

ヒッグスモードで見る超伝導: 島野研実験

1 はじめに

本実験では超伝導体 NbN のヒッグスモードの振動をポンプ-プローブ分光を用いて観測した。さらに、THz 領域の光学伝導度 $\sigma(\omega)$ も測定した。

2 ヒッグスモードとは

超伝導は相転移現象の一種である。超伝導の相転移について調べるには、微視的なハミルトニアンから出発する方法とランダウの現象論を用いる方法の二つが考えられる。本実験のテーマであるヒッグスモードは後者を用いてその概観を理解することができる。

2.1 G-L 自由エネルギーと超伝導揺らぎ

天なりに以下のような揺らぎのエネルギーの式を導入する。

$$\delta F = 2\alpha\psi_1^2 + \frac{1}{2m}(\nabla\psi_1)^2 + \frac{(\nabla \times \mathbf{A})^2}{8\pi} + \frac{e^2}{2m}(\mathbf{A} - \frac{1}{e}\nabla\theta)^2(\psi_0 + \psi_1)^2 \quad (1)$$

ここで、 ψ_0 は定常解の振幅、 ψ_1 は振幅の揺らぎ、 θ は位相の揺らぎを表す。

$\mathbf{A} = 0$ の時の揺らぎの様子を以下に示す (\mathbf{A} は一般に電磁場を表す)。

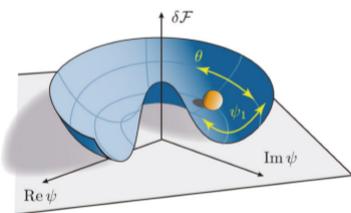


図 1: 超伝導揺らぎの図。[4] より引用。 ψ_1 の矢印と θ の矢印が振動に対応する。

電磁場 \mathbf{A} がない場合は超伝導揺らぎの二つの振動 (ψ_1 と θ) が存在し、前

者は massive な振幅モード (ヒッグスモード)、後者は massless な位相モード (南部ゴールドストーンモード) と呼ばれる。massive か massless かは微分記号 ∇ の有無で判断してほしい。

2.2 Anderson-Higgs 機構

次に \mathbf{A} が存在する場合を考える。ゲージ変換 $\mathbf{A}' = \mathbf{A} - \nabla\theta/e$, $\theta' = 0$ により自由エネルギー (1) は、

$$\delta F = 2\alpha\psi_1^2 + \frac{1}{2m}(\nabla\psi_1)^2 + \frac{(\nabla \times \mathbf{A}')^2}{8\pi} + \frac{e^2}{2m}\mathbf{A}'^2\psi_0^2 + \frac{e^2}{m}\mathbf{A}'^2\psi_0\psi_1 + \dots \quad (2)$$

となる。これを見ると massless な位相モードが電磁場に吸収されていることがわかる。さらに超伝導状態では $\psi_0 \neq 0$ なので、電磁場の massive な項 $\frac{e^2}{2m}\mathbf{A}'^2\psi_0^2$ が存在する。このように超伝導状態で電磁場が質量を獲得する機構を Anderson-Higgs 機構という。

なお本実験に関連するのは (2) の最初の項 $2\alpha\psi_1^2$ と最後の項 $\frac{e^2}{m}\mathbf{A}'^2\psi_0\psi_1$ である。前者は自由振動のエネルギーに対応し、後者は 2 次の非線形な電磁場 \mathbf{A}'^2 とヒッグスモード ψ_1 の結合項であり、強制振動として観測する。

3 測定原理

3.1 ポンプ-プローブ分光

本実験で用いたポンプ-プローブ分光とは、初めに照射した光パルス (ポンプ光) によって物質を励起し、これによって生じた変化を、ポンプ光に遅らせて照射した光 (プローブ光) の反射率や透過率の変化として検出する方法である。特に今回は、ポンプ光とプ

ローブ光に THz 波を用いている。

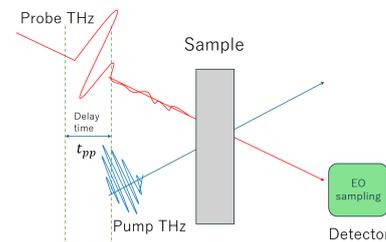


図 2: THz ポンププローブ分光の模式図。ポンプ光でサンプルを励起した後にはプローブ光で状態を探る。検出には EOS(後述) を用いた。

3.2 非断熱的励起による自由振動の誘起

超伝導状態のサンプルにポンプ光を入射することでギャップ端に瞬間的に多数の準粒子励起を生成する (非断熱的励起)。なお、ポンプ光に THz 波を用いるのは、超伝導のギャップエネルギー Δ の大きさに合わせるためである。(6.2.4 で詳しく述べる。)

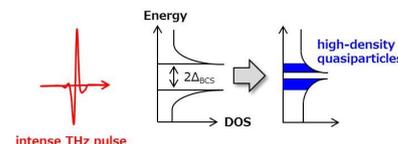


図 3: THz 波による準粒子励起の様子。文献 [5] より引用。ギャップ端に多数の準粒子を励起し、超伝導ギャップの振動を観測した。

先程の自由エネルギーの描像に合わせると、非断熱的励起の様子は以下のようなになる。

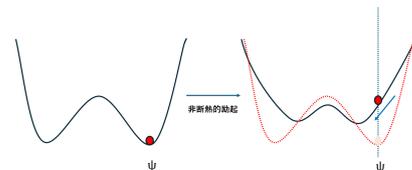


図 4: 非断熱的励起の様子。瞬間的に準粒子分布を変化させることで振幅方向の振動 (ヒッグスモード) を誘起している。

実際、詳細な解析により非断熱的励起後の超伝導のギャップ関数が $\omega_H = 2\Delta_\infty$ *1の周期で振動することがわかっている:

$$\frac{|\Delta(t)|}{\Delta_\infty} \simeq 1 + a \frac{\cos(2\Delta_\infty t + \phi)}{\sqrt{\Delta_\infty t}} \quad (3)$$

また、説明は煩雑になるので書かないが、 Δ は 2.1,2.2 で説明した秩序変数 ψ_0 と実質的に同じものであるので、この振動は超伝導における秩序変数の振動を見ていることになる。

3.3 強制振動の誘起

再び自由エネルギーに着目すると、ヒッグスモードの項は $\frac{e^2}{m} A^2 \psi_0 \psi_1$ で A^2 と結合しているのがあった。これを実験で確認するには周波数 ω のサイクルを持つ電場を照射してギャップが 2ω で振動することを観測すればいい。ただし、強い応答を得るためには強制振動の運動方程式

$$\partial_t^2 \psi_1 = -\omega_H^2 \psi_1 + K e^{-2i\omega t} \quad (4)$$

からもわかる通り、 $2\omega = \omega_H = 2\Delta_\infty$ となるように周波数 ω を設定する。

4 実験手順

本実験では超伝導体として NbN を、薄膜状にして石英基板の上に張り付けて使用した。

4.1 ヒッグスモード (自由振動) の観測

1. THz 波パルス (ポンプ光) を照射して、超伝導ギャップをクエンチする。
2. プローブ光を照射して、非断熱的励起された超伝導体 (NbN 薄膜) を透過した電場を測定する。(透過電場の振動が超伝導ギャップ Δ の振動に対応する)

3. ポンプ光とプローブ光の照射時間の差 t_{pp} を操作することにより、超伝導ギャップのダイナミクスを得る。

4.2 ヒッグスモード (強制振動) の観測

強制振動を観測するには入射電場を単一パルスから数サイクルで振動する周波数 Δ_∞ の電場に変更する。

5 測定結果

5.1 ヒッグスモード (自由振動) の観測

ヒッグスモードの自由振動として、以下のような振動が観測された。

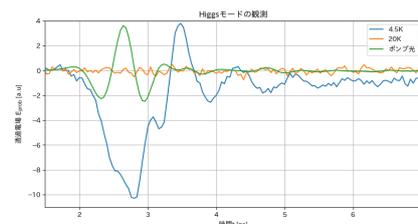


図 5: ヒッグスモード (自由振動) の様子 (T=4.5 K)。T=20 K では振動が生じていないことがわかる。

振動の周波数がギャップエネルギー $2\Delta_\infty$ に当たるので、これを読み取ると 1.2(1) THz となる。これは $Re(\sigma(\omega))$ の立ち上がり (6.2 参照) から読み取られるギャップエネルギーの値 1.1(1) THz と一致するので、確かにヒッグスモードが観測されていることがわかる。

5.2 ヒッグスモード (強制振動) の観測

強制振動を観測するためにポンプ光を単一のパルスではなく、数サイクル

にわたり振動するようにした結果、以下のような振動が見られた。

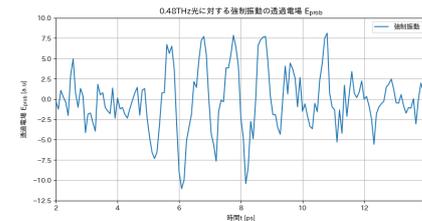


図 6: 強制振動の様子

これを周波数スペクトルに直して元のポンプ THz 波のスペクトルと比較すると以下ようになった。

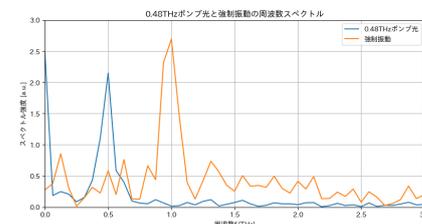


図 7: 強制振動とポンプ光の周波数スペクトルの様子。ちょうどポンプ光の周波数の 2 倍位置に強制振動のスペクトルがあることがわかる。

6 $\sigma(\omega)$ の測定

超伝導体の光学伝導度 $\sigma(\omega)$ *2を測定しその実部の立ち上がりを見ることで超伝導ギャップの値を知ることができる。

6.1 手順

1. 何も無い状態、基板だけ、NbN 薄膜を基板上に乗せた場合それぞれのプローブ光の透過スペクトル $\tilde{E}(\omega)$ を得る。
2. これらのデータから NbN 薄膜の光学伝導度 $\sigma(\omega)$ を得る。

6.2 測定結果

$\sigma(\omega)$ の実部、虚部はそれぞれ以下ようになった。

*1 ただし Δ_∞ は十分に時間が経過した後の超伝導ギャップとした。

*2 印加した電場に対し電流がどれだけ流れるかに対応する量で、 $\tilde{j}_\omega = \sigma(\omega) \tilde{E}_\omega$ が成立する。チルダ付きの量は物理量を Fourier 変換したことを表す。

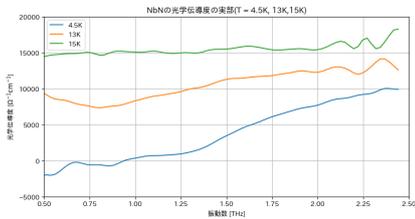


図 8: $\text{Re}(\sigma)$

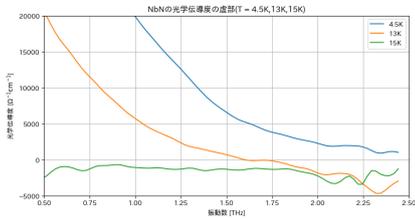


図 9: $\text{Im}(\sigma)$

$\text{Re}\sigma(\omega)$ の立ち上がりに当たる周波数が超伝導ギャップのエネルギーに該当する。これを読み取るとギャップのエネルギーは 1.1(1) THz となった。

7 THz 波のあれこれ

7.1 THz 波のスペクトル

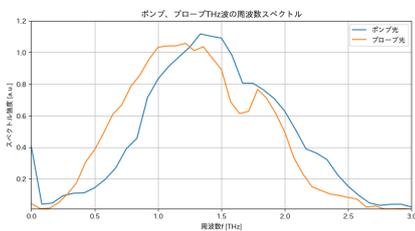


図 10: 本実験で用いたポンプ光とプローブ光の周波数スペクトル。ともに 1THz 近傍に分布している。

7.2 THz 波の発生機構

光源には波長 800 nm、光子エネルギー 1.55 eV、時間幅約 100 fs のパルスを 1 kHz の繰り返しで出力するモードロックレーザーを用いた。このパルスに対して非線形光学効果 (光整流過程) による波長変換を行うことで、時間幅がほとんど同じまま中心周波数を変えたパルス光を得ることができる。[2]

7.3 THz 波の検出方法

透過したプローブ THz 波の検出には非線形光学結晶による電気光学サンプリング法を用いた。この手法は、物質に外部から電場を加えると分極率が変化し、その結果屈折率が変化するという効果 (ポッケルス効果) を利用するものである。

電気光学サンプリング法では、ポッケルス効果の大きい物質の結晶を用意して直線偏光を入力しておく。ここに THz 波が入射してくると、この THz 波によって結晶の屈折率が変わって、元々入射してあった直線偏光が変わる。この偏光の変化として、THz 波を検出する。[2]

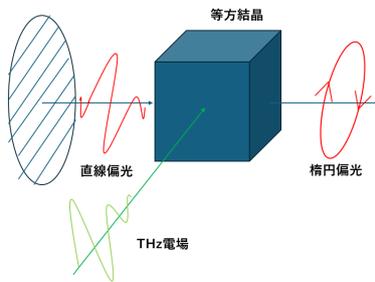


図 11: ポッケルス効果の概念図。入射した THz 電場により結晶に複屈折が生じ、直線偏光が楕円偏光に変化する。

7.4 なぜ THz 波か？

ポンプ光に THz 波を用いる理由だが、これは THz 波の光子エネルギーの小ささに由来する。仮に、一般的な近赤外レーザーの光子のエネルギーを用いたとしよう。この場合レーザーの光子エネルギーは eV 程度である一方、ギャップエネルギー Δ は meV 程度である。この場合、準粒子はギャップ端から離れたところに生成されるが、実はギャップ端から離れた準粒子の分布はギャップにほとんど影響を与えないことが知られている。

ゆえに、ギャップが変化するのはエネルギー緩和が起こってからだが、ポンプ光の膨大な余剰エネルギーによ

て加熱された格子系からの熱によるクーパ対の破壊も同時に起こる。これは系が平衡化するまで続くので、非断熱的励起にならず振動が見られない。[1][3] また、プローブ光に THz 波を用いるのは、ギャップ近傍の光学伝導度を調べるのに適しているからである。

7.5 クーパー対の破壊

先程述べた通りエネルギーが過剰だと余剰エネルギーにより超伝導状態が壊れることになる。本実験では THz 波の強度を変えた時にその様子が観測された。

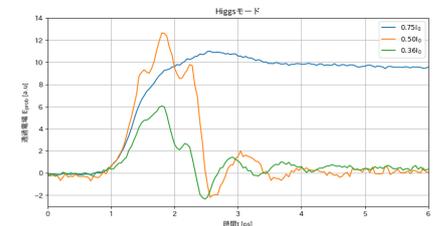


図 12: 観測されたヒッグスモード。元のポンプ光の大きさ I_0 を偏光子を用いて減衰させて大きさを調節し、 $0.75I_0$, $0.50I_0$, $0.36I_0$ として NbN 薄膜に照射した。

強度が大きい時 ($0.75I_0$) には振動が止まっている様子がわかる。

8 謝辞

本実験は島野研究室の皆様のご協力のもと行われました。特に田中康太郎さん、吉川尚孝助教には光学系のセットアップから測定まで、実験全体にわたり大変お世話になりました。ご協力頂いた全ての方々に深く感謝を申し上げます。