グラフェンを用いた中赤外光検出とスピン伝導デバイス*

町田 友樹^{*1,*2}・増渕 覚^{*1,*2}・大貫 雅広^{*1}
 荒井 美穂^{*1}・山口 健洋^{*1}・井上 義久^{*1}
 守谷 頼^{*1}・渡邊 賢司^{*3}・谷口 尚^{*3}

Graphene-based Mid-infrared Photodetectors and Spin Transport Devices

Tomoki MACHIDA^{*1,*2}, Satoru MASUBUCHI^{*1,*2}, Masahiro ONUKI^{*1},
 Miho ARAI^{*1}, Takehiro YAMAGUCHI^{*1}, Yoshihisa INOUE^{*1},
 Rai MORIYA^{*1}, Kenji WATANABE^{*3} and Takashi TANIGUCHI^{*3}

^{*1}Institute of Industrial Science, University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8505, Japan

^{*2}Institute for Nano Quantum Information Electronics, University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8505, Japan

^{*3}National Institute for Materials Science, 1-1 Namiki, Tsukuba-shi, Ibaraki 305-0044, Japan

(Received May 16, 2014, Accepted September 11, 2014)

High-mobility graphene is fabricated on hexagonal boron nitride (h-BN) using a micromechanical cleavage and dry transfer technique. We demonstrate the photovoltaic effect due to the cyclotron resonance in graphene/h-BN under quantized Hall regime and the electrical spin injection into graphene through a single-layer h-BN tunnel barrier.

1. グラフェン〜複合原子層

グラフェンは炭素原子が蜂の巣格子状に配列された単原子層膜であり、K点近傍で線形なエネルギー分散となる特異なバンド構造を有する¹⁾。グラフェン中のキャリアは相対論的な粒子であるディラックフェルミオンとして振る舞い、Klein トンネリング²⁾、半整数量子ホール効果³⁾など、グラフェン固有の量子輸送現象が観測される。エレクトロニクス応用の観点からも、半導体では実現できない高いキャリア移動度⁴⁾や熱伝導度等の特異な物性が魅力的であり、幅広い分野で注目されている新規材料系である⁵⁾。最近ではディラック電子系であるグラフェンに加え、絶縁体の六方晶窒化ホウ素 (h-BN) や半導体の MoS₂, WS₂, WSe₂ など、様々な物質の原子層薄膜が作製されている。複合原子層における新規物性の発現や新機能素子の実現を目指した原子層科学の進展が期待されている。

本稿では、メカニカル劈開と原子層転写法により作製したグラフェン/h-BN 複合構造を利用した我々の研究を紹介する。h-BN を原子レベルで平坦な基板として利用したグラフェン/h-BN では、外因的なキャリア散乱が抑制されて極めて高いキャリア移動度が得られるとともに、グラフェン固有の物理現象がより明瞭に観測される。強磁場中で形成されるランダウ準位のエネルギー間隔に対応する光を照射することで、サイクロトロン吸収による光起電力効果が観測された⁶⁾。さらに単原子層 h-BN をトンネルバリアとして利用することにより、強磁性電極からグラフェンへのスピン注入も実現した⁷⁾。

2. 高移動度グラフェン/h-BN の作製

スコッチテープによるメカニカル劈開法は非常に原始的ではあるが、最も高いキャリア移動度が得られるグラフェン作製手法である。しかし、シリコン基板上に転写されたグラフェンは、シリコン基板表面の SiO₂ の影響により、グラフェンの本質的な高いキャリア移動度を得ることができない⁸⁾。その解決策の1つはグラフェンを h-BN 上へ転写する手法である⁹⁾。h-BN はグラフェンと同様、劈開法により原子レベルで平坦な面を出すことが可能であり、グラフェンとの格子不整合が2%以下、荷電不純物濃度が極めて低い、SiO₂ と比べて高い光学フォノンエネルギーを持つという特徴により、基板由来の外因的なキャリア散乱を抑制することができる (Fig. 1)。h-BN 上グラフェンは同じ目的で実現されたグラフェン宙づり構造⁴⁾よりも安定な構造であり、素子設計の自由度が高い点が長所である。

具体的には、スコッチテープを用いたメカニカル劈開法により、ポリマー膜コートしたシリコン基板上へ単層グラフェンを作製する。同様にスコッチテープを用いた劈開法により

Fig. 1 A schematic representation of graphene/hexagonal boron nitride fabricated on Si substrate using the mechanical exfoliation and dry transfer technique of atomic layers.

* 平成25年11月28日 第54回真空に関する連合講演会で発表

^{*1} 東京大学生産技術研究所 (〒153-8505 東京都目黒区駒場 4-6-1)

^{*2} 東京大学ナノ量子情報エレクトロニクス研究機構 (〒153-8505 東京都目黒区駒場 4-6-1)

^{*3} 物質・材料研究機構 (〒305-0044 茨城県つくば市並木 1-1)

h-BN をシリコン基板上へ作製する．いずれも光学顕微鏡観察により原子層数を同定する．シリコン基板上のグラフェンをポリマー膜ごと剥がし取り，顕微鏡下で位置合わせしながら h-BN 上へ転写し (**Fig. 2**)，ポリマー膜除去，アニール，電子線リソグラフィ，酸素プラズマエッチング，金属電極蒸着の過程により，高移動度グラフェン/h-BN 素子を作製する．同一原子層 h-BN 上にグラフェンが転写されているため，h-BN は 1 原子層のステップもない平坦な下地の役割を果たす．

グラフェンはバックゲート電圧の印加により両極性の電界効果を示す (**Fig. 3(a)**)．Si 基板上に作製されたグラフェンに比べ，SiO₂ との相互作用に起因する外因的なキャリア散乱が抑制されるため，1 桁以上高いキャリア移動度が得られている．電気伝導度のバックゲート電圧依存性を長距離ポテンシャル散乱体と短距離ポテンシャル散乱体によるキャリア散乱を考慮して解析することにより¹⁰⁾，グラフェン/h-BN の平均自由行程がバックゲート電圧の関数として得られる (**Fig. 3(b)**)．キャリアの平均自由行程は低温では数 μm ，室温でも 1 μm 程度の巨視的な大きさとなっており，M 字型の特異的な磁気抵抗効果¹⁰⁾，Fabry-Perot 干渉および Klein トンネリング¹¹⁾など，バリスティック伝導に起因するグラフェン固有の現象を観測している．

3. サイクロトロン吸収による中赤外光検出

グラフェンに垂直磁場を印加すると，サイクロトロン運動が量子化されてランダウ準位が形成される．ランダウ準位のエネルギー間隔は中赤外～THz 帯の光のエネルギーに対応するため，サイクロトロン吸収による電気伝導特性の変化に

Fig. 2 A schematic representation of the dry transfer process of atomic layers.

より光検出が可能である．本節では，グラフェン/h-BN におけるサイクロトロン吸収を利用した中赤外光検出について説明する．

3.1 グラフェンにおけるランダウ量子化

グラフェンに垂直磁場 B を印加することにより，ランダウ準位が形成される．そのエネルギーはランダウ準位指数 n ，プランク定数 h ，フェルミ速度 v_F ，単位電荷 e を用いて，

$$E_n = \text{sgn}(n) v_F \sqrt{2e\hbar |n| B}$$

と記述される (**Fig. 4(a)**)．一方，半導体二次元電子系におけるランダウ準位は有効質量 m^* を用いて，

$$E_n = \hbar \frac{eB}{m^*} \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

と記述される (**Fig. 4(b)**)．

ランダウ準位のエネルギー間隔に対応する光 (中赤外光～THz 波) が照射されるとサイクロトロン吸収が生じるため，それに伴う電気伝導特性の変化により光検出が可能となる．強磁場中の半導体二次元電子系では，同様の原理を用いて極めて高感度の量子ホール THz 光検出素子¹²⁾や単一光子検出素子¹³⁾が実現されており，強磁場中グラフェンも高感度光検出素子としての応用が期待できる．さらに，グラフェンにおけるディラックフェルミオンのランダウ準位は二次元電子系のランダウ準位と顕著な違いがあり，(i) ランダウ準位間隔が極めて大きい，(ii) ランダウ準位間隔がランダウ準位指

Fig. 4 (a) A schematic representation of Landau level of Dirac fermion in graphene. (b) Landau level of electron in a semiconductor two-dimensional electron system.

Fig. 3 (a) Longitudinal resistance as a function of back-gate voltage measured in graphene/h-BN and graphene/SiO₂. Inset represents a graphene Hall-bar device. (b) Carrier mean-free path derived from transport measurements at $T = 4\text{--}300\text{ K}$.

数に対して非等間隔, (iii) 電子のランダウ準位とホールのランダウ準位の間で光学遷移が可能 (グラフェンにおける選択則 $\Delta|n| = \pm 1$, 電子系における選択則 $\Delta n = \pm 1$) という特徴を有する. 従って, 半導体二次元電子系の利用に比べて, より高温・広波長帯域で動作する高感度光検出が期待される.

3.2 中赤外光応答

メカニカル劈開法と原子層転写技術を用いて h-BN 基板上に単層グラフェンを作製し, 電子線リソグラフィと酸素プラズマエッチングを用いてホールバー素子を作製した. グラフェンに垂直磁場を印加することによりランダウ準位が形成され, ディラックフェルミオンの量子ホール効果が観測される. ランダウ準位充填率 $\nu = 2, 6, 10, \dots$ において縦抵抗値が $R_{xx} = 0$, ホール抵抗値が $R_H = h/2e^2, h/6e^2, h/10e^2, \dots$ に量子化される (Fig. 5(a)).

強磁場下 ($B = 8$ T) でグラフェン/h-BN ホールバー型素子に対し, 波長 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ の中赤外光を照射した. CO_2 レーザ光源からの中赤外光は, 光ファイバーとライトパイプを介して温度可変インサート中に設置したグラフェンホールバー素子に照射されている. レーザ光はチョッパーによって変調し, 光照射による抵抗値変化をロックイン検出することにより光応答信号を測定した.

Fig. 5(b) は $T = 60\text{--}150$ K, $I = 0$ A における光応答信号 ΔV のバックゲート電圧 V_G 依存性を示す. $\nu = \pm 2$ の量子ホール状態において光応答信号が観測された. Fig. 5(d) は $T = 5\text{--}25$ K, $I = 100$ nA における光応答信号 ΔV の V_G 依存性を示す. 量子ホール状態における光応答に加え, 量子ホール状態間遷移領域 $\nu = -6 \leftrightarrow -2, -2 \leftrightarrow 2, 2 \leftrightarrow 6$ でも光応答信号が観測されている.

実験結果から, 2 種類の異なるメカニズムに起因する光応答信号が観測されていると考えられる. 一方の光応答信号は量子ホール状態で生じ, もう一方の光応答信号は量子ホール

Fig. 5 (a) Longitudinal resistance as a function of back-gate voltage V_g measured at $T = 25$ K and $B = 8$ T. (b) Photoresponse measured with $I = 0$ nA for the incident photon wavelength of $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. Each curve was offset for clarity. The shaded areas indicate the positions of $\nu = \pm 2$ quantum Hall regime. (c) A schematic of the graphene Hall bar device. (d) Photoresponse measured with $I = 100$ nA.

状態間遷移領域で生じている. 両者は常に共存しているが, 高温・低バイアス電流の条件下では前者が支配的になり, 低温・高バイアス電流の条件下では後者が支配的になる.

量子ホール状態における光応答は, ランダウ準位 $\nu = -1 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow +1$ のエネルギー間隔が, 照射光 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) のエネルギーに一致する磁場で生じている. 光の波長をわずかに変化させると, Fig. 6 に示すように, 光応答信号が最大となる磁場が系統的に変化し, 量子ホール状態で観測される光応答信号がサイクロトロン共鳴吸収によって生じていることを示している. 一方, 量子ホール状態間遷移領域の光応答信号は波長に対する共鳴的な磁場依存性を示さず, サイクロトロン吸収による光応答信号ではない.

両者の違いは Fig. 7(a)(b) に示すように, 光応答信号 ΔV のバイアス電流 I 依存性で明瞭に示される. 量子ホール状態でのサイクロトロン吸収に起因する光応答信号は電流値に依存せず, 光起電力効果である. 一方, 量子ホール遷移領域での光応答信号は電流値に対して比例しており, ボロメトリック効果による光応答である. つまり, 中赤外光吸収により電子温度が上昇することにより抵抗値が変化し, バイアス電流値に比例する光応答信号が得られている.

Fig. 6 Photoresponse as a function of magnetic field for various incident light wavelength corresponding to the photon energy of 115–122 meV (from top to bottom).

Fig. 7 (a) Photoresponse as a function of I at 15 K. (a) $\nu = 2$ quantum Hall regime. (b) $\nu = 1.3$ quantum Hall transition regime.

実験で観測された光応答信号は、両者の足し合わせとして、

$$\Delta V = V_{\text{photovoltaic}} + \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \cdot I_{\text{SD}}$$

と記述できる．これまでに SiO_2 上のグラフェン量子ホール系で報告されている中赤外光応答^{14,15)}は、いずれもボロメトリック効果を利用して光検出を行っている．一方、サイクロトロン吸収に起因する光起電力効果は高移動度グラフェン/ h-BN を用いることで初めて観測された現象である⁷⁾．光起電力発生メカニズムは今後の考察が必要であるが、外部磁場の反転により光起電力の極性が系統的に変化するため、量子ホール端状態伝導と深い関連がある．

Fig. 8 は $I = 100 \text{ nA}$ における光応答信号 ΔV の温度依存性である．ボロメトリック効果による光応答は温度上昇とともに急激に減少し、 $T = 70 \text{ K}$ 以上では光応答は観測できなかった．これは $\partial R / \partial T$ の温度変化を反映していると考えられる．一方、サイクロトロン吸収に起因する光起電力効果は、信号強度が最大値となる $T = 25 \text{ K}$ 以上では温度の上昇とともに緩やかに減少するが、 $T = 180 \text{ K}$ でも観測されている．この結果は、 77 K 以上の実用的な低温域で動作する高感度中赤外光検出器としての可能性を示唆している．例えば半導体低次元電子系におけるサイクロトロン吸収を利用した単一光子検出¹³⁾には 100 mK 以下の極低温が要求されるが、動作温度と検出波長域の狭さという課題をグラフェン/ h-BN 量子ホール系の利用により解決できる可能性があることを示唆している．

4. 単原子層 h-BN トンネルバリアを利用したグラフェンへのスピン注入

グラフェンはスピン軌道相互作用や超微細相互作用が弱くスピン緩和時間が長いと期待されるため、スピントロニクスにおけるスピン伝導層としても有望と考えられている¹⁶⁾．既に、単層グラフェン、二層グラフェンにおいてナノ秒を超えるスピン緩和時間と大きなスピン拡散長が実験的に示されている¹⁷⁻¹⁹⁾．これまでの実験では、強磁性電極とグラフェンの間にトンネルバリアを挿入することにより電氣的なスピン注入とスピン検出が達成されてきた²⁰⁻²³⁾．しかしなが

Fig. 8 Temperature dependence of the photoresponse measured with $I = 100 \text{ nA}$. (a) $\nu = 2.0$. (b) $\nu = 1.3$.

ら、トンネルバリアを通してグラフェンに注入されるスピンの偏極率は数十パーセント程度であり、十分に高いとは言えない．磁気不揮発メモリ等で使用されているトンネル磁気抵抗素子においては、トンネルバリアに結晶性の酸化マグネシウムを用いることにより90%近いスピン偏極率が実現されている^{24,25)}．従って、グラフェンに対しても結晶性のトンネルバリアを利用することで、より高効率なスピン注入が実現できる可能性がある．

本節では、メカニカル劈開法とドライ転写法を用いて単原子層 h-BN トンネルバリアを強磁性体とグラフェンの間に作製し、四端子非局所磁気抵抗測定によりグラフェンへのスピン注入を確認する．

4.1 h-BN 単原子層トンネルバリアの作製

メカニカル劈開とドライ転写法を用いて h-BN , MoS_2 , WS_2 等の原子層結晶トンネルバリアをグラフェン上に作製できることが相次いで報告されている²⁶⁻³⁰⁾．これら原子層結晶は、(i) 劈開法により単原子層単位で厚さ制御が可能、(ii) 単結晶トンネルバリアとして利用が可能、(iii) 材料の選択によって幅広いバンドギャップが得られる等、トンネルバリア利用における優れた利点がある．原子層結晶トンネルバリアを用いたスピン注入の実現は、グラフェンスピントロニクスの発展に向けた重要な技術である．

本研究では、 6 eV 程度の大きなバンドギャップを持ち、グラフェンとの格子不整合が非常に小さい h-BN をトンネルバリアとして利用した． h-BN は前述のようにグラフェンの高移動度化を実現する基板（下地）として利用可能な層状化合物である．**Fig. 9(a)** は強磁性 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ /単原子層 h-BN /二層グラフェン/ h-BN の構造を有するグラフェンスピンバルブ素子の模式図であり、**Fig. 9(b)** は素子の SEM 写真である．伝導チャネル幅は $1 \mu\text{m}$ であり、強磁性電極の幅は 270 nm , 580 nm , 380 nm 、電極間距離は 600 nm である．

Fig. 10(a) は単原子層 h-BN を介した面直伝導の電流-電圧 (I - V) 特性を示している．測定温度は 30 K であり、 n^+

Fig. 9 (a) Schematic illustration of the graphene spin valve device and the four-terminal nonlocal magnetoresistance measurement configuration. (b) A SEM image of the device.

Fig. 10 (a) Three-terminal I - V curve for the ferromagnetic contact at 30 K. (b) The current dependence of the junction resistance. (c) The layer number dependence of the junction resistance at 30 K.

Si 基板に印加するバックゲート電圧 V_G を変化させながら測定を行った。非線形な I - V 特性を示しており、微分抵抗 (dV/dI) のバイアス電流に対する変化は **Fig. 10(b)** に示す通りである。ゼロバイアスでの素子抵抗 RA はおよそ $1 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^2$ 程度である。2 原子層 h-BN に関しても同様な素子を作製し、 $RA = 160 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^2$ という値を得ている。**Fig. 10(c)** に示すように、h-BN の原子層数が 1 層増えると、 RA は 100 倍程度増加する。このような原子層数に対する抵抗の変化率はマンチェスター大学のグループが報告したグラフェン/h-BN/グラフェントンネル素子の結果と良い一致を示している²⁶⁾。 RA は温度の上昇とともに単調に減少するトンネルバリア的な振る舞いを示し、300 K での RA は 1.6 K での値のおよそ半分となった。強磁性体/単原子層 h-BN/グラフェントンネル接合の作製に成功したことを示している。

4.2 グラフェンへのスピン注入

Fig. 11(a) は単原子層 h-BN バリアを有するグラフェンスピンバルブ素子を用いた四端子非局所配置における磁気抵抗測定の結果である。外部磁場はグラフェン面内方向に印加され、バックゲート電圧 $V_G = +50 \text{ V}$ 、バイアス電流 $I = +50 \text{ mA}$ 、温度 30 K 及び 300 K の条件で測定している。図中の矢印は左から順に 3 つの強磁性電極 (PyI, PyII, PyIII) の磁化方向を示している。強磁性体の磁化反転に対応した磁気抵抗効果が観測されており、単原子層 h-BN を介したグラフェンへのスピン注入およびスピン検出を実現したことを示している。さらに、磁場を面直方向に印加することにより、Hanle 効果測定を行った (**Fig. 11(b)**)。スピンの歳差運動に対応する明瞭な Hanle 効果が観測されており、単原子層 h-BN を通じたグラフェンへのスピン注入実現を確認している。

本実験では、メカニカル劈開法と原子層転写技術を利用して原子層数制御をしながら作製した強磁性金属/単原子層 h-BN/グラフェンスピンバルブ素子構造において電気的スピン

Fig. 11 (a) Nonlocal magnetoresistance measured at 300 K and 30 K. The solid arrows indicate the magnetization direction of PyI, PyII, and PyIII (from right to left). (b) Hanle effect measurements under a perpendicular magnetic field.

注入が実現されている。様々な材料の原子層膜トンネルバリアを利用したスピン注入の可能性があり、今後の複合原子層スピントロニクスへの展開が期待できる。

5. まとめと今後の展望

本稿では、メカニカル劈開と原子層転写法によるグラフェン/h-BN 複合構造の作製、強磁場中でのサイクロトロン吸収に起因する光起電力効果の観測⁶⁾、単原子層 h-BN トンネルバリアを利用したグラフェンへのスピン注入の実現⁷⁾について紹介した。グラフェンを用いた超高感度中赤外光検出器が実現できれば、グラフェンを利用したテラヘルツ光源・レーザ・検出素子の研究開発³¹⁻³⁵⁾等と融合し、グラフェンオプトエレクトロニクスへの展開が期待される。またグラフェンへのスピン注入技術の確立は、グラフェンスピントロニクスへの展開に向けた重要な要素技術として期待される。

最近では、グラフェンおよび h-BN に加え、半導体 (MoS_2 , WS_2 , WSe_2)、超伝導体 (NbSe_2)、トポロジカル絶縁体 (Bi_2Te_3) などの原子層薄膜が作製されており、それらの組み合わせも検討されている。筆者らも h-BN/グラフェン/h-BN ファンデルワールスヘテロ構造における量子ホール物性³⁶⁾や金属/ MoS_2 /グラフェン縦型 FET における電流変調³⁷⁾など、基礎・応用の両面で研究を進めている。複合原子層における新規物性の発現や新機能素子の実現を目指した原子層科学の発展を期待したい。

謝辞

本研究の推進には、文部科学省科学研究費補助金新学術領域「原子層科学」、科学技術振興機構戦略的創造研究推進事業さきがけ、文部科学省科学研究費補助金、文部科学省イノベーションシステム整備事業の支援を受けた。

〔文 献〕

- 1) K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos and A. A. Firsov: *Nature*, **438** (2005) 197.
- 2) A. F. Young and P. Kim: *Nature Phys.*, **5** (2009) 222.
- 3) K. S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang, S. V. Morozov, H. L. Stormer, U. Zeitler, J. C. Maan, G. S. Boebinger, P. Kim and A. K. Geim: *Science*, **315** (2007) 1379.
- 4) K. Bolotin, K. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, P. Kim and H. Stormer: *Solid State Commun.*, **146** (2008) 351.
- 5) N. Savage: *Nature*, **483** (2012) S30.
- 6) S. Masubuchi, M. Onuki, M. Arai, T. Yamaguchi, K. Watanabe, T. Taniguchi and T. Machida: *Phys. Rev. B*, **88** (2013) 121402.
- 7) T. Yamaguchi, T. Inoue, S. Masubuchi, S. Morikawa, M. Onuki, K. Watanabe, T. Taniguchi, R. Moriya and T. Machida: *Appl. Phys. Express*, **6** (2013) 073001.
- 8) J. H. Chen, C. Jang, S. Xiao, M. Ishigami and M. S. Fuhrer: *Nature Nanotech.*, **3** (2008) 206.
- 9) C. R. Dean, A. F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K. L. Shepard and J. Hone: *Nature Nanotech.*, **5** (2010) 722.
- 10) S. Masubuchi, K. Iguchi, T. Yamaguchi, M. Onuki, M. Arai, K. Watanabe, T. Taniguchi and T. Machida: *Phys. Rev. Lett.*, **109** (2012) 036601.
- 11) S. Masubuchi, S. Morikawa, M. Onuki, K. Iguchi, K. Watanabe, T. Taniguchi and T. Machida: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52** (2013) 110105.
- 12) Y. Kawano, Y. Hisanaga, H. Takenouchi and S. Komiyama: *J. Appl. Phys.*, **89** (2001) 4037.
- 13) S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa and H. Hirai: *Nature*, **403** (2000) 405.
- 14) R. S. Deacon, K. C. Chuang, R. J. Nicholas, K. S. Novoselov and A. K. Geim: *Phys. Rev. B*, **76** (2007) 081406.
- 15) N. G. Kalugin, L. Jing, W. Bao, L. Wickey, C. Del. Barga, M. Ovezmyradov, E. A. Shaner and C. N. Lau: *Appl. Phys. Lett.*, **99** (2011) 013504.
- 16) W. Han, K. M. McCreary, K. Pi, W. H. Wang, Y. Li, H. Wen, J. R. Chen and R. K. Kawakami: *J. Magn. Magn. Mater.*, **324** (2012) 369.
- 17) W. Han and R. K. Kawakami: *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011) 047207.
- 18) T. Y. Yang, J. Balakrishnan, F. Volmer, A. Avsar, M. Jaiswal, J. Samm, S. R. Ali, A. Pachoud, M. Zeng, M. Popinciuc, G. Güntherodt, B. Beschoten and B. Özyilmaz: *Phys. Rev. Lett.*, **107** (2011) 047206.
- 19) B. Dlubak, M.-B. Martin, C. Deranlot, B. Servet, S. Xavier, R. Mattana, M. Sprinkle, C. Berger, W. A. De Heer, F. Petroff, A. Anane, P. Seneor and A. Fert: *Nat. Phys.*, **8** (2012) 557.
- 20) N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman and B. J. van Wees: *Nature*, **448** (2007) 571.
- 21) W. Han, K. Pi, K. M. McCreary, Y. Li, J. J. I. Wong, A. G. Swartz and R. K. Kawakami: *Phys. Rev. Lett.*, **105** (2010) 167202.
- 22) A. Avsar, T.-Y. Yang, S. Bae, J. Balakrishnan, F. Volmer, M. Jaiswal, Z. Yi, S. R. Ali, G. Güntherodt, B. H. Hong, B. Beschoten and B. Özyilmaz: *Nano Lett.*, **11** (2011) 2363.
- 23) T. Yamaguchi, S. Masubuchi, K. Iguchi, R. Moriya and T. Machida: *J. Magn. Magn. Mater.*, **324** (2012) 849.
- 24) S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki and K. Ando: *Nat. Mater.*, **3** (2004) 868.
- 25) S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant and S.-H. Yang: *Nat. Mater.*, **3** (2004) 862.
- 26) L. Britnell, R. V. Gorbachev, R. Jalil, B. D. Belle, F. Schedin, M. I. Katsnelson, L. Eaves, S. V. Morozov, A. S. Mayorov, N. M. R. Peres, A. H. Castro Neto, J. Leist, A. K. Geim, L. A. Ponomarenko and K. S. Novoselov: *Nano Lett.*, **12** (2012) 1707.
- 27) L. Britnell, R. V. Gorbachev, R. Jalil, B. D. Belle, F. Schedin, A. Mishchenko, T. Georgiou, M. I. Katsnelson, L. Eaves, S. V. Morozov, N. M. R. Peres, J. Leist, A. K. Geim, K. S. Novoselov and L. A. Ponomarenko: *Science*, **335** (2012) 947.
- 28) T. Georgiou, R. Jalil, B. D. Belle, L. Britnell, R. V. Gorbachev, S. V. Morozov, Y.-J. Kim, A. Gholinia, S. J. Haigh, O. Makarovskiy, L. Eaves, L. A. Ponomarenko, A. K. Geim, K. S. Novoselov and A. Mishchenko: *Nat. Nanotech.*, **8** (2013) 100.
- 29) M. S. Choi, G.-H. Lee, Y.-J. Yu, D.-Y. Lee, S. Hwan Lee, P. Kim, J. Hone and W. Jong Yoo: *Nat. Commun.*, **4** (2013) 1624.
- 30) W. J. Yu, Z. Li, H. Zhou, Y. Chen, Y. Wang, Y. Huang and X. Duan: *Nat. Mater.*, **12** (2013) 246.
- 31) V. Ryzhii, T. Otsuji, M. Ryzhii and M. S. Shur: *J. Phys. D*, **45** (2012) 302001.
- 32) A. Satou, V. Ryzhii, Y. Kurita and T. Otsuji: *J. Appl. Phys.*, **113** (2013) 143108.
- 33) A. A. Dubinov, V. Ya Alechkin, V. Mitin, T. Otsuji and V. Ryzhii: *J. Phys. Cond. Mat.*, **23** (2011) 145302.
- 34) T. Watanabe, T. Fukushima, Y. Yabe, S. A. Boubanga Tombet, A. Satou, A. A. Dubinov, V. Ya Aleshkin, V. Mitin, V. Ryzhii and T. Otsuji: *New. J. Phys.*, **15** (2013) 075003.
- 35) V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, M. S. Shur, A. Satou and T. Otsuji: *J. Appl. Phys.*, **113** (2013) 174506.
- 36) S. Morikawa, S. Masubuchi, R. Moriya, K. Watanabe, T. Taniguchi and T. Machida: (submitted).
- 37) R. Moriya, T. Yamaguchi, Y. Inoue, S. Morikawa, Y. Sata, S. Masubuchi and T. Machida: *Appl. Phys. Lett.*, **105** (2014) 083119.