

光から電子スピンへの量子コヒーレンス転写

東北大学電気通信研究所

小坂英男 (kosaka@riec.tohoku.ac.jp)

三森康義

枝松圭一

1. はじめに

光子と電子。この二つは我々の生活に最も身近な素粒子であるが、その性質は完璧なまでに相反している。光子は、質量も大きさもなく常に光速で走るボーズ粒子であり、光子同士の相互作用はないため情報伝達に向く。一方の電子は、質量はあるが大きさはなく*1静止することができるフェルミ粒子であり、電子同士は反発しあうため情報処理に向く。このように光子と電子は全く異質の粒子であるが、光電効果を通して互いのエネルギーをやり取りし、現代の情報通信・処理技術を支えてきた。さらに20世末以降、それぞれの粒子の量子力学的性質を利用した、量子情報通信・処理技術が急速に進展した。今後、両者間の量子力学的状態(量子状態)のやり取りが可能となれば、量子情報技術は実用化に向けて飛躍的な進歩を遂げるに違いない。特に光子から固体中の電子への量子状態転写は応用上重要であるが、現在のところ全く手付かずの領域である。本稿では、この未踏領域へ向けた筆者の取り組みについて紹介する。

まず2章では、光子と電子を“スピン”という共通の言語で語るための準備をする。次に3章では、スピン量子状態を議論する上で重要な“量子コヒーレンス”、光子と電子のスピン状態表現、古典的な転写と量子的な転写の違いについて順に説明する。こららの予備知識を受け、4章では量子コヒーレンス転写の具体的原理を説明し、5

*1 ここで言う大きさは、幾何学的大きさのことであり、波動関数の広がりではない。実験的には 10^{-15}m 以下であることまで分かっている。

章で実際に我々の行った転写実験について紹介する。

2. 光子と電子の共通言語としてのスピン

2.1 第4の量子数

電子の排他原理の発見でノーベル賞を受賞した Pauli は、電子状態の指標として2つの値をとる“第4の量子数”を導入した*2。これは後に自転を表す“電子スピン”と命名されたが、陽子と中性子の電荷の違いを説明するために導入されたアイソスピンと同様に、自転というイメージは必ずしも正しくない*3。Dirac はスピンの自由度に加えて電子-陽電子の自由度を取り込み、4成分波動関数を導いたが、低速あるいは静止状態では陽電子の自由度が無視でき、パウリの2成分波動関数(2値性)に帰着する[1]。ところが静止した電子スピンの場合、特に無磁場下では、右回り/左回りスピンと言っても方向性がはっきりせず、区別のしようがない。一方、常に光速で走る光子も“擬似スピン”と呼ばれる偏光の自由度を持つが、こちらの方は常に進行方向が明確であるため、進行方向に対して右回り/左回りという円偏光は自然に定義でき、電子スピンよりもむしろ自然に回転(helicity)としてのスピンの意味を持つ(3.2参照)。

2.2 電子と正孔の対生成ともつれ

*2 n, l, m_l に次ぐ第4番目の量子数 m_s 。

*3 パウリは“スピン”と呼ぶことを良しとせず、長い間“第4の量子数”と呼び続けたそうである。

高エネルギー光子が真空中で電子と陽電子を対生成するのと同様に、(紫外から近赤外にかけての) 低エネルギー光子も、固体中で電子と正孔を対生成する (図 1)。特に半導体中ではこれらをキャリアと呼び、情報の担い手として重要な役割を担う。本稿では光子から電子への状態転写を議論するわけであるが、正孔がこの転写の鍵を握る。半導体中の正孔は、真空中の陽電子とは違い、極めて安定に存在し (位相のスピニコヒーレンスは早く失うが)、多彩な役割を果たす。正孔のスピ量子数は電子や陽電子と同じく $1/2$ であるが、軌道量子数に結晶の対称性を反映した多様性を有する。この軌道自由度がスピン軌道相互作用を介して光子と電子のスピ自由度を結合させ、光の擬似スピンから電子のスピへの状態転写を可能とする。この際に重要となるのが、対生成された電子と正孔のスピもつれ合いを解くことである。この“スピもつれ”についてときどき疑問を持たれるが、以下のように理解していただきたい。例えば直線偏光の光子は、(後述の重い正孔励起子の場合) 右回り電子スピと左回り正孔スピを対生成する場合と、逆に左回り電子スピと右回り正孔スピを対生成する場合とが、それぞれ確率 $1/2$ でランダムに起こる。ところが、電子スピの向きが分かれば正孔スピの向きも分かるという意味で、両者はもつれ合っている (4. 2 節参照)。このもつれが、以下で説明するように転写にとっては大敵であり、もつれを解くことが重要なる。半導体中では、ゲート電界によって電子と正孔を容易に離合でき、対消滅 (再結合) を制御できることも魅力の一つである [2]。

2. 3 Kramers 縮退とスピンの定義

$1/2$ などの半整数スピは無磁場下で Kramers 縮退している。無磁場下ではハミルトニアンは時間反転対称であり、あるスピ状態とその時間反転操作した状態は同じエネルギーをとる。さらに、スピが半整数であればこれら 2 つの状態は独立であり、2 重に縮退している。ところが、磁場を印加すれば、ハミルトニアンの

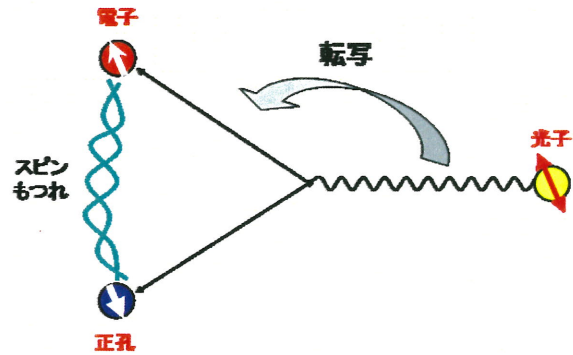


図 1. 固体内で光子から対生成される電子・正孔対。光子の偏光自由度に載せられた量子情報を電子のスピ自由度に転写することが本研究の目的である。この際、電子と正孔のもつれをいかに解くかが重要となる。

時間反転対称性は破れてその縮退がとける。そのため、光子の (疑似) スピと同様に、静止した電子の磁場方向のスピが確定する。つまり磁場と同じ向きあるいは反対向きなどと言うことができ、右回りスピ $|\uparrow\rangle$ と左回りスピ $|\downarrow\rangle$ の重ね合わせ状態の位相も明確に定義可能となる。このことは (詳細は 3. 2 節の説明を待つとして)、光子の直線偏光に対応する横向きスピが定義できることを意味しており、本家本元である電子の“スピ”という呼び名もしっかり来る。実際に、偏光を使ってこの横向きスピを観測することもできる (6 章で紹介)。

しかしながら、この方法ではスピンの位相定義と同時にエネルギーの縮退も解けてしまうのが、転写にとっては泣き所である。なぜならば、光子スピ (偏光) は常に等エネルギー状態にあり、受け側の電子スピ状態がエネルギー分裂してしまえば、エネルギー保存則を満たすことができないからである。このジレンマを解くための仲介者が正孔である。電子と対生成される正孔の Kramers 縮退を破ることにより、エネルギー縮退を維持する電子の空間反転対称性を実効的に破ることができ、スピンの位相を定義することができる。詳細は 4. 1 節をお読みいただきたい。

3. 転写に必要な予備知識

3. 1 量子コヒーレンスと古典コヒーレンス

電子にエネルギー、スピ、軌道の自由度があるのと同様に、光子にも波長 (エネルギー) と偏光 (擬似スピ)、空間モード (軌道) とそれぞ

れ対応する自由度がある。ここで考える転写は、光子の偏光自由度から電子のスピン自由度への転写である。電子スピンの位相コヒーレンスは、一般に“量子コヒーレンス”と呼ばれる。これは、ほぼ縮退する2つのエネルギー固有状態（例えば $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ ）の重ね合わせによって定義される、量子位相のコヒーレンスを示すためである。このコヒーレンスは本質的に個々の量子のコヒーレンスを反映している*4。この縮退が少々解けている場合には（励起光のエネルギー幅以内の分裂のとき）、この量子干渉は“量子ビート”と呼ばれるうなり振動として観測され、スピンの歳差運動を連想させる*5。

注意しなければならないのは、より一般的に知られているレーザなどのコヒーレンスとは本質的に異なることである。こちらの方は、光子数の共役物理量としての、集団で定義できる位相であり、レーザ光のコヒーレント状態が古典状態と呼ばれるのと同じ理由で、このような光学コヒーレンスを古典コヒーレンスと呼ぶことができる。ここで議論する偏光コヒーレンスは、エネルギー縮退した2つの固有状態（例えば右回りと左回り円偏光）間の位相コヒーレンスであり、電子スピンの同様に量子コヒーレンスと呼んで良い。

3. 2 光子と電子のスピン状態表現

図2(a)に示すように、ポアンカレ球は光の偏光状態を記述するベクトル空間である。光子はスピン1の量子であり、スピン角運動量の z 成分は本来 $S_z = 1, 0, -1$ を取り得る。しかしながら、真空中の光子は縦波成分($S_z = 0$)を持たず、横波成分の $S_z = 1, -1$ だけが許される。したがって、光子の偏光状態は二準位系で記述でき、ポアンカレ球

*4 二つのスリットを通り抜ける光の干渉縞が、単一光子レベルになっても見られることを示した有名な“Youngの二重スリット実験”と同様に、 $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ という二つのスピン状態の量子干渉は、単一電子となるまで数を減らしても観測される[4]。

*5 歳差運動は、従来うなり振動としてしか観測されず、首振り回転というイメージはない。(5.2節参照)

は固有値が1と-1の二元特殊ユニタリ(SU(2))ヒルベルト空間で表現できる。これが“擬似スピン”と呼ばれる由縁である。ポアンカレ球の直交座標はストークスパラメーター S_1, S_2, S_3 に対応し、それぞれ σ^+ と σ^- (左右回り)、 H と V (水平垂直)、 D^+ と D^- (左右45度)の偏光成分の平均値の差分を示す。

一方のブロッホ球は、電子のスピン偏極状態を記述するベクトル空間である。電子はスピン1/2の量子であり、本質的に二準位系のSU(2)ヒルベルト空間で表現できる。ブロッホ球の直交座標はラビパラメーター U, V, W に対応し、光子の場合と同様に、それぞれ X と $-X, Y$ と $-Y, Z$ と $-Z$ 向きのスピン成分の平均値の差を表す。

これらの平均値差分は光子・電子いずれの場合にも、パウリのスピン演算子 σ_i を用い、 $\text{Tr}(\sigma_i \rho)$ ($i=x, y, z$) (ρ は密度行列)のように統一的に記述できる。また系が純粋状態 $|\psi\rangle$ にあるときには、 $\langle \psi | \sigma_i | \psi \rangle$ となる。つまりポアンカレ球とブロッホ球は数学的に全く同等に扱えるわけである。

3. 3 古典的な転写と量子的な転写

従来行われてきた偏光から電子スピンへの転写は、左右回り円偏光(σ^+, σ^-)から左右回り電子スピン($|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$)への射影的な転写であり、各基底状態の確率分布(ポピュレーション)のみを保存する[5,6]。これに対し、ここで目指す転写は量子コヒーレンスの保存を必要とし、射影変換ではなく理想的にはSU(2)状態空間の間のユニタリ変換を実現するものである。量子コヒーレンスの保存を必要とするかどうかという意味で、前者を古典的な転写、後者を量子的な転写と呼び区別することができる。古典的な転写では、角運動量を保存するように電子・正孔対が生成され、電子と正孔はもつれている。これに対し、量子的な転写では、角運動量保存を見かけ上破るように電子・正孔対が生成され、電子と正孔のもつれは解かれている。

4. 量子コヒーレンス転写の原理

4. 1 エネルギー保存

光子は偏光状態によらず等エネルギーであり、これを量子状態転写しようとする電子のスピンの状態も同様に等エネルギーでなければならない。ところが、2. 3節で述べたように、スピンの位相を定義するためには磁場を印加しなければならない。したがって、磁場印加時にもゼーマン分裂しないよう電子の g 因子をできるだけ小さくする必要がある[7-9]。ここで g 因子とは、磁場中でのスピンのゼーマン分裂エネルギーを $\Delta E_Z = g \mu_B B$ (μ_B : ボーア磁子、 B : 磁場) のように与える係数である。つまり、電子の2スピン状態を光子によりエネルギーだけでは識別不可能とする。

一方、光子吸収により電子とともに生成される正孔は、磁場印加時にゼーマン分裂が大きくなるよう g 因子を大きくし、正孔のスピンの状態を光子によりエネルギーだけで識別可能とする。つまり、光子のエネルギーバンド幅 ΔE_{ph} に対し $g_e \mu_B B < \Delta E_{ph} < g_h \mu_B B$ となるよう電子、正孔の g 因子 g_e, g_h を制御する。実際にはエネルギー縮退している電子であるが、正孔の Kramers 縮退の破れのおかげで電子スピンの位相が定義でき、光子との間でエネルギー保存と下記の量子位相保存の両方を満たすことができる。

4. 2 量子位相保存

転写の基本原理は角運動量保存則に基づく光学的選択則であるが、2. 5節で説明したように、転写の前後で角運動量を必ずしも保存しない。ここでは量子位相保存の仕組みについて説明する。

無磁場下での光学的スピン選択則は、光子のスピンの角運動量の z 成分 $S_z = 1(\sigma^+), -1(\sigma^-)$ は、励起子の合成軌道角運動量の z 成分 $L_z = 1, -1$ をそれぞれ生成し、励起子の合成スピンはゼロのままである。この角運動量保存則を利用し、光子のスピンの状態を電子のスピンの状態にのみ転写するための仕組みが、図2 (b) に示すV型3準位構造である。

軽い正孔の無磁場での波動関数は、Clebsch-Gordan 則を用いて軌道とスピンの波動

関数の直積に展開できる。

$$\begin{aligned} |j = \frac{3}{2}, j_z = +\frac{1}{2}\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} |l_z = 0\rangle |s_z = +\frac{1}{2}\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |l_z = +1\rangle |s_z = -\frac{1}{2}\rangle \\ |j = \frac{3}{2}, j_z = -\frac{1}{2}\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} |l_z = 0\rangle |s_z = -\frac{1}{2}\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |l_z = -1\rangle |s_z = +\frac{1}{2}\rangle \end{aligned} \quad (1)$$

ここで j は全角運動量を、 j_z と s_z は軌道とスピンの z 成分を表す。この直積を以下 $|l_z, s_z\rangle$ と簡略化する。光学選択則により、 $|\sigma^+\rangle_{ph} \rightarrow |0, 1/2\rangle_e \otimes |1, -1/2\rangle_h$ 、 $|\sigma^-\rangle_{ph} \rightarrow -|0, -1/2\rangle_e \otimes |1, 1/2\rangle_h$ の遷移のみが許容となる[9]。添え字は ph が光子、 e が電子、 lh が軽い正孔を示す。したがって、無磁場の場合、光子偏光の重ね合わせ状態 $\alpha |\sigma^+\rangle_{ph} + \beta |\sigma^-\rangle_{ph}$ は電子・正孔対のもつれ合ったスピン状態 $\alpha |0, 1/2\rangle_e \otimes |1, -1/2\rangle_h - \beta |0, -1/2\rangle_e \otimes |1, 1/2\rangle_h$ を生成する。したがって、正孔の急速な緩和と同時に、これともつれた電子スピンもコヒーレンスを失い混合状態となる。

これに磁場を量子井戸の面内方向 (x 方向) に

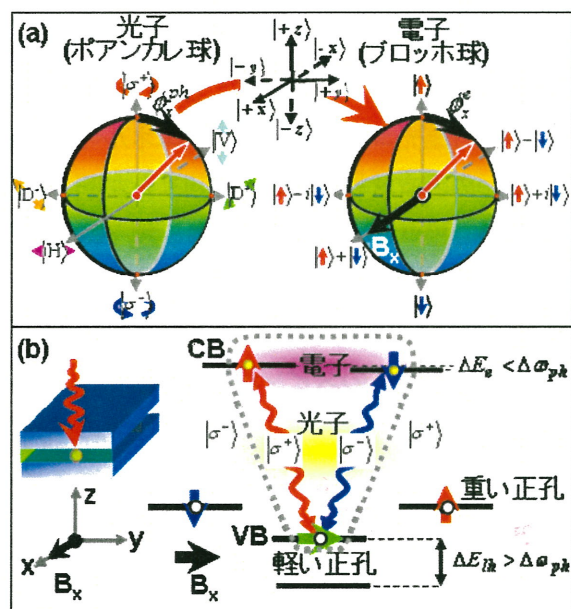


図2. 光子から電子スピンへの量子状態転写の原理。(a)光子の偏光状態と電子のスピンの状態をそれぞれ数学的に相似なポアンカレ球とブロッホ球で表したもの。転写はこれらの間のユニタリ変換に対応する。(b)量子状態転写を可能とするV型3準位を示すGaAs半導体量子井戸のエネルギー準位ダイアグラム。横磁場印加により、軽い正孔は互いに直交する二つの混合状態に分裂する。片方の準位から電子の上下スピン準位のいずれにも光学遷移が可能となる。この際生成される正孔は、位相が定まったエネルギー固有状態に定まり、光子の偏光状態は電子のみのスピン偏極状態へと転写が可能となる。

印加すると、軽い正孔のスピン準位は以下のような

な二つの固有状態にゼーマン分裂する（通常生成される重い正孔は波動関数の対称性から一般には分裂しない）。

$$|\pm\rangle_{lh} = \sqrt{\frac{1}{2}} \left\{ \left| j=\frac{3}{2}, j_z=+\frac{1}{2} \right\rangle \pm \left| j=\frac{3}{2}, j_z=-\frac{1}{2} \right\rangle \right\} \quad (2)$$

$$= \sqrt{\frac{1}{2}} \left\{ \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 0, +\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| 1, -\frac{1}{2} \right\rangle \pm \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 0, -\frac{1}{2} \right\rangle \pm \sqrt{\frac{1}{3}} \left| 1, +\frac{1}{2} \right\rangle \right\}$$

これらの固有状態は、結合状態・反結合状態と呼ばれる基底状態の混成状態となっているため、いずれから電子スピンの $|\uparrow\rangle = |0, 1/2\rangle_e$ と $|\downarrow\rangle = |0, -1/2\rangle_e$ の両方へと遷移可能である[11,12]。入射光のエネルギーを制御し $|\pm\rangle_{lh}$ を選択的に励起した場合、光子の重ね合わせ状態 $\alpha|\sigma^+\rangle_{ph} + \beta|\sigma^-\rangle_{ph}$ は電子・正孔対の直積状態 $(\alpha|0, 1/2\rangle_e - \beta|0, -1/2\rangle_e) \otimes |\pm\rangle_{lh}$ を生成する。この際、正孔スピンは常にひとつの決まった固有状態 $|\pm\rangle_{lh}$ にあるため、電子スピンとはもつれておらず、正孔スピンの緩和は電子スピンの緩和を引き起こさない。ここで α と β は量子位相を表しており、光子から電子への転写の際に量子位相が保存されることがわかる。

4. 3 正孔の役割とその後

上述のように、正孔の役割はあくまでも補助的であり、電子のKramers縮退を解く代わりに正孔のスピンの状態を指定することにより、電子の位相を定義可能とするものである。したがって、用済みとなった正孔はいち早く除去した方が得策である。なぜならば、電子と正孔が共存する場合には、電子・正孔交換相互作用による電子スピンの緩和が引き起こされるからである。電界印加やトンネルなどの方法で、正孔だけを選択的に引き抜くことによってこれが可能となるが[13,14]、転写の効率と忠実度を上げるためには、その引き抜き速度を励起子の生成速度と一致させることなどの注意が必要である[15,16]。

5. 量子コヒーレンス転写の実験

5. 1 量子コヒーレンス転写

図3にGaAs/AlGaAs量子井戸を用いたスピン状態転写の実験結果を示す[17]。スピン状態の測定には時間分解カー回転測定を用いた。この測定

では電子スピンの井戸に垂直方向の射影成分が得られる。(a)は軽い正孔励起子を選択励起した場合、(b)は重い正孔励起子を選択励起した場合である。磁場は図2のx軸方向に印加してある。電子のg因子は完全にゼロとはしていないため、生成された電子スピンは磁場によりx軸周りに歳差運動する。(a)では、円偏光励起、直線偏光励起に対する結果が共に振動構造を示しているので、光子の偏光状態が電子のスピン偏極状態に転写されていることが分かる。これに対して(b)では、円偏光励起に対する結果だけが振動構造を示しており、転写が不完全であることがわかる。いずれの場合にも、右回り(σ^+)左回り(σ^-)円偏光励起では最大値あるいは最小値から始まる周期振動を示し、生成された電子スピンの向きは上向きあるいは下向きであることが分かる。一方、ポアンカレ球上でy軸方向の直線偏光(D^+/D^-)励起では、軽い正孔の場合のみに顕著な信号が得られるが、その位相は右回り円偏光励起の場合より±

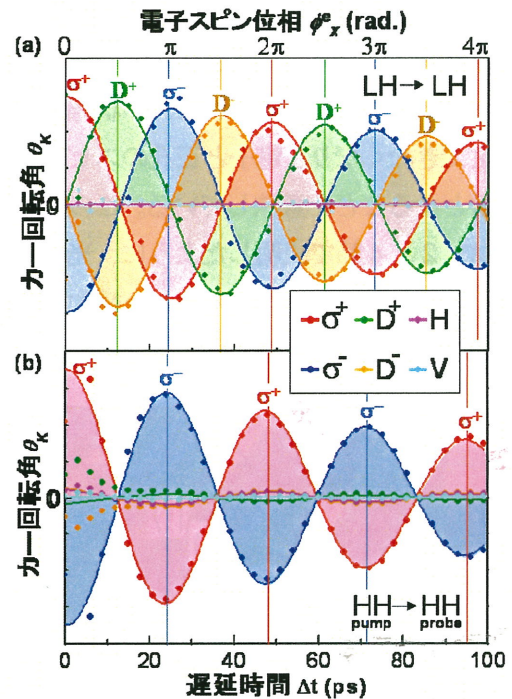


図3. 偏光から電子スピンへのコヒーレンスの転写を示す時間分解カー回転測定の実験結果。磁場は面内で7T。温度は4.2K。励起光強度は線形応答領域。(a)軽い正孔励起子を選択励起した場合。(b)重い正孔励起子を選択励起した場合。軽い正孔励起子の場合のみ、 D^+ 偏光(斜め $\pm 45^\circ$ 偏光)励起で位相が $\pi/2$ ずれた信号が観測される。これは電子スピンの図2(a)のプロポ球上で $\pm y$ 方向に初期偏極していたことを示しており、 D^+ 偏光がポアンカレ球上で $\pm y$ 方向に偏極している

$\pi/2$ だけ位相シフトしており、生成された電子スピンのブロッホ球上で $\pm y$ 方向を向いていたことを示唆している。

図4は軽い正孔励起子を用い、励起光の偏光を $y-z$ 面内で連続的に変化させたときのカー回転振幅を示す[17]。 ϕ_x^p ϕ_x^e はそれぞれポアンカレ球、ブロッホ球内の状態ベクトルの角度であり、例えば斜め 45° 直線偏光の $|D^+\rangle$ は $\cos(\phi_x^p/2)|\sigma^+\rangle + i\sin(\phi_x^p/2)|\sigma^-\rangle$ ($\phi_x^p = \pi/2$) のように表される。この実験から、最大の信号が得られる時間が偏光に応じてほぼ同じ位相だけ線形に変化することが分かり、偏光の量子コヒーレンス（ポアンカレ球内の状態ベクトル）が生成される電子スピンの量子コヒーレンス（ブロッホ球内の状態ベクトル）と一致することが明らかとなった。

コヒーレンス転写における横磁場の重要性を説明するために、図5に示す時間分解カー回転信号の磁場依存性を測定した[17]。磁場を低減するに従い、信号強度がデコヒーレンス時間に比べて急激に低下することがわかる。磁場の低下により、正孔のゼーマン分裂が入射光のエネルギー幅に対して十分小さくなると、正孔の状態が一意的に決定できなくなり、電子と正孔のスピンのつれが顕著となることを意味している。このような状態では、2.4節で説明したように、光の偏光情報が正孔にも漏洩し、正孔のスピンの緩和と同時に電子のスピンの緩和も同時

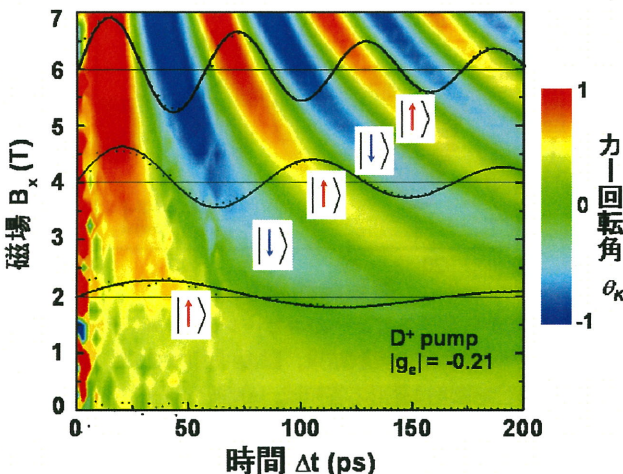


図5. 時間分解カー回転信号の磁場依存性。磁場以外の実験条件は図3の(a)と同様。磁場を低減するに従い、歳差運動の周期が長くなるとともに、信号強度がデコヒーレンス時間に比べて急激に低下する様子が伺える。

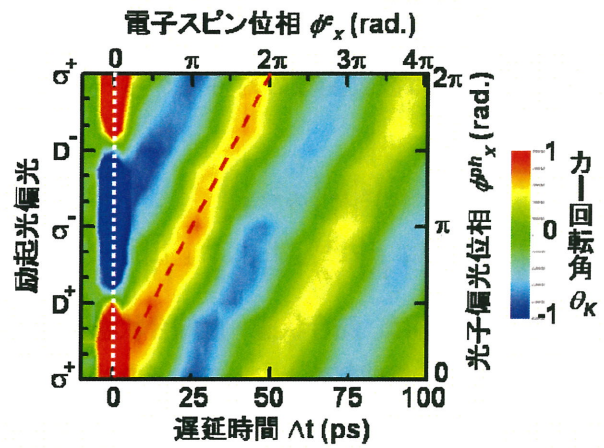


図4. 偏光から電子スピンへの一対一対応を示す、時間分解カー回転の偏光依存性。実験条件は図3の(a)と同様。プローブ時間の励起光照射時からの遅延は、一定の角速度で歳差運動する電子スピンの位相角に対応させることができる。図中の破線は、励起光のポアンカレ球上での位相角と電子スピンの初期位相角が、ほぼ線形で一対一に対応することを示す。

5. 2 スピン状態トモグラフィ

上記の方法では、スピンの位相を歳差運動の初期位相により間接的に推定した。しかしながら本方法では、完全に縮退した歳差運動しないスピンの位相は観測できず、また歳差運動する場合でも磁場に垂直な面内での位相しか推定できない。最近我々は、スピン状態トモグラフィと呼ぶ新しい手法を開発し、電子スピンの位相を直接観測することに初めて成功した[18]。この手法は、横磁場中で軽い正孔励起子を仮想励起することにより、 $|\uparrow\rangle$ か $|\downarrow\rangle$ かしか分からなかったカー回転測定を拡張し、電子スピンの密度行列の測定を可能とするものである。つまり、スピンのブロッホ球内でどこを向いているかを直接的に知ることができる。我々はこの手法を用い、歳差運動を単なるうなり振動ではなく、実際に回転として観察した。g 因子が極めて小さくなり歳差運動がほぼ凍結された場合でも、スピン方向を確定できることを示した。このような凍結した電子スピンは、エネルギーと量子位相の両方を完全に保存して光子から転写することが可能であり、高い転写の忠実度が期待される。紙面の都合で詳細は別の機会にゆずるが、この手法により、ポアンカレ球上の“任意の”偏光状態がブロッホ球の対応するスピン状態へ一対一に転写が行われることを証明した。

6. まとめと展望

光子の量子状態を半導体中の電子スピンの転写する方法について解説し、量子コヒーレンスの転写を示す実験結果を紹介した。本方法では、光子の量子状態がスピンという電子の内部自由度に転写されるため、高い安定性と制御性の良さが期待される[19]。量子コヒーレンスは単一量子の干渉を起源とし、したがって単一量子ドットを用いた単一光子から単一電子スピンへの転写も、原理的には可能である。この際、スピン状態トモグラフィは量子状態トモグラフィとなり、転写の量子忠実度を評価できる。また、単一光子に限らずもつれ光子対の状態転写にも適用でき、量子テレポーテーション[20]を原理とする、量子中継などの量子暗号通信にも応用可能である[21,22]。

半導体を用いた量子情報素子の実現は、ガス中の原子やイオンを用いたものに比べて決して容易ではないが、過去の実用素子が真空管から半導体へ、電球から発光ダイオード(LED)へ、ガスレーザーから固体レーザーへと固体化したのと同様に、量子情報素子も固体化していくものと思われる。

謝辞

ここで紹介した研究は、科学技術振興機構(JST)の戦略的創造研究事業(CREST)「量子中継のための光子-電子スピン量子メディア変換技術に関する研究」の一環として行われたものである。また、一部は総務省の戦略的情報通信研究開発推進制度(SCOPE)およびJSTの戦略的創造研究推進事業総括実施型研究(ERATO)の支援を受けている。実験を手伝ってくれた学生の執行英樹氏、稲垣卓弘氏、CREST共同研究者の力武克彰氏(仙台電波高専)、今村裕志氏(産総研)、高河原俊秀氏(京都工芸繊維大)、大野圭司氏(理研)に感謝します。

参考文献

[1] 多々良源、河野浩、柴田絢也、固体物理 43, 131-143 (2008).
[2] M. Kroutvar et al., Nature 432, 81 (2004).

[3] C.W. Lai et al., Nature 450, 529 (2007).
[4] M.H. Mikkelsen et al., Nature Phys. 3, 770 (2007).
[5] D.D. Awschalom, D. Loss and N. Samarth: *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation* (Springer, Berlin, 2002).
[6] H. Kosaka, Y. Mitsumori, Y. Rikitake and H. Imamura, Appl. Phys. Lett. 90, 113511 (2007).
[7] H. Kosaka, A. A. Kiselev, F. A. Baron, K. W. Kim, and E. Yablonovitch, Electron. Lett., 37, 464 (2001).
[8] H. W. Jiang and E. Yablonovitch, Phys. Rev. B 64, 041307(R) (2001).
[9] G. Salis et al., Nature 414, 619 (2001).
[10] F. Meier and B. P. Zakharchenya, Eds., *Optical Orientation* (Elsevier, Amsterdam, 1984).
[11] R. Vrijen and E. Yablonovitch: Physica E 10, 569 (2001).
[12] E. Yablonovitch, H.W. Jiang, H. Kosaka, H.D. Robinson, D.S. Rao and T. Szkopek: Proc. of IEEE, 91, No. 5, 761 (2003).
[13] H. Kosaka, D.S. Rao, H.D. Robinson, P. Bandaru, K. Makita and E. Yablonovitch: Phys. Rev. B 67, 045104 (2003).
[14] T. Kutsuwa et al., Phys. Stat. Sol. (c) 3, 4326 (2006).
[15] 小坂英男、応用物理 75, 1335-1339 (2006).
[16] Y. Rikitake H. Imamura and H. Kosaka, J. Phys. Soc. Jap. 76, 114004 (2007).
[17] H. Kosaka et al., Phys. Rev. Lett., 100, 096602 (2008).
[18] H. Kosaka et al., submitted to Nature.
[19] D. Loss and D.P. DiVincenzo: Phys. Rev. A 57, 120 (1998).
[20] C.H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozna, A. Peres, and W.K. Wootters: Phys. Rev. Lett. 70, 1895 (1993).
[21] 小坂英男, 固体物理 39, 106-116 (2004).
[22] 小坂英男、電子情報通信学会、11月特集号 (2008)