

遍歴電子強磁性体 - 超伝導体接合におけるスピン流コンダクタンスの理論

日大生産工

○ 山城 昌志

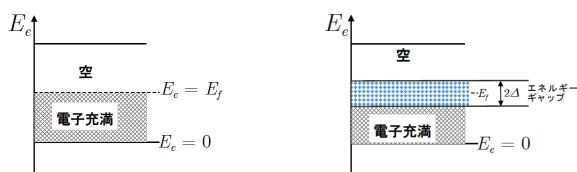
日大生産工

吉田 亘克

I まえがき

まず、通常の金属において電流を担う電子は、金属中を自由に動き回れるという意味で自由電子（または遍歴電子）という。自由電子の状態は、それぞれの電子の持っている運動エネルギー、 $E_e = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ で特定される。ここで、 p は電子の運動量、 m は質量、 k は波数であり、 $p = \hbar k$ の関係によって運動量と結びついている。

このような自由電子は、ある幅のエネルギー領域に分布する。このエネルギー領域のことをエネルギーバンド、あるいは単にバンドという [1]。ある特定の値のエネルギー状態は、パウリの排他原理によって異なるスピンを持つ 2 個の電子までしか取り得ない。3 個目の電子は強制的に別のエネルギー値を持たねばならない。このようにして、基底状態では $E_e = 0$ の状態から順に電子が占めていき、全ての電子がエネルギー順に配置されたとき、そのエネルギーの最大値をフェルミエネルギー (E_f) といい、その金属を特徴づける重要な物理量である [1]。その概略図を示す。



通常金属状態 図 1 - 1

超伝導状態 図 1 - 2

電子はバンドの幅の途中までしか存在しないので、外から電場や磁場、加熱などのエネルギーが加わったとき、 E_f 付近の電子はそのすぐ上の、空いているエネルギー状態に飛び移ることで自由に動き回ることができる。これが金属の最大の特徴の一つである。通常、電流を担う「電子」というのは、このエネルギー的に飛び上がった電子のことをいうのである。この時、 $E_f > E_e$ の領域には電子の抜けた穴ができる。これは、周囲が電子で詰まっているので、相対的に正の電荷を持った粒子と考えることができ、そのように運動する。これをホール（正孔）と呼び、金属中の輸送現象は電子とホールの両方によって様々な特徴を見せる [1]。

超伝導状態では、このような金属を冷やしていったときに電子間に引力が働くようになり、 E_f 付近で、単独の電子は存在できなくなり 2 つの電子の対のみがいられるようになっていく。図 1 - 2 に示したような、電子が単独で存在できないエネルギー領域をエネルギーギャップといい、通常 Δ で表す。このエネルギーギャップは超

伝導状態にある電子対の波動関数に比例しており、電子対の対称性など、超伝導状態を特徴付ける様々な情報を持っている。

II 超伝導接合

まず、2 種の通常金属の接合における電子の輸送プロセスを考える。界面である接合面は、金属として結晶構造や電子の波動関数など様々な物理量が不連続になっている位置である。さらに、酸化絶縁膜等によって界面にバリアポテンシャルを人為的に加えることによって電子輸送を制御できる。つまり、界面では通常の量子力学におけるポテンシャル散乱が起こっている。

このような場合、一方の金属から界面へ向けて入射してきた電子は界面において、反射されて戻る（通常反射）か、トンネル効果によって他方の金属へ透過するかのどちらかである。このとき、反射確率を b とすると、確率保存則から $1 - |b|^2$ が透過確率、つまり電流として他方の金属へ抜けていく確率、電気伝導度に比例する。

このような接合の一方が超伝導状態にある金属の場合 [2] では、さらに超伝導状態特有のエネルギーギャップによって電子の移動が制限を受けるようになる。上のような通常金属同士にもある界面での不連続等は全てバリアポテンシャルの強さでまとめて、超伝導ギャップの影響を詳しく考察する。

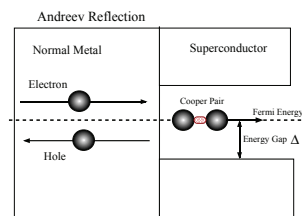


図 2

図 2 のように、左側の通常金属側から超伝導体へ向けて電圧がかかっているとすると、 E_f 付近の電子は、ギャップにぶつかり単独の電子としては超伝導体へ抜けていけないので、接合面近傍で対を組む相手を見つけて電子対となって通り抜ける。この時、電子が向かって行って、対を組んだために抜け穴のホールが通常金属側へ戻ってくることになる（アンドレーエフ反射という）。また、接合面は通常の抵抗の働きも持つので、電子がそのまま単独に反射される、通常反射もある。金属から超伝導体への電流（左から右へ）を正とすると、ホールが反射してくるというのは、電荷が逆なので電流としては正の寄与になる。通常反射は当然負の寄与となる。

従って、アンドレーエフ反射の確率を a 、通常反射の確率を b とすると、電気伝導度 σ_s は $\sigma_s \propto 1 + |a|^2 - |b|^2$ という形になる。単純に金属同士での接合では $\sigma_n \propto 1 - |b|^2$ であるから、エネルギーギャップによって電流が増加する。

III 金属強磁性/超伝導体接合 図2での通常金属を強磁性体で置き換えた接合系を考える。

鉄などの代表的な強磁性を示す物質において、電流を流す遍歴電子を持ちながら強磁性をも示すようなミクロな理論的解明はなされていない。従って、現象論的なモデルが状況に応じて使い分けられているのが現状である。もっとも代表的なモデルがストーナー強磁性と呼ばれるものである。スピン上向きの電子と下向きの電子とでエネルギーの基準 ($E_e = 0$) の位置がずらされている [1] というものである。それによって、フェルミ面の大きさがスピンに応じて異なるようになる。ストーナーモデルに比べると広く知られてはいないが、金属強磁性のモデルとしてスピンバンド非対称モデル [3] と呼ばれるものを取り上げる。両方のスピンバンドのエネルギーの基準は同じだが、上向きと下向きでその有効質量が異なるため、フェルミ面の大きさに違いが出るものである [6]。

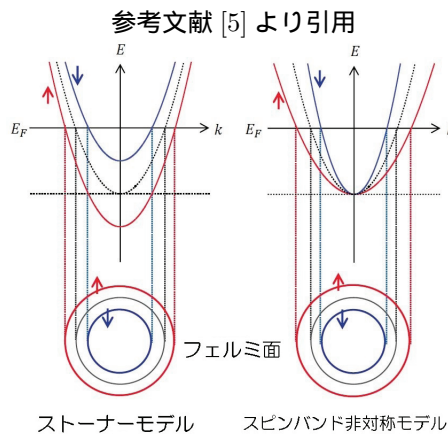


図3

このため、図3に示したようにいずれの場合もフェルミエネルギーに対応した波数が、電子のスピンによって異なることになる。

上向きスピンを $\uparrow$ 、下向きスピンを $\downarrow$ で表し、それぞれの波数を $k_\uparrow$ 、 $k_\downarrow$ と書くことにする。ストーナーモデルとスピンバンド非対称モデルの両方を考慮に入れた場合の電気伝導度は、アンドレーエフ反射係数 a と通常反射係数 b を用いて、

$$\sigma_{s\uparrow} \propto 1 + \frac{v_\downarrow}{v_\uparrow} |a_\downarrow|^2 - |b_\uparrow|^2, \quad \sigma_{s\downarrow} \propto 1 + \frac{v_\downarrow}{v_\uparrow} |a_\uparrow|^2 - |b_\downarrow|^2$$

で与えられる [5]。超伝導状態はスピンシングレット (電子対のスピンがそれぞれ $\uparrow$ と $\downarrow$ であり、トータルスピンのゼロの状態) であるとして、 $\uparrow$ スピンの電子が入射したとき、通常反射は当然 $\uparrow$ スピンの電子が跳ね返るだけなので反射確率は $b_\uparrow$ となっているが、アンドレーエフ反射確率は、 $\uparrow$ の電子が $\downarrow$ の電子と対を組んで右側の超伝導体へ抜けていく。従って、アンドレーエフ反射で返

てくるホールは $\downarrow$ スピンを持っているため、その係数は $a_\downarrow$ となっている。 $\downarrow$ スピンの電子が入射する場合はそれぞれ逆になっている。

スピン伝導度の場合は、スピンの流れを考えなければならない。上の $\uparrow$ スピン電子入射の場合、 $\uparrow$ スピンが右側へ伝導していく確率を考えなければならないが、 $a_\downarrow$ の $\downarrow$ スピンは、アンドレーエフ反射によって左側へ返っていくので、これが入射してくる電子の $\uparrow$ スピンを打ち消しているため、スピン流への寄与としては負となる。 $\downarrow$ スピンの電子入射の場合も同様であるので、スピン流伝導度は

$$\sigma_{s\uparrow} \propto 1 - \frac{v_\downarrow}{v_\uparrow} |a_\downarrow|^2 - |b_\uparrow|^2, \quad \sigma_{s\downarrow} \propto 1 - \frac{v_\downarrow}{v_\uparrow} |a_\uparrow|^2 - |b_\downarrow|^2$$

で表される。

電流、スピン流いずれの場合も v は金属中での電子の速度を表し、 $v_\uparrow = \frac{p_\uparrow}{m_\uparrow} = \frac{\hbar k_\uparrow}{m_\uparrow}$ ($\downarrow$ スピンの場合も同様) である。

電気伝導度が接合を構成する金属の電子物性解明に非常に重要な役割を果たすことは良く知られているが、図3のように、強磁性状態との接合では、スピンに応じたフェルミエネルギーの違いから、スピン流の制御の可能性が期待できる。スピン流の計算によって強磁性体の電子状態の解明や、スピントリプレットのトータルスピンの1になるような超伝導状態の特徴を、より広い視点から調べることなど将来の発展性が期待される。また、スピン流そのもののデバイス作成で果たす役割も重視されており、エレクトロニクスに続くスピントロニクスとして、応用的にも活発に研究されている [7]。本講演会では、上記のスピン流の計算に重点を置きつつ、電気伝導度と合わせ、強磁性/超伝導接合系での現状の研究状況とここまで得られている計算結果について発表する。

参考文献

- [1] 岡崎誠「固体物理学」、裳華房 (2002); 斯波弘行「基礎の固体物理学」、培風館 (2007)。
- [2] 家泰弘「超伝導」、朝倉書店 (2005)。
- [3] J.E. Hirsch, Phys. Rev. B Vol.59, (1999) p.6256.
- [4] G. Annunziata et. al., Phys. Rev. B Vol.83, (2011) no.094507.
- [5] N. Yoshida and M. Yamashiro, J. Phys.: Condens. Matter, Vol.24, (2012) no.365702.
- [6] 山城昌志, 吉田亘克, 第45回日本大学生産工学部学術講演会概要 No.45 (2012) 6-5.
- [7] J. Linder and J.W.A. Robinson, Nature Physics Vol.11, (2015) p.307. ; M. Eschrig, arXiv:1509.02242v1.