グラフェンスピントロニクス

白石 誠 司^{1,2}¹大阪大学大学院基礎工学研究科 ☎ 560-8531 大阪府豊中市待兼山町 1-3²JST さきがけ ☎ 332-0012 埼玉県川口市本町 4-1-8

(2009 年 2 月 20 日受理)

Graphene Spintronics

Masashi SHIRAISHI^{1,2}¹Graduate School of Engineering Science, Osaka University, 1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka, Osaka 560-8531²JST-PRESTO, 4-1-8 Honmachi, Kawaguchi, Saitama 332-0012

(Received February 20, 2009)

A “non-local” measurement scheme was introduced in order to clarify spin injection into multi-layer graphene at room temperature (RT) with reliability. The introduction of the “non-local” method can exclude spurious signals, such as anisotropic magnetoresistance effect, from the measurements, because an electric current pass is completely separated by a spin current pass (spin current is flow of pure spin) and an electrochemical potential of spin current is detected as proof of spin injection. Spin injection and spin current generation in MLG was succeeded at RT, which was the first success of observing spin current in molecules. Furthermore, a “local” magnetoresistance effect was recently observed at RT, and spin coherence was precisely and quantitatively estimated by using a Hanle-type spin precession method, where spin coherent length and spin coherent time were estimated to be 1.6 μm and 120 ps at RT, respectively.

KEYWORDS : graphene, spin injection, spin current, room temperature, non-local measurement

1. は じ め に

電子には電荷に加えスピンという属性があり、このスピン自由度によって物質の磁性が発現することについて読者諸氏は既にご存知と思う。従来このスピン自由度は主に磁気工学の分野で利用されてきたが、近年のナノテクノロジーの発展やエレクトロニクスとの融合によってスピントロニクスという急速に発展している新しい研究領域で大いに利用されている。

2007 年のノーベル物理学賞がスピントロニクス分野 (巨大磁気抵抗効果 [Giant Magnetoresistance ; GMR] の発見) に与えられたことは記憶に新しいが、この効果は Fig. 1 (a) に示すように強磁性材料で非磁性材料をサンドイッチした素子において、強磁性材料の磁化の向きが平行であるときに抵抗が小さくなり、反平行である場合に抵抗が大きくなる効果を言う^{1,2)}。強磁性電極のスビ

ンの向きは外部磁場などで制御する。この抵抗変化の原因は、磁化が平行であるときには伝導電子は Fig. 1 (b) にあるように散乱を受けずに伝導できるため抵抗は低くなるが、反平行の場合は、伝導電子は散乱を受け抵抗が高くなるからである。

さて、上記の非磁性材料部分に分子材料を用いよう、という動きが「分子スピントロニクス」なる研究領域で特にここ数年注目を集めつつある。金属材料を用いたスピントロニクスは磁気ヘッドや MRAM といったメモリなどへの応用が実現・期待されているが、分子スピントロニクスへの期待はこれとはいささか趣を異としており、分子スピントランジスタや量子計算素子への応用が期待されている。ここで言うスピントランジスタとは、電界効果型トランジスタの電極部分を強磁性金属に変更して、チャネルを非磁性材料とした構造を有し、ゲート電圧と電極の磁化の向きという二つのパラメーターで非磁性材料に注入されたスピン伝導を制御する素子を言う。分子材料は水素・炭素といった軽元素がそのほとん

Fig. 1. (color online). (a) Schematic views of GMR devices. Nonmagnet (NM, orange) is sandwiched by two ferromagnets (FM, blue). When magnetization of the FM is parallel (anti-parallel), the device resistance is smaller (bigger). (b) Schematic views of spin scattering induced by magnetization alignments of the FM.

どの構成要素である。物質にスピンを注入した場合、注入されたスピン位相は欠陥や不純物による散乱という要因以外に、物質のスピンの軌道 (SO) 相互作用によってスピン位相を失うため、これが良好なスピンコヒーレンスを得る上で障害となる。SO 相互作用のハミルトニアン H_{so} は、

$$H_{so} = \frac{e}{4m^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \cdot L \quad (1)$$

であり (m : 質量, r : 価電子が原子核のまわりを周囲運動する半径, V : 価電子の受けるポテンシャル, σ : Pauli のスピン行列, L : 軌道角運動量), 水素原子のような球対称ポテンシャルを仮定すると簡単な計算から SO 相互作用定数 λ は

$$\lambda = \frac{\mu_0 Z e^2}{8\pi m^2 r^3} \left(\mu_B = \frac{\mu_0 e \hbar}{2m} \right) \quad (2)$$

となる (Z : 原子番号, μ_B : ボーア磁子)。ここで r^{-3} は概ね Z^3 に比例するので $\lambda \sim Z^4$ が成立する。つまり物質が軽元素になるほど SO 相互作用は小さくなることになるので、分子材料では注入されたスピンはそのスピン位相を散逸しにくいことになり、これが分子スピントロニクスに注目が集まる理由の一つである。さらに、カーボンナノチューブ (CNT) やグラフェンといったナノカーボン分子の場合、その非局在化した π 電子ゆえに理想的には電子スピンの散乱はないはずであり、注入スピンのスピン位相の散逸は強く抑制されることが期待できる。これは分子性薄膜のキャリア伝導機構は一般に

hopping 伝導が支配的であるのに対し、CNT やグラフェンではバンドライクな伝導が支配的であることによる。これが非磁性層にグラフェンを用いる大きな利点の一つとなっており、これがグラフェンスピントロニクスに大きな注目が集まっている理由の一つである。

グラフェンには非常に興味深い物性が内在されている。著者はここでその魅力を十全に伝えられるほどグラフェンの物理を深く理解しているわけではないことをお断りした上で最近のトピックのみを列記すると、室温にいたるまで発現する量子ホール効果 (IQHE) やさらにベリイ位相に由来するその IQHE の特異性とそのグラフェン層数依存性の研究³⁻⁵⁾, 超伝導近接効果の発現⁶⁾, $170000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ もの高い電界効果移動度⁷⁾, ナノリボン化によるバンドギャップ制御^{8,9)}, 質量ゼロの Dirac fermion 性に基づく Klein paradox の発現可能性¹⁰⁾ などがあり、特に理論面においては素粒子論の研究者までも巻き込んで実に多彩な研究が推進されている。これまでの研究で明らかになってきたグラフェンの有する物性は、グラフェンが炭素六員環を 2 次元的に敷き詰めた構造を有し、そのハミルトニアンを K 点と K' 点近傍において長波長近似を用いて展開すると

$$H = \hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & k_x - ik_y \\ k_x + ik_y & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

となるために、相対論的量子力学において fermion が従う Dirac 方程式と同じ形をしているという特異性に起因すると言えるであろう (バンド構造が線型となりフェルミ準位での状態密度がゼロとなるために質量 0 の Dirac 粒子性が固体の中で発現する特異な系であるため)。グラフェンの有するこれらの物性を利用すれば、例えばゲート電圧印加による g 値や p-n 伝導制御によるスピン伝導制御や超高速スピン伝導、グラフェンナノリボンを利用したスピントランジスタの実現など、従来のスピントロニクス領域を大きく広げることが可能となるかもしれない。我々のグループではこのような期待をグラフェンスピントロニクスに抱き、まずはグラフェン分子へのスピン注入とそれが有する良好なスピンコヒーレンスを実験的に証明することを目指した。そこでスピンバルブ素子を作製し室温におけるスピン注入、スピン偏極電流ではなくスピンそのものの流れであるスピン流の創出に成功し、スピンコヒーレンスの測定を行ったのでここに報告する。

2. 実 験

グラフェンスピン素子の作製は以下の手順で行った。まず出発材料としては、市販されている高配向グラファイト (HOPG) 基板、または Super Graphite 基板¹¹⁾を用

いる。これらにやはり市販のスコッチテープを貼り付けた後、剥離する。剥離したスコッチテープを事前にマーカーを作製した SiO_2 (300 nm)/Si 基板に押し付けて多層グラフェン (MLG) や単層グラフェン (SLG) を基板上に吸着させる。グラフェンの層数はよく言われているように光学顕微鏡観察による色の違いや、ラマン分光で見分けることができる。今回述べるスピンバルブ素子は全て MLG を用いた素子であるが、これは伝導度ミスマッチ問題¹²⁾を回避するためである。原子間力顕微鏡 (AFM) によって測定した MLG の膜厚は典型的には 2–40 nm 程度であった。Si 基板に事前に蒸着した電子ビームリソグラフィー用のマーカーを頼りに Fig. 2 のように非磁性 (Au/Cr) および磁性電極 (Co) を電子ビームリソグラフィー法と真空蒸着法により形成するが、その際

Fig. 2. A typical sample structure of a MLG spin valve. A gap length of two FM electrodes was about 1 μm , and there was geometrical difference between two FMs in order to induce different coercive forces.

Fig. 3. (color online). A schematic view of experimental setup in order to observe spin-dependent transport in a MLG spin valves. (a) A local 2-terminal method, and (b) A non-local 4-terminal method. An external magnetic field was applied parallel to a long axis of the FMs.

に Al-O などのトンネル障壁層は導入していない。ここで磁性電極は磁化反転のために必要な磁場が異なるように両者の線幅を変えるか、ないしは構造差をつけている。スピン依存伝導の測定には、よく知られている局所 2 端子法による測定と非局所 4 端子法¹³⁾を用いた (Fig. 3 (a) (b) を参照)。非局所 4 端子法は局所 2 端子法で問題になる異方性磁気抵抗 (AMR) 効果などのスピン注入に起因しない信号を検出しないために、信頼性あるスピン注入の証明ができる優れた手法である。この手法は電流が非等方的に流れる一方で、スピン流は等方的に流れることを利用しており、Fig. 3 (b) に示すように電流が流れるパスと電圧を測定するパスを分離した測定手法である。今、左側の強磁性電極を FM1、右側のそれを FM2 とすると、電極間のポテンシャルと電流は Fig. 4 のようになる。電流 (多数スピン、今はアップスピンとする) は FM1 から MLG に注入され左側の非磁性電極に流れていくので、スピンは逆に左の非磁性電極から FM1 に電気化学ポテンシャルの傾きに従って流れることになる。FM1 より右側には電流は流れないが、強磁性金属と (非磁性材料である) MLG の界面で多数スピンの蓄積するために、その蓄積された多数スピンの電流は流れない右側の領域に拡散していく。MLG は非磁性であるのでスピンバランスを保つために (多数スピンを補償するために)、同時に左向きに少数スピン (ダウンスピンとする) が拡散してくる。FM2 のスピンの向きを磁場で制御することで、FM2 とその右側にある非磁性電極 (NM2 とする) との間の領域におけるアップ・ダウンいずれかのスピンの拡散に起因するスピン流の電気化学ポテンシャル差を測定することができる。まず、FM1、FM2 のスピン状態が共にアップであるとしよう。FM1 から右に拡散するスピンはアップであり、FM2 と NM2 の間のアップスピンのスピン流ポテンシャ

Fig. 4. Position dependence of electrochemical potential of up spin and down spin in a non-local 4-terminal method. An electric current flows to the left direction.

ル差が観測される。次に、磁場を挿引することでFM1のスピンの状態を反転させると注入スピンのダウソとなる。一方、FM2のスピンの状態はアップのままなので、注入されたダウソスピンを補償するためにMLG中を左向きに流れるアップスピンのスピン流ポテンシャルを観測することになるので、観測するスピン流ポテンシャルに変化が生じる（理想的には非局所抵抗の符号が反転する）。さらに磁場を印加し、FM電極のスピンを今度はダウソにそろえるとFM2は右向きに流れるダウソスピンのスピン流ポテンシャルを観測するので非局所抵抗の値は最初のアップスピンで平行配置となっていた時の値にもどる。つまり、このように非局所抵抗にヒステリシスが表れることが非磁性材料、今の場合はMLGにスピンが注入されたことを示す。今回の測定はすべて室温で行い、磁場は ± 40 mTの領域を0.4 mT/sのレートで変化させた。また、非局所測定において交流ロックイン法（注入電流は100 μ A、ロックイン周波数216 Hz、時定数300 ms）と直流電流注入法の二つの手法で測定を行った。

3. 結 果・考 察

まず、交流ロックイン法による実験結果をFig. 5に示す。上段が局所、下段が非局所測定の結果である。まず、局所測定の結果を検討しよう。合計で4つの抵抗のヒステリシスが観測される。一見、MLGを介したスピン依存伝導現象によるMR効果のようにみえる。しかしながら、このようにだらだらと減少し急激に増加する

Fig. 5. (color online). Results on spin injection experiments in a MLG spin valves. All measurements were carrier out at room temperature. (a) A local 2-terminal method, and (b) A non-local 4-terminal method. Anisotropic MR (AMR) effect is observed in case of the local measurement.

ような抵抗のヒステリシスは、anisotropic MR (AMR) 効果によって生じる。この効果は、例えば、磁壁が強磁性細線に注入されて抜けていく場合や強磁性細線の磁化反転の場合に生じ、最大で0.2-0.3%程度のMR比（この値は材料による）を示すことが知られている。このような効果が実際のスピン注入によるMR効果の観測を妨げる。さて、Fig. 5ではこのAMR効果が観測されているわけであるが、これはヒステリシスが4つあることから理解できる。即ち、 ± 12 mTで保磁力の小さなFM電極の磁化が反転し、 ± 25 mTで保磁力の大きなFM電極の磁化が反転した、と理解するのが妥当である。見方を変えるとこの間の領域で磁化配置が反平行になっている、ともいえる。これに留意して非局所測定の結果を解析すると、確かに $\pm 12 \sim 25$ mTの領域で非局所抵抗にヒステリシスが生じており、これはMLGへのスピン注入およびスピン依存伝導に起源があると結論することができる¹⁴⁾。実際、スピンを注入する向きを変える、即ち、極性を変更すると、ヒステリシスが下に凸に変化し結果の信頼性を確認することができた。以上の結果からMLGスピンバルブへの室温スピン注入、およびMLG中でのスピン流の生成に成功した、と結論づけることができる。

信号強度については、出力電圧としてこの実験では200 nV（注入電流100 μ A）であり、その後若干のプロセス変更により同条件で1 μ V程度まで強めることができた。理論的には局所信号強度は非局所信号強度の2倍になるので¹⁵⁾、非局所信号強度を大きくすることは局所測定においてスピン注入信号を観測しやすくなる。これによって局所測定においても（AMR効果による負の

Fig. 6. (color online). Spin injection signals in a non-local method (upper panel) and a local method (lower panel). Gradual decrease of resistance was observed in the local method, which was due to AMR effect, but a positive MR effect was clearly observed where resistance hysteresis in the non-local method appeared.

MR 効果は観測されるもの) スピン注入による正の MR 効果が観測できるようになった (Fig. 6)。観測された MR 比は室温で 0.02% である¹⁶⁾。但し、上でも述べたように局所法で得られる信号にはスピン注入によらない信号を含むことは不可避であるので、信頼性ある結果を得るためには非局所法の導入は不可欠であることを今一度強調しておきたい。

次に分子材料に期待されている良好なスピンコヒーレンスがどの程度実現できているかを評価するために非局所測定を用いた Hanle 型のスピン歳差運動¹³⁾の観測を行った (Fig. 7 参照)。Hanle 型スピン歳差運動の観測のためには、まず二つの FM 電極の磁化の向きを平行とした状態で MLG の膜面に対して垂直に外部磁場を印加する。この状態でスピン注入を行うと、MLG に注入されたスピンは外部磁場の方向を向こうとして MLG 膜内で垂直に立ち上がろうとする。しかし一気に外部磁場の方向を向くことはできず外部磁場の向きに対してコマのようにスピンの向きが回転する歳差運動を始める。そのため外部磁場とスピン伝導チャンネル長の相関でスピンの向きを感じる detector 側にとってはあたかも反対の向きを持つスピンの到達したかのような状態を作り出すことができる。この場合、出力信号は反平行の磁化配置のそれと同じになる。このように外部磁場の大きさに対して伝導スピンの向きが回転するため信号は以下の式に従って振動を繰り返す。

$$\frac{V_{\text{non-local}}}{I_{\text{inject}}} = \frac{P^2}{\sigma_{\text{MLG}} A / D} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{L^2}{4Dt}\right) \cos(\omega_L t) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{sf}}}\right) dt \quad (4)$$

ここで $V_{\text{non-local}}$ は非局所電圧, I_{inject} は注入電流, P は FM 電極と MLG 界面における注入スピンのスピン偏極率, λ_{sf} はスピン緩和長, L は二つの FM 電極間の距離, σ_{MLG} は MLG の伝導度, A は MLG の膜厚, t は時間, τ_{sf} は

スピン緩和時間, D は拡散定数である。信号は振動すると述べたが、実際は上記のようにスピン緩和による効果が含まれるので信号は振動しながら減衰してゆく、という記述が正しい。さらに言えば、外部磁場を強くしてゆくと FM 電極の磁化も面直方向 (外部磁場方向) に立ち上がるので信号はスピン緩和に異方性がないならば磁化平行配置における強度に漸近してゆくことになる。最近の SLG における実験では伝導スピンの向きが SLG の膜面に平行な場合と垂直な場合でスピン緩和に異方性があることが報告されており、これはスピン緩和機構が D'yakonov-Perel 型ではなく Elliot-Yafet 型であることによると結論されているが¹⁷⁾、その起源に関してはまだ議論の余地があるようである。さて、Hanle 型スピン歳差運動の実験結果 (Fig. 8) を (4) 式を用いて fitting をかけるとスピンの緩和時間が 120 ps, スピン緩和長が 1.6 μm , スピン偏極率が 9%, スピン拡散の拡散定数が

Fig. 8. (color online). Results on the Hanle-type spin precession measurements. Open circles show experimental data, and solid lines show theoretical fitting. ↑↑ means signals under parallel magnetization alignment of FMs, and ↑↓ means those under anti-parallel magnetization alignments of FMs. Injection current was 300 μA and the measurements were carried out at room temperature.

Fig. 7. (color online). Schematic views of a Hanle-type spin precession measurement. As injected spin rotates, output signal oscillates because an external magnetic field is applied perpendicular to MLG.

$2.1 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$ であることも明らかになった¹⁶⁾。これらの値は SLG に対して求められた値とほぼ一致している¹⁸⁾。グラフェンの層数がスピン輸送特性に対して大きな影響を与えないことは若干驚かされる。これは未解決の問題であるが、一つの可能性としては MLG の最表面に k 空間における H 点起因の質量ゼロの Dirac fermion が現れることから¹⁹⁾、結果的に SLG のスピン輸送特性と類似の特性が現れることが考えられるかもしれない。ここで、実験的に求められたスピン緩和長は確かに比較的長く分子材料に寄せられている「良好なスピニコヒーレンス」という期待を裏切るものではないが、この値がこの材料の有するスピニコヒーレンスの上限というわけではないと思われる。即ち表面への吸着物による散乱効果、材料中の欠陥などまだまだスピン位相を緩和させる機構は多く存在すると考えている（これから上記のスピン緩和の異方性をもたらす、という可能性は高い）。理論的かつ理想的にはグラフェン中では拡散伝導ではなく弾道伝導が実現できるはずで、そうなれば SO 相互作用が非常に小さいことと相俟ってスピン緩和はほとんど生じないはずである。まだこの研究は始まったばかりであり、今後のプロセスの改良などで良好なスピニコヒーレンスは十分得られると考えている。また、本稿で強調したいことは、正確なスピニコヒーレンスの測定のためにはこの Hanle 型のスピン歳差運動の測定が不可欠である、ということである。非局所信号測定だけでコヒーレンスを見積もることは、非局所スピン注入信号である非局所電圧

$$V_{\text{non-local}} = \frac{P^2 \lambda_{\text{sf}}}{2\sigma_{\text{MLG}} A} \cdot I_{\text{inject}} \exp\left(-\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}}\right) \quad (5)$$

中にスピン緩和長とスピン偏極率という二つの未知数があるために不可能であるからである。Hanle 型スピン歳差運動の測定ではスピン緩和長は信号の振動から、スピン偏極率は平行配置と反平行配置における信号強度差から独立に求まるので問題はない。また、ある FM 電極間距離 L の場合にスピン注入信号を測定できたからといって、スピン緩和長が L であるという結論を導くこともスピン緩和長の定義から誤りであることを強調しておく。

4. まとめと展望

今回、非局所 4 端子法という信頼性に富む手法を分子系スピバルブ素子に導入し、MLG スピバルブへの室温スピン注入に世界に先駆けて成功した¹⁶⁾。我々の発表の 3 週間後には SLG スピバルブにおいてトンネル障壁層 Al-O を導入することでオランダ・グローニンゲン大学グループが室温スピン注入に成功している¹⁸⁾。現

在はいくつものグループが同様の成功例をトンネル障壁層のある場合、ない場合それぞれで報告しており、これからの重要な問題の一つはトンネル障壁の役割に関する詳細な理解になっている。また、スピニコヒーレンスに関しては、確かに非磁性金属材料のそれよりは若干良好なコヒーレンスが得られているが、まだまだグラフェン、そして分子材料に期待されているような値が得られているとは言いがたい。分子スピントロニクス将来展望も左右するこの問題は次の大きな研究課題であると我々は認識している。良好なスピニコヒーレンスを阻害する原因の一つにグラフェン表面への吸着物（酸素などの気体分子、レジストなどプロセス中で使用した有機物など）がスピン散乱要因として作用している、という懸念があり、今後解析・解決してゆかなければならない。さらに、注入スピンのスピン偏極率も Co 電極に期待される値の 1/3 程度であり、トンネル障壁の役割に関する議論も含めてこの Co/グラフェン界面の問題もまた重要である。一方、応用を目指す方向性の中ではナノリボン化によってバンドギャップを有する系を作製できるので、このグラフェンナノリボンを用いたスピントランジスタの作製なども面白いと思われる。グラフェンスピントロニクスはまだ研究が始まったばかりであり、多くの面白い研究テーマが存在する。これらのテーマの探求が広く分子スピントロニクスの発展・理解に役立つであろうと我々は信じている。従来は電気伝導によるアプローチがほとんどであったが、これからは表面界面研究の立場からのアプローチが強く望まれることは間違いない。読者の皆さんによる積極的なこの分野への参入をお願いしたい。

謝 辞

本研究は、大阪大学大学院基礎工学研究科・鈴木研究室において鈴木義茂教授・新庄輝也特任教授・野内亮助教・野崎隆行助教・大石恵さん（大学院修士課程、現大日本印刷（株））との共同研究によって遂行されたものである。また、非局所測定のセットアップに際しては京都大学化学研究所の小野輝男教授・葛西伸哉助教に大変お世話になった。ここに深甚なる謝意を表したい。

文 献

- 1) G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn : Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- 2) M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, V.D.F. Nguyen, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas : Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1989).
- 3) K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos and A.A.

- Fisov : Nature **438**, 197 (2005).
- 4) Y. Zhang, Y-W. Tan, H.L. Stormer and P. Kim : Nature **438**, 201 (2005).
- 5) K.S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang, S.V. Morozov, H.L. Stormer, U. Zeitler, J.C. Maan, G.S. Boebibger, P. Kim and A.K. Geim : Science **315**, 1379(2007).
- 6) H.B. Heersche, P. Jarillo-Herrero, J.B. Oostinga, L.M.K. Vandersypen and A.F. Morpurgo : Nature **446**, 56 (2007).
- 7) K.I. Bolotin, K.J. Sikes, J. Hone, H.L. Stormer and P. Kim : Phys. Rev. Lett. **101**, 96802 (2008).
- 8) M.Y. Han, B. Özyilmaz, Y. Zhang and P. Kim : Phys. Rev. Lett. **98**, 206805 (2007).
- 9) X. Li, X. Wang, L. Zhang, S. Lee and H. Dai : Science **319**, 1229 (2008).
- 10) M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov and A.K. Geim : Nature Phys. **2**, 620 (2006).
- 11) M. Murakami, N. Nishiki, K. Nakamura, J. Ehara, H. Okada, T. Kouzaki, K. Watanabe, T. Hoshi and S. Yoshimura : Carbon **30**, 255 (1992).
- 12) A. Fert and H. Jaffres : Phys. Rev. B **64**, 184420 (2001).
- 13) F.J. Jedema, H.B. Heersche, A.T. Filip, A.A.J. Baselmans and B.J. van Wees : Nature **416**, 713 (2002).
- 14) M. Ohishi, M. Shiraishi, R. Nouchi, T. Nozaki, T. Shinjo and Y. Suzuki : Jpn. J. Appl. Phys. **46**, L605 (2007).
- 15) F.J. Jedema, M.S. Nijboer, A.T. Filip and B.J. van Wees : Phys. Rev. B **67**, 85319 (2003).
- 16) M. Shiraishi, M. Ohishi, R. Nouchi, T. Nozaki, T. Shinjo and Y. Suzuki : Adv. Func. Mat. **19**, 3711 (2009).
- 17) N. Tombros, S. Tanabe, A. Veligura, C. Jorza, M. Popinciuc, H.T. Jonkman and B.J. van Wees : Phys. Rev. Lett. **101**, 46601 (2008).
- 18) N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H.T. Jonkman and B.J. van Wees : Nature **448**, 571 (2007).
- 19) S.Y. Zhou, G.-H. Gweon, J. Graf, A.V. Fedorov, C.D. Spataru, R.D. Diehl, Y. Kopelevich, D.-H. Lee, S.G. Louie and A. Lanzara : Nature Phys. **2**, 595 (2006).