



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	局所的に空間反転対称性が破れた系において電流および熱流が誘起する反平行スピンの偏極とスピンの理論的研究
Author(s)	鈴木, 雄太
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第15835号
Issue Date	2024-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k15835
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/94371
Type	doctoral thesis
File Information	Yuta_Suzuki.pdf



令和5年度 博士論文
局所的に空間反転対称性が破れた系において
電流および熱流が誘起する
反平行スピン偏極とスピン流の理論的研究

北海道大学大学院 工学院 応用物理学専攻

物性物理工学研究室

名前: 鈴木 雄太

要旨

エレクトロニクスで活用されている電子の電荷に加えてスピンの自由度を活用するスピントロニクスでは、新しい物理現象が発見されているだけでなく、工学的応用が期待されている。そのスピントロニクスにおいて重要な役割を担っている物理量の一つが電子スピンの流れであるスピン流である。スピン流は強磁性体の磁化反転に用いられ、低消費電力で高集積度の磁気ランダムアクセスメモリを実現できるとして期待されている。

スピン流を非磁性体において生成できる手法の一つが電流誘起スピン偏極の拡散である。空間反転対称性が破れた系ではスピン軌道相互作用によってエネルギー固有値がスピンに依存し、電流により時間反転対称性を破ることでスピン偏極が生じる。これが電流誘起スピン偏極であり、空間反転対称性の破れが必須である。

最近の実験で、空間反転対称性が系全体では保たれているが局所的には破れている反強磁性体において、電流により副格子磁化を反転できることが実証された。一般に対称な副格子構造は副格子を交換する空間反転操作に対して不変であるが、各副格子の格子点を中心とする空間反転操作に対しては不変ではない。同様の対称性が2層構造でも存在する。各層では空間反転対称性が破れているため電流誘起スピン偏極が生じるが、2層のスピン偏極が反平行であるため系全体のスピン偏極はゼロである。この反平行電流誘起スピン偏極による副格子磁化の反転を実証したというのが前述の実験である。この実証により反強磁性メモリ実用化への期待が高まっている。

この局所的空間反転対称性の破れをさらに活用する一つの方向は、反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を生成することである。電流誘起スピン偏極からのスピン流生成はこれまで空間反転対称性が破れた系に限られていたが、局所的に空間反転対称性が破れた系からもスピン流が生成できれば物質や構造の選択肢が増大する。このスピン流生成で局所的な破れを活用するには、局所的な破れでも系全体の破れと同程度のスピン流を取り出せることが必要である。

そこで本研究では、まず局所的に空間反転対称性が破れた系における反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を取り出す方法を提案し、そのスピン流の大きさを量子井戸2層の系すなわち二重量子井戸において見積もり、系全体で空間反転対称性が破れた単一量子井戸と比較した。

まず局所的に空間反転対称性が破れた系からスピン流を取り出す方法として、反平行電流誘起スピン偏極をもつ副格子の一つあるいは2層系の片方の層の近くに電極を結合してその副格子あるいは層のスピン偏極を選択的に抽出することを提案した。この選択的抽出が可能な系として、まず原子層で2つの副格子が互いに面直方向にずれたシリセンやゲルマネンが挙げられる。反平行電流誘起スピン偏極をもつ原子層に別の原子層を電極として積層することで、電極に近い片方の副格子から選択的にスピン偏極を取り出す

ことができる。

次に、局所的に空間反転対称性が破れた系の中で最も簡単な系として二重量子井戸に着目し、二重量子井戸における反平行電流誘起スピン偏極からのスピン流が単一量子井戸からのスピン流と同程度の大きさをもつことを示した。この二重量子井戸は系全体で空間反転対称性をもつが、各層では局所的に空間反転対称性が破れており反平行ラシュバ有効磁場を持つため、反平行電流誘起スピン偏極が生じる。この反平行電流誘起スピン偏極が生じている二重量子井戸の上に電極を置くことで、片方の層のスピン偏極が選択的に電極に拡散しスピン流を生成できる。

本研究では、緩和時間近似のボルツマン方程式を用いて、二重量子井戸構造で生じる局所的電流誘起スピン偏極とスピン流の解析式を導出し、第一励起サブバンドを電子が占有する場合、層間結合強度とともに局所的電流誘起スピン偏極の大きさが増大し層間結合がない単一量子井戸の値の2倍に達することを明らかにした。層間結合がない単一量子井戸は空間反転対称性が破れた系であるので、この結果は局所的に空間反転対称性が破れた系の局所的電流誘起スピン偏極が空間反転対称性が破れた系の電流誘起スピン偏極を上回ることがあるということを示している。固有状態のもつ局所的スピン偏極の大きさは層間結合により小さくなるので、この増強効果は予想外の結果である。スピン流は、電極への電子のトンネル確率が二重量子井戸のすべての固有状態で等しいと近似すると、電極が結合している片側の井戸で生じる局所的電流誘起スピン偏極に比例するため、局所的電流誘起スピン偏極の層間結合依存性は、スピン流にもそのまま反映される。したがって、空間反転対称性が局所的に破れた系は、スピン流の生成に有用であることが期待できる。

以上で述べた電流誘起スピン偏極は非平衡スピン偏極の一つであり、非平衡スピン偏極としてもう一つ熱流誘起スピン偏極についても理論研究がいくつかある。その中の一つは、ラシュバスピン軌道相互作用をもつ2次元電子系において、熱流誘起スピン偏極が電流誘起スピン偏極に比べて顕著な化学ポテンシャル依存性をもつことを示した。

本研究では、二重量子井戸構造において熱流が誘起する局所的熱流誘起スピン偏極を、緩和時間近似のボルツマン方程式を用いて、面内電流ゼロ・電子密度一定の条件のもとで計算し、ラシュバスピン軌道相互作用が有限で層間結合強度がゼロでないときに局所的熱流誘起スピン偏極が最大値をとることを明らかにした。特にラシュバスピン軌道相互作用の強度が有限で最大となるのは、化学ポテンシャルが第一励起サブバンドの下端近傍にあるときに最大となるためである。同様に、層間結合がない単一量子井戸の熱流誘起スピン偏極も第一励起サブバンド下端近傍の化学ポテンシャルにおいて最大値をとる。この化学ポテンシャル依存性は2次元電子系に対する先行理論研究の結果と異なるが、その理由は先行研究において電流ゼロの条件を課していなかったためである。電流を流さない条件のもとで明らかになった本研究の化学ポテンシャル依存性は多くの物質や構造において現れると考えられ、熱を活用して効率的にスピン偏極とスピン流を生成する指針となると期待される。

以下に、本論文の構成について述べる。

第1章では、スピントロニクス概要とスピン流について紹介し、スピン流の代表的な生成方法の一つである空間反転対称性が破れた系で生じる電流誘起スピン偏極の拡散を用いる方法について説明する。また、系全体で空間反転対称性があっても、局所的に空間反転対称性が破れた系では、局所的に電流誘起スピン偏極が生じることを紹介し、本研究で提案する反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を生成する方法を導入する。

第2章では、二重量子井戸のモデルとハミルトニアン、ボルツマン方程式を用いた反平行電流誘起スピン偏極およびスピン流の計算方法、計算結果について説明する。局所的電流誘起スピン偏極とスピン流の大きさは、空間反転対称性が破れた系に匹敵することを明らかにした。

第3章では、第2章で説明した空間反転対称な二重量子井戸における反平行熱流誘起スピン偏極の計算結果について述べる。ラシュバスピン軌道相互作用をもつ2次元電子系の先行研究では、電流ゼロでない条件下において、波数がゼロでない基底サブバンド下端で、最大の熱流誘起スピン偏極が得られている。本研究では、熱流を用いた一般的な実験条件である電流ゼロの条件を課した結果、基底サブバンド下端のピークは、電気化学ポテンシャルの勾配による異符号の寄与によって抑制されるため、最も高いピークは、第一励起サブバンド下端であることを明らかにした。

第4章では、本研究の結論を示す。

目次

第 1 章	序論	6
1.1	スピントロニクス概要	6
1.2	電流誘起スピン偏極とスピン流の生成	6
1.3	局所的に空間反転対称性が破れた系	7
1.3.1	局所的に空間反転対称性が破れた系の電子状態と反平行電流誘起スピン偏極	7
1.4	目的と構成	10
1.4.1	構成	11
第 2 章	反平行電流誘起スピン偏極とスピン流の生成	13
2.1	モデル	13
2.1.1	一般モデル	13
2.1.2	二重量子井戸モデルとハミルトニアン	15
2.2	計算方法	18
2.2.1	ボルツマン方程式	18
2.2.2	スピン偏極、スピン流、電流の計算式	18
2.3	計算結果	19
2.3.1	反平行電流誘起スピン偏極	19
2.3.2	反平行電流誘起スピン偏極を用いたスピン流生成	21
2.3.3	スピン流の空間変動	23
2.4	結論	24
第 3 章	反平行熱流誘起スピン偏極とスピン流生成	26
3.1	熱流誘起スピン偏極	26
3.2	本研究の目的	27
3.3	モデル	28
3.3.1	二重量子井戸構造	29
3.4	ボルツマン方程式	31
3.5	計算結果	31
3.5.1	反平行熱流誘起スピン偏極	31
3.6	結論	36

第 4 章	結論と展望	38
4.1	結論	38
4.2	展望	39
付録 A	二重量子井戸の電子状態	43
A.1	固有値と固有状態	43
付録 B	局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性	47
付録 C	スピン流が局所的電流誘起スピン偏極に比例する式の導出	57
付録 D	局所的熱流誘起スピン偏極のゾンマーフェルト展開による計算	60
D.1	ゾンマーフェルト展開による局所的熱流誘起スピン偏極の導出	60
D.2	計算結果	62
	D.2.1 局所的熱流誘起スピン偏極の層間結合依存性	62
	D.2.2 局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性	63
付録 E	電子密度の化学ポテンシャル依存性	67
付録 F	局所的熱流誘起スピン偏極の各種パラメータ依存性	69
F.1	局所的熱流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性	69
	F.1.1 層間結合を変えたときの化学ポテンシャル依存性	69
	F.1.2 電流の有無による化学ポテンシャル依存性	72
	F.1.3 局所的熱流誘起スピン偏極と局所的電流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性	73
F.2	局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性	74

第 1 章

序論

1.1 スピントロニクス概要

スピントロニクスは、従来のエレクトロニクスで利用されている電荷に加えて、スピンの自由度を積極的に活用し、新しい現象の発見だけでなく、情報処理デバイスなど工学応用を目指す研究分野である。スピントロニクスにおいて、スピン流は重要な基盤技術の一つである。特に純スピン流は、アップスピンとダウンスピンの電子が反平行に流れることで、電荷の流れがゼロにも関わらず、スピンの流れを運ぶことができる。そのため、スピン流を強磁性体の磁化反転に利用することで、超低消費電力かつ、超高密度の RAM である MRAM(magneto-resistive random-access memory) の実現が期待されている [1-6]。MRAM は巨大磁気抵抗効果 [7, 8] や、トンネル磁気抵抗効果 [9, 10] を利用する。磁気抵抗効果は、強磁性体と非磁性体をサンドイッチした構造において、強磁性体の磁化の向きが平行のとき低抵抗、反平行のとき高抵抗となる現象で、スピン注入磁化反転によって片側の層の磁化の向きを制御することで、メモリの書き込みを実現する。

1.2 電流誘起スピン偏極とスピン流の生成

非磁性体の物質において、スピン流を生成する代表的な手法の一つが、トポロジカル絶縁体表面や空間反転対称性が破れた系 [11-19] で生じる電流誘起スピン偏極 (CISP:current-induced spin polarization) [20-25] の拡散を利用する方法である。図 1.1 は、電流誘起スピン偏極からスピン流を生成する概念図である。電流誘起スピン偏極が生じる二次元電子系やトポロジカル絶縁体表面に、スピン流取り出し用の電極を結合すると、スピン偏極した電子が電極に拡散するため、スピン流が生じる。このような電流-スピン流変換 (Charge-to-Spin conversion) は、ラシュバ系のバンド構造を持つ酸化物絶縁体界面で生じる 2 次元電子系 [13] や、スピン-運動量ロッキングの電子状態を持つトポロジカル絶縁体表面 [11, 12, 14]、原子層と金属のヘテロ接合 [16] など、多くの系で観測され、強磁性層の磁化反転まで実現されている [26, 27]。

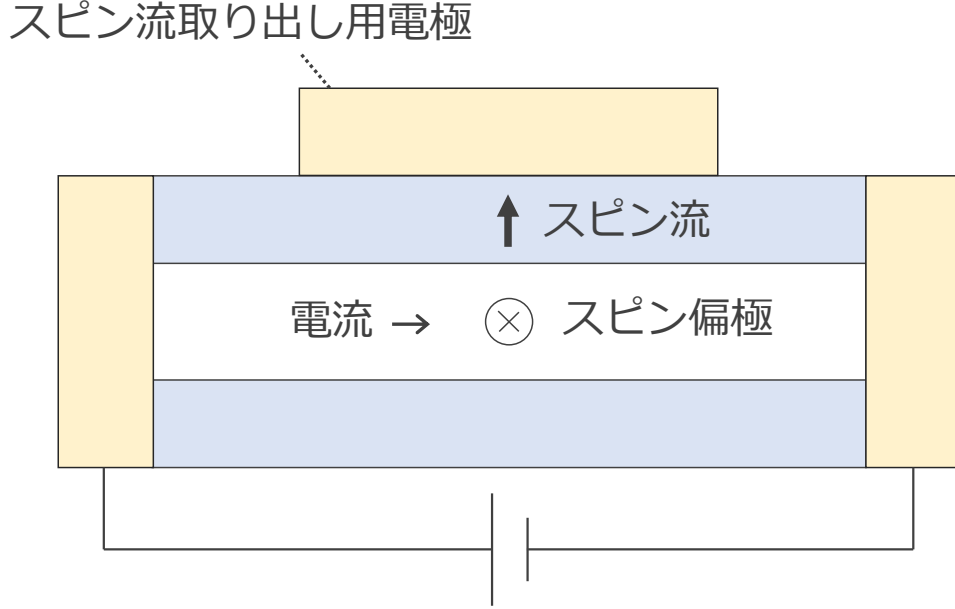


図 1.1 電流誘起スピン偏極からスピン流を生成する概念図

図 1.1 は、空間反転対称性がラシュバスピン軌道相互作用 [28–31] を持つ 2 次元電子系で生じる電流誘起スピン偏極の概念図である。ラシュバスピン軌道相互作用を持つ 2 次元電子系では、スピンの分裂したバンド構造を持ち、フェルミ円上の電子は、ラシュバスピン軌道相互作用によって生じる有効磁場によって、スピンの時計回りと反時計回りを向く。電流がゼロのときは、時間反転対称性から、波数の反転でスピンも反転するので、スピン偏極は生じないが、電流を x 方向に流すと、 $-k_x$ 方向に進む電子の数が増えるため、 $-y$ 向きのスピンをもつ電子数が増え、スピン偏極が生じる。このように電流によってスピン偏極が誘起される現象を電流誘起スピン偏極と呼ぶ。この電流誘起スピン偏極は、InGaAs/InAlAs の量子井戸の系において磁気光学カー効果を用いた方法 [24] や、 Bi_2Se_3 のトポロジカル絶縁体において電気的な検出方法 [32] によって直接観測 [33] されている。

1.3 局所的に空間反転対称性が破れた系

1.3.1 局所的に空間反転対称性が破れた系の電子状態と反平行電流誘起スピン偏極

近年、全体では空間反転対称性を有するが、局所的には空間反転対称性が破れた系や物質が、超伝導 [34–37] や、スピントロニクス [38–57] の分野で、注目されている。局所的な空間反転対称性の破れは、空間反転対称性を有する系が 2 つのセクターを持つとき存在する。図 1.2 は、局所的に空間反転対称性が破れた 2 次元電子系の一般的なモデルである [38]。各セクターを構成する丸は象徴的なものを表し、原子

や層状物質の構造などを表す。局所的に空間反転対称性が破れた系では、反転中心を挟んで2つのセクターが必ず存在する。片側のAセクターに注目すると、局所的な空間反転対称性の破れによって、有効磁場 (B_{eff}) が働く。そのため、Aセクターでは、この有効磁場による局所的なスピン構造が存在する。一方で、空間反転対称性があることから、BセクターではAセクターで生じる有効磁場を打ち消すように、反平行の有効磁場 ($-B_{\text{eff}}$) が働く。このように、大域的な空間反転対称性はあるが、局所的に空間反転対称性が破れた系では、スピン縮退した固有状態が、異なるセクターの間で互いに反平行な局所スピン偏極を形成する [38–53]。このような反平行局所スピン偏極は、理論的に提案されるだけでなく [38–42]、単一原子層である PtSe_2 や、2層原子層である WSe_2 など多くの物質で実際に観測されている [43–53]。また、この系のもう一つの特徴は、2つのセクター間の結合があることである。このセクター間の結合強度が強いと、片側のセクターのスピン期待値が小さくなると言われている [38] が、これまで十分に議論はなされていない。

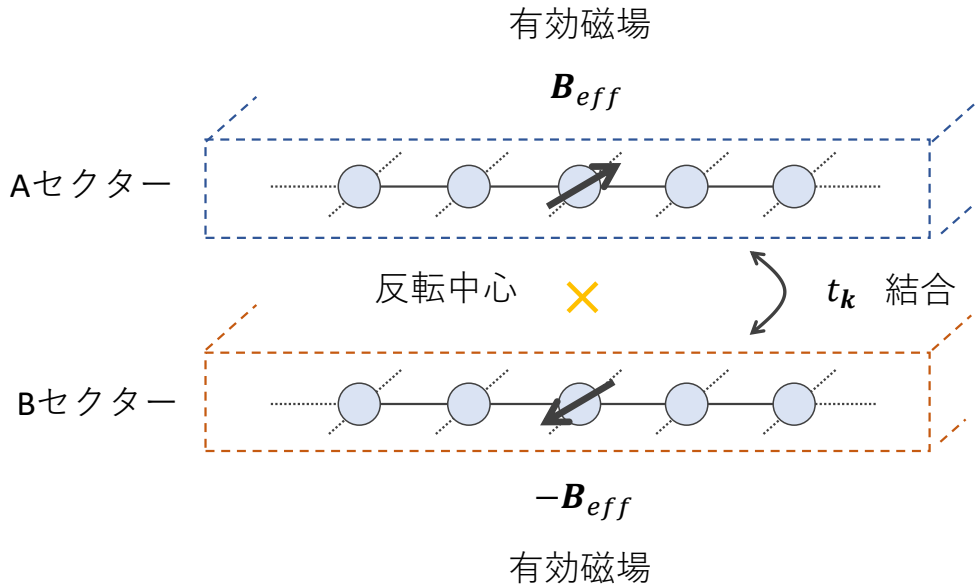


図 1.2 局所的に空間反転対称性が破れた 2 次元電子系のモデル

このような局所的に空間反転対称性が破れた系に電流を流し、バンドを占有する状態における反平行スピン偏極の総和を取ると、系全体では、スピン偏極が打ち消し合うが、2つのセクター間において、反平行電流誘起スピン偏極が生じる [54–60]。図 1.3 に示した CuMnAs は、図中に示した黄色のバツ印が反転中心で、 MnA と MnB が副格子のペアとなる。この MnA と MnB では反平行のラシュバ型の実効磁場が働くため、固有状態のスピン期待値は、 MnA と MnB においてそれぞれ反平行となる。ここに電流を流し、占有する電子の状態の和を取ると、反平行の電流誘起スピン偏極が生じ、系全体では打ち消し

合うため、ゼロとなる。この反平行電流誘起スピン偏極は、同じ構造を持つ反強磁性体の副格子磁化の磁化反転が可能であり [54, 56, 57, 61–63]、反強磁性スピントロニクスにおける反強磁性メモリ [64] に利用できる。

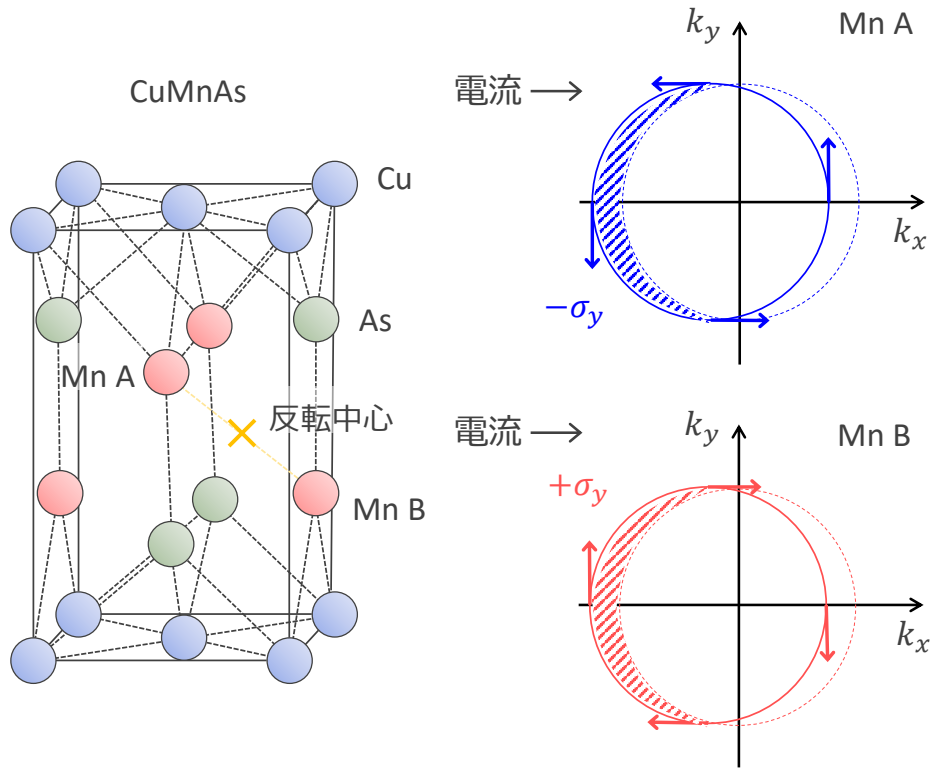


図 1.3 CuMnAs で生じる反平行電流誘起スピン偏極

このように、近年、局所的に空間反転対称性が破れた系の重要性・注目度が増している。図 1.4 は、物質や構造を空間反転対称性に注目して分類したベン図である。物質や構造は、空間反転対称性がある系と空間反転対称性が破れた系の 2 つに分類できる。空間反転対称性がある系とは、ある点に対して空間反転操作したときに、元に戻る系のことで、たとえば単位胞の中に一つ原子がある原子鎖や、単位胞の中に 2 つ原子があるジグザグの原子鎖は、空間反転対称性を持つ。このジグザグの原子鎖のうち片側のサイトの原子の種類を変えると、空間反転対称性が破れた系となる。これまでは、空間反転対称性が破れた系が、スピン偏極やスピン流生成の主な研究対象として注目されていた。一方で、空間反転対称性をもつジグザグの原子鎖は、2 つのセクターである副格子をもつため局所的な空間反転対称性の破れを持つ。本研究では、この局所的に空間反転対称性が破れている系で生じる局所的電流誘起スピン偏極からスピン流を生成することを提案する。局所的に空間反転対称性が破れた系は、空間反転対称性をもつ系の部分集合であるため、空間反転対称性が破れた系とは異なる集合に属する。そのため、この局所的電流誘起スピン偏極から効率的なスピン流生成ができると、材料の選択幅が格段に広がるため、より効率的なスピン流生成源の

発見につながることを期待でき、局所的に空間反転対称性が破れた系のスピントロニクス分野における重要性がさらに高まる。一方で、反平行電流誘起スピン偏極の拡散からスピン流を生成するには、局所的電流誘起スピン偏極が生じる片側のセクターに、電極を選択的に結合する必要があるが、図 1.3 に示した CuMnAs のような 3 次元結晶の系では、達成が困難である。

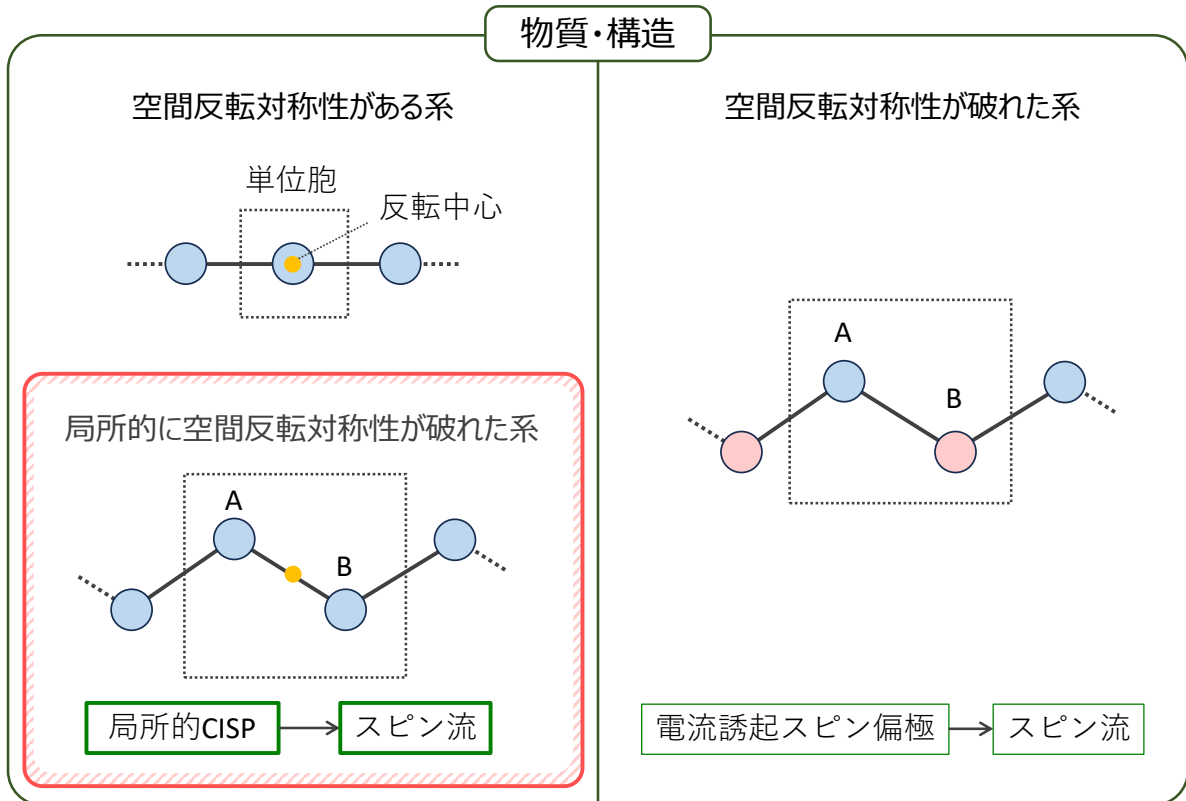


図 1.4 物質・構造を空間反転対称性に注目して分類したベン図

1.4 目的と構成

本研究では、局所的に空間反転対称性が破れた系の 2 つのセクターで生じる反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を生成することを提案する。我々は、局所的電流誘起スピン偏極が生じる片側のセクターへの電極の選択的結合を実現するために、2 つのセクターが空間的に分離した 2 次元電子系に注目した (図 1.5)。具体的な系は、バックリンクを有する IV 属原子層 [65–72] や、層状構造を持つ二重量子井戸構造 [73–81] である。このような系は、面直方向にセクターが分離しているため、電極を系と平行に配置することで、電極から各セクターまでの距離の違いによって、選択的結合を実現できる。そのため、片側セクターで生じる局所的電流誘起スピン偏極をスピン流として取り出せる。

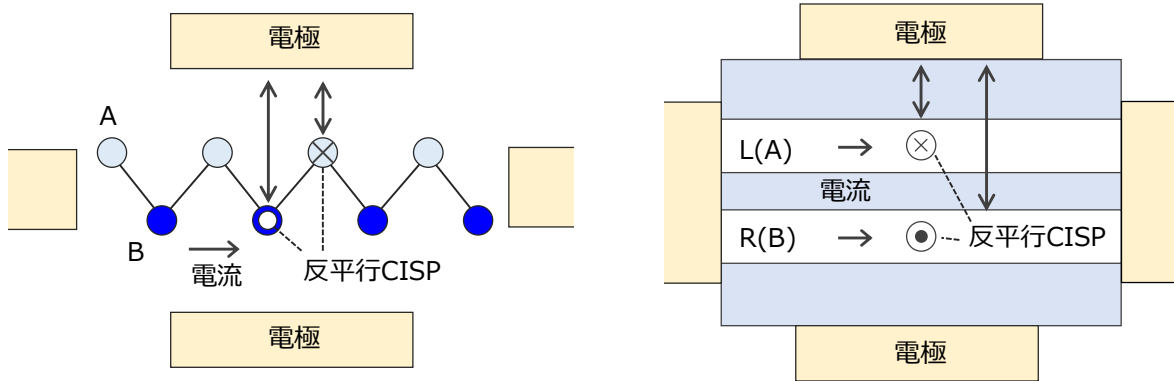


図 1.5 2つのセクター A と B が空間的に分離した 2 次元電子系を用いた電極の選択的結合。(a)IV 属原子層、(b) 二重量子井戸構造。

局所的電流誘起スピン偏極を用いたスピン流生成を実現できる最も単純な系として、我々は、ラシュバスピン軌道相互作用を持つ、空間反転対称な二重量子井戸構造を考えた。この二重量子井戸は、2 層の井戸の中心に対して空間反転対称で、反平行ラシュバ有効磁場を持つため、反平行電流誘起スピン偏極が生じる [58, 59]。二重量子井戸は、バックリンクを有する IV 属原子層物質と比較すると、2 つのセクターである量子井戸間の距離が離れているため、電極の選択的結合を実現しやすく、スピン偏極をより電極へ取り出しやすい構造となる。また、層間の結合強度やスピン軌道相互作用の大きさなど、構造パラメータを制御できるメリットがある。本研究では、緩和時間近似を適用したボルツマン方程式を用いて、反平行電流誘起スピン偏極とスピン流の解析式を導出する。スピン流は、二重量子井戸と平行に金属層を電極として結合することで、生成する。その結果、スピン流は、片方の井戸で生じる局所的電流誘起スピン偏極に比例し、層間結合によって、その大きさが層間結合がないときの 2 倍に達することを明らかにした。層間結合がない二重量子井戸は、独立した 2 つの空間反転対称性が破れた単層量子井戸に相当する。

さらに、本研究では、電流だけではなく、熱流によって生じる反平行熱流誘起スピン偏極について計算する。温度勾配によって生じるスピン偏極は、電流誘起スピン偏極とは発生するメカニズムが異なり、電子分布のエネルギー依存性によってスピン偏極が生じる。そのため、電流誘起と熱流誘起ではパラメータ依存性などスピン偏極の振る舞いが大きく異なることが予想される。そこで本研究では、空間反転対称な二重量子井戸において、一般的な熱流の実験条件である面内電流ゼロの条件を課したときの局所的熱流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性、特に、最大値を与える化学ポテンシャルの値を明らかにした。その結果、局所的熱流誘起スピン偏極は、化学ポテンシャルが第一励起サブバンド端にあるとき、最大値となることを明らかにした。

1.4.1 構成

本論文の構成を示す。第 1 章では、スピントロニクスの概要とスピン流について紹介し、スピン流の代表的な生成方法の一つである空間反転対称性が破れた系で生じる電流誘起スピン偏極の拡散を用いる方法

について説明した。また、系全体で空間反転対称性があっても、局所的に空間反転対称性が破れた系では、局所的に電流誘起スピン偏極が生じることを紹介し、本研究で提案する反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を生成する方法を導入する。

第 2 章では、系のモデルとハミルトニアン、ボルツマン方程式を用いた反平行電流誘起スピン偏極およびスピン流の計算方法、計算結果について説明する。局所的電流誘起スピン偏極とスピン流の大きさは、空間反転対称性が破れた系に匹敵することを明らかにした。

第 3 章では、第 2 章で説明した空間反転対称な二重量子井戸における反平行熱流誘起スピン偏極の計算結果について述べる。ラシュバスピン軌道相互作用をもつ 2 次元電子系の先行研究では、電流ゼロでない条件下において、波数がゼロでない基底サブバンドの底で、最大の熱流誘起スピン偏極が得られている。本研究では、熱流を用いた一般的な実験条件である電流ゼロの条件を課した結果、基底サブバンド底のピークは、電気化学ポテンシャルの勾配による異符号の寄与によって抑圧されるため、最も高いピークは、第一励起サブバンドの底であることを明らかにした。

第 4 章では、本研究の結論と展望を示す。

第 2 章

反平行電流誘起スピン偏極とスピン流の生成

本章では、本研究が提案する反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を生成するためのモデルと計算方法及び計算結果を説明する。最初に、一般的なモデルと、本研究で主に計算する二重量子井戸構造のモデルと電子状態について説明する。その後、緩和時間近似のボルツマン方程式を用いて、反平行電流誘起スピン偏極と、二重量子井戸と平行に接触している電極へ流れるスピン流の計算方法を示す。フェルミエネルギーが十分に大きく、第一励起サブバンドが占有されている場合、スピン流の大きさは反平行電流誘起スピン偏極の大きさに比例し、スピン偏極の大きさは井戸間トンネル結合とともに増加し、反転対称性が破れた量子井戸の 2 倍の値に達する。この結果は、反転対称性が局所的に破れた系が、スピン流の生成に有用であることを示唆している。

2.1 モデル

2.1.1 一般モデル

図 2.1 は、局所的に空間反転対称性が破れた系において、反平行スピン偏極とスピン流を生成する一般的なモデルである。このモデルは、空間反転対称性を有する局所的電流誘起スピン偏極が生じる l -CISP 生成系と、局所的電流誘起スピン偏極を取り出すための電極 A、B と電流や熱流を導入するためのリザーバー 1、2 で構成される。 l -CISP 生成系は、2つのセクター A と B を持ち、それぞれに電極 A、B が結合されている。リザーバーによって xy 平面内に電流を流すので、 l -CISP 生成部の固有状態は、波数ベクトル $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ とバンドインデックス ν を用いて、 $|\nu\mathbf{k}\rangle$ とおける。 l -CISP 生成部の面内電場 $\mathbf{E}$ は、副格子 A、B で反平行な l -CISP を生じさせる。ここで、 y 軸方向に局所的電流誘起スピン偏極をとり、電極のスピンの固有状態をパウリスピン演算子の y 成分である $\hat{\sigma}_y$ の固有状態にとる。このとき、 $\hat{\sigma}_y |\sigma_y\rangle = \sigma_y |\sigma_y\rangle$ を満たし、 $\sigma_y = \pm 1$ である。これは、電極のスピン軌道相互作用が無視できるときに成り立つ。これより、電極の固有状態は、 $|\eta\sigma_y\rangle$ と表せる。ただし、 η はその他の量子数である。さらに、 l -CISP 生成部と各電極との間の結合はトンネルハミルトニアン $\hat{H}_T$ で表す。

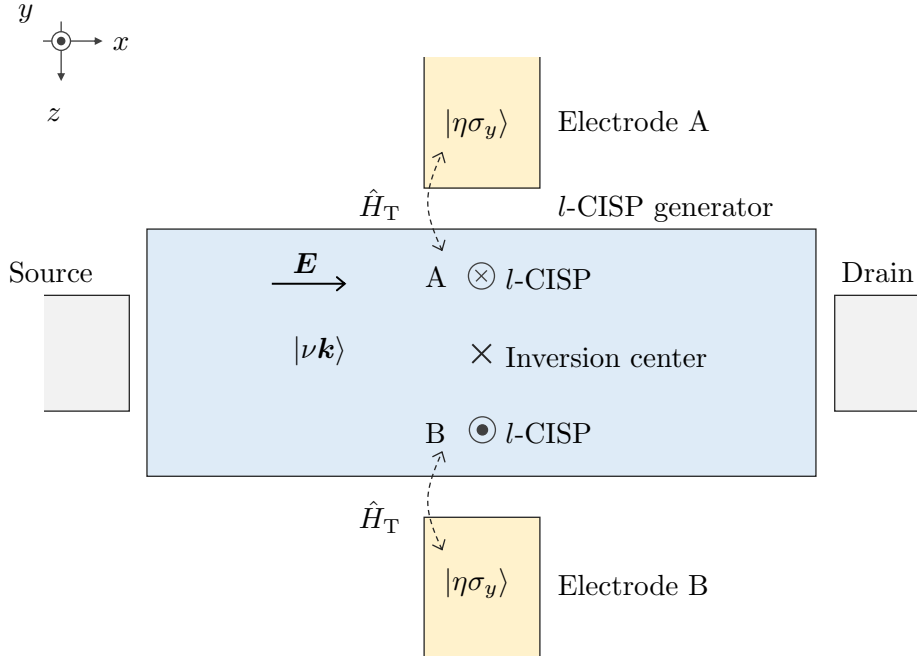


図 2.1 局所的電流誘起スピン偏極 l -CISP からスピン流を生成するための一般的なモデル。図は文献 [59] から転載した。

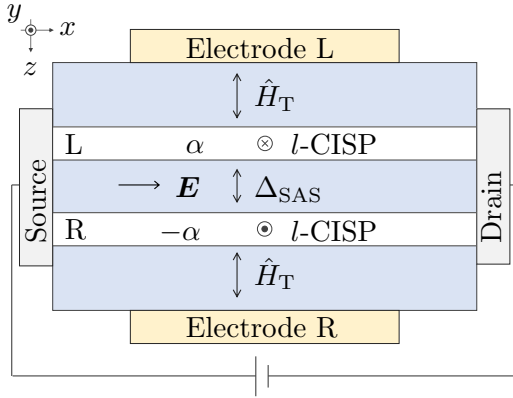


図 2.2 二重量子井戸モデル。図は文献 [59] から転載した。

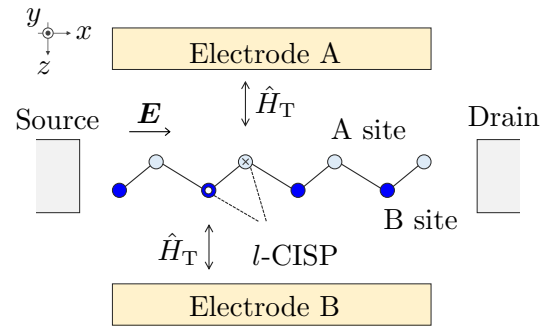


図 2.3 原子層モデル。図は文献 [59] から転載した。

図 2.1 に示す一般モデルのハミルトニアンは以下の様に見える。

$$H = H_0 + H_{\text{El}} + \hat{H}_T, \quad (2.1)$$

ここで、 H_0 、 H_{El} は、それぞれ l -CISP 生成部と電極のハミルトニアンである。これらの固有ベクトルは、

$$H_0 |\nu \mathbf{k}\rangle = \varepsilon_{\nu \mathbf{k}} |\nu \mathbf{k}\rangle, \quad H_{\text{El}} |\xi \eta \sigma_y\rangle = \varepsilon_{\eta} |\xi \eta \sigma_y\rangle, \quad \xi = A, B \quad (2.2)$$

と書け、 $\varepsilon_{\nu \mathbf{k}}$ と ε_{η} は固有値である。

二重量子井戸のハミルトニアンは、以下のように与えられる。

$$H_0 = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} + H_\perp, \quad (2.3)$$

ここで、 $\hat{p}_x$ と $\hat{p}_y$ は運動量演算子、 m は伝導帯の有効質量である。 $H_\perp$ の項は、二重量子井戸の面直方向の運動を表し、

$$H_\perp = -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}}\hat{\tau}_1 + \frac{\alpha}{\hbar}\hat{\tau}_3(\hat{p}_y\hat{\sigma}_x - \hat{p}_x\hat{\sigma}_y), \quad (2.4)$$

と書ける。第1項目は層間結合、第2項目は反平行有効磁場を表す。ここで、 $\hat{\tau}_\gamma$ ($\gamma = 1, 2, 3$) は、擬スピンのパウリ演算子 [58, 85, 86] であり、以下のように定義される。

$$\hat{\tau}_1 = |\text{R}\rangle\langle\text{L}| + |\text{L}\rangle\langle\text{R}|, \quad (2.5)$$

$$\hat{\tau}_2 = i|\text{R}\rangle\langle\text{L}| - i|\text{L}\rangle\langle\text{R}|, \quad (2.6)$$

$$\hat{\tau}_3 = |\text{L}\rangle\langle\text{L}| - |\text{R}\rangle\langle\text{R}|, \quad (2.7)$$

ただし、 $|\text{L}\rangle$ と $|\text{R}\rangle$ は、左右の井戸に束縛された最低次のモードを表す。

二重量子井戸の固有ベクトルは、 $|n\sigma\mathbf{k}\rangle = |n\rangle|\sigma\rangle|\mathbf{k}\rangle$ と書ける。ここで、 $|\mathbf{k}\rangle$ は、 $\hat{\mathbf{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y)$ の固有ベクトルで、固有値は、 $\hbar\mathbf{k}$ である。それぞれの $\mathbf{k}$ に対して、スピンの固有ベクトル $|\sigma\rangle$ が定義でき、 $\mathbf{e}_b \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}|\sigma\rangle = \sigma|\sigma\rangle$ と書ける。ここで、 $\mathbf{e}_b = k^{-1}(k_y, -k_x, 0)$ は有効磁場の向きを表す単位ベクトルで、 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ は波数ベクトルの大きさである。また、 $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ はパウリ演算子で、 $\sigma = \pm 1$ はスピンの固有値である。 $|n\rangle$ ($n = \pm 1$) は、それぞれの k と σ に対して与えられ、以下のように書ける。

$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{1+n\sigma\Delta_k}|\text{L}\rangle - n\sqrt{1-n\sigma\Delta_k}|\text{R}\rangle\right), \quad (2.8)$$

$$\Delta_k = 2\alpha k / \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}. \quad (2.9)$$

波数 $\mathbf{k}$ における状態 $|n\rangle$ の各井戸で生じる局所スピン偏極は、

$$\sum_{\sigma} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\boldsymbol{\sigma}} P_{\xi} | n\sigma\mathbf{k} \rangle = \xi n \Delta_k \mathbf{e}_b, \quad (2.10)$$

と書ける。 $P_{\xi} = |\xi\rangle\langle\xi|$ は、井戸 ξ ($\xi = \text{L}, \text{R}$) への射影演算子で、 $\xi = \text{L}$ のとき $\xi = 1$ 、 $\xi = \text{R}$ のとき $\xi = -1$ である。式 (2.10) は、局所スピン偏極の大きさが Δ_k で、その向きが $\xi = \text{L}$ と R 、 $n = -1$ と 1 で反平行であることを表す。 H_0 の固有値は、

$$\varepsilon_{nk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{n}{2} \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}, \quad (2.11)$$

と書ける。 n はサブバンドのインデックスで、基底サブバンドを表す G と第一励起サブバンドを表す E も利用する。このとき、 $n = -1$ が $n = \text{G}$ 、 $n = 1$ が $n = \text{E}$ に対応する。固有値は、二重量子井戸が空間反転対称性をもつため、 σ に依存しない。 $k = 0$ における基底サブバンドと第一励起サブバンドのエネルギーの違いは、 Δ_{SAS} であり、 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ では、独立した量子井戸のラシュバスピン軌道相互作用によるスピン分裂が $2\alpha k$ となる。図 2.5(a) は、 k に依存する固有エネルギーと、図 2.5(b) と (c) は、波数

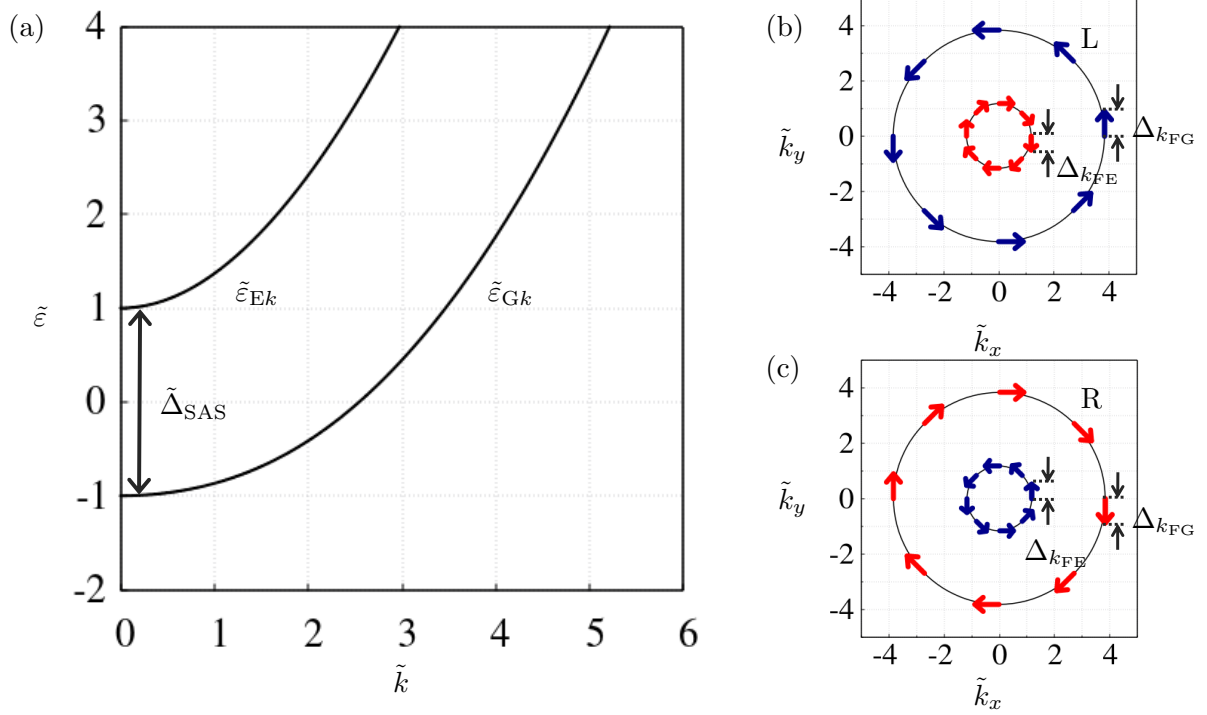


図 2.5 (a) 二重量子井戸のサブバンド構造。層間結合の大きさは、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 2$ 、 $k_{\text{SO}} = m\alpha/\hbar^2$ とした。無次元のエネルギーと運動量はそれぞれ、 $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon/(2\alpha k_{\text{SO}})$ 、 $\tilde{k} = k/k_{\text{SO}}$ と定義した。左右の井戸の局所スピン偏極はそれぞれ (b)、(c) の矢印で、フェルミエネルギーは、 $\tilde{\varepsilon}_{\text{F}} = 1.5$ とした。図は文献 [59] から転載した。

$k = k_{\text{FG}}$ ($n = \text{G}$) と $k = k_{\text{FE}}$ ($n = \text{E}$) をもつフェルミ面における左右の井戸の局所スピン偏極を表す [式 (2.10)]。

電極 ξ ($= \text{L, R}$) のハミルトニアンは、以下のように仮定する。

$$H_{\text{El}} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2}{2m_{\text{El}}} + \varepsilon_0. \quad (2.12)$$

m_{El} は有効質量で、電極 $\xi = \text{L and R}$ で同じとする。 $\varepsilon_0 (< 0)$ は、バンドの底のエネルギーとした。固有ベクトルは、 $|\xi \mathbf{k} k_z \sigma_y\rangle$ とかけ、固有エネルギーは、以下のように書ける。

$$\varepsilon_{\mathbf{k} k_z} = \frac{\hbar^2(k^2 + k_z^2)}{2m_{\text{El}}} + \varepsilon_0 \quad (2.13)$$

トンネルハミルトニアンは、

$$\hat{H}_{\text{T}} = \sum_{\xi \mathbf{k} k_z \sigma_y} |\xi \mathbf{k} \sigma_y\rangle \langle \xi \mathbf{k} \sigma_y | \hat{H}_{\text{T}} | \xi \mathbf{k} k_z \sigma_y \rangle \langle \xi \mathbf{k} k_z \sigma_y | + \text{h.c.}, \quad (2.14)$$

と書ける。ここで、 $|\xi \mathbf{k} \sigma_y\rangle = |\xi\rangle |\mathbf{k}\rangle |\sigma_y\rangle$ とし、h.c. は、前の項のエルミート共役を表す。ここで、 $\hat{H}_{\text{T}}$ において、面内の並進対称性と、スピンを変えないこと、さらに同じサイドにある井戸と電極の間でのみ遷移が生じることを仮定する。そのため、行列要素 $\langle \xi \mathbf{k} \sigma_y | \hat{H}_{\text{T}} | \xi \mathbf{k} k_z \sigma_y \rangle$ は、 $\mathbf{k}$ と σ_y の依存性を持たない。また、 $\xi = \text{L}$ と R の行列要素は同じと仮定する。

このトンネルハミルトニアン $\hat{H}_T$ を用いて、同じエネルギーにおける $|n\sigma\mathbf{k}\rangle$ と $|\xi\mathbf{k}k_z\sigma_y\rangle$ の間の遷移確率を表す ($\varepsilon_{nk} = \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}$) in 式 (2.31)。 k_z は、 $\varepsilon_{nk} = \varepsilon_{\mathbf{k}k_z} = \hbar^2(k^2 + k_z^2)/(2m_{\text{El}}) + \varepsilon_0$, から得られ、 n と k の依存性を持つ。一方で、本研究では、 $\langle \xi\mathbf{k}\sigma_y | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z\sigma_y \rangle$ の k_z の依存性を、 $|\varepsilon_0|$ が二重量子井戸のフェルミエネルギー ε_F より十分に大きなエネルギーを持つ ($|\varepsilon_0| \gg \varepsilon_F$) として、無視した。これは、 k_z の変化が、 $\hbar^2 k_z^2 / (2m_{\text{El}}) = -\varepsilon_0 - \hbar^2 k^2 / (2m_{\text{El}}) + \varepsilon_{nk} = -\varepsilon_0 + O(\varepsilon_F)$ より、 $k_z \varepsilon_F / |\varepsilon_0|$ であることからわかる。

2.2 計算方法

2.2.1 ボルツマン方程式

本研究では、局所的電流誘起スピン偏極やスピン流、電流は、ボルツマン方程式を適用し、電場 $\mathbf{E}$ の1次に関して計算する。 $\mathbf{E}$ とポテンシャル ϕ の空間変動のスケールは、平均自由行程より十分に長いと仮定する。 $\mathbf{E}$ と ϕ の局所的な値を用いると、定常状態におけるボルツマン方程式は、緩和時間近似の元、運動量緩和時間を τ_p とすると、以下のように表せる。

$$\frac{(-e)\mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f_{\nu\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = -\frac{f_{\nu\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{\nu\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}})}{\tau_p}, \quad (2.15)$$

ここで、 $e(>0)$ は素電荷の絶対値、 $f^{(0)}(\varepsilon, \mu_{\text{ec}}) = \{\exp[(\varepsilon - \mu_{\text{ec}})/k_B T_e] + 1\}^{-1}$ は、フェルミ分布関数で、 μ_{ec} は電気化学ポテンシャル、 k_B はボルツマン定数、 T_e は電子の温度である。分布関数は、熱平衡の分布関数と電場 $\mathbf{E}$ に対して1次の項 $f_{\nu\mathbf{k}}^{(1)}$ の和で書ける。

$$f_{\nu\mathbf{k}} = f^{(0)}(\varepsilon_{\nu\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}) + f_{\nu\mathbf{k}}^{(1)}, \quad (2.16)$$

$f_{\nu\mathbf{k}}^{(1)}$ は、式 (2.15) より、

$$f_{\nu\mathbf{k}}^{(1)} = \frac{\tau_p e \mathbf{E} \cdot \mathbf{k}}{\hbar k} \frac{\partial f_0}{\partial k}. \quad (2.17)$$

2.2.2 スピン偏極、スピン流、電流の計算式

ボルツマン方程式より得た $f_{\nu\mathbf{k}}^{(1)}$ を用いて局所的電流誘起スピン偏極、スピン流、電流を計算する。単位面積あたりの副格子 (層) ξ における l -CISP ($\sigma_\xi = (\sigma_{\xi x}, \sigma_{\xi y}, \sigma_{\xi z})$) は、

$$\sigma_\xi = \frac{1}{S} \sum_{\nu\mathbf{k}} f_{\nu\mathbf{k}}^{(1)} \langle \nu\mathbf{k} | \hat{\sigma} P_\xi | \nu\mathbf{k} \rangle, \quad (2.18)$$

と書ける。ここで、 S は系の面積である。

電極 ξ に流れ込む面直方向のスピン流密度 $j_{z,\xi}^s$ と電流密度 $j_{z,\xi}^c$ は、

$$j_{z,\xi}^s = \frac{\hbar}{2} (j_{z,\xi}^\uparrow - j_{z,\xi}^\downarrow), \quad (2.19)$$

$$j_{z,\xi}^c = -e (j_{z,\xi}^\uparrow + j_{z,\xi}^\downarrow), \quad (2.20)$$

と書ける。 $j_{z,\xi}^{\sigma_y}$ ($\sigma_y = \uparrow, \downarrow$) は、電極 ξ に流れ込むスピナップとスピンドアウンの電子数の流れの密度であり、以下のように書ける。

$$j_{z,\xi}^{\sigma_y} = \frac{1}{S} \sum_{\nu \mathbf{k}} \sum_{\eta} W_{\xi\eta\sigma_y, \nu \mathbf{k}} [f_{\nu \mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{\eta}, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})], \quad (2.21)$$

ここで、電極におけるその電気化学ポテンシャル $\mu_{\text{ec}}^{\text{eq}}$ と温度 T_e は熱平衡であることを仮定した。 l -CISP 生成部と電極 ξ の間のトンネル確率 $W_{\xi\eta\sigma_y, \nu \mathbf{k}}$ は、

$$W_{\xi\eta\sigma_y, \nu \mathbf{k}} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \xi\eta\sigma_y | \hat{H}_T | \nu \mathbf{k} \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{\nu \mathbf{k}} - e\phi - \varepsilon_{\eta}). \quad (2.22)$$

と書ける。

最後に、 l -CISP 生成部の面内電流密度 $\mathbf{j}^c = (j_x^c, j_y^c)$ は以下のように計算できる。

$$\mathbf{j}^c = \frac{-e}{S} \sum_{\nu \mathbf{k}} f_{\nu \mathbf{k}} \left(\frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon_{\nu \mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \right) \quad (2.23)$$

2.3 計算結果

2.3.1 反平行電流誘起スピン偏極

二重量子井戸の井戸 ξ における局所的電流誘起スピン偏極は、式 (2.18) を二重量子井戸に適用し、局所スピン偏極を表す式 (2.10) を代入することで得られる。

$$\sigma_{\xi} = \frac{1}{S} \sum_{n\sigma \mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} \langle n\sigma \mathbf{k} | \hat{\sigma} P_{\xi} | n\sigma \mathbf{k} \rangle = \frac{\xi}{S} \sum_{n\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} n \Delta_{\mathbf{k}} \mathbf{e}_b, \quad (2.24)$$

電場を $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ とおくと、スピン偏極 σ_{ξ} は y 軸の向きに生じる。それは、 $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ に対して、 $f_{n\mathbf{k}}^{(1)} = k_x g(k)$ であることと、有効磁場が、 $\mathbf{e}_b = k^{-1}(k_y, -k_x, 0)$ であることからである。絶対零度においては、 l -CISP は、以下のように書ける。

$$\sigma_{Ly} = -\sigma_{Ry} = \frac{eE_x \tau_p}{4\pi\hbar} \sum_n n k_{Fn} \Delta_{k_{Fn}}. \quad (2.25)$$

図 2.6 は、層間結合をそれぞれ $\Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0, 2, 5$, and 10 , ($k_{\text{SO}} = m\alpha\hbar^{-2}$) と変化させたときの、局所的電流誘起スピン偏極 σ_{yL} のフェルミエネルギー ε_F の依存性である。層間結合がない $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ では、 σ_{yL} は、 $\varepsilon_F > 0$ で $\sigma_{y0} = -eE_x \tau_p k_{\text{SO}}/(2\pi\hbar)$ となり、フェルミエネルギー依存性がない単層の量子井戸で生じる電流誘起スピン偏極の値に減少する。 σ_{yL} のフェルミエネルギー ε_F 依存性について、図 2.5(a) のように $\varepsilon_{n\mathbf{k}}$ が k に対して単調増加関数となる $\Delta_{\text{SAS}} \geq 2\alpha k_{\text{SO}}$ の範囲について示す。 $(\Delta_{\text{SAS}} < 2\alpha k_{\text{SO}}$ の範囲については、付録を参照。) フェルミエネルギーが低い $-\Delta_{\text{SAS}}/2 < \varepsilon_F < \Delta_{\text{SAS}}/2$ では、電子が基底サブバンドのみを専有するため、式 (2.25) は、 $\sigma_{yL} = -(4\pi\hbar)^{-1} eE_x \tau_p k_{\text{FG}} \Delta_{k_{\text{FG}}}$ となり、 ε_F に対して増加関数となる。一方、 $\varepsilon_F > \Delta_{\text{SAS}}/2$ では、第一励起サブバンドの寄与が σ_{yL} を抑圧するため、 ε_F の増加に対して減少し、 $\varepsilon_F \rightarrow \infty$ の極限で σ_{y0} に漸近する。したがって、 σ_{yL} は、 $\varepsilon_F = \Delta_{\text{SAS}}/2$ で最大値を取り $\sigma_{yL} = 2\sigma_{y0}(\Delta_{\text{SAS}} + 2\alpha k_{\text{SO}})/(\Delta_{\text{SAS}} + 4\alpha k_{\text{SO}})$ となる。

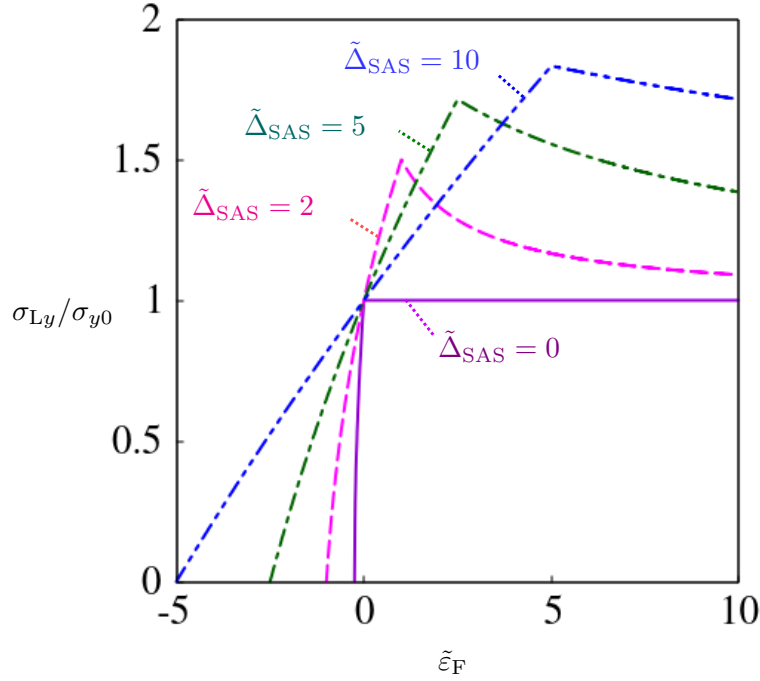


図 2.6 局所的電流誘起スピン偏極 σ_{yL} のフェルミエネルギー ϵ_F と層間結合 Δ_{SAS} 依存性。無次元化パラメータは、 $\tilde{\epsilon}_F = \epsilon_F/(2\alpha k_{SO})$ 、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO})$ と定義した。 $\sigma_{y0} = -eE_x\tau_p k_{SO}/(2\pi\hbar)$ は、 $\Delta_{SAS} = 0$ かつ、 $\epsilon_F > 0$ における σ_{yL} の値である。典型的な半導体二重量子井戸では、 $\epsilon_F \sim 10 \text{ meV}$ 、 $\Delta_{SAS} < 3 \text{ meV}$ [87–89] の値を持つ。計算結果は文献 [59] による。

図 2.7 は、 $\epsilon_F > \Delta_{SAS}/2$ における基底サブバンドと第一励起サブバンド両方を電子が占有するときの局所的電流誘起スピン偏極の層間結合依存性である。ラッシュバ係数は $2\alpha k_F/\epsilon_F = 0.2, 0.3, 0.5$ ($k_F = \sqrt{2m\epsilon_F}/\hbar$) と変化させた。これより、 Δ_{SAS} によって σ_{yL} が増大する。

式 (2.25) における k_{Fn} は、 $\epsilon_F > \Delta_{SAS}/2$ において、
 $k_{Fn} = \sqrt{k_F^2 + 2k_{SO}^2 - nm\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_F)^2 + (2\alpha k_{SO})^2}}$ となるため、 σ_{yL} は、以下のように書ける。

$$\sigma_{yL} = \sigma_{y0} \left(1 + \frac{\Delta_{SAS}^2}{\Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_F)^2} \right), \quad (2.26)$$

これより、 σ_{yL} は、 $\Delta_{SAS} = 0$ における σ_{y0} から、 $\Delta_{SAS}/(2\alpha k_F) \rightarrow \infty$ の極限において $2\sigma_{y0}$ に増大する。この増大は、フェルミエネルギーにおける基底サブバンドと第一励起サブバンドの局所スピン偏極 Δ_k の差が増えることに由来する。これを確認するために、式 (2.25) を 2 つの項に分割した。

$$\sigma_{Ly} = \sigma_{dk} + \sigma_{ds}, \quad (2.27)$$

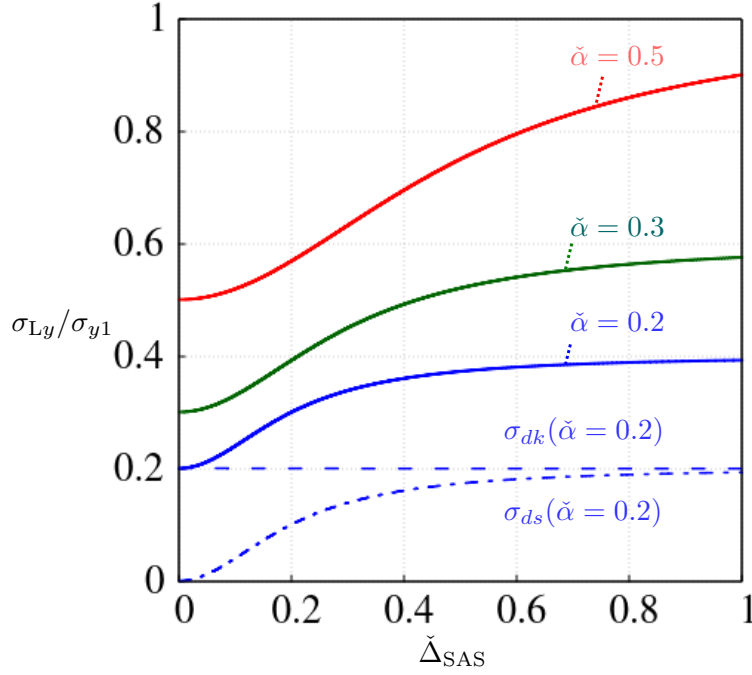


図 2.7 基底サブバンドと第一励起サブバンドが占有される $\varepsilon_F > \Delta_{SAS}/2$ における、局所的電流誘起スピン偏極 σ_{yL} の層間結合 Δ_{SAS} とラッシュバ係数 α の依存性。無次元化パラメータは、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS}/\varepsilon_F$, $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_F/\varepsilon_F$ ($k_F = \sqrt{2m\varepsilon_F}/\hbar$), $\sigma_{y1} = \sigma_{y0}/\tilde{\alpha} = -eE_x\tau_p k_F/(8\pi\hbar)$ とした。破線と1点鎖線は、それぞれ $\tilde{\alpha} = 0.2$ における σ_{dk} [式 (2.28)] と σ_{ds} [式 (2.29)] である。計算結果は文献 [59] による。

σ_{dk} と σ_{ds} は、それぞれ以下のように書ける。

$$\sigma_{dk} = -\frac{eE_x\tau_p}{8\pi\hbar}(k_{FG} - k_{FE})(\Delta_{k_{FG}} + \Delta_{k_{FE}}) = \sigma_{y0} \frac{\Delta_{SAS}^2 + 2(\alpha k_F)^2 \left[1 + \sqrt{1 - \Delta_{SAS}^2/(4\varepsilon_F^2)}\right]}{\Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_F)^2}, \quad (2.28)$$

$$\sigma_{ds} = -\frac{eE_x\tau_p}{8\pi\hbar}(k_{FG} + k_{FE})(\Delta_{k_{FG}} - \Delta_{k_{FE}}) = \sigma_{y0} \frac{\Delta_{SAS}^2 + 2(\alpha k_F)^2 \left[1 - \sqrt{1 - \Delta_{SAS}^2/(4\varepsilon_F^2)}\right]}{\Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_F)^2}. \quad (2.29)$$

σ_{dk} と σ_{ds} の $2\alpha k_F/\varepsilon_F = 0.2$ における Δ_{SAS} 依存性は、図 2.7 の破線、1点鎖線で示した。これより、 Δ_{SAS} による σ_{yL} の2倍の増幅は、 $\Delta_{k_{FG}} - \Delta_{k_{FE}}$ の増加による σ_{ds} の増大に起因する。したがって、 σ_{yL} の2倍の増強は、局所的に空間反転対称性が破れた系に特有の局所スピン偏極 Δ_k の k 依存性に由来する。式 (2.28) と (2.29) より、 $\Delta_{SAS} = 0$ のとき、 $\sigma_{dk} = \sigma_{y0}$ かつ $\sigma_{ds} = 0$ であり、 $\Delta_{SAS}/(2\alpha k_F) \rightarrow \infty$ では、 $\sigma_{dk} = \sigma_{ds} = \sigma_{y0}$ となる。

2.3.2 反平行電流誘起スピン偏極を用いたスピン流生成

ここでは、面内電場 E_x と、電極と二重量子井戸の間の電気化学ポテンシャル差 $\Delta\mu_{ec} = \mu_{ec} - \mu_{ec}^{eq} = -e\phi$ の2つの熱力学的力を考慮し、スピン流と電流を計算する (図 2.8)。

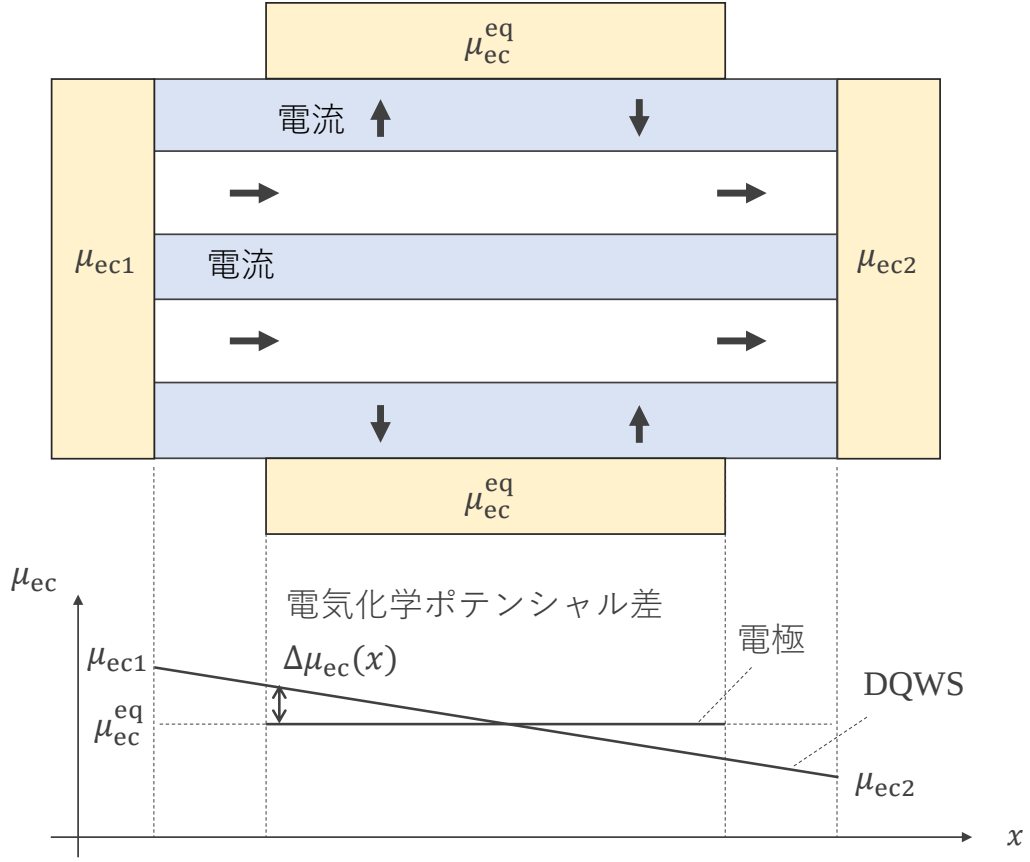


図 2.8 電極の結合によって生じる電気化学ポテンシャル差の概要図。 μ_{ec1} と μ_{ec2} によって生じる電気化学ポテンシャル勾配がある二重量子井戸に、熱平衡 (μ_{ec}^{eq}) の電極を結合すると、二重量子井戸と電極の間に電気化学ポテンシャル差 $\Delta\mu_{ec}(x)$ が生じる。

式 (2.19)、(2.21)、(2.22) を二重量子井戸モデルに適用すると、電極 ξ に流れ込むスピン流 $j_{z,\xi}^s$ は、

$$j_{z,\xi}^s = \frac{1}{S} \sum_{\sigma_y} \frac{\hbar \sigma_y}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \sum_{k_z} W_{n\sigma\mathbf{k},\xi\mathbf{k}k_z\sigma_y} [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}k_z}, \mu_{ec}^{eq})], \quad (2.30)$$

と

$$W_{n\sigma\mathbf{k},\xi\mathbf{k}k_z\sigma_y} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z\sigma_y \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}), \quad (2.31)$$

から、

$$j_{z,\xi}^s = \frac{1}{S} \sum_{\sigma_y} \frac{\hbar \sigma_y}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} |\langle n\sigma\mathbf{k} | \xi\mathbf{k}\sigma_y \rangle|^2 \frac{1}{\tau_\xi} [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{ec}^{eq})] \quad (2.32)$$

と得られる。ここで、 τ_ξ は、電極 ξ へのトンネルによる状態 $|\xi\mathbf{k}\sigma_y\rangle$ の寿命であり、以下のように定義

した。

$$\frac{1}{\tau_\xi} = \sum_{k_z} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \xi \mathbf{k} \sigma_y | \hat{H}_T | \xi \mathbf{k} k_z \sigma_y \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}). \quad (2.33)$$

行列要素 $\langle \xi \mathbf{k} \sigma_y | \hat{H}_T | \xi \mathbf{k} k_z \sigma_y \rangle$ は、Sec.2.1.2 で説明した仮定より、 ξ 、 $\mathbf{k}$ 、 σ_y の依存性はなく、 k_z の依存性は無視できるため、 τ_ξ^{-1} は、状態密度に比例する。また、状態密度の $\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi$ 依存性も、Sec.2.1.2 で導入した仮定 $|\varepsilon_0| \gg \varepsilon_F$ より、無視した。

そのため、スピン流 $j_{z,\xi}^s$ は、

$$j_{z,\xi}^s = j_{z,\xi}^{sE} + j_{z,\xi}^{s\mu_{ec}}, \quad (2.34)$$

と、2つの項に分けて、それぞれ、

$$j_{z,\xi}^{sE} = \frac{\hbar}{2\tau_\xi S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle, \quad (2.35)$$

$$j_{z,\xi}^{s\mu_{ec}} = \frac{\hbar}{2\tau_\xi S} \Delta\mu_{ec} \frac{\partial}{\partial \mu_{ec}} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}}, \mu_{ec}^{\text{eq}}) \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle, \quad (2.36)$$

と書ける。 $j_{z,\xi}^{sE}$ と、 $j_{z,\xi}^{s\mu_{ec}}$ は、それぞれ、 $\mathbf{E}$ と $\Delta\mu_{ec}$ によって駆動される項である。 $f^{(0)}(\varepsilon_{n\mathbf{k}}, \mu_{ec}^{\text{eq}})$ は、 $\mathbf{k}$ 空間に対して等方的であることから、スピン偏極を生じないため、 $j_{z,\xi}^{s\mu_{ec}} = 0$ が得られ、

$$j_{z,\xi}^s = \frac{\hbar}{2\tau_\xi} \sigma_{y\xi}. \quad (2.37)$$

となる。したがって、スピン流は、 E_x によって駆動される局所的電流誘起スピン偏極 $\sigma_{y\xi}$ に比例し、 $\Delta\mu_{ec}$ からは生じない。

2.3.3 スピン流の空間変動

一方で、電気化学ポテンシャル差 $\Delta\mu_{ec} = -e\phi$ は、電極への電流を生むため、 E_x の空間変動を引き起こし、結果としてスピン流の空間変動が生じる。ここでは、生じる空間変動をキルヒホッフの第一法則から計算する。式 (2.20) と、式 (2.23) より、二重量子井戸における、電流密度 $j_{z,\xi}^c(x)$ と $j_x^c(x)$ は、

$$j_{z,L}^c = j_{z,R}^c = g_0 \phi(x), \quad j_x^c = \sigma_0 E_x(x), \quad (2.38)$$

となる。ここで、 g_0 は、二重量子井戸と電極の間の単位面積あたりのコンダクタンスで、 σ_0 は、二重量子井戸の電気伝導度である。キルヒホッフの第一法則を、二重量子井戸を幅 dx かつ、 y 方向に単位長さあたりの領域に適用すると、

$$j_x^c(x) - j_x^c(x+dx) - [j_{z,L}^c(x) + j_{z,R}^c(x)]dx = 0, \quad (2.39)$$

が得られ、以下のように変形できる。

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} - \frac{\phi(x)}{\lambda^2} = 0, \quad \lambda = \sqrt{\sigma_0/2g_0}, \quad (2.40)$$

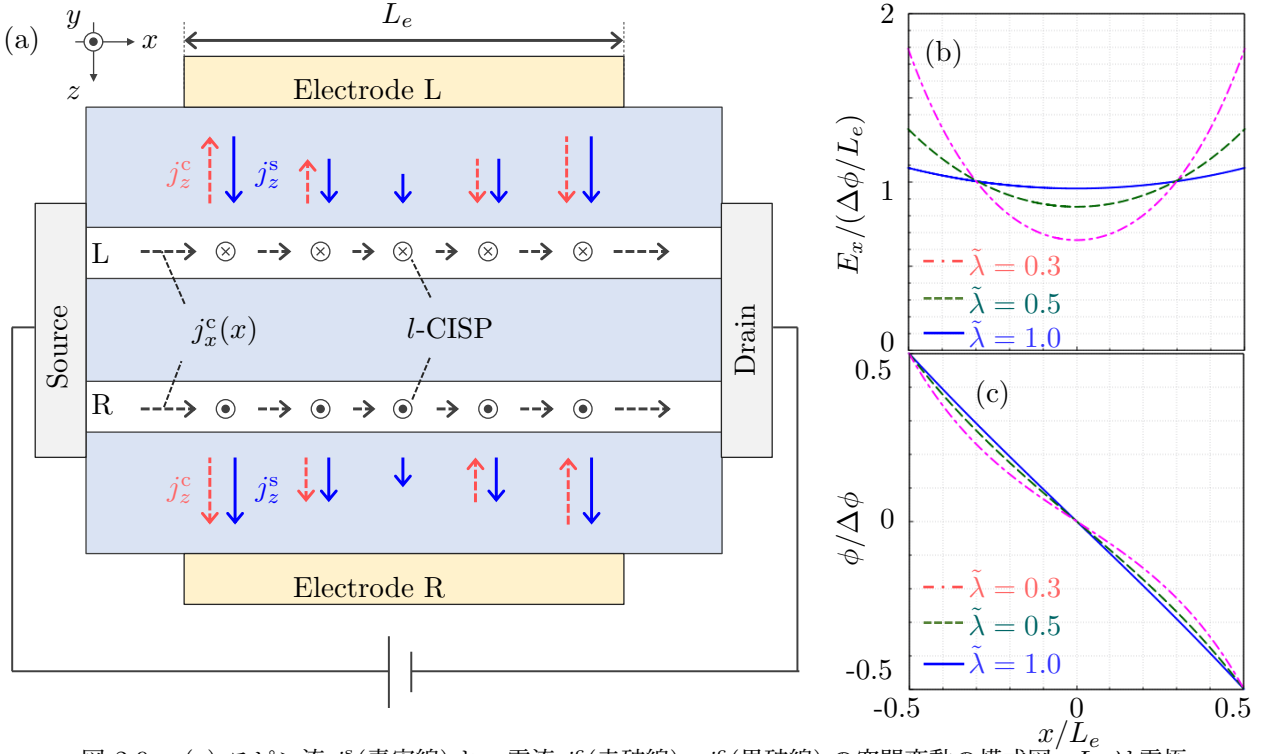


図 2.9 (a) スピン流 j_z^s (青実線) と、電流 j_z^c (赤破線)、 j_x^c (黒破線) の空間変動の模式図。 L_e は電極の幅である。(b) $E_x(x)$ 、(c) $\phi(x)$ の空間変動は、それぞれ $\tilde{\lambda} = \lambda/L_e = 0.3, 0.5, 1.0$ とした。計算結果は文献 [59] による。

ここで、 λ は、空間変動の長さのスケールである。それぞれの電極に流れ込む電流の総和がゼロであることを課すと、 $\int j_{z,\xi}^c(x) dx = 0$ より、 $\phi(x)$ と $E_x(x)$ は、

$$\phi(x) = -\frac{\Delta\phi}{2} \frac{\sinh(x/\lambda)}{\sinh(L_e/2\lambda)}, \quad (2.41)$$

$$E_x(x) = \frac{\Delta\phi}{2\lambda} \frac{\cosh(x/\lambda)}{\sinh(L_e/2\lambda)}, \quad (2.42)$$

となる。 $\Delta\phi$ は、電極の幅 L_e の間の電圧降下である。図 2.9(a) は、スピン流 j_z^s と、電流 j_z^c 、 j_x^c の空間変動の模式図である。スピン流 $j_z^s(x)$ と電場 $E_x(x)$ は、電極の中央 ($x=0$) で最小となる。それは、 $x < 0$ では電流が電極に流れ込み、 $x > 0$ では、二重量子井戸に電流が流れ込むためである。図 2.9(b) と (c) は、 $E_x(x)$ と $\phi(x)$ の λ 依存性である。式 (2.40) より、 λ は、二重量子井戸の電気伝導度が高く、電極へのコンダクタンスが低いとき長くなる。 x の位置におけるスピン流は、電場 $E_x(x)$ に比例し、それぞれの電極に流れ込むスピン流の総量は、電極の幅のポテンシャル降下である $\Delta\phi$ で決まる。

2.4 結論

本研究では、局所的に空間反転対称性が破れた系で生じる反平行電流誘起スピン偏極から、片方のセクターに電極を選択的に結合することで、そこで生じる局所的電流誘起スピン偏極をスピン流として取り出すことを提案した。局所的な空間反転対称性の破れを持つ物質や系は多く存在するため、この提案が効率

の良いスピン流源の発見につながることを期待している。特に、副格子が互いに面直方向にわずかにズレたバックリンクを有する原子層物質は、反平行電流誘起スピン偏極が生じる原子層に、別の原子層を電極として単純に積層することで、片方の副格子への選択的な結合が実現できるため、有望なスピン流源の候補として期待される [60]。

本研究では、最も単純な系である二重量子井戸と電極を組み合わせた系において、反平行電流誘起スピン偏極から、スピン流を生成することを理論的に実証した。緩和時間近似を用いたボルツマン方程式を用いて、二重量子井戸で生じる反平行電流誘起スピン偏極を計算した。第一励起サブバンドを電子が占有するフェルミエネルギーが大きな領域で、層間結合をゼロ（空間反転対称性が破れた結合のない2層の量子井戸）から増大させることで、スピン縮退した固有状態がつくる局所スピン偏極の大きさは、小さくなるにも関わらず、反平行電流誘起スピン偏極の大きさは、2倍に達することを明らかにした。この2倍の増大は、局所スピン偏極の運動量依存性が起源であり、局所的に空間反転対称性が破れた系固有の特徴である。スピン流は、電極が結合している片側の井戸で生じる局所的電流誘起スピン偏極に比例するため、電極への電子のトンネル確率が二重量子井戸のすべての固有状態で等しいと近似できる場合、反平行電流誘起スピン偏極の層間結合依存性は、スピン流にもそのまま反映される。

二重量子井戸の反平行電流誘起スピン偏極から生成するスピン流は、 x 方向の電流が、 y 方向のスピン偏極を生じさせ、それが z 方向に流れるため、スピンホール効果 [90–94] とみなすことができ、バンド構造と各固有状態のスピン偏極が起源であることから、内因性のスピンホール効果 [92, 93] と分類できる。

バルクのスピンホール効果は、電流がまず、スピン流をつくり、試料の両端に反平行のスピン蓄積を生じさせる。一方で、本研究の二重量子井戸では、電流がまず、反平行スピン偏極を二層の井戸につくり、それぞれの井戸に結合した電極に拡散することで、スピン流を生成する。これは、3次元トポロジカル絶縁体の表面で生じる反平行電流誘起スピン偏極からスピン流を生成する方法 [11, 12, 14] と類似する。ただし、本研究で示した通り、二重量子井戸は層間結合という固有の特徴を持つため、表面状態に結合を持たない3次元トポロジカル絶縁体とは、異なる特徴が現れる。

第 3 章

反平行熱流誘起スピン偏極とスピン流生成

駆動力による非平衡スピン偏極の生成は、反転対称性の破れた系における電流によって初めて実現され、熱電流によって誘起されるスピン偏極や局所的に反転対称性の破れた系に現れるスピン偏極へと拡張されてきた。本章では、対称二重量子井戸構造 (DQWS) において、熱電流と局所的に壊れた反転対称性によって生じるスピン偏極を理論的に探求する。この熱流誘起スピン偏極 (TISP) は、2つの井戸の熱流誘起スピン偏極が逆向きの反平行配置に現れる。電荷電流ゼロの条件下で緩和時間近似のボルツマン方程式を用いて計算した結果、電子密度を固定した場合、局所 TISP は有限のラシュバ・スピン軌道相互作用で極大を示すことがわかった。これは DQWS の局所 TISP が第一励起サブバンドの底付近の化学ポテンシャルで増強されるためである。この増強は、大域的に反転対称性が破れた単一量子井戸でも起こる。もう一つの発見は、局所 TISP の極大が非ゼロの井戸間結合で現れることである。隣接電極への局所 TISP の拡散によるスピン流の計算も行った。

3.1 熱流誘起スピン偏極

ラシュバスピン軌道相互作用をもつ 2 次元電子系では、熱流によっても、スピン偏極が誘起される熱流誘起スピン偏極 (TISP: Thermally-induced spin polarization) が、理論的に研究されている [95–99]。熱流誘起スピン偏極は、エネルギーの低い固有状態から高い固有状態への電子励起の流れである熱流によって時間反転対称性を破る。図 3.1 に示す通り、 x 方向に温度勾配があるとき、温度が高い方から、温度の高い電子が流入してくるため、 $-k_x$ の電子に注目すると、化学ポテンシャルよりも高いエネルギー ($\varepsilon > \mu$) を持つフェルミ円の外側の電子数が増え、逆に化学ポテンシャルよりも低いエネルギー ($\varepsilon < \mu$) を持つフェルミ円の内側の電子数が減る。温度勾配ではこのように電子分布がエネルギー依存性を持つため、スピン偏極が生じる。そのため、熱流誘起スピン偏極が大きくなるのは、2つの固有状態のスピン偏極の差が大きく、また、すべての電子励起においてスピンの符号の変化が同じときである。このような条件は、系のパラメーターを調整することで、達成することが期待できる。

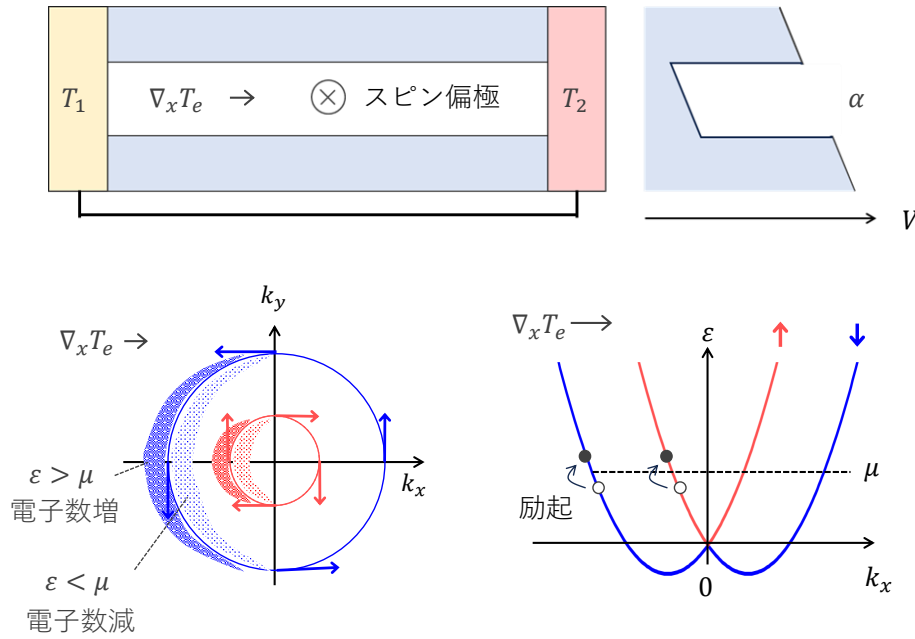


図 3.1 温度勾配によって生じるスピン偏極

3.2 本研究の目的

表 3.1 電流誘起スピン偏極 (CISP) と、熱流誘起スピン偏極 (TISP)

inversion symmetry	globally broken	locally broken
CISP	Refs.[20–25]	this study, Refs.[54, 55, 58–60]
TISP	Refs.[95–99]	this study

本研究では、熱流と局所的な空間反転対称の破れを利用して、スピン偏極を生成する。表 3.1 は本研究の本領域における立ち位置を示す。反平行熱流誘起スピン偏極を緩和時間近似を適用したボルツマン方程式を用いて、電流ゼロの条件の元、計算する。片側の井戸で生じる局所的熱流誘起スピン偏極 (l -TISP) のラッシュバースピン軌道相互作用の強さと、層間結合強度の依存性をプロットし、局所的熱流誘起スピン偏極が最大となる最適なパラメータを探索する。その結果、電子密度一定のとき、有限のラッシュバースピン軌道相互作用とゼロでない層間結合強度で局所的熱流誘起スピン偏極が最大となることを明らかにした。

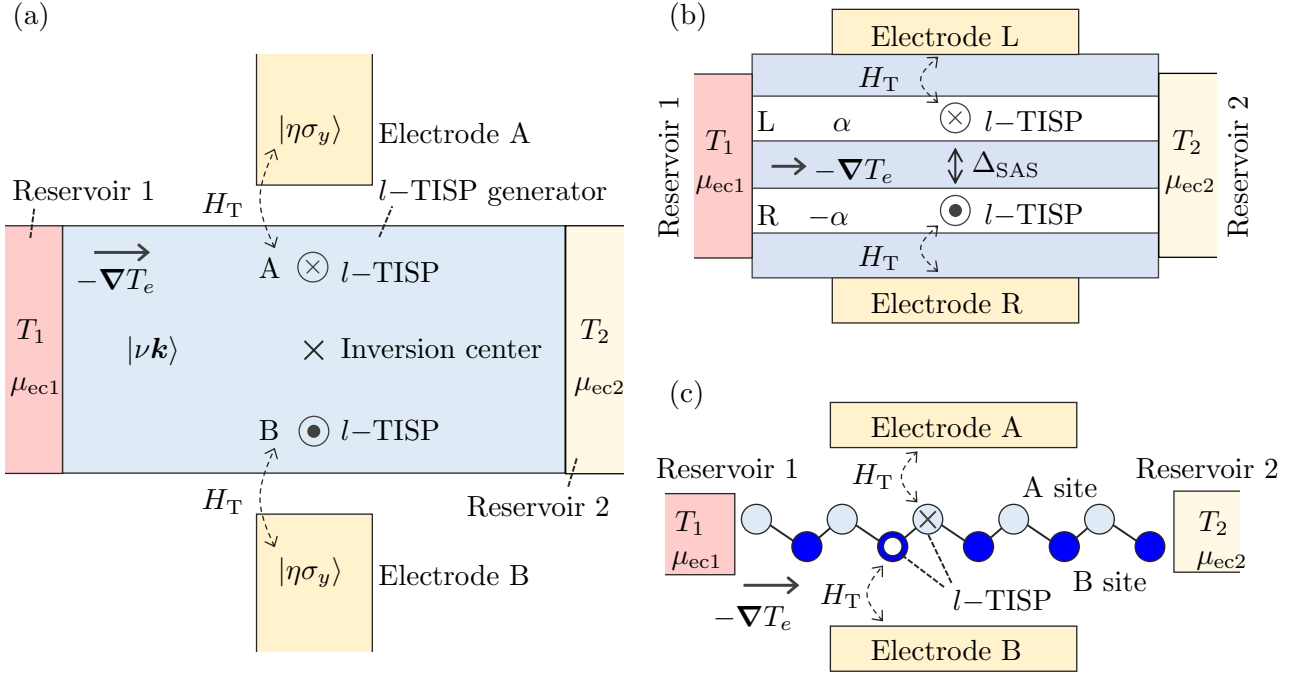


図 3.2 (a) 局所的熱流誘起スピン偏極 (l -TISP) からスピン流を生成する一般的なモデル (b) 二重量子井戸構造のモデル (c) 原子層のモデル図は文献 [101] を転載した。

3.3 モデル

図 3.2(a) は、空間反転対称性がある系から熱流によってスピン流を生成する一般的な系で、その具体的な系として、図 3.2(b) に二重量子井戸構造、図 3.2(c) に IV 原子層のモデルを表す。リザーバー 1,2 の温度差 $[T_1 - T_2 (> 0)]$ によって、電子温度の勾配 ∇T_e が作られる。この温度勾配 ∇T_e が、図 3.2(a) の A と B、図 3.2(b) の L 層と R 層、図 3.2(c) の A サイトと B サイトに、反平行の熱流誘起スピン偏極を生成する。この A と B における局所的熱流誘起スピン偏極 (l -TISP) が、電極 A、B に選択的に取り出される。本研究では、電流がゼロの条件を課したため [100]、電気化学ポテンシャルの勾配 $\nabla \mu_{ec}$ が現れる。 l -TISP 生成系の固有状態は、 $|\nu \mathbf{k}\rangle$ で表され、 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ は面内波数、 ν はバンドインデックスである。電極では、スピン軌道相互作用を無視し、固有状態にパウリ演算子の y 成分である $\hat{\sigma}_y$ の固有ベクトルを選択した。 $\hat{\sigma}_y$ は、 $\hat{\sigma}_y |\sigma_y\rangle = \sigma_y |\sigma_y\rangle$ を満たし、 $\sigma_y = \pm 1$ である。ここで、 y 軸の方向に l -TISP の方向をとり、電極の固有状態は、 $|\xi \eta \sigma_y\rangle$ とした。 $\xi = A, B$ は電極 A、B を区別するインデックス、 η はその他の量子数である。

l -TISP 生成系とそれぞれの電極との間の結合は、トンネルハミルトニアン H_T で表す。このとき、図 3.2(a) の一般モデルのハミルトニアンは、以下のように書ける。

$$H = H_0 + H_{El} + H_T, \quad (3.1)$$

H_0 と H_{El} は、それぞれ l -TISP 生成系と電極のハミルトニアンである。これらの固有ベクトルは、以下

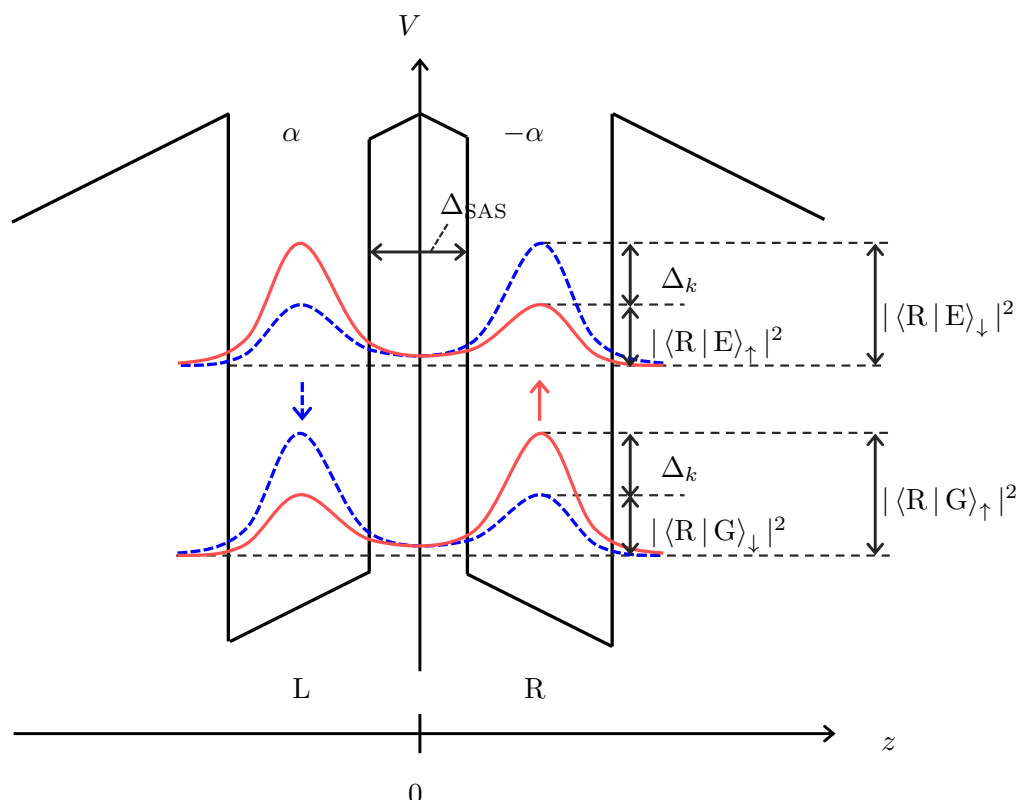


図 3.3 図 3.2(b) における二重量子井戸構造のポテンシャルと、固有状態における局所スピン密度である。赤の実線と青の破線は、アップスピンとダウンスピンの状態の分布を表す模式図で、基底サブバンド G と第一励起サブバンド E でともに波数 k を持つ。スピンの向きは、有効磁場に対して平行もしくは反平行で、 Δ_k は、それぞれの井戸の局所スピン偏極の大きさを表す。図は文献 [101] を転載した。

のように書く。

$$H_0|\nu\mathbf{k}\rangle = \varepsilon_{\nu\mathbf{k}}|\nu\mathbf{k}\rangle, \quad H_{\text{El}}|\xi\eta\sigma_y\rangle = \varepsilon_\eta|\xi\eta\sigma_y\rangle, \quad \xi = \text{A, B} \quad (3.2)$$

ただし、 $\varepsilon_{\nu k}$ と ε_n は、固有エネルギーである。

3.3.1 二重量子井戸構造

本章では、空間反転対称な系で最も簡単な例である二重量子井戸構造において生じる局所的熱流誘起スピンの偏極を計算する。図 3.2(b) の二重量子井戸は、2つの井戸 L と R で構成され、それぞれ $\alpha (> 0)$ と $-\alpha$ のラシュバスピン軌道相互作用を持つ。左右の井戸の結合強度は、 Δ_{SAS} で表す。井戸 L と R は、それぞれ電極 L、R と選択的に結合される。

図 3.3 で表されるポテンシャルを有する二重量子井戸のハミルトニアンは、以下のように書ける。

$$H_0 = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} + H_\perp, \quad (3.3)$$

ただし、 $\hat{p}_x$ と $\hat{p}_y$ は運動量演算子、 m は伝導帯の有効質量である。第二項の $H_{\perp}$ は、二重量子井戸の垂直

方向の運動を表し、

$$H_{\perp} = -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}}\hat{\tau}_1 + \frac{\alpha}{\hbar}\hat{\tau}_3(\hat{p}_y\hat{\sigma}_x - \hat{p}_x\hat{\sigma}_y), \quad (3.4)$$

と書ける。第一項は層間結合を表し、第二項は反平行の反平行のラシュバ型の有効磁場を表す。ここで、 $\hat{\tau}_{\gamma}$ ($\gamma = 1, 2$ and 3) は、擬スピンのパウリ演算子で以下のように定義される [58, 85, 86]。

$$\hat{\tau}_1 = |\text{R}\rangle\langle\text{L}| + |\text{L}\rangle\langle\text{R}|, \quad (3.5)$$

$$\hat{\tau}_2 = i|\text{R}\rangle\langle\text{L}| - i|\text{L}\rangle\langle\text{R}|, \quad (3.6)$$

$$\hat{\tau}_3 = |\text{L}\rangle\langle\text{L}| - |\text{R}\rangle\langle\text{R}|, \quad (3.7)$$

ここで、 $|\text{L}\rangle$ と $|\text{R}\rangle$ は、左右の井戸 LR における最低次の束縛状態を表す。

二重量子井戸の固有ベクトルは、 $|n\sigma\mathbf{k}\rangle = |n\rangle|\sigma\rangle|\mathbf{k}\rangle$ で与えられる。 $|\mathbf{k}\rangle$ は、 $\hat{\mathbf{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y)$ の固有ベクトルで、その固有値は $\hbar\mathbf{k}$ である。それぞれの $\mathbf{k}$ で、 $|\sigma\rangle$ が $\mathbf{e}_b \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}|\sigma\rangle = \sigma|\sigma\rangle$ によって定義される。 $\mathbf{e}_b = k^{-1}(k_y, -k_x, 0)$ は、有効磁場の方向を表す単位ベクトルで、 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 、 $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ 、 $\sigma = \pm 1$ とした。

$|n\rangle$ ($n = \pm 1$) は、それぞれの k と σ に対して与えられ、

$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{1+n\sigma\Delta_k}|\text{L}\rangle - n\sqrt{1-n\sigma\Delta_k}|\text{R}\rangle\right), \quad (3.8)$$

$$\Delta_k = 2\alpha k / \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}. \quad (3.9)$$

と書ける。本論文では、 $n = -1$ のとき $n = \text{G}$ 、 $n = 1$ のとき $n = \text{E}$ もそれぞれ基底サブバンドと第一励起サブバンドを表すことから利用する。それぞれの井戸における波数 $\mathbf{k}$ をもつ状態 $|n\rangle$ の局所スピン偏極は、

$$\sum_{\sigma} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\boldsymbol{\sigma}} P_{\xi} | n\sigma\mathbf{k} \rangle = \xi n \Delta_k \mathbf{e}_b, \quad (3.10)$$

となる。 $P_{\xi} = |\xi\rangle\langle\xi|$ は、井戸 ξ ($\xi = \text{L}, \text{R}$) への射影演算子で、 $\xi = \text{L}$ のとき $\xi = 1$ 、 $\xi = \text{R}$ のとき $\xi = -1$ とした。式 (3.10) より、局所スピン偏極の大きさは Δ_k であり、その向きは、左右の井戸 $\xi = \text{L}, \text{R}$ 、2 つのサブバンド $n = \text{G}, \text{E}$ の間で反平行であることがわかる。この様子は、図 3.3 で図示した。

H_0 の固有値は、以下のように得られる。

$$\varepsilon_{nk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{n}{2} \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}, \quad (3.11)$$

空間反転対称性を有するため、固有値に σ の依存性はない。

電極 ξ ($= \text{L}, \text{R}$) のハミルトニアンは、以下のようにおく。

$$H_{\text{El}} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2}{2m_{\text{El}}} + \varepsilon_0. \quad (3.12)$$

ここでは、有効質量 m_{El} は電極 $\xi = \text{L}, \text{R}$ で同じとし、 $\varepsilon_0 (< 0)$ は、サブバンドの底のエネルギーである。固有ベクトルは、 $|\xi\mathbf{k}k_z\sigma_y\rangle$ とし、固有エネルギーは

$$\varepsilon_{\mathbf{k}k_z} = \frac{\hbar^2(k^2 + k_z^2)}{2m_{\text{El}}} + \varepsilon_0. \quad (3.13)$$

とした。

3.4 ボルツマン方程式

本研究では、 l -CISP やスピン流、電流は温度勾配 ∇T_e と電気化学ポテンシャルの勾配 $\nabla \mu_{ec} = \nabla \mu + e\mathbf{E}$ の1次に関するボルツマン方程式を用いて計算する。 μ は化学ポテンシャル、 $e > 0$ は、電気素量、 $\mathbf{E}$ は、面内電場である。面内波数 $\mathbf{k}$ 、バンドインデックス n をもつ二重量子井戸の分布関数 $f_{n\mathbf{k}}$ は、 $\mathbf{r} = (x, y)$ における $\mu(\mathbf{r})$ と $T_e(\mathbf{r})$ の局所的な値で決まるで熱平衡の分布関数と、 ∇T_e と $\nabla \mu_{ec}$ の1次の関数である $f_{n\mathbf{k}}^{(1)}$ の和で書ける。

$$f_{n\mathbf{k}} = f^{(0)}(\varepsilon_{n\mathbf{k}}, \mu(\mathbf{r}), T_e(\mathbf{r})) + f_{n\mathbf{k}}^{(1)}, \quad (3.14)$$

ここで、 $f^{(0)}(\varepsilon, \mu, T_e) = \{\exp[(\varepsilon - \mu)/k_B T_e] + 1\}^{-1}$ はフェルミ分布関数、 k_B はボルツマン定数である。 $f_{n\mathbf{k}}^{(1)}$ の定常状態における緩和時間近似を用いたボルツマン方程式は、運動量緩和時間を τ_p とおくと、

$$\mathbf{v}_{n\mathbf{k}} \cdot \frac{\partial f_{n\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{(-e)\mathbf{E}}{\hbar} \cdot \frac{\partial f_{n\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} = -\frac{f_{n\mathbf{k}}^{(1)}}{\tau_p}, \quad (3.15)$$

と書ける。ただし、 $\mathbf{v}_{n\mathbf{k}} = \hbar^{-1} \frac{\partial \varepsilon_{n\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}}$ とした。式 (3.15) より、 $f_{n\mathbf{k}}^{(1)}$ は以下のように得られる [100]。

$$f_{n\mathbf{k}}^{(1)} = \frac{\tau_p}{\hbar} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \mathbf{k}} \cdot \left(\nabla \mu_{ec} + \frac{\varepsilon_{n\mathbf{k}} - \mu}{T_e} \nabla T_e \right). \quad (3.16)$$

3.5 計算結果

3.5.1 反平行熱流誘起スピン偏極

井戸 ξ における単位面積あたりの二重量子井戸の局所的熱流誘起スピン偏極 $\sigma_\xi = (\sigma_{x\xi}, \sigma_{y\xi}, \sigma_{z\xi})$ は、 $f_{n\mathbf{k}}^{(1)}$ より、以下のように書ける。

$$\sigma_\xi = \frac{1}{S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma} P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle, \quad (3.17)$$

ここで、 S は系の面積とした。

$f_{n\mathbf{k}}^{(1)}$ [式 (3.16)] における $\nabla \mu_{ec}$ と ∇T_e の勾配の間で成り立つ関係は、電流密度 $\mathbf{j}^c$ が打ち消し合う条件から、求めることができる。 $\mathbf{j}^c$ は、 $f_{n\mathbf{k}}^{(1)}$ を用いて、

$$\mathbf{j}^c = -\frac{e}{S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} \mathbf{v}_{n\mathbf{k}} = L^{\mu_{ec}} \nabla \mu_{ec} + L^{T_e} \nabla T_e, \quad (3.18)$$

$$L^{\mu_{ec}} = \sum_n L_n^{\mu_{ec}}, \quad L_n^{\mu_{ec}} = \frac{2e\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) v_{nk}, \quad (3.19)$$

$$L^{T_e} = \sum_n L_n^{T_e}, \quad L_n^{T_e} = \frac{2e\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) \frac{\varepsilon_{nk} - \mu}{T_e} v_{nk}, \quad (3.20)$$

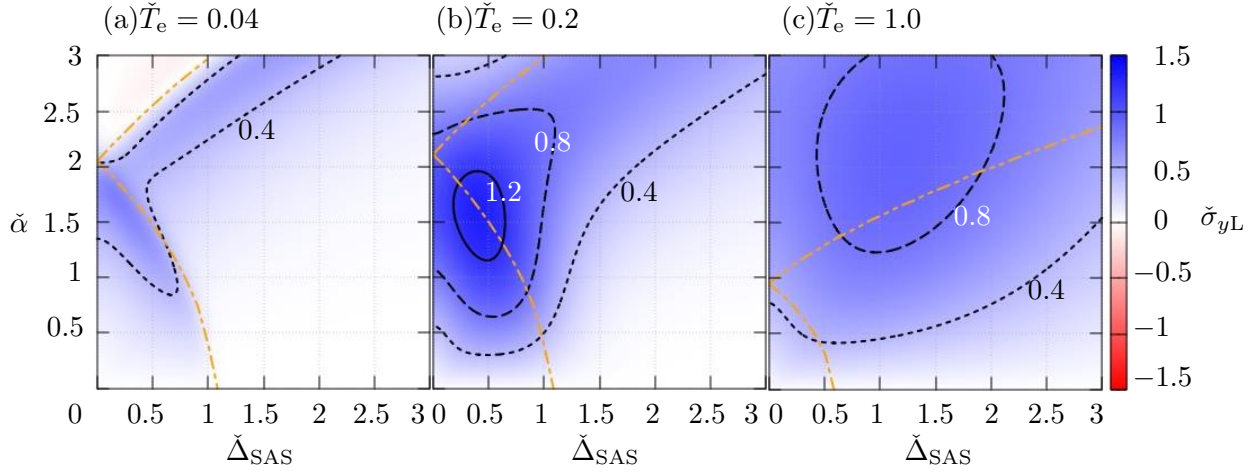


図 3.4 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} の温度 $k_B T_e$ 、層間結合 Δ_{SAS} と、ラッシュバスピ軌道相互作用の強度 α の依存性。無次元化のパラメータは、それぞれ、 $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL} / [\tau_p k_{F0} / (4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)]$ 、 $\tilde{T}_e = k_B T_e / \varepsilon_{F0}$ 、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS} / \varepsilon_{F0}$ 、 $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_{F0} / \varepsilon_{F0}$ である。 ε_{F0} と k_{F0} は、 $\Delta_{SAS} = \alpha = T_e = 0$ におけるフェルミエネルギーとフェルミ波数である。橙の 1 点鎖線 (2 点鎖線) は、化学ポテンシャルが、第一励起サブバンド E (基底サブバンド G) $\mathbf{k} = 0$ のエネルギーと一致するときの曲線である。計算結果は文献 [101] による。

と書ける。ここで、 τ_p の n と k の依存性は無視し、 $v_{nk} = |\mathbf{v}_{nk}|$ とした。 $\mathbf{j}^c = 0$ より、 $\nabla \mu_{ec} = -(L^T_e / L^{\mu_{ec}}) \nabla T_e$ が得られる。温度勾配の向きを $\nabla T_e = (\nabla_x T_e, 0)$ と x 方向に選択すると、局所的熱流誘起スピン偏極は、 y 方向に現れ、その大きさ $\sigma_{y\xi}$ は、

$$\sigma_{y\xi} = \xi (\sigma^{\mu_{ec}} \nabla_x \mu_{ec} + \sigma^{T_e} \nabla_x T_e) = \xi \left(-\sigma^{\mu_{ec}} \frac{L^T_e}{L^{\mu_{ec}}} + \sigma^{T_e} \right) \nabla_x T_e, \quad (3.21)$$

$$\sigma^{\mu_{ec}} = \sum_n \sigma_n^{\mu_{ec}}, \quad \sigma_n^{\mu_{ec}} = \frac{n\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) \Delta_k, \quad (3.22)$$

$$\sigma^{T_e} = \sum_n \sigma_n^{T_e}, \quad \sigma_n^{T_e} = \frac{n\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) \frac{\varepsilon_{nk} - \mu}{T_e} \Delta_k. \quad (3.23)$$

となる。井戸 L と R における局所的熱流誘起スピン偏極は、互いに反平行であり ($\sigma_{yL} = -\sigma_{yR}$)、基底サブバンド G と、第一励起サブバンド E からの寄与も反平行となる ($\sigma_G^{\mu_{ec}} = -\sigma_E^{\mu_{ec}}$ and $\sigma_G^{T_e} = -\sigma_E^{T_e}$)。

図 3.4 は、 σ_{yL} のラッシュバスピ軌道相互作用の強度 (α) と層間結合強度 (Δ_{SAS}) の依存性である。この計算では、化学ポテンシャル μ を以下で表す電子密度一定の条件から求めた。

$$N_e = \frac{1}{S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}} \quad (3.24)$$

μ は、 α 、 Δ_{SAS} 、および T_e に依存する。(付録) 図 3.4(a)–(c) は、それぞれ異なる温度 $\tilde{T}_e = k_B T_e / \varepsilon_{F0} = 0.04, 0.2$, and 1.0 におけるプロットである。ここで、 ε_{F0} は、 $\Delta_{SAS} = \alpha = T_e = 0$ におけるフェルミエネルギーである。局所的熱流誘起スピン偏極は、 $T_e \rightarrow 0$ と $T_e \rightarrow \infty$ において、ゼロに漸近する。局所的

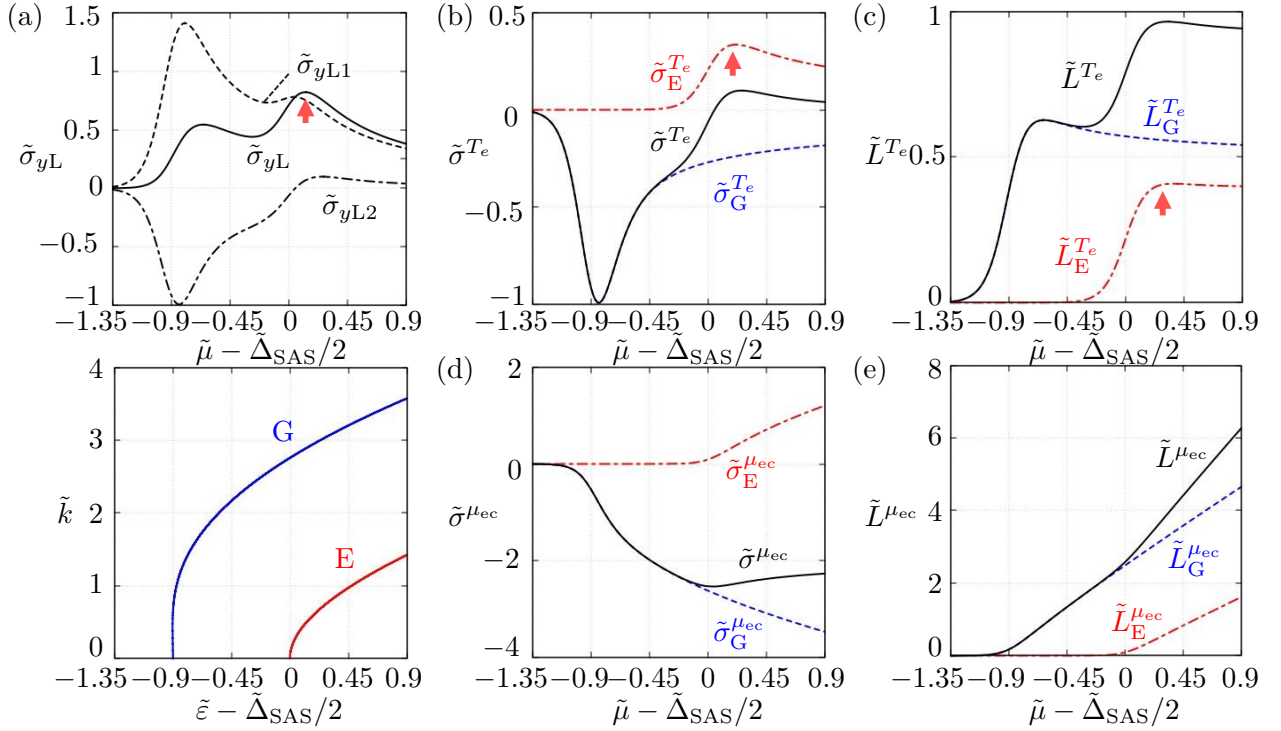


図 3.5 (a) 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} と、それを構成する第 1 項 $\sigma_{yL1} = (-\sigma^{\mu_{ec}} L^T_e / L^{\mu_{ec}}) \nabla_x T_e$ と第 2 項 $\sigma_{yL2} = \sigma^T_e \nabla_x T_e$ の化学ポテンシャル依存性。無次元化パラメータは $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL} / \sigma_0$, $\tilde{\sigma}_{yL1} = \sigma_{yL1} / \sigma_0$, $\tilde{\sigma}_{yL2} = \sigma_{yL2} / \sigma_0$, $\tilde{\mu} = \mu / (2\alpha k_{SO})$, $\sigma_0 = \tau_p k_{SO} / (4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)$ and $k_{SO} = m\alpha / \hbar^2$ と定義した。 Δ_{SAS} と $k_B T_e$ は、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS} / (2\alpha k_{SO}) = 0.9$ かつ $\tilde{T}_e = k_B T_e / (2\alpha k_{SO}) = 0.07$ に固定した。図 3.4 では、 $\tilde{\Delta}_{SAS}$ と $\tilde{T}_e$ を変化させている一方で、 $\tilde{\Delta}_{SAS}$ と $\tilde{T}_e$ は変化させず、 μ を変化させた。赤の矢印は、第一励起サブバンドの下端近傍で発生する局所的熱流誘起スピン偏極のピークの位置を表す。下のプロットは、基底サブバンド (G) と第一励起サブバンド (E) であり、 $\tilde{k} = k / k_{SO}$ とした。(b)–(e) 係数 σ^T_e , L^T_e , $\sigma^{\mu_{ec}}$, $L^{\mu_{ec}}$ と、基底サブバンド (G) と第一励起サブバンド (E) からの寄与に分割した項の化学ポテンシャル依存性。無次元化パラメータは、それぞれ以下のように定義した。 $\tilde{\sigma}^{\mu_{ec}} = \sigma^{\mu_{ec}} / \sigma_\alpha$, $\tilde{\sigma}^T_e = \sigma^T_e / (\sigma_\alpha k_B)$, $\sigma_\alpha = \tau_p k_{SO} / (4\pi\hbar)$, $\tilde{L}^{\mu_{ec}} = L^{\mu_{ec}} / L_\alpha$, $\tilde{L}^T_e = L^T_e / (L_\alpha k_B)$, $L_\alpha = e\tau_p \alpha k_{SO} / (\pi\hbar^2)$ 。計算結果は文献 [101] による。

熱流誘起スピン偏極の温度依存性は、付録に示した。計算より、 σ_{yL} の最大値は、おおよそ $\tilde{T}_e \sim 0.2$ 付近で現れた。橙の 1 点鎖線と 2 点鎖線は、それぞれ、化学ポテンシャルが第一励起サブバンド E と、基底サブバンド G の $k = 0$ におけるエネルギーに一致する曲線である。(第一励起サブバンドは、 Δ_{SAS} の値によらず常に $k = 0$ でバンドの底となり、基底サブバンドは、 $\Delta_{SAS} \geq 2\alpha k_{SO}$, $k_{SO} = m\alpha / \hbar^2$ の条件のとき、 $k = 0$ がバンドの底となる。) 局所的熱流誘起スピン偏極は、この曲線の境界に沿って大きくなることがわかる。この局所的熱流誘起スピン偏極の増強は、 $\tilde{T}_e = 0.04$ の図で明確であり、より大きい温度 $\tilde{T}_e = 0.2$ でもその傾向が見える。

上述した図 3.4 に示したオレンジのライン近傍での局所的熱流誘起スピン偏極の増強を詳しく調べることを目的に、 σ_{yL} の化学ポテンシャル μ 依存性を計算した。図 3.5(a) は、 $(\tilde{\Delta}_{SAS}, \tilde{T}_e) = (0.9, 0.07)$ としたときの σ_{yL} の化学ポテンシャル依存性である。ただし、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS} / (2\alpha k_{SO})$, $\tilde{T}_e = k_B T_e / (2\alpha k_{SO})$ とした。図 3.5(a) の下図は、サブバンド構造であり、上図の化学ポテンポテンシャルがサブバンドのど

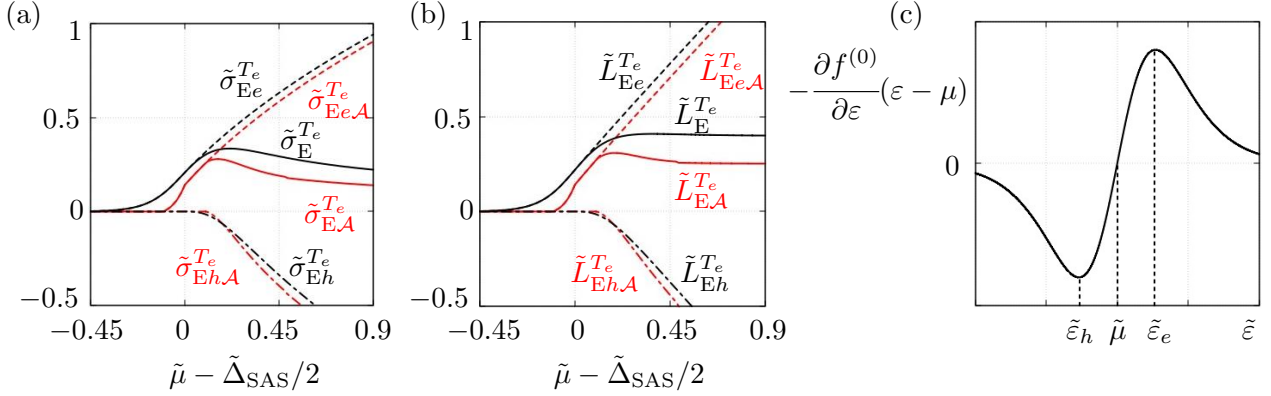


図 3.6 (a) 図 3.5(b) に示した $(\tilde{\Delta}_{SAS}, \tilde{T}_e) = (0.9, 0.07)$ における $\tilde{\sigma}_{Ee}^{T_e}$ を、 $(\varepsilon - \mu \geq 0)$ を満たす電子励起の寄与 $\sigma_{Ee}^{T_e}$ [式 (3.26)] と、 $(\varepsilon - \mu < 0)$ を満たすホール励起の寄与 $\sigma_{Eh}^{T_e}$ [式 (3.27)] に分解したプロット。また、解析式による近似解である $\tilde{\sigma}_{EeA}^{T_e}$ [式 (3.31)] と、 $\tilde{\sigma}_{EhA}^{T_e}$ [式 (3.32)] もプロットした。ただし、 $\tilde{\sigma}_{EeA}^{T_e} = \tilde{\sigma}_{EeA}^{T_e} + \tilde{\sigma}_{EhA}^{T_e}$ である。(b) 図 3.5(c) における $\tilde{L}_{Ee}^{T_e}$ を同様に電子励起とホール励起に分けたプロット。(c) 式 (3.26) と (3.27) で表される $\sigma_{Ee}^{T_e}$ と $\sigma_{Eh}^{T_e}$ に含まれる $[-\partial f^{(0)}/\partial \varepsilon](\varepsilon - \mu)$ のエネルギー依存性。最大値と最小値を、それぞれ $\tilde{\varepsilon}_e = \tilde{\mu} + 1.5\tilde{T}_e$ and $\tilde{\varepsilon}_h = \tilde{\mu} - 1.5\tilde{T}_e$ の付近でとる。計算結果は文献 [101] による。

の位置にあるかを示す。これより、局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} は、化学ポテンシャル μ を変化させることで2つのピークが現れ、1つは、第一励起サブバンドの下端、もう一つは、基底サブバンドの下端近傍にある。(基底サブバンドは、 $\tilde{\Delta}_{SAS} \geq 1$ のとき、 $\mathbf{k} = 0$ で底となる。) また、図 3.5(a) より、電流ゼロの条件を課した結果現れる式 (3.21) における第1項 $(-\sigma^{\mu_{ec}} L^{T_e} / L^{\mu_{ec}}) \nabla_x T_e$ が、第2項目の $\sigma^{T_e} \nabla_x T_e$ と同程度の大きさを持つことがわかる。この2つの項は、基底サブバンドの下端近傍では異符号、第一励起サブバンドの下端近傍では同符号である。そのため、 σ_{yL} は基底サブバンドの底で高い値をとる。次に、 σ_{yL} がピークをとる起源を調べるため、図 3.5(b)–(e) に、それぞれ σ^{T_e} 、 $\sigma^{\mu_{ec}}$ 、 L^{T_e} 、 $L^{\mu_{ec}}$ をプロットした。その結果、式 (3.23)、(3.20) より、 $(\varepsilon_{nk} - \mu)$ のファクターをもつ σ^{T_e} と L^{T_e} が、 $\sigma^{\mu_{ec}}$ と $L^{\mu_{ec}}$ と比較して、サブバンドの底で大きな変化を見せており、これがピークの形成に寄与している。また、図 3.5(b)–(e) は、サブバンドの底における大きな変化をもたらしている項を明らかにするため、 σ^{T_e} 、 $\sigma^{\mu_{ec}}$ 、 L^{T_e} 、 $L^{\mu_{ec}}$ の各サブバンドの寄与に分解してプロットしている。 $\sigma^{\mu_{ec}}$ は、local CISP を表しているため、local CISP と比較して、局所的熱流誘起スピン偏極は、化学ポテンシャルによって大きく値を変えていることがわかる。

ここで、第一励起サブバンド端 $\varepsilon = \Delta_{SAS}/2$ にある σ_{yL} の高い方のピークに注目する。このピークは、主に $\sigma_E^{T_e}$ と $L_E^{T_e}$ のピークに起因する。図 3.6(a) に示す通り、 $\sigma_E^{T_e}$ は、電子励起 $(\varepsilon - \mu \geq 0)$ の寄与 $\sigma_{Ee}^{T_e}$

と、ホール励起 ($\varepsilon - \mu < 0$) の寄与に分けることができる。

$$\sigma_E^{T_e} = \sigma_{Ee}^{T_e} + \sigma_{Eh}^{T_e} \quad (3.25)$$

$$\sigma_{Ee}^{T_e} = \frac{\tau_p}{4\pi\hbar} \int_{\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(\varepsilon - \mu) g(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\varepsilon - \mu}{T_e}, \quad (3.26)$$

$$\sigma_{Eh}^{T_e} = \frac{\tau_p}{4\pi\hbar} \int_{\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(-\varepsilon + \mu) g(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\varepsilon - \mu}{T_e} \quad (3.27)$$

ただし、 $g(\varepsilon) = k\Delta_k$ とし、 k は、 $\varepsilon = \varepsilon_{nk}$ [式 (3.11)] によって求まる。 $\theta(\varepsilon)$ は、 $\theta(\varepsilon) = 1$ ($\varepsilon \geq 0$) かつ $\theta(\varepsilon) = 0$ ($\varepsilon < 0$) で定義されるステップ関数である。サブバンド端より低い化学ポテンシャル ($\mu < \Delta_{\text{SAS}}/2$) において、ホール励起の寄与はなく、電子励起 $\sigma_{Ee}^{T_e}$ の正の寄与が化学ポテンシャルの増加とともに増える。一方で、化学ポテンシャルが $\mu \geq \Delta_{\text{SAS}}/2$ では、ホール励起 $\sigma_{Eh}^{T_e}$ の負の寄与が現れ、 $\sigma_E^{T_e}$ を抑圧し始めるため、結果として、 μ の増大に伴い、 $\sigma_E^{T_e}$ が減少する。そのため、 $\sigma_E^{T_e}$ のピークが、サブバンドの底で現れる。

同じ説明が $L_E^{T_e}$ のピークにおいても成り立つ。図 3.6(b) は、 $L_E^{T_e}$ の電子励起 $L_{Ee}^{T_e}$ とホール励起 $L_{Eh}^{T_e}$ の化学ポテンシャル依存性であり、以下のように書ける。

$$L_E^{T_e} = L_{Ee}^{T_e} + L_{Eh}^{T_e}, \quad (3.28)$$

$$L_{Ee}^{T_e} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar} \int_{\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(\varepsilon - \mu) h(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\varepsilon - \mu}{T_e}, \quad (3.29)$$

$$L_{Eh}^{T_e} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar} \int_{\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(-\varepsilon + \mu) h(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\varepsilon - \mu}{T_e}, \quad (3.30)$$

ここで、 $h(\varepsilon) = kv_{\text{Ek}}$ とした。したがって、 $\sigma_E^{T_e}$ および $L_E^{T_e}$ における電子励起とホール励起の均衡の変化が、ピークの形成を担っており、これが、局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} のピーク形成の理由である。

最後に、図 3.4 において、局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} が層間結合 Δ_{SAS} がゼロでない値で最大値をとった理由について調べる。ここでは、 $\sigma_E^{T_e}$ と $L_E^{T_e}$ のピーク高さの Δ_{SAS} 依存性を近似から得られる解析解に基づいて考察する。近似は、式 (3.26) [式 (3.27)] における $g(\varepsilon)$ を $\varepsilon_e = \mu + 1.5k_B T_e$ [$\varepsilon_h = \mu - 1.5k_B T_e$] における値に置き換えることを実行する。それは、図 3.6(c) より、式 (3.26) [式 (3.27)] に含まれる $[-\partial f^{(0)}/\partial \varepsilon]$ ($\varepsilon - \mu$) の絶対値が、 $\varepsilon = \varepsilon_e$ [$\varepsilon = \varepsilon_h$] において、 $\varepsilon > \mu$ [$\varepsilon < \mu$] の範囲で最大値をとるためである。したがって、近似式は、以下のように書ける。

$$\sigma_{EeA}^{T_e} = \frac{\tau_p}{4\pi\hbar} g(\mu + 1.5k_B T_e) \int_{\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(\varepsilon - \mu) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\varepsilon - \mu}{T_e}, \quad (3.31)$$

$$\sigma_{EhA}^{T_e} = \frac{\tau_p}{4\pi\hbar} g(\mu - 1.5k_B T_e) \int_{\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(-\varepsilon + \mu) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\varepsilon - \mu}{T_e}. \quad (3.32)$$

同様に、 $L_{EeA}^{T_e}$ と $L_{EhA}^{T_e}$ の近似式も以下のように与えられる。

$$L_{EA}^{T_e} = L_{EeA}^{T_e} + L_{EhA}^{T_e} \quad (3.33)$$

$$L_{EeA}^{T_e} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar} h(\mu + 1.5k_B T_e) \int_{\frac{\Delta_{SAS}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(\varepsilon - \mu) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{(\varepsilon - \mu)}{T_e}, \quad (3.34)$$

$$L_{EhA}^{T_e} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar} h(\mu - 1.5k_B T_e) \int_{\frac{\Delta_{SAS}}{2}}^{\infty} d\varepsilon \theta(-\varepsilon + \mu) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{(\varepsilon - \mu)}{T_e}. \quad (3.35)$$

図 3.6(a) と (b) より、赤線でプロットした近似式 $\sigma_{EA}^{T_e} = \sigma_{EeA}^{T_e} + \sigma_{EhA}^{T_e}$ と $L_{EA}^{T_e} = L_{EeA}^{T_e} + L_{EhA}^{T_e}$ は、黒線で表されたもとの $\sigma_E^{T_e}$ と $L_E^{T_e}$ がよく再現されている。 $\sigma_E^{T_e}$ と $L_E^{T_e}$ は、 $\mu = \Delta_{SAS}/2 + 1.5k_B T_e$ の付近でそれぞれピークをとるため、ピークの高さを $\mu = \Delta_{SAS}/2 + 1.5k_B T_e$ で見積もった。このとき、ホール励起の寄与はゼロとなる ($\sigma_{EhA}^{T_e} = L_{EhA}^{T_e} = 0$)。見積もったピーク値 $\sigma_{EA}^{T_e P}$ と $L_{EA}^{T_e P}$ は、

$$\sigma_{EA}^{T_e P} = \frac{\tau_p k_B \ln 2}{4\pi\hbar} g \left(\frac{\Delta_{SAS}}{2} + 3k_B T_e \right), \quad (3.36)$$

$$L_{EA}^{T_e P} = \frac{e\tau_p k_B \ln 2}{2\pi\hbar} h \left(\frac{\Delta_{SAS}}{2} + 3k_B T_e \right). \quad (3.37)$$

となる。 $\sigma_{EA}^{T_e P}$ と $L_{EA}^{T_e P}$ は、両方とも層間結合が存在すると大きくなる。それは、 $\Delta_{SAS} = 0$ における Δ_{SAS} の微分係数が、それぞれ、 $\frac{d}{d\Delta_{SAS}} \sigma_{EA}^{T_e P} > 0$ 、 $\frac{d}{d\Delta_{SAS}} L_{EA}^{T_e P} > 0$ となるため、これは、 $\Delta_{SAS} = 0$ において、 $\frac{d}{d\Delta_{SAS}} k > 0$ 、 $\frac{d}{d\Delta_{SAS}} \Delta_k = 0$ かつ、 $\frac{d}{d\Delta_{SAS}} v_{Ek} > 0$ であることから示される。ここで、 k は、 $\varepsilon_{Ek} = \Delta_{SAS}/2 + 3k_B T_e$ によって得られ、 Δ_{SAS} の依存性を持つ。これより、 $\Delta_{SAS} = 0$ における運動量 (k) と群速度 (v_{Ek}) の層間結合 Δ_{SAS} による増大が、 $\sigma_{EA}^{T_e P}$ と $L_{EA}^{T_e P}$ の増大に寄与している。したがって、図 3.4 において、局所的熱流誘起スピン偏極が層間結合 Δ_{SAS} があるときに最大値をとる理由となる。

3.6 結論

我々は、局所的に空間反転対称が破れた物質で最も単純な二重量子井戸構造を考え、スピン流としても活用できる局所的熱流誘起スピン偏極を理論的に研究した。局所的熱流誘起スピン偏極を緩和時間近似を適用したボルツマン方程式を用いて、面内電流がゼロの条件のもと計算し、局所的熱流誘起スピン偏極を最大化するラシュバスピ軌道相互作用と層間結合の強度の最適なパラメータを明らかにした。その結果、二重量子井戸の電子密度が一定の条件下では、有限のラシュバスピ軌道相互作用かつ、ゼロでない層間結合強度のとき、局所的熱流誘起スピン偏極が最大値をとる。ラシュバスピ軌道相互作用の強度が、有限の値で最適値となるのは、化学ポテンシャルが第一励起サブバンドの下端近傍にあるとき、局所的熱流誘起スピン偏極が大きくなるためである。第一励起サブバンドの下端に化学ポテンシャルがあるような場合、熱流は、マイナスの局所スピン偏極を持つ基底サブバンドから、プラスの局所スピン偏極を持つ第一励起サブバンドに電子を励起し、それが、大きな局所的熱流誘起スピン偏極につながる。また、層間結合がゼロでない値で最適値となる可能性のある理由は、層間結合が、第一励起サブバンドの電子の運動量と群速度を増大させることが、局所的熱流誘起スピン偏極を増幅することに繋がる。また、電極に流

れるスピン流は、電極へのトンネル確率が、二重量子井戸を占有する固有状態すべてで等しいと仮定すると、局所的熱流誘起スピン偏極に比例することを明らかにした。

また、図 3.4 (a) と (b) の層間結合がない 2DES に相当する条件 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ のラインに沿った値より、大きな熱流誘起スピン偏極は、化学ポテンシャルが第一励起サブバンドの $k = 0$ のエネルギーにあるときに、得られることを確認した。ラシュバスピン軌道相互作用を持つ 2DES における熱流誘起スピン偏極はいくつかの先行研究 [95–99] ですでに計算されている。先行研究 [96, 98, 99] では、電流ゼロの条件が課されていない、電気化学ポテンシャルの勾配がない条件下において、[96, 99] では、 k がゼロでない基底サブバンドの底で、熱流誘起スピン偏極が最大となることが示されている。本研究では、一般的な実験条件である電流ゼロのとき、基底サブバンド底のピークは、電気化学ポテンシャルの勾配による異符号の寄与によって抑圧されるため、最も高いピークは、第一励起サブバンドの底であることを示した。熱流誘起スピン偏極の他の計算 [95, 97] では、電流がゼロの条件が課された計算である。これらの計算は、フェルミエネルギーが $k_B T_e$ より十分に大きい領域に注目した計算であり、我々が明らかにした熱流誘起スピン偏極が最大値となる第一励起サブバンドの底からは、離れている。

本研究では、局所的熱流誘起スピン偏極 (熱流誘起スピン偏極) は、化学ポテンシャルが二重量子井戸 (2DES) の第一励起サブバンドの底にあるときに最大となり、二重量子井戸の層間の結合は、局所的熱流誘起スピン偏極を増大することを明らかにした。これらの発見が最適な熱流誘起スピン偏極デバイスの設計に役立つことを期待する。

第 4 章

結論と展望

4.1 結論

本研究では、系全体では空間反転対称性を持つが、局所的に空間反転対称性が破れた系で生じる電流および熱流が誘起する反平行スピン偏極からスピン流を生成することを提案した。面直方向に分離した2つのセクターを持つ二次元電子系において、電極を二次元電子系と平行に配置することで、局所的電流誘起スピン偏極/局所的熱流誘起スピン偏極が生じる片側のセクターへの選択的な結合を実現し、スピン流を生成する。このとき得られるスピン偏極、スピン流の大きさは、大域的な破れに匹敵し、スピン偏極・スピン流源として有効に活用できることを明らかにした。図 4.1 に示す通り、局所的に空間反転対称性が破れた系は、空間反転対称性がある系の部分集合であり、これまでスピン偏極・スピン流源として注目されていた大域的に空間反転対称性が破れた系とは、異なる集合に属する。本研究の結果は、これまで見過ごされてきた空間反転対称性がある系がスピン偏極・スピン流源の候補となることを意味し、物質・構造の選択肢が格段に広まる。

本研究では、局所的電流誘起スピン偏極を用いたスピン流生成を実現できる最も単純な系として、ラシュバスピン軌道相互作用を持つ、空間反転対称な二重量子井戸構造において、緩和時間近似を適用したボルツマン方程式を用いて、二重量子井戸構造で生じる局所的電流誘起スピン偏極とスピン流の解析式を導出した。その結果、フェルミエネルギーが大きく、電子が第一励起サブバンドを占有するとき、層間結合は、片方の井戸におけるフェルミ円上のスピンの期待値を小さくするにも関わらず、局所的電流誘起スピン偏極の大きさは、層間結合がないときと比較して、2 倍に達することを明らかにした。この 2 倍の増大は、局所スピン偏極の運動量依存性が起源であり、局所的に空間反転対称性が破れた系固有の特徴である。スピン流は、電極と電極が結合している井戸との間における遷移確率が二重量子井戸の量子数に依存しないと近似できるとき、局所的電流誘起スピン偏極に比例する。そのため、局所的電流誘起スピン偏極の層間結合依存性は、スピン流にも反映される。つまり、空間反転対称性が局所的に破れた系は、スピン流の生成に有用であることが期待できる。

また、本研究では、局所的に空間反転対称性が破れた二重量子井戸構造において、熱流が誘起する局所的熱流誘起スピン偏極を、緩和時間近似を適用したボルツマン方程式を用いて、面内電流がゼロの条件のもと計算し、局所的熱流誘起スピン偏極を最大化するラシュバスピン軌道相互作用と層間結合の強度の最適なパラメータを明らかにした。その結果、二重量子井戸の電子密度が一定の条件下では、有限のラシュ

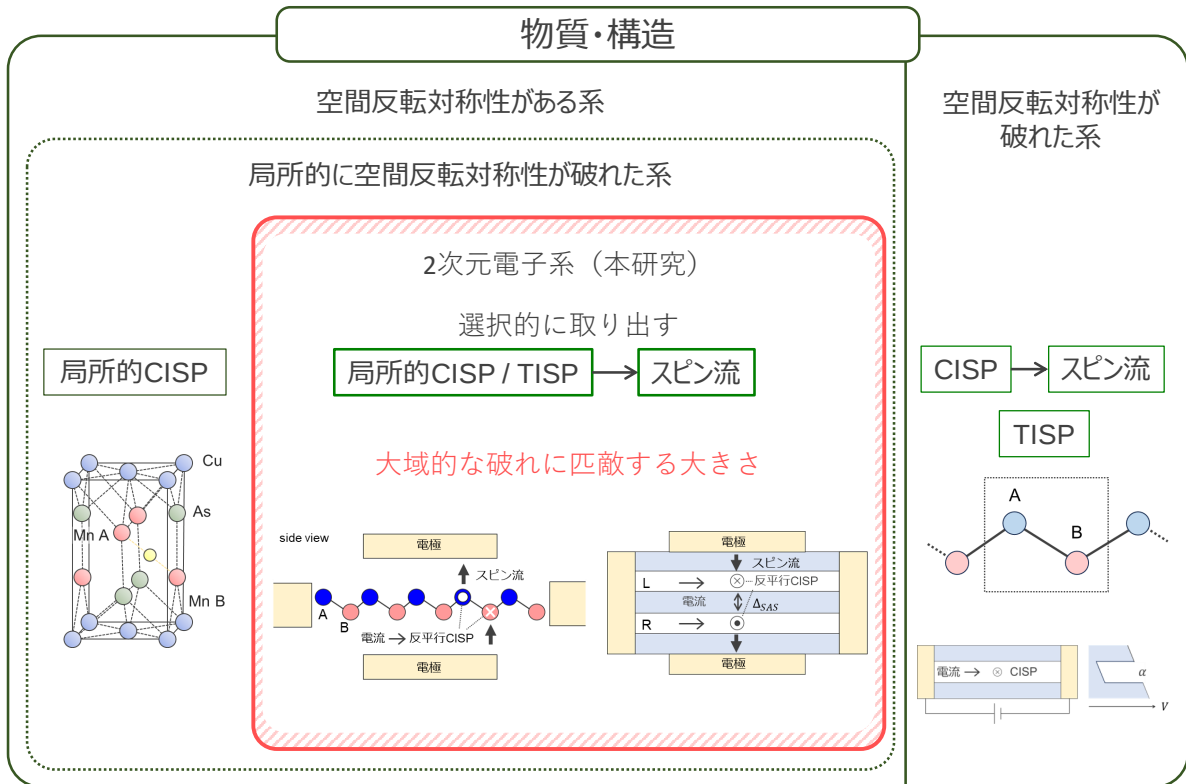


図 4.1 本研究の成果と位置づけ

バスピン軌道相互作用かつ、ゼロでない層間結合強度のとき、局所的熱流誘起スピン偏極が最大値をとる。ラッシュバスピン軌道相互作用の強度が、有限の値で最大値となるのは、化学ポテンシャルが第一励起サブバンドの下端近傍にあるとき、局所的熱流誘起スピン偏極が大きくなるためである。第一励起サブバンドの下端に化学ポテンシャルがあるとき、熱流は、片方の井戸におけるスピンの期待値が反平行である基底サブバンドから、第一励起サブバンドに電子を励起するため、大きな局所的熱流誘起スピン偏極につながる。この増強は、大域的に反転対称性が破れた単一量子井戸でも生じる。また、層間結合がゼロでない値で局所的熱流誘起スピン偏極が最大値となる理由として、層間結合による第一励起サブバンドにおける電子の運動量と群速度の増大の可能性を示した。これは、局所的電流誘起スピン偏極と同様に、空間反転対称性がある系が、スピン偏極・スピン流源として有効であることを意味する。

4.2 展望

本研究では二重量子井戸において、詳細な計算を行った。図 4.2 に、それぞれ二重量子井戸と局所的に空間反転対称性が破れた 2 次元電子系の一般的なモデルを示す。二重量子井戸と一般的なモデルには対応関係があり、一般的なモデルにおける 2 つのセクター、反平行の有効磁場、セクター間の結合は、二重量

子井戸ではそれぞれ2層の量子井戸、反平行のラシュバ型の有効磁場、層間結合に対応する。ここで、一般的なモデルのハミルトニアンを考えると、以下のように書ける。

$$H_0 = \varepsilon_k + \mathbf{B}_{\text{eff}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}(|\mathbf{A}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{A}\mathbf{k}| - |\mathbf{B}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{B}\mathbf{k}|) - t_k(|\mathbf{A}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{B}\mathbf{k}| + |\mathbf{B}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{A}\mathbf{k}|) \quad (4.1)$$

第一項は面内の運動エネルギー、第二項は反平行の有効磁場、第三項はセクター間の結合を表す。次に、二重量子井戸のハミルトニアンは、以下のように書ける。

$$H_{0,\text{dqw}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \alpha k \mathbf{e}_b \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}(|\mathbf{L}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{L}\mathbf{k}| - |\mathbf{R}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{R}\mathbf{k}|) - \frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}(|\mathbf{L}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{R}\mathbf{k}| + |\mathbf{R}\mathbf{k}\rangle \langle \mathbf{L}\mathbf{k}|) \quad (4.2)$$

H_0 と同様に、第一項は面内の運動エネルギー、第二項は左右の井戸の反平行のラシュバ型の有効磁場、第三項は層間結合である。このように、一般的なモデルの有効ハミルトニアンと、二重量子井戸の有効ハミルトニアンも対応関係があり、二重量子井戸の層間結合は、一般的なモデルのセクター間の結合に対応する。これまでは、局所的なセクターにおける有効磁場の大きさに注目が集まる一方で、セクター間の結合はこれまであまり議論されていなかったが、本研究では、二重量子井戸の層間結合が、電流誘起スピン偏極、および熱流誘起スピン偏極を増強させる重要なパラメータであることを明らかにした。この結果は、セクター間の結合が必ずしもスピン偏極を小さくするわけではなく、増大させることもあることを示しており、セクター間の結合が必ずある局所的に空間反転対称性が破れた系が、スピン偏極・スピン流源として有効であることを示唆している。今後、局所的に空間反転対称性が破れた系・構造がスピン偏極・スピン流源として活躍することを期待する。

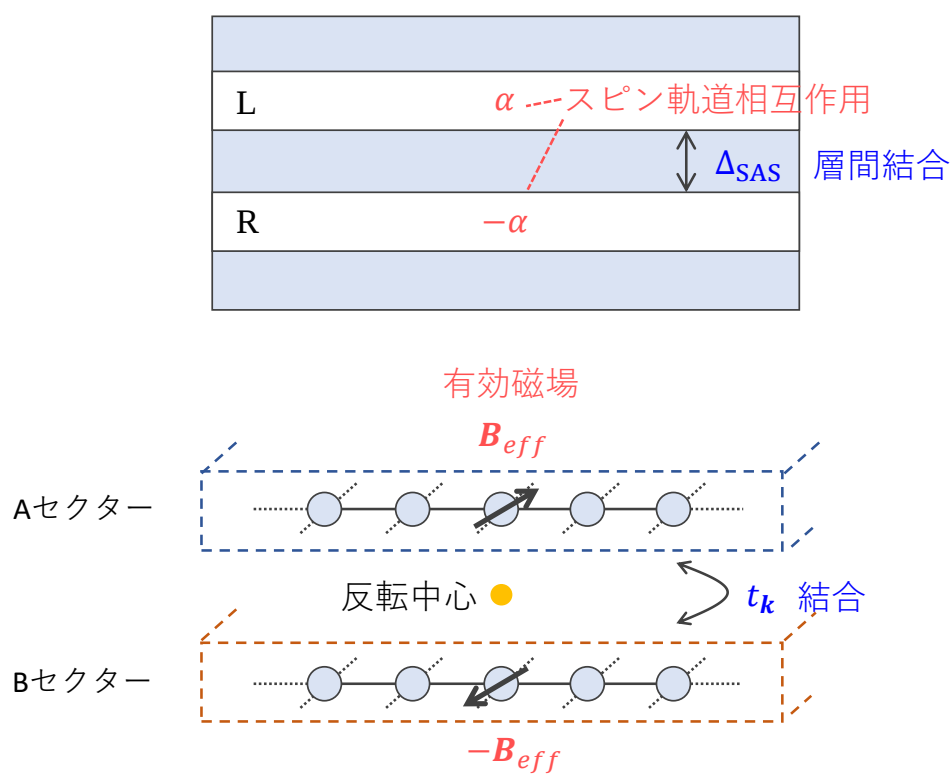


図 4.2 局所的に空間反転対称性が破れた 2 次元電子系の一般的なモデル

謝辞

この博士論文を完成させるにあたり、多くの方々にお世話になりました。心から感謝申し上げます。

最初に、指導教員の明楽浩史教授に深く感謝いたします。量子物性に関する本研究実施の機会を与えていただいただけでなく、多くの時間を使って、辛抱強くご指導いただきました。コロナが猛威を振るう期間が長く、自宅（東京）と大学との距離もあり、対面で指導いただける機会はそれほど多くありませんでしたが、毎週のオンラインでの研究打ち合わせは、それを補ってあまりあるものだったと思います。至らぬ点も多々あったと思いますが、明楽先生のご指導のもと、成長することができたと思います。

横河電機株式会社センシング研究開発部センシングデバイスグループ長の手塚信一郎さんに深く感謝いたします。明楽先生のもとでの研究機会を与えて頂いただけでなく、物理学全般の知識、数値計算に関するスキルを深めていただきました。また、社会人博士課程と会社の業務の両立ができたのも手塚さんの継続的なサポートのおかげです。

同研究室かつ会社同僚の北川雄真さんに深く感謝いたします。同時期に明楽先生のもと社会人博士課程をスタートさせていただき、同じ年の子供を持つ2児の父として共通点も多く、他愛もない会話を通して、いろいろと相談に乗っていただき、研究を進めていく上で、非常に心強かったです。

本研究活動をサポートしていただいた横河電機株式会社の皆様に深く感謝いたします。

物性物理工学研究室の学生の皆様とは、ゼミを通して研究について議論させていただきました。深く感謝いたします。

最後に、私の家族に深く感謝いたします。妻の理解と努力に支えられて、研究活動に継続的に取り組むことができました。2人の娘は、私の淡々とした生活の中に癒やしを提供してくれました。

多くの方々のご支援のおかげで、この論文を完成することができました。改めて心から感謝いたします。

付録 A

二重量子井戸の電子状態

A.1 固有値と固有状態

本章では、二重量子井戸の固有エネルギーおよび固有状態について説明する。
二重量子井戸の無摂動ハミルトニアンは、

$$H_0 = H_{\parallel} + H_{\perp}, \quad (\text{A.1})$$

と面内のハミルトニアン $H_{\parallel}$ と面直のハミルトニアン $H_{\perp}$ の和で表す。 $H_{\parallel}$ は、

$$H_{\parallel} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} \quad (\text{A.2})$$

であり、運動量演算子 $\hat{p}_x$ と $\hat{p}_y$ は、

$$\hat{p}_x |k_x\rangle = \hbar k_x |k_x\rangle, \hat{p}_y |k_y\rangle = \hbar k_y |k_y\rangle \quad (\text{A.3})$$

$$\hat{\mathbf{p}} |\mathbf{k}\rangle = \hbar \mathbf{k} |\mathbf{k}\rangle \quad (\text{A.4})$$

を満たす。 m は伝導帯の有効質量である。これより、面内の固有状態は、

$$\varepsilon_{\parallel, \mathbf{k}} |\mathbf{k}\rangle = H_{\parallel} |\mathbf{k}\rangle, \quad \varepsilon_{\parallel, \mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (\text{A.5})$$

と書ける。 $H_{\perp}$ は、

$$H_{\perp} = -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}}\hat{\tau}_1 + \frac{\alpha}{\hbar}\hat{\tau}_3(\hat{p}_y\hat{\sigma}_x - \hat{p}_x\hat{\sigma}_y), \quad (\text{A.6})$$

と書け、第 1 項目は層間結合、第 2 項目は層間で異なる符号を持つ反平行有効磁場を表す。 $\hat{\tau}_{\gamma}$ ($\gamma = 1, 2, 3$) は、擬スピンのパウリ演算子 [58, 85, 86] であり、以下のように定義される。

$$\hat{\tau}_1 = |\text{R}\rangle\langle\text{L}| + |\text{L}\rangle\langle\text{R}|, \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{\tau}_2 = i|\text{R}\rangle\langle\text{L}| - i|\text{L}\rangle\langle\text{R}|, \quad (\text{A.8})$$

$$\hat{\tau}_3 = |\text{L}\rangle\langle\text{L}| - |\text{R}\rangle\langle\text{R}|, \quad (\text{A.9})$$

ただし、 $|L\rangle$ と $|R\rangle$ は、左右の井戸に束縛された最低次のモードを表す。面内波数に対して、対角の項を考えると、

$$\langle \mathbf{k} | H_{\perp} | \mathbf{k} \rangle = -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}}\hat{\tau}_1 + \alpha k\hat{\tau}_3 \mathbf{e}_b \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \quad (\text{A.10})$$

と書ける。 $\mathbf{e}_b$ は有効磁場の向きを表す単位ベクトルで、

$$\mathbf{e}_b = \frac{1}{k}(k_y, -k_x, 0) = (\sin \theta, -\cos \theta, 0), \quad \tan \theta = \frac{k_y}{k_x} \quad (\text{A.11})$$

を満たす。スピンの固有状態は $|\sigma\rangle$ は固有値方程式

$$\mathbf{e}_b \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} |\sigma\rangle = \sigma |\sigma\rangle \quad (\text{A.12})$$

に対して、アップ $\sigma = 1$ とダウン $\sigma = -1$ をとる。 $\langle \mathbf{k} | H_{\perp} | \mathbf{k} \rangle$ に関して、さらに $|\sigma\rangle$ の対角項を考えると、

$$\langle \mathbf{k}\sigma | H_{\perp} | \mathbf{k}\sigma \rangle = -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}}\hat{\tau}_1 + \alpha k\sigma\hat{\tau}_3, \quad (\text{A.13})$$

したがって、基底を $|l\sigma\mathbf{k}\rangle$ ($l = L, R$) に取ると、 $H_{\perp}$ の行列要素は、

$$\begin{bmatrix} \langle L\sigma'\mathbf{k}' | \hat{H}_{\perp} | L\sigma\mathbf{k} \rangle & \langle L\sigma'\mathbf{k}' | \hat{H}_{\perp} | R\sigma\mathbf{k} \rangle \\ \langle R\sigma'\mathbf{k}' | \hat{H}_{\perp} | L\sigma\mathbf{k} \rangle & \langle R\sigma'\mathbf{k}' | \hat{H}_{\perp} | R\sigma\mathbf{k} \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{A.14})$$

$$= \begin{bmatrix} \alpha k\sigma & -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}} \\ -\frac{1}{2}\Delta_{\text{SAS}} & -\alpha k\sigma \end{bmatrix} \delta_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \delta_{\sigma'\sigma} \quad (\text{A.15})$$

この $\hat{H}_{\perp}$ の固有ケット $|n\rangle$ ($n = -1(\text{G}), 1(\text{E})$) が $|l\sigma\mathbf{k}\rangle$ の線形結合で書けるので、 $\hat{H}_{\perp}$ に関する Schrödinger 方程式を解く。

$$\hat{H}_{\perp} |n\rangle = \varepsilon'_{nk} |n\rangle \quad (\text{A.16})$$

固有値 ε_n 、固有ベクトル $|n\rangle$ は以下のように得られる。

$$\varepsilon_{\perp, nk} = \frac{n}{2} \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2} \quad (\text{A.17})$$

$$|n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + n\sigma\Delta_k} |L\rangle - n\sqrt{1 - n\sigma\Delta_k} |R\rangle \right) \quad (\text{A.18})$$

$$\Delta_k = \frac{2\alpha k}{\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}} \quad (\text{A.19})$$

式 (A.5)、(A.17) より、無摂動ハミルトニアン $H_0 = H_{\parallel} + H_{\perp}$ の固有状態と固有エネルギーは、

$$H_0 |n\sigma\mathbf{k}\rangle = \varepsilon_{nk} |n\sigma\mathbf{k}\rangle \quad (\text{A.20})$$

$$\varepsilon_{nk} = \varepsilon_{\parallel, k} + \varepsilon_{\perp, nk} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{n}{2} \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2} \quad (\text{A.21})$$

$$|n\sigma\mathbf{k}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + n\sigma\Delta_k} |L\sigma\mathbf{k}\rangle - n\sqrt{1 - n\sigma\Delta_k} |R\sigma\mathbf{k}\rangle \right) \quad (\text{A.22})$$

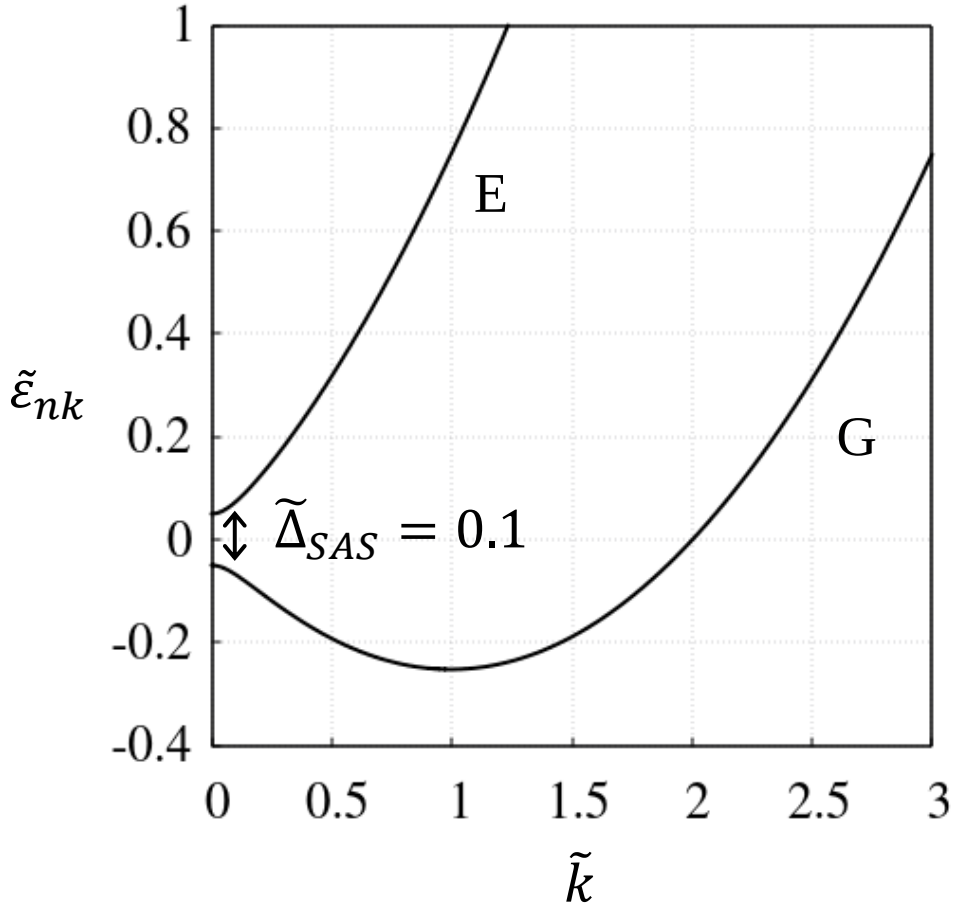


図 A.1 $\Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0.1$ のときのバンド構造。基底サブバンドは $\tilde{k} = \sqrt{1 - \tilde{\Delta}_{\text{SAS}}^2}$ のとき、最小値 $\tilde{\varepsilon}_{\text{Gk}} = -(1 + \tilde{\Delta}_{\text{SAS}}^2)/4$ をとる。無次元化パラメータは、 $\tilde{\varepsilon}_{nk} = \varepsilon_{nk}/(2\alpha k_{\text{SO}})$ 、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}})$ 、 $\tilde{k} = k/k_{\text{SO}}$ 。

と求まる。

二重量子井戸のバンド構造は、スピン縮退した、基底サブバンドと第一励起サブバンドで構成される。基底サブバンドと第一励起サブバンドの $k = 0$ におけるエネルギーは、それぞれ $-\Delta_{\text{SAS}}/2$, $\Delta_{\text{SAS}}/2$ であり、エネルギー差は Δ_{SAS} である。基底サブバンドは、 Δ_{SAS} と $2\alpha k_{\text{SO}}$ の大小関係で形状が変わる。図 A.1 は、 $\Delta_{\text{SAS}} < 2\alpha k_{\text{SO}}$ のときのバンド構造である。このとき、基底サブバンドは $k = k_{\text{SO}}\sqrt{1 - \Delta_{\text{SAS}}^2/(2\alpha k_{\text{SO}})^2}$

のとき、最小値 $\varepsilon_{\text{Gk}} = -\frac{\alpha k_{\text{SO}}}{2}(1 + \Delta_{\text{SAS}}^2/(2\alpha k_{\text{SO}})^2)$ をとる。

図 A.2 は、 $\Delta_{\text{SAS}} > 2\alpha k_{\text{SO}}$ のときのものである $\Delta_{\text{SAS}}/2\alpha k_{\text{SO}} = 2$ のバンド構造である。このとき、基底サブバンド、第一励起サブバンドともに $k = 0$ で最小値を取る。

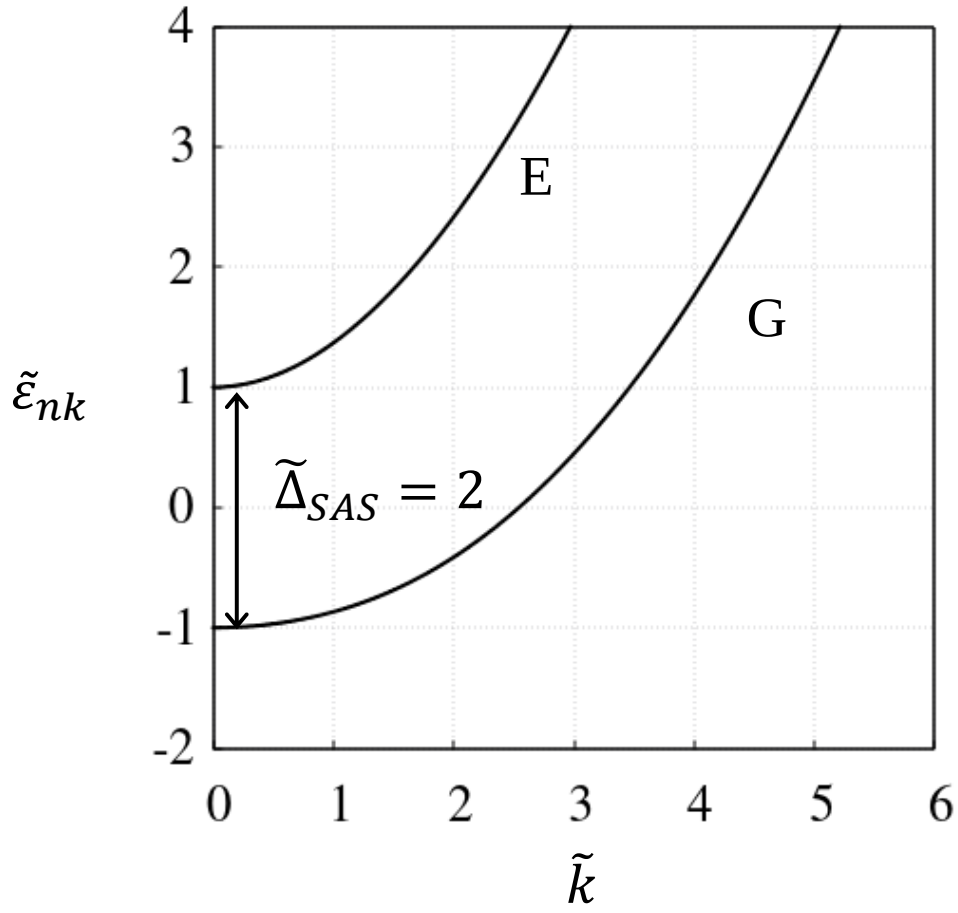


図 A.2 $\Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO}) = 2$ のときのバンド構造。無次元化パラメータは、 $\tilde{\varepsilon}_{nk} = \varepsilon_{nk}/(2\alpha k_{SO})$ 、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO})$ 、 $\tilde{k} = k/k_{SO}$ 。

付録 B

局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性

局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性を計算する。局所的電流誘起スピン偏極は、式 (2.24) より、以下のように書ける。

$$\sigma_{y\xi} = \frac{1}{S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle \quad (\text{B.1})$$

ここに、式 (3.10) から、

$$\sum_{\sigma} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle = -\xi n \Delta_k \frac{k_x}{k} \quad (\text{B.2})$$

と、式 (3.14) から、電場を x 方向に印可した $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ における分布関数

$$f_{n\mathbf{k}}^{(1)} = \frac{\tau_p e E_x k_x}{\hbar k} \frac{\partial f_0}{\partial k} \quad (\text{B.3})$$

を、式 (B.1) に代入し、波数について和を取ると、

$$\sigma_{y\xi} = \frac{\xi \tau_p e E_x}{4\pi \hbar} \sum_n n \int_0^\infty k dk \Delta_k \frac{\partial \varepsilon_{nk}}{\partial k} \left(-\frac{\partial f_0(\varepsilon_{nk})}{\partial \varepsilon_{nk}} \right) \quad (\text{B.4})$$

ξ は、左右の井戸 L, R を表し、L のとき $\xi = 1$, R のとき $\xi = -1$ である。 n はバンドインデックスを表し、基底サブバンドのとき $n = -1$ 、第一励起サブバンドでは $n = 1$ である。絶対零度において、局所的電流誘起スピン偏極は、

$$\sigma_{y\xi} \rightarrow \frac{\xi \tau_p e E_x}{4\pi \hbar} \sum_n n \int_0^\infty k dk \Delta_k \frac{\partial \varepsilon_{nk}}{\partial k} \delta(\varepsilon_{nk} - \varepsilon_F) \quad (\text{B.5})$$

δ 関数の公式

$$\delta(f(x)) = \sum_l \frac{\delta(x - x_l)}{|f'(x_l)|} \quad x_l \text{ は、} f'(x_l) = 0 \text{ を満たす点。} \quad (\text{B.6})$$

を用いると、式 (B.5) は、以下ようになる。

$$\sigma_{y\xi} = \frac{\xi\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} \sum_{nl} n \operatorname{sgn}\left(\frac{\partial\varepsilon_{nk}}{\partial k}\bigg|_{k=k_{Fnl}}\right) k_{Fnl} \Delta_{k_{Fnl}} \quad (\text{B.7})$$

$k = k_{Fnl}$ は、サブバンド n におけるフェルミ波数であり、 l は、同一バンドのフェルミ波数を区別するためのインデックスである。 $\operatorname{sgn}\left(\frac{\partial\varepsilon_{nk}}{\partial k}\bigg|_{k=k_{Fnl}}\right)$ は、 $k = k_{Fnl}$ における群速度の符号を表す。

次に、付録 A.1 で示した図 A.1 ($\Delta_{\text{SAS}} < 2\alpha k_{\text{SO}}$ 、ただし $k_{\text{SO}} = m\alpha/\hbar^2$) と、図 A.2 ($\Delta_{\text{SAS}} \geq 2\alpha k_{\text{SO}}$) のように、基底サブバンドのバンド構造が、層間結合とスピン軌道相互作用の強度の大小関係によって変化することを考慮し、2つの場合に分けて計算する。

(I) $\Delta_{\text{SAS}} < 2\alpha k_{\text{SO}}$ のとき

図 A.1 より、フェルミエネルギーによって、(i) フェルミ波数が、基底サブバンドに2つある領域、(ii) フェルミ波数が、基底サブバンドに1つある領域、(iii) フェルミ波数が、基底サブバンドと第一励起サブバンドでそれぞれ1つある領域の3つに分割できる。ここでは、この3つの領域において、局所的電流誘起スピン偏極をそれぞれ計算する。

$$(i) \quad -\frac{\alpha k_{\text{SO}}}{2} \left[1 + \frac{\Delta_{\text{SAS}}^2}{(2\alpha k_{\text{SO}})^2} \right] < \varepsilon_{\text{F}} < -\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2} \text{ のとき、基底サブバンドにおける2つのフェルミ波数は、}$$

$$k_{\text{FG-}} = \sqrt{2m\varepsilon_{\text{F}}/\hbar^2 + 2k_{\text{SO}}^2 - m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad (\text{B.8})$$

$$k_{\text{FG+}} = \sqrt{2m\varepsilon_{\text{F}}/\hbar^2 + 2k_{\text{SO}}^2 + m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad (\text{B.9})$$

と書ける。これより、局所的電流誘起スピン偏極は、式 (B.7) と、 $\Delta_k = \frac{2\alpha k}{\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}}$ より、

$$\sigma_{y\text{L}} = -\frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} (k_{\text{FG+}} \Delta_{k_{\text{FG+}}} - k_{\text{FG-}} \Delta_{k_{\text{FG-}}}) \quad (\text{B.10})$$

$$= \sigma_{y0} \frac{4\varepsilon_{\text{F}} \sqrt{8\alpha k_{\text{SO}} \varepsilon_{\text{F}} + \Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}}{8\alpha k_{\text{SO}} \varepsilon_{\text{F}} + \Delta_{\text{SAS}}^2} \quad (\text{B.11})$$

ただし、 $\sigma_{y0} = -\frac{eE_x\tau_p k_{\text{SO}}}{2\pi\hbar}$ とした。 $k_{\text{FG-}}$ と $k_{\text{FG+}}$ が寄与する2つの項は、群速度の符号の違いにより、異符号となる。そのため、基底サブバンド端では、2つの項が打ち消し合って、 $\sigma_{y\text{L}} = 0$ となる。フェルミエネルギーが増すと、フェルミ波数が大きい $k_{\text{FG+}} (> k_{\text{FG-}})$ の項の寄与が残る。フェルミエネルギーの増加でフェルミ波数差が広がるため、局所的電流誘起スピン偏極は、この領域では、フェルミエネルギーに対して増加関数となる。

$$(ii) \quad -\frac{1}{2}\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} < \tilde{\varepsilon}_{\text{F}} < \frac{1}{2}\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} \text{ のとき、基底サブバンドのフェルミ波数は、}$$

$$k_{\text{FG+}} = \sqrt{2m\varepsilon_{\text{F}}/\hbar^2 + 2k_{\text{SO}}^2 + m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad (\text{B.12})$$

である。これより、局所的電流誘起スピン偏極は、式 (B.7) より、

$$\sigma_{yL} = -\frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} (k_{FG+} \Delta_{k_{FG+}}) \quad (B.13)$$

$$= \sigma_{y0} \frac{2\varepsilon_F + 2\alpha k_{SO} + \sqrt{8\alpha k_{SO}\varepsilon_F + \Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_{SO})^2}}{2\alpha k_{SO} + \sqrt{8\alpha k_{SO}\varepsilon_F + \Delta_{SAS}^2}} \quad (B.14)$$

フェルミエネルギーの増加でフェルミ波数が増すため、局所的電流誘起スピン偏極は、フェルミエネルギーに対して増加関数となる。

(iii) $\varepsilon_F > \frac{\Delta_{SAS}}{2}$ のとき、基底サブバンドと第一励起サブバンドのフェルミ波数は、

$$k_{FG+} = \sqrt{2m\varepsilon_F/\hbar^2 + 2k_{SO}^2 + m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_F)^2 + (2\alpha k_{SO})^2}} \quad (B.15)$$

$$k_{FE} = \sqrt{2m\varepsilon_F/\hbar^2 + 2k_{SO}^2 - m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + (2\alpha k_F)^2 + (2\alpha k_{SO})^2}} \quad (B.16)$$

である。これより、局所的電流誘起スピン偏極は、式 (B.7) より、

$$\sigma_{yL} = -\frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} (k_{FG+} \Delta_{k_{FG+}} - k_{FE} \Delta_{k_{FE}}) \quad (B.17)$$

$$= \sigma_{y0} \left(2 - \frac{8\alpha k_{SO}\varepsilon_F}{8\alpha k_{SO}\varepsilon_F + \Delta_{SAS}^2} \right) \quad (B.18)$$

基底サブバンドと第一励起サブバンドでは、スピンの向きが反平行であるため、それぞれの寄与が打ち消し合うが、波数の大きさは、基底サブバンドの方が大きい ($k_{FG+} > k_{FE}$)、基底サブバンドの寄与が残る。

図 B.1 は、 $\Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO}) = 0.1$ のときの、局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性である。下の図は、バンド構造である。黒の実線が、局所的電流誘起スピン偏極 σ_{yL} 、青、水色、赤の破線が、各フ

エルミ波数 k_{FG+} 、 k_{FG-} 、 k_{FE} の寄与による局所的電流誘起スピン偏極 $\sigma_{yL, k_{FG+}} = -\frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} k_{FG+} \Delta_{k_{FG+}}$ 、 $\sigma_{yL, k_{FG-}} = \frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} k_{FG-} \Delta_{k_{FG-}}$ 、 $\sigma_{yL, k_{FE}} = \frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} k_{FE} \Delta_{k_{FE}}$ である。 ε_F が、基底サブバンドよりも小さいエネルギーのとき、電子がサブバンドを占有していないため、局所的電流誘起スピン偏極はゼロとなる。 ε_F が、基底サブバンド下端にあるとき、 $\sigma_{yL, k_{FG+}}$ と $\sigma_{yL, k_{FG-}}$ の寄与が同時に加わるが、群速度の符号の違いにより、それぞれ同じ大きさを打ち消し合う。そのため、基底サブバンド下端では、 $\sigma_{yL} = 0$ となる。 ε_F の増加に伴い、 $\sigma_{yL, k_{FG-}}$ の大きさは減少し、 $\sigma_{yL, k_{FG+}}$ の大きさは増加するため、 σ_{yL} は急激に増大する。 $\varepsilon_F = -\Delta_{SAS}/2$ では、 $\sigma_{yL, k_{FG-}}$ の寄与がなくなるため、cusp が生じるが、 $k_{FG-} = 0$ から $\sigma_{yL, k_{FG-}} = 0$ であるため、 $-\Delta_{SAS}/2$ の cusp において、連続となる。 $\varepsilon_F = \Delta_{SAS}/2$ では、 $\sigma_{yL, k_{FE}}$ の寄与が加わるため、ここでも cusp が生じる。第一励起サブバンドは、スピンの向きが反平行であることから、 $\sigma_{yL, k_{FE}}$ が減少に寄与するため、 σ_{yL} が減少に転じる。そのため、局所的電流誘起スピン偏極は、第一励起サブバンド下端の $\varepsilon_F = \Delta_{SAS}/2$ において、最大値を取る。フェルミエネルギー ε_F が、層間結合 Δ_{SAS} に対して十分大きいとき ($\varepsilon_F \gg \Delta_{SAS}$)、式 (B.18) より、 $\sigma_{yL} \rightarrow \sigma_{y0}$ に収束する。

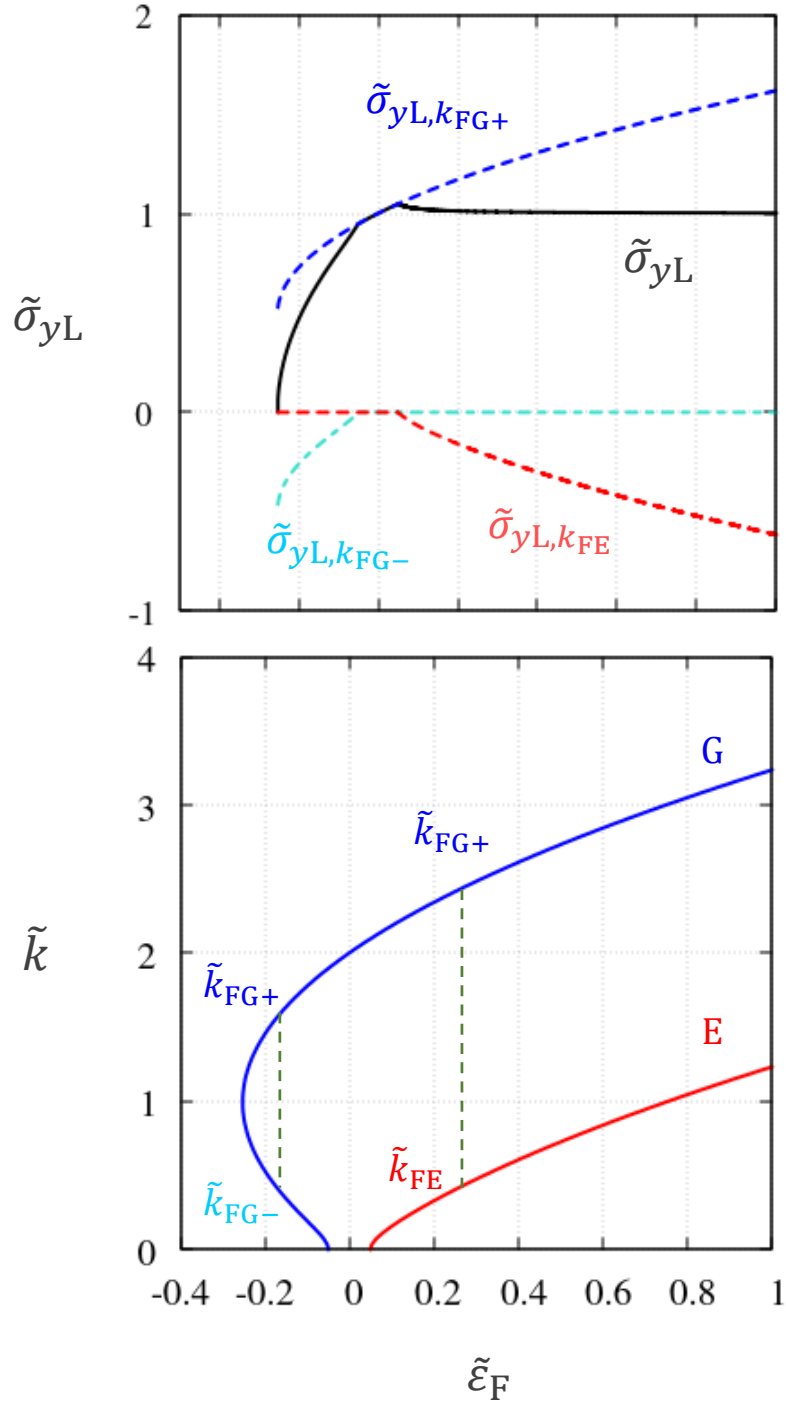


図 B.1 局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性 ($\Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0.1$) 無次元化パラメータは、 $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL}/\sigma_{y0}$, $\tilde{\sigma}_{yL,k_{FG+}} = \sigma_{yL,k_{FG+}}/\sigma_{y0}$, $\tilde{\sigma}_{yL,k_{FG-}} = \sigma_{yL,k_{FG-}}/\sigma_{y0}$, $\tilde{\sigma}_{yL,k_{FE}} = \sigma_{yL,k_{FE}}/\sigma_{y0}$, $\sigma_{y0} = -eE_x\tau_p k_{\text{SO}}/(2\pi\hbar)$, $k_{\text{SO}} = m\alpha/\hbar^2$, $\tilde{k}_{FG+} = k_{FG+}/k_{\text{SO}}$, $\tilde{k}_{FG-} = k_{FG-}/k_{\text{SO}}$, $\tilde{k}_{FE} = k_{FE}/k_{\text{SO}}$, $\tilde{k} = k/k_{\text{SO}}$, $\tilde{\epsilon}_F = \epsilon_F/(2\alpha k_{\text{SO}})$ である。

(II) $\Delta_{\text{SAS}} > 2\alpha k_{\text{SO}}$ のとき

図 A.2 より、フェルミエネルギーによって、(i) フェルミ波数が、基底サブバンドに 1 つある領域、(ii) フェルミ波数が、基底サブバンドと第一励起サブバンドでそれぞれ 1 つある領域の 22 に分割できる。ここでは、局所的電流誘起スピン偏極をこの 3 つの領域でそれぞれ計算する。

(i) $-\frac{1}{2}\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} < \tilde{\varepsilon}_{\text{F}} < \frac{1}{2}\tilde{\Delta}_{\text{SAS}}$ のとき、基底サブバンドのフェルミ波数は、

$$k_{\text{FG}+} = \sqrt{2m\varepsilon_{\text{F}}/\hbar^2 + 2k_{\text{SO}}^2 + m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad (\text{B.19})$$

である。これより、局所的電流誘起スピン偏極は、式 (B.7) より、

$$\sigma_{y\text{L}} = -\frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} (k_{\text{FG}+} \Delta_{k_{\text{FG}+}}) \quad (\text{B.20})$$

$$= \sigma_{y0} \frac{2\varepsilon_{\text{F}} + 2\alpha k_{\text{SO}} + \sqrt{8\alpha k_{\text{SO}}\varepsilon_{\text{F}} + \Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}}{2\alpha k_{\text{SO}} + \sqrt{8\alpha k_{\text{SO}}\varepsilon_{\text{F}} + \Delta_{\text{SAS}}^2}} \quad (\text{B.21})$$

フェルミエネルギーの増加でフェルミ波数が増すため、局所的電流誘起スピン偏極は、フェルミエネルギーに対して増加関数となる。

(ii) $\varepsilon_{\text{F}} > \frac{\Delta_{\text{SAS}}}{2}$ のとき、基底サブバンドと第一励起サブバンドのフェルミ波数は、

$$k_{\text{FG}+} = \sqrt{2m\varepsilon_{\text{F}}/\hbar^2 + 2k_{\text{SO}}^2 + m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad (\text{B.22})$$

$$k_{\text{FE}} = \sqrt{2m\varepsilon_{\text{F}}/\hbar^2 + 2k_{\text{SO}}^2 - m\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2 + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad (\text{B.23})$$

である。これより、局所的電流誘起スピン偏極は、式 (B.7) より、

$$\sigma_{y\text{L}} = -\frac{\tau_p e E_x}{4\pi\hbar} (k_{\text{FG}+} \Delta_{k_{\text{FG}+}} - k_{\text{FE}} \Delta_{k_{\text{FE}}}) \quad (\text{B.24})$$

$$= \sigma_{y0} \left(2 - \frac{8\alpha k_{\text{SO}}\varepsilon_{\text{F}}}{8\alpha k_{\text{SO}}\varepsilon_{\text{F}} + \Delta_{\text{SAS}}^2} \right) \quad (\text{B.25})$$

基底サブバンドと第一励起サブバンドでは、スピンの向きが反平行であるため、それぞれの寄与が打ち消し合うが、波数の大きさは、基底サブバンドの方が大きい ($k_{\text{FG}+} > k_{\text{FE}}$)、基底サブバンドの寄与が残る。

図 B.2 は、 $\Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 2.0$ のときの、局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性である。黒の実線が、局所的電流誘起スピン偏極 $\sigma_{y\text{L}}$ 、青、水色、赤の破線が、各フェルミ波数 $k_{\text{FG}+}$ 、 k_{FE} の寄与による局所的電流誘起スピン偏極 $\sigma_{y\text{L},k_{\text{FG}+}}$ 、 $\sigma_{y\text{L},k_{\text{FE}}}$ である。基底サブバンド端よりも小さいフェルミエネルギー ε_{F} では、電子がサブバンドを占有していないため、局所的電流誘起スピン偏極はゼロである。 ε_{F} が基底サブバンド下端にあるとき、 $\sigma_{y\text{L},k_{\text{FG}+}}$ の寄与が加わり、 ε_{F} の増加に伴い、 $\sigma_{y\text{L}}$ が増大する。 $\varepsilon_{\text{F}} = \Delta_{\text{SAS}}/2$ では、 $\sigma_{y\text{L},k_{\text{FE}}}$ の寄与が加わるため、cusp が生じるが、第一励起サブバンド端では、 $\sigma_{y\text{L},k_{\text{FE}}} = 0$ であるため、cusp において連続である。第一励起サブバンドのスピンの向きは、基底サブバ

ンドに対して反平行であることから、 $\sigma_{yL, k_{FE}}$ は減少に寄与するため、 σ_{yL} は減少に転じる。そのため、局所的電流誘起スピン偏極は、第一励起サブバンドの下端の $\varepsilon_F = \Delta_{SAS}/2$ で、最大値を取る。フェルミエネルギー ε_F が、層間結合 Δ_{SAS} に対して十分大きいとき ($\varepsilon_F \gg \Delta_{SAS}$)、式 (B.25) より、 $\sigma_{yL} \rightarrow \sigma_{y0}$ に収束する。

局所的電流誘起スピン偏極のピークの層間結合依存性

局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性の最大値は、第一励起サブバンド端 $\varepsilon_F = \Delta_{SAS}/2$ で得られる。図 B.3(a) は、層間結合 $\Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO})$ を変えたときの局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性である。これより、各プロットの最大値は、層間結合の増加に伴い大きくなる。この最大値は、フェルミ波数を k_F とおくと、式 (B.21) より、以下のように書ける。

$$\sigma_{yL}^p = -\frac{eE_x\tau_p}{4\pi\hbar}k_F\Delta_k \quad (B.26)$$

局所的電流誘起スピン偏極は、面内電場 E_x によってフェルミ円がシフトすることで、 $-y$ 向きのスピンの期待値を持つ $-k_x$ の電子数が増えることで生じる (図 B.3(b))。印可電場によって増加するスピン偏極に寄与する電子数 (図 B.3(b) の斜線部) は、フェルミ円の半径 k_F に比例し、左の井戸における固有状態のスピンの期待値の大きさは Δ_k である。図 B.4 は、 k_F と Δ_k の層間結合依存性である。層間結合により、左の井戸における固有状態のスピンの期待値 Δ_k は短くなるが、フェルミ波数 k_F は増大する。フェルミ波数が増える理由は、層間結合は基底サブバンド端と第一励起サブバンドの $k=0$ におけるエネルギー差を広げるため、基底サブバンドのフェルミ波数が大きくなる (図 B.5)。このフェルミ波数の増大が、 Δ_k の減少に打ち勝つため、局所的電流誘起スピン偏極の最大値は層間結合によって増大する。つまり、層間結合は、スピン偏極に寄与する電子数を増やすため、局所的電流誘起スピン偏極が大きくなる。また、 σ_{yL}^p は、層間結合 Δ_{SAS} 、スピン軌道相互作用 α を用いて以下のように書ける。

$$\sigma_{yL}^p = 2\sigma_{y0} \left(1 - \frac{2\alpha k_{SO}}{4\alpha k_{SO} + \Delta_{SAS}} \right) \quad (B.27)$$

これより、 $\Delta_{SAS} = 0$ のとき $\sigma_{yL}^p = \sigma_{y0}$ 、 $\Delta_{SAS} \gg (2\alpha k_{SO})$ のとき $\sigma_{yL}^p = 2\sigma_{y0}$ となる。したがって、層間結合がスピン軌道相互作用の強度より十分に大きいとき ($\Delta_{SAS} \gg 2\alpha k_{SO}$)、局所的電流誘起スピン偏極は層間結合がないときの 2 倍に達する。

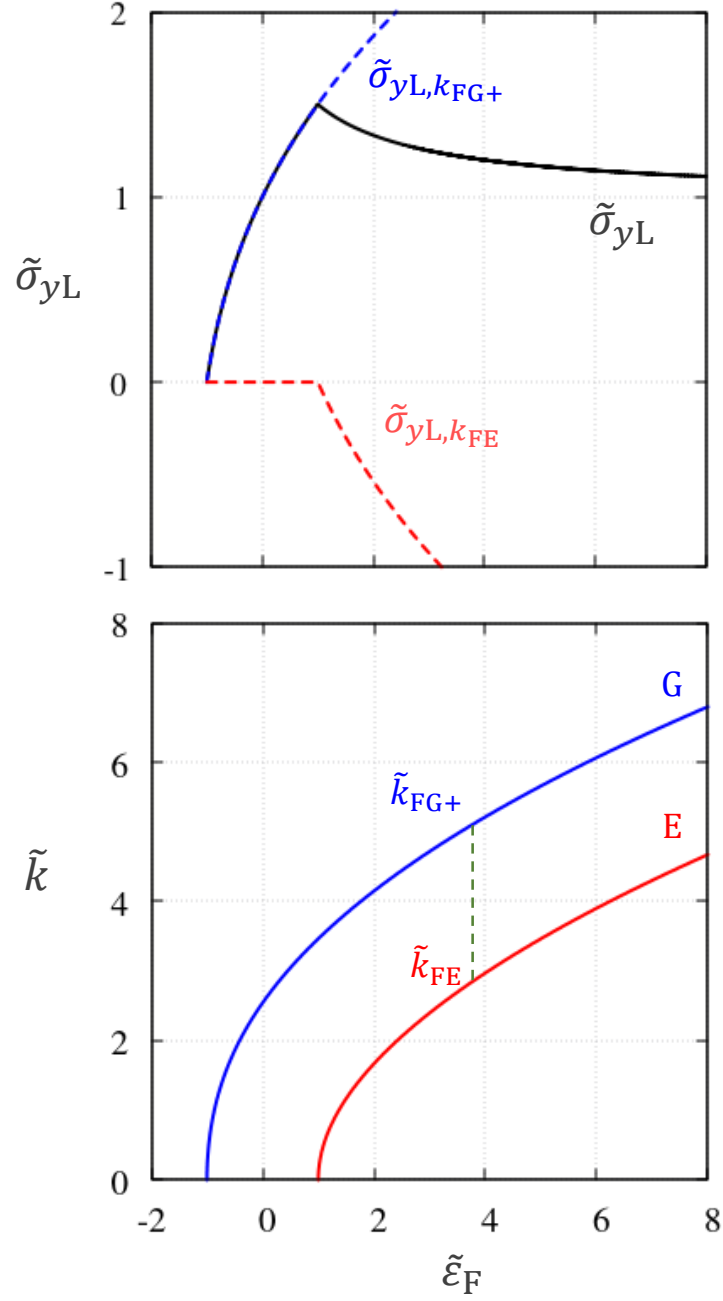


図 B.2 局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性 ($\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 2.0$)。無次元化パラメータは、 $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL}/\sigma_{y0}$, $\tilde{\sigma}_{yL, k_{FG+}} = \sigma_{yL, k_{FG+}}/\sigma_{y0}$, $\tilde{\sigma}_{yL, k_{FE}} = \sigma_{yL, k_{FE}}/\sigma_{y0}$, $\sigma_{y0} = -eE_x\tau_p k_{\text{SO}}/(2\pi\hbar)$, $k_{\text{SO}} = m\alpha/\hbar^2$, $\tilde{k}_{FG-} = k_{FG-}/k_{\text{SO}}$, $\tilde{k}_{FE} = k_{FE}/k_{\text{SO}}$, $\tilde{k} = k/k_{\text{SO}}$, $\tilde{\epsilon}_F = \epsilon_F/(2\alpha k_{\text{SO}})$ である。

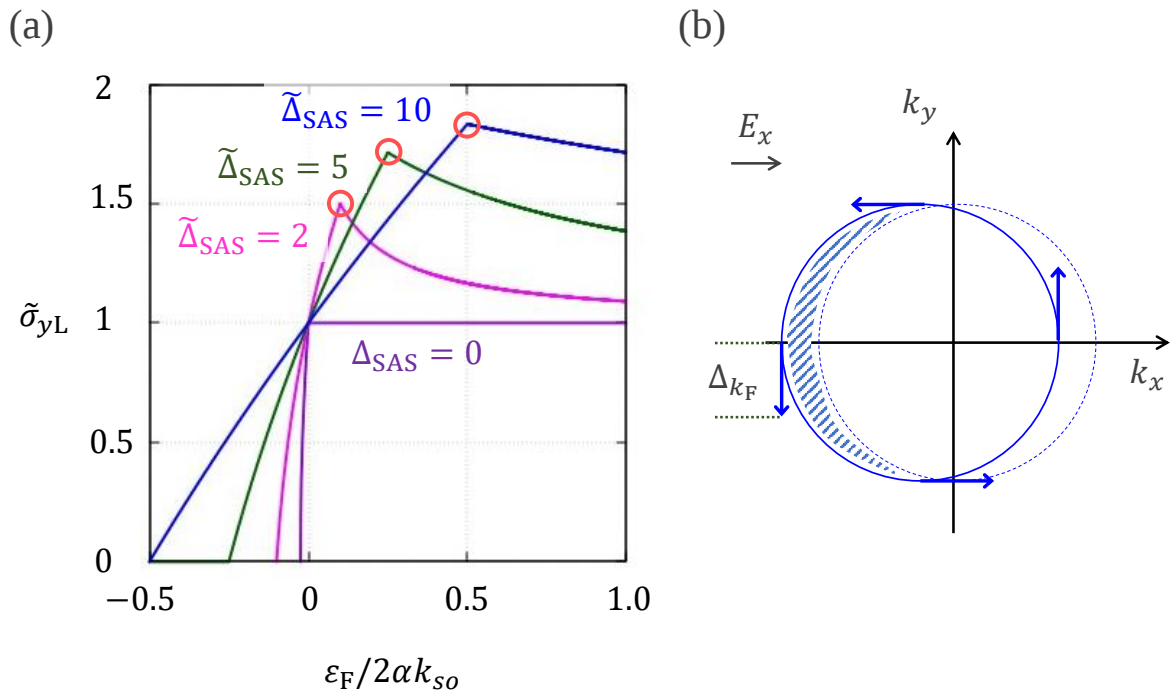


図 B.3 (a) 層間結合を変えたときの局所的電流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性。赤丸は、各プロットの最大値を表す。無次元量は、 $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL}/\sigma_{y0}$, $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO})$, $\sigma_{y0} = -eE_x\tau_p k_{SO}/(2\pi\hbar)$, $k_{SO} = m\alpha/\hbar^2$ 。(b) 局所的電流誘起スピン偏極が生じるメカニズムを示す概念図。斜線部は印可電場によって増加するスピン偏極に寄与する電子数、井戸 L におけるスピンの期待値を表す。

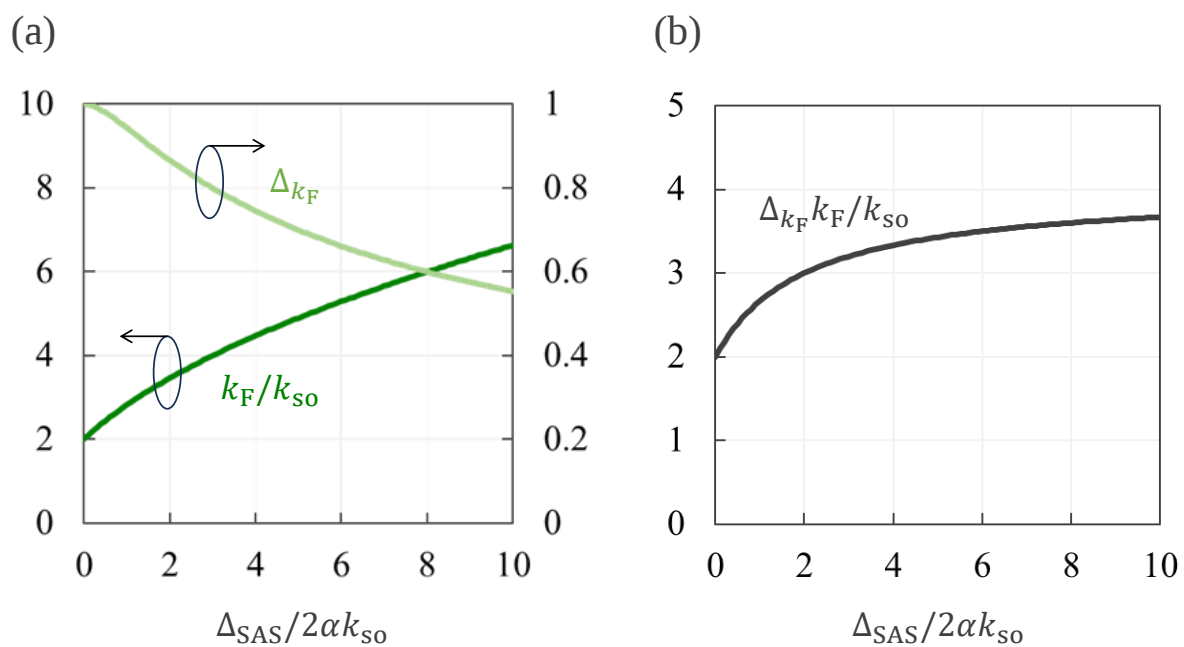


図 B.4 (a) 左の井戸 L におけるスピンの期待値の大きさ Δ_k とフェルミ波数 k_{F} の層間結合依存性
(b) $\Delta_k k_{\text{F}}$ の層間結合依存性。

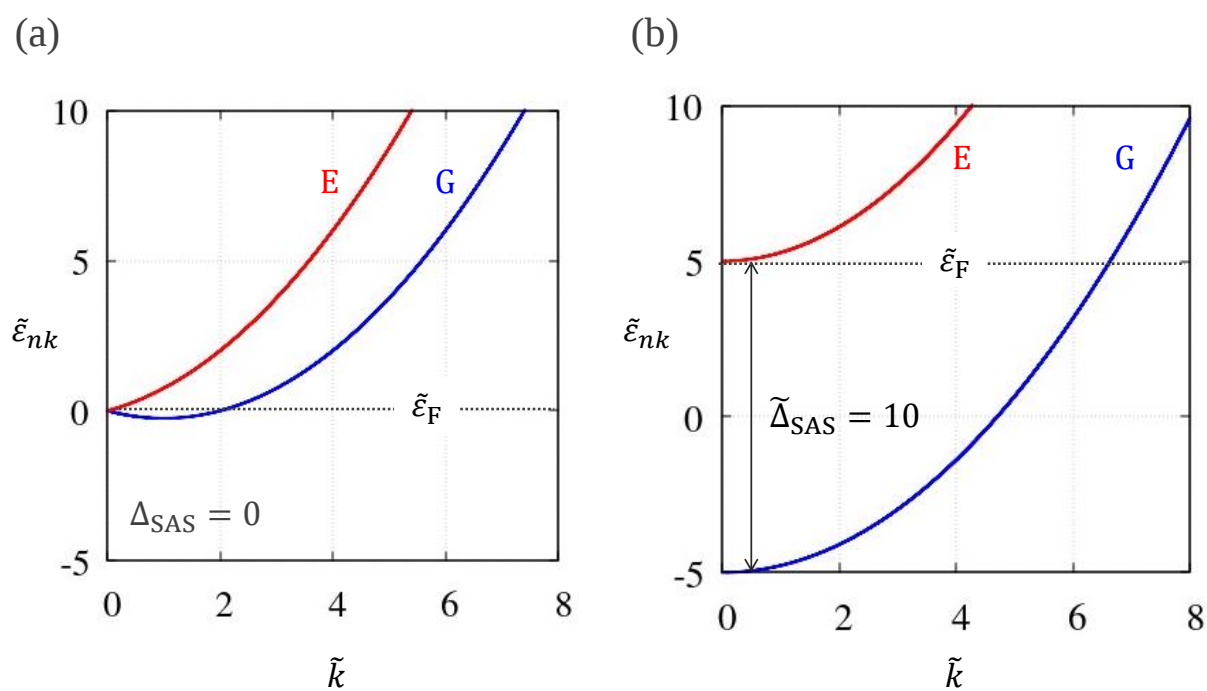


図 B.5 (a) 層間結合 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ のときのバンド構造。(b) 層間結合 $\Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 10$ のときのバンド構造。 $\epsilon_F = \Delta_{\text{SAS}}/2$ における基底サブバンドのフェルミ波数は、 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ のときと比較して大きくなる。無次元化パラメータは、 $\tilde{\epsilon}_{nk} = \epsilon_{nk}/(2\alpha k_{\text{SO}})$, $\tilde{\epsilon}_F = \epsilon_F/(2\alpha k_{\text{SO}})$, $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}})$, $\tilde{k} = k/k_{\text{SO}}$, $k_{\text{SO}} = m\alpha/\hbar^2$ 。

付録 C

スピン流が局所的電流誘起スピン偏極に比例する式の導出

スピン流が局所的電流誘起スピン偏極に比例する式を導出する。

$$\begin{aligned}
 j_{z,\xi}^s &= \frac{1}{S} \sum_{\sigma_y} \frac{\hbar \sigma_y}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \sum_{k_z} W_{n\sigma\mathbf{k},\xi\mathbf{k}k_z\sigma_y} [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}k_z}, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})] \\
 &= \frac{1}{S} \sum_{\sigma_y} \frac{\hbar \sigma_y}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \sum_{k_z} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_{\xi'\mathbf{k}'\sigma'_y} \langle n\sigma\mathbf{k} | \xi'\mathbf{k}'\sigma'_y \rangle \langle \xi'\mathbf{k}'\sigma'_y | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z\sigma_y \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}) \\
 &\quad \times [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})]
 \end{aligned}$$

反対の井戸からの電子遷移は十分小さく、 $\langle \bar{\xi}\mathbf{k}'\sigma'_y | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z\sigma_y \rangle = 0$ とすると、

$$\begin{aligned}
 j_{z,\xi}^s &= \frac{1}{S} \sum_{\sigma_y} \frac{\hbar \sigma_y}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} |\langle n\sigma\mathbf{k} | \xi\mathbf{k}\sigma_y \rangle|^2 \sum_{k_z} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \xi\mathbf{k}\sigma_y | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z\sigma_y \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}) \\
 &\quad \times [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})]
 \end{aligned}$$

ここで、 $1/\tau_\xi = \sum_{k_z} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \xi\mathbf{k}\sigma_y | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z\sigma_y \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z})$ とおく。 τ_ξ は、井戸 ξ から隣接する電極への緩和時間である。これを用いると、スピン流の式は、

$$j_{z,\xi}^s = \frac{1}{S} \sum_{\sigma_y} \frac{\hbar \sigma_y}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} |\langle n\sigma\mathbf{k} | \xi\mathbf{k}\sigma_y \rangle|^2 \frac{1}{\tau_\xi} [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})]$$

電極のフェルミエネルギーが十分に大きいと、 $1/\tau_\xi$ に二重量子井戸の量子数の依存性がないと近似できるため (後述)、

$$\begin{aligned}
 j_{z,\xi}^s &= \frac{1}{\tau_\xi S} \frac{\hbar}{2} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \sum_{\sigma_y} \langle n\sigma\mathbf{k} | \sigma_y | \xi\mathbf{k}\sigma_y \rangle \langle \xi\mathbf{k}\sigma_y | n\sigma\mathbf{k} \rangle [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})] \\
 &= \frac{\hbar}{2\tau_\xi S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y | \xi \rangle \langle \xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle [f_{n\mathbf{k}} - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})] \\
 &= \frac{\hbar}{2\tau_\xi S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle [f_{n\mathbf{k}}^{(1)} + f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}) - f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}}^{\text{eq}})] \\
 &= \frac{\hbar}{2\tau_\xi S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle [f_{n\mathbf{k}}^{(1)} + \frac{\partial f_0(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - e\phi, \mu_{\text{ec}})}{\partial \mu_{\text{ec}}} \Delta \mu_{\text{ec}}].
 \end{aligned}$$

となる。第一項は電場に比例し、第二項は、面直方向の電気化学ポテンシャルの勾配に比例する。第二項は、 k_x に関して奇となり、波数の和を取るとゼロになるため、

$$j_{z,\xi}^s = \frac{\hbar}{2\tau_\xi S} \sum_{n\sigma\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}^{(1)} \langle n\sigma\mathbf{k} | \hat{\sigma}_y P_\xi | n\sigma\mathbf{k} \rangle = \frac{\hbar}{2\tau_\xi} \sigma_y \xi \quad (\text{C.1})$$

となり、局所的電流誘起スピン偏極に比例する。

$1/\tau_\xi$ に二重量子井戸の量子数依存性がないことの説明

電極のフェルミエネルギーが十分に大きいとき、 $1/\tau_\xi$ に二重量子井戸の量子数に対する依存性がなく、定数とおけることを説明する。 $1/\tau_\xi$ を変形すると、

$$\frac{1}{\tau_\xi} = \sum_{\mathbf{k}k_z} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \xi\mathbf{k} | \hat{H}_T | \xi\mathbf{k}k_z \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}) \quad (\text{C.2})$$

$$= \sum_{k_z} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \xi | \hat{H}_T | \xi k_z \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{n\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z}) \quad (\text{C.3})$$

となる。 δ 関数より、 $\varepsilon_{n\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}k_z} = 0$ を k_z について解くと、式 (2.11, 2.13) より、 $\varepsilon_{n\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / (2m) + n/2\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}$, $\varepsilon_{\mathbf{k}k_z} = \hbar^2 (k^2 + k_z^2) / (2m_{\text{EL}}) + \varepsilon_0$, ($\varepsilon_0 < 0$) から、

$$k_z = \frac{\sqrt{2m_{\text{EL}}}}{\hbar} \sqrt{\left(-\varepsilon_0 + \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{EL}}} \right) + \frac{n}{2} \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2} \right)} \quad (\text{C.4})$$

$$\sim \frac{\sqrt{2m_{\text{EL}} - \varepsilon_0}}{\hbar} = \kappa \quad (\text{C.5})$$

これより、 k_z は二重量子井戸の状態に関わらず、 ε_0 で決まる。したがって、 $|\xi\rangle$ 、 $|k_z\rangle$ ともにエネルギーの依存性がないため、 $\langle \xi | \hat{H}_T | \xi k_z \rangle = t_0$ と定数とおける。したがって、式 (C.3) は、

$$\frac{1}{\tau_\xi} = \sum_{k_z} \frac{2\pi}{\hbar} |t_0|^2 \delta(\varepsilon_{nk} - \varepsilon_{kk_z}) \quad (\text{C.6})$$

$$= \left(\frac{L}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |t_0|^2 \frac{\delta(k_z - \kappa) + \delta(k_z + \kappa)}{\hbar^2 \kappa / m_{\text{EL}}} \quad (\text{C.7})$$

$$= \frac{2\pi}{\hbar} |t_0|^2 \frac{2m_{\text{EL}}}{\hbar^2 \kappa} \quad (\text{C.8})$$

となり、エネルギー依存性を持たない。

付録 D

局所的熱流誘起スピン偏極のゾンマーフェルト展開による計算

ここでは、フェルミエネルギーが温度より十分に高く、電子が基底サブバンドと第一励起サブバンドの両方を占有する条件下で生じる局所的熱流誘起スピン偏極をゾンマーフェルト展開から計算し、解析解を求める。このとき、電流ゼロの条件下における局所的熱流誘起スピン偏極の層間結合依存性から、層間結合によってスピン偏極が増大することを示す。また、局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性を数値積分から得られる結果と比較し、ゾンマーフェルト展開から得られる解が良い近似となる温度範囲を確認する。

D.1 ゾンマーフェルト展開による局所的熱流誘起スピン偏極の導出

局所的熱流誘起スピン偏極をゾンマーフェルト展開を用いて計算する。 x 方向に温度勾配を与え、面内電流がゼロの条件では、式 (3.21) より、局所的熱流誘起スピン偏極は、以下のように求まる。

$$\sigma_{y\xi} = \xi \left(-\sigma^{\mu_{ec}} \frac{L^{T_e}}{L^{\mu_{ec}}} + \sigma^{T_e} \right) \nabla_x T_e, \quad (\text{D.1})$$

$L^{\mu_{ec}}, L^{T_e}$ は、それぞれ面内電流密度の電気化学ポテンシャルの勾配 $\nabla_x \mu_{ec}$ と温度勾配 $\nabla_x T_e$ の比例係数で、 $\sigma^{\mu_{ec}}, \sigma^{T_e}$ は、それぞれスピン偏極の電気化学ポテンシャルの勾配 $\nabla_x \mu_{ec}$ と温度勾配 $\nabla_x T_e$ の比例係数である。章 3 では、数値積分によりこれらの比例係数を計算したが、ここでは、基底サブバンドと第一励起サブバンドの2つのサブバンドを電子が占有し ($\varepsilon_F > \Delta_{\text{SAS}}/2$)、フェルミエネルギーが温度に対して十分に大きいとき ($\varepsilon_F - \Delta_{\text{SAS}}/2 \gg k_B T_e$) を考え、ゾンマーフェルト展開を用いて解析解を計算する。

まず、面内電流密度に関する比例係数 $L^{\mu_{ec}}$ と L^{T_e} を計算する。まず、 $L^{\mu_{ec}}$ は、式 (3.19) より、

$$L^{\mu_{ec}} = \sum_n L_n^{\mu_{ec}}, \quad L_n^{\mu_{ec}} = \frac{2e\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) v_{nk}, \quad (\text{D.2})$$

である。 $\varepsilon_F - \Delta_{\text{SAS}}/2 \gg k_B T_e$ であることを用いると、 $L_n^{\mu_{ec}}$ は、

$$L_n^{\mu_{ec}} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar} g_n(\varepsilon_F), \quad g_n(\varepsilon) = k_n v_{nk} \quad (\text{D.3})$$

となる。 k_n と v_{nk} は、式 (2.11) より、エネルギーの関数として

$$k_n = \sqrt{2m\varepsilon\hbar^{-2} + 2k_{\text{SO}}^2 - nm\hbar^{-2}\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha)^2 2m\varepsilon\hbar^{-2} + (2\alpha k_{\text{SO}})^2}} \quad \text{と書けることと、} v_{nk} = \hbar^{-1} \frac{\partial \varepsilon_{nk}}{\partial k} \text{ を用いると、} L^{\mu_{\text{ec}}} \text{ は、}$$

$$L^{\mu_{\text{ec}}} = \sum_n L_n^{\mu_{\text{ec}}} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar} \left(4\varepsilon_{\text{F}} + \frac{(2\alpha k_{\text{F}})^2}{4\varepsilon_{\text{F}}} - \frac{3\Delta_{\text{SAS}}^2 (2\alpha k_{\text{F}})^2}{4\varepsilon_{\text{F}} (\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2)} \right) \quad (\text{D.4})$$

となる。次に、 L^{T_e} を計算する。式 (3.20) より、

$$L^{T_e} = \sum_n L_n^{T_e}, \quad L_n^{T_e} = \frac{2e\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) \frac{\varepsilon_{nk} - \mu}{T_e} v_{nk}, \quad (\text{D.5})$$

であるので、波数の和を積分に直すと、

$$L_n^{T_e} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar T_e} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon g_n(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) (\varepsilon_{nk} - \mu) \quad (\text{D.6})$$

となる。ここで、ゾンマーフェルト展開より、 $G_n(\varepsilon) = g(\varepsilon)(\varepsilon - \mu)$ とおくと、

$$L_n^{T_e} = \frac{e\tau_p}{2\pi\hbar T_e} \left(G(\mu) + \frac{\pi^2}{6} k_{\text{B}}^2 T_e^2 \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} G(\varepsilon) \right) \quad (\text{D.7})$$

が成り立つ。 $\varepsilon_{\text{F}} \gg k_{\text{B}} T_e$ では、 $\mu \approx \varepsilon_{\text{F}}$ が成り立つことを用いると、

$$L^{T_e} = \sum_n L_n^{T_e} = \frac{\pi^2 k_{\text{B}}^2 T_e}{3} \left(\frac{\partial L_n^{\mu_{\text{ec}}}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=\varepsilon_{\text{F}}} \quad (\text{D.8})$$

つまり、ゾンマーフェルト展開が成り立つ条件下では、 $L_n^{T_e}$ は $L_n^{\mu_{\text{ec}}}$ のフェルミエネルギーにおける微分係数に比例する。ここに、式 (D.3) を代入して L^{T_e} を計算すると、

$$L^{T_e} = \sum_n L_n^{T_e} = \frac{\pi^2 e\tau_p k_{\text{B}}^2 T_e}{6\pi\hbar} \left[4 + \frac{3(2\alpha k_{\text{F}})^4 \Delta_{\text{SAS}}^2}{4\varepsilon_{\text{F}}^2 (\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_{\text{F}})^2)^2} \right] \quad (\text{D.9})$$

が得られる。

同様に局所的熱流誘起スピン偏極の比例係数 $\sigma^{\mu_{\text{ec}}}$ と σ^{T_e} を計算する。まず、 $\sigma^{\mu_{\text{ec}}}$ は、式 (3.22) より、

$$\sigma^{\mu_{\text{ec}}} = \sum_n \sigma_n^{\mu_{\text{ec}}}, \quad \sigma_n^{\mu_{\text{ec}}} = \frac{n\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) \Delta_k, \quad (\text{D.10})$$

である。 $\varepsilon_{\text{F}} - \Delta_{\text{SAS}}/2 \gg k_{\text{B}} T_e$ であることを用いると、 $\sigma_n^{\mu_{\text{ec}}}$ は、

$$\sigma_n^{\mu_{\text{ec}}} = \frac{n\tau_p}{4\pi\hbar} h_n(\varepsilon_{\text{F}}), \quad h_n(\varepsilon) = k_n \Delta_k \quad (\text{D.11})$$

$\Delta_k = \frac{2\alpha k}{\sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k)^2}}$ であることから、

$$\sigma^{\mu_{\text{ec}}} = \sum_n \sigma_n^{\mu_{\text{ec}}} = \frac{\tau_p m \alpha}{2\pi \hbar^3} \left(1 + \frac{\Delta_{\text{SAS}}^2}{\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_F)^2} \right) \quad (\text{D.12})$$

となる。次に、 σ^{T_e} を計算する。式 (3.23) より、

$$\sigma^{T_e} = \sum_n \sigma_n^{T_e}, \quad \sigma_n^{T_e} = \frac{n\tau_p}{S\hbar} \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 \left(-\frac{\partial f^{(0)}}{\partial k} \right) \frac{\varepsilon_{nk} - \mu}{T_e} \Delta_k. \quad (\text{D.13})$$

$H_n(\varepsilon) = h_n(\varepsilon)(\varepsilon - \mu)$ とおき、ゾンマーフェルト展開を用いると、 L^{T_e} と同様に計算することができ、

$$\sigma_n^{T_e} = \frac{\pi^2 k_B^2 T_e}{3} \left(\frac{\partial \sigma_n^{\mu_{\text{ec}}}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=\varepsilon_F} \quad (\text{D.14})$$

が得られる。したがって、 $\sigma_n^{T_e}$ も、 $\sigma_n^{\mu_{\text{ec}}}$ のフェルミエネルギーにおける微分係数に比例する。ここに、式 (D.11) を代入して σ^{T_e} を計算すると、

$$\sigma^{T_e} = \sum_n \sigma_n^{T_e} = \frac{\pi \tau_p m \alpha k_B^2 T_e \Delta_{\text{SAS}}^2 (2\alpha k_F)^2}{6\hbar^3 \varepsilon_F [\Delta_{\text{SAS}}^2 + (2\alpha k_F)^2]^2} \quad (\text{D.15})$$

が得られる。

D.2 計算結果

D.2.1 局所的熱流誘起スピン偏極の層間結合依存性

図 D.1 は、ゾンマーフェルト展開から得られた局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} と、 σ_{yL} の第 1 項 $\sigma_{yL1} = (-\sigma^{\mu_{\text{ec}}} L^{T_e} / L^{\mu_{\text{ec}}}) \nabla_x T_e$ と第 2 項 $\sigma_{yL2} = \sigma^{T_e} \nabla_x T_e$ の層間結合強度依存性である。まず、 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ では $\sigma_{yL2} = 0$ のため、 σ_{yL1} のみ寄与する。これは、局所的電流誘起スピン偏極 $\sigma^{\mu_{\text{ec}}} \nabla_x \mu_{\text{ec}}$ のフェルミエネルギー依存性から理解できる。 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ では、 $\varepsilon_F > 0$ において局所的電流誘起スピン偏極はフェルミエネルギーによらず一定の値となる (図 2.6)。 $\sigma_{yL2} = \sigma^{T_e} \nabla_x T_e$ の比例係数 σ^{T_e} は、式 (D.14) より、 $\sigma^{T_e} = \frac{\pi^2 k_B^2 T_e}{3} \left(\frac{\partial \sigma^{\mu_{\text{ec}}}(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=\varepsilon_F}$ であるため、 $\sigma^{T_e} = 0$ となる。 $\Delta_{\text{SAS}} \neq 0$ では、 $\sigma_{yL1}, \sigma_{yL2}$ ともに増えるため、局所的熱流誘起スピン偏極は増加する。 σ_{yL1} と σ_{yL2} が同符号になるのは、基底サブバンドと第一励起サブバンドのスピンが反平行であることに起因し、フェルミエネルギー依存性 (図 3.5) の結果とも一致する。

図 D.2 は、スピン軌道相互作用を変化させたときの局所的熱流誘起スピン偏極の層間結合依存性である。ゾンマーフェルト展開が成り立つ条件下では、スピン軌道相互作用が強くなると、局所的熱流誘起スピン偏極が増大する。

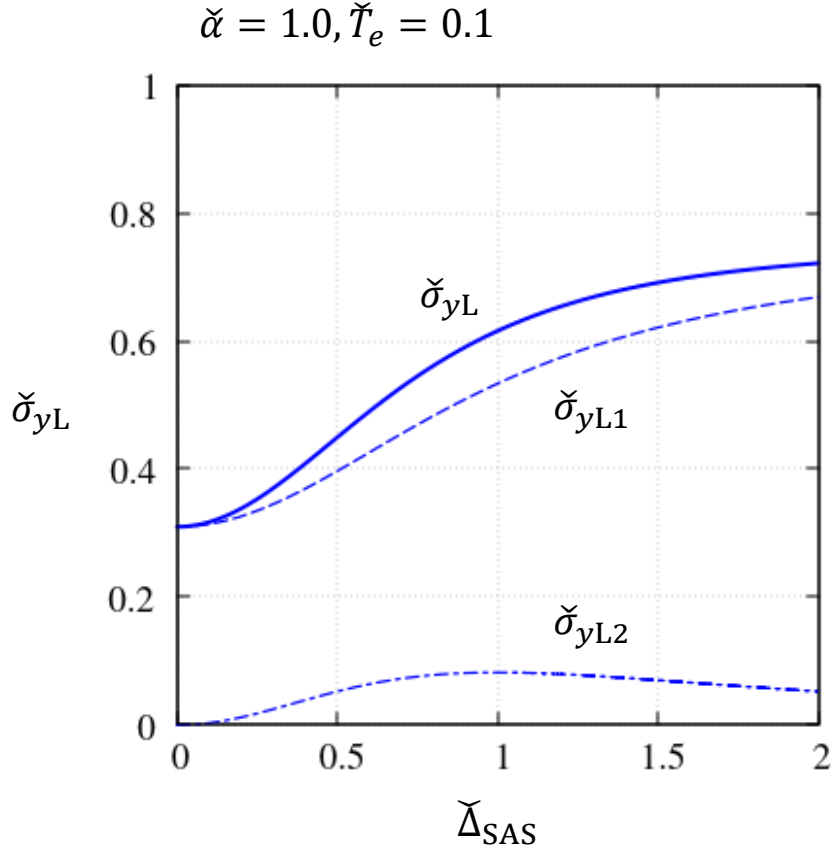


図 D.1 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} と、それを構成する第 1 項 $\sigma_{yL1} = (-\sigma^{\mu ec} L^{Te} / L^{\mu ec}) \nabla_x T_e$ と第 2 項 $\sigma_{yL2} = \sigma^{Te} \nabla_x T_e$ の層間結合強度依存性。温度 $\check{T}_e = k_B T_e / \varepsilon_F = 0.1$ とし、ラッシュバースピン軌道相互作用の強度 $\check{\alpha} = 2\alpha k_F / \varepsilon_F = 1.0$ とし、層間結合 $\check{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS} / \varepsilon_F$ は、0 から 2 まで変化させた。 ε_F は、フェルミエネルギーである。無次元化のパラメータは、それぞれ、 $\check{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL} / [\tau_p k_F / (4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)]$ 、 $\check{\sigma}_{yL1} = \sigma_{yL1} / [\tau_p k_F / (4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)]$ 、 $\check{\sigma}_{yL2} = \sigma_{yL2} / [\tau_p k_F / (4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)]$ である。

D.2.2 局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性

図 D.3(a) は、局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性である。破線は、ゾンマーフェルト展開から計算した局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL}^S 、青の実線は、数値積分から計算した局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL}^N である。横軸は温度とし、 $\varepsilon_F - \Delta_{SAS}/2$ は、第一励起サブバンド端からのフェルミエネルギーの大きさである。 σ_{yL}^S は、式 (D.1, D.4, D.9, D.12, D.15) より、温度の一次に比例する。一方で、 σ_{yL}^N は、温度が低いときは、 σ_{yL}^N と重なり線形で増加するが、 $k_B T_e / (\varepsilon_F - \Delta_{SAS}/2) = 0.2$ のあたりから、乖離する。これは、 σ_{yL}^S と σ_{yL}^N の差を割合で表した図 D.3(b) から明らかである。図 D.4 は、スピン軌道相互作用と層間結合を変化させたときの $(\sigma_{yL}^S - \sigma_{yL}^N) / \sigma_{yL}^S$ の温度依存性である。これより、 $k_B T_e / (\varepsilon_F - \Delta_{SAS}/2) < 0.1$ であれば、ゾンマーフェルト展開から得られる局所的熱流誘起スピン偏極は、妥当であることがわかる。

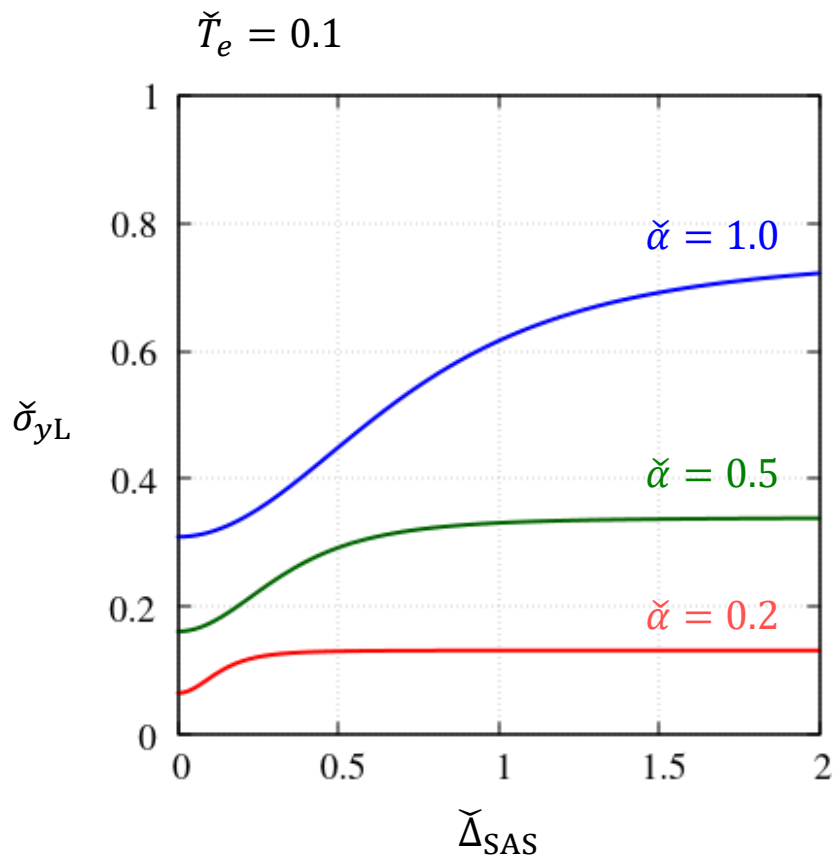


図 D.2 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} の層間結合 $\check{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS}/\varepsilon_F$ と、ラッシュバスピ軌道相互作用の強度 $\check{\alpha} = 2\alpha k_F/\varepsilon_F$ 依存性である。 ε_F はフェルミエネルギーである。無次元化パラメータは、 $\check{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL}/[\tau_p k_F/(4\pi\hbar)\nabla_x(k_B T_e)]$ 、 $\check{T}_e = k_B T_e/\varepsilon_F$ 。

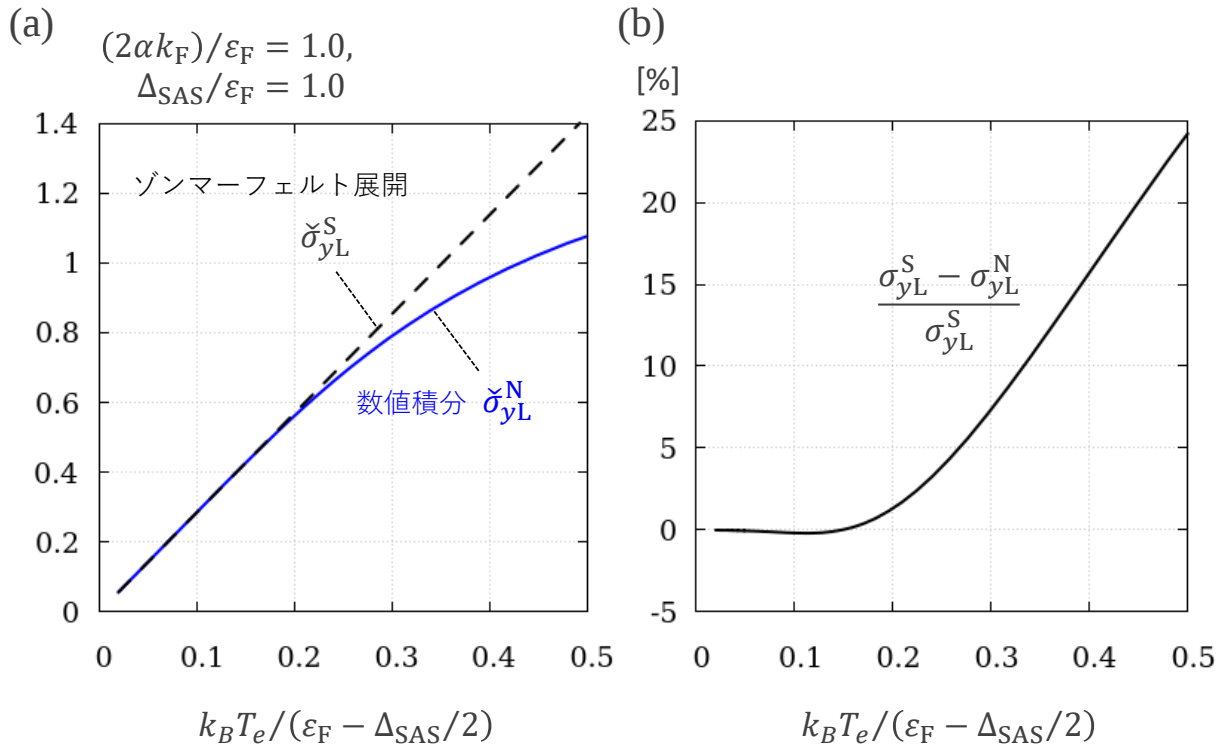


図 D.3 (a) 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} の温度依存性。 $\check{\sigma}_{yL}^S = \sigma_{yL}^S / [\tau_p k_F / (4\pi\hbar) \nabla_x(k_B T_e)]$ と、 $\check{\sigma}_{yL}^N = \sigma_{yL}^N / [\tau_p k_F / (4\pi\hbar) \nabla_x(k_B T_e)]$ は、それぞれゾンマーフェルト展開と数値積分から計算した局所的熱流誘起スピン偏極である。横軸の $\epsilon_F - \Delta_{SAS}/2$ は、第一励起サブバンド端からフェルミエネルギーまでのエネルギーである。(b) ゾンマーフェルト展開と数値積分から計算した局所的熱流誘起スピン偏極の差の割合 $(\sigma_{yL}^S - \sigma_{yL}^N) / \sigma_{yL}^S$ の温度依存性。縦軸は、% である。

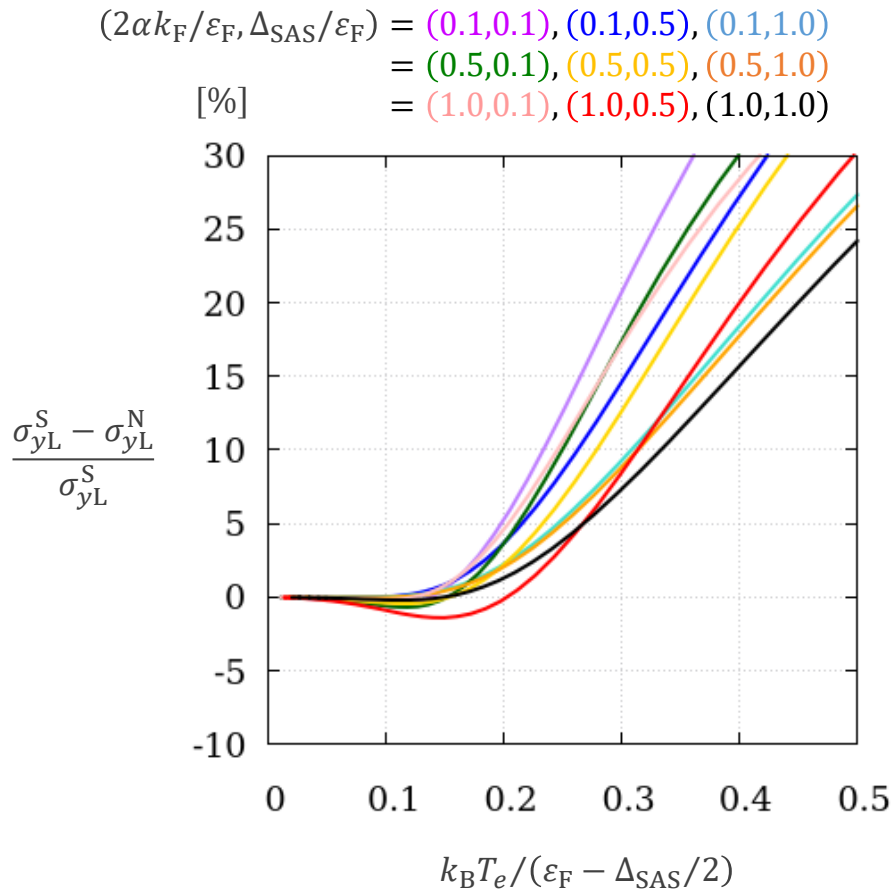


図 D.4 ゾンマーフェルト展開と数値積分から計算した局所的熱流誘起スピン偏極の差 $(\sigma_{yL}^S - \sigma_{yL}^N)/\sigma_{yL}^S$ の温度依存性。各プロットはスピン軌道相互作用と層間結合を変えたときの、値を表している。横軸の $\varepsilon_F - \Delta_{\text{SAS}}/2$ は、第一励起サブバンド端からフェルミエネルギーまでのエネルギーである。

付録 E

電子密度の化学ポテンシャル依存性

本研究では、電子密度一定の条件を課し、化学ポテンシャルを計算することで、局所的熱流誘起スピン偏極を計算した。図 E.1 は、電子密度の化学ポテンシャル依存性である。電子密度は、式 (3.24) より、以下の式から計算した。

$$N_e = \frac{1}{S} \sum_{n\sigma k} f_{nk} \quad (\text{E.1})$$

それぞれのパネルは、スピン軌道相互作用の強度 $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_F / \varepsilon_{F0}$ と層間結合 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}} / \varepsilon_{F0}$ の組み合わせが異なる。縦軸に電子密度を取り、横軸は、化学ポテンシャルである。色の異なる曲線は、温度が異なり、赤、橙、青がそれぞれ $\tilde{T}_e = k_B T_e / \varepsilon_{F0} = 1.0, 0.1, 0.01$ である。 $2N_0$ は、 $\alpha = \Delta_{\text{SAS}} = 0$ のときの電子密度である。図 E.1 より、電子密度は、温度、層間結合、スピン軌道相互作用が大きくなると、増加する。そのため、温度、層間結合、スピン軌道相互作用が大きくなると、 $N_e = 2N_0$ を満たす化学ポテンシャルは小さくなる。

電子密度一定の計算では、化学ポテンシャルをこの電子密度の化学ポテンシャル依存性から数値計算で求めている。 $(\alpha, \Delta_{\text{SAS}}, T_e)$ の組み合わせを指定すると、電子密度の化学ポテンシャル依存性が計算できる。 $N_e = 2N_0$ で一定のため、 $N_e / 2N_0 = 1$ の緑の直線と、電子密度の化学ポテンシャル依存性の交点を求める化学ポテンシャルとなる。

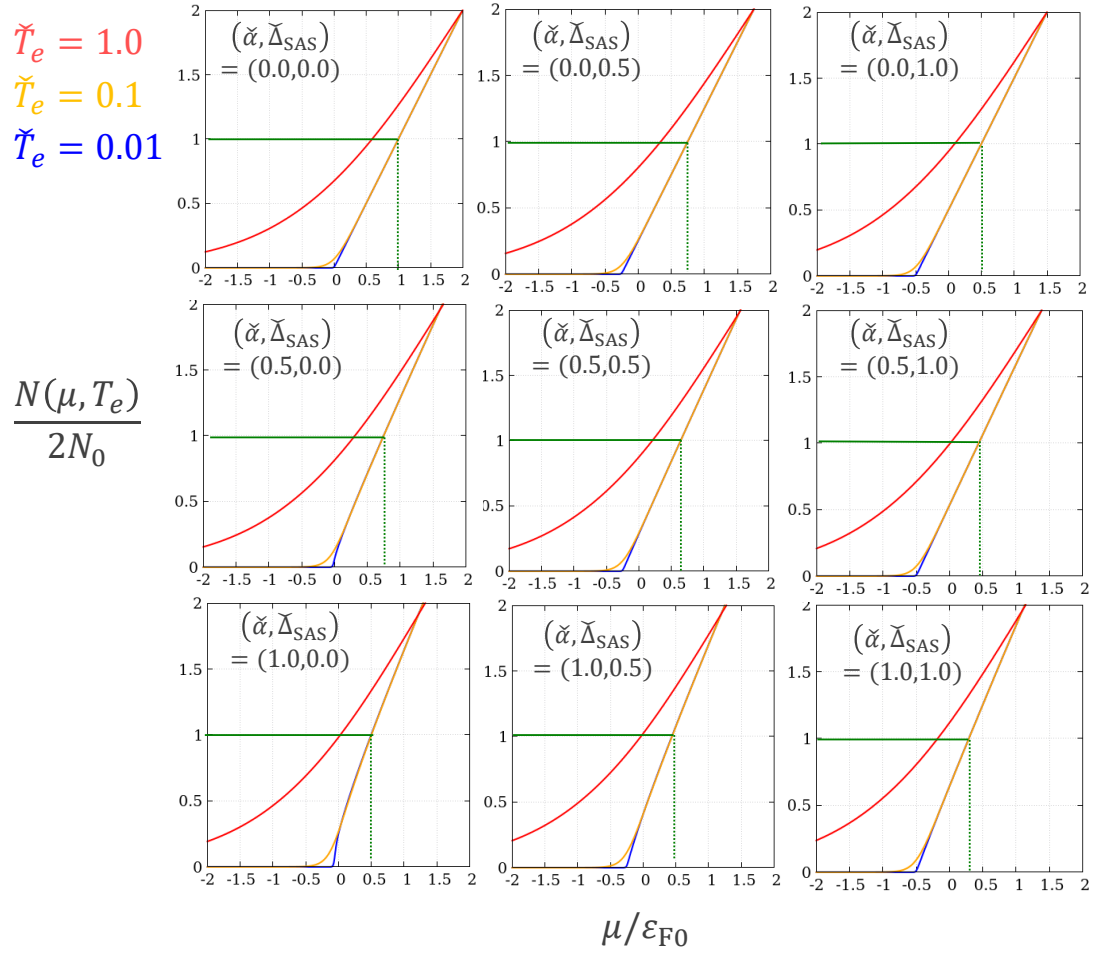


図 E.1 電子密度の化学ポテンシャル依存性。 N_0 は、 N_0 は、 $\alpha = \Delta_{SAS} = 0$ のときの単一量子井戸における電子密度、 ε_{F0} は、 $T_e = \alpha = \Delta_{SAS} = 0$ のときのフェルミエネルギーである。青と橙と赤のグラフは、それぞれ $k_B T_e / \varepsilon_{F0} = 0.01, 0.1, 1.0$ におけるの化学ポテンシャル依存性である。緑の実線は、 $N(\mu, T_e) / (2N_0) = 1$ の直線を表す。それぞれのパネルは、スピン軌道相互作用の強度 $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_F / \varepsilon_{F0}$ と層間結合 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS} / \varepsilon_{F0}$ の値が異なる。

付録 F

局所的熱流誘起スピン偏極の各種パラメータ依存性

本章では、本文では載せられなかった局所的熱流誘起スピン偏極のパラメータ依存性の計算結果を示す。

F.1 局所的熱流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性

F.1.1 層間結合を変えたときの化学ポテンシャル依存性

図 F.1 は、層間結合を変化させたときの局所的熱流誘起スピン偏極のフェルミエネルギー依存性である。層間結合はそれぞれ左から $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0, 0.45, 0.9$ とした。実線は、 l -TISP σ_{yL} を表し、それを構成する第 1 項 $\sigma_{yL1} = (-\sigma^{\mu_{\text{ec}}} L^{T_e}/L^{\mu_{\text{ec}}}) \nabla_x T_e$ は破線、第 2 項 $\sigma_{yL2} = \sigma^{T_e} \nabla_x T_e$ は、1 点鎖線を表す。下の図は、バンド構造を表し、化学ポテンシャルがサブバンドのどこに位置するのかわかる。図 F.1(a) より、 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ である層間結合がない二重量子井戸では、第一励起サブバンドの下端でピークをとる。層間結合があると、 $k = 0$ で基底サブバンドと第一励起サブバンドのギャップが現れ、化学ポテンシャルが基底サブバンド、および第一励起サブバンドの $k = 0$ のエネルギーに一致するとき、ピークが生じる。このようにサブバンド端でピークが生じるのは、電子分布のエネルギー依存性 (図 3.1) に起因する。第一励起サブバンド端でのピークがより大きな値となるのは、基底サブバンドと第一励起サブバンドのスピンは反平行であるため、温度勾配で生じるスピン偏極 σ_{yL2} の符号が反転し、電気化学ポテンシャルの勾配で生じるスピン偏極 σ_{yL1} と、互いに強め合うためである。

図 F.2 は、温度を $\tilde{T}_e = T_e/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0.01$ としたときの化学ポテンシャル依存性である。温度を小さくすることで、バンド端近傍の変化がより明確になる。図 F.2(a) より、層間結合がないとき ($\Delta_{\text{SAS}} = 0$)、 $k \neq 0$ の基底サブバンド端近傍では、 σ_{yL} の第 1 項 (σ_{yL1}) と第 2 項 (σ_{yL2}) が完全に打ち消し合い、熱流誘起スピン偏極が生じないことが明確に確認できる ($\sigma_{yL} = 0$)。図 F.2(b) では、 $k = 0$ の基底サブバンド端で、スピン偏極が負となる化学ポテンシャルが存在する。これは、電子密度一定の条件で計算した図 3.4(a) のプロットにも見られるスピン軌道相互作用が $\tilde{\alpha}$ が大きく、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}}$ が小さい、橙色の 2 点鎖線より左上の領域の負のスピン偏極と関連する。

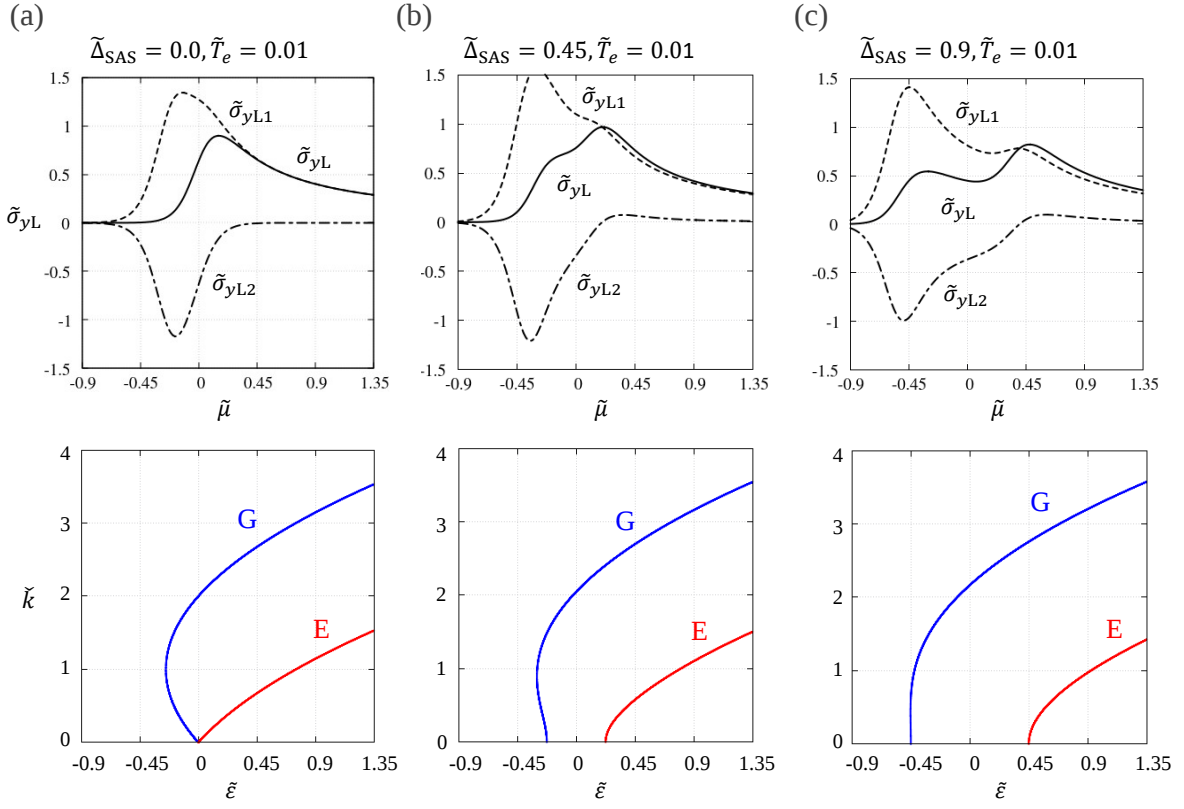


図 F.1 層間結合を $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0, 0.45, 0.9$ としたときの局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} と、それを構成する第 1 項 $\sigma_{yL1} = (-\sigma^{\mu_{\text{ec}}} L^{T_e}/L^{\mu_{\text{ec}}}) \nabla_x T_e$ と第 2 項 $\sigma_{yL2} = \sigma^{T_e} \nabla_x T_e$ の化学ポテンシャル依存性。無次元化パラメータは $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL}/\sigma_0$ 、 $\tilde{\sigma}_{yL1} = \sigma_{yL1}/\sigma_0$ 、 $\tilde{\sigma}_{yL2} = \sigma_{yL2}/\sigma_0$ 、 $\tilde{\mu} = \mu/(2\alpha k_{\text{SO}})$ 、 $\sigma_0 = \tau_p k_{\text{SO}}/(4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)$ and $k_{\text{SO}} = m\alpha/\hbar^2$ と定義した。 $k_B T_e$ は、 $\tilde{T}_e = k_B T_e/(2\alpha k_{\text{SO}}) = 0.07$ に固定した。

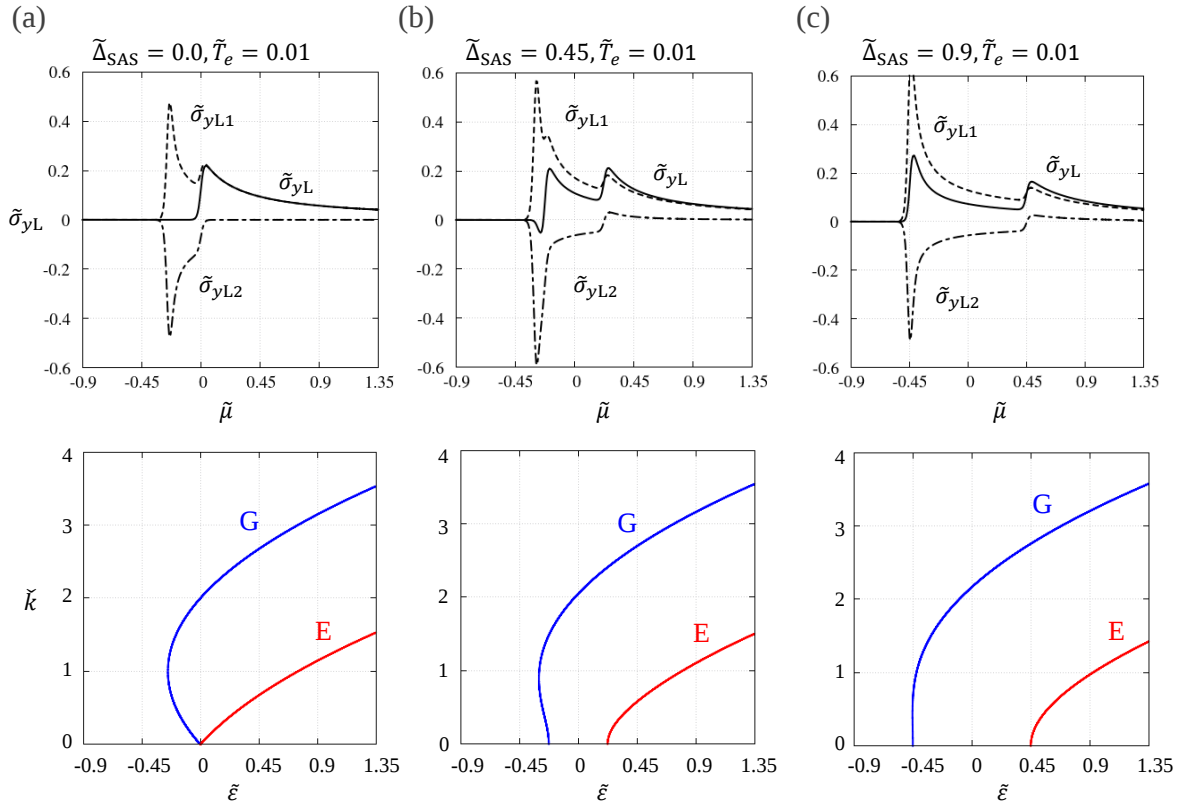


図 F.2 層間結合を $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS}/(2\alpha k_{SO}) = 0, 0.45, 0.9$ としたときの局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} と、それを構成する第 1 項 $\sigma_{yL1} = (-\sigma^{\mu_{ec}} L^{Te}/L^{\mu_{ec}}) \nabla_x T_e$ と第 2 項 $\sigma_{yL2} = \sigma^{Te} \nabla_x T_e$ の化学ポテンシャル依存性。図 F.1 から温度を、 $\tilde{T}_e = k_B T_e/(2\alpha k_{SO}) = 0.01$ に変更した。

F.1.2 電流の有無による化学ポテンシャル依存性

前節である節 F.1.2 で示した図 F.1、および図 F.2 から面内電流の有無の条件で局所的熱流誘起スピン偏極を生成したときの化学ポテンシャル依存性について比較できる。特に、熱流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性は、これまで電気化学ポテンシャルの勾配をゼロとした温度勾配によって面内電流が流れる条件での計算がなされている [96, 98, 99] が、面内電流がゼロの条件では先行研究がない。面内電流ゼロの条件は、熱流で生じる現象を考える上でより一般的であるため、この条件下で生じるスピン偏極を調べることは重要である。

ここでは単層量子井戸の先行研究と比較するため、 $\Delta_{\text{SAS}} = 0$ のグラフとし図 F.2(a) に注目する。面内電流がないときの熱流誘起スピン偏極は σ_{yL} 、面内電流があるときの熱流誘起スピン偏極は、熱起電力による電気化学ポテンシャルの勾配が生じない条件を課すため ($\sigma_{yL1} = 0$)、 σ_{yL2} である。

図 F.2(a) において、 σ_{yL2} は、 $k \neq 0$ の基底サブバンド端で大きなスピン偏極をとり、 $\mu > 0$ では $\sigma_{yL2} = 0$ となる。一方で、 σ_{yL} は、化学ポテンシャルが第一励起サブバンドの底で大きなピークを取り、 $k \neq 0$ の基底サブバンド端では、むしろスピン偏極が生じない。これは、温度勾配と熱起電力で生じるスピン偏極が互いに打ち消し合うためである。これより、面内電流の有無で、最大のスピン偏極が得られる化学ポテンシャルや、スピン偏極の符号まで変化する。したがって、面内電流の条件は熱流誘起スピン偏極において、重要な条件であることがわかる。また、面内電流の有無は、層間結合がない ($\Delta_{\text{SAS}} = 0$) の結果に限らず、層間結合があるときにおいても化学ポテンシャル依存性を大きく変えることが、図 F.2(b,c) からわかる。

F.1.3 局所的熱流誘起スピン偏極と局所的電流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性

図 F.3 は、局所的電流誘起スピン偏極と局所的熱流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性の比較である。局所的熱流誘起スピン偏極と局所的熱流誘起スピン偏極は、式 (3.21) より、それぞれ $\sigma_{yL}^{\text{CISP}} = \sigma^{\mu_{ec}} \nabla_x \mu_{ec}$ 、 $\sigma_{yL}^{\text{TISP}} = (-\sigma^{\mu_{ec}} L^{T_e} / L^{\mu_{ec}} + \sigma^{T_e}) \nabla_x T_e$ と書ける。これを数値積分より計算した結果をプロットした。これより、局所的電流誘起スピン偏極と比較して、局所的熱流誘起スピン偏極は化学ポテンシャルで大きく値を変える。したがって、熱流誘起スピン偏極では化学ポテンシャルを最適な値に設定することが重要であることがわかる。

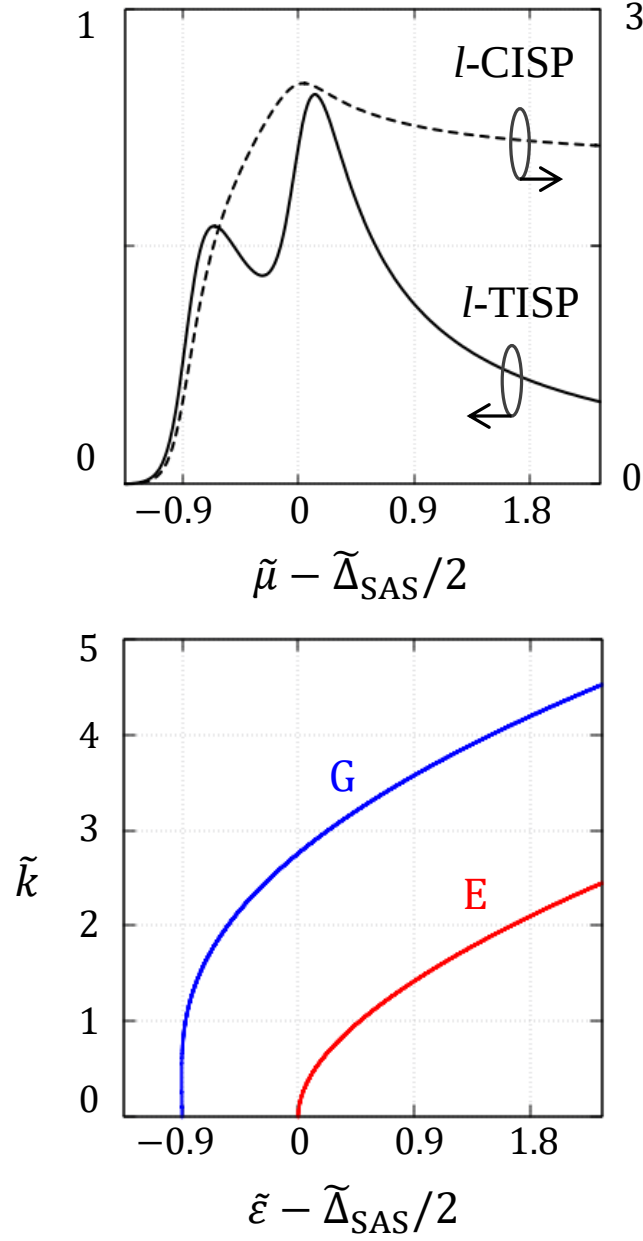


図 F.3 局所的熱流誘起スピン偏極と局所的電流誘起スピン偏極の化学ポテンシャル依存性比較

F.2 局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性

図 F.4 は、局所的熱流誘起スピン偏極の温度と層間結合の依存性である。スピン軌道相互作用は、 $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_F/\varepsilon_{F0} = 1.5$ に固定し、層間結合をそれぞれ $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/\varepsilon_{F0} = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$ とした。こ

れより、局所的熱流誘起スピン偏極は、絶対零度とフェルミエネルギーに対して十分高い温度でゼロになる。また、温度が低いときは、ゾンマーフェルト展開の結果 (図 D.3) と同様に、温度の 1 次で増加する。局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性において、最大値を与える温度は、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}}$ の値で異なるが、およそ $0.1 < T_e/\varepsilon_{\text{F}0} = 1.0$ の範囲内で取る。また、温度依存性の各曲線の最大値、層間結合によって変化する。このプロットでは、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = 0.5$ におけるピークが最大となる。

また、図 F.5 は、局所的熱流誘起スピン偏極の温度とスピン軌道相互作用の強度依存性である。層間結合は、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/\varepsilon_{\text{F}0} = 0.5$ に固定し、スピン軌道相互作用の強度をそれぞれ $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_{\text{F}}/\varepsilon_{\text{F}0} = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ とした。図 F.4 と同様に、局所的熱流誘起スピン偏極は、絶対零度とフェルミエネルギーに対して十分高い温度でゼロになり、温度が低いときは、温度の 1 次で増加する。局所的熱流誘起スピン偏極の温度依存性の最大値は、スピン軌道相互作用の強度で変化し、 $\tilde{\alpha} = 1.5$ で最大となる。

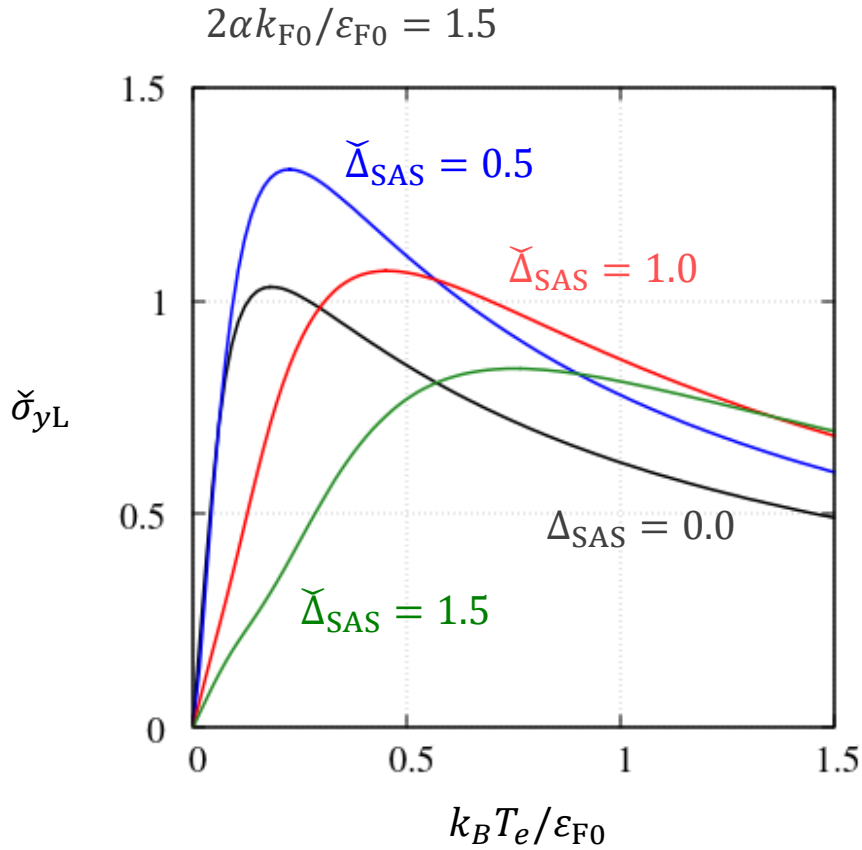


図 F.4 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} の温度 $k_B T_e$ と、層間結合 Δ_{SAS} の依存性。ラッシュバスピニ軌道相互作用の強度は、 $2\alpha k_{\text{F}}/\varepsilon_{\text{F}0} = 1.5$ に固定した。無次元化のパラメータは、それぞれ、 $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL}/[\tau_p k_{\text{F}0}/(4\pi\hbar)\nabla_x(k_B T_e)]$ 、 $\tilde{\Delta}_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/\varepsilon_{\text{F}0}$ 、 $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_{\text{F}0}/\varepsilon_{\text{F}0}$ である。 $\varepsilon_{\text{F}0}$ と $k_{\text{F}0}$ は、 $\Delta_{\text{SAS}} = \alpha = T_e = 0$ におけるフェルミエネルギーとフェルミ波数である。電子密度一定の条件で計算した。

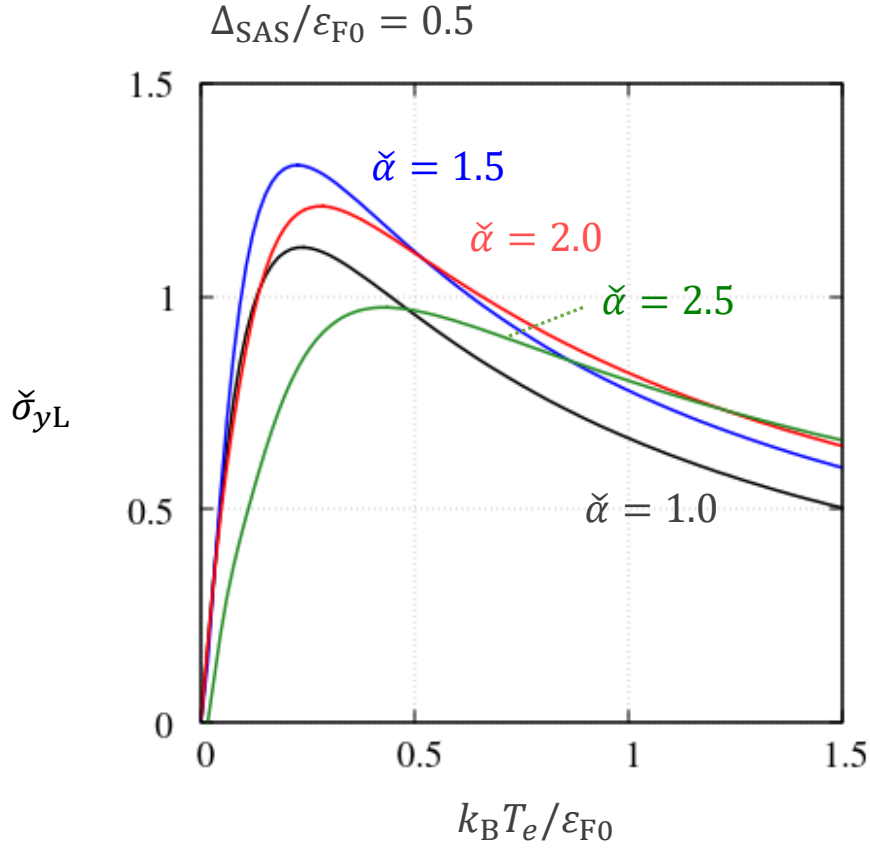


図 F.5 局所的熱流誘起スピン偏極 σ_{yL} の温度 $k_B T_e$ と、スピン軌道相互作用の強度 α の依存性。層間結合の強度は、 $\Delta_{SAS} / \varepsilon_{F0} = 0.5$ に固定した。無次元化のパラメータは、それぞれ、 $\tilde{\sigma}_{yL} = \sigma_{yL} / [\tau_p k_{F0} / (4\pi\hbar) \nabla_x (k_B T_e)]$ 、 $\tilde{\Delta}_{SAS} = \Delta_{SAS} / \varepsilon_{F0}$ 、 $\tilde{\alpha} = 2\alpha k_{F0} / \varepsilon_{F0}$ である。 ε_{F0} と k_{F0} は、 $\Delta_{SAS} = \alpha = T_e = 0$ におけるフェルミエネルギーとフェルミ波数である。電子密度一定の条件で計算した。

参考文献

- [1] I. Žutić, J. Fabian, and S. D. Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [2] D. Ralph and M. Stiles, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 1190 (2008).
- [3] A. Chernyshov, M. Overby, X. Liu, J. K. Furdyna, Y. Lyanda-Geller, and L. P. Rokhinson, *Nat. Phys.* **5**, 656 (2009).
- [4] N. Sato, F. Xue, R. M. White, C. Bi, and S. X. Wang, *Nature Electronics* **1**, 508 (2018).
- [5] S. Z. Rahaman, I.-J. Wang, D.-Y. Wang, C.-F. Pai, Y.-C. Hsin, S.-Y. Yang, H.-H. Lee, Y.-J. Chang, Y.-C. Kuo, Y.-H. Su, G.-L. Chen, F.-M. Chen, J.-H. Wei, T.-H. Hou, S.-S. Sheu, C.-I. Wu, and D.-L. Deng, *IEEE Journal of the Electron Devices Society* **8**, 163 (2020).
- [6] T. Liu, X. Wang, H. Wang, G. Shi, F. Gao, H. Feng, H. Deng, L. Hu, E. Lochner, P. Schlottmann, S. von Molnár, Y. Li, J. Zhao, and P. Xiong, *ACS Nano* **14**, 15983 (2020).
- [7] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [8] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [9] T. Miyazaki and N. Tezuka, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **139**, L231 (1995).
- [10] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, *Nature Materials* **3**, 868 (2004).
- [11] A. R. Mellnik, J. S. Lee, A. Richardella, J. L. Grab, P. J. Mintun, M. H. Fischer, A. Vaezi, A. Manchon, E.-A. Kim, N. Samarth, and D. C. Ralph, *Nature* **511**, 449 (2014).
- [12] K. Kondou, R. Yoshimi, A. Tsukazaki, Y. Fukuma, J. Matsuno, K. S. Takahashi, M. Kawasaki, Y. Tokura, and Y. Otani, *Nat. Phys.* **12**, 1027 (2016).
- [13] Y. Wang, R. Ramaswamy, M. Motapohtula, K. Narayanapillai, D. Zhu, J. Yu, T. Venkatesan, and H. Yang, *Nano Letters* **17**, 7659 (2017).
- [14] K. Kondou, H. Tsai, H. Isshiki, and Y. Otani, *APL Materials* **6**, 101105 (2018), <https://doi.org/10.1063/1.5050848>.
- [15] M. B. Jungfleisch, W. Zhang, J. Sklenar, W. Jiang, J. E. Pearson, J. B. Ketterson, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **93**, 224419 (2016).
- [16] Q. Shao, G. Yu, Y.-W. Lan, Y. Shi, M.-Y. Li, C. Zheng, X. Zhu, L.-J. Li, P. K. Amiri, and K. L. Wang, *Nano Letters* **16**, 7514 (2016).
- [17] T. S. Ghiasi, A. A. Kaverzin, P. J. Blah, and B. J. van Wees, *Nano Letters* **19**, 5959 (2019).

- [18] S. Karube, N. Tezuka, M. Kohda, and J. Nitta, *Phys. Rev. Applied* **13**, 024009 (2020).
- [19] Y. Liu and Q. Shao, *ACS Nano* **14**, 9389 (2020).
- [20] V. Edelstein, *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [21] V. K. Kalevich and V. L. Korenev, *JETP Lett.* **52**, 230 (1990).
- [22] A. Y. Silov, P. A. Blajnov, J. H. Wolter, R. Hey, K. H. Ploog, and N. S. Averkiev, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5929 (2004).
- [23] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 176601 (2004).
- [24] C. L. Yang, H. T. He, L. Ding, L. J. Cui, Y. P. Zeng, J. N. Wang, and W. K. Ge, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186605 (2006).
- [25] M. Trushin and J. Schliemann, *Phys. Rev. B* **75**, 155323 (2007).
- [26] J. Han, A. Richardella, S. A. Siddiqui, J. Finley, N. Samarth, and L. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077702 (2017).
- [27] H. Wu, A. Chen, P. Zhang, H. He, J. Nance, C. Guo, J. Sasaki, T. Shirokura, P. N. Hai, B. Fang, S. A. Razavi, K. Wong, Y. Wen, Y. Ma, G. Yu, G. P. Carman, X. Han, X. Zhang, and K. L. Wang, *Nat. Commun.* **12**, 6251 (2021).
- [28] F. J. Ohkawa and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1325 (1974).
- [29] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).
- [30] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
- [31] S. Faniel, T. Matsuura, S. Mineshige, Y. Sekine, and T. Koga, *Phys. Rev. B* **83**, 115309 (2011).
- [32] X. Lou, C. Adelmann, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell, *Nature Physics* **3**, 197 (2007).
- [33] C. H. Li, O. M. J. van 't Erve, J. T. Robinson, Y. Liu, L. Li, and B. T. Jonker, *Nature Nanotechnology* **9**, 218 (2014).
- [34] M. H. Fischer, F. Loder, and M. Sigrist, *Phys. Rev. B* **84**, 184533 (2011).
- [35] D. Maruyama, M. Sigrist, and Y. Yanase, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 034702 (2012).
- [36] S. Nakosai, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 147003 (2012).
- [37] S. Khim, J. F. Landaeta, J. Banda, N. Bannor, M. Brando, P. M. R. Brydon, D. Hafner, R. Küchler, R. Cardoso-Gil, U. Stockert, A. P. Mackenzie, D. F. Agterberg, C. Geibel, and E. Hassinger, *Science* **373**, 1012 (2021).
- [38] X. Zhang, Q. Liu, J.-W. Luo, A. J. Freeman, and A. Zunger, *Nat. Phys.* **10**, 387 (2014).
- [39] Q. Liu, X. Zhang, H. Jin, K. Lam, J. Im, A. J. Freeman, and A. Zunger, *Phys. Rev. B* **91**, 235204 (2015).
- [40] J. Ślawińska, A. Narayan, and S. Picozzi, *Phys. Rev. B* **94**, 241114 (2016).
- [41] C. Cheng, J.-T. Sun, X.-R. Chen, and S. Meng, *Sci. Bull.* **63**, 85 (2018).
- [42] L. Yuan, Q. Liu, X. Zhang, J.-W. Luo, S.-S. Li, and A. Zunger, *Nat. Commun.* **10**, 906 (2019).
- [43] J. M. Riley, F. Mazzola, M. Dendzik, M. Michiardi, T. Takayama, L. Bawden, C. Granerød, M. Leandersson, T. Balasubramanian, M. Hoesch, T. K. Kim, H. Takagi, W. Meevasana,

- P. Hofmann, M. S. Bahramy, J. W. Wells, and P. D. C. King, *Nat. Phys.* **10**, 835 (2014).
- [44] M. Gehlmann, I. Aguilera, G. Bihlmayer, E. Mlynczak, M. Eschbach, S. Döring, P. Gospodaric, S. Cramm, B. Kardynal, L. Plucinski, S. Blügel, and C. M. Schneider, *Sci. Rep.* **6**, 26197 (2016).
- [45] D. Santos-Cottin, M. Casula, G. Lantz, Y. Klein, L. Petaccia, P. Le Fèvre, F. Bertran, E. Papalazarou, M. Marsi, and A. Gauzzi, *Nat. Commun.* **7**, 11258 (2016).
- [46] S.-L. Wu, K. Sumida, K. Miyamoto, K. Taguchi, T. Yoshikawa, A. Kimura, Y. Ueda, M. Arita, M. Nagao, S. Watauchi, I. Tanaka, and T. Okuda, *Nat. Commun.* **8**, 1919 (2017).
- [47] W. Yao, E. Wang, H. Huang, K. Deng, M. Yan, K. Zhang, K. Miyamoto, T. Okuda, L. Li, Y. Wang, H. Gao, C. Liu, W. Duan, and S. Zhou, *Nat. Commun.* **8**, 14216 (2017).
- [48] E. Razzoli, T. Jaouen, M.-L. Mottas, B. Hildebrand, G. Monney, A. Pisoni, S. Muff, M. Fanciulli, N. C. Plumb, V. A. Rogalev, V. N. Strocov, J. Mesot, M. Shi, J. H. Dil, H. Beck, and P. Aebi, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 086402 (2017).
- [49] kenneth gotlieb, chiu-yun lin, maksym serbyn, wentao zhang, christopher l. smallwood, christopher jozwiak, hiroshi eisaki, zahid hussain, ashvin vishwanath, and alessandra lanzara, *science* **362**, 1271 (2018).
- [50] N. Ghobadi and S. B. Touski, *Journal of Physics: Condensed Matter* **33**, 285502 (2021).
- [51] G. Gatti, D. Gosálbez-Martínez, S. Roth, M. Fanciulli, M. Zacchigna, M. Kallane, K. Rossnagel, C. Jozwiak, A. Bostwick, E. Rotenberg, A. Magrez, H. Berger, I. Vobornik, J. Fujii, O. V. Yazyev, M. Grioni, and A. Crepaldi, *Communications Physics* **4**, 54 (2021).
- [52] K. Zhang, S. Zhao, Z. Hao, S. Kumar, E. F. Schwier, Y. Zhang, H. Sun, Y. Wang, Y. Hao, X. Ma, C. Liu, L. Wang, X. Wang, K. Miyamoto, T. Okuda, C. Liu, J. Mei, K. Shimada, C. Chen, and Q. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 126402 (2021).
- [53] H. J. Qian, X. Zhang, C. M. Liu, Q. Jiang, W. J. Liu, H. M. Zha, D. Y. Wang, X. P. Shen, M. Ye, Y. F. Guo, and S. Qiao, *Phys. Rev. B* **104**, 035145 (2021).
- [54] J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
- [55] Y. Yanase, *Journal of the Physical Society of Japan* **83**, 014703 (2014).
- [56] P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. Olejník, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kuneš, J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, and T. Jungwirth, *Science* **351**, 587 (2016).
- [57] H. Watanabe and Y. Yanase, *Phys. Rev. B* **98**, 220412 (2018).
- [58] T. Kato and H. Akera, *Phys. Status Solidi (b)*, 2300237 (2023).
- [59] Y. Suzuki, Y. Kitagawa, S.-i. Tezuka, and H. Akera, *Phys. Rev. B* **107**, 115306 (2023).
- [60] Y. Kitagawa, Y. Suzuki, S.-i. Tezuka, and H. Akera, *Phys. Rev. B* **108**, 115431 (2023).
- [61] P. E. Roy, R. M. Otxoa, and J. Wunderlich, *Phys. Rev. B* **94**, 014439 (2016).
- [62] K. Olejník, V. Schuler, X. Marti, V. Novák, Z. Kašpar, P. Wadley, R. P. Campion, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, J. Garces, M. Baumgartner, P. Gambardella, and T. Jungwirth,

- Nature Communications* **8**, 15434 (2017).
- [63] M. J. Grzybowski, P. Wadley, K. W. Edmonds, R. Beardsley, V. Hills, R. P. Champion, B. L. Gallagher, J. S. Chauhan, V. Novak, T. Jungwirth, F. Maccherozzi, and S. S. Dhesi, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 057701 (2017).
- [64] X. Marti, I. Fina, C. Frontera, J. Liu, P. Wadley, Q. He, R. J. Paull, J. D. Clarkson, J. Kudrnovsk 箒, I. Turek, J. Kune 邸, D. Yi, J.-H. Chu, C. T. Nelson, L. You, E. Arenholz, S. Salahuddin, J. Fontcuberta, T. Jungwirth, and R. Ramesh, *Nature Materials* **13**, 367 (2014).
- [65] G. G. Guzmán-Verri and L. C. Lew Yan Voon, *Phys. Rev. B* **76**, 075131 (2007).
- [66] S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Aktürk, H. Şahin, and S. Ciraci, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 236804 (2009).
- [67] P. Vogt, P. De Padova, C. Quaresima, J. Avila, E. Frantzeskakis, M. C. Asensio, A. Resta, B. Ealet, and G. Le Lay, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 155501 (2012).
- [68] B. Feng, Z. Ding, S. Meng, Y. Yao, X. He, P. Cheng, L. Chen, and K. Wu, *Nano Letters* **12**, 3507 (2012), pMID: 22658061.
- [69] E. Scalise, M. Houssa, G. Pourtois, B. van den Broek, V. Afanas'ev, and A. Stesmans, *Nano Research* **6**, 19 (2013).
- [70] M. E. Dávila, L. Xian, S. Cahangirov, A. Rubio, and G. L. Lay, *New Journal of Physics* **16**, 095002 (2014).
- [71] M. Houssa, A. Dimoulas, and A. Molle, *Journal of Physics: Condensed Matter* **27**, 253002 (2015).
- [72] F.-f. Zhu, W.-j. Chen, Y. Xu, C.-l. Gao, D.-d. Guan, C.-h. Liu, D. Qian, S.-C. Zhang, and J.-f. Jia, *Nature Materials* **14**, 1020 (2015).
- [73] T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi, and S. Datta, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 126601 (2002).
- [74] P.-Q. Jin and Y.-Q. Li, *Phys. Rev. B* **76**, 235311 (2007).
- [75] E. Bernardes, J. Schliemann, M. Lee, J. C. Egues, and D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 076603 (2007).
- [76] R. S. Calsaverini, E. Bernardes, J. C. Egues, and D. Loss, *Phys. Rev. B* **78**, 155313 (2008).
- [77] M. Akabori, S. Hidaka, H. Iwase, S. Yamada, and U. Ekenberg, *J. Appl. Phys.* **112**, 113711 (2012).
- [78] F. G. G. Hernandez, L. M. Nunes, G. M. Gusev, and A. K. Bakarov, *Phys. Rev. B* **88**, 161305 (2013).
- [79] S. Souma, A. Sawada, H. Chen, Y. Sekine, M. Eto, and T. Koga, *Phys. Rev. Applied* **4**, 034010 (2015).
- [80] A. Khaetskii and J. C. Egues, *EPL* **118**, 57006 (2017).
- [81] K. Hayashida and H. Akera, *Phys. Rev. B* **101**, 035306 (2020).
- [82] H. Akera, H. Suzuura, and Y. Egami, *Phys. Rev. B* **95**, 045301 (2017).
- [83] T. Iijima and H. Akera, *Phys. Rev. Applied* **13**, 064075 (2020).
- [84] T. Iijima, Y. Egami, and H. Akera, *Japanese Journal of Applied Physics* **59**, 100901 (2020).

- [85] T. Ishikawa and H. Akeru, *Phys. Rev. B* **100**, 125307 (2019).
- [86] T. Ishikawa and H. Akeru, *Jpn. J. Appl. Phys.* **61**, 063002 (2022).
- [87] G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).
- [88] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 728 (1994).
- [89] A. A. Bykov, D. R. Islamov, A. V. Goran, and A. I. Toropov, *JETP Letters* **87**, 477 (2008).
- [90] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *Sov. Phys. JETP* **13**, 467 (1971).
- [91] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *Phys. Lett. A* **35**, 459 (1971).
- [92] S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang, *Science* **301**, 1348 (2003).
- [93] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126603 (2004).
- [94] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Science* **306**, 1910 (2004).
- [95] C. Wang and M. Pang, *Solid State Communications* **150**, 1509 (2010).
- [96] A. Dyrdał, M. Inglot, V. K. Dugaev, and J. Barnaś, *Phys. Rev. B* **87**, 245309 (2013).
- [97] S. Tölle, C. Gorini, and U. Eckern, *Phys. Rev. B* **90**, 235117 (2014).
- [98] C. Xiao, D. Li, and Z. Ma, *Frontiers of Physics* **11**, 117201 (2016).
- [99] A. Dyrdał, J. Barnaś, V. K. Dugaev, and J. Berakdar, *Phys. Rev. B* **98**, 075307 (2018).
- [100] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Saunders College, Philadelphia, 1976).
- [101] Y. Suzuki, Y. Kitagawa, S.-i. Tezuka, and H. Akeru, *Phys. Status Solidi RRL* , 2300433.