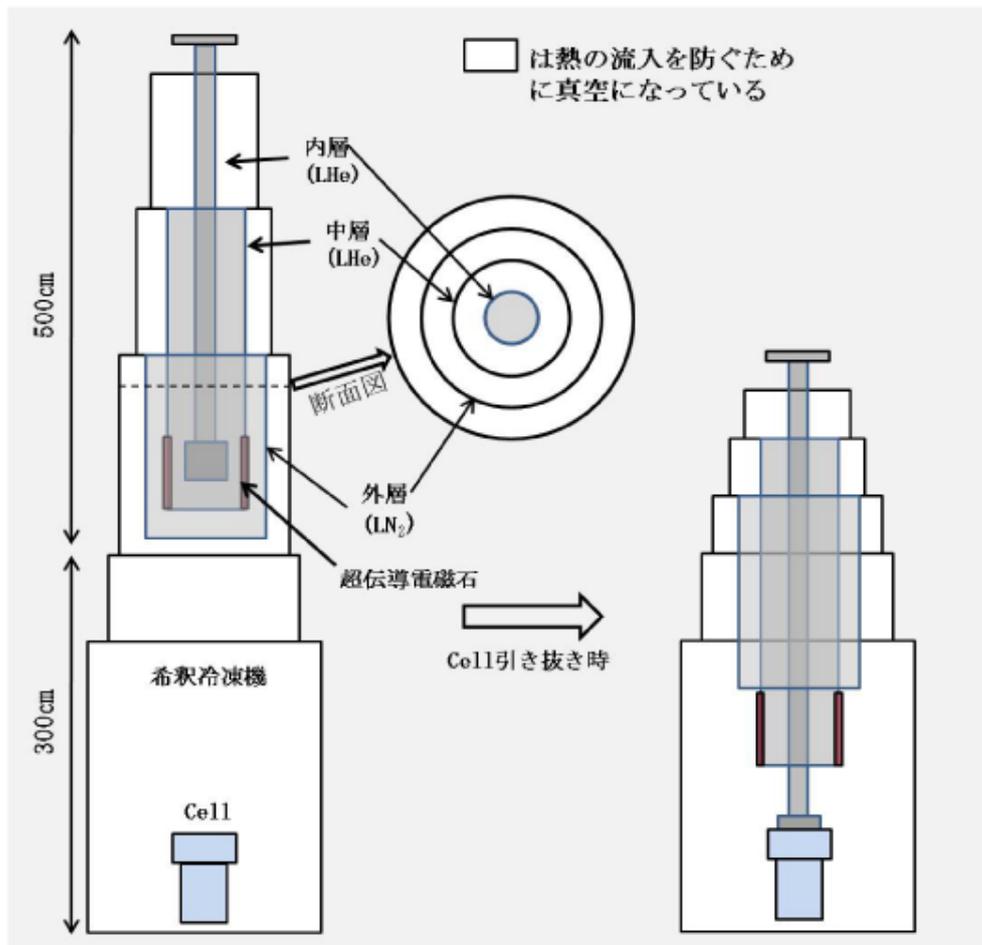


図 4.1: TC の構造

## 4.1 TCの改良について

TCはフランスのORSAYから譲りうけたものであるが、これを使用するにあたって以下のようにいくつかの改良点が見つかった。

1. 標的を取り出すときに内層を回転や上下させる必要があるが、内層を動かすときに大気と真空をシールしているO-ringが冷却時に凍ってしまい真空漏れを起こしてしまうので熱流入がおこり標的の温度が上がってしまう。
2. 外層、中層は冷却に成功したが、内層においてパイプの系が細いため液体ヘリウムで冷却しても60Kまで温度が下がらない。
3. 標的の取り外しに右ネジ - 左ネジで回転のみによって取り外しをORSAYでは行っていたが、標的の取り外しが確認がしづらいために標的移動の失敗確率が $\frac{1}{4}$ と高い。
4. 希釈冷凍機から標的を取り出すのに長さが300mm足りない。
5. 内層に溜まった液体ヘリウムの量をしるための液面計がついていない。

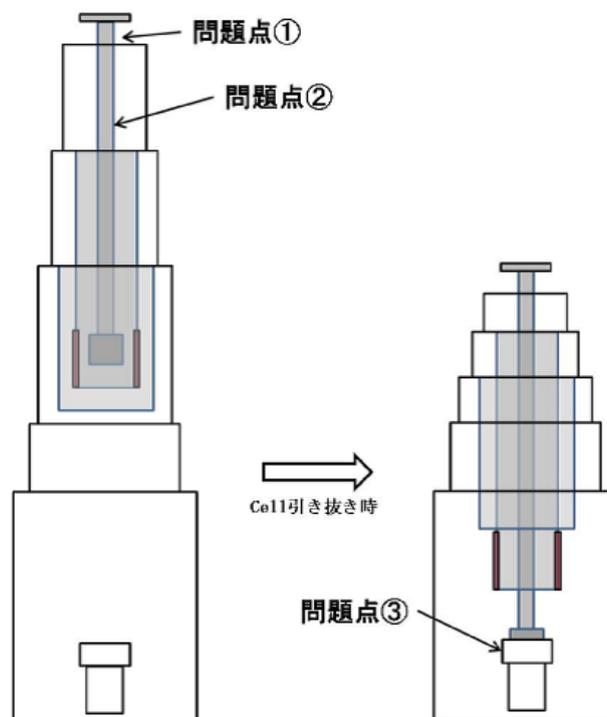


図 4.2: TCにおける改良すべき箇所

## 4.2 TCの改良

前節よりTCは外層、中層に問題はなく、内層のみを改良するために新たに製作を行った。

#### 4.2.1 内層の内部の構造

ORSAY で使われていた内層の構造では図 4.3 のように液体ヘリウムを入れるパイプの部分が二か所小さくなっており、このために液体ヘリウムがあまり入っていかず冷却することが難しかった。この部分を新しい内層では取り付けないでシンプルにし、以下のような内部構造になるように製作した。

- 液体ヘリウムが入りやすいようにパイプの内径の大きさを 11mm から 12 にした。
- 液体ヘリウムがたまっていることを確認できるように NbTi 線 ( $\phi 100\mu\text{m}$ ) を使い液体ヘリウム液面計を製作しパイプに取り付けた。
- SCIENTIFIC INSTRUMENTS 社製のシリコンダイオード温度センサー Si420 を図 4.3 のように予備も含め同じ箇所にも 2 つ取り付けた。
- $\phi 4$  のパイプを 1200 長くした。
- 希釈冷凍機から標的を取り出すのに足りない長さ 300 を長くした。

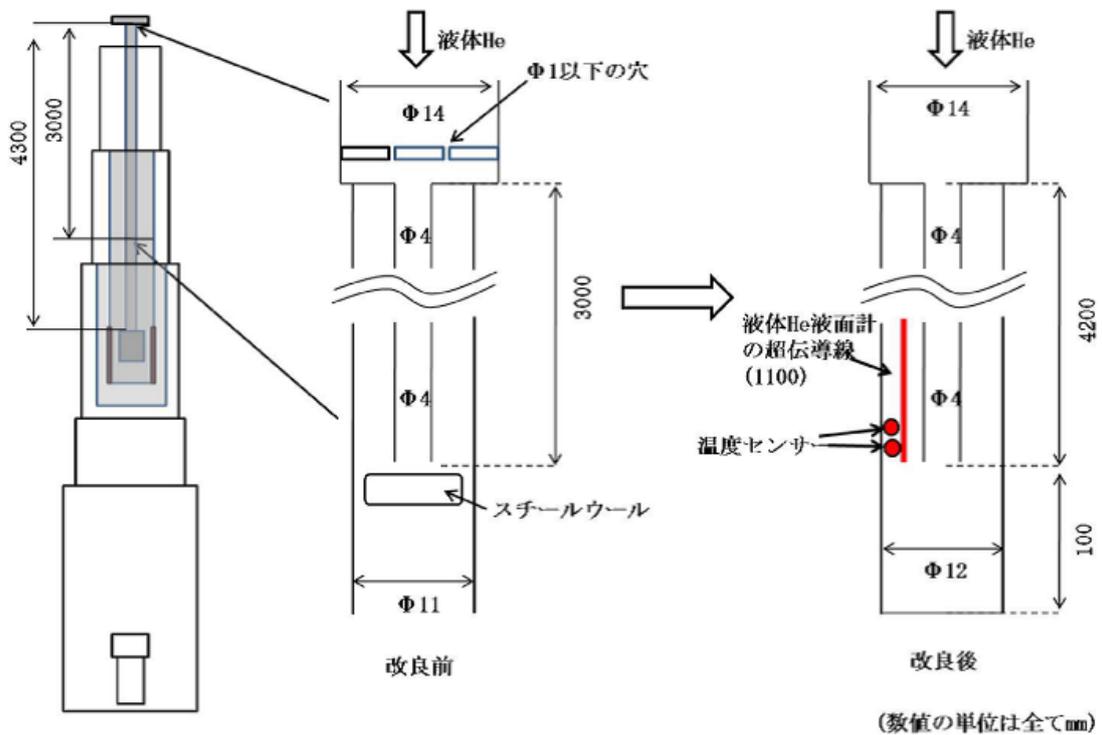


図 4.3: TC 内部構造の改良

#### 液体ヘリウム液面計の製作

$\phi 100\mu\text{m}$  の NbTi 線を使い、超伝導を利用して液面を知る。原理は超伝導線である NbTi 線 (臨界温度  $\approx 9\text{K}$ ) を溜まった液体ヘリウムの液面より長くして垂直に入れてあげ、超伝導で抵抗 0 の

部分と常温でノーマルの抵抗の部分を見ることで液面の高さを知ることができるものである。図 4.4 のように液面計を NbTi 線、マンガン線、銅線で制作した。マンガン線で発熱した熱を伝えるために NbTi 線とマンガン線の接触部分は団子結びにしてある。この熱伝導が NbTi 線の超伝導とノーマルの部分を作ってくれるので電流が小さく発熱が少なければ、ノーマルの部分まで超伝導になってしまい、また電流が大きすぎると発熱が大きくなり液体ヘリウムを飛ばしてしまう。よって最適な電流値をもとめる必要がある。今回作ったものは有効領域 100cm のものである。

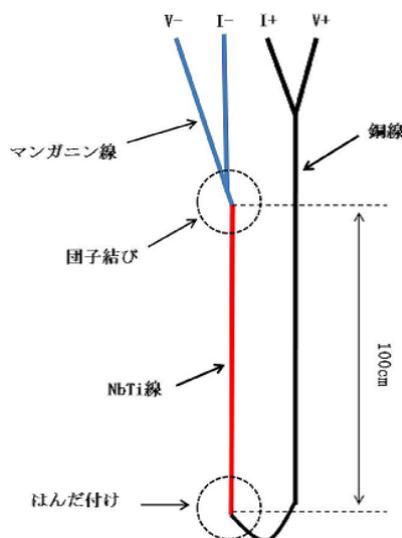


図 4.4: 液体ヘリウム液面計

TCに取り付ける前に液体ヘリウムタンクにいれ、長さにおける抵抗値を測定した。またマンガンから NbTi 線への熱伝導を測定し、最適な電流値を測定した。測定の結果を表 4.1 に示す。

有効長	100cm
系の大きさ	100 $\mu$ m
電流	80mA
電流を流す時間	0.6 秒
1 回の測定での発熱量	48mJ
電流を流す間隔	15 秒
抵抗 (300K)	3.54 $\Omega$ /cm
抵抗 (超伝導前 $\approx$ 20K)	2.15 $\Omega$ /cm

表 4.1: 超伝導液面計のスペック

液体ヘリウムは 1cc 蒸発するのに 2.1J の発熱量がいる。内層の構造は液体ヘリウムを 150cc 溜めることができるので、TC での移送中 (30 分間) に液面計での発熱により液体ヘリウムが蒸発してなくなることはないと考えられる。

#### 4.2.2 真空シールの構造

ORSAY で使われていた真空シールにおける構造は図 4.5 のようになっている。しかし、この部分は内層パイプの上下や回転運動で真空が漏れやすいのと、冷却が行われた際にパイプ全体が冷えるためにそれが O-ring のゴムを凍らせてしまい、低温 (170K 以下) になると真空がもれてしまう。また真空排気のパイプが TC 下部にしかなく、O-ring の真空シール部分に気体が入ると下部まで熱交換され TC の標的を掴む部分の温度が上昇してしまう。この部分を改良するために O-ring を冷やさない構造にする必要がある。図 4.5 のように内層パイプと O-ring の部分を真空で遮断することで熱の伝わりをなくした。さらにウィルソンシールをつけたことと真空用の排気パイプを取り付けたことで真空を保ちやすくした。

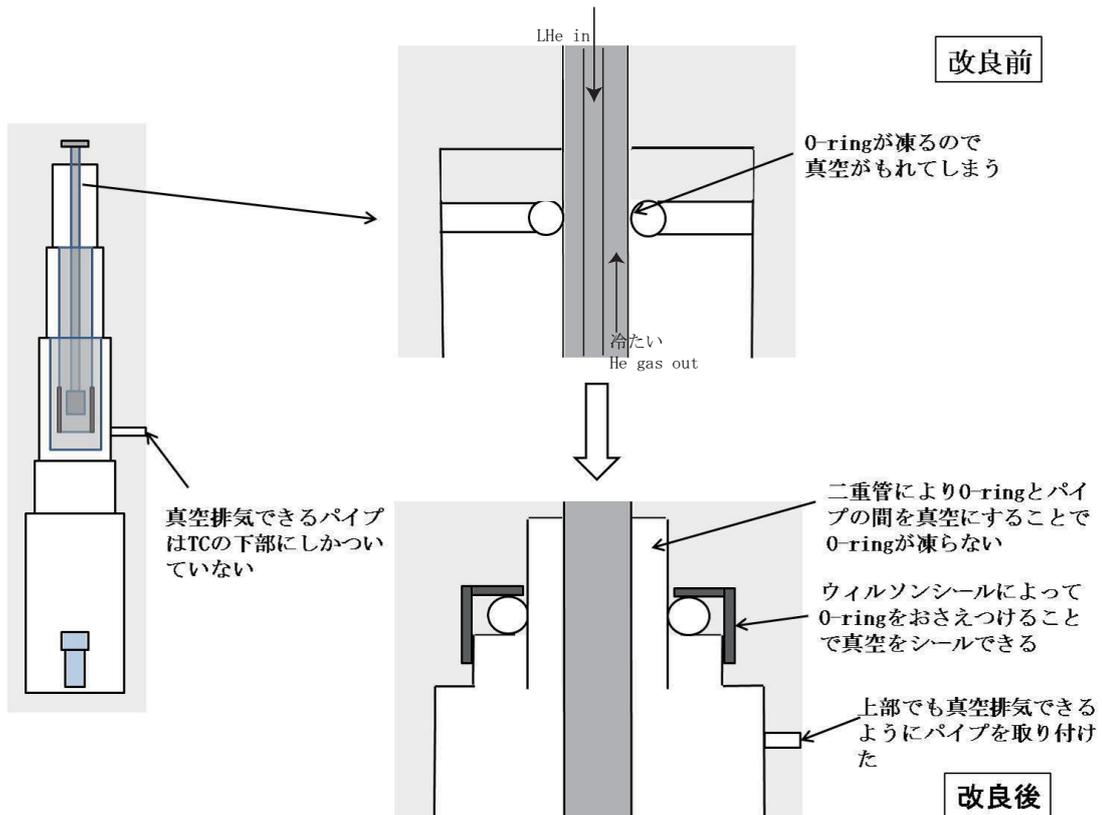


図 4.5: 真空シールの構造

#### 4.2.3 標的を掴む部分の改造

ORSAY の標的を TC で取り外しするときは右ネジ→左ネジで図 4.7 のように取り外しを行っていた。右ネジの方向に回すと Cold finger と標的を取り付けることができ、そのまま右ネジの方向に回し続けると次に標的と TC の先端部分が外れていく。左ネジで回すと標的と TC の先端部分がつきだし、そのまま回すと Cold finger についた標的を取り外すことができる。しかし、この方法は熟練者やそれ担当のものが練習を積んでも失敗確率が  $\frac{1}{4}$  と高いので 2ヶ月間エイジングを行っ

たあとで失敗するにはあまりにリスクが高い。このため、新たに標的を取り外す方法を考え、下の図 4.6 や図 4.8 のように回転によるネジとロック形式とした。これは Cold finger に標的を取り付けるときは右ネジでとりつけ、標的と TC 先端部を外すときはそのまま上にあげると外すことができる。標的と TC 先端部をつけるときは回転させ、標的と Cold finger を左ネジではずす。そのまま TC の先端部をあげると標的と TC 先端部がロックのために引っ掛かっているので標的を取り出すことができる。



図 4.6: TC 先端部の写真

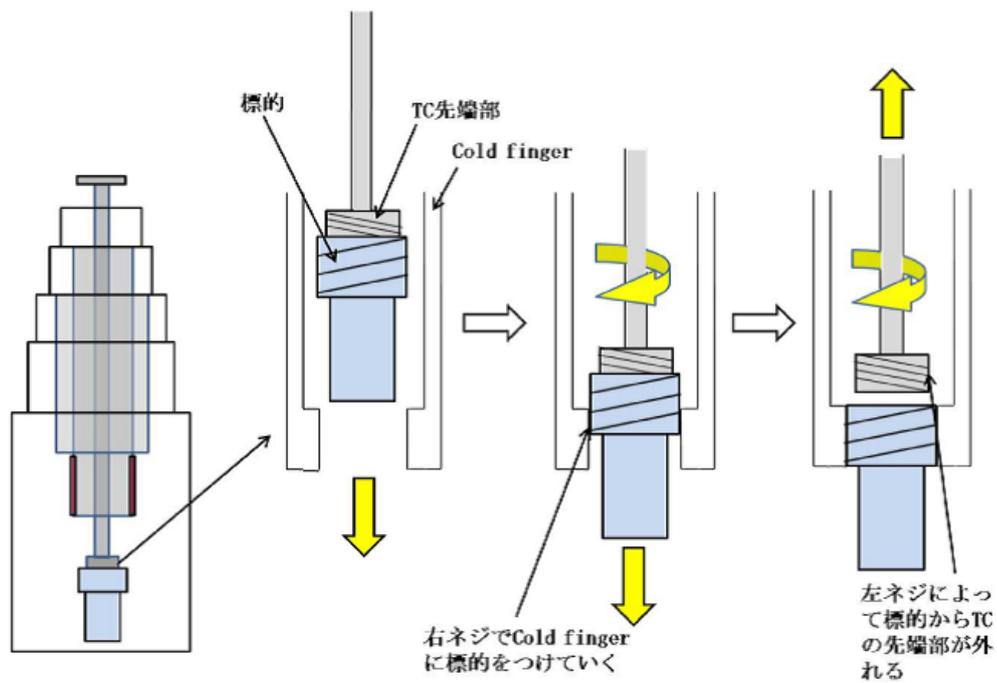


図 4.7: 従来の標的の取り付け/取り外しの構造

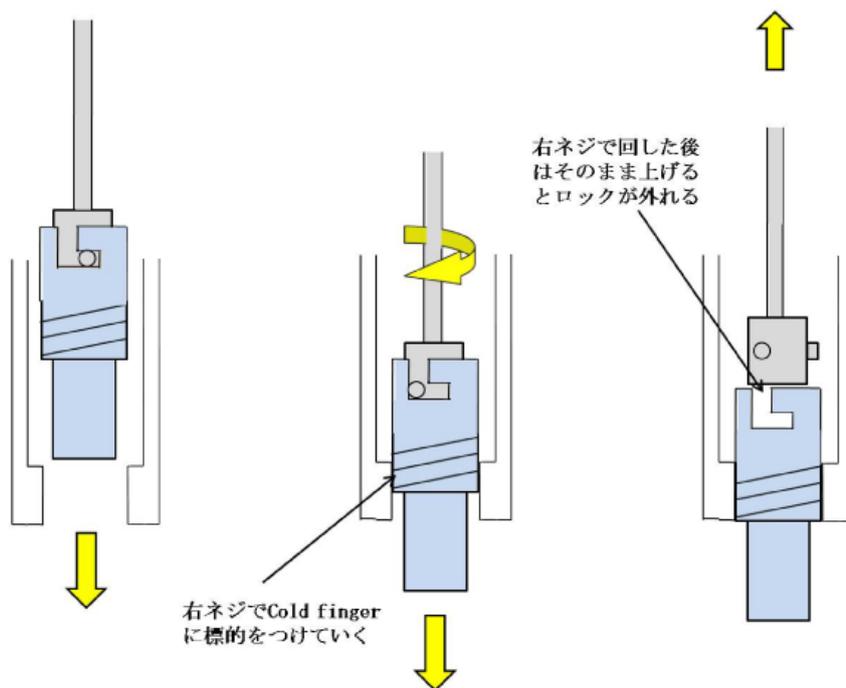


図 4.8: 新しい標的の取り付け/取り外しの構造

## ロック形式の利点

取り外し、取り付けに関して標的が外れたり付いたりするときがわかるので成功する確率が非常に高い。

## ロック形式に関して

このロック形式ではネジ式と違い、熱伝導という点においてネジ式よりも良くないので TC 先端部からの熱接触で標的の温度を 4.2K 程度を保つことができるか検証が必要になってくる。TC が希釈冷凍機の標的をとりに行ったときは希釈冷凍機内部の方が TC よりも温度が低いので冷却能力を気にする必要はないが、取り出した後希釈冷凍機から切り離されたときは TC のみの冷却しかないで、この部分における熱流入と冷却能力を考慮する必要がある。

## TC 先端部の熱伝導

熱伝導は主に三つの過程がある。気体による熱交換、固体での熱伝導、さらに熱放射である。TC 先端部についている標的への熱伝導は図 4.9 のようになっている。気体の熱交換は

$$Q = cp(T_2 - T_1) \quad (4.1)$$

との式で表され、 $c$  は気体の種類の定数で空気で  $0.014[\text{W}/\text{T mbar}]$ 、 $T_2$  は  $300\text{K}$  で  $T_1$  は  $4\text{K}$  とし、 $p$  は  $10^{-6}\text{mbar}$  であるのでこれより

$$Q = 4.2 \times 10^{-3}[\text{mW}] \quad (4.2)$$

になる。

固体での熱伝導は

$$Q = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dt \quad (4.3)$$

であり、 $A$  は断面積、 $L$  は長さである。今温度センサーとヒーターをダミーターゲットに取り付ける際に  $\phi 0.5\text{mm}$  のケーブルをつかっているが、中層の  $4.2\text{K}$  で熱アンカーをとっているため、式より積分は 0 となる。

図 4.9 のように熱放射は標的の上部と側面は  $4.2\text{K}$  からの熱放射でありこれらは無視して良いが、下からは中層の超伝導磁石についたスーパーインシュレーションからの  $50\text{K}$  からの熱放射があり、これが標的に熱を伝えることになる。熱放射は以下の式から与えられる。

$$Q = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2}(\frac{1}{\epsilon_2} - 1)} (T_2^4 - T_1^4) \quad (4.4)$$

$A_1$  は標的の下部の断面積、 $A_2$  は窒素シールドの下部の断面積、 $\epsilon_1$  は標的の熱放射率、 $\epsilon_2$  は窒素シールドの放射率、 $T_1$ 、 $T_2$  はそれぞれの温度である。 $\sigma$  は  $5.7 \times 10^{-12}[\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}]$  である。 $A_1$  は  $\phi 25\text{mm}$ 、 $A_2$  は  $\phi 54\text{mm}$ 、 $\epsilon_1$ 、 $\epsilon_2$  はともに  $1.0$ 、 $T_1$ 、 $T_2$  は  $4.2\text{K}$ 、 $50\text{K}$  で計算すると窒素シールドからの熱放射は

$$Q \simeq 0.1[\text{mW}] \quad (4.5)$$

となる。

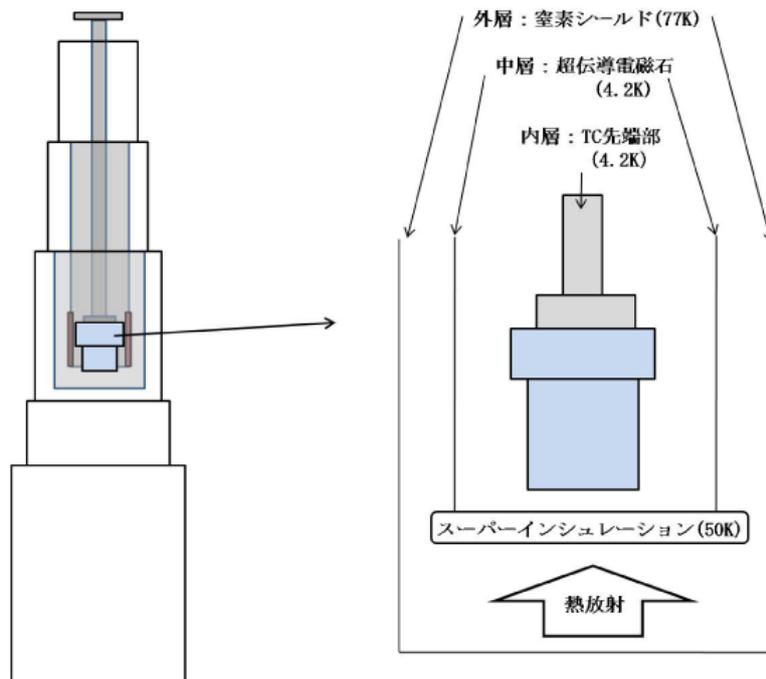


図 4.9: 標的への熱伝導

### 4.3 TC 冷却テスト実験

前節での改良について冷却テストで TC の動作を検証していく。内層の真空もれをみるのに真空ポートに Leak Detector をつなげた。さらに TC の動作時には液体窒素や液体ヘリウムなどの寒剤は TC に補充することができないので、TC 冷却してどのくらいの時間低温 (TC 先端部が 4.2K 程度) を保てられるかというチェックも行った。これは各層において、外層は液体窒素を貯める箇所に抵抗温度計がついており、中層も液体ヘリウムを貯める箇所に抵抗温度計がついており、内層は前節で示したように、液体ヘリウムを貯める箇所にシリコンダイオードの温度センサーがついているのでこれらの測定を行うことで TC の温度をチェックすることができる。TC の冷却能力については図 4.10 のように TC 先端部にダミーターゲットをつけ、そこにシリコンダイオードの温度センサーとヒーターをつけ、その温度を測定することで測定を行う。

#### 4.3.1 冷却方法

TC の冷却は以下のように行っている。

1. 真空層の真空引きを行う。
2. 液体窒素を内層には 5 分間、中層には 15 分間にいれ、予冷を行う。(これによって常温から液体ヘリウムで冷やすよりも液体ヘリウムの使用量を 10 分の 1 に抑えられる。)
3. 内層、中層が 77K まで冷却できたら、真空層にヘリウムガスをいれることにより、室温との熱交換がおり、2 層内の液体窒素を追い出す。

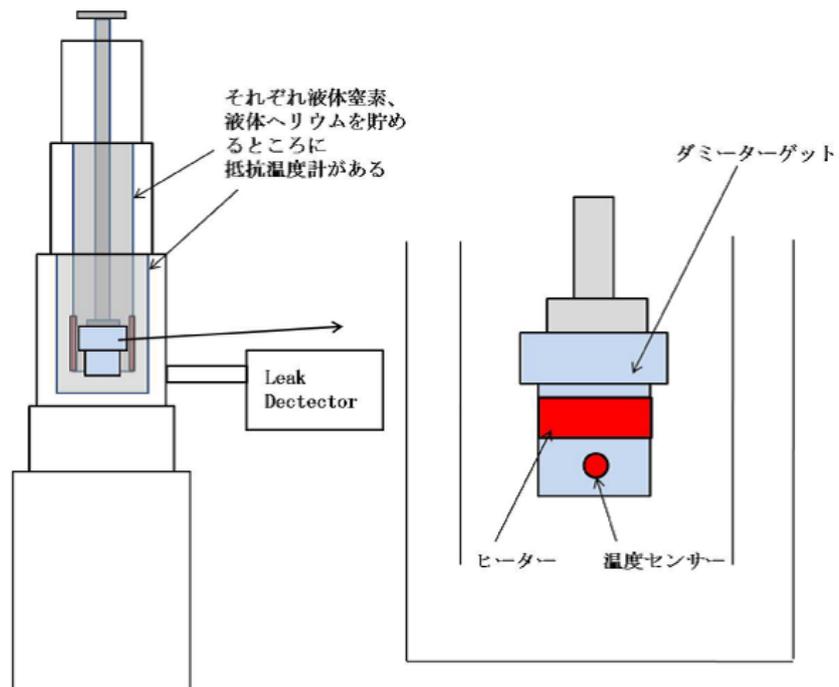


図 4.10: TC 冷却テスト

4. 約 5 分間たって液体窒素が追い出せたら、すばやく真空引きをもう一度行う。
5. 液体ヘリウムを内層、中層に 3 時間、液体窒素 10 分間を外層にいれる。
6. 蒸発してきたヘリウムガスは、回収ラインを使って低温センターに返す。

### 4.3.2 冷却テスト実験 1 の結果

#### 内層構造と真空

内層のパイプに液体ヘリウムが入っていない問題においては、図 4.11 のように冷却において内層に取り付けた温度センサーが 4.2K まで温度が下がっているの、解決したと思われる。さらに改良前の冷却時に比べ、改良後は冷却するのに液体ヘリウムの使用量が 400L から 100L と減り、冷やしやすくなった。これは内層の液体ヘリウムをいれるパイプを長くしたことで、内層を冷やすのに液体ヘリウムの蒸気も使えたことによるものだと考えられる。真空に関する問題は、冷却時に Leak Detector が反応しなかったので O-ring による真空漏れの問題も解決したと考えられる。

また内層が真空層にヘリウムガスを入れ窒素をとばした後、温度が上昇しているが、中層に比べ、内層は熱容量が小さいので温度が上昇しやすい。中層は超伝導電磁石があるため熱容量は大きいので、冷やすのに寒剤を大量につかうが、その分温度が上昇しにくい。よって、まず液体窒素で冷却してから液体ヘリウムを使うことが必要である。

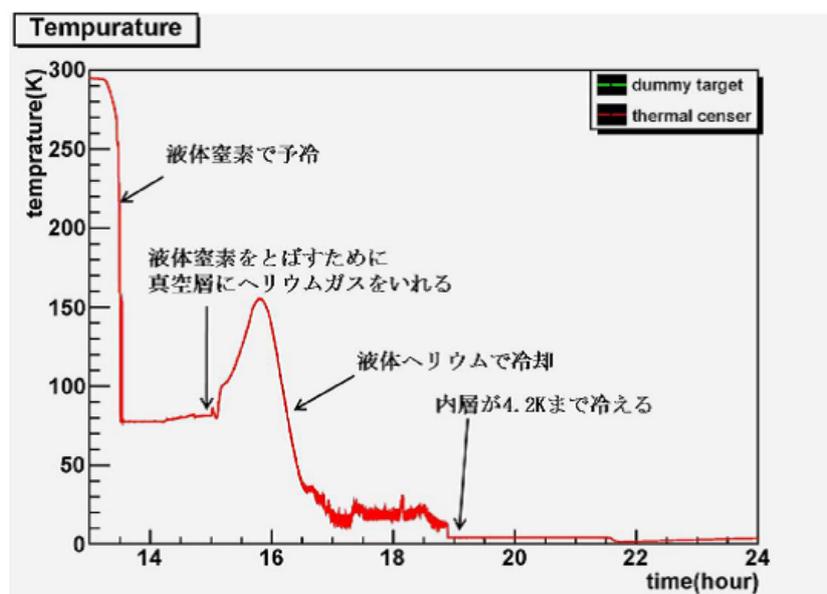


図 4.11: TC 冷却テスト時の内層の温度

#### 冷却時の外層、中層

図 4.12 に冷却時の外層と中層における抵抗温度計の様子をのせている。抵抗温度計であるが、その抵抗値を温度に較正していないので抵抗値が飽和したところが液体窒素やヘリウムが溜まったと判断している。図からもわかるように外層は液体窒素で冷却をおこなった後、供給をやめてから 5 時間以上温度を保っている。中層は液体ヘリウムで冷却をおこない、供給をやめてから温度を 5 時間以上保っている。また、内層においても液体ヘリウムの供給をやめてから 5 時間以上温度を保っている。内層、中層においては外側の層が温度が上がりだすと熱放射によって温度が保てなくなる。これより、TC の冷却後 5 時間は TC を寒剤なしに動作できることが確認できた。この結果

から HD 標的の移動に必要な時間 (30 ~ 60 分程度) において、液体ヘリウムと液体窒素のの供給なしで TC を 4K に保つことができることがわかった。

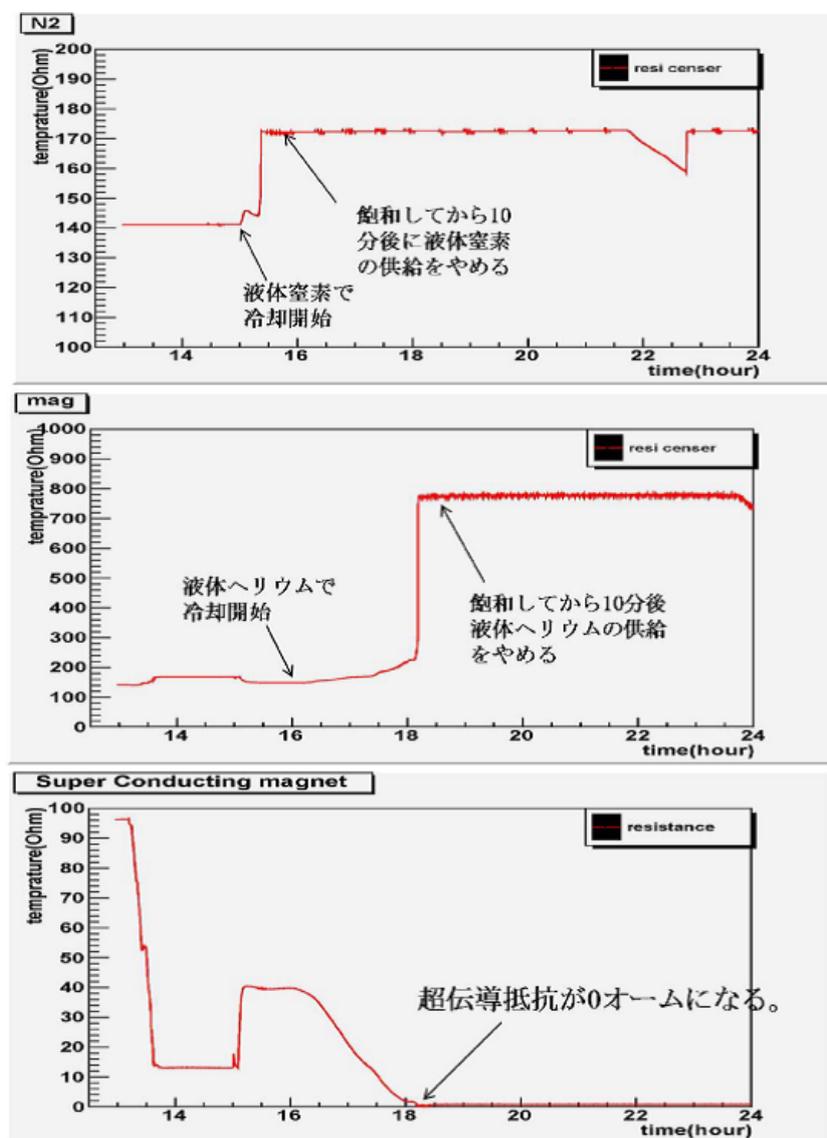


図 4.12: 上から TC 冷却テスト時の外層の抵抗温度計、中層の抵抗温度計、中層についている超伝導電磁石の抵抗

#### TC の冷却能力

内層での温度は 4.2K まで冷却することができたが、TC 先端部にロック形式でとりつけたダミーターゲットに関しては 7.7K までしか到達せず内層を真空ポンプで引き減圧することで内層の温度を 1.5K まで冷やしたが、ダミーターゲットの温度は 7.1K までしか下がらなかった。これにより、接触面積がロック形式では少ないことが TC の冷却能力が低くしていると考えられるので、この部分の接触面積を増やすことが必要となった。

### 4.3.3 TCの冷却能力の改良

冷却テストの結果、ロック形式での冷却能力を改善する必要があることがわかったので、図 4.13 のように TC 先端部を変更した。改良前の TC 先端部では機械加工の限界もありどうしても標的との間に隙間ができ、熱を伝えにくい。さらに冷却時に TC の先端部が冷やされると収縮して標的との間に隙間を発生させる。これを改善するために、標的を TC 先端部で両方からはさむことで接触面積を増やし、熱収縮にも対応できるようにした。

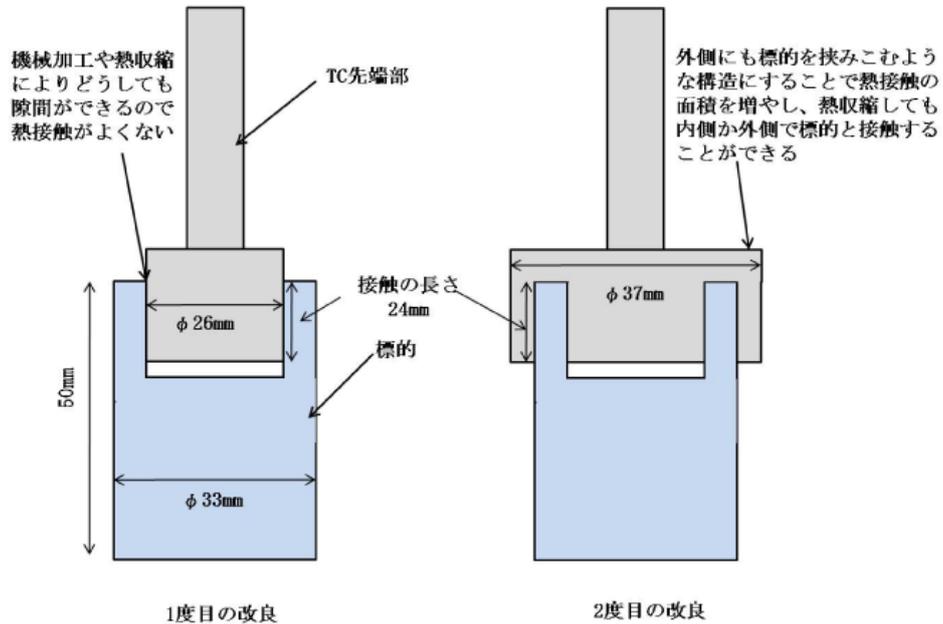


図 4.13: TC 先端部の接触部分の断面図



図 4.14: TC 先端部とダミーターゲット

## TC 先端部改良後の冷却テスト実験 2 の結果

冷却方法は前回と同じで行った。内層の温度とダミーターゲットの温度の様子は図 4.15 のようになった。ダミーターゲットの温度は 5.12K まで温度が下がり、さらに内層を減圧して 1.40K まで温度を下げることににより、ダミーターゲットの温度を 4.37K まで下げることに成功した。

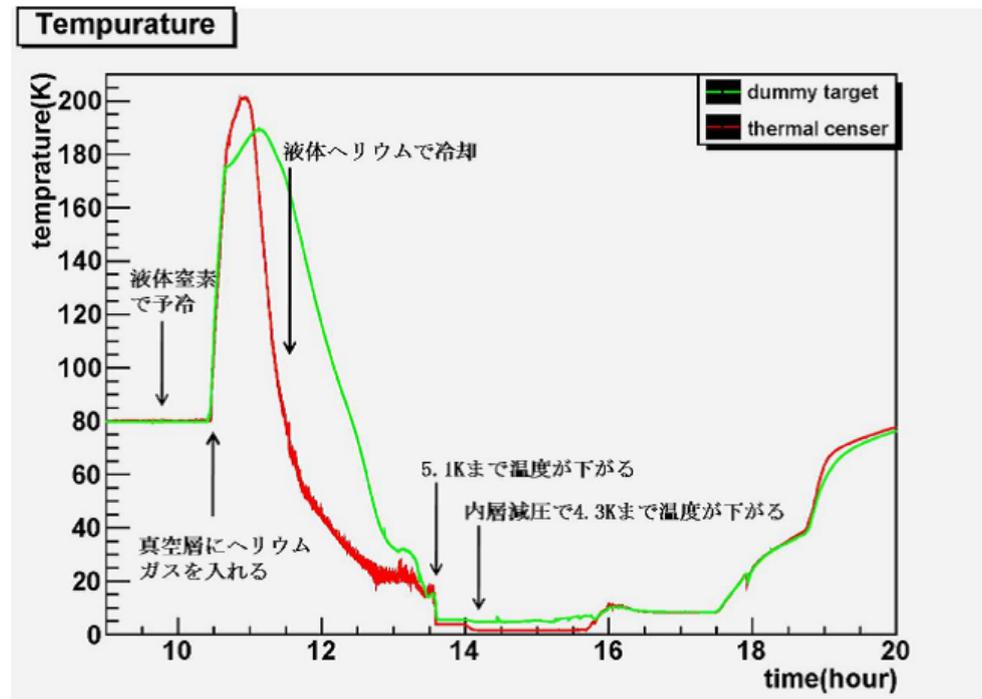


図 4.15: 内層とダミーターゲットの温度

### 冷却能力テスト

ダミーターゲットの温度を 4.37K まで下げることができたのでダミーターゲットにつけていたヒーターによって熱を加えて、TC に冷却されたダミーターゲットの温度を測定していった。結果を表 4.2 に載せる。

ヒーターの発熱 (mW)	ダミーターゲット (K)
0	4.37
0.100	4.42
0.200	4.48
0.300	4.51
0.400	4.51
0.500	4.59
1.00	4.70
1.50	4.82
2.00	4.96
5.00	5.74
7.50	6.23
10.0	6.70

表 4.2: ヒーターの発熱とダミーターゲットの温度

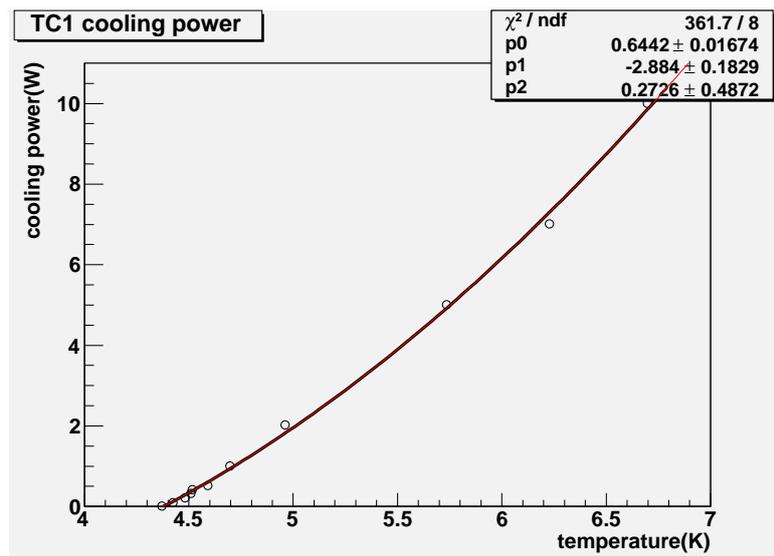


図 4.16: TC の冷却能力

グラフより 2 次関数でフィットをかけて TC の冷却能力を計算する。4.37K のときも窒素シールドからの熱放射で 0.1mW の熱が与えられているのでそれを考慮して TC の冷却能力  $W_{TC}$  は

$$W_{TC} = p_0 T^2 + p_1 T + p_2 [mW] \quad (4.6)$$

$$p_1 = 0.644 \pm 0.0167 \quad (4.7)$$

$$p_2 = -2.88 \pm 0.183 \quad (4.8)$$

$$p_3 = 0.273 \pm 0.487 \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

になった。6K ではおよそ 6mW の冷却能力がある。

#### 4.3.4 冷却能力についての考察

TC につけたダミーターゲットを 4.37K まで冷却することには成功したが、内層を減圧し、内層 1.5K に対し、熱流入は 0.1mW の熱放射しかないのにも関わらず 4.2K に到達しなかった理由を考える。

これは標的と TC 先端部の接触によると思われる。これより、この接触部分の面積を 2 つの方法で求めた。まず、冷却能力からダミーターゲットから TC の内層内の液体 He までの距離は 5 である。式 4.3 を積分して銅は 6K から 1.5K で  $\approx 10\text{W/cm}$  なのでこの面積  $A$  は

$$A = \frac{6.5 \times 10^{-3} \times 5}{4.5 \times 10} \approx 3 \times 10^{-3} [\text{cm}^2] \quad (4.11)$$

となる。これが TC とダミーターゲットの接触面積と考えられる。次に TC によるダミーターゲットの冷却速度でも確かめた。100K から 40K にダミーターゲットの温度が下がるのに 3000 秒かかっている。そこでの温度で銅の比熱は  $0.1[\text{J/gK}]$  であり、ダミーターゲットの重さは 160g なので 100K から 40K でダミーターゲットを冷やすのに

$$W = \frac{160 \times 0.1 \times 60}{3000} \approx 0.3 [\text{W}] \quad (4.12)$$

で冷却されていることになる。100K から 40K までの固体の熱伝導は銅は 100K から 40K で  $\approx 400\text{W/cm}$  なので面積  $A$  とすると

$$A = \frac{0.3 \times 5}{400} \approx 4 \times 10^{-3} [\text{cm}^2] \quad (4.13)$$

となる。このことから面積は  $10^{-3}\text{cm}^2$  のオーダーで、TC 先端部とダミーターゲットの接触できる面積は  $20\text{cm}^2$  である。よって接触は  $1/10000$  であり、この接触であれば 4.37K まで標的を冷やすことができると考えられる。

緩和時間は 4.2K で 147 時間あり、式 2.11 から 1 時間での偏極の減衰は

$$P(1) = P(0) \exp\left(-\frac{1}{147}\right) = 0.993P(0) \quad (4.14)$$

でほとんど減衰していない。4.37K まで冷却できるので TC を動作させて標的の偏極を保持したまま移送させるのに十分な時間があると考えられる。

## 4.4 銀口ウ付け改良による冷却テスト

前節より接触面積が  $1/10000$  であることは、図 4.17 のように銀口ウ付けを行った際に、銅が高温により変形してしまうためであり、銀口ウ付けをあまり使わないように改良を行い冷却テストを行った。

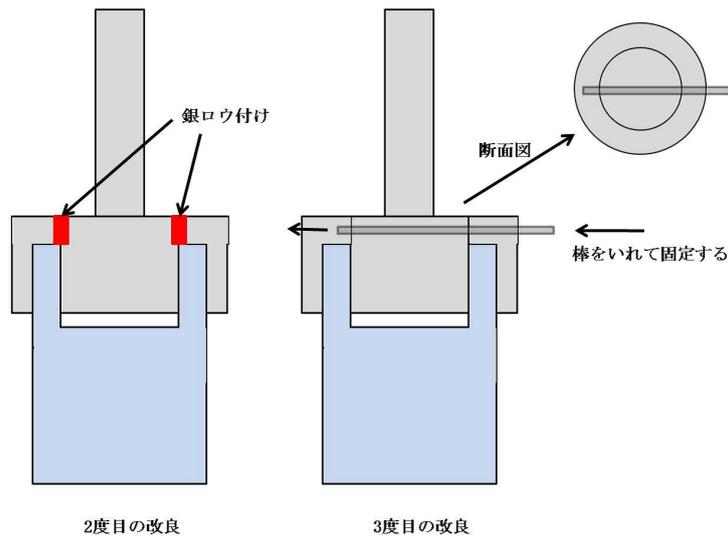


図 4.17: 銀ロウ付けの改良

図 4.18 は冷却テストのダミー標的の温度変化である。銀ロウ付けを改良した結果、TC 先端部の温度 1.5 K の時に、ダミー標的の温度をさらに 2.57 K まで下げることに成功した。

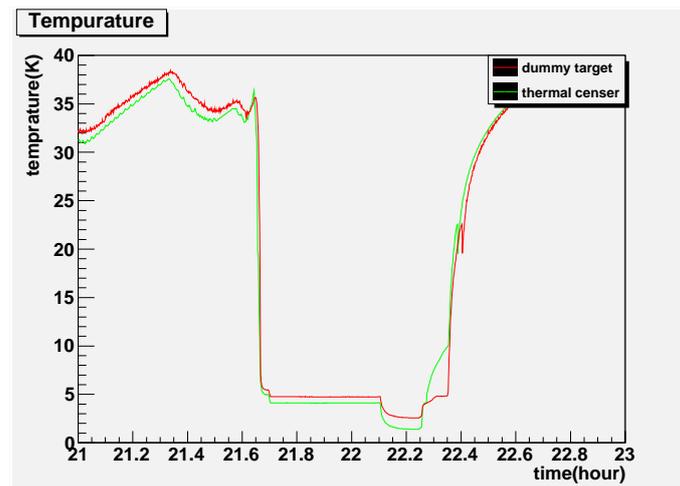


図 4.18: 銀ロウ付けの改良後の冷却テスト

## 4.5 TCの動作確認テスト

TCにおいて動作確認のテストを行い希釈冷凍機から標的を取り出しと取り付けを行った。常温状態での取り出し、取り付けに成功し、冷却時の取り出し、取り付けにも成功した。ORSAYでのネジ式に比べ、ロック式のほうは5回中5回とも成功したので成功確率は非常に高い。標的の取り出しに関しては常温ではCold fingerに標的を取り付けるのは銅と銅であるため摩擦で回転させるとき最後まで回らず5回転半しかしなかったが、低温状態ではこの噛みつきがなくなり、8回転半で最後まで回しきることができたので実験を行うのに問題はなかった。さらに取り付け、取り出し時に上下や回転運動を行うことによる真空漏れの影響は真空度が $\approx 10^{-4}$  mbar以下に下がることがなかったため、真空もれはおこらず、熱流入により標的の温度が上がる危険性はないと考えられる。

冷却と動作ともに実験で使用できるものになったことが確認できたので偏極HD標的を希釈冷凍機からSC(Storage Cryostat)に移送するシステム開発に成功した。

# 第5章 ブタノールを用いた偏極テスト実験と NMR シグナルの線形性のチェック

## 5.1 HD 標的の偏極度測定に関して

2章でも述べたように我々は2008年11月から2009年1月にかけて偏極HD標的を製作することに成功した。しかし、このときのHD標的のHの偏極度は約40%と温度14mK、磁場17Tの環境で得られる偏極度(≈80%)の半分であった[19]。この原因として考えているのがNMRシグナルの線形性が崩れているということである。NMRの線形性の崩れは4章でNMR法による偏極度の求め方で述べたように、NMRシグナルの面積を使って相対的に偏極度を測定するが、この面積と偏極度の間に線形性が失われているということである。

## 5.2 ブタノールによる偏極度測定

この偏極度における問題をチェックするために偏極標的によくつかわれるブタノール( $C_4H_{10}O$ )を用いて、Hの偏極度を測定することで試作第一号のHD標的の偏極度の信頼性を確かめることにした。

### 5.2.1 希釈冷凍機へのブタノール取り付け

この実験において標的の温度も知るために標的とは別にブタノールをいれたサンプルをMixing chamberにつけ温度も測定することにした。サンプルと標的には図のようにアルミニウムワイヤーを入れることでHD標的の冷却と同じ条件にした。



図 5.1: ブタノール標的用のアルミニウムワイヤー



図 5.2: ブタノールサンプル用のアルミニウムワイヤー

図 5.3 のようにブタノールサンプルと標的を Mixing chamber に取り付け、オランダの Leiden Cryogenics 社製の CMN(硝酸セリウムマグネシウム) の温度センサーを Mixing chamber とブタノールサンプルに取り付けた。Mixing chamber の炭素抵抗でも温度センサーを測定した。標的となるブタノールは 2.03mol をいれて測定した。

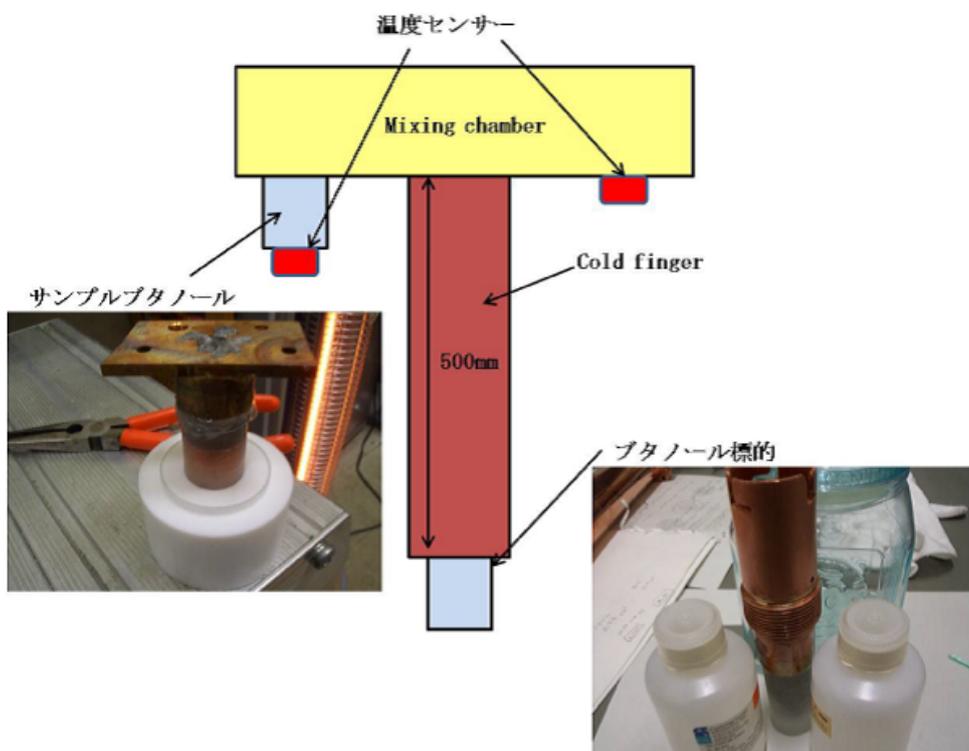


図 5.3: Mixing chamber へのブタノール標的の取り付け

### 5.2.2 測定手順と NMR 測定

1. 4.2K の空セルの 1.1T での TE 状態での NMR の測定
2. 4.2K、1K、0.4K、0.1K での 1.1T で TE 状態での NMR の測定

標的の取り換えは Transfer Cryostat で行った。空セルは標的にブタノールをいれずに H のシグナルを測定した。キャンセル周波数の調整で一番高いキャンセル率をだせるのは 46MHz 付近であり、このため 1.1T 付近で測定を行った。

測定状況は表 5.1 のように行った。

磁場スイープの範囲は 1.04 ~ 1.20[T] で往復で測定した。磁場スイープのスピードは 0.0938[T/min]、sample rate は 500counts である。

date	temperature[K]	frequency $\omega$ [MHz]	data
空セル			
09/01/21	4.2	46.000	20
ブタノール 2mol+空セル			
09/01/23	4.2	46.000	20
09/01/25	0.99	46.023	24
09/01/27	0.4	46.023	2
09/01/28	0.4	46.020	2
09/01/29	0.1	46.015	2
09/01/30	0.1	46.025	2
09/02/01	0.1	46.018	2
09/02/02	0.1	46.018	2
09/02/03	0.1	46.020	2
09/02/08	0.2	46.017	2
09/02/10	0.2	46.021	2
09/02/12	0.15	46.018	2
09/02/15	0.15	46.017	2
09/02/19	0.125	46.007	2
09/02/22	0.125	46.014	2
09/02/26	0.1	46.019	2

表 5.1: ブタノールの H の NMR の測定状況

0.4K、0.2K、0.15K、0.125K、0.1K を時間をかけて測定したのは、緩和時間  $T_1$  のためであり、これらの温度での熱平衡状態になるのに時間がかかるからである。

データ数は 4.2K と 1K はシグナルが小さいのでデータを積算した。

## 5.3 NMR 測定 of データ解析

### 5.3.1 データ処理

NMR で解析を進めるために、 $\chi''$  のデータを取ったごとに単純にならべた。横軸を磁場にとると超伝導磁石のコントローラーからの電流値から計算して磁場をだしており、本来コントローラーは磁場を制御するためであって NMR のような高精度の電流値出力を行うものではないので、データに揺らぎがあり、解析するのに好ましくない。データを順番にとった channel ごとのデータは磁場スイープ中は常に等間隔にデータを集積しており、sample rate 500 のときは 1 秒間に  $160 \pm 0.02$  個の誤差しかなくすべてのポイントが時間的にも等間隔で並んでいる。よってこれを間接的に磁場と捉えてよいと考えられる [19]。これを解析のデータとして NMR の解析をすすめていく。

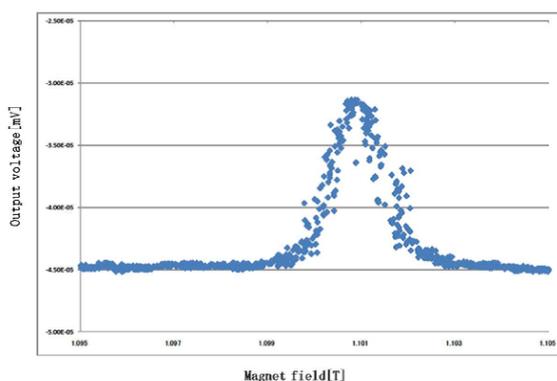


図 5.4: 横軸磁場でのシグナル

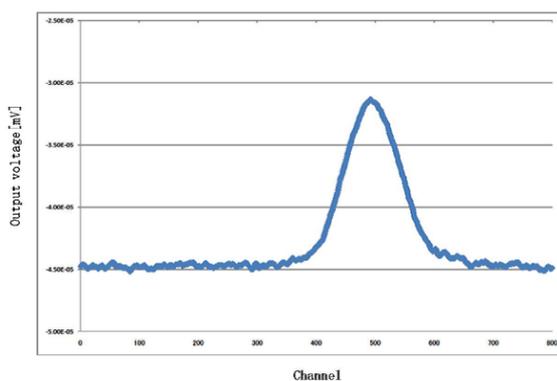


図 5.5: 横軸 Channel でのシグナル

## ベースライン

図 5.6 の上図のように NMR 測定の解析では H のシグナルのピークを中心に前後 400channel ずつをデータとして扱っている。この図からわかるようにデータはオフセットをもっている。これはベースラインとよばれ、測定ごとにそのオフセットはかわってくる。これはシグナル、ノイズとは関係なく現れる。このオフセットによってピークなどの高さは変わってこないが、統一するためにシグナルのテールの部分をベースラインとしてひいてベースラインが 0 の高さになるようにして図 5.6 の下図のようにした。

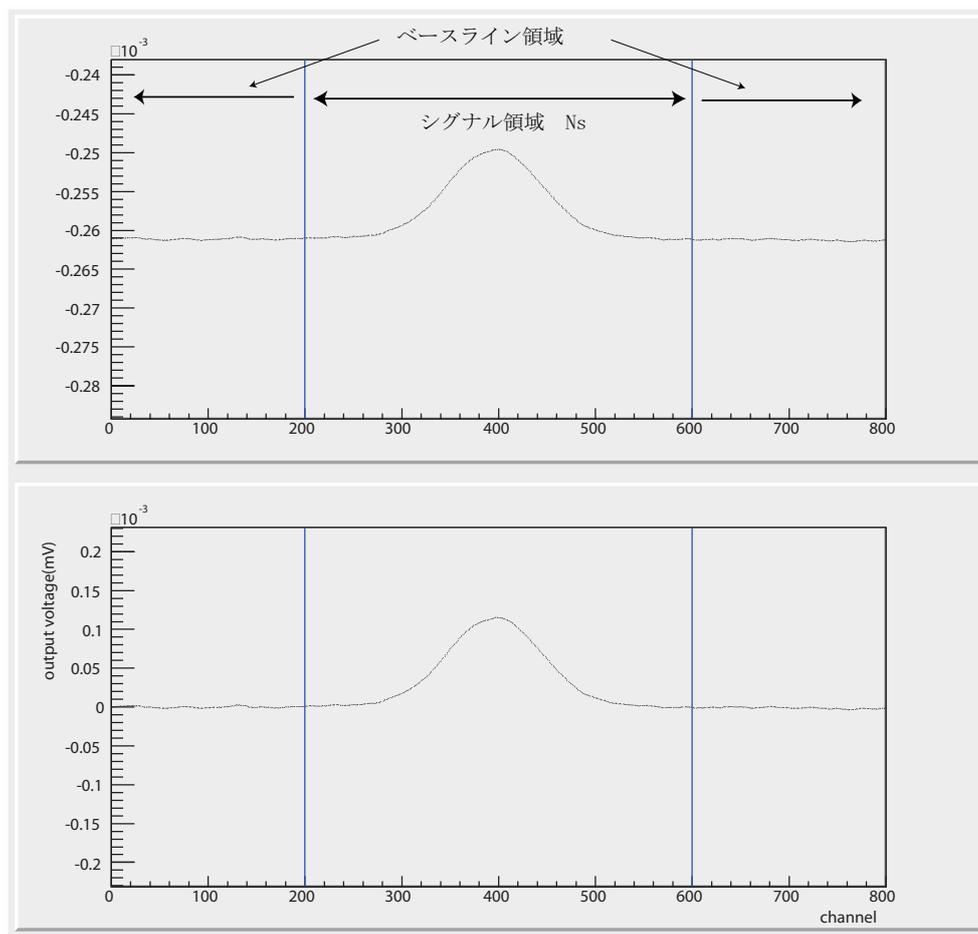


図 5.6: H のシグナルがもつベースライン

## データの積算

データは1回の測定で磁場の昇降を複数回行う。磁場スイープで得られたデータをそれぞれ up、down のデータごとに積算する。これらをさらに2つのデータを積算してこれを1つのデータとして扱っていく。down のデータは高磁場から低磁場へのスイープなので up に合わせて横軸に対して反転させている。図 5.7 は H のシグナルをそれぞれ処理した図である。

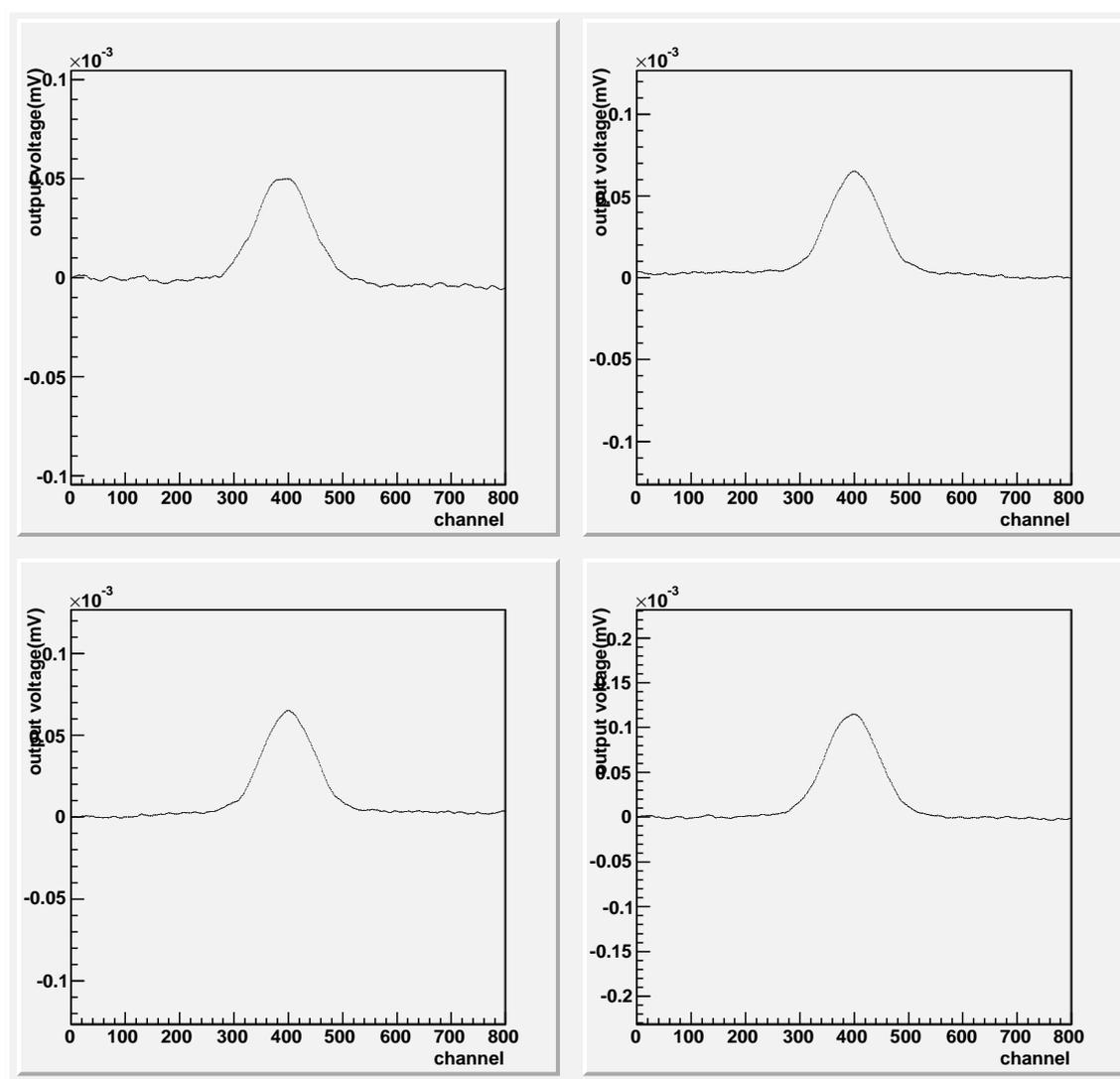


図 5.7: 積算した H の NMR シグナル

それぞれ左上から磁場 up 時のシグナル、右上は磁場 down 時のシグナル、左下は磁場 down の横軸反転シグナル、右下は右上の磁場 up 時のシグナルと磁場 down 時の反転シグナルを足したもの。

## バックグラウンドにおける処理

図 5.8 は最終的に磁場 up,down のデータを積算したものをバックグラウンドとしてテールの部分である両サイド 200 個分の channel を多項式 (2 次) でフィットして引き算しているものである。これらの処理によって最終的にシグナルのピークから前後 200 個の channel の領域を積分したものが  $\chi''$  の面積として考える。

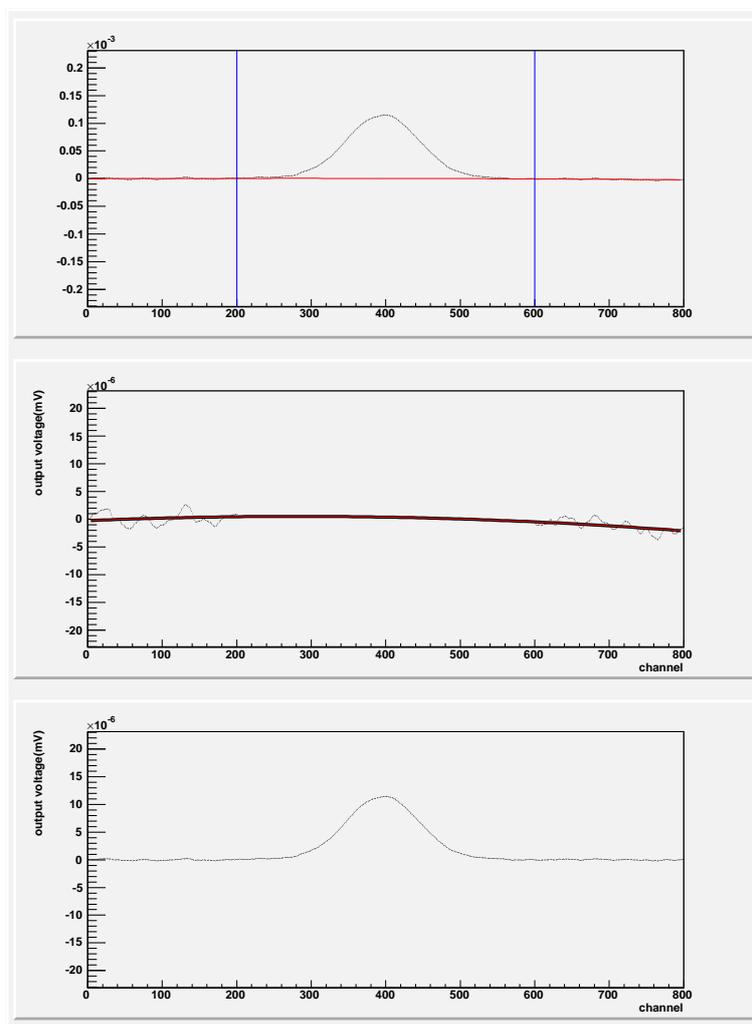


図 5.8: 0.1K での TE 状態の NMR シグナル

図は上から磁場 up, down の重ね合わせにテールによるバックグラウンドをフィットしたもの、テールの部分のバックグラウンドをフィットしたもの、上の図から中の図のバックグラウンド分を引き算したものである。

各温度での NMR の信号は図 5.9、5.10、5.11、5.12 のようになっている。

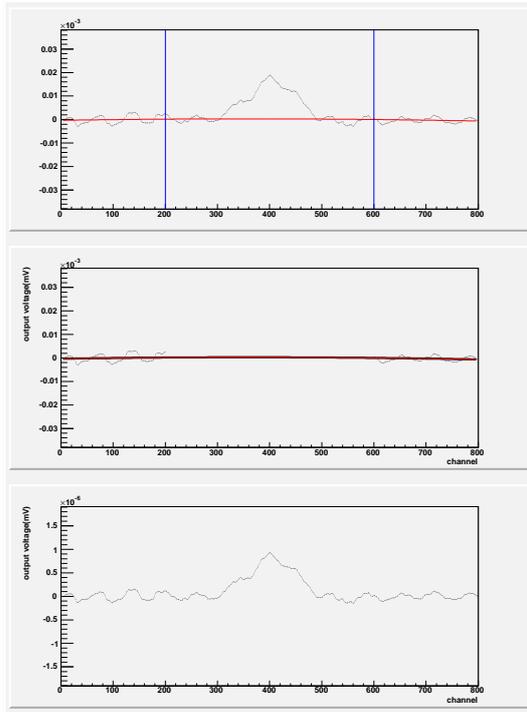


図 5.9: 4.2K での TE 状態の NMR シグナル

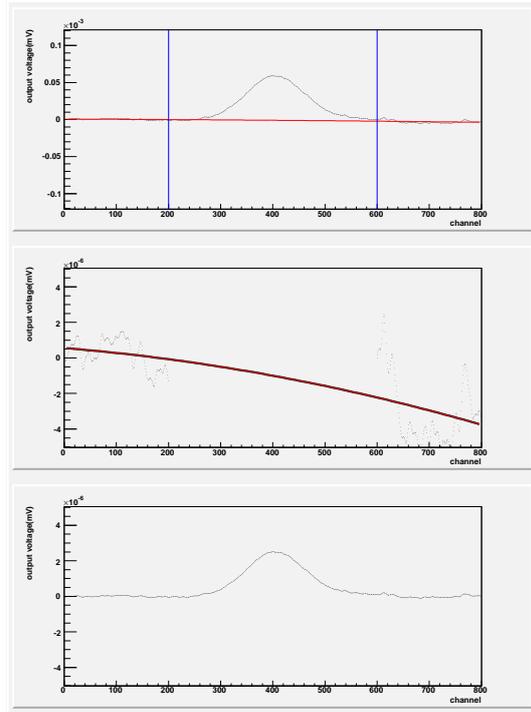


図 5.10: 1K での TE 状態の NMR シグナル

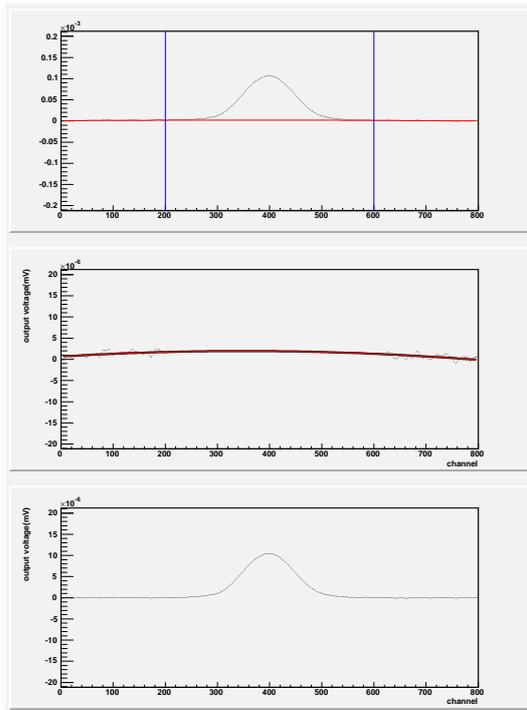


図 5.11: 0.4K での TE 状態の NMR シグナル

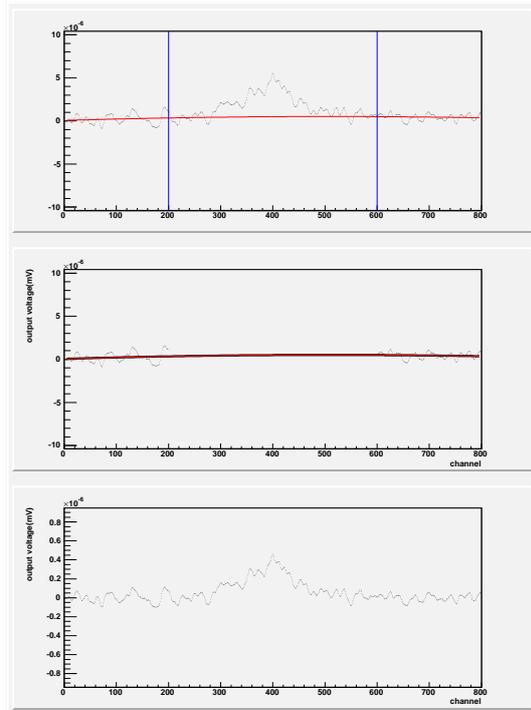


図 5.12: 空セルの NMR シグナル

### 5.3.2 NMR 測定結果

テーブルにおいてのデータの標準偏差  $\sigma$  をシグナル領域でのポイントも同じくもっているとして面積の偏差  $\sigma_S$  は

$$\sigma_S^2 = \sum_i^{N_S} \sigma^2 = N_S \sigma^2 \quad (5.1)$$

$$\sigma_S = \sqrt{N_S} \sigma \quad (5.2)$$

このようにすべてのデータに対して同じ解析を行った。

また 1K においてのシグナルで 1 つずつ面積を出し、往復 10 個分のシグナルの面積の再現性をみると 5.78 % であった。これらを考慮して求めた面積  $S$  と標準偏差  $\sigma_S$  を表に示す。

temperature[K]	passed time[hour]	area S [ $\times 10^{-5}$ mV]	error $\sigma_S$ [ $\times 10^{-5}$ mV]
空セル			
4.2		4.11	$4.38 \times 10^{-1}$
ブタノール 0.2mol+空セル			
4.2		8.42	$7.93 \times 10^{-1}$
1		$3.58 \times 10^1$	2.26
0.4	23	$1.26 \times 10^2$	7.35
0.4	39	$1.23 \times 10^2$	7.28
0.1	27	$1.49 \times 10^2$	8.70
0.1	50	$1.55 \times 10^2$	8.97
0.1	92	$1.74 \times 10^2$	$1.01 \times 10^1$
0.1	116	$1.73 \times 10^2$	$1.00 \times 10^1$
0.1	140	$1.78 \times 10^2$	$1.03 \times 10^1$
0.2	48	$2.13 \times 10^2$	$1.23 \times 10^1$
0.2	120	$2.19 \times 10^2$	$1.26 \times 10^1$
0.15	95	$2.39 \times 10^2$	$1.38 \times 10^1$
0.15	167	$2.65 \times 10^2$	$1.53 \times 10^1$
0.125	48	$2.68 \times 10^2$	$1.55 \times 10^1$
0.125	140	$2.84 \times 10^2$	$1.64 \times 10^1$
0.1	94	$2.98 \times 10^2$	$1.72 \times 10^1$

表 5.2: ブタノールの H の各温度での NMR シグナルの面積

温度は 4.2K はヘリウム温度により正確に 4.2K と考えられる。1K 付近の測定に関しては温度センサーは炭素抵抗が 1K を示している。この温度領域の CMN は信頼性が低いので、炭素抵抗の温度をとり  $1K \pm 0.001[K]$  とした。0.5K 以下では CMN の温度センサーの信頼性が高いので CMN の温度を測定し、各温度  $(K) \pm 0.01[K]$  とした。

### 5.3.3 ブタノールの緩和時間に関して

0.1K から 0.4K までの TE 状態での NMR 測定をおこないたいので、その温度になってからのシグナルの大きさが成長していくことで、緩和時間  $T_1$  を考慮して TE 状態でのシグナルをみることができる。

0.4K ではデータをとってから時間をおいてとったときにシグナルの成長がみられなかったので TE 状態になったと考えられる。0.2K、0.15K、0.125K も時間をおいて TE 状態にして測定した。0.1K においては TE 状態になるのに時間がかかるため、最初の測定では TE 状態になっていなかったと考えられるので、最後にもう一度測定した。再度測定したのもも 0.1K の TE 状態になるには時間が足りていないと考えられる。

### 5.3.4 NMR シグナルと偏極度の線形性

2mol+空セルのシグナルにおいて各温度での NMR のシグナルの面積は図 5.13 のようになった。図には 4.2K のシグナルの大きさを基準とした式 2.7 と式 3.24 から計算した面積と温度の曲線である。

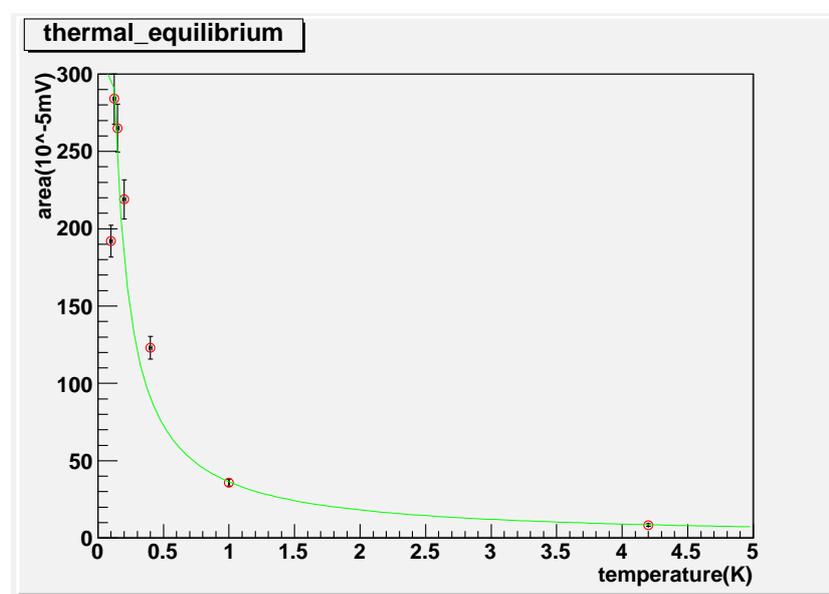


図 5.13: 各温度の TE 状態での NMR シグナルの面積

さらに各温度で測定された NMR シグナルの面積と 4.2K のシグナルを基準としたその温度で期待される NMR シグナルの面積に関して、図 5.14 のようになった。

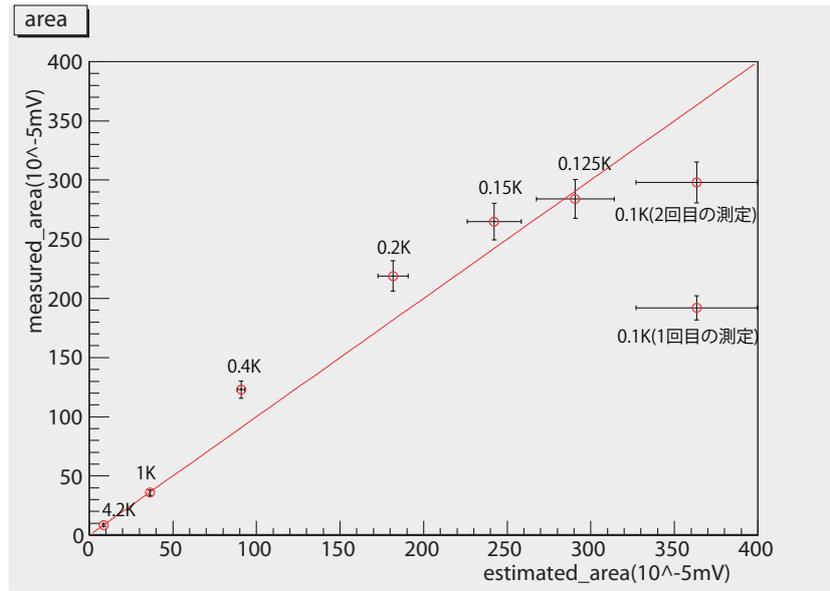


図 5.14: 各温度の TE 状態で測定された NMR シグナルの面積と予想される NMR シグナルの面積

この図 5.15 から NMR の面積を基準として測定された偏極度とその温度での偏極度に線形性が 0.15K 付近までは線形性を保っているが、0.1K 付近では線形性が失われていると考えられる。

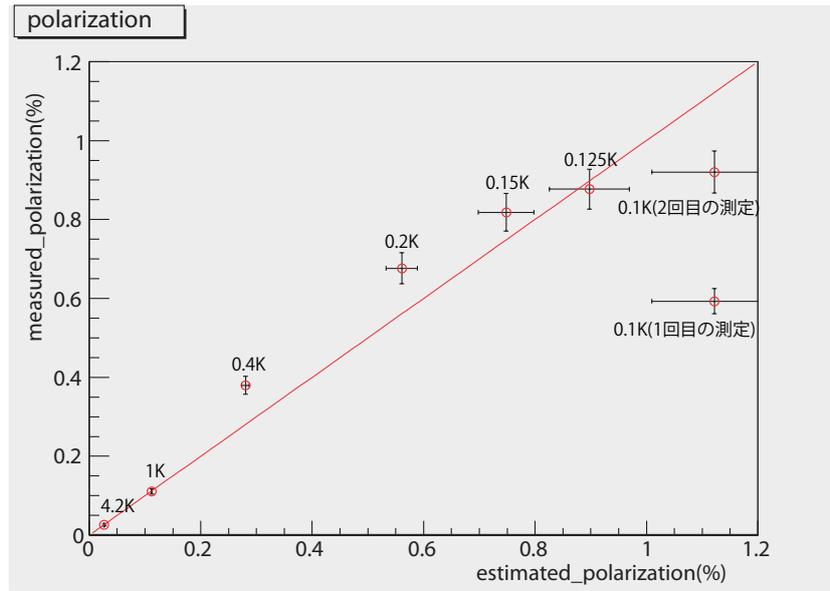


図 5.15: 4.2K のシグナルを基準として測定された NMR シグナルでの偏極度とその温度で予想される偏極度

## 5.4 NMR 測定の考察

### 5.4.1 線形性に関して

NMR での測定に関して偏極度と線形性が 0.1K 付近ではみられないことがわかった。

1. 一つ目の理由は面積比較法が成り立っていないことである。測定機器でのコイルの電圧  $\delta v$  が  $\chi''$  に近似していることで面積と偏極度の比例していることとなっていたが、近似は  $\eta Q |\chi| \ll 1$  の下で成り立っている。偏極度が 0.02 % など小さい領域では近似が成り立っていたかもしれないが偏極度が数百倍になると成り立たなくなる可能性がある。  $\eta Q |\chi| \ll 1$  でなくなれば線形性はなくなってくる。  $\eta Q |\chi| \simeq 1$  以上になってくると、  $\delta v$  は

$$\delta v = -4\pi\eta Q \chi'' + O(|\eta Q \chi|)^2 \quad (5.3)$$

と余分な項まででてきて電圧を下げ、シグナルを小さくするので偏極度をさらに低くことがある。

また 0.1K から線形性が崩れ始めていることから温度による線形性の崩れがあることも考えられる。

2. 2つ目の理由は緩和時間の長さによるものが考えられる。緩和時間は低温になるにつれ、長くなっていくので 0.1K 付近に近づくとき TE 状態になるのに時間がかかったために偏極度が低くなっているものだと考えられる。

### 5.4.2 残留 H に関して

今回の測定で残留 H に関してはブタノール 2 モルと空セルは同じものとして冷却されているとして NMR の線形性の解析を行った。空セルのシグナルの大きさはブタノール 2 モル+空セルのシグナルの半分程度であり、空セルにも 2 モル含まれていたと考えられる。前回 HD を 0.7 モルをいれて TE 状態で 3 分の 2 が空セルの H であったことから空セルに 2 モル含まれていることと合っている。これから同じだけの空セルに含まれる H が前の実験でも今回の実験でも同じだけ入っていたと考えられる。これらの残留 H は NMR コイルのエナメル線に含まれる H が見えていると考えられるが、これを銀線にすることでバックグラウンドになる H を考慮しなくてすむように今後計画している。

### 5.4.3 fluoroine の偏極

コイルの台座はフッ素 (fluorine) を含む kel-F でできているので、NMR 測定で見ることができた。これらについても同様の解析を行った。

temperature[K]	passed time[hour]	area S [ $\times 10^{-4}$ mV]	error $\sigma_S$ [ $\times 10^{-4}$ mV]
<b>空セル</b>			
4.2		2.19	$1.47 \times 10^{-1}$
<b>ブタノール 0.2mol+空セル</b>			
4.2		2.67	$1.75 \times 10^{-1}$
1		8.90	$5.16 \times 10^{-1}$
0.4	23	$3.17 \times 10^1$	1.83
0.4	39	$3.05 \times 10^1$	1.76
0.1	27	$78.6 \times 10^1$	4.54
0.1	50	$83.4 \times 10^1$	4.82
0.1	92	$89.1 \times 10^1$	5.15
0.1	116	$87.6 \times 10^1$	5.06
0.1	140	$91.1 \times 10^1$	5.26
0.2	48	$62.4 \times 10^1$	3.60
0.2	120	$59.4 \times 10^1$	3.43
0.15	95	$62.4 \times 10^1$	3.60
0.15	167	$77.3 \times 10^1$	4.46
0.125	48	$70.3 \times 10^1$	4.06
0.125	140	$80.6 \times 10^1$	4.65
0.1	94	$86.5 \times 10^1$	4.99

表 5.3: コイル台座の F の各温度での NMR シグナルの面積

フッ素に関しても同様に 0.1K 付近で線形性が崩れだしていると考えられる。

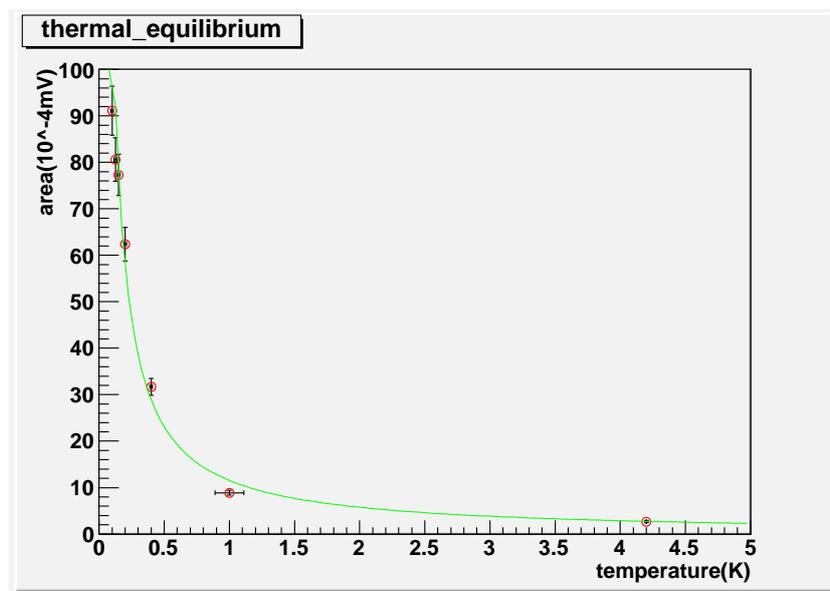


図 5.16: 各温度の TE 状態での NMR シグナルの面積

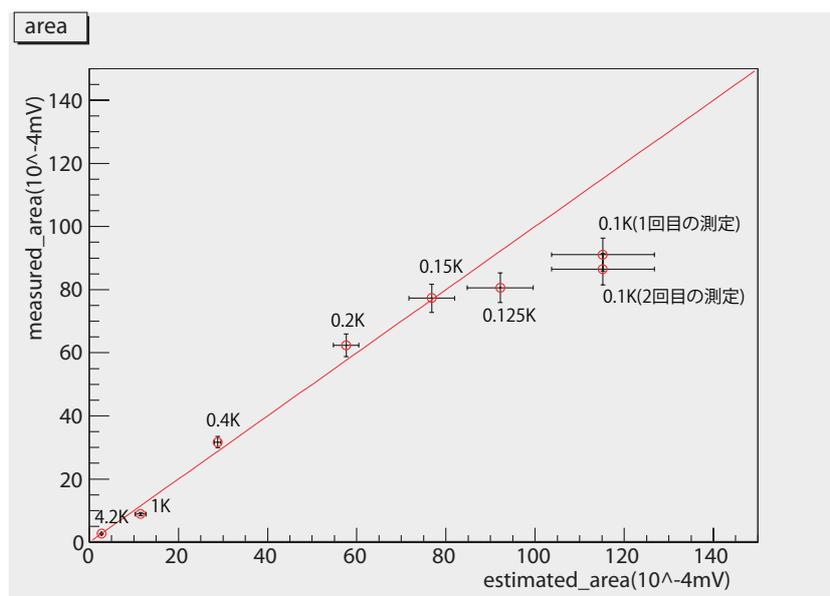


図 5.17: fluorine の各温度の TE 状態で測定された NMR シグナルの面積と予想される NMR シグナルの面積

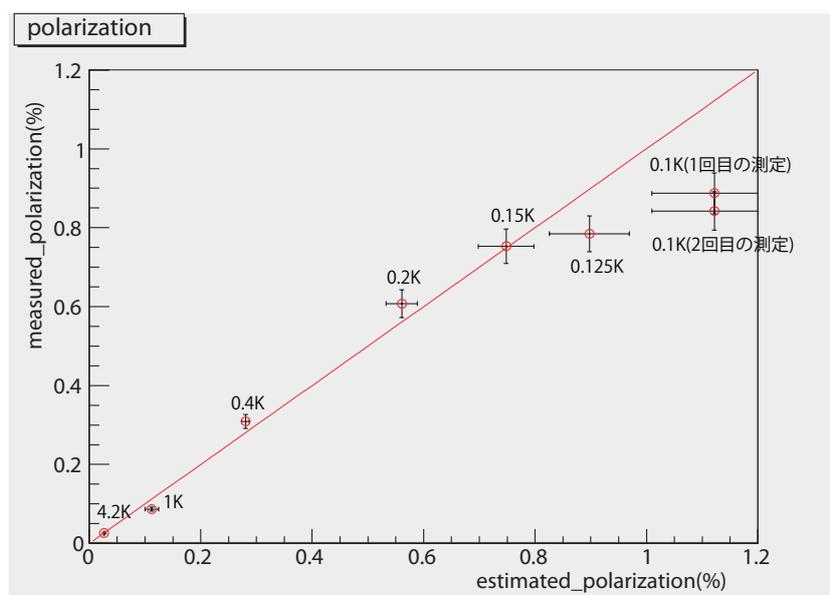


図 5.18: fluorine の 4.2K のシグナルを基準として測定された NMR シグナルでの偏極度とその温度で予想される偏極度

## 第6章 まとめとこれからの計画

偏極 HD 標的の試作、移送システムに関して実験で使用できるレベルに達成することができた。さらに、Strage Cyostat についても輸送テストが終わっている。現在、SPring-8 用の SC から IBC に標的を移送するための TC2 が製作されており、もうすぐ完成予定である。この TC2 が完成されれば LEPS 実験での偏極 HD 標的を使った実験を行うことができる段階にきている。

さらに、開発において D のエイジング、蒸留システム、NMR での測定など改良することでよりクオリティの高い実験ができるように現在開発中である。

2010 年にテスト実験することができることは、偏極 HD 標的開発プロジェクト発足から 5 年で開発を完了したことになり、ORSAY の約半分の期間で実験できることは非常に素晴らしいといえよう。

## 参考文献

- [1] T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **91**(2003) 012002.
- [2] M. Fujiwara et al., Photoproduction Experiment with Polarized HD Target at SPring-8,LEPS/RCNP proposal(2003).
- [3] J. Ashman et al., Nuclear Physics **B 328** (1989) 1.
- [4] A. Acha et al., Phys. Rev Lett. **98** (2007) 032301.
- [5] A. Airapetian et al., Eur Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 012005.
- [6] A.I. Titov, Y. Oh, S.N. Yang, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1634.
- [7] A. Airapetian et al., Eur. Phys. J. **C29** (2003) 171[arXiv:hep-ex/0302012].
- [8] T. Mibe, W. C. Chang, T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 182001.
- [9] H. Kohri, M. Fujiwara et al., RCNP Annual Report (2005) 1.2.2.
- [10] H. Kohri, al., RCNP Annual Report (2005) 1.2.1.
- [11] T. Ohta et al., RCNP Annual Report (2006) 1.2.2.
- [12] T. Kunimatu, K.Fukuda et al., RCNP Annual Report (2007) 1.2.1.
- [13] C.Morisaki et al., RCNP Annual Report (2007) 1.2.4.
- [14] A.Honig, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1009
- [15] Myer Bloom Physica **23**(1957) 767.
- [16] K.R. Jefferey, R.L. Armstrong, Rev. Sci. Instr. **38** (1967) 634.
- [17] 平松成範, 日本物理学会誌 第**31**卷 第**7**号 (1976) P552.
- [18] T.Kuwai M.Utsuro et al., RCNP Annual Report (2007) 1.2.2.
- [19] C. Morisaki, Master thesis of Osaka University (2009).
- [20] Su-Yin Wang. Master thesis of National Kaohsiung Normal University (2009).
- [21] H. Kohri, al., Performance check of the polarized HD target. LEPS/RCNP proposal (2009)

## 謝辞

本論文を執筆するにあたり、直接御指導頂いた大阪大学核物理研究センター (RCNP)・郡英輝助教に感謝いたします。また同じく御指導して頂いた RCNP・與曾井優准教授、RCNP・藤原守準教授に感謝いたします。

また NMR の知識をくださった RCNP 協同研究員・福田耕治博士、RCNP・國松貴之博士、LabVIEW 開発、HD 蒸留、液体ヘリウム供給など実験全般を担っていただいた RCNP・D3 太田岳史氏、HD 開発に多大な貢献をされた前 RCNP・森崎知治氏、台湾高雄大学兼台湾中央研究院・D1 王素音氏、本当にありがとうございました。

その他にも、助言、励ましを頂いた宇津呂雅彦京都大学名誉教授、神戸常盤大学・田中正義教授、RCNP・浦城道男技官、BNL・影谷恒雄氏、LEPS メンバーの皆様方、RCNP 事務員の皆様、友人達に厚く御礼申し上げます。

学部時代と違い実験においての楽しさを知ることができ、また実験に取り組みやすい環境があったことでこの 2 年間で充実したものになりました。