國立台灣師範大學

光電科技研究所

碩士論文

Institute of Electro-Optical Science and Technology

National Taiwan Normal University

可攜式光激發 ^{3}He 超極化氣體於低場磁振造影之特性研究

A Study Of Low Field Magnetic Resonance Imaging Of The Portable Optical Pumped Hyperpolarized ^{3}He Gas

指導教授：楊鴻昌　博士

廖書賢　博士

研究生：許家豪

中 華 民 國　一〇三 年 七月

摘要

本研究運用“高純度極化氣體填充系統”設計了 ^{3}He 仿體極化光學腔，並架設“光激發 ^{3}He 與低場核磁共振系統”，主要是經由數據擷取卡(DAQ)整合雷射系統、加熱系統和磁場等裝置，穩定的將 ^{3}He 極化並測量磁共振訊號。由於在低場下測量磁共振訊號，我們結合了極高靈敏度的“ 超導量子干涉儀元件(Superconducting Quantum Interference Device ; SQUID)”來當作接收訊號感測器，增加系統靈敏度與精準度，並與傳統的法拉第接收線圈做比較，有效提高影像的清晰度。為了將極化過的 ^{3}He 運送到其他地區有利於應用的可能性，我們設計了一台“可攜式極化氣體運送裝置”，有助於在運送超極化 ^{3}He 氣體時，降低外在環境影響，並測量其極化保存的數量，有效的提高縱向鬆弛時間(T_1)。

關鍵字: 光激發氦-3、極化氣體運送裝置、SQUID、Low Field NMR&MRI

目錄

第一章　緒論 1

第二章　實驗原理 4

2-1 核磁共振原理 4

2-1-1 Larmor 頻率 4

2-1-2 波茲曼分布理論與磁矩強度 7

2-1-3 B_1 脈衝 8

2-1-4 自由感應衰減(Free Induction Decay) 9

2-1-5 縱向鬆弛與橫向鬆弛 10

2-2 磁振造影原理 13

2-3 光激發銣原子之自旋交換原理 17

2-3-1 銣原子的光譜 17

2-3-2 光激發（Optical Pumping）銣電子 18

2-3-3 Rb 與 ^{3}He 之自旋交換作用 19

2-4 極化量計算原理 20

第三章　實驗架構與實驗流程 24

3-1 光學腔體製作 24

3-1-1 光學腔體設計 24

3-1-2 高純度極化氣體填充管路系統 26

3-1-3 光學腔體的製作流程 27

3-2 光激發 ^{3}He 與低場核磁共振系統架構介紹 31

3-2-1 雷射系統 31

3-2-2 加熱系統 32

3-2-3 磁場系統 33

3-2-4 NMR 和 MRI 量測系統 36

3-3 超導量子干涉儀量測超極化 ^{3}He 氣體之可移動式低場核磁共振系統架構介紹..39

3-4 可攜式極化氣體運送裝置架構介紹 41

3-5 實驗流程 44

第四章　實驗結果與數據討論 47

4-1 ^{3}He 極化率計算 47

4-2 環境中均勻磁場最佳化後對 NMR 訊號影響之比較 49

4-3 改變 B_1 pulse 大小和量測時間對 NMR 訊號影響之比較 52

4-4 仿體核磁共振造影 53

4-4-1 法拉第感線圈之磁振造影 53

4-4-2 超導量子干涉儀之磁振造影 56

4-5 可攜式極化氣體運送裝置對 NMR 和 MRI 之影響 58

4-5-1 溫度對 ^{3}He 極化氣體縱向鬆弛時間的影響 58

4-5-2 銅網屏蔽和 B 均勻磁場對運送 ^{3}He 極化氣體縱向鬆弛時間的影響 60

4-5-3 有無使用運送裝置之 SQUID 磁振造影比較 62

4-5-4 使用運送裝置戶外移動之 SQUID 磁振造影 64

第五章　結論 66

Reference 67

圖目錄

圖 2-1(A)沒有外加磁場下原子核磁矩指向任意方向 (B) 給予一外加 4
圖 2-2 能量差 ΔE 示意圖 6
圖 2-3 放一接收線圈感應 6
圖 2-4 自由感應衰退訊號 9
圖 2-5 空間中 M_Z 變化示意圖 11
圖 2-6 MZ 對時間關係圖 11
圖 2-7 空間中 MXY 變化示意圖 11
圖 2-8 MXY 對時間關係圖 12
圖 2-9 圖示 BACK-PROJECTION 13
圖 2-10 梯度分量 14
圖 2-11 梯度場中自旋共振頻率隨位置改變 14
圖 2-12 不同方向的 NMR 頻譜投影 15
圖 2-13 圓形作投影 15
圖 2-14 RB 之 D_1、D_2 躍遷能階圖 17
圖 2-15 光激發 RB 電子能階示意圖 18
圖 2-16 RB 原子與 ^{3}HE 原子核之雙碰撞，並且產生角動量轉換 19
圖 2-17 NMR 測量水訊號系統示意圖 20
圖 2-18 實驗流程示意圖 21
圖 2-19 外加均勻磁場氦原子核能階分裂示意圖 22

圖 3-1 無造型 ^{3}HE 玻璃光學腔實體圖和示意圖 25
圖 3-2 造型 ^{3}HE 仿體玻璃光學腔實體圖和示意圖 25
圖 3-3 高純度極化氣體填充管路系統示意圖 26
圖 3-4 光學腔製作流程圖 30
圖 3-5 光激發自旋交換與 NMR 測量系統示意圖 31
圖 3-6 圓偏振光校正裝置示意圖 32
圖 3-7 保溫腔（OVEN）實體圖 32
圖 3-8 (A)靜磁場之線圈架構，由三對不同匝數且不同半徑大小的線 34
圖 3-9 在 X-, Y-, 與 Z-軸方向磁場梯度分佈 34
圖 3-10 各方向梯度線圈示意圖 35
圖 3-11 接收線圈實體圖和示意圖 36
圖 3-12 脈衝線圈實體圖和示意圖 37
圖 3-13 提供主磁場線圈穩定電流的電源供應器 37
圖 3-14 NI 數據擷取卡 38
圖 3-15 超導量子干涉儀量測超極化 ^{3}HE 氣體之可移動式低場核磁共 39

圖 3-16 激發線圈和接收線圈實體圖 40
圖 3-17 梯度線圈和淨磁場線圈實體圖 40
圖 3-18 可攜式極化氣體運送裝置示意圖和實體圖 41
圖 3-19 (A)B 均勻磁場實體圖 (B) 均勻磁場之線圈架構，由三對 43
圖 3-20 (A)磁場大小分佈圖 (B) 磁場之不均勻度在以(0,0,0)為中 43
圖 3-21 在主磁場下施予 B1 脈衝後，得到 FID 訊號，再經由傅立葉 44
圖 3-22 核磁共振造影中所使用之波序 45
圖 3-23 移動路線示意圖 46

圖 4- 1(A) ^{3}HE 之訊號頻譜圖 (B) ^{1}H 之訊號頻譜圖 47
圖 4- 2(A)對 X 方向梯度線圈施加電流，使其產生補償 X 方向之梯度 49
圖 4- 3 補償前和補償後的 NMR 訊號和橫向鬆弛比較 50
圖 4- 4 補償前和補償後的極化率和縱向鬆弛比較 51
圖 4- 5 改變 B1 PULSE 大小和量測時間對極化率的影響 52
圖 4- 6 無造型 3HE 玻璃光學腔 MRI 影像(A)黑白光譜影像(B)彩色 53
圖 4- 7 仿體造型 ^{3}HE 玻璃光學腔 MRI 影像(A)光學腔實體大小架構 55
圖 4- 8 補償前和補償後的 NMR 訊號和橫向鬆弛比較 56
圖 4- 9 仿體造型 3HE 玻璃光學腔 MRI 影像(A)光學腔實體大小架構 57
圖 4- 10 改變後面十二小時縱向鬆弛環境的溫度(無移動) 59
圖 4- 11 可攜式極化氣體運送裝置條件最佳化比較圖 61
圖 4- 12 一小時後有無使用傳送裝置 MRI 之比較 62
圖 4- 13 四小時後有無使用傳送裝置 MRI 之比較 63
圖 4- 14 移動裝置戶外移動路線圖 64
圖 4- 15 使用運送裝置四小時後戶外移動之 MRI 65

第一章 緒論

核磁共振造影(Magnetic Resonance Image ;MRI)是一種非侵入式且對人體無害的影像技術，在醫學領域中扮演著相當重要的角色。傳統上以氫原子為主的核磁共振系統，必須藉由增加主磁場強度來獲得較大的核磁共振訊號，所以必須使用很高的電流在超導線圈內增強磁場，並且定期用液氦維護，故儀器體積龐大且造價昂貴，限制了科學上的研究與實際應用範圍。

光激發自旋交換(Spin-exchange optical pumping ;SEOP) [1-4] 是一種可以不必藉由提高主磁場強度而可以獲得很高核磁共振訊號的方法[5]，透過光子激發鹼金屬元素的電子再將角動量轉移給惰性氣體原子核，製造出超高極化率的惰性氣體，進而可使核磁共振訊號增強上萬倍到上百萬倍 。因此實驗運用了超高極化氣體就可以在低場下(<0.5 Tesla)進行磁振造影。

核磁共振造影(MRI)，在傳統技術上，是透過人體內部氫原子產生核磁共振訊號，進而繪製出人體內部組織的影像。但對於含水量較少的器官或是空腔，磁振訊號十分微弱，MRI 成像不易清楚，因此使用極化後之惰性氣體可以增強其 MRI 的對比與敏感度[6]。

現今大部分有關於超高極化氣體應用於核磁共振造影的文獻和研究，都是偏向於使用 ^{3}He(氦-3)和 ^{129}Xe(氙-129)，但根據研究指出氙

具有麻醉性，它和氧的混合物(20%Xe,80%O_2)對人類是一種麻醉劑，如果過量進入人體內部，可能會有致死的風險，所以本研究考量實用安全性，選擇使用 ^{3}He 為極化氣體。利用“高純度極化氣體填充系統”設計了一款仿體光學腔。本實驗之前經由整合雷射系統、加熱系統和均勻磁場裝置，穩定的生產出超高極化的惰性氣體，並且利用 Magritec(Aurora)的儀器測量訊號，但因為儀器軟體的限制，只能觀測到 0.2 秒前的訊號變化，且無法利用原本儀器提供磁振造影所需要的梯度磁場，所以本實驗改用數據擷取卡(DAQ)輸出磁振造影所需要的類比訊號和接收訊號，相較之前的儀器更節省成本且可做更多的應用變化。另外因為實驗是在低場下進行，所以我們加入了極高靈敏度的磁場感測器“ 超導量子干涉儀元件(Superconducting Quantum Interference Device ; SQUID) ”來接收訊號[7-16]，其可量測範圍為 10^{-3}~10^{-9}Tesla，增加了訊號的靈敏度和精準度，並用 MRI 影像來和傳統的法拉第線圈做比較。

為了模擬之後在醫院使用的真實便利性，我們希望光激發自旋交換系統和核磁共振造影系統是可以分開來使用，所以我們實驗假設 ^{3}He 是在甲地完成十二小時的 SEOP 後，再經由搭乘電梯到乙地去給檢測人吸入並造影。但我們的周遭環境空間，存在著各式各樣的電磁波和環境磁場，在運送的過程中如不妥善隔絕，將會干擾極化氣體，

使極化率急速下降，縱向鬆弛時間快速減短，減弱 MRI 影像的清晰度。所以為了降低此效應的發生，我們設計了一台“可攜式極化氣體傳送裝置”來屏蔽 ^{3}He 超極化氣體。

本實驗為了模擬之後經由運送裝置可以將 ^{3}He 極化氣體移動到更遠的地方量測造影，所以規劃了在台大校園內戶外移動。一開始先將 ^{3}He 極化 12 小時後，將光學腔放置運送裝置內，使用運送裝置最佳化條件放置 4 小時，之後開始移動。從台大物理系出發，到達小福樓時回頭，沿著醉月湖旁的步道回到物理系量測造影。

第二章 實驗原理

2-1 核磁共振原理

2-1-1 Larmor 頻率

核磁共振(nuclear magnetic resonance)，主要是指帶有磁矩的原子核在靜磁場下，受電磁波影響產生共振躍遷的現象。

電子、質子帶有電荷且有自旋現象，其行為類似於微小的電流迴路，移動的電荷會產生磁場，因此電子、質子如同微小的磁鐵，故稱為磁偶極(magnetic dipole)。

在沒有外加磁場時，原子核的磁偶極沒有固定指向，淨磁化強度(net magnetization)等於0，圖2-1(a)。當給予一外加磁場B_0時，磁矩則會成平行及反平行方向排列如圖2-1(b)。

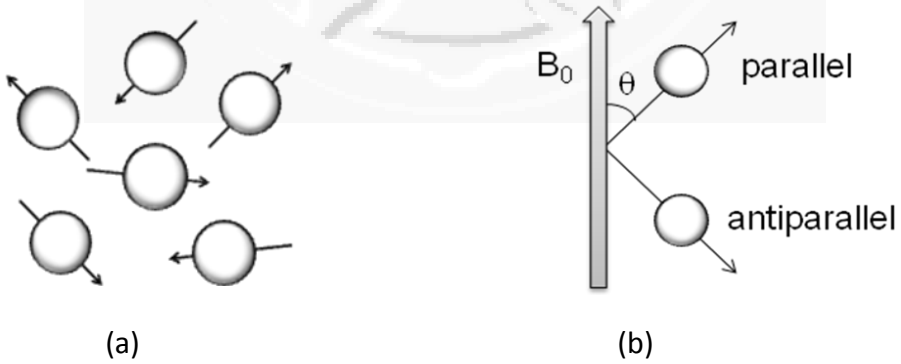


圖2-1(a)沒有外加磁場下原子核磁矩指向任意方向 (b) 給予一外加磁場 B_0 時磁矩成平行及反平行方向排列

在外加磁場下自旋原子核會有進動(precession)現象，也就是原子

核除了將磁偶極轉向外加磁場的方向之外，還會以外加磁場方向為軸做進動。

根據量子力學原理，原子核攜帶電荷，自旋時會產生一磁矩μ，與其角動量J成正比，比例常數為迴旋磁比γ(gyromagnetic ratio)[17]，其值隨著原子核的種類而不同，氫原子核的γ為42.58 MHz/Tesla，而^{3}He原子核的γ為32.43 MHz/Tesla。其中J亦可用其自旋量子數I來表示，關係式如下：

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} = \gamma \frac{h}{2\pi} \vec{I} = \gamma \hbar \vec{I} \qquad (2\text{-}1\text{-}1)$$

$\vec{\mu}$是磁矩，$\vec{J}$是角動量，$\vec{I}$是自旋向量，若外加磁場之方向為 z 方向，則

$$\mu_z = \gamma m_I \hbar \qquad (2\text{-}1\text{-}2)$$

m_I為磁量子數，其值有 2I+1 個，即

$$m_I = -I, -I+1, \cdots, 0, I-1, I \qquad (2\text{-}1\text{-}3)$$

不同的原子核自旋量子數不同，質子數和中子數均為偶數的原子核，自旋量子數為 0，無法產生核磁共振訊號；質量數為奇數的原子核，自旋量子數為半整數，以氫原子核為例，其自旋量子數為 1/2，其所允許之量子態有 2I +1 等於 2 個，在無外加磁場下，這兩個量子態能量相等，因此無法得核磁共振，但若加入一外加磁場，此兩個量子態則產生分裂型成一能量差，而自旋磁矩的能量 E 為

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B_0} = -\mu_z \cdot B_0 = -\gamma m_I \hbar B_0 \tag{2-1-4}$$

因此氫原子核 ml 為-1/2，自旋磁矩朝上的能量為

$$E_{\uparrow} = -\frac{1}{2}\gamma\hbar B_0 \tag{2-1-5}$$

ml 為 1/2，自旋磁矩朝下的能量為

$$E_{\downarrow} = \frac{1}{2}\gamma\hbar B_0 \tag{2-1-6}$$

從式(2-1-5)跟式(2-1-6)中我們可以得到兩狀態的差值ΔE，如圖 2-2 為

$$\Delta E = \gamma\hbar B_0 = \hbar\omega_0 \Rightarrow \omega_0 = \gamma B_0 \tag{2-1-7}$$

其中 ω_0 為 Larmor 頻率。

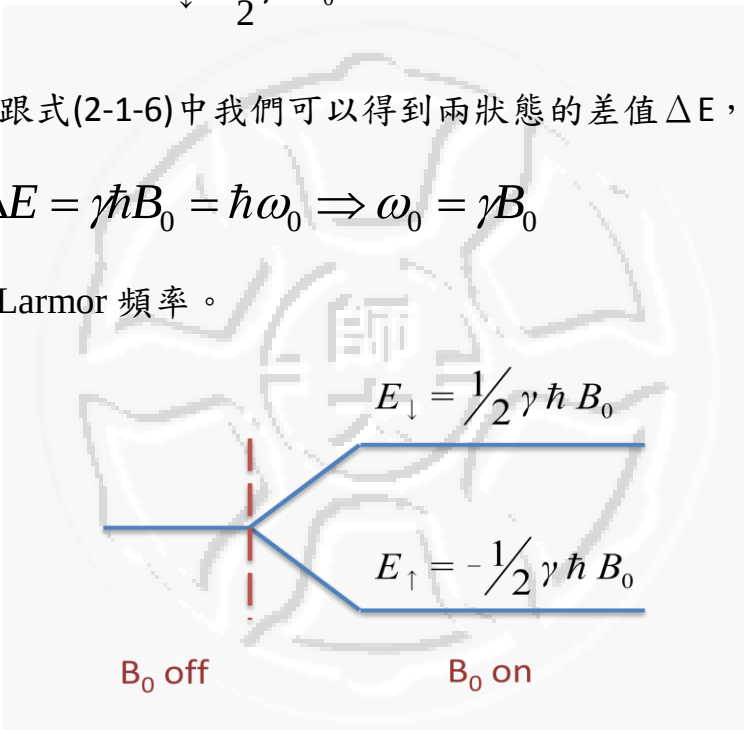


圖 2-2 能量差 ΔE 示意圖

2-1-2 波茲曼分布理論與磁矩強度

在一般環境，沒有能階分裂，所有原子核能量均相等。但是，當有外加均勻磁場時，這些氫原子的質子有的處在低能階，有的處在高能階。會依據波茲曼分布(Boltzmann distribution theory) ，

$$N_{\downarrow}/N_{\uparrow} = e^{-\Delta E/kT} \qquad (2\text{-}1\text{-}8)$$

$N_{\uparrow}$是低能階的自旋數量，$N_{\downarrow}$是高能階的自旋數量，k 為波茲曼常數，T 為絕對溫度。在室溫環境下，$kT \rangle\rangle \Delta E$，原式近似為：

$$N_{\downarrow}/ N_{\uparrow} = 1 - \Delta E/kT \qquad (2\text{-}1\text{-}9)$$

溫度越高時，在高能階的粒子數越多。NMR 頻譜是原子自旋吸收能量後由低能階躍遷到高能階，之後其自旋再從高能階掉落到低能階所發出之訊號頻譜。因此 NMR 訊號的大小和高低能階上的粒子分布情形有關，而磁化量 M_0 沿 Z 方向的分量 M_Z 會正比於 $N_{\uparrow}-N_{\downarrow}$。

$$M_Z = (N_{\uparrow}-N_{\downarrow})\, \mu_z \qquad (2\text{-}1\text{-}10)$$

2-1-3 B_1脈衝

從古典力學的觀點來看，由於氫原子核的淨磁化強度相較於外加磁場強度太小，無法在Z方向量測到氫原子核淨磁化強度的變化。因此，為了要量測到NMR訊號，必須先將淨磁化強度的方向移開Z軸，使得在X-Y平面上有分量可供測量。

在外加磁場下原子核磁矩會指向磁場方向，要使淨磁矩偏離主磁場 B_0 需要外加能量，因此在 X 軸上加一交流磁場 B_1 使得淨磁矩往Y軸偏離。而 B_1 的施予方式，是在線圈中通一頻率與 B_0 產生的 Larmor frequency 相同的交流電流。因為 B_1 施予時間不長，故被稱為 B_1 脈衝。又因為脈衝和氫原子核的進動頻率相同，使氫原子核可獲得能量，故稱為核磁共振(Nuclear Magnetic Resonance)現象。B_1 的強度與開啟的時間可決定淨磁矩偏移的角度，

$$\theta = \gamma B_1 t \tag{2-1-6}$$

強度越強或開啟越久，可使偏移的角度越大。

2-1-4 自由感應衰減(Free Induction Decay)

假設給予一 90°脈衝，當關閉 B_1 時，在 Z 方向上的磁矩強度分量會由 0 回復到原本強度 M_0，X-Y 分量則會由 M_0 回復到 0，若在 Y 方向上放一個接收線圈，隨著磁場變化而產生感應電壓如圖 2-3，接收淨磁矩強度變化的訊號。所量到 X-Y 分量隨時間減弱的訊號稱為自由感應衰退(FID)如圖 2-4。而在弛緩的過程中，淨磁矩仍繞著主磁場進動。

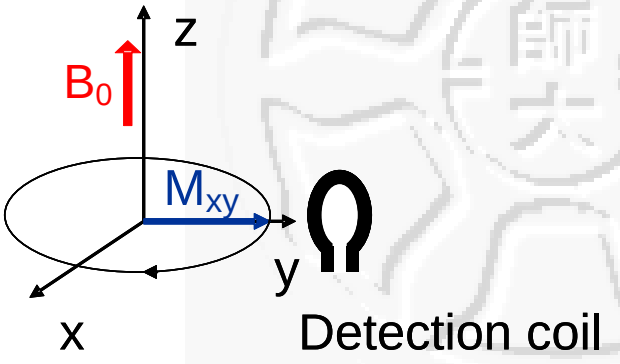


圖 2-3　放一接收線圈感應 X-Y 分量訊號變化

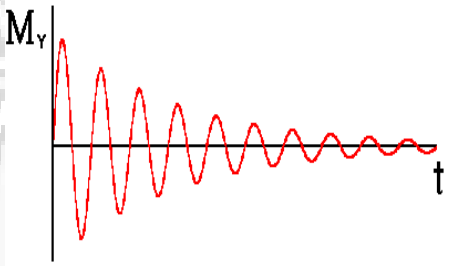


圖 2-4 自由感應衰退訊號

2-1-5 縱向鬆弛與橫向鬆弛

氫原子核吸收能量後，使得磁矩偏離主磁場方向，當 B_1 關閉時，淨磁矩就會回到主磁場方向，與主磁場方向對齊，這個回復的過程稱為鬆弛(relaxation)，氫原子核從激發狀態回到平衡狀態，繼續繞著主磁場做進動，主要有兩個互相獨立的分量，分別稱為自旋晶格鬆弛(spin-lattice relaxation) 和自旋自旋鬆弛(spin-spin relaxation)。自旋晶格鬆弛又稱縱向鬆弛，為磁矩在z分量的回復如圖2-5，此鬆弛率的倒數為T_1,稱為自旋晶格鬆弛或縱向鬆弛時間如圖2-6,依照Bloch公式，磁化量在z方向的分量M_z 隨時間變化的關係如下:

$$M_z(t) = M_z\left(1 - e^{-t/T_1}\right) + M_z(0)e^{-t/T_1} \qquad (2\text{-}1\text{-}7)$$

自旋自旋鬆弛或稱橫向鬆弛，即磁化量在x-y分量的歸零如圖2-7，其鬆弛率的倒數為T_2，稱為自旋自旋鬆弛或橫向鬆弛時間如圖2-8，磁化量在x-y方向的分量M_{xy} 隨時間變化的關係如下:

$$M_{xy}(t) = M_{xy}(0)e^{-t/T_2} \qquad (2\text{-}1\text{-}8)$$

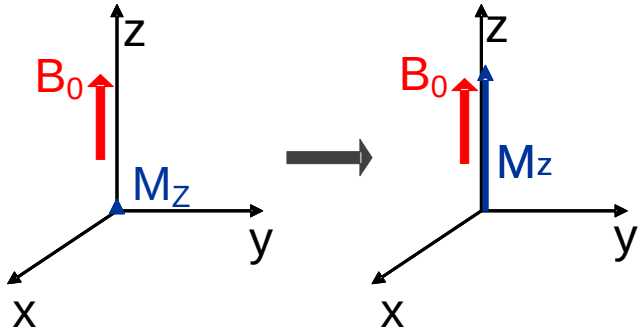


圖 2-5 空間中 Mz 變化示意圖

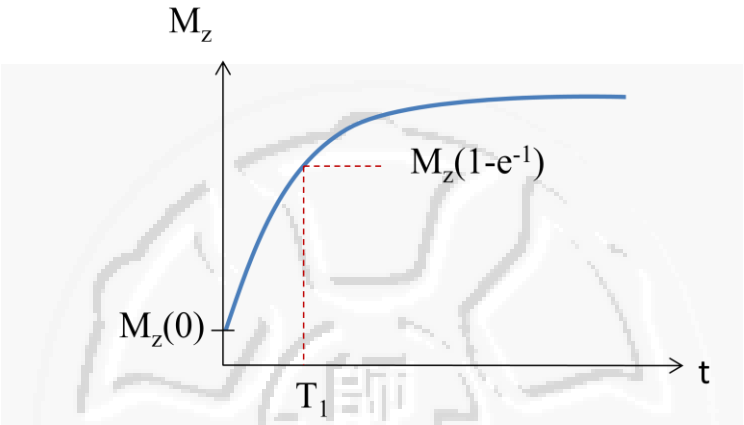


圖 2-6 Mz 對時間關係圖

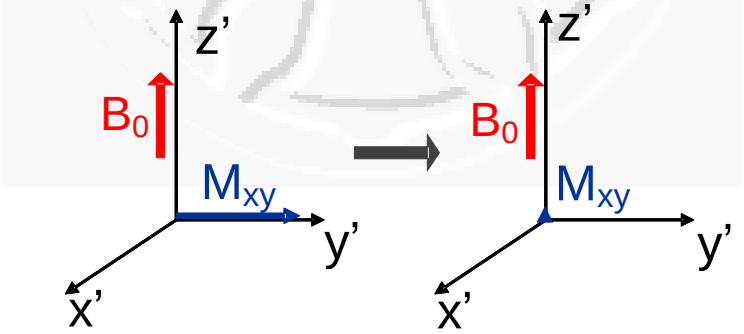


圖 2-7 空間中 Mxy 變化示意圖

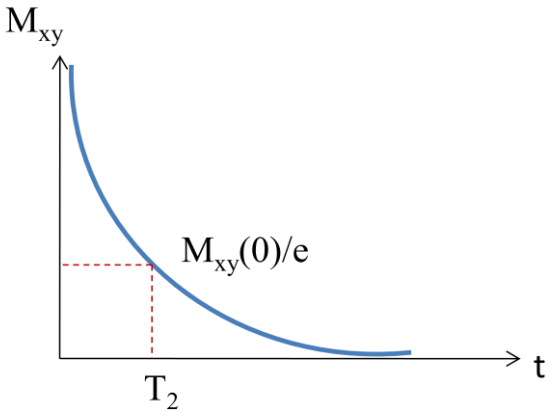


圖 2-8 Mxy 對時間關係圖

2-2 磁振造影原理

本實驗採用的成像方法為 Back-projection[18]，是一種將 NMR 頻譜作投影的方式，依不同角度有不同的 NMR 頻譜作 360° 投影所得出影像。

以圖 2-9 為例，中間三個紅點為樣品，從不同方向由 B1 脈衝打出訊號，在某角度投影時，呈現出兩個樣品重疊而另一個獨立，重疊的樣品做出投影即為較強的訊號，另一個獨立樣品的則較小。若從另個角度投影則會呈現三個獨立樣品，所以會是三個較小的訊號。

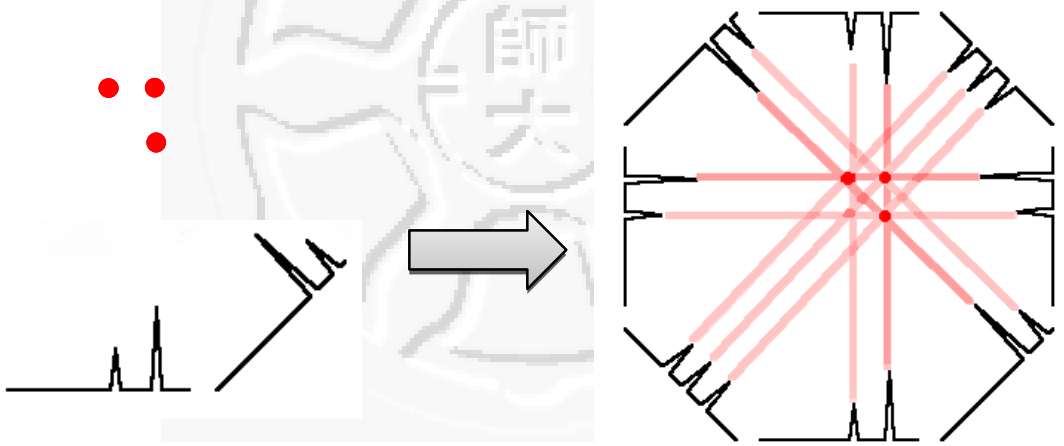


圖 2-9 圖示 Back-projection

若想得到某角度的 NMR 頻譜來作投影，需在此角度加上欲施加的梯度場，如圖 2-10 X方向的梯度分量為 GCosθ， Y 方向的則是 GSinθ 。

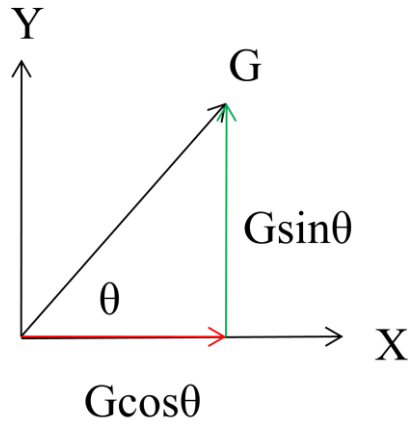


圖 2-10 梯度分量

在分析 NMR 頻譜時，自旋的共振頻率即中心頻率 ω_0 正比於主磁場 B0 亦即 $\omega_0 = \gamma B_0$， γ 為磁旋比。梯度場中，在軸上不同位置的原子核自旋感受到略為不同的外加磁場強度，使得其進動頻率也略為不同，即頻率隨位置改變，這概念可用來作 MRI 頻率編碼之用。

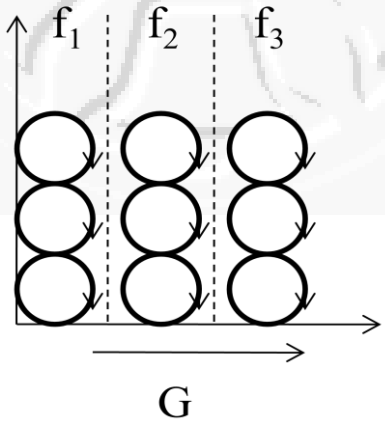


圖 2-11 梯度場中自旋共振頻率隨位置改變

此時若在 Z 方向共振頻率與磁場關係如下:

$$\omega = \gamma(B_0 + zG_z) \qquad (2\text{-}2\text{-}1)$$

由於磁場不均勻讓原子核自旋產生不同的頻率而使的線寬增加。將全部角度的 NMR 頻譜，進行編碼轉成二維座標的對比影像，以圖 2-12為例

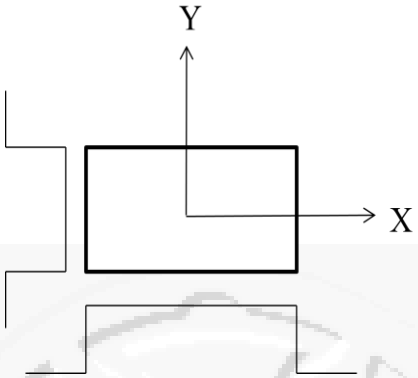


圖 2-12 不同方向的 NMR 頻譜投影

在角度為 0° 得到頻譜是類似長方形的長邊， 90° 則為寬邊。若是圓形則如圖 2-13，各方向投影皆相同

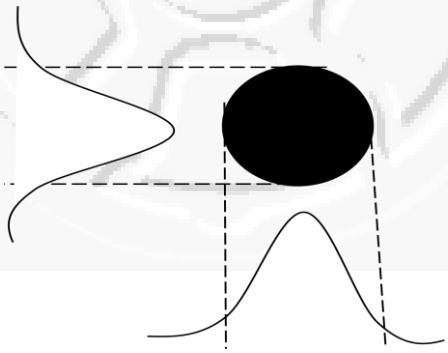


圖 2-13 圓形作投影

將 0°～359° 的頻譜作編碼，訊號振幅轉成明暗對比，所得圖形是俯視後的圖形，為一中間強度最強（較亮）周圍稍弱（較暗）的圓形。

在其中一個軸向例如 X 方向進行頻率編碼，開啟一個 X 方向的梯度磁場，此時 X 方向不同位置的原子核感受到的磁場略有不同，進動頻率也不同，不同位置的 FID 也會以不同頻率衰減，實際量測到的訊號是不同位置的訊號加總，可用傅立葉轉換將不同頻率的訊號分析出來，不同頻率代表來自不同位置，故可從實際量測的訊號中分離出不同位置的訊息。

2-3 光激發銣原子之自旋交換原理

2-3-1 銣原子的光譜

銣(Rubidium)在化學元素週期表中屬於 1A 族，化學符號為 Rb，原子序是 37，其電子組態為 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s$。最外圍的電子決定了總角動量 J＝L＋S ，而銣原子在基態中軌道角動量 L 為零，自旋角動量 S 值為 1/2，因此 J＝1/2。受到自旋軌道耦合的影響，第一激發態分裂成兩個子態 $5^2P_{1/2}$ 與 $5^2P_{3/2}$，當電子自旋由 $5^2P_{1/2}$ 與 $5^2P_{3/2}$ 掉落到 $5^2S_{1/2}$ 時，就會產生光譜學上所謂的 D_1 譜線與 D_2 譜線，對應的波長分別為 794.8 nm 及 780 nm 如圖 2-14。

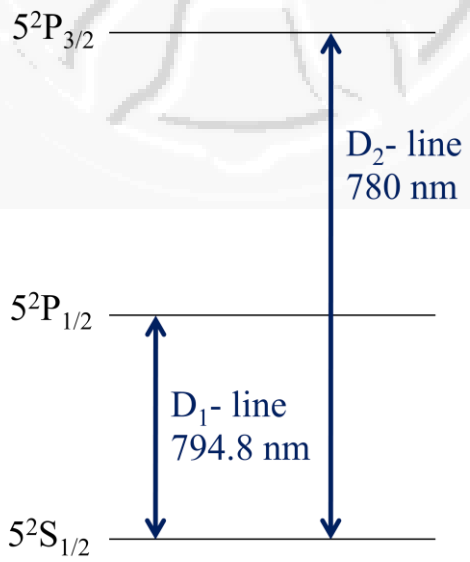


圖 2-14 Rb 之 D_1、D_2 躍遷能階圖

2-3-2 光激發（Optical Pumping）銣電子

利用波長 795 nm 圓偏振光激發 Rb 原子，使 Rb 原子由 $5S_{1/2}$ 之向下自旋(spin down)(m_s＝-1/2)激發到 $5P_{1/2}$ 向上自旋(spin up)，鹼金屬原子自旋分布至激發態 $5P_{1/2}$ 的次能階(m_s＝1/2)上，但是經過碰撞(Collisional mixing)後會導致 m_S＝+1/2 與－1/2 都會存在。原本掉回 m_S＝1/2 的機會只有 1/3，掉回 m_S＝-1/2 有 2/3(radiation Quenching)。但和緩衝氣體 N_2 的碰撞後，掉落到基態 $5S_{1/2}$ 的 m_S＝±1/2 次能階的機會就會變成各半(N_2 Quenching)。在吸收光子之前，Rb 原子本身具有 -1/2 的電子自旋角動量；從 $5P_{1/2}$ 激發態掉落到 $5S_{1/2}$ 後，Rb 原子就具有 1/2 的電子自旋角動量，經過一段時間之後，帶有 1/2 的電子自旋角動量就會增加，稱為光學灌注如圖 2-15。

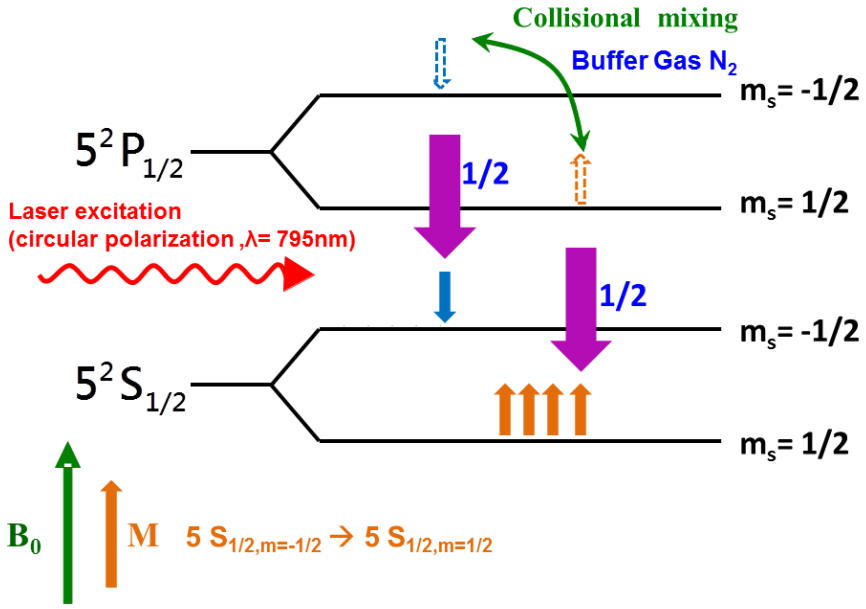


圖 2-15　光激發 Rb 電子能階示意圖

2-3-3 Rb 與 ^{3}He 之自旋交換作用

在光激發自旋交換(Spin-exchange optical pumping，簡稱 SEOP)過程中，Rb 電子與 ^{3}He 原子核發生雙碰撞(binary collisions)如圖 2-16，並且產生角動量轉換(transfer of angular momentum)，使得 ^{3}He 原子極化。

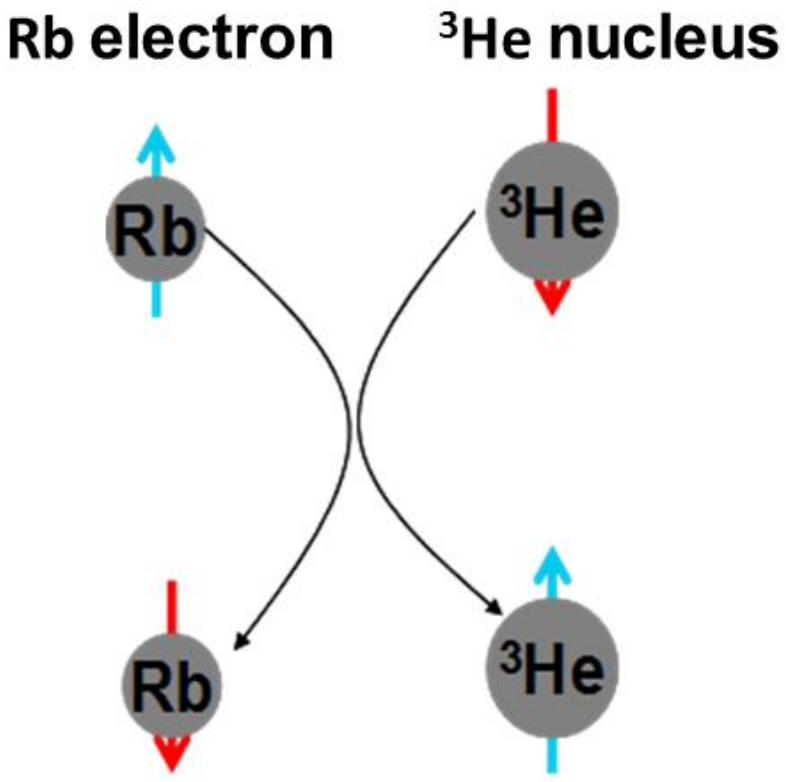


圖 2-16　Rb 原子與 ^{3}He 原子核之雙碰撞，並且產生角動量轉換

2-4 極化量計算原理

^{3}He 極化量的計算是和水的極化量作比較而得到，所以必須先測量水的核磁共振訊號，圖 2-17 為量測水的 NMR 訊號的實驗架構示意圖，包括均勻磁場 B_0 線圈、B_1 脈衝線圈和 NMR 頻譜分析儀等裝置，而實驗的流程如圖 2-18，在靜磁場 B_0 下施予 B_1 脈衝後，得到 FID 訊號，再經由傅立葉轉換成頻譜。

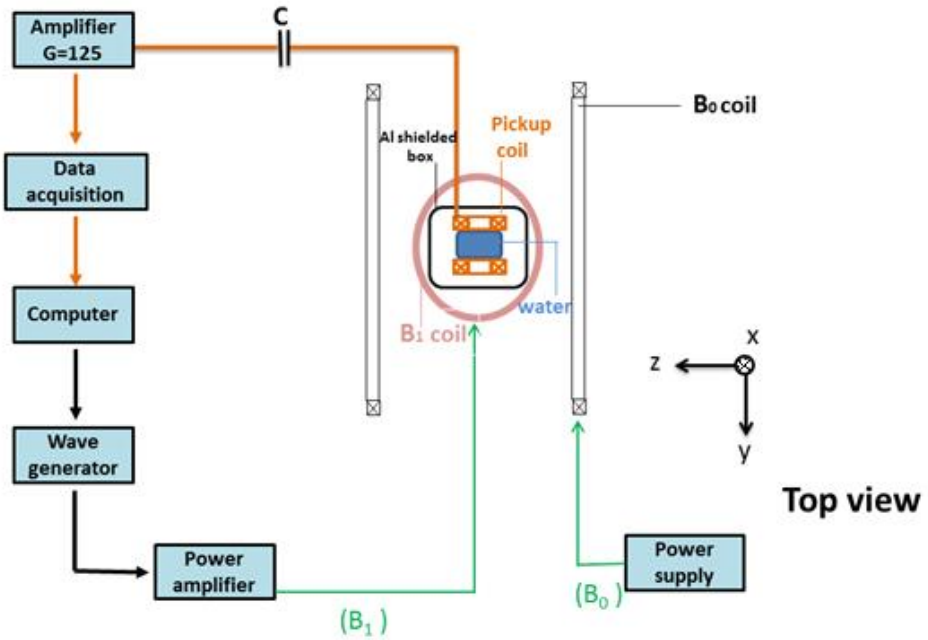


圖 2-17 NMR 測量水訊號系統示意圖

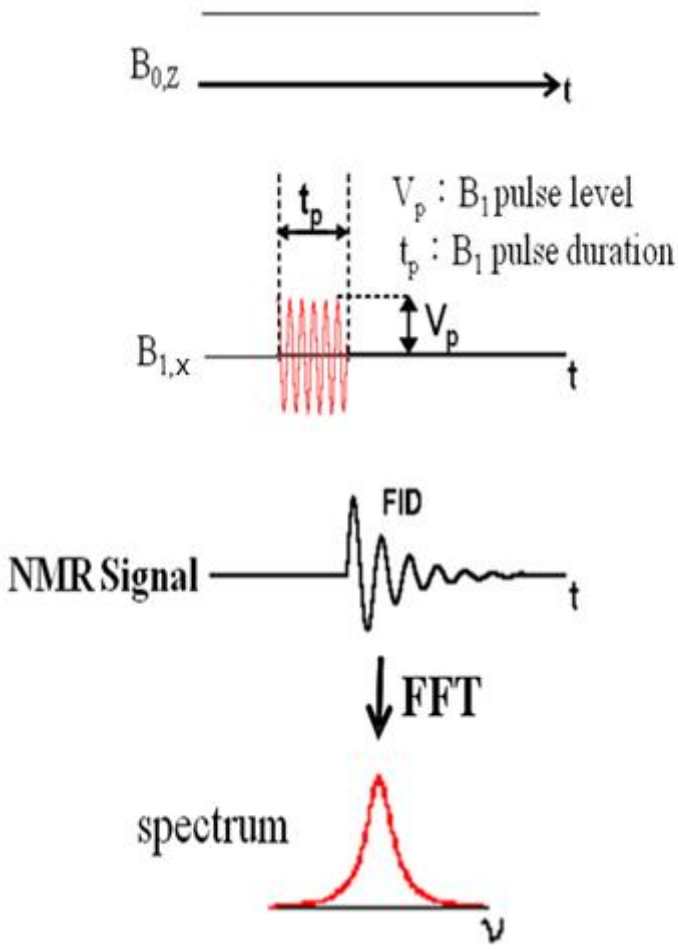


圖 2-18 實驗流程示意圖

在外加均勻磁場中氫原子核將分裂成兩個能階，如圖2-19，並依照波茲曼分布 (Boltzmann distribution) 進行能階分裂。

$$\frac{N_{\uparrow}}{N_{\downarrow}} = \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \qquad (2\text{-}4\text{-}1)$$

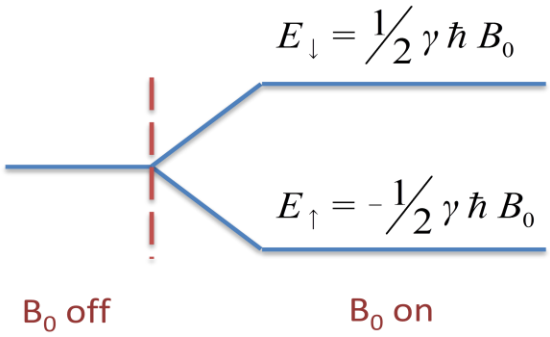


圖 2-19　外加均勻磁場氫原子核能階分裂示意圖

水的極化量定義如以下公式所示，

$$P \equiv \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N} \tag{2-4-2}$$

根據(2-4-1)、(2-1-7)和(2-1-9)計算後得到

$$P = \frac{\gamma\hbar B_0}{2kT} \tag{2-4-3}$$

其中P為極化量，N為自旋粒子數總數， γ為磁旋比，B_0 為均勻磁場大小，k為波茲曼常數，T為絕對溫度，由此公式即可計算出水的極化量大小。

量測所得到的FID訊號的訊號大小

$$S \propto \omega_0 M_z \sin\theta \tag{2-4-4}$$

S表訊號大小，W_0為進動頻率，M_Z為z方向上磁化向量，θ 為脈衝推倒角度，並且$\theta \propto \gamma V_p t_p$，根據(2-1-10)

$$M_Z = \frac{1}{2}\gamma\hbar(N_\uparrow - N_\downarrow) = \frac{1}{2}\gamma\hbar NP \qquad (2\text{-}4\text{-}5)$$

將M_Z帶回可得　$(1/2, \hbar, W_0$皆為常數所以略)

$$S \propto \gamma NP \sin\theta \qquad (2\text{-}4\text{-}6)$$

經移項後

$$P \propto \frac{S}{\gamma N \sin\alpha} \qquad (2\text{-}4\text{-}7)$$

因此，將^{3}He的訊號與水的訊號作比較即可得到^{3}He的極化量，如以下公式

$$P_{^3He} = \frac{S_{^3He}}{S_H}\frac{\gamma_H}{\gamma_{^3He}}\frac{N_H}{N_{^3He}}\frac{\sin\theta_H}{\sin\theta_{^3He}} \times P_H \qquad (2\text{-}4\text{-}8)$$

極化量的單位為百分比(%)。

第三章 實驗架構與實驗流程

3-1 光學腔體製作

3-1-1 光學腔體設計

本實驗所使用之光學腔是在常溫常壓之下吹製而成，再加上KONTES高真空玻璃活栓，可耐真空度為$5x10^{-7}$Torr，使灌入的氣體不易從內部流。製作完成的光學腔必須先經過清洗的過程，以確保腔體內部的乾淨程度，之後再抽乾裡面的水氣和氧氣，才能填入銣金屬與氣體。清洗的光學腔可以有效減少雜質 (如鐵,鎳等離子，若附著在光學腔體內部，因其本身具有磁性，可視為自發性的小磁源，故會影響極化過程中的靜磁場之均勻度與極化氣體磁矩的特性)。本實驗所設計的兩款光學腔體，分別為無造型^{3}He玻璃光學腔，其規格為直徑3.5公分、長7公分的圓柱體空腔，如圖3-1，和有造型^{3}He仿體玻璃光學腔，其規格為直徑3.5公分、長7公分的圓柱體空腔，內含三根實心玻璃棒，直徑分別為0.3公分、0.7公分、0.9公分，如圖3-2，皆為可重複填充型，其本光學腔的優點在於可重複填充氣體於光學腔內。可依實驗目的需求不同，而改變其內混合氣體之比例，當光學腔內的銣金屬被污染或氧化的時候，也可洗掉光學腔內之被污染物或氧化物，重新填入乾淨的銣金屬與混合氣體。

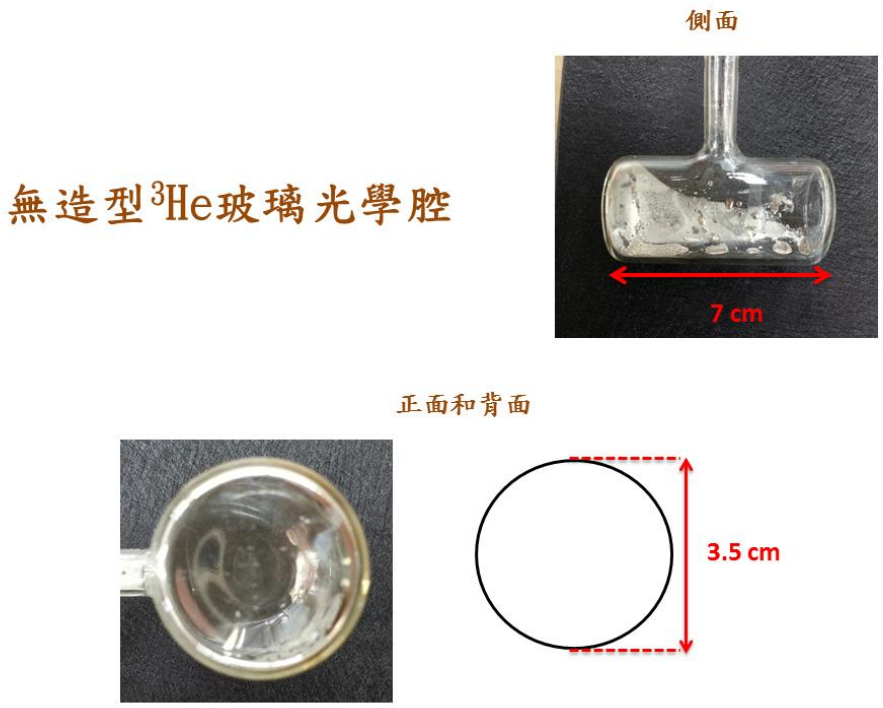


圖 3-1　無造型 ^{3}He 玻璃光學腔實體圖和示意圖

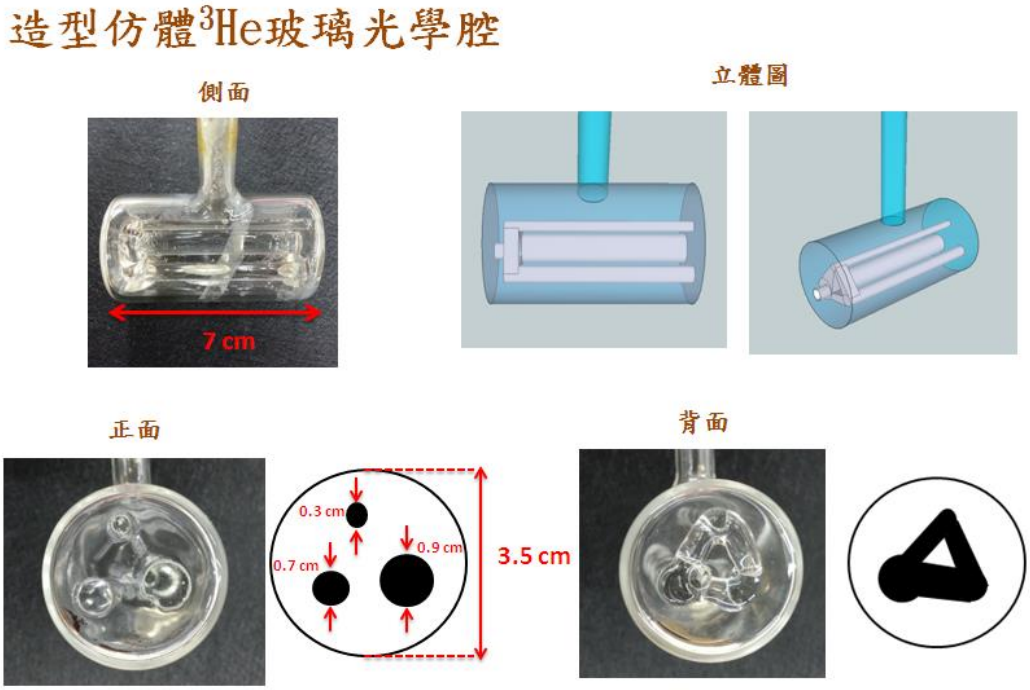


圖 3-2　造型 ^{3}He 仿體玻璃光學腔實體圖和示意圖

3-1-2 高純度極化氣體填充管路系統

本實驗所使用高純度極化氣體填充管路系統[19]，如圖 3-3 所示

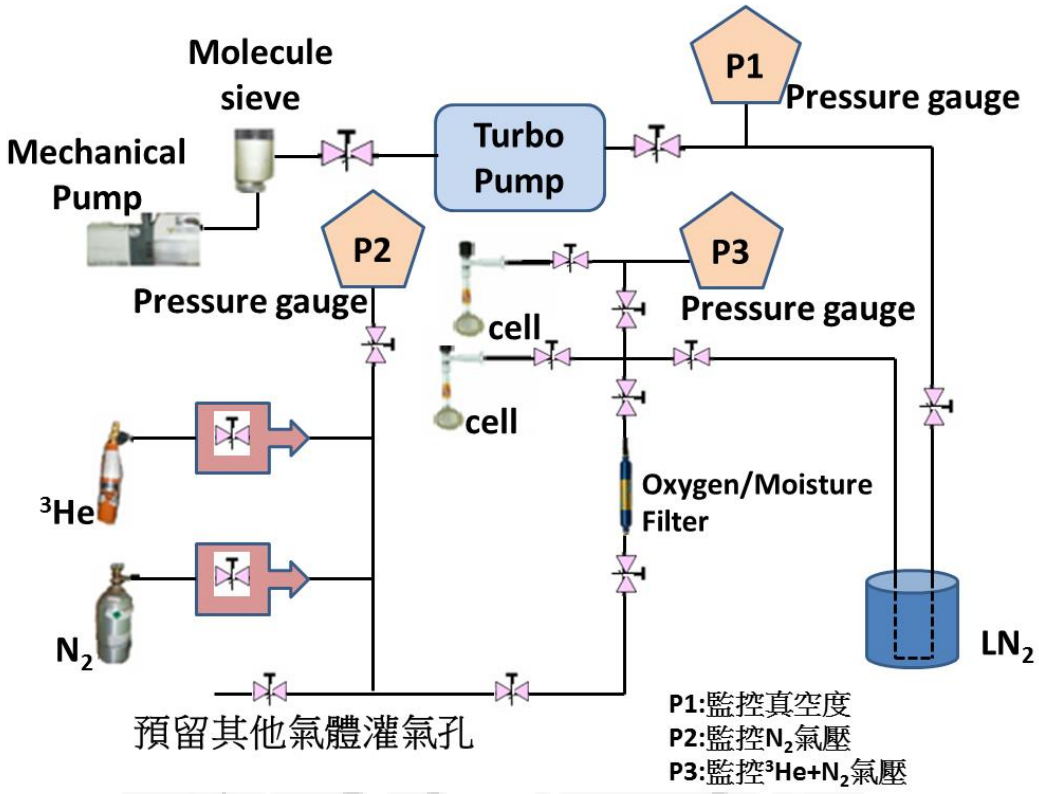


圖 3-3 高純度極化氣體填充管路系統示意圖

在圖3-3中，分子篩（Molecule Sieve）是為了防止由機械幫浦（Mechanical Pump）使用時油氣的倒灌；機械幫浦與渦輪幫浦（Turbo Pump）架構而成之抽氣系統可將氣體管路的真空度達到10^{-6} Torr。LN_2為液態氮捕捉（Liquid Nitrogen Trap），此段氣體管路呈螺旋狀置於保溫的液氮容器內，此段管路使用螺旋狀之設計，以增長浸泡在液態氮中管路長度。除水氧器（Oxygen/Moisture Trap），主要用途在過濾流經通過氣體所附著之水氣與氧氣。

3-1-3 光學腔體的製作流程

A. 光學腔清洗流程

在光學腔的清洗步驟:(1) 濃度0.05%稀鹽酸清洗光學腔的內部；使用稀鹽酸是為了去除附著於光學腔內部的鐵(Fe^{+2}或Fe^{+3})、鈷(Co^{+2})、鎳（Ni^{+2}）等磁性離子；(2) 使用蒸餾水與超音波清洗光學腔時間約5分鐘；(3) 使用無水酒清來回沖洗光學腔內部數次； (4) 丙酮沖洗光學腔三次；使用丙酮是為了利用其高揮發性，帶走光學腔內部的部分水氣； (5) 置入高溫爐中，以200度燒烤48~72小時並對光學腔抽真空至10^{-6} Torr；此步驟是為了除去光學腔玻璃壁內部水氣。因為實驗過程中所需要填入的銣金屬容易與水或氧氣反應。完成以上步驟後，應立即進行銣金屬與氣體填充，以防止水氣再進入腔體。

B. 銣金屬的填充

因銣金屬的化性活潑，易和水及氧氣產生反應，故填充銣金屬時必須在無水無氧的環境下進行，以確保其活性。因此我們選擇在手套箱（Glove Box）中進行。一般實驗用之手套箱，其內有抽氣系統與氮氣導入系統。導入氮氣的目的有二,一是為了維持手套箱內的氣壓，使其與外界的大氣壓平衡；另一原因為氮氣是化性不活潑的氣體，故可在維持氣壓平衡的同時，亦可以保護銣金屬在填充的過程中不致氧化。

鉀金屬的填充過程依下面幾個步驟進行：（1）將預備光學腔、鉀金屬、鑷子及刮杓一起放入手套箱的抽氣室（光學腔的玻璃閥記得要先開啟）。（2）啟動抽氣流程：將光學腔抽氣抽至真空狀態，再沖入氮氣至常壓。（3）重複步驟（2）三次。（4）將手套入手套箱的乳膠手套中。旋開抽氣室的內開關。取出預備光學腔、鉀金屬、鑷子及刮杓。（5）用鑷子由包裝鉀金屬的尖端，將玻璃剪碎。（6）用刮杓刮取200~300 mg的鉀金屬，放入光學腔。（7）填充完鉀金屬後，旋上玻璃閥，將已填妥鉀金屬預備光學腔、鑷子及刮杓放回抽氣室，關上內開關。即可從抽氣室的外開關取出。填充剩下的鉀金屬必須用密封罐裝好，置於手套箱中保存，已待下次使用。

D. 極化氣體的填充

將填入鉀金屬之光學腔連接到氣體管路系統上連接點(圖3-3中之Switch)。在填入^{3}He及N_2之前，我們已經先用水量測過玻璃光學腔的體積分別為50c.c.和40c.c.，且運用N_2的壓力變化值算出過管路體積為148c.c.。之後用抽氣系統對所有管路抽氣和光學腔體內部抽到10^{-6} Torr。抽氣完畢之後，關上高真空玻璃活栓，再打開填充N_2之迴路，將N_2填入。當壓力計P2上所顯示之讀數為***P*(124 torr)**時，關閉N_2的旋鈕。再開啟^{3}He閥門，當P3顯示的壓力為***P'*(1594 torr)**時，關閉^{3}He閥門，之後開起高真空玻璃活栓，當P3顯示的壓力為***P''*(900 torr)**時，

關閉高真空玻璃活栓，完成之後，即可取下光學腔備用。

E. 鉀金屬的清洗方式

實驗過後之光學腔，若其內所填充之鉀金屬氧化或被污染，必須先用溶劑 Butanol 將光學腔內部之鉀金屬溶解以去除鉀金屬的活性，降低清洗時之危險性。我們所採用之 Butanol 為 (1) 正丁醇 ($CH_3CH_2CH_2CH_2OH$)及異丁醇($CH_3CH_2CH(OH)CH_3$)。兩者皆可與鉀金屬及鉀金屬之氧化物起反應。清洗時，先用滴管吸取適量之正丁醇或異丁醇置入量筒中，300 mg的鉀金屬約需用20 ml之正丁醇或異丁醇加水稀釋至100 ml倒入光學腔中，來回反覆搖盪光學腔之瓶身，直到光學腔內壁附著之鉀金屬或鉀金屬氧化物全部溶於溶劑中。再用重覆**A. 清洗光學腔流程**，清洗光學腔，待重覆使用。

^{3}He光學腔的製作流程

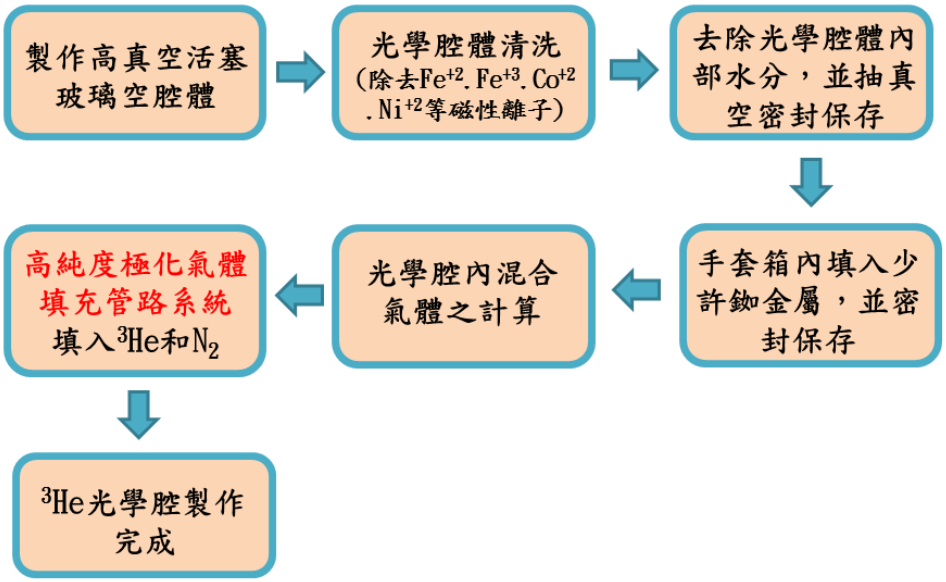


圖 3-4　光學腔製作流程圖

3-2 光激發 ^{3}He 與低場核磁共振系統架構介紹

本實驗的光激發自旋交換與 NMR 測量系統[20]包含：A.提供高功率的雷射光源；B. 穩定加熱系統；C. 提供均勻磁場之線圈和 X、Y、Z 方向梯度磁場之線圈 ；D. NMR 測量系統，實驗架構如圖 3-5。

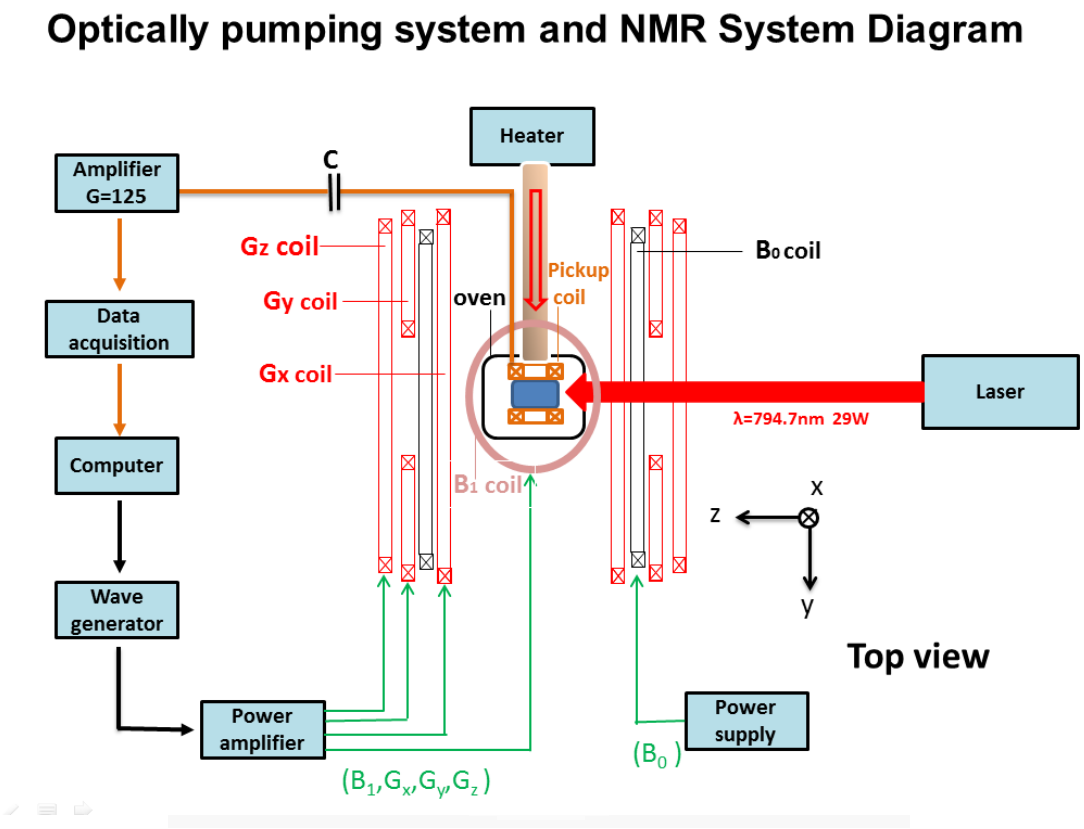


圖 3-5 光激發自旋交換與 NMR 測量系統示意圖

3-2-1 雷射系統

我們使用 Coherent 公司之二極體雷射 FAP 系統與圓偏振元件作為光激發自旋交換實驗之光源。進行極化實驗前必須先確認及校正雷射光之偏極化狀態，我們使用線偏振片(Linear Polarizer)與光功率偵測

器(Photo detector)，裝置如圖 3-6 所示，校正後雷射圓偏振光之橢圓率達到 0.97，可使得光激發 Rb 原子的效率為最佳狀態。

圖 3-6 圓偏振光校正裝置示意圖

3-2-2 加熱系統

光激發系統需要加熱使得 Rb 原子汽化，以提高 Rb 與 ^{3}He 碰撞機率並減少電子躍遷所需的能量，為了降低 NMR 量測時之雜訊，故加熱系統需遠離接收線圈。系統中高溫爐（LINGBERG 55035）與接收線圈相隔約 1.5 公尺，並利用風扇將高溫爐內的熱空氣吹送至保溫腔（Oven）中，如圖 3-7 所示，高溫爐與保溫腔的連接是經由外層包覆陶瓷纖維的玻璃管。

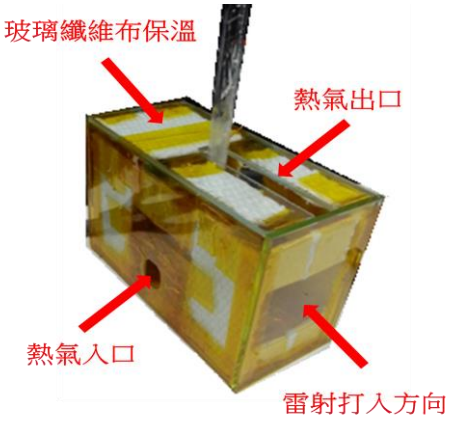


圖 3-7 保溫腔（Oven）實體圖

3-2-3 磁場系統

磁場系統可分為；A. 均勻磁場；B.梯度磁場組

A. 均勻磁場

NMR 實驗中之均勻磁場線圈設計是參考 I. Sasada[21]，為三對不同半徑大小所組成之線圈，其設計為：將三對線圈之半徑大小分別改為 50 cm、16 cm、7cm，並以同圓心的方式擺設，每一對線圈彼此相距 40 cm。經由數據模擬得知，當線圈半徑為 50 cm 之線圈匝數為 420 匝、線圈半徑為 16 cm 之線圈匝數為 12 匝且線圈半徑為 7 cm 之線圈匝數為 3 匝時，可得到最佳均勻度，因此我們架設了此種設計之線圈，並且量測磁場大小及其不均勻度值，如圖 3-8(a)。當直流電源供應器(direct-current power supply)(茂迪 PPS-1005)給予電流 0.1 安培的情況下可產生 0.9 μT 的磁場，此時線圈之磁場不均勻度，以圖 3-8(b) 中(0,0,0)作為中心的立方體(4 cm × 4 cm × 4 cm)下，為萬分之一[22]。

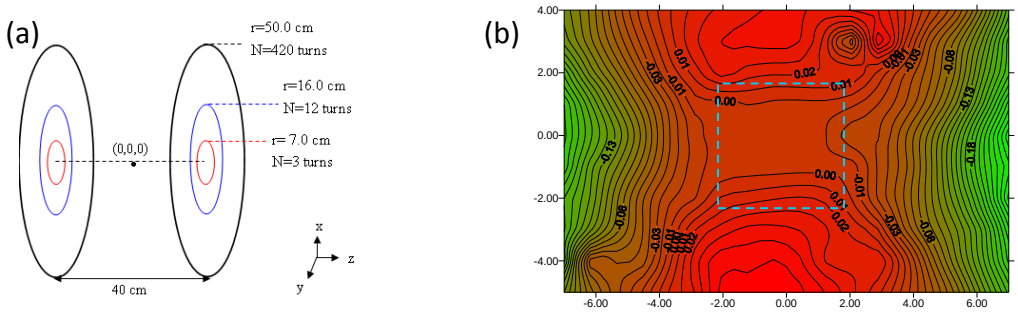


圖 3-8 (a)靜磁場之線圈架構，由三對不同匝數且不同半徑大小的線圈組成(b) 以(0, 0, 0)為中心進行線圈磁場量測，所得之磁場不均勻度分布圖。

B. 梯度磁場組

磁場中的梯度（gradient）定義為沿著 X-, Y-, 與Z-軸方向的磁場大小隨位置不同而改變，如圖3-9。

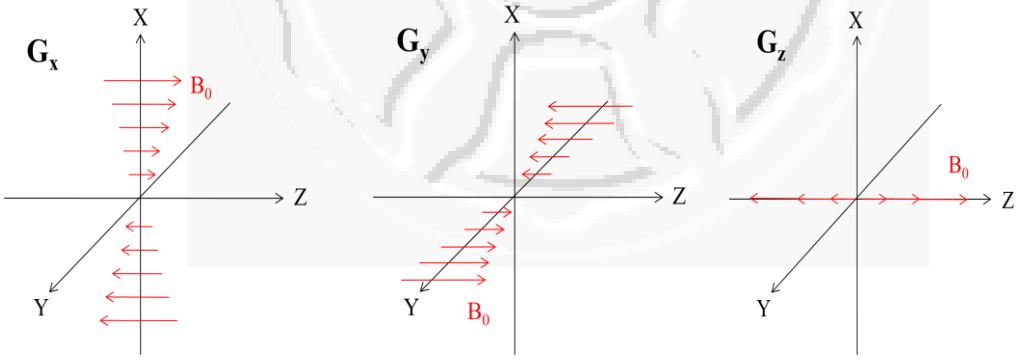


圖 3-9 在 X-, Y-, 與 Z-軸方向磁場梯度分佈

磁場梯度以G表示，單位是μTesla/meter，G_x、G_y 與G_z 分別為X-, Y-, 與Z-軸方向的梯度磁場。若在主磁場加上一個隨位置呈線性變化的小磁場G_z，從原點梯度磁場為零到正Z端磁場慢慢變大，這小磁場的線性變化就成為一梯度磁場，此時空間中的磁場是不均勻的，而不同梯度

大小有不同的NMR訊號頻譜，可用來測量施加梯度磁場後^{3}He原子之訊號變化。

本實驗梯度線圈組共由10個子線圈組成[23]，每個子線圈都是以線徑1mm 漆包線繞成，皆為10圈5層，包含 Z 方向有兩個半徑54公分的圓形線圈，彼此相距55公分。 X 方向有四個長86公分，寬46公分的子線圈，上下兩線圈相隔18公分與對面相距35公分，上下線圈電流相反與對面相同。 Y 方向也有四個高100公分、寬56公分的子線圈，左右相隔21公分，與對面相距50公分，如圖3-10。

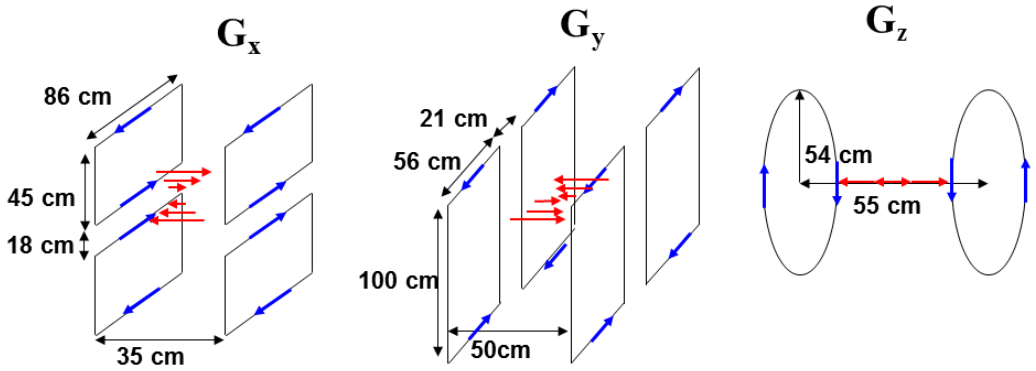


圖 3-10 各方向梯度線圈示意圖

3-2-4 NMR 和 MRI 量測系統

我們用來量測極化 ^{3}He 氣體 NMR 和 MRI 訊號之系統，包括輸出主磁場線圈(B_0)、脈衝線圈(B_1)和三個梯度磁場線圈(Gx、Gy、Gz)和輸入接收訊號與頻譜分析軟體、MRI 影像分析軟體等裝置。在光學腔外圍有一接收線圈(Pick-up coil) ，如圖 3-11 所示，此線圈呈現馬蹄形狀，完全緊密包覆光學腔，使接收訊號最強，並且需要在保溫腔內，因此所選用的漆包線為可耐高溫型。

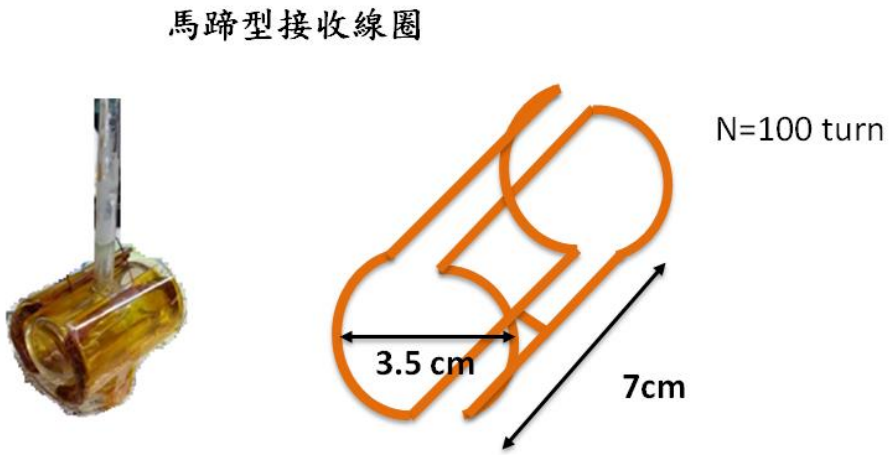
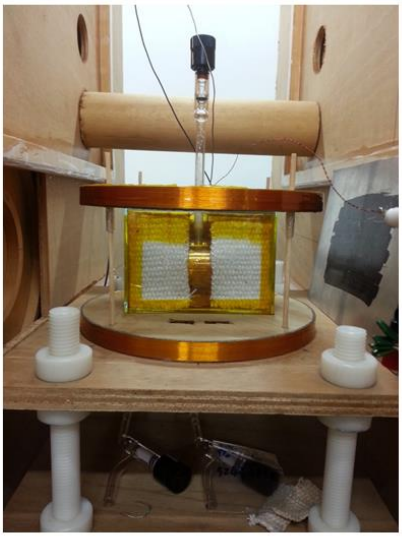


圖 3-11 接收線圈實體圖和示意圖

在保溫腔外，有一個符合 Helmholtz Coil 的脈衝線圈(B_1) ，如圖 3-12 所示，脈衝線圈所發射的激發場 B_1 必須與靜磁場 B_0 垂直。



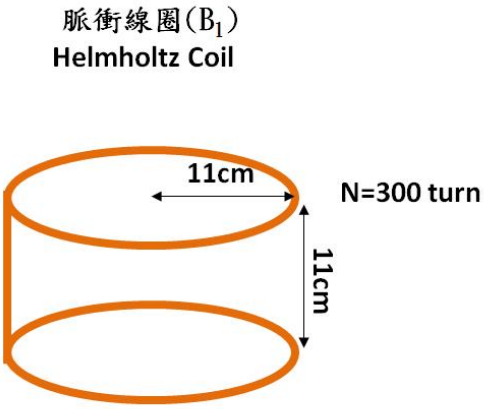


圖 3-12 脈衝線圈實體圖和示意圖

主磁場線圈(B_0)輸出的穩定電流，由Agilent-E3834A-DC Power Supply，如圖3-13所示。

圖 3-13 提供主磁場線圈穩定電流的電源供應器

本實驗所輸出的 B_1、Gx、Gy、Gz 電流，均是由實驗室用 LabVIEW 自行編輯波形，再經由 NI DAQ-USB 6343 發射出類比訊號，如圖 3-14 所示，經過電壓放大後給所有線圈。

圖 3-14 NI 數據擷取卡

本實驗一樣經由 NI DAQ- USB 6343 擷取所有的電壓訊號，並顯示於 PC 上，再由實驗室自行用 LabVIEW 編寫的頻譜分析軟體和 MRI 影像分析軟體，將 FID 訊號直接做傅立葉轉換成所對應之頻譜和影像處理呈現。

3-3 超導量子干涉儀量測超極化 ^{3}He 氣體之可移動式低場核磁共振系統架構介紹

本系統架構是利用四層鋁板屏蔽，無須屏蔽屋且可移動式的低場磁共振系統如圖 3-15，其中包含了激發線圈(B_1 coil)和接收線圈(Pick-up coil)，如圖 3-16、一組淨磁場線圈(B_0 coil)、為了補償環境磁場不均勻及提供造影需求的三個不同維度之梯度線圈，如圖 3-17，因為是低場的系統所以地球磁場對於環境磁場也會有相當的影響，所以系統也設計了一個專為補償地球磁場的線圈(Bc coil)，最後再利用電腦透過 DAQ 介面卡控制各線圈的磁場大小。而我們的接收訊號是利用 pick-up coil 及 input coil 兩線圈組合於樣品及 SQUID 端。SQUID 接收到的訊號在經由 PCI-100(Star Cryotronics)來與數位濾波器，再由 DAQ 卡將訊號擷取出來。

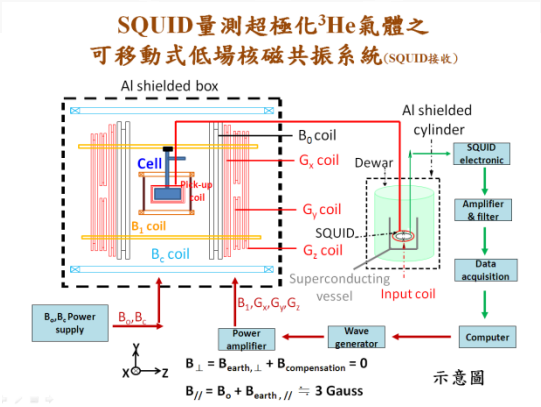


圖 3-15　超導量子干涉儀量測超極化 ^{3}He 氣體之可移動式低場核磁共振系統

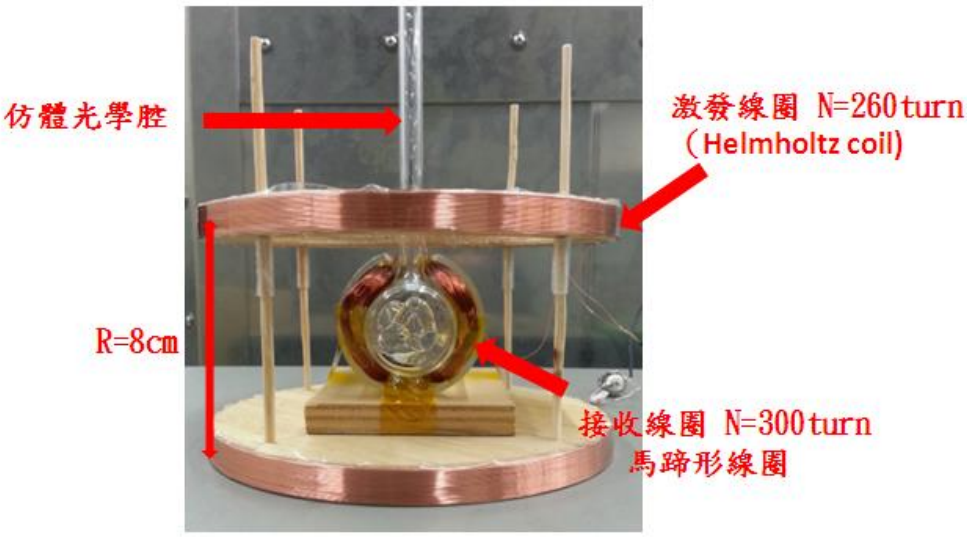


圖 3-16 激發線圈和接收線圈實體圖

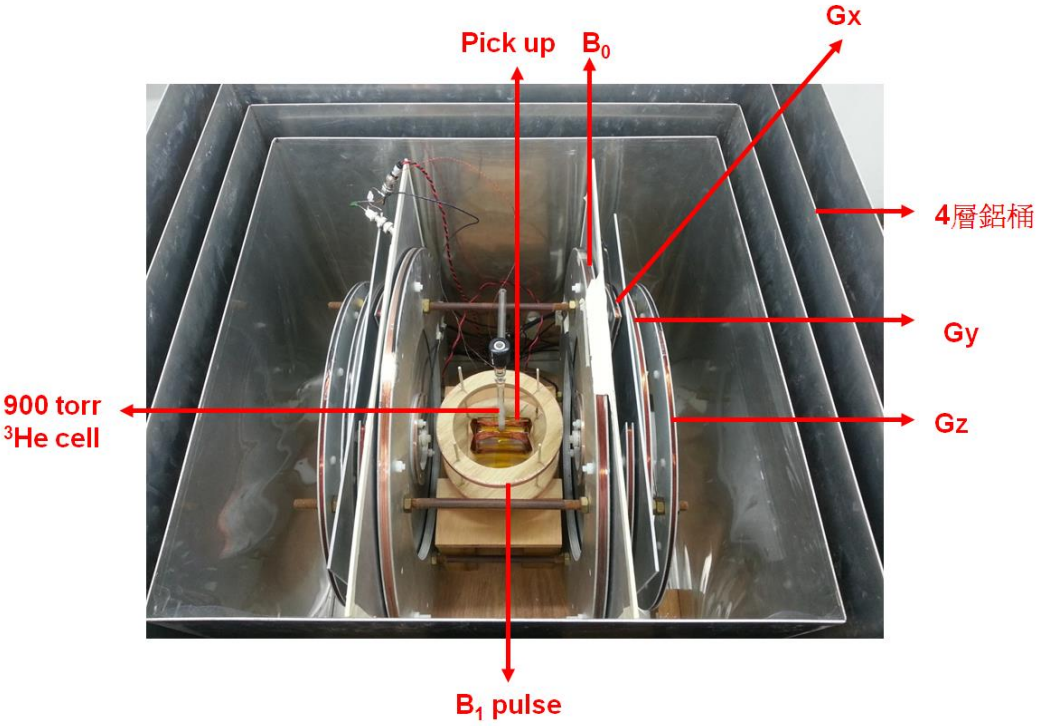


圖 3-17 梯度線圈和淨磁場線圈實體圖

3-4 可攜式極化氣體運送裝置架構介紹

可攜式極化氣體運送裝置架構，如圖 3-18，主要包含了 A.運送裝置主體；B.銅網；C.B 均勻磁場線圈；D.電源供應器和不斷電系統

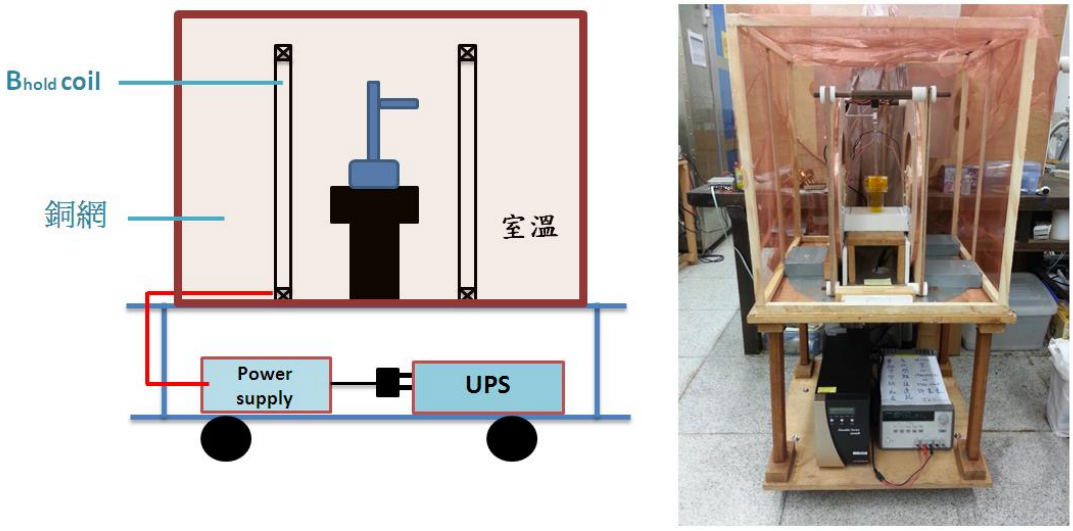


圖 3-18　可攜式極化氣體運送裝置示意圖和實體圖

A. 運送裝置主體

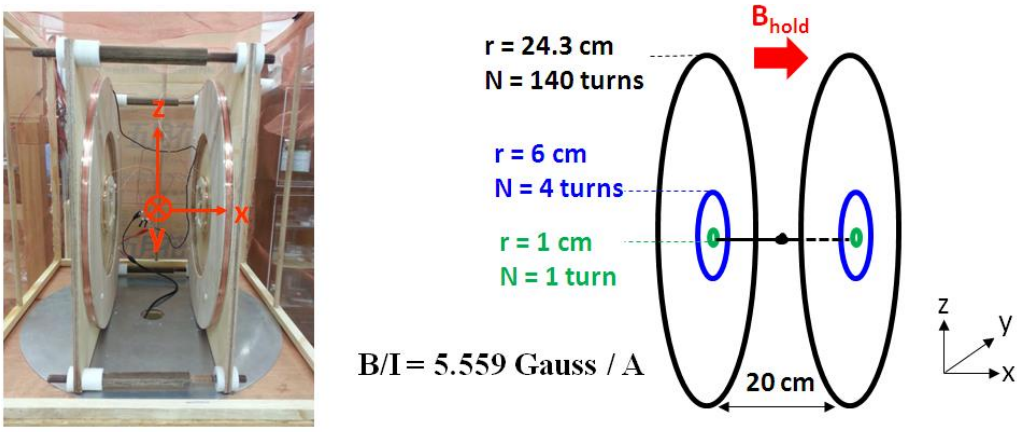
運送車主體本身是由全木頭和木頭膠製作而成，沒有任何的釘子或是鐵性物質，避免造成小型磁場，影響B線圈均勻度。本車體分為兩層，下層為儀器櫃，上層為線圈和光學腔放置處，最外面還加了銅網支撐架，可讓銅網固定在上面，最底層安裝了四個活動輪胎，可使運送車任意移動。

B. 銅網

在我們的周遭空間存在各式各樣的電磁波，如果不妥善隔絕，這些電磁波會對極化後的氣體造成干擾，以至於引起極化效果的降低，所以實驗在傳送車上覆蓋了銅網當作電磁屏蔽。

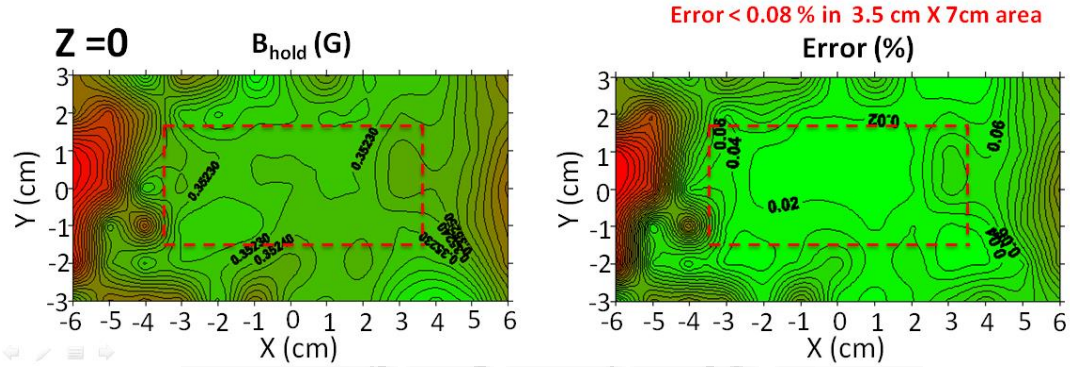
C. B均勻磁場線圈

實驗參考了I. Sasada[21]對於均勻磁場之設計，製作了三對不同半徑、不同匝數的線圈，從外層往內層之半徑依序為 24.3 公分、6 公分、1 公分，匝數分別為 140 匝、4 匝及 1 匝，以線徑 0.7 公厘之漆包銅線纏繞，線圈之電阻值為 20.2Ω，並以同心圓的方式擺設，彼此相距 20 公分，在直流電源供應器(direct-current power supply)(Agilent-E3634A)給予 1 安培的情況下可產生 5.559 高斯(Guass)之磁場，如圖 3-19(a)(b)所示，每一線圈產生相同方向的磁場。我們對此靜磁場測量其磁場大小分佈以及其不均勻度值，如圖 3-20(a)所示，在直流電源供應器給予 0.06 安培的情況下可產生 0.3523 高斯(Guass)之磁場，此時磁場之不均勻度在以(0,0,0)為中心之 $4 \times 4\ cm^2$ 內小於萬分之二，在光學腔大小為 $3.5 \times 7\ cm^2$ 面積內小於萬分之八，為圖 3-20 (b)中之紅色虛線區域。



(a) (b)

圖 3-19 (a)B 均勻磁場實體圖 (b) 均勻磁場之線圈架構，由三對不同半徑大小和不同匝數之線圈以同心圓擺設方式而組成



(a) (b)

圖 3-20 (a)磁場大小分佈圖 (b) 磁場之不均勻度在以(0,0,0)為中心之 3.5 × 7 cm^2 內可達萬分之八

D.電源供應器和不斷電系統

本傳送車由直流電源供應器(direct-current power supply) (Agilent-E3634A)提供定電流給線圈產生所需要的均勻磁場，並由不斷電系統(OPTI-UPS DS1000B)提供 110V-60Hz 的室電給電源供應器，方便移動時供電。

3-5 實驗流程

開啟加熱系統，並使用熱電偶溫度計量測保溫腔內的溫度，待溫度達到 200 度且穩定後，打開直流電源供應器(Agilent E3634A)驅動主磁場，接著開啟雷射並等待雷射輸出穩定後開始實驗。首先經過 12 小時的 SEOP，沿著外加主磁場 B_0 方向累積磁矩，如圖 3-20 (a)所示。之後在 Y 軸方向施加 B_1 脈衝的交流磁場後，磁矩 M 會被推倒向 X 軸方向，其中 B_1 脈衝其電壓（Vp：B_1 pulse level）與時間（Tp：B_1 pulse duration）之乘積與磁矩被推倒的角度有關，為避免每次測量磁共振訊號造成 ^{3}He 極化量過多的損耗，因此我們挑選較小角度的 B_1 作為實驗參數，如圖 3-20 (b)所示。再經由接收線圈(Pick-up coil)接收到磁矩的進動訊號，經由 FFT 轉換成頻譜圖，如圖 3-20 (c)所示。

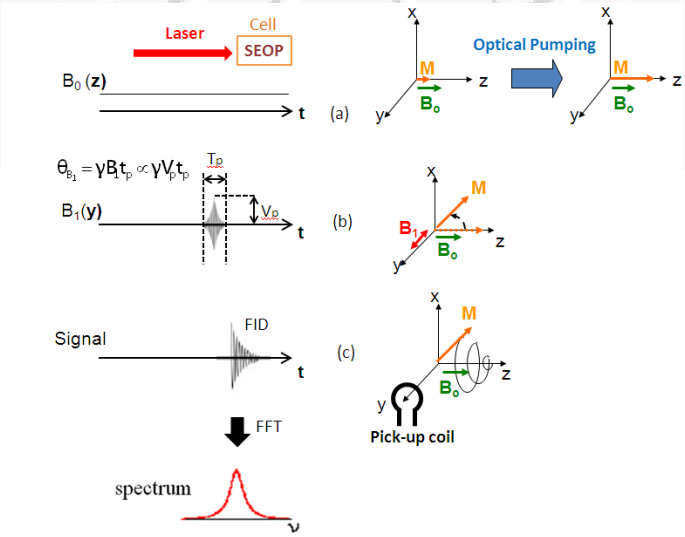


圖 3-21　在主磁場下施予 B1 脈衝後，得到 FID 訊號，再經由傅立葉轉換成頻譜。

在反投影成像技術(Back-projection)中，將樣品放在磁場中，在不同角度施加一維梯度磁場，並記錄每個角度的 NMR 頻譜，接著對數據進行計算處理，將不同角度的投影量疊加後，便可還原出樣品在實際空間上的分佈影像，系統實際的操作序列如圖 3-22。

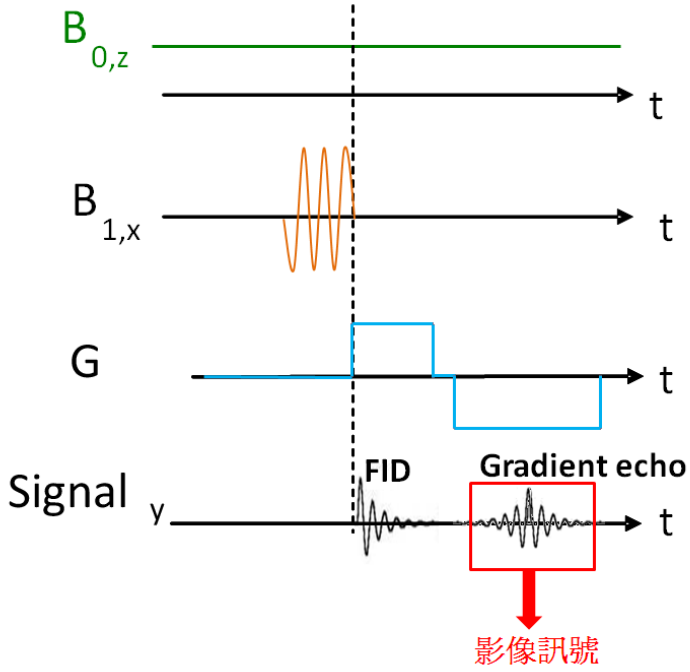


圖 3-22　核磁共振造影中所使用之波序

為了模擬之後在醫院使用的真實便利性，我們希望超極化惰性氣體是可以從 A 地 12 小時極化後攜帶到 B 地使用。所以我們實驗假設 ^{3}He 是在地下一樓實驗室完成 12 小時光激發自旋交換後，經由搭乘電梯到六樓實驗室，再搭乘電梯回到地下一樓實驗室造影，如圖 3-22 所示。移動過程分別經由使用 “可攜式極化氣體傳送裝置” 和無使用 “可攜式極化氣體傳送裝置” ，來比較影像差異。

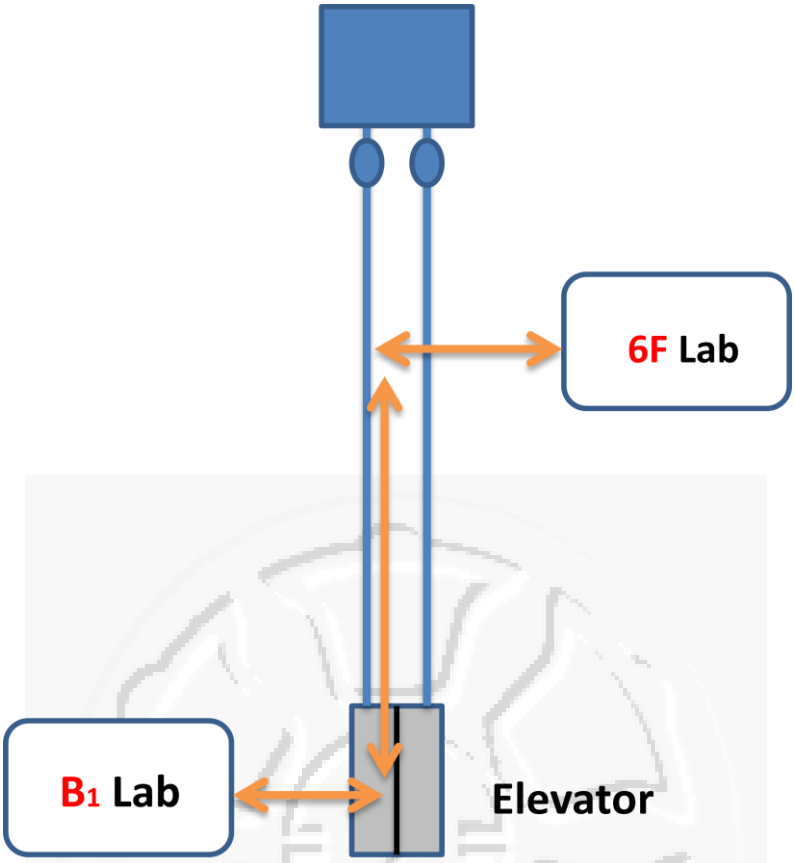


圖 3-23　移動路線示意圖

第四章 實驗結果與數據討論

4-1 ^{3}He 極化率計算

本實驗每一組數據皆為每一小時或每兩小時擷取一次歷時 24 小時的結果，前 12 個小時處於光激發(optical pumping)的狀態，第 12 個小時的數據擷取完後關掉雷射，後 12 個小時為(relaxation)狀態。

每一次的 ^{3}He 極化率實驗值是依照公式和 ^{1}H 比較計算得到的，當我們擷取數據後經由頻譜分析儀得到 ^{3}He 和水訊號大小分別如圖 4-1(a)和圖 4-1(b)，即可帶入(2-4-8)式求得極化率，如下

$$P_{^3He} = \frac{S_{^3He}}{S_H}\frac{\gamma_H}{\gamma_{^3He}}\frac{N_H}{N_{^3He}}\frac{\sin\theta_H}{\sin\theta_{^3He}} \times P_H$$

$$= \frac{0.01495}{4.38\times10^{-6}}\frac{4.258}{3.243}\frac{5.55}{0.0014}\frac{\sin(90)}{\sin(18)}\times 3.4\times10^{-7}\% = 20.878\%$$

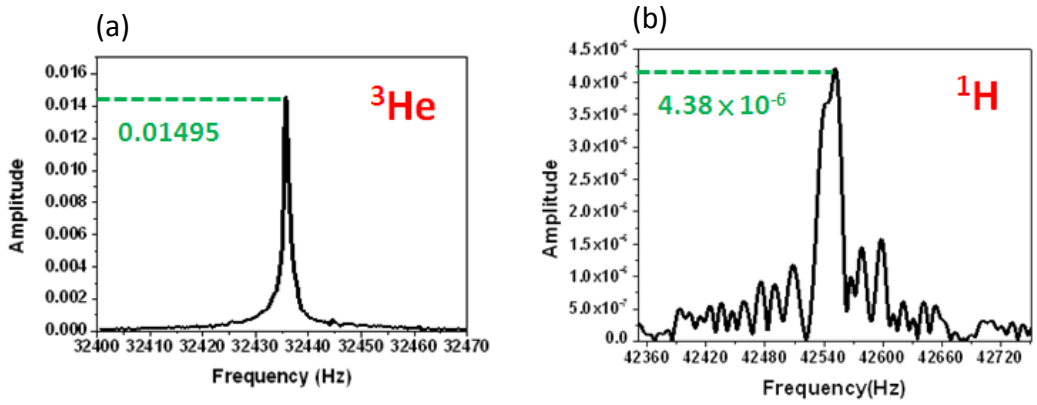


圖 4- 1(a) ^{3}He 之訊號頻譜圖 (b) ^{1}H 之訊號頻譜圖

^{3}He 極化量理論值計算是依據 Jacob 等人所提出[24-25]之極化氣體極化率之公式

$$P_{He} = P_{Rb}\,\gamma_{se}[1-e^{-(\gamma_{se}+\Gamma_1)t}]\big/(\gamma_{se}+\Gamma_1) \qquad (4\text{-}1\text{-}1)$$

其中 $\gamma_{se}=\kappa_{se}[Rb]$ (4-1-2)

$$\Gamma_1=1/T_1 \qquad (4\text{-}1\text{-}3)$$

$$\Gamma_{He}=\kappa_{se}[Rb]+\Gamma_1 \qquad (4\text{-}1\text{-}4)$$

P_{Rb} 為單位時間單位體積內 Rb 原子的平均極化率；γ_{se} 為 Rb 原子與 ^{3}He 原子核間的自旋交換率(spin exchange rate)；κ_{se} 為自旋交換率係數(spin exchange rate cofficient)；Γ_1 為 ^{3}He 的縱向鬆弛率(longitudinal relaxation rate)，[Rb]為 Rb 之密度，其計算根據[26]

$$[Rb]=\frac{10^{9.55-4130/T}}{(1.38\times10^{-17})T}$$

此處 T 為絕對溫度(kelvins)。

縱向鬆弛時間 T_1 是從 relaxation 曲線而來並且由 $P_{He}=P_A e^{-\Gamma_1 t}$ 計算。

4-2 環境中均勻磁場最佳化後對 NMR 訊號影響之比較

一般實驗室環境中，會存在著一些磁性物質或是地磁影響，導致環境背景會有梯度磁場，因此我們利用三個方向的梯度線圈來抵銷環境中的背景磁場，達到窄線寬的效果。我們分別對 x、y 和 z 方向之梯度磁場做了以下之校正，校正的方法如下，首先將極化 ^{3}He 光學腔放入系統中，從程式依序輸入不同之電流，紀錄梯度線圈輸入不同電流下所對應之線寬，以此疊加輸出 x、z 和 y 方向梯度磁場之線寬最佳化，如圖 4-2(a)(b)(c)。

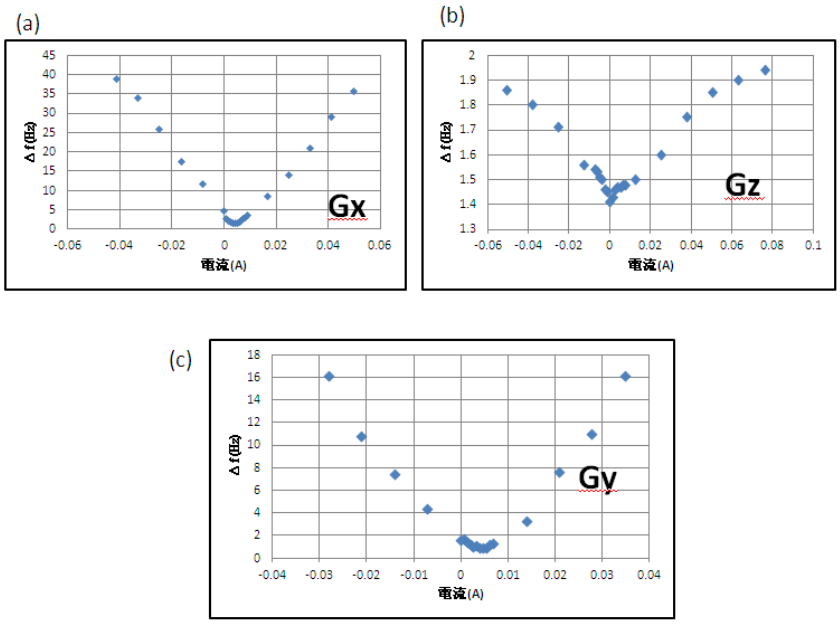


圖 4- 2(a)對 x 方向梯度線圈施加電流，使其產生補償 x 方向之梯度場，找到最低線寬(b)對 z 方向梯度線圈施加電流，使其產生補償 y 方向之梯度場，找到最低線寬(c)對 y 方向梯度線圈施加電流，使其產生補償 z 方向之梯度場，找到最低線寬。

我們以 ^{3}He 光學腔量測其補償前後之 NMR 變化。實驗中主磁場 (B_0)為 10 Gauss，光激發自旋交換 7 小時，實驗溫度維持在 200 度，當未加任何梯度磁場 G = 0 時，FID 訊號的橫向鬆弛時間為 0.15 秒，由 FFT 轉成頻譜圖時，線寬約為 4.39 Hz，訊雜比 SNR=112，但經由三個維度的疊加梯度補償後，FID 訊號的橫向鬆弛時間增長為 1 秒，線寬可降至最低約 0.9 Hz，並提高訊雜比 SNR=686，如圖 4-3 所示。

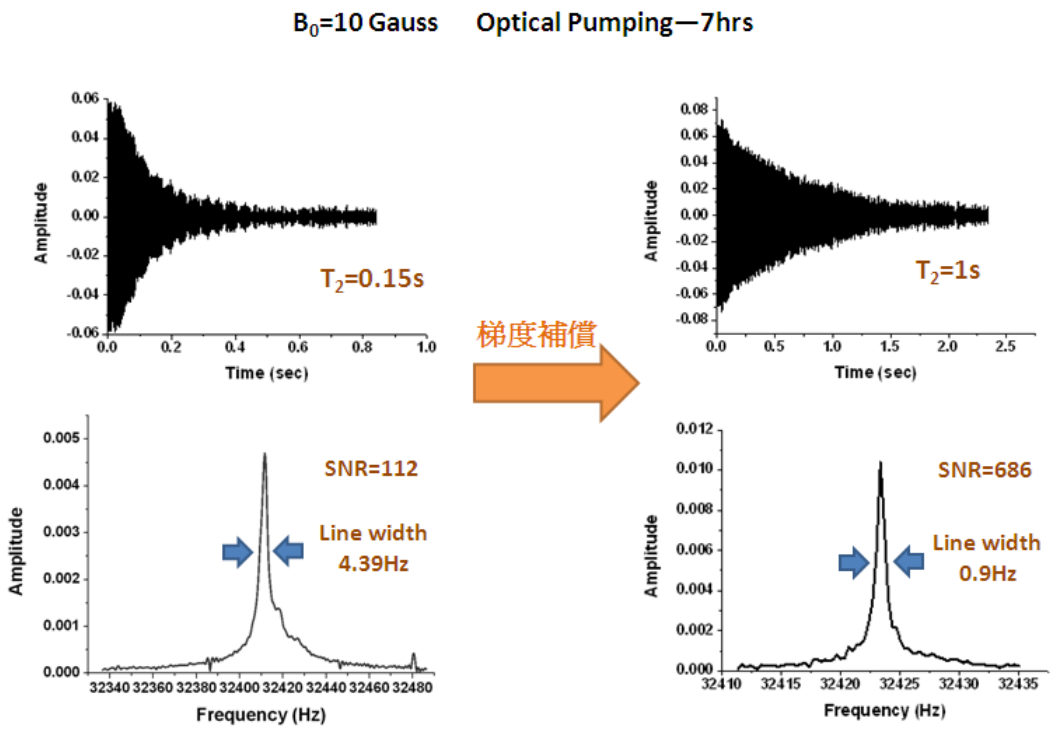


圖 4- 3 補償前和補償後的 NMR 訊號和橫向鬆弛比較

經由梯度線圈補償環境最佳化後，^{3}He 氣體在 12 小時的極化過程中，所感應到的主磁場(B_0)更加均勻，減少極化過程中，磁矩互相干擾的耗損，因此擷取到的頻率訊號更加一致，使線寬變窄訊號變強，根據(2-4-8)式換算出來第十二小時的極化率由 13.28%提升到 20.88%。之後的 12 小時的縱向鬆弛時間也由 4.46 小時，微幅增加為 4.5 小時，如圖 4-4 所示。

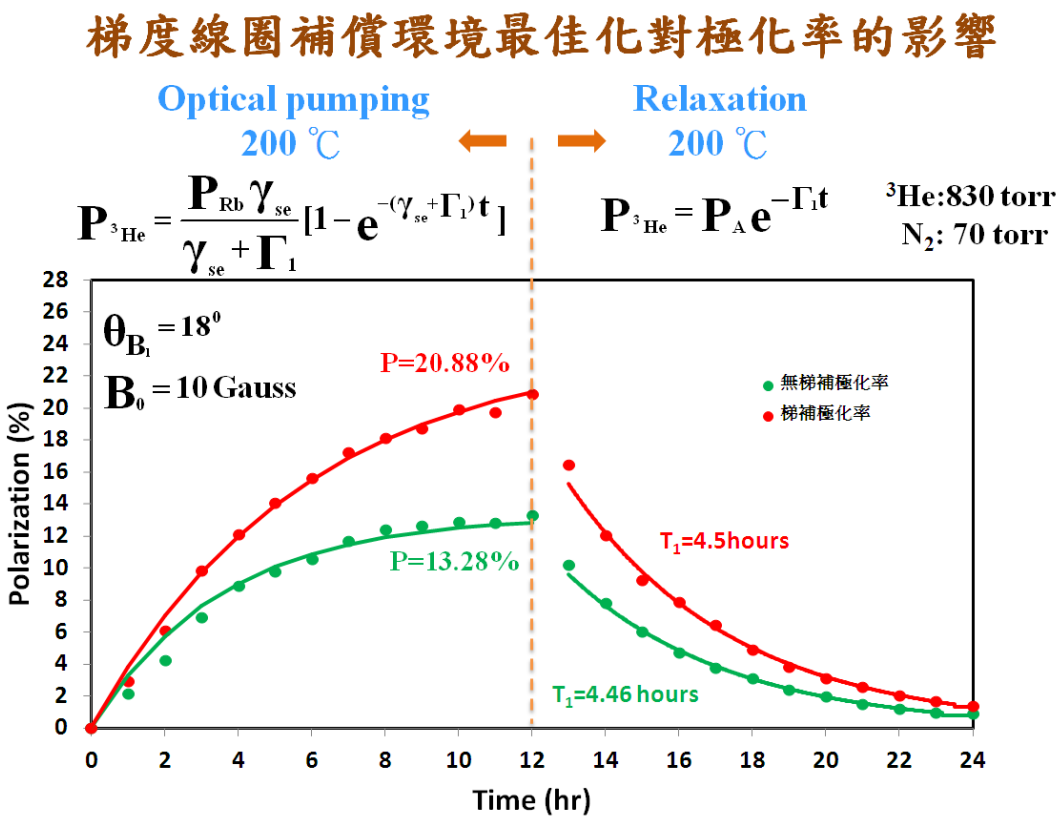


圖 4- 4 補償前和補償後的極化率和縱向鬆弛比較

4-3 改變 B_1 pulse 大小和量測時間對 NMR 訊號影響之比較

本實驗因為要觀測極化率的變化曲線，因此每小時量測一次，每次測量時施加的交流脈衝磁場(B_1)，會使 ^{3}He 磁矩從主磁場方向偏移 18^0，之後產生進動，回到主磁場方向。每量測一次，就會造成磁矩的耗損，以至於為了觀察極化率，反而造成極化率的下降，因此為了解決此問題，實驗改為每兩小時觀次一次，每次測量偏移角度改為 9^0，因此極化率由 20.88%提升到 24.38%，根據(4-1-1)公式擬和出極化率為 24.017%。之後的 12 小時的縱向鬆弛時間也由 4.13 小時，微幅增加為 4.79 小時，如圖 4-5 所示。

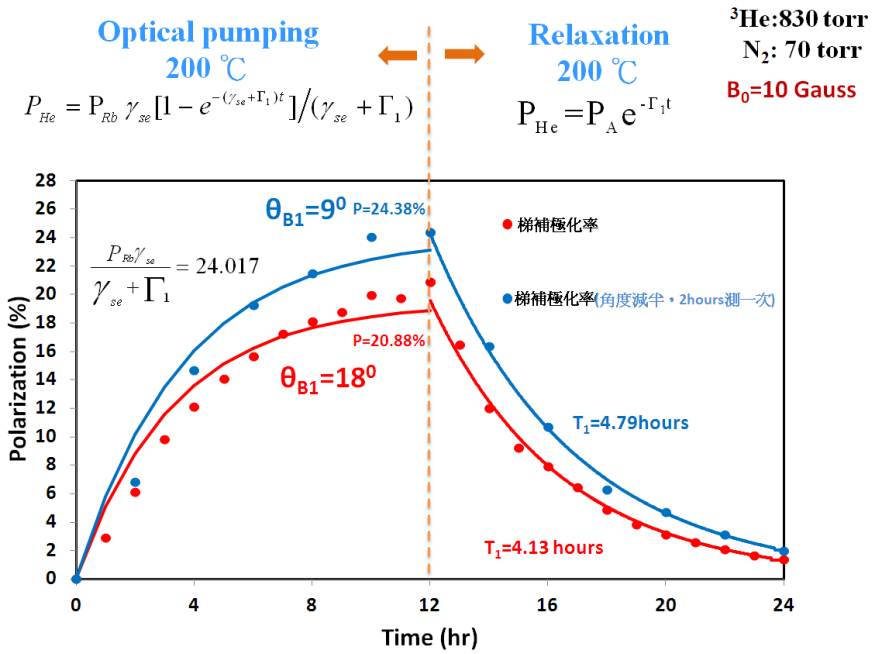


圖 4- 5 改變 B1 pulse 大小和量測時間對極化率的影響

4-4 仿體核磁共振造影

4-4-1 法拉第感線圈之磁振造影

無造型 ^{3}He 玻璃光學腔

利用光激發自旋交換六小時候，使 ^{3}He 極化率為 15.64%，接著驅動 10 Gauss 的主磁場，然後每 5 度施加交流脈衝磁場($\theta_{B_1}=5.3^0$)和梯度場(G=$50.67\mu T/m$)，共 36 個角度，造影結果如圖 4-6 (a)(b)所示，

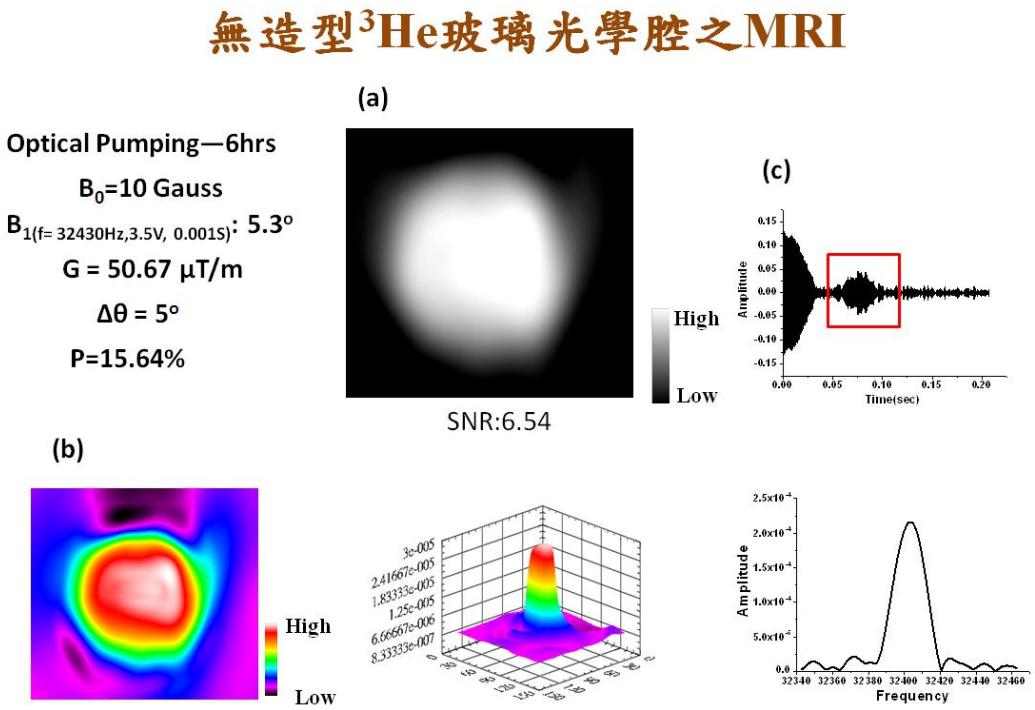


圖 4- 6 無造型 3He 玻璃光學腔 MRI 影像(a)黑白光譜影像(b)彩色光譜影像(c)擷取訊號示意圖

仿體造型 ^{3}He 玻璃光學腔(B_0=3 Gauss)

由於仿體光學腔裡面多了三根大小不等的實心柱，為了讓影像更完整的呈現出來，勢必要提高影像解析度，所以利用光激發自旋交換延長至十二小時，使 ^{3}He 極化率增加到 20.87%，接著一樣提高梯度磁場的強度至 G=$105.7\mu T/m$ ，因為根據公式(2-2-1)，磁場不均勻度增強，會讓原子核自旋產生更多不同的頻率，而使得線寬增加，因此可以使影像的更多細節呈現出來。之後一樣驅動 3 Gauss 的主磁場，然後每 5 度施加交流脈衝磁場($\theta_{B_1}=5.3^0$)和梯度場(G=$105.7\mu T/m$)，共 36 個角度，造影結果如圖 4-7 所示。

仿體造型 ^{3}He 玻璃光學腔(B_0=10 Gauss)

根據(2-4-4)公式可知，核磁共振造影的訊號大小會跟進動頻率成正比的關係，因此本實驗提高了主磁場的強度到 10 Gauss，由頻率 9729Hz 升高到 32430Hz，使呈現出來的影像更加清晰，如圖 4-7 所示。

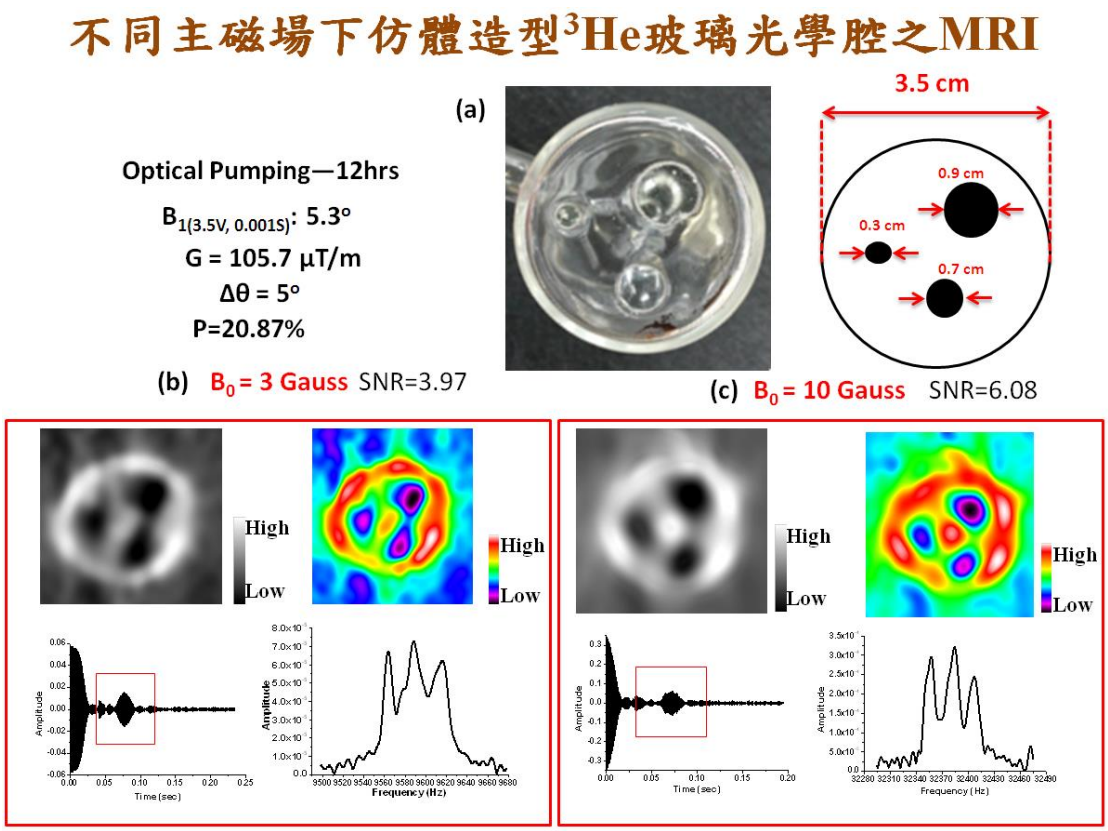


圖 4- 7 仿體造型 ^{3}He 玻璃光學腔 MRI 影像(a)光學腔實體大小架構圖(b)黑白光譜影像(c)彩色光譜影像

4-4-2 超導量子干涉儀之磁振造影

本實驗是先由“光激發 ^{3}He 與低場核磁共振系統”將光學腔進行十二小時的極化後，再將光學腔移動到“超導量子干涉儀量測超極化 ^{3}He 氣體之可移動式低場核磁共振系統”進行量測。由於本實驗架構多了四層鋁板屏蔽，隔絕了外界電磁波的干擾，且利用 Bc 垂直磁場線圈和旋轉整個系統，抵消了地磁對極化氣體的影響，並加入了極高靈敏度的磁力計“ 超導量子干涉儀元件(Superconducting Quantum Interference Device ; SQUID) ”來當作接收訊號感測器，所以使得還未經補償的 FID，橫向鬆弛時間已經達到 0.6 秒，經過 FFT 轉換後，線寬已達 1.4Hz，訊雜比 SNR=1383。經過補償後，橫向鬆弛時間達到 4 秒，經過 FFT 轉換後，線寬達到 0.6Hz，訊雜比 SNR=2105，如圖 4-8 所示。

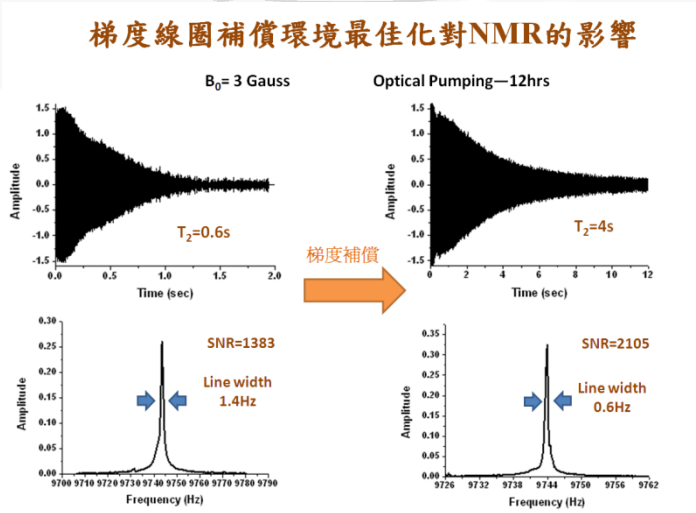


圖 4- 8 補償前和補償後的 NMR 訊號和橫向鬆弛比較

超導量子干涉儀元件(Superconducting Quantum Interference Device ; SQUID) 來當作接收訊號感測器，其可量測範圍為 10^{-3} ~10^{-9}Tesla，增加了訊號的精準度，造影結果如圖 4-9(a)(b)(c)所示。和圖 4-7 做比較，可以看到一樣在 9729Hz 頻率之下，SQUID 接收可以很清楚的分辨三根實心柱的大小，且顏色對比分明，明顯 MRI 影像比傳統線圈接收的好。

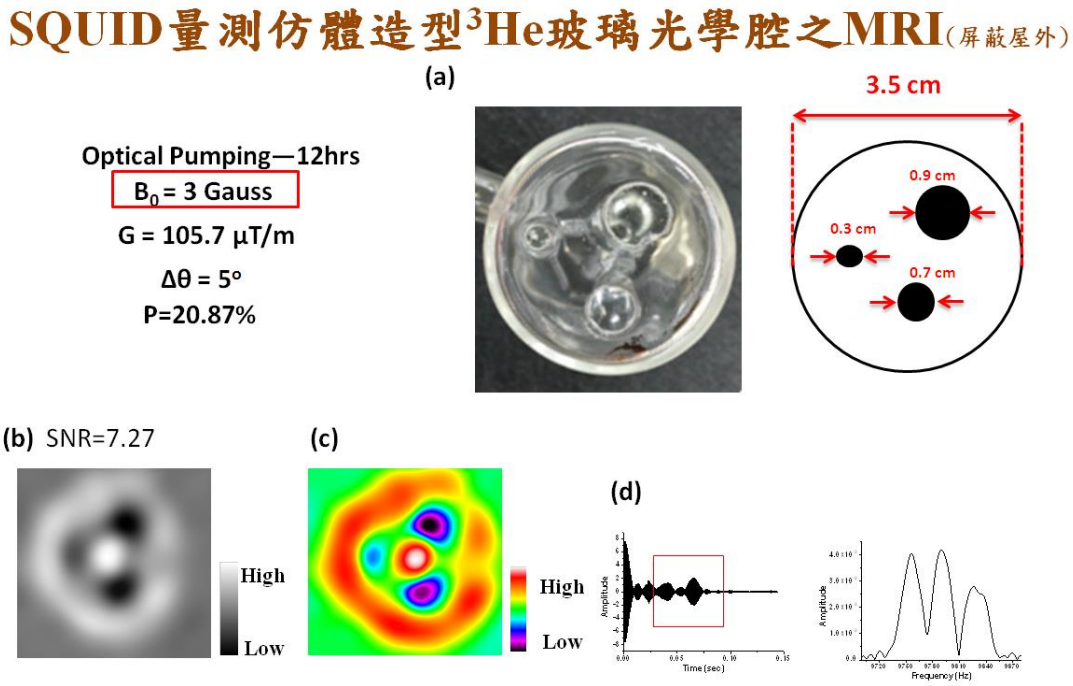


圖 4- 9 仿體造型 3He 玻璃光學腔 MRI 影像(a)光學腔實體大小架構圖(b)黑白光譜影像(c)彩色光譜影像(d)擷取訊號示意圖

4-5 可攜式極化氣體運送裝置對 NMR 和 MRI 之影響

4-5-1 溫度對 ^{3}He 極化氣體縱向鬆弛時間的影響

根據 4-2 節和 4-3 節可知，前十二小時的 SEOP，極化率可由 13.28%提升到 24.38%。但後十二小時的縱向鬆弛時間，只能從 4.06 小時微幅提升到 4.79 小時 。根據(2-4-1) 波茲曼分布 (Boltzmann distribution)可知，溫度越高，越容易使極化後的原子核磁矩得到熱能而回到平衡狀態，加快去極化的速度。因此，本實驗在“光激發 ^{3}He 與低場核磁共振系統”一樣進行前十二小時的 SEOP，之後在無任何移動狀況下，改變後面十二小時縱向鬆弛環境的溫度，如圖 4-10 所示。由此圖可知，環境溫度 200 度時的縱向鬆弛時間為 4.5 小時，環境溫度 100 度時的縱向鬆弛時間為 5.73 小時，環境溫度室溫時的縱向鬆弛時間為 7.3 小時，明顯室溫為最佳縱向鬆弛時的溫度。另外可觀察到環境溫度在 100 度和室溫時，第十二小時關掉雷射到第十三小時間，極化率有明顯再提升的趨勢，這是因為鉀電子持續在和 ^{3}He 原子自旋交換作用增加極化率，並且因溫度降低，減少極化率的耗損，所造成動態變化的效應。

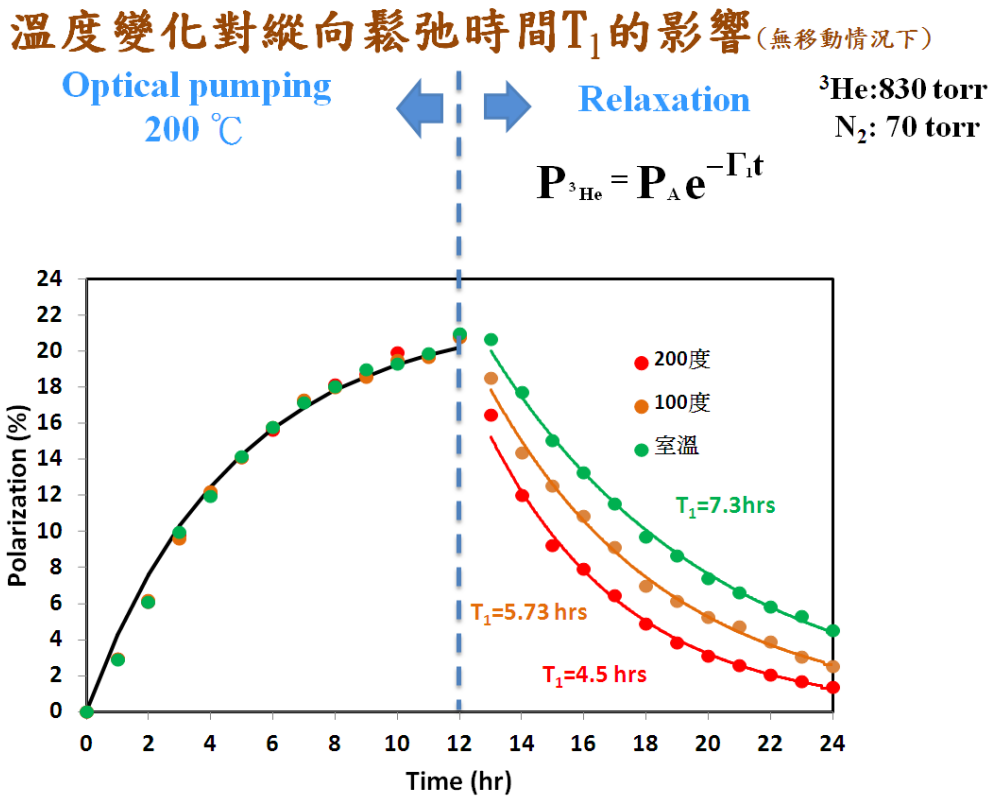


圖 4- 10 改變後面十二小時縱向鬆弛環境的溫度(無移動)

4-5-2 銅網屏蔽和 B 均勻磁場對運送 ^{3}He 極化氣體縱向鬆弛時間的影響

由 4-3 節和 4-5-1 節可知，量測為每兩小時測一次，且 $\theta_{B_1}=9^0$，縱向鬆弛環境為室溫。本實驗結合了以上最佳條件，在鬆弛時間每兩小時乘坐電梯移動一次，並觀察極化率的變化，如圖 4-12 所示。使用手拿光學腔移動，縱向鬆弛時間很快衰減為 1.38 小時，而使用傳送車移動加上銅網屏蔽外在電磁波，可使縱向鬆弛時間增加到 3.52 小時。為了抵抗外在不均勻的環境磁場，本傳送裝置再加上 B 均勻磁場，使極化後的磁矩，在移動過程中維持一樣的方向。本實驗 B 均勻場分別輸出 1.5 Gauss、3 Gauss、5 Gauss、7 Gauss 的磁場大小，比較縱向鬆弛時間的變化。從圖 4-11 可知，在 1.5 Gauss 和 3 Gauss 的時候，縱向鬆弛時間從 3.52 小時升到 4.71 小時和 5.36 小時，但再持續升高到 5 Gauss、7 Gauss，縱向鬆弛時間並沒有持續往上升，反而是衰減到 5.22 小時和 4.77 小時，所以可攜式極化氣體運送裝置 B=3 Gauss 為最佳化。

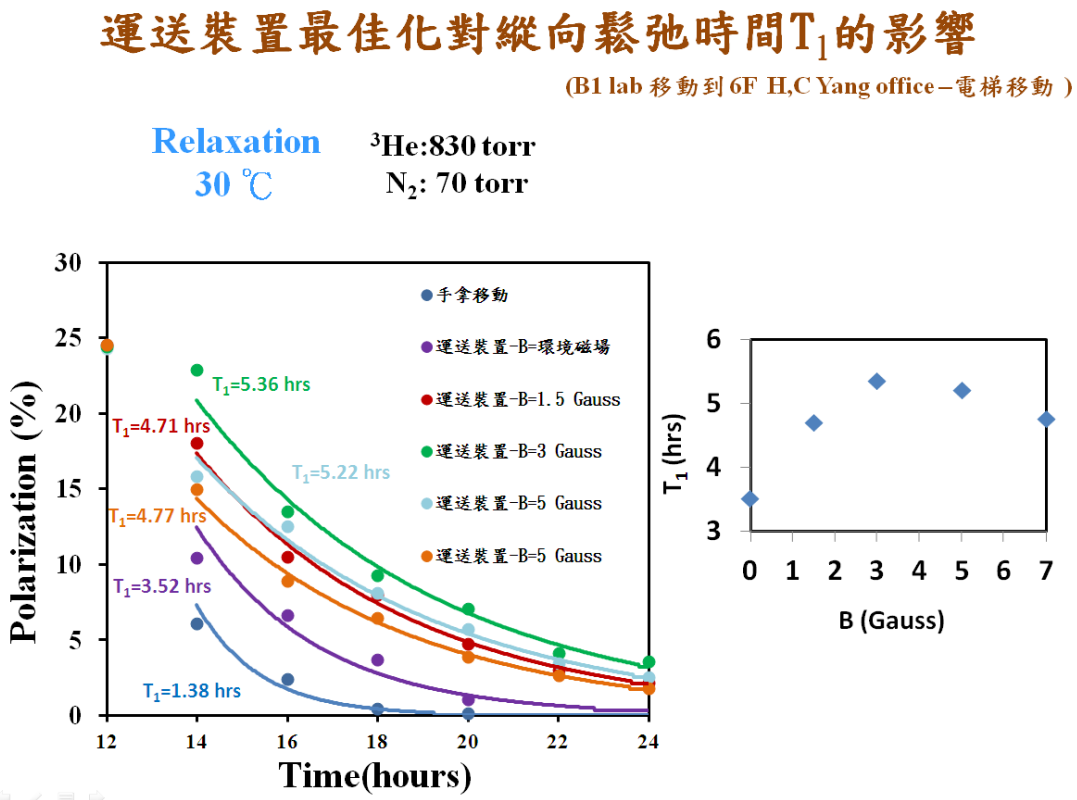


圖 4- 11 可攜式極化氣體運送裝置條件最佳化比較圖

4-5-3 有無使用運送裝置之 SQUID 磁振造影比較

本實驗是先由“光激發 ^{3}He 與低場核磁共振系統”將光學腔進行十二小時的極化後，再將光學腔拿到“可攜式極化氣體傳送裝置”內進行移動，移動完後，再將光學腔拿到“超導量子干涉儀量測超極化 ^{3}He 氣體之可移動式低場核磁共振系統”進行 MRI 造影。如圖 4-12 所示，可以觀察到在鬆弛時間為一小時後，有使用移動裝置的影像比沒有使用移動裝置的影像來得清晰，但由於是用高靈敏度的 SQUID 當作感測器，所以就算是沒有使用移動裝置的影像，一樣可以清楚分辨三根實心住的大小。

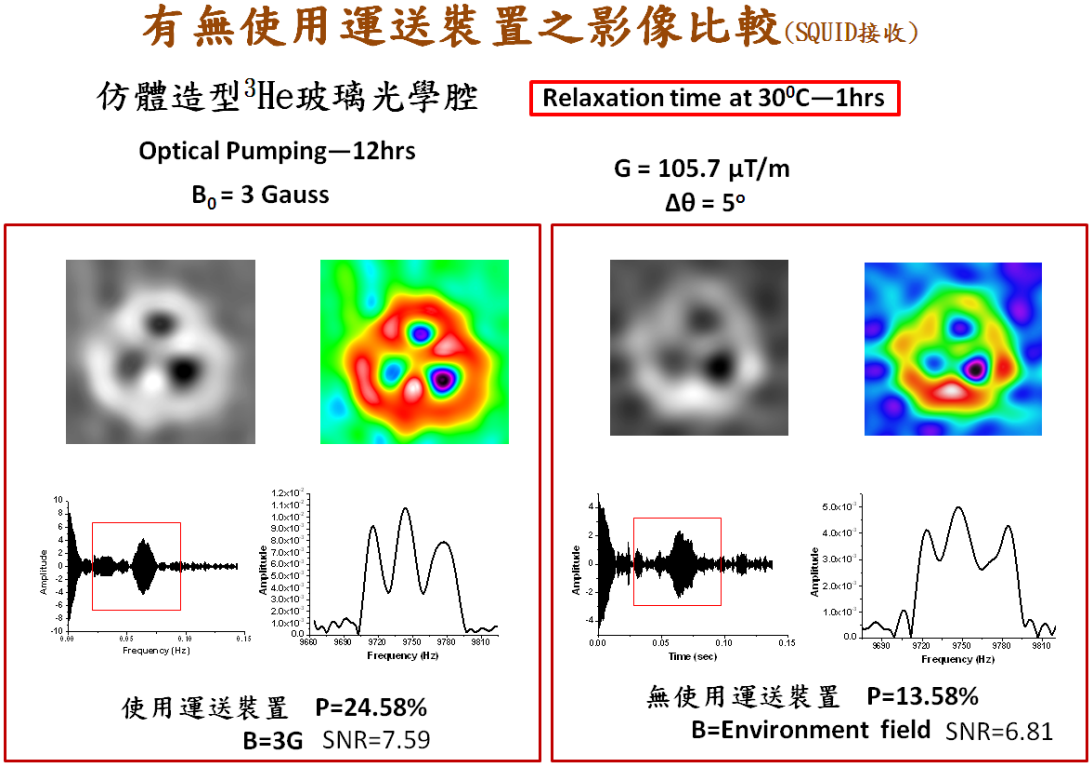


圖 4- 12 一小時後有無使用傳送裝置 MRI 之比較

接著實驗觀察鬆弛時間為四小時後，如圖 4-13 所示，有使用移動裝置移動的影像一樣可以呈現出三根實心棒和光學腔外型，但無使用傳送裝置移動的影像已經無法分辨光學腔的形狀和三根實心柱的位置，因此，使用“可攜式極化氣體傳送裝置”移動，有助於極化率的緩慢衰減，並幫助 MRI 影像完整呈現。

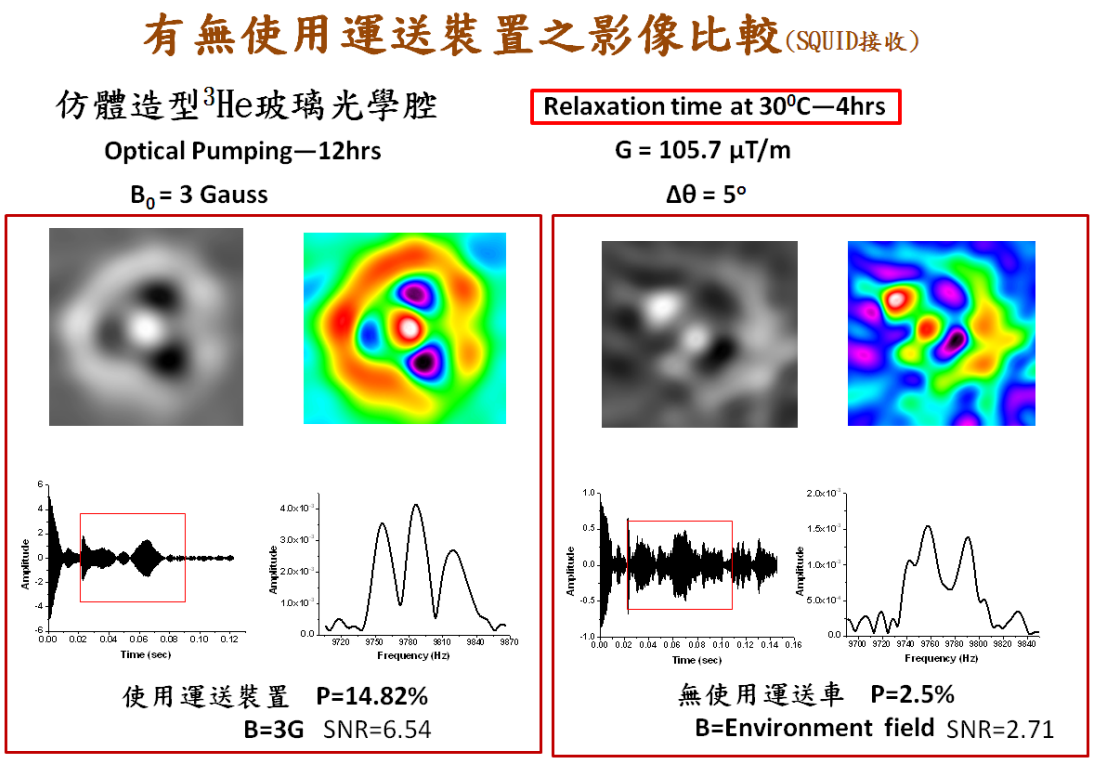


圖 4- 13 四小時後有無使用傳送裝置 MRI 之比較

4-5-4 使用運送裝置戶外移動之 SQUID 磁振造影

本實驗為了模擬之後經由運送裝置可以將 ^{3}He 極化氣體移動到更遠的地方量測造影，所以規劃了在台大校園內戶外移動。一開始先將 ^{3}He 極化 12 小時後，將光學腔放置運送裝置內，使用運送裝置最佳化條件放置 4 小時，之後開始移動。從台大物理系出發，到達小福樓時回頭，沿著醉月湖旁的步道回到物理系量測造影，總長約 880.877 公尺，如圖 4-14。

圖 4- 14 移動裝置戶外移動路線圖

經由戶外移動過後，移動裝置隔絕了外在的干擾極化率可以維持在 17.34%，成像如圖 4-15，可以看得出三根不同實心柱的大小。

使用運送裝置戶外移動之核磁共振影像 (SQUID接收)

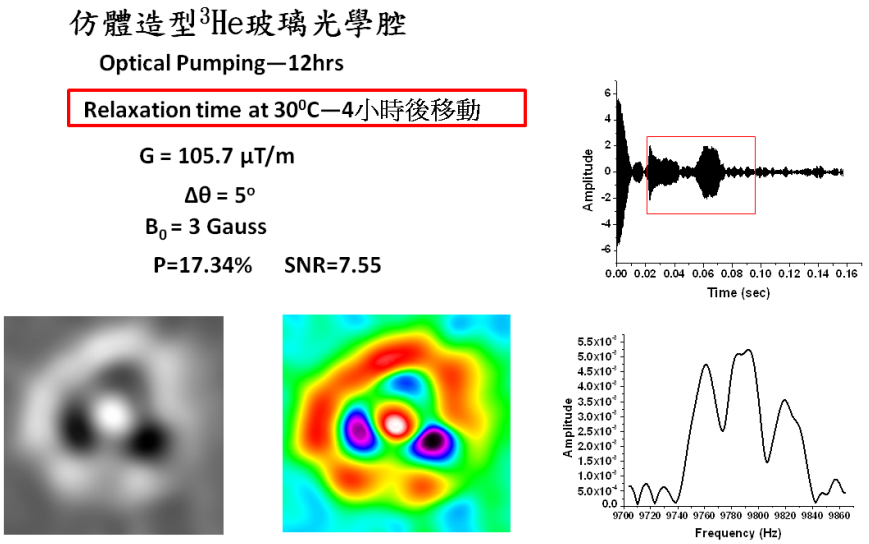


圖 4- 15 使用運送裝置四小時後戶外移動之 MRI

第五章 結論

本研究成功運用數據擷取卡(DAQ)整合了雷射系統、加熱系統和磁場系統等裝置，完成了“^{3}He 低場核磁共振儀器”的架設。本研究利用此系統完成了 ^{3}He 仿體造型光學腔的 MRI 影像，另外實驗也成功加入了極高靈敏度“ 超導量子干涉儀元件(Superconducting Quantum Interference Device ; SQUID)”來當作接收訊號感測器，MRI 影像可分別更清晰看出三個不同大小的實心柱。並且再運用自製的“可攜式極化氣體運送裝置”，經由溫度，銅網屏蔽和 B=3 Gauss 最佳化後，可以在運送過程中，延長縱向鬆弛時間(T_1)由 1.38 小時到 5.36 小時，並可以發現磁振造影有使用運送裝置比無使用運送裝置好，而且隨著時間越久，效果越是明顯。之後運送裝置希望可以幫助 ^{3}He 移動到更遠的地方量測造影，可以更符合真實使用便利性。

Reference

[1]M. A. Bouchiat, T. R. Carver, and C. M. Varnum, Phys. Rev. Lett. **5**, 373960).

[2]R.L. Gamblin and T. R. Carver, Phys. Rev. **138**, A946 (1965).

[3]X. Zeng, E. Miron, W. A. van Wijngaarden, D. Schreiber, and W. Happer, Phys. Lett. 96A,191 (1983).

[4] B. Chann, E. Babcock, L.W. Anderson, T.G. Walker, W.C. Chen, T.B. Smith, A.K. Thomson, and T.B. Gentile, J. Appl. Phys. **94**, 6908 (2003)

[5]T. G. Walker and W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44,** 169 (1972).

[6]R. D. Black, H.L . Middleton, G.D. Cates, G.P. Cofer, B. Driehuys, W. Happer, L.W. Hedlund, G.A. Johnson, M.D. Shattuck and J.C. Swartz, Radiology. **199,** 867 (1996).

[7]H. C. Seton, D.M. Busell, J.S.M. Hutchison, I. Nicholson, D.J. Lurie, Phys. Med. Biol. 73, 2133 (1992).

[8]H. C. Seton, J.S.M. Hutchison, D. M. Busell, Meas. Sci. Technol. 8, 198 (1997).

[9]H. C. Seton, J.S.M. Hutchison, D. M. Busell, IEEE Trans. Appl. Supercon. 7, 3213 (1997).

[10]Hong-Chang Yang,Shu-Hsien Liao, Herng-Er Horng,Shing-Ling Kuo,Hsin-Hsien Chen, and S. Y. Yang, Appl. Phys. Lett. 88, 252505 (2006)

[11]S. Kumar, R. Mathews, S. G.. Haupt, D.K. Lathrop, M. Takigawa, J. R. Rozen, S. L. Brown, R. H. Koch, Appl. Phys. Lett. 70, 1037 (1997).

[12]S. Kumar, W. F. Avrin, B. R. Whitecotton, IEEE Trans. Magn. 32, 5261 (1996).

[13]K. Schlenga, R. F. McDemott, J. Clarke, R. E. de Souza, A. Wong-Foy, A. Pines, Appl. Phys. Lett. 75, 3695 (1999).

[14]N. Q. Fan, M. B. Heaney, J. Clarke, D. Newitt, L. L. Wald, E. L.

Hahn, A. Bielecki, A. Pines, IEEE Trans. Magn 25, 1193 (1989).
[15]M. A. Espy, A. N. Matlachov, P. L. Volegov, J. C. Mosher, and R. H. Kraus, Jr. IEEE Trans. Appl. Supercon. 15, 635 (2005).
[16]M. Burghoff, S. Hartwig, L. Trahms, and J. Bernarding, Appl. Phys. Lett. 87, 054103 (2005)
[17] M A Bernstein, K F King and X J Zhou. Handbook of MRI Pulse Sequences. Elsevier Academic Press, 960 (2004)
[18] http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/
[19]R. E. Jacob, S. W. Morgan, B. Saam, J. Appl. Phys., 92, 1588 (2002).
[20] 劉玠沂 (2011) 光激發 ^{3}He 超極化氣體在梯度磁場下之縱向鬆弛物理研究,國立台灣師範大學光電科技研究所 p. 21
[21] I. Sasada and Y. Nakashim, J. Appl. Phys. 99, 08D904 (2006)
[22]李彥穎 (2009) 光激發 ^{3}He 超極化氣體之核磁共振研究,國立台灣師範大學光電科技研究所 p.17
[23] 楊曜齊 (2010) 光激發 ^{3}He 超極化氣體在梯度磁場中之核磁共振研究,國立台灣師範大學光電科技研究所 p. 25
[24]B. Chann, E. Babcock, L. W. Anderson, T. G. Walker, Phys. Rev . A 66, 032703-1 (2002).
[25] E. Babcock, B.Chann, and T. G. Walker, Phys. Rev. Lett. 96, 083003 (2006)
[26]L. D. Schearer and G. K. Walters, Phys. Rev. **139**, A1398(1965)