

強磁性絶縁体を用いた MTJ における MR 効果

MR effect in MTJ with ferromagnetic insulator

左手宏毅^{a)}・伊藤博介^{a),b)†}・本多周太^{a),b)}

^{a)} 関西大学大学院理工学研究科, 大阪府吹田市山手町 3-3-35 (〒564-8680)

^{b)} 大阪大学基礎工学研究科付属スピントロニクス学術連携研究教育センター, 大阪府豊中市待兼山町 1-3 (〒560-8531)

Koki Sate^{a)}, Hiroyoshi Itoh^{a),b)†}, and Syuta Honda^{a),b)}

^{a)} Department of Pure and Applied Physics, Kansai Univ., 3-3-35 Yamate-cho, Suita 564-8680, Japan

^{b)} Center for Spintronics Research Network, Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., 1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka 560-8531, Japan

We calculated the conductance and magnetoresistance (MR) ratio in the ferromagnetic metal/ non-magnetic metal/ ferromagnetic insulator/ non-magnetic metal junction by using a free electron model. The spin-filter in the ferromagnetic insulator results in the MR effect. The value of the MR ratio oscillates as the thickness of the non-magnetic metal layer is increased. The period of the oscillation is given by the Fermi wave length of the non-magnetic metal and therefore the oscillation is caused by the interference of the electron wave function in the non-magnetic metal. The extremum of the MR ratio saturates as the insulator thickness is increased. This saturated value does not depend on the material parameters of the ferromagnetic insulator if the insulator is sufficiently thick. Furthermore, the dispersion of the MR ratio originating from the unevenness in the thickness of the non-magnetic metal layer, which could occur during fabrication, is suppressed by using the non-magnetic metal with longer Fermi wave length.

Key words: tunnel magnetoresistance, ferromagnetic insulator, spin filter

1. はじめに

高記録密度の磁気記録素子の実現のために大きな磁気抵抗(MR)比を持つ磁気抵抗素子の微細化が望まれている。大きな MR 比が得られる磁気抵抗素子の一つにアモルファス AlO や単結晶 MgO のような非磁性絶縁体を中間層に用いた磁気トンネル抵抗素子 (Magnetic Tunnel Junction: MTJ)がある^{1)~4)}。しかし、この従来の MTJ を微細化させると、磁化の向きの熱揺らぎの効果が大きくなり、磁化の向きが変化し記録した情報を失う可能性がある。これを解決するために磁気異方性の高い素材を用いる必要がある。しかし、高い磁気異方性をもつ素材では、スピン注入磁化反転^{5)~7)}を用いた情報の書込みに必要な電流つまりは消費電力が大きくなる問題点が指摘されている。そこで、消費電力(書込み電流)が増加しない磁気抵抗素子の開発が必要である。

前述の書込み時の消費電力が大きくなる問題を解決するために強磁性絶縁体を用いた MTJ が提案された。この MTJ ではフリー層の強磁性体に絶縁体を用いている。強磁性絶縁体内ではバンドギャップの大きさ(あるいはポテンシャル障壁の高さ)が各スピンの異なるため、絶縁層を流れる電流はスピンフィルター効果^{8)~11)}によって大きく分極させられ MR が出現すると期待されている。強磁性絶縁体にスピン偏極した電流が流れるとき、強磁性絶縁体中でジュール熱が発生する。このジュール熱によって強磁性絶縁体の飽和磁化が減少するため、少ないスピントルクでフリー層である強磁性絶縁体の磁化を反転することが可能になる^{12)~14)}。したがって、フリー層に強磁性金属を用いた従来の MTJ よりも書込み時の消費電力が減少すると期待される。

新たに提案された強磁性絶縁体を用いた MTJ においても応用のためには大きな MR 比を得る必要がある。強磁性絶縁体を用い

た MTJ の中間層に非磁性絶縁体を用いた強磁性金属リード/非磁性絶縁層/強磁性絶縁層/非磁性金属リードの 4 層構造の MTJ においては MR が報告されている¹⁵⁾。しかし、中間層に非磁性金属を用いた強磁性金属リード/非磁性金属層/強磁性絶縁層/非磁性金属リードの 4 層構造の MTJ における MR の報告はなく、MR や伝導特性は明らかにはなっていない。本研究では自由電子モデルを用いた数値計算により、強磁性金属/非磁性金属層/強磁性絶縁層/非磁性金属の 4 層 MTJ における MR 比の非磁性金属層膜厚依存性を明らかにする。

2. モデルと計算方法

本研究では強磁性金属リード(FM)/非磁性金属層(NM)/強磁性絶縁層(FI)/非磁性金属リード(NML)の 4 層構造の MTJ のコンダクタンス(G)と磁気抵抗比(MR)を計算した。計算には伝導帯のみを考慮し、 $H = -\hbar^2 / (2m) \cdot \nabla^2 + V$ のハミルトニアンで表される自由電子モデルを用いた。ここで、ポテンシャル(V)は各層内で一定とし、Fig. 1 に示されるようにフェルミ準位(E_F)を基準として選んだ。FM の多数スピンのポテンシャル V_{FM+} を -5.0 eV, 少数スピンのポテンシャル V_{FM-} を -1.8 eV, NM のポテンシャル V_{NM} を -1.8 eV と仮定した。 V_{FM-} と V_{NM} の値が等しいのは、FM に Fe, NM に Cr を想定したときの電子状態の特徴を反映している¹⁶⁾。また、NML のポテンシャル V_{NML} も V_{NM} と等しいとした。FI では多数スピンのポテンシャルを V_{FI+} を 4.0 eV, 少数スピンのポテンシ

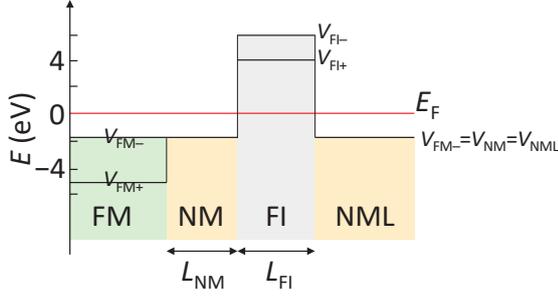


Fig. 1 Potential profile of the ferromagnetic metal lead (FM)/non-magnetic metal (NM)/ferromagnetic insulator (FI)/non-magnetic metal lead (NML) junction. V_{FM} , V_{NM} , V_{FI} , and V_{NML} are the potential energy at the FM, NM, FI, and NML, respectively. The signs + and - in the subscript of V_{FM} (V_{FI}) indicate the majority and minority spin states in FM (FI), respectively.

ル V_{FI} を 6.0 eV とした。つまり、FI 領域において多数スピと少数スピの伝導電子は、それぞれ 4.0 eV と 6.0 eV のポテンシャル障壁を感じることになる。これらのポテンシャル構造の系において時間に依存しないシュレディンガー方程式を転送行列法により解くことで、フェルミ準位における各スピンチャンネルの透過率を計算する。FM から NM へ入射する電子に対する透過率(T)をスピンなどの添え字を省略して記述すると

$$T = \frac{C}{A \sinh^2(\kappa L_{FI}) + B} \quad (1)$$

となる。ここで κ は FI 内における波動関数の減衰率を表しており FI のポテンシャルやスピに依存する量、 L_{FI} は FI の膜厚、係数 A , B , C , κ は各層のポテンシャルやスピ、磁化配列、FM/NM 界面での電子の入射角 θ で決定される。

入射角 θ が $0 \leq \theta < \pi/2$ の範囲にあるすべての電子に対する透過率を考慮した三次元モデルと、界面に対して垂直($\theta=0$)に入射する電子のみの透過率を考慮した一次元モデルからコンダクタンス G を求める。つまり、コンダクタンス G と透過率 T の関係は三次元モデルでは

$$G = \frac{e^2}{h} \int_0^{\pi/2} T(\theta) \pi k_F^2 \sin 2\theta d\theta, \quad (2)$$

一次元モデルでは

$$G = \frac{e^2}{h} T(\theta=0) \quad (3)$$

である。ここで k_F は FM でのスピに依存したフェルミ波数である。さらに、FM と FI の磁化が平行配列(P)と反平行配列(AP)時のコンダクタンス G_P , G_{AP} を用いて、MR 値 MR を

$$MR \equiv (G_P - G_{AP})/G_P \quad (4)$$

で定義する。この定義では MR の最大値が 1, 最小値が $-\infty$ になる。2 流体モデルを用いれば、 G_P と G_{AP} は各スピンチャンネルのコンダクタンスの和で $G_P = G_{++} + G_{--}$, $G_{AP} = G_{+-} + G_{-+}$ と記述できる。ここで、 $G_{\sigma\sigma'}$ の添え字 σ は FM におけるスピの状態、 σ' は FI におけるスピの状態を表し、それぞれ+または-の値をとる。

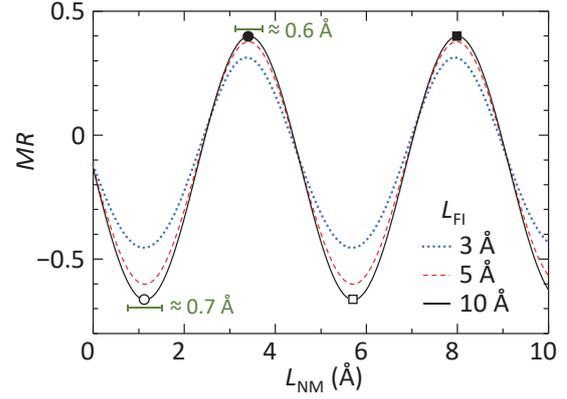


Fig. 2 MR as a function of L_{NM} obtained for the junction with L_{FI} of 3, 5, and 10 Å in the one dimensional system. The local maximum and minimum values of MR for $L_{FI} = 10$ Å are denoted by solid (●, ■) and open (○, □) symbols, respectively.

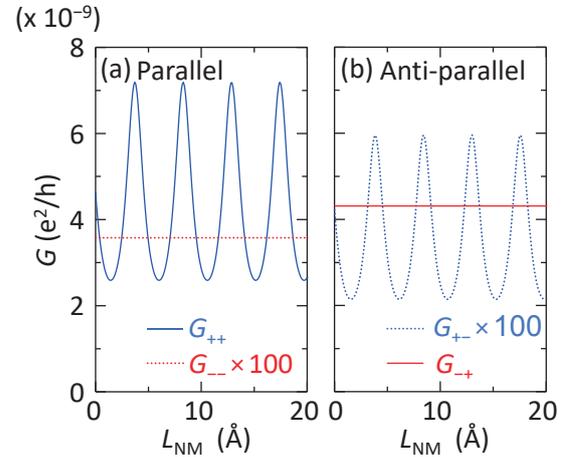


Fig. 3 Spin-resolved conductances as a function of L_{NM} obtained for the junction with L_{FI} of 10 Å in the one dimensional system. The conductances G_{++} and G_{--} in the parallel arrangement of the magnetizations and those G_{+-} and G_{-+} in the anti-parallel arrangement are shown in (a) and (b), respectively.

3. 計算結果

3.1 一次元モデルを用いた 4 層 MTJ の磁気抵抗

最初に、三次元自由電子モデルよりも単純な一次元自由電子モデルを用いた強磁性金属リード(FM)/非磁性金属層(NM)/強磁性絶縁層(FI)/非磁性金属リード(NML)の 4 層 MTJ における MR を検証する。つまり(3)式を使い、 $\theta=0$ の T からコンダクタンスを計算した。その結果、この 4 層 MTJ においても確かに MR 効果が得られることが明らかとなった。

FI の膜厚(L_{FI})が 3, 5, 10 Å の 4 層 MTJ において、MR 値の NM 膜厚依存性を Fig. 2 に示す。MR 値は NM 膜厚に対して周期的に振動した。振動の周期は FI 膜厚に依らず 4.6 Å であった。ま

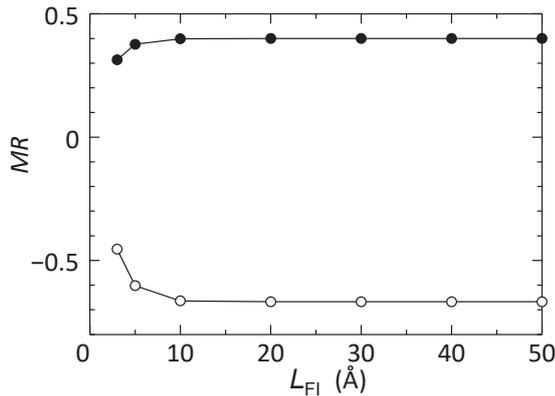


Fig. 4 Maximum (closed circles) and minimum (open circles) values of MR as a function of L_{FI} in the one dimensional system.

た、 MR 値が極大や極小となる時の NM 膜厚や、極大値・極小値は FI 膜厚によって変化した。Fig. 2 には、 FI 膜厚が 10 \AA における MR 値の極大値を●と■で、極小値を○と□で、また、 NM 膜厚の薄い方から 1 番目の極大値と極小値をそれぞれ丸印で、2 番目以降の極大値と極小値を四角印で示す。 FI 膜厚が 3 \AA の MTJ においては最大の MR 値は 0.31 であり、 FI 膜厚が 10 \AA に増加すると最大の MR 値は 0.4 に増加した。同様に最小の MR 値 (負の MR) も FI 膜厚が大きい程小さく、 FI 膜厚が 10 \AA の MTJ においては最小の MR 値は -0.66 になった。同じ FI 膜厚の MTJ において最大と最小の MR 値の絶対値が異なるのは、 MR 値の定義による。

FI 膜厚が 10 \AA のときの各スピンチャンネルのコンダクタンスを Fig. 3 に示す。磁化配列が平行・反平行いずれの場合も FM で多数スピンとなるコンダクタンス (G_{++} , G_{--}) は NM 膜厚に対して 4.6 \AA の周期で振動した。この振動周期が NM におけるフェルミ波長 (9.2 \AA) の半分であるため、この振動は NM に形成される量子井戸での電子波の量子干渉効果に起因することがわかる¹⁶⁻¹⁹。これが MR 値の振動の原因となる。また、 $V_{FM-} = V_{NM}$ であるため、 FM/NM 界面では FM で少数スピンとなる波動関数は散乱されない。したがって、コンダクタンス (G_{+-} , G_{-+}) は NM 膜厚に依存せず一定になる。さらに、 FI で多数スピンとなる伝導チャンネルのコンダクタンス (G_{++} , G_{--}) の方が、 FI で少数スピンとなる伝導チャンネルのコンダクタンス (G_{+-} , G_{-+}) よりも 100 倍程度大きな値が得られた。このことから、 FI においてスピンフィルター効果が得られていることがわかる。

Fig. 2 においては FI 膜厚 10 \AA に対する最大・最小の MR 値を●と○で示したが、 FI 膜厚と最大・最小となる MR 値との関係を Fig. 4 に示す。ただし、各 FI 膜厚において、 MR 値が最大・最小となる NM 膜厚は異なる。 FI 膜厚の増加によって、最大・最小の MR 値の絶対値はそれぞれ単調に増加し、 FI 膜厚が 10 \AA 程度でこれらの値は収束した。 FI での多数スピン、少数スピンに対する波動関数の減衰係数 κ_+ , κ_- が $\kappa_+ < \kappa_-$ であり、かつ FI 膜厚が大きい場合、 $G_P \cong G_{++} \cong D_{++} \exp(-2\kappa_+ L_{FI})$, $G_{AP} \cong G_{--} \cong D_{--} \exp(-2\kappa_- L_{FI})$ と近似される。ここで、 D は FI 膜厚に依存しない定数である。結果として FI の減衰係数や膜厚には依存しない MR 値が得られ

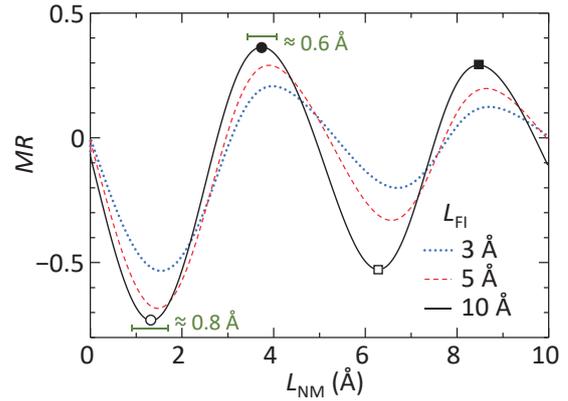


Fig. 5 MR as a function of L_{NM} obtained for the junctions with L_{FI} of 3, 5, and 10 \AA in the three dimensional system. The local maximum and minimum values of MR for $L_{FI} = 10 \text{ \AA}$ are denoted by solid (●, ■) and open (○, □) symbols, respectively.

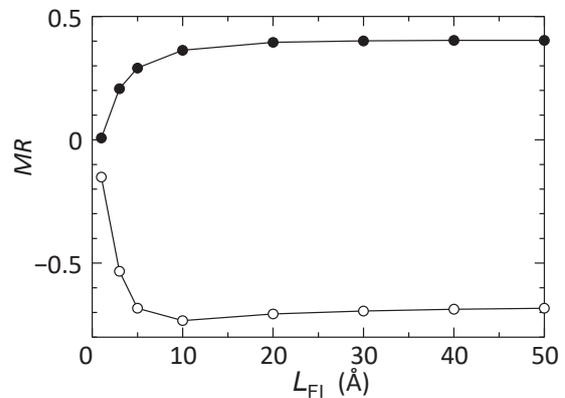


Fig. 6 Maximum (closed circles) and minimum (open circles) values of MR as a function of L_{FI} in the three dimensional system.

る。したがって、 V_{FI} がスピンに依存し、 FI 膜厚が十分に大きな場合は、 MR 値は FI の材料パラメータに依存せず、その収束値は各金属層の材料パラメータで決まることになる。

3.2 三次元モデルを用いた 4 層 MTJ の磁気抵抗

三次元自由電子モデルを用いた強磁性金属リード (FM) / 非磁性金属 (NM) / 強磁性絶縁体 (FI) / 非磁性金属リード (NML) の 4 層 MTJ において、(2)式を用いて透過率を入射角 θ について積分することでコンダクタンスを計算し MR 値を見積もった。 FI 膜厚が 3, 5, 10 \AA の場合の MR 値の NM 膜厚依存性を Fig. 5 に示す。 MR 値は NM 膜厚に対して振動した。ここで、 FI 膜厚 10 \AA における MR 値の極大値を●と■で、極小値を○と□で示す。一次元モデルとは異なり、 MR 値の極大値・極小値の絶対値は、 NM 膜厚が増加するにつれて減少した。したがって、 MR 値の極大値・極小値のなかで NM 膜厚が最も小さい場合に対するものが最大の MR 値 (FI 膜厚 10 \AA に対しては●), 最小の MR 値 (FI 膜厚 10 \AA に対しては○) となった。それらの絶対値は一次元モデルと同様に FI 膜厚が増加するにしたがって増加した。例えば最小の MR 値は、 FI 膜

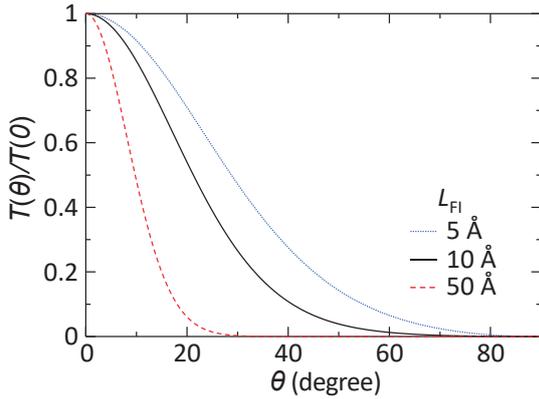


Fig. 7 Normalized transmission coefficient $T(\theta)/T(0)$ as a function of θ obtained for the junction with L_{FI} of 5, 10, and 50 Å in the three dimensional system. Here, $T(\theta)/T(0)$ of the minority spin state in the parallel arrangement is shown.

厚が 3 Å においては-0.53, 5 Å においては-0.68, 10 Å においては-0.73 となった。また, FI 膜厚が 3, 5, 10 Å の MTJ において MR 値の NM 膜厚に対する振動の周期はそれぞれ約 5.2, 5.1, 5.0 Å であった。さらに FI 膜厚を増加させると, この振動の周期は第 3.1 節の一次元モデルにおける MR 値の NM 膜厚に対する振動の周期である 4.6 Å に漸近した。これは自由電子模型を用いた FM/NM/FM 接合やタイトバインディング模型を用いた FM/NM/非磁性絶縁層(NI)/FM 接合における電気伝導特性の過去の研究結果と定性的に一致する^{17), 18)}

次に FI 膜厚と最大・最小の MR 値の関係を Fig. 6 にプロットする。一次元モデル同様に FI 膜厚が 10 Å 程度までは FI 膜厚の増加とともに最大・最小の MR 値の絶対値は急峻に増加した。その後, FI 膜厚の増加とともに最大・最小の MR 値は緩やかに収束した。FI 膜厚が 50 Å のとき, 最大の MR 値は約 0.4, 最小値は約-0.7 であり, これらの MR 値は一次元モデルの結果にほぼ一致する。これらの結果から, 三次元モデルにおいても FI を用いた 4 層 MTJ の MR 値は一次元モデルの MR 値とほぼ同様の傾向がみられることがわかる。

三次元モデルでの MR 値が FI 膜厚の増加にともない一次元モデルの MR 値と同等の値に収束した理由を透過率の FI 膜厚に対する変化を用いて説明する。FM 内の電子の波動関数の減衰係数 κ は

$$\kappa = \frac{\sqrt{2mV_{FI} + \hbar^2 k_F^2 \sin^2 \theta}}{\hbar} \quad (5)$$

と与えられる。したがって, (1)式より θ の増加とともに透過率 T は減少する。Fig. 7 に NM 膜厚 10 Å で FI 膜厚が 5, 10, 50 Å の反平行磁化配列 MTJ における少数スピンの透過率の θ 依存性を示す。 θ が増加するにつれて透過率が減少した。また, その減少は FI 膜厚が大きいほど顕著となった。したがって, (2)式からわかるように, FI 膜厚が大きいほどコンダクタンスへの $T(\theta=0)$ の寄与が大きくなる。つ

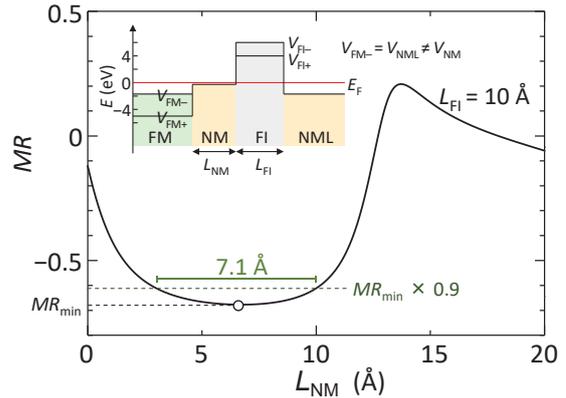


Fig. 8 MR as a function of the L_{NM} in the junction with the L_{FI} of 10 Å in which the V_{NM} is set to -0.18 eV under the three dimensional system. Inset shows the potential profiles for this junction. The minimum value of MR (MR_{min}) is denoted by an open circle symbol.

まり, FI 膜厚の増加によって電子の伝導が一次元的になる。結果として, 三次元モデルにおいて FI 膜厚の増加にともない MR 値の収束値が一次元モデルの MR 値の結果に近づく。

3.3 磁気抵抗の NM ポテンシャル依存性

これまでで示した結果では, FM と NM のポテンシャルとして Fe と Cr の電子状態の特徴を再現するようなパラメータを用いてきた。このとき, NM 膜厚に対して MR 値は大きく振動し, 振動の周期は約 4.6 Å であった。しかし, 本モデルでは大きな MR 値を得られる NM 膜厚の範囲が狭い。最大の MR 値の例えば 90% 以上の大きさの MR 値が得られる NM 膜厚の範囲は 1 Å 以下であった。FI 膜厚 10 Å の接合における最大・最小の MR 値の絶対値の 90% 以上の MR 値が得られる NM 膜厚の範囲を Figs. 2, 5 内に緑の横棒で, その幅を緑の数字で記述する。このように NM 膜厚に対して MR 値の変化が大きい場合, 実際に素子を作成する際に NM 膜厚のばらつきが生じると MR 値も大きくばらつき可能性がある。MR 値の NM 膜厚に対する振動の周期は NM のフェルミ波長で決まることが明らかとなったため, 長いフェルミ波長を持つ材料を NM に選択することで, MR 値の振動の周期を長くすることができる。言い換えると, NM 膜厚の変化に対する MR 値の変化を緩やかにすることができる。したがって, NM 膜厚のばらつきによる MR 値のばらつきを抑制できると考えられる。

三次元モデルで V_{NM} を -0.18 eV に変更した FM/NM/FI/NML 接合において FI 膜厚が 10 Å のときの MR 値の NM 膜厚依存性を計算した結果を Fig. 8 に示す。正負で非対称な MR 値が得られた。また, 絶対値が大きな負の MR 値が得られる NM 膜厚の範囲が広い。最小の MR 値(-0.68)の例えば 90% 以上の大きさの MR 値が得られる NM 膜厚の範囲は $L_{NM} = 3.0$ Å から $L_{NM} = 10.1$ Å までの 7.1 Å となった。FI 膜厚が 5, 50, 200 Å の接合においてもこの傾向は変わらず, 最小の MR 値の 90% 以上の大きさの MR 値が得られる NM 膜厚の範囲は約 7 Å であった。このことから, NM にフェルミ波長が長い材料を用い, MR 値が最小となるように NM

膜厚を選べば、素子作成の際のNM膜厚のばらつきによるMR値のばらつきを抑制することができると考えられる。

最後に、 V_{NM} がさらに大きな場合、つまり、フェルミ準位よりも V_{NM} が大きな場合についても考察する。この場合、中間層が非磁性金属層(NM)ではなく非磁性絶縁層(NI)となる。NIが十分に厚ければFM/NI/FI/NML接合のコンダクタンスは

$$G_{\sigma\sigma'} \cong K_{\sigma\sigma'} \exp(-2\kappa_{NI}L_{NI}) \exp(-2\kappa_{\sigma'}L_{FI}) \quad (6)$$

と近似される。ここで、 K はNI膜厚には依存しない定数、 κ_{NI} はNIのポテンシャルに依存する減衰係数、 L_{NI} はNI膜厚である。(4)、(6)式からFM/NI/FI/NML接合におけるMR値はNI膜厚に対して振動しない。しかし、NI膜厚のばらつきに対してコンダクタンスが指数関数的にばらつくことがわかる。

4. 結論

強磁性金属リード(FM)/非磁性金属層(NM)/強磁性絶縁層(FI)/非磁性金属リード(NML)の4層MTJにおけるMR値のNM膜厚依存性を数値計算により検証した。計算には自由電子模型を用いた。この4層MTJにおいてスピフィルター効果によってMR効果が得られることが確認された(Figs. 2, 5)。MR値やコンダクタンスがNM膜厚に対して振動した。NM膜厚に対する最大・最小のMR値はFI膜厚が十分厚いと一定値に収束した(Figs. 4, 6)。(例えば、本研究で用いたパラメータでは最大のMR値の収束値は約0.4。)その収束値はFIのポテンシャル障壁の高さには依存せず、金属層の材料によって決まった。

MR値やコンダクタンスのNM膜厚に対する振動はFMとFIに挟まれたNMに形成される量子井戸で電子波が干渉すること(量子干渉効果)によって生じた。それらの振動の周期はNMのフェルミ波長の約半分の値になった。したがって、長いフェルミ波長を持つ材料をNMに用いることで、素子作成の際に生じるNM膜厚のばらつきに起因するMR値のばらつきを抑制できることを提案した(Fig. 8)。

謝辞 本研究はJSPS科研費JP25820135の助成を受けたものです。

References

- 1) T. Miyazaki and N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mat., **139**, L231 (1995).
- 2) J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey: Phys. Rev. Lett., **74**, 3273 (1995).
- 3) S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang: Nature Material, **3**, 862 (2004).
- 4) S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando: Nature Material, **3**, 868 (2004).
- 5) J. C. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mat., **159**, L1 (1996).
- 6) L. Berger: Phys. Rev. B, **54**, 9359 (1996).
- 7) Z. Diao, Z. Li, S. Wang, Y. Ding, A. Panchula, E. Chen, L.-C. Wang, and Y. Huai: J. Phys.:Cond. Matt., **19**, 165209 (2007).
- 8) T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi, and S. Datta: Phys. Rev. Lett., **88**, 126601 (2002).
- 9) P. LeClair, J. K. Ha, H. J. M. Swagten, J. T. Kohlhepp, C. H.

- van de Vin, and W. J. M. de Jonge: Appl. Phys. Lett., **80**, 625 (2002).
- 10) M. Gajek, M. Bibes, A. Barthélémy, K. Bouzehouane, S. Fusil, M. Varela, J. Fontcuberta, and A. Fert: Phys. Rev. B, **72**, 020406(R) (2005).
- 11) H. Itoh: J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, 1228 (2007).
- 12) J. J. M. Ruigrok, R. Coehoon, S. R. Cumpson, and H. W. Kestern: J. Appl. Phys., **87**, 5398 (2000).
- 13) J. M. Daughton: J. Appl. Phys., **81**, 3758 (1997).
- 14) W. Zhao, J. Duval, J.-O. Klein, and C. Chappert: Nanoscale Res. Lett., **6**, 368 (2011).
- 15) Y. K. Takahashi, S. Kasai, T. Furubayashi, S. Mitani, K. Inomata, and K. Hono: Appl. Phys. Lett., **96**, 072512 (2010).
- 16) J. Inoue, A. Oguri, and S. Maekawa: J. Phys. Soc. Jpn., **60**, 376 (1991).
- 17) J. Mathon, M. Villeret, and H. Itoh: Phys. Rev. B, **52**, R6983 (1995).
- 18) H. Itoh, J. Inoue, A. Umerski, and J. Mathon: J. Magn. Soc. Jpn., **27**, 133 (2003).
- 19) H. Itoh, J. Inoue, A. Umerski, and J. Mathon: Phys. Rev. B, **68**, 174421 (2003).

2016年10月21日受理, 2017年5月18日採録