

自旋相關碰撞之電子傳輸描述

文/陳穗斌、張慶瑞

一、前言

當系統中的電子傳輸行為(electron transport)具有方向性時，則該系統的具體表現即為有電流的產生。產生電流的方式有很多種，例如電子穿隧效應、光電效應...等，電子傳輸效應只是其中的一種方法。電子傳輸效應所造成的電流，可以簡單地說是：整體電荷載子在受外加電場的影響下，其平均運動會呈現出具有方向性的行為。一般而言，電子傳輸效應可以用最直接的電流來描述，也可以用電導率、電阻、鬆弛時間(relaxation time)或電子分佈函數(electron distribution)等具相對應關係的物理量來描述；本文主要以鬆弛時間為來描述電子的傳輸特性。

在傳統的塊材系統(bulk)上，Drude Model 即可以完美地來描述其電子傳輸行為：體電流密度的大小正比於電導率和電場大小的乘積，其方向平行於電場的方向；電導率僅和物質特性有關，正比於體電荷密度和鬆弛時間。此外，更複雜像不同塊材系統的串、並聯組合，則可以歐姆定律的電阻串、並聯公式加以十分完善地描述。

電子除了具有電荷(charge)特性外，還具有一種非古典的量子特性—自旋(spin)；電子可以處於自旋向上態(spin-up state)，也可以處於自旋向下態(spin-down state)。也就是說，系統內電子傳輸的行為，並不是由單一自旋態的電子而是由這二種不同自旋態的電荷載子所呈現的整體行為。

電子具有二種量子特性，一是自旋，另一是量子相位(quantum phase)。由於電子在自旋鬆弛時間(spin relaxation time)內得以維持其所擁有之自旋態，所以可

直觀地將具自旋向上態和具自旋向下態的電子視為二種不同的帶電粒子。^[1, 2]相較於自旋態的維持，電子並不具維持一特定量子相位的能力；量子相位的效應是需在同調性(coherence)時間內才能顯見，該效應即為所謂的量子干涉(quantum interference)；不過由於同調性時間比自旋鬆弛時間短得多，所以運用電子具量子相位的特性比運用其自旋的特性難度很高。無論是自旋或是量子相位的引入電子傳輸中，都大大地增加了電子傳輸行為在未來運用上更寬廣的空間。

在塊材系統中的電子傳輸行為上，電子相對於其傳輸長度所能維持某一自旋態的時間太短；也就是說，在一個相對短的週期內，自旋態即會翻轉，當在長距離的傳輸後，由於電子的自旋態會不斷地翻轉，是以就平均行為而言，其自旋的特性等效上消失。這也是為什麼在塊材系統中電流僅僅只能反應電荷的表徵，而沒有辦法反應出任何的自旋態表徵。^[3]

近年來，由於人工合成奈米技術的成熟，自旋電子傳輸行為從塊材系統的研究已可轉進至薄膜(film)系統的研究。在薄膜系統中，自旋電子的傳輸距離相對上比在塊材系統中短得多，電子的自旋態在傳輸中可以維持一定的能力大大提昇，其相對的電流效應也就更能呈現出塊材系統所不能呈現的自旋態表徵。當系統中的電子傳輸行為具有自旋特性時，此系統即屬自旋電子傳輸(spin-dependent electron transport)的範疇。

二、自旋電流雙軌(Two spin-dependent current channels model)

從自旋電子傳輸的角度而言，具自旋特徵的電子

可分二種，此即意味著：在系統中，有二種具不同鬆弛時間的帶電粒子。進一步地說，此二種不同的帶電粒子雖具有相同的電荷量及電子質量，然不具有相同的傳輸性質(即鬆弛時間)。一旦，上自旋鬆弛時間等於下自旋鬆弛時間，就電子傳輸的角度而言，區分為二種帶電粒子就顯得多餘而不必要了。

從電子能帶理論可知，當接近費米面的空態愈多，則電子的碰撞機率愈高；而一旦電子的碰撞機率提高，則其相對的旋鬆弛時間就會隨之而愈短。一般金屬如銅，其上、下自旋電子能帶是一樣的，所以上、下自旋鬆弛時間也就會相同；然而磁性材料如鐵、鈷、鎳，其等上、下自旋電子能帶則是不同^[4, 5]。所以，磁性材料中的自旋電子是有必要區分成上自旋電子(spín-up electron)及下自旋電子(spín-down electron)，尤其是當該磁性薄膜材料的膜厚小於自旋鬆弛長度時。所以，於此磁性薄膜系統中，獨立的上自旋電子及下自旋電子所傳輸的電流，即可轉化成其等效電路——上自旋電路及下自旋電路的並聯電路；此一電路模型謂之『自旋電流雙軌模型』。^[1, 2]

在自旋電子傳輸理論中，上、下自旋電子各自獨立的傳輸是最基本也是最重要的假設，其延伸而出的自旋電流雙軌模型則是最重要及最基本的模型，無論是在量子理論計算或是半古典理論計算中，都需要引用到。

三、自旋電阻串並聯理論 (Resistor network theory)

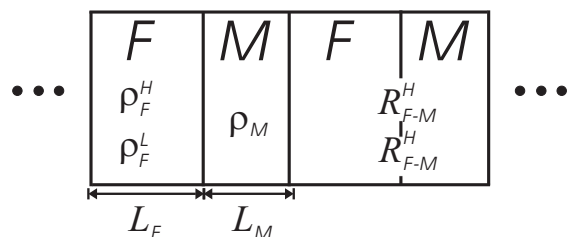
自旋電阻串並聯理論是以自旋電流雙軌模型為基石，更進一步地推廣到用來描述不同薄膜系統的串並聯組合後的傳輸行為。自旋電阻串並聯理論可以描述為：『當整體結構的膜厚小於整體的自旋鬆弛長度時，則自旋相同的個別電路可以先串聯，然後在套用自旋電流雙軌模型』。具體地說，個別的上自旋電路串聯成一整體的上自旋電路，而個別的下自旋電路則串聯成一整體的下自旋電路；隨後，整體的上自旋電路和整體的下自旋電路再進行電路間的並聯，得到最後的等

效電路。^[2]

四、自旋相關碰撞

電阻正比於碰撞機率，而碰撞機率則是取決於二個要素。其一為碰撞位勢(scattering barrier)的強度，另一為費米面(Fermi surface)附近的空態數。當碰撞位勢是自旋相關(spín-dependent)，則上自旋電子與下自旋電子行經該位勢所遭遇的碰撞強度因之而不同；另外，當上、下自旋費米面附近的空態數並不相同時，碰撞後的自旋電子能進入的空態機率也隨之而不同，會導致二者真正的碰撞發生機率呈現與自旋的相關。

在磁性層及金屬層的交錯薄膜結構，也就是所謂的磁性複合膜(magnetic multilayer)，此二種自旋相關碰撞會同時出現於整個薄膜系統中，並且直接地呈現其電流效應中的自旋表徵。對一個磁性複合膜而言，傳輸電子通過在磁性層與金屬層的界面時會發生自旋相關碰撞，此之原因係為界面上的碰撞位勢是自旋相關。另外，如前所述，傳輸電子在磁性層中的上、下自旋電子能帶不同，碰撞發生機率因之而不同，所以也會有第二類的自旋相關碰撞。於此，可以將磁性複合膜中傳輸電子的自旋相關碰撞分為二類，一是界面自旋相關碰撞(interfacial spín-dependent scattering)^[6]，另一是體內自旋相關碰撞(bulk spín-dependent scattering)^[5]。接下來，舉電子垂直流過磁性複合膜為例，以自旋相關碰撞為立論基礎，將可清楚地說明自旋相關碰撞所引發電子傳輸行為上的自旋表徵。



圖一、磁性複合膜之示意圖。

考量磁性複合膜(圖一所示)中，所有磁性層均為相同的磁性材料，其膜厚皆為 L_F 個原子層；所有金

屬層均為相同的金屬材料，其膜厚皆為 L_M 個原子層。由於上述安排的磁性複合膜結構具有週期性，所以單以磁性層/金屬層/磁性層/金屬層等四層結構即可反應出整體結構的特性，此四層結構謂之為單位磁性複合膜。此一磁性複合膜中，含有 N_{MC} 個單位磁性複合膜。

電子在磁性複合膜中傳輸時，會遭受到界面及體內等二類的自旋相關碰撞，也就是說需引進體內自旋電阻率及界面自旋電阻到『自旋電阻串並聯理論』中的等效電路。體內自旋電阻率有三種，界面自旋電阻有二種，其等定義如下：磁性層內有上自旋電子及下自旋電子，其電子之電阻率較高者記為 ρ_F^H ，較低者記為 ρ_F^L ；金屬層中只有一種電子，電阻率記為 ρ_M ；磁性層與金屬層的界面所造成的電阻較大者記為 R_{F-M}^H 及較小者記為 R_{F-M}^L 。附帶說明，由於磁性層中的上自旋電子與下自旋電子的 s 軌域的電子能帶相同，是以前等所受的體內自旋電阻率大小的差異取決於 d 軌域的電子能帶。以鐵為例，其上自旋電子的 d 軌域的電子能帶位於費米面之下，而下自旋電子的 d 軌域的電子能帶則是橫互費米面；所以上自旋電子比下自旋電子在費米面附近的空態數來得少，自然地碰撞機率也就比較小，因而上自旋電子所遭受的是較低的 ρ_F^L ，而下自旋電子所遭受的則是較高的 ρ_F^H 。至於上、下自旋電子在通過磁性層與金屬層的界面時，所遭遇的電阻則是取決於磁性層與金屬層的電子能帶之間的關係。以鈷/銅磁性複合膜為例，系統中的上自旋電子能帶在鈷中與在銅中極為相似，然而下自旋電子能帶在二層之間則有高度的差異性(mismatch)；故而，對上自旋電子來說，通過界面是容易地，但對下自旋電子而言則否。相較於鈷/銅磁性複合膜，自旋電子在鐵/鉻磁性複合膜中的電子能帶關係剛好相反。

對於像鈷/銅磁性複合膜或者是鐵/鉻磁性複合膜， ρ_F^L 大約等同 ρ_M ，所以為了簡化下面的說明， $\rho_F^L = \rho_M$ 這個條件會加諸於所有計算及表示中。同時，為了更加進一步地簡化，當某方向的自旋電子在磁性層中的電阻率為較小的 ρ_F^L ，則假設該自旋電子通

過磁性層及金屬層界面時所遭遇之電阻也是較小的 R_{F-M}^L ；反之亦然。

當兩邊磁性層的磁化強度方向平行時，其上自旋電阻記為 R_p^+ ，下自旋電阻記為 R_p^- ，整體電阻記為 R_p ；依自旋電流雙軌模型，其關係為 $1/R_p^+ + 1/R_p^- = 1/R_p$ 。同理，當二邊磁性層的磁化強度方向反平行時，相對之電阻記為 R_{AP}^+ 、 R_{AP}^- 及 R_{AP} ，其關係 $1/R_{AP}^+ + 1/R_{AP}^- = 1/R_{AP}$ 。

不同磁性層由於磁化強度方向的不同，所以對於電子自旋方向的感受也就不相同。換個角度而言，就自旋電子來說，當兩臨近磁性層的磁化強度方向兩兩平行時，來自於某一磁性層的自旋電子無法區分其間不同；然則，若兩臨近磁性層的磁化強度方向恰為兩兩反平行時，則電子會感受到其自旋方向交錯地平行與反平行著磁性層中之磁化強度的方向。

圖二(a)顯示了當臨近磁性層的磁化強度方向兩兩平行時之磁性複合膜的示意圖，圖二(b)則顯示了圖二(a)之等效電路，其中 R_p^+ 及 R_p^- 分別如下：

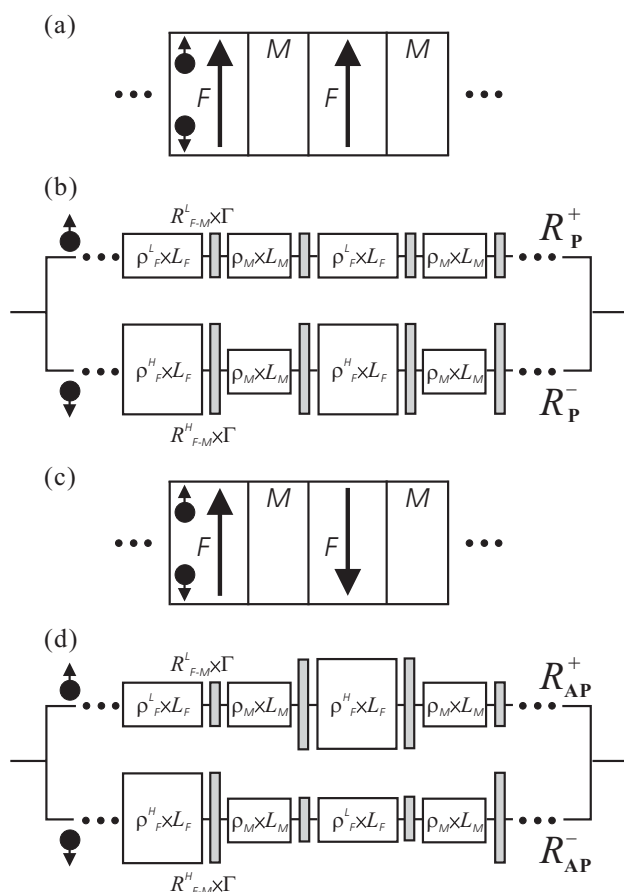
$$R_p^+ = N_{MC} [2L_F \times \rho_F^L + 2L_M \times \rho_M + 4\Gamma \times R_{F-M}^L],$$

$$R_p^- = N_{MC} [2L_F \times \rho_F^H + 2L_M \times \rho_M + 4\Gamma \times R_{F-M}^H].$$

經由 R_p^+ 及 R_p^- 並聯，可得整體電阻 R_p 。圖二(c)顯示了當臨近磁性層的磁化強度方向兩兩反平行時之磁性複合膜的示意圖，圖二(d)則顯示了圖二(c)之等效電路，其中 $R_{AP}^+ = R_{AP}^-$ 之表示式如下：

$$R_{AP}^+ = R_{AP}^- = N_{MC} [L_F \times (\rho_F^L + \rho_F^H) + 2L_M \times \rho_M + 2\Gamma \times (R_{F-M}^H + R_{F-M}^L)].$$

經由 R_{AP}^+ 及 R_{AP}^- 並聯，可得整體電阻 R_{AP} 。由上，可以發現在理論上對於對於 $\sqrt{R_{AP} - R_p} \sqrt{R_{AP}}$ 這個隨 L_F 變化的函數而言，其斜率及截距分別為 $N_{MC} \rho_F^* \beta$ 及 $2N_{MC} \Gamma R_{F-M}^* \gamma$ 。其中， β 謂之為體自旋碰撞差異比(bulk spin-dependent scattering asymmetry ratio)， γ 謂之為界面自旋碰撞差異比(interfacial spin-dependent scattering asymmetry)。相關於實驗上，可藉由實驗圖形中的斜率及截距分別量測而出 β 與 γ 。^[7,8]



圖二、(a) 所有磁性層之磁性強度方向平行排列下，單位磁性複合膜之示意圖。黑色粗體長箭頭代表該磁性層之磁性強度方向。(b) 圖二(a)之對應等效電路示意圖。(c) 臨近磁性層之磁性強度方向兩兩反平行排列下，單位磁性複合膜之示意圖。(d) 圖二(c)之對應等效電路示意圖。

藉由『自旋電阻串並聯理論』來分析磁性複合膜中傳輸行為的電阻效應，可輕易地發現其自旋相關碰撞所對應的電阻，在磁性層間之磁化強度方向不同時，對應不同的串並聯組合而成的等效電路，並可由簡單的圖示(圖二(b)及(d))即可輕易地顯示出：無論是界面或抑是體內的自旋相關碰撞，對於電子傳輸行為上所呈現的自旋表徵，均扮演著相等重要而不可忽略的角色。『自旋電阻串並聯理論』化約了原本不易理解的自旋電子傳輸行為，從而呈現了這二類自旋相關碰撞所帶來的影響，輕易地令人了解其中機制之所在，其所具的簡單特質，是一種由物理直觀出發所帶來的物理之美，實值令人再三品味。

五、結語

建構在自旋電流雙軌模型之上的自旋電阻串並聯理論，對於自旋相關碰撞所引發電子傳輸行為的自旋

表徵，無疑地是一個相當直觀的理論，並幫助了理論物理學家及實驗物理學家對自旋電子傳輸行為作具體的想像。唯一可惜的是，整個理論中視體自旋碰撞差異比 β 及界面自旋碰撞差異比 γ 為常數且相互獨立，所以在某些情況下，與實驗結果大相逕庭；因而，必需放棄而改以 Boltzmann transport equation model 來加以描述。然而，Boltzmann transport equation model 是架構在微分方程之上，是以往在理論運作後，只能得出數值解，其間機制之所以並無法具體地呈現。基於上之所述，如何結合自旋電阻串並聯理論及 Boltzmann transport equation model 二者之優，進而形成一個不僅直觀而且正確的理論與模型，是深具意義的研究工作。^[9]

參考文獻

1. A. Fert and I.A. Campbell, J. Phys. F: Metal Physics **6**, 849 (1976).
2. D.M. Edwards, J. Mathon, and R.B. Muniz, IEEE Trans. Magn. **27**, 3548 (1991).
3. 張慶瑞，『旋轉新世紀—自旋電子傳輸與自旋電子學』，物理雙月刊，二十二卷六期，2000 年 12 月。
4. 黃迪靖，『新穎半金屬磁性薄膜的電子結構』，物理雙月刊，二十五卷五期，2003 年 10 月。
5. N. F. Mott, Adv. Phys. **13**, 325 (1964)
6. R.E. Camley and J. Barnas, Phys. Rev. Lett. **63**, 664 (1989).
7. J. Bass, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, Jr. S.F. Lee, Q Yang, P. Holody, L.L. Henry, and R. Loloee, Mater. Sci. Engng. **B31**, 77 (1995).
8. W.P. Pratt, Jr. S.F. Lee, Q Yang, P. Holody, P.A. Schroeder, and J. Bass, J. Appl. Phys. **73**, 5326(1993).
9. 陳穗斌，博士論文，台灣大學(2004).

作者簡介

張慶瑞，美國加州大學聖地牙哥分校(UCSD)博士，現職為台灣大學物理系教授兼系主任、台大奈米儲存中心(CNR)及台大理論物理中心(CTP)主持人、中華民國物理學會理事長。研究專長為奈米磁學、自旋電子學。Email: crchang@phys.ntu.edu.tw

陳穗斌，台灣大學物理博士，現職台灣大學物理博士後研究員，研究專長為自旋電子傳輸、自旋電子穿隧之研究。

Email: d89222002@ntu.edu.tw