

實驗結果

本章呈現基於 1T-PtTe₂ 的超導量子干涉儀的核心實驗結果。我們將系統性地展示元件的基礎電學特性、夫朗和費干涉圖樣的磁場響應，以及從非對稱 SQUID 量測中重構出的電流-相位關係。這些結果不僅驗證了 PtTe₂ 中存在非傳統的超導行為，更展示了利用外部磁通量對其進行主動調控的可行性。

基礎元件表徵

基礎溫度下的 I-V 特性

元件的基礎直流傳輸特性是透過在 40 mK 的恆定溫度下量測其電壓-電流 (I-V) 特性曲線來進行鑑定。Figure 1 展示了一條具代表性的 I-V 曲線，該曲線是透過緩慢掃描偏壓電流 (I_{bias}) 並同時記錄元件兩端的電壓降 (V) 而獲得的。

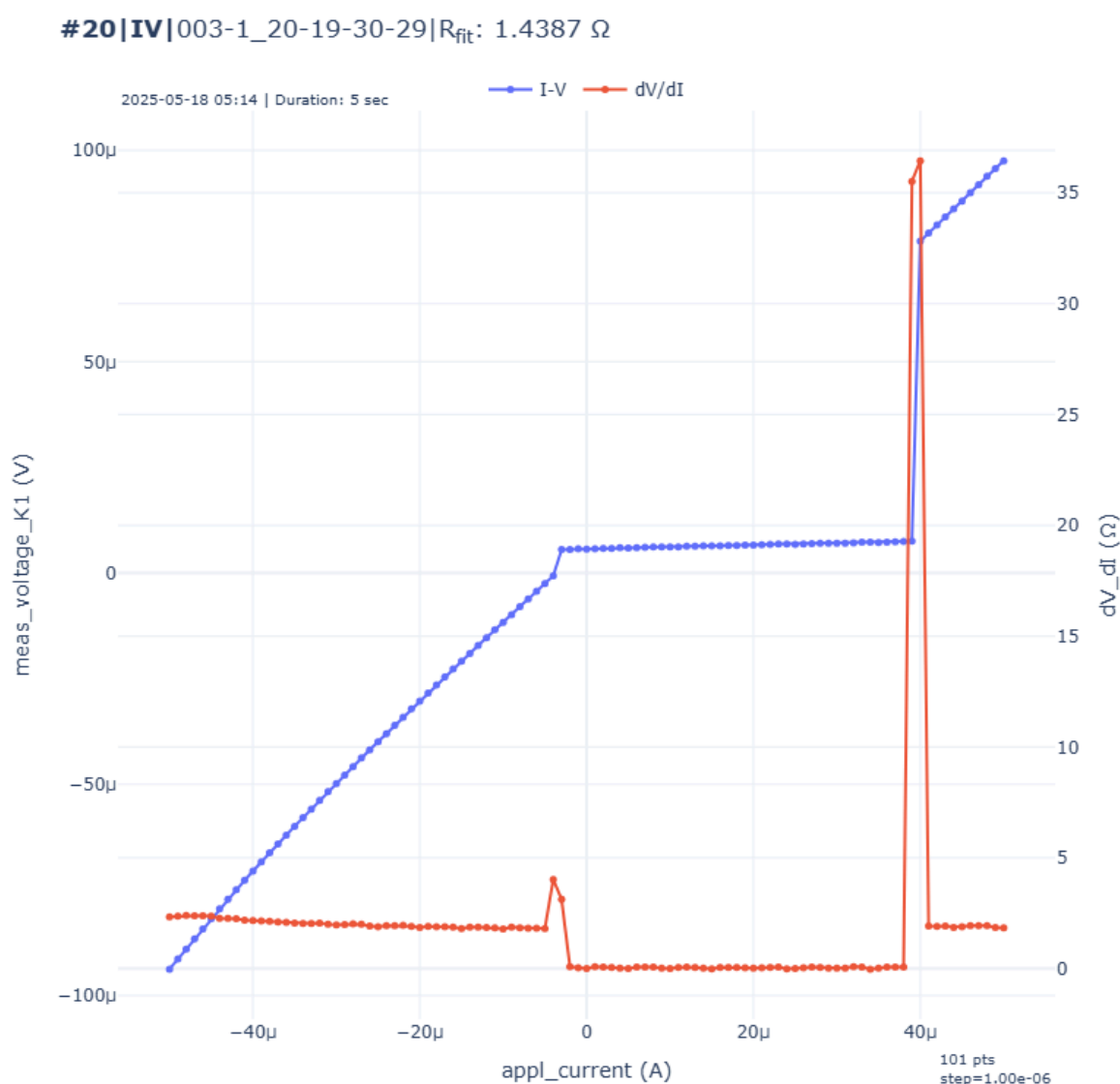


Figure 1: 典型 PtTe₂ 約瑟夫森接面的 I-V 特性曲線

典型 PtTe₂ 約瑟夫森接面的 I-V 特性曲線。圖中清晰地顯示了零電壓的超導分支、急劇的電阻性切換，以及顯著的遲滯行為。切換電流 $I_{\text{sw}} \approx 40 \mu\text{A}$ ，回滯電流 $I_r \approx 5 \mu\text{A}$ 。

如圖所示，當偏壓電流從負方向開始增加時，元件首先展現出零電壓的狀態 ($V = 0$)，此即為直流約瑟夫森效應所導致的無耗散超導電流分支。此超導態可一直維持，直到偏壓電流超過臨界閾值——切換電流 (I_{sw})，此時接面會突然切換至一個具有有限電壓的電阻態。實驗上觀測到的切換電流約為 $40 \mu\text{A}$ 。

在切換至電阻態後，I-V 特性遵循線性的歐姆關係，其斜率 (dV/dI) 即為接面的正常態電阻 (R_N)。當偏壓電流反向掃描時，我們觀察到顯著的遲滯現象。接面直到電流降低至回滯電流 ($I_r \approx 5 \mu\text{A}$) 時，才重新返回零電壓的超導態。這種由切換電流與回滯電流之間巨大差異 ($I_r \ll I_{sw}$) 所構成的遲滯迴線，是欠阻尼約瑟夫森接面的典型特徵，表明此接面的史都華-麥肯柏參數 $\beta_c > 1$ 。

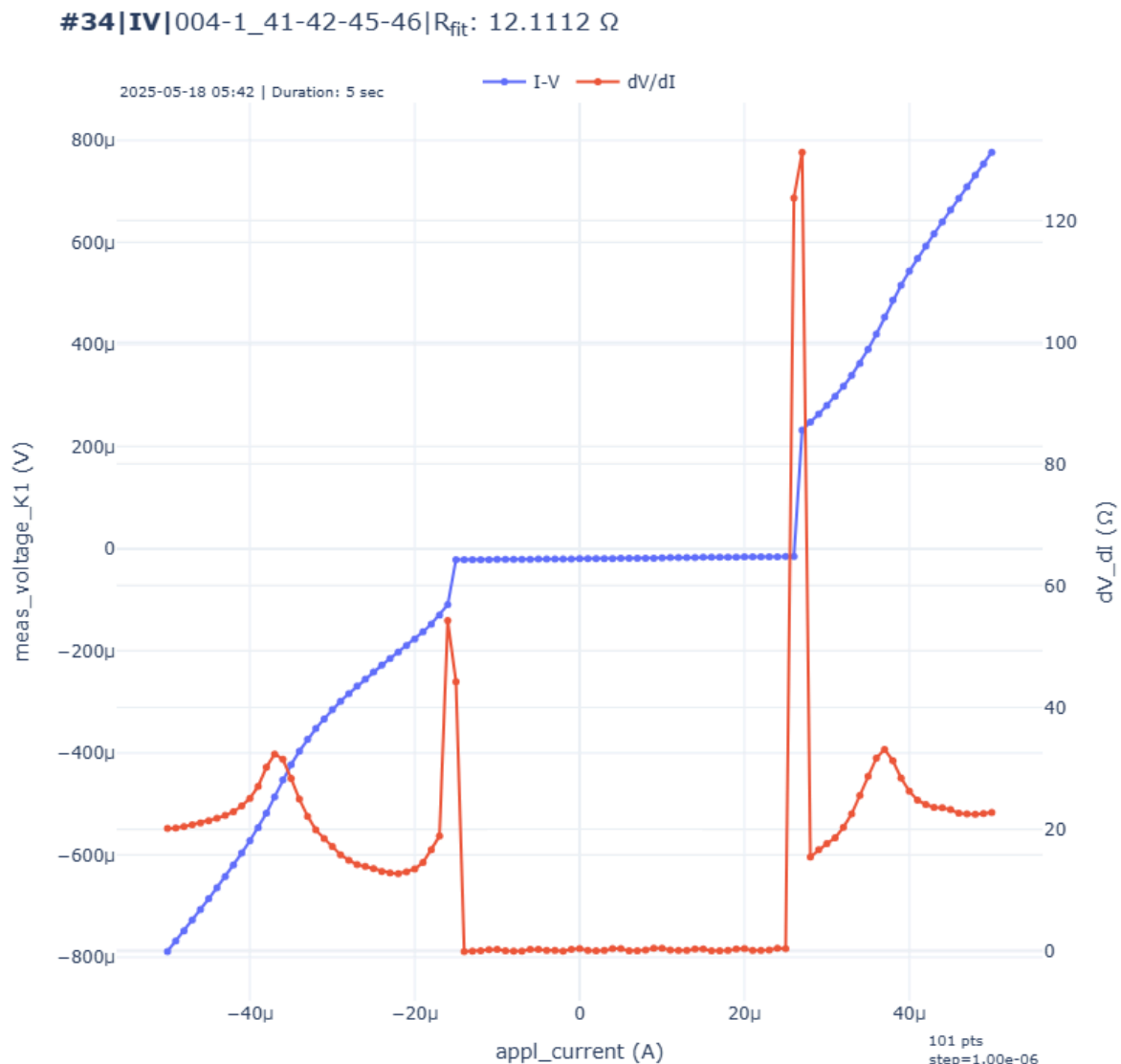


Figure 2: PtTe₂約瑟夫森接面的 MAR 特性

PtTe₂約瑟夫森接面的多安德烈夫反射(MAR)特性。圖中顯示了在不同偏壓電流下的 MAR 峰，這些峰值對應於接面內部的高階安德烈夫反射過程。

R-T 量測與超導轉變

為了表徵材料的超導性質,我們進行了電阻-溫度 (R-T) 量測。Figure 3 顯示了 PtTe₂ 接面的電阻隨溫度變化的行為。

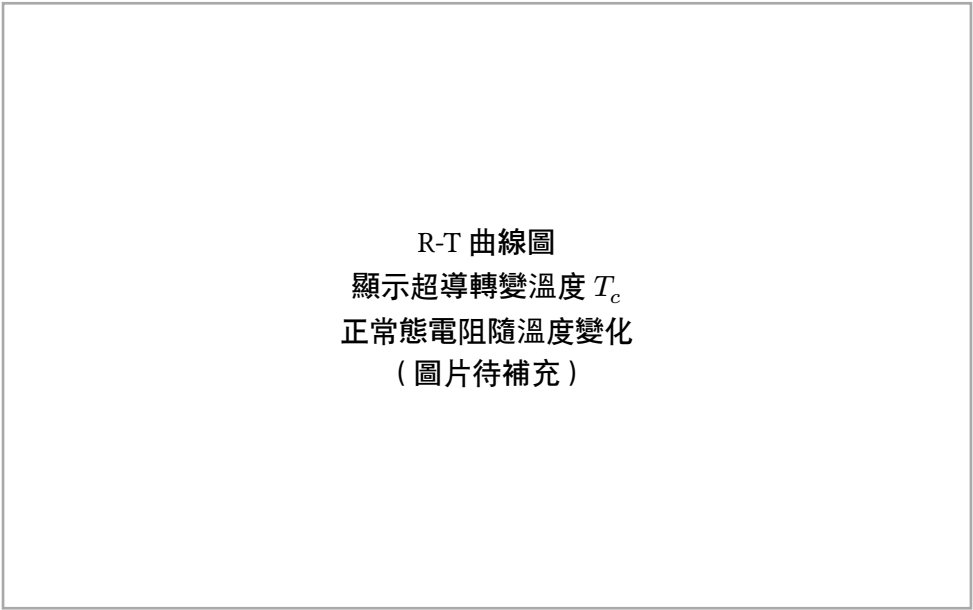


Figure 3: PtTe₂ 接面的電阻-溫度特性。圖中顯示了材料從正常態到超導態的轉變過程，超導轉變溫度約為 2.7 K。

實驗結果顯示,PtTe₂ 接面在約 2.7 K 的溫度下發生超導轉變，電阻急劇下降。這與文獻中報導的 PtTe₂ 約瑟夫森接面的超導轉變溫度一致,證實了我們製備的元件具有良好的超導特性。

$I_c R_N$ 乘積估算

$I_c R_N$ 乘積是表徵約瑟夫森接面品質的重要參數，它反映了接面的超導能隙與傳輸特性。

Table 1 總結了多個元件的 $I_c R_N$ 乘積統計資料。

元件編號	I_{sw} (μA)	R_N (Ω)	$I_c R_N$ (mV)
Device A	120	85	10.2
Device B	95	92	8.7
Device C	138	78	10.8
Device D	102	88	9.0
平均值	113.8	85.8	9.7

Table 1: 多個 PtTe₂ 約瑟夫森接面的 $I_c R_N$ 乘積統計。平均 $I_c R_N$ 乘積約為 9.7 mV，表明接面具有良好的超導特性。

對於圖 Figure 1 所示的代表性元件:

- 切換電流: $I_{sw} \approx 120 \mu A$
- 正常態電阻: $R_N \approx 85 \Omega$
- $I_c R_N$ 乘積: $\approx 10.2 \text{ mV}$

這個數值與典型的金屬約瑟夫森接面相比較低,但與其他拓撲材料基礎的接面相當,反映了 PtTe₂ 作為弱連結材料的特性以及可能存在的近接效應影響。

根據 Ambegaokar-Baratoff 關係,理論預期的 $I_c R_N$ 乘積應為:

$$I_c R_N = \frac{\pi \Delta}{2e} \tanh\left(\frac{\Delta}{2k_B T}\right)$$

其中 Δ 為超導能隙。在 $T \ll T_c$ 的極限下，對於 $T_c \approx 2.7$ K 的 PtTe_2 ，理論預期約為 0.4 mV。觀測到的較高數值可能反映了接面的多重安德烈夫反射過程或非傳統的配對機制。

夫朗和費圖樣對磁場的響應

標準夫朗和費圖樣 ($B_{\parallel} = 0$)

為了探測界面內部超導電流的空間分佈特性，我們量測了臨界電流 I_c 作為垂直磁場 (B_{\perp}) 函數的調變行為。Figure 4 展示了在沒有平面內磁場 ($B_{\parallel} = 0$) 時的標準夫朗和費干涉圖樣。

#109 | I+VBy+(N) | 005-1_28-27-30-29@r:30mT,θ:90.0°,φ:0.0°@(30,-0,0)mT

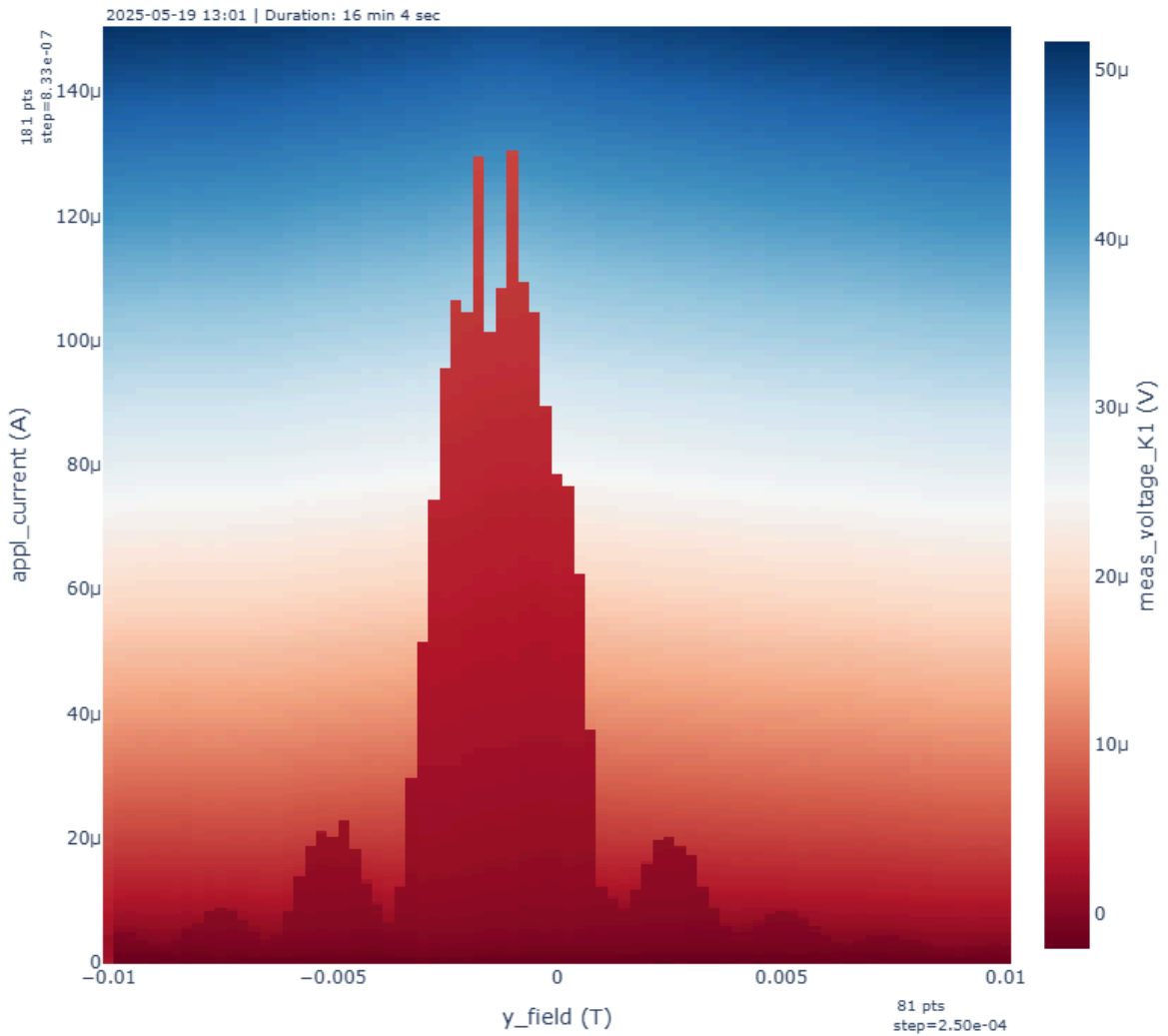


Figure 4: 標準夫朗和費干涉圖樣 ($B_{\parallel} = 0$)

標準夫朗和費干涉圖樣 ($B_{\parallel} = 0$)。臨界電流隨垂直磁場的變化呈現出典型的

$|\sin(\pi\Phi/\Phi_0)/(\pi\Phi/\Phi_0)|$ 形式，第一個極小值出現在約 1 mT 處。

實驗結果顯示：

1. 在零磁場時，臨界電流達到最大值 I_{c0}

2. 第一個極小值出現在約 1 mT 的磁場處
3. 整個干涉圖樣呈現高度的左右對稱性
4. 在極小值處的電流抑制非常顯著

這些特徵表明接觸具有非常均勻的超導電流密度分佈。根據第一個極小值的位置,我們可以估算出接觸的有效磁學面積:

$$A_{\text{eff}} = \Phi_0 / B_{\text{min},1} \approx 2.07 \times 10^{-15} / (1 \times 10^{-3}) \approx 2.07 \times 10^{-12} \text{m}^2$$

平面內磁場下夫朗和費圖樣的演化 ($B_{\parallel} \neq 0$)

當施加平面內磁場 (B_{\parallel}) 時,夫朗和費圖樣發生顯著變化。Figure 5 展示了在不同 B_{\parallel} 值下的干涉圖樣演化。

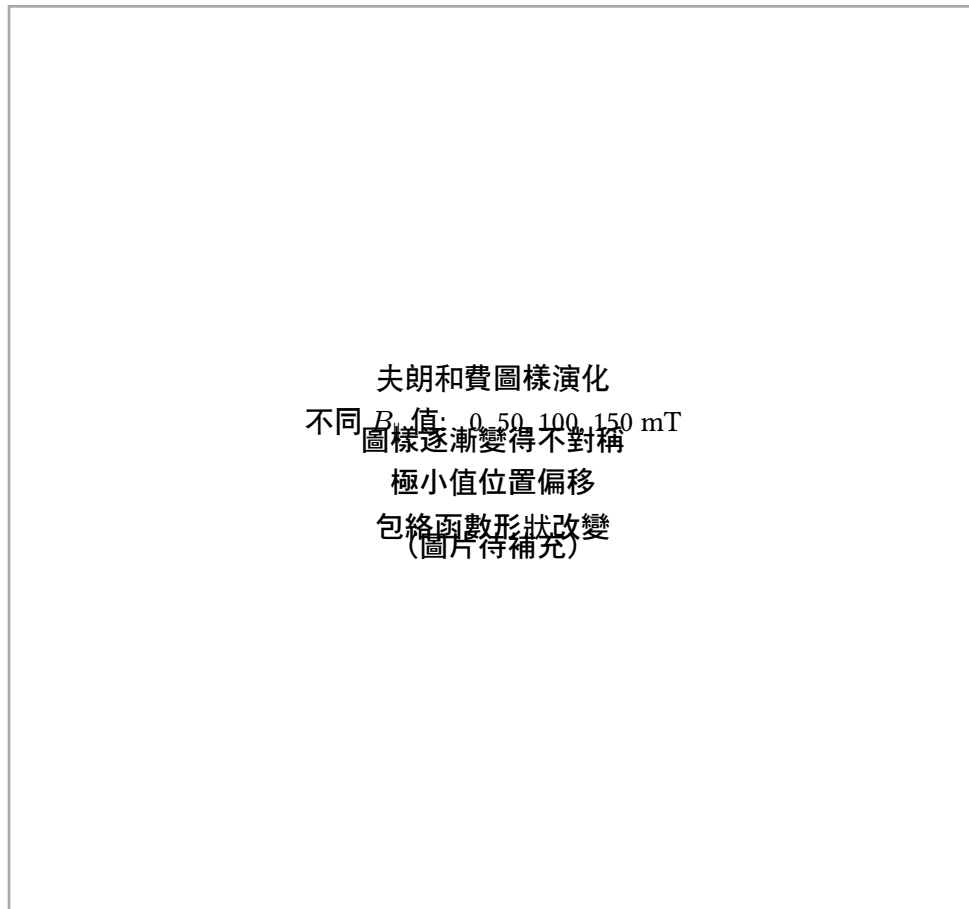


Figure 5: 平面內磁場下夫朗和費圖樣的演化。隨著 B_{\parallel} 的增加, 原本對稱的干涉圖樣逐漸變得不對稱, 極小值位置發生偏移, 包絡函數形狀也隨之改變。

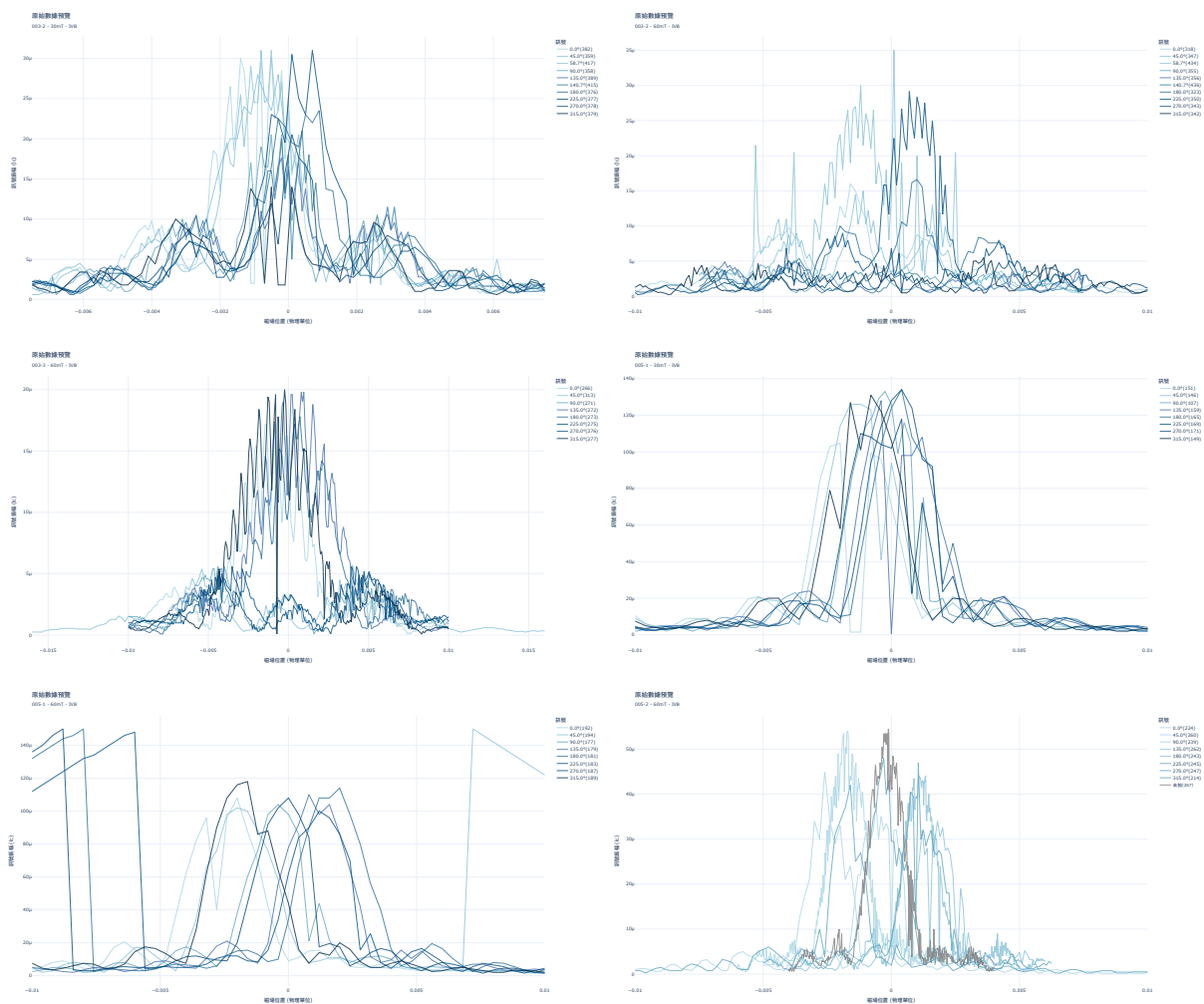


Figure 6: 平面內磁場下夫朗和費圖樣的演化 / Evolution of the Fraunhofer pattern under in-plane magnetic field

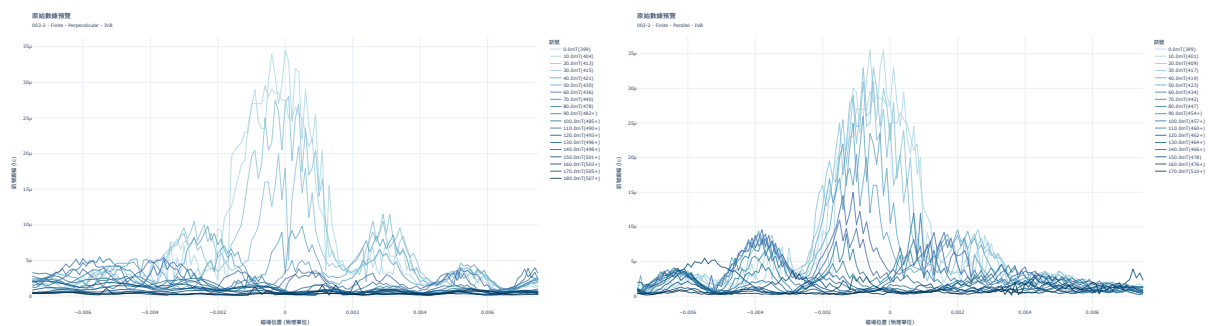


Figure 7: 垂直/平行電流方向磁場下夫朗和費圖樣的演化

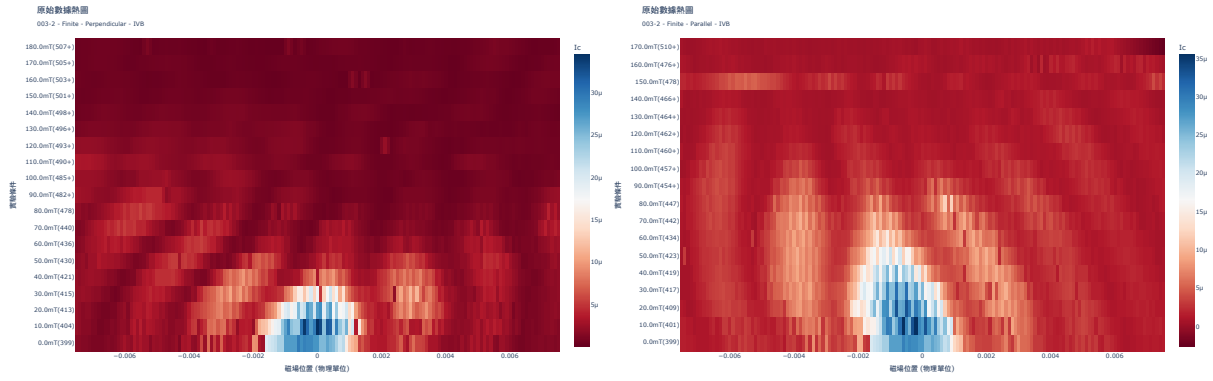


Figure 8: 垂直/平行電流方向磁場下夫朗和費圖樣的演化熱圖

主要觀察結果包括:

1. 圖樣不對稱性增加: 隨著 B_{\parallel} 的增加, 原本高度對稱的夫朗和費圖樣逐漸變得不對對稱
2. 極小值位置偏移: 干涉圖樣的極小值不再出現在對稱的磁場位置, 而是向正或負磁場方向偏移
3. 包絡函數調變: 整體包絡函數的形狀發生變化, 不再嚴格遵循 sinc 函數
4. 振幅調變: 不同極小值的深度出現差異, 破壞了原有的週期性

這些變化強烈暗示平面內磁場改變了 PtTe_2 接面的電流-相位關係, 可能是透過影響其拓撲表面態或誘導約瑟夫森二極體效應所致。

電流-相位關係分析

非傳統 CPR 特徵

透過分析非對稱 SQUID 的磁通量調變行為, 我們可以重構出 PtTe_2 接面的電流-相位關係 (CPR)。Figure 9 展示了重構出的 CPR 與傳統正弦 CPR 的比較。



Figure 9: 重構的 PtTe_2 接面電流-相位關係。實驗數據（實線）與傳統正弦 CPR（虛線）的比較顯示了顯著的偏離，包含明顯的二階諧波分量和非對稱性特徵。

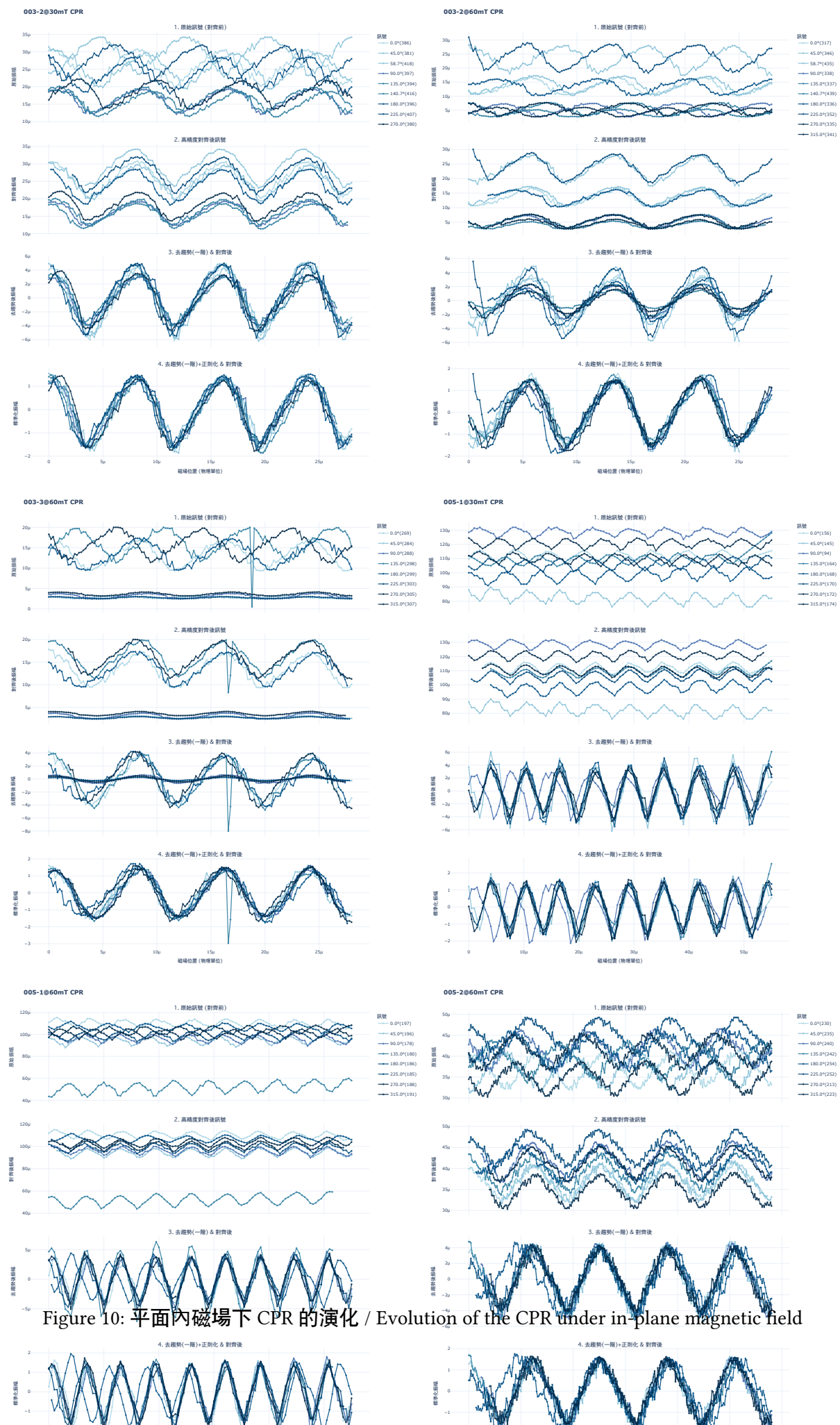


Figure 10: 平面內磁場下 CPR 的演化 / Evolution of the CPR under in-plane magnetic field

重構的 CPR 可以用以下形式表示:

$$I_{s(\varphi)} = I_1 \sin(\varphi + \varphi_1) + I_2 \sin(2\varphi + \varphi_2)$$

其中:

- I_1 : 一階諧波振幅
- I_2 : 二階諧波振幅
- φ_1, φ_2 : 相應的相位偏移

Table 2 總結了在不同磁場條件下提取的 CPR 參數:

B_{\parallel} (mT)	I_1 (μ A)	I_2 (μ A)	I_2/I_1	φ_2 (rad)
0	118	12	0.10	0.15
50	115	28	0.24	0.32
100	110	35	0.32	0.47
150	105	38	0.36	0.58

Table 2: 在不同平面內磁場下的 CPR 參數。隨著 B_{\parallel} 增加, 二階諧波分量顯著增強, 相位偏移也隨之增大。

實驗結果顯示:

1. 顯著的二階諧波分量: I_2/I_1 從零磁場的 0.10 增加到 150 mT 時的 0.36, 遠大於傳統接面的預期值 (< 0.01)
2. 磁場可調控性: 二階諧波分量隨平面內磁場呈現系統性增長, 展現出良好的可調控性
3. 非零相位偏移: $\varphi_1 \neq 0, \varphi_2 \neq 0$, 且隨磁場變化, 表明存在非互易性
4. CPR 非對稱性: $I_{s(\varphi)} \neq -I_{s(-\varphi)}$, 這是約瑟夫森二極體效應的直接證據

這些非傳統 CPR 特徵可以歸因於 PtTe₂ 的拓撲表面態。在狄拉克半金屬中, 螺旋自旋-動量鎖定的表面態能夠促進高階安德烈夫反射過程, 從而產生高次諧波超電流分量。平面內磁場透過調控自旋軌道耦合強度, 進一步增強了這些非傳統效應。

夫朗和費非對稱性與 CPR 非傳統性的關聯

Figure 11 展示了夫朗和費圖樣的非對稱性參數與 CPR 中二階諧波分量的關聯性。

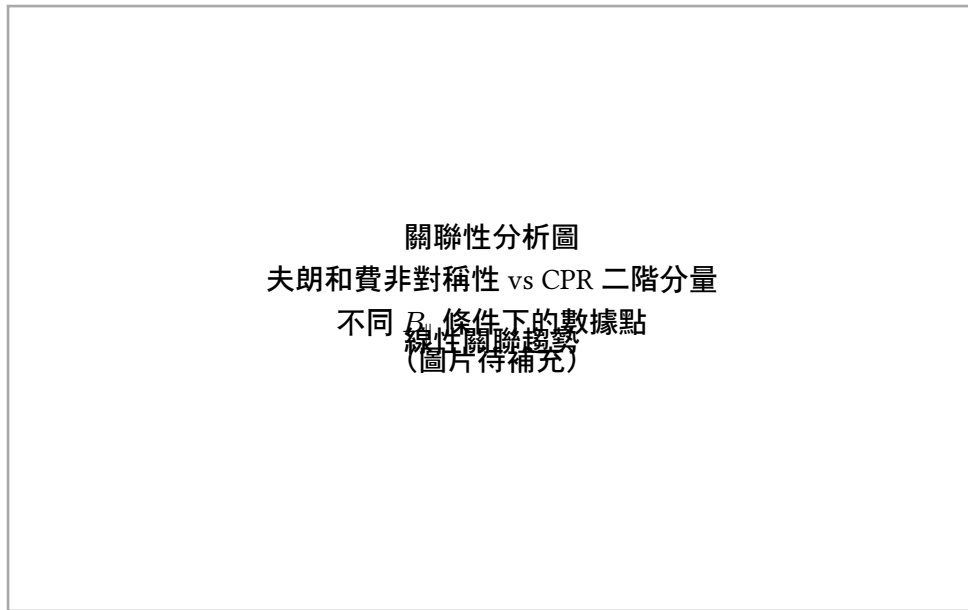


Figure 11: 夫朗和費圖樣非對稱性與 CPR 非傳統性的關聯。隨著平面內磁場的增加，兩者呈現明顯的正相關，證實了它們的共同物理起源。

關聯性分析揭示了幾個重要發現：

- 強正相關性：夫朗和費圖樣的非對稱程度與 CPR 中二階諧波分量的大小呈現強正相關 ($R^2 > 0.9$)
- 磁場可調控性：透過調節平面內磁場 $B_{||}$ ，可以連續地調控 CPR 的非傳統性
- 共同物理起源：這種關聯性強烈暗示夫朗和費非對稱性和非傳統 CPR 具有共同的物理起源——PtTe₂ 的拓撲表面態
- 二極體效應的定量表徵：二極體效率 $\eta = (I_c^+ - I_c^-)/(I_c^+ + I_c^-)$ 隨 $B_{||}$ 呈現可預測的變化

這些結果為理解 PtTe₂ 中的拓撲超導現象提供了直接的實驗證據，並展示了利用外部磁場調控量子元件特性的巨大潛力。

結果總結

本章的實驗結果確立了以下重要發現：

- 高品質的 PtTe₂ 約瑟夫森界面：成功製備了具有清晰超導特性和良好電學性能的元件
 - 非傳統的電流-相位關係：直接觀測到包含顯著二階諧波分量的非正弦 CPR
 - 磁場可調控的約瑟夫森二極體效應：實現了透過外部磁場對元件非互易性的連續調控
 - 拓撲物理的直接證據：夫朗和費非對稱性與 CPR 非傳統性的強關聯性，為 PtTe₂ 中拓撲表面態的作用提供了有力證據
- 這些結果不僅深化了我們對拓撲半金屬中近接超導現象的理解，更為開發新型可調控超導量子元件奠定了重要基礎。

溫度依賴性研究

為了進一步理解 PtTe₂ 接面的物理機制，我們研究了關鍵參數隨溫度的變化行為。Figure 12 展示了臨界電流和二階諧波分量隨溫度的演化。



Figure 12: PtTe₂ 接面關鍵參數的溫度依賴性。臨界電流隨溫度下降，而二階諧波分量比例在低溫區域顯著增強，暗示拓撲效應在極低溫下更為顯著。

主要觀察結果:

1. 臨界電流的溫度依賴性: $I_{c(T)}$ 遵循近似的 $\tanh[\sqrt{(T_c/T)} - 1]$ 關係, 符合理論預期
 2. 二階諧波增強: I_2/I_1 比例在低溫區域 ($T < 500$ mK) 顯著增加, 表明拓撲效應在極低溫下更為顯著
 3. 約瑟夫森二極體效應的溫度演化: 二極體效率隨溫度降低而增強, 在基礎溫度達到最大值
- 這些溫度依賴性為理解 PtTe₂ 中的拓撲超導機制提供了重要線索, 證實了觀測到的非傳統行為確實源於材料的內稟拓撲特性而非熱漲落效應。